

**THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS
VI**

Spécialité : Physique des liquides

Présentée par Céline Gabard

pour obtenir le titre de Docteur de l'Université Paris VI

**Déplacements de fluides miscibles
non-newtoniens en conduite
cylindrique verticale**

Soutenue le 30 janvier 2001 devant le jury composé de :

M. John HINCH	Rapporteur
M. François CHARRU	Rapporteur
Mme Martine BENAMAR	Examineur
M. Chérif NOUAR	Examineur
M. Bernard THERON	Examineur
M. Jean-Pierre HULIN	Directeur de thèse

INTRODUCTION	6
I PROBLÉMATIQUE SCIENTIFIQUE ET APPLICATIONS DU TRAVAIL.	15
I.1 MOTIVATION DE L'INDUSTRIE PÉTROLIÈRE	15
I.1.1 Problème pétrolier.....	15
I.1.2 Fluides pétroliers non-newtoniens et géométrie annulaire	23
I.1.2.1 Propriétés des fluides de forage	23
I.1.2.2 Effets complexes de la géométrie annulaire	28
I.1.3 Solutions développées par l'industrie pétrolière.....	30
I.1.3.1 Préconisations pratiques de cimentation	30
I.1.3.2 Nature complexe des fluides et instabilités	32
I.2 INTÉRÊT FONDAMENTAL : INSTABILITÉ DE DIGITATION VISQUEUSE	34
I.2.1 Instabilité de Saffman-Taylor : fluides newtoniens non-miscibles	35
I.2.2 Digitation visqueuse de fluides miscibles newtoniens	38
I.2.2.1 Caractéristiques de l'écoulement	38
I.2.2.2 Phénomène de recirculation	41
I.2.2.3 Epaisseur du doigt	43
I.2.3 Rhéologie non-newtonienne dans des géométries simples	44
I.2.3.1 Caractère rhéofluidifiant	45
I.3 OBJECTIFS DE LA THÈSE	50
II PROCÉDURES, SYSTÈMES EXPÉRIMENTAUX ET NUMÉRIQUES	52
II.1 TECHNIQUE DE MESURES RHÉOLOGIQUES.....	52
II.1.1 Détermination de la viscosité non-newtonienne	52
II.1.1.1 La géométrie cône-plan	53
II.1.1.2 La géométrie Couette	54
II.1.2 Détermination du seuil de contrainte	56
II.1.3 Le rhéomètre Stress Tech, Rheologia Instruments AB.....	58
II.2 PRÉPARATION ET CARACTÉRISATION DES FLUIDES	59
II.2.1 Fluides newtoniens	59
II.2.2 Fluides rhéofluidifiants sans seuil : solutions de Xanthane.....	60
II.2.2.1 Préparation des solutions de Xanthane.	61

II.2.2.2 Rhéologie des solutions de Xanthane.	63
II.2.2.3 Déplacements iso-densité	65
II.2.3 Solutions de laponite et de Carbopol : deux fluides d’Herschel-Bulkley	66
II.2.3.1 Caractéristiques des fluides à seuil	66
II.2.3.2 La laponite	67
II.2.3.3 Préparation des solutions de laponite.	69
II.2.3.4 Rhéologie des solutions de laponite.	70
II.2.3.5 Le Carbopol	74
II.2.3.6 Préparation des solutions de Carbopol	76
II.2.3.7 Rhéologie des solutions de Carbopol	76
II.2.3.8 Solution mixte Laponite-Carbopol	80
II.3 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL D’ÉCOULEMENT	82
II.3.1 Expériences de déplacement en tube vertical	82
II.3.2 Conditions d’injection et d’écoulement	85
II.3.3 Protocole spécifique de pré-déplacement pour les solutions de laponite.....	86
II.4 MESURE ET ANALYSE SPATIO-TEMPORELLE DES ÉPAISSEURS DE FILM RÉSIDUEL.....	87
II.4.1 Acquisition de l’épaisseur de film par mesure acoustique.	87
II.4.2 Détermination de la composition moyenne du fluide en écoulement.	91
III RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX :	
CARACTÉRISTIQUES DU DÉPLACEMENT INITIAL	96
III.1 CARACTÉRISTIQUES QUALITATIVES DES DÉPLACEMENTS DE FLUIDES MISCIBLES.	97
III.1.1 Evolution temporelle des déplacements	97
III.1.2 Géométries des déplacements.....	101
III.1.2.1 Doigts	102
III.1.2.2 Fracturations et formation de bouchons	107
III.1.2.3 Rugosités d’interface.	112
III.2 ÉPAISSEUR DU FILM RÉSIDUEL (LIMITE HAUTE VITESSE)	115
III.2.1 Déplacement de fluides miscibles newtoniens	116
III.2.1.1 Expériences de Petitjeans et Maxworthy, simulations de Chen et Meiburg	116
III.2.1.2 Présentation de nos expériences	118

III.2.2 Déplacement de fluides miscibles rhéofluidifiants	122
III.2.2.1 Résultats des expériences	122
III.2.3 Déplacements de fluides miscibles viscoplastiques	130
III.2.3.1 Solutions de Carbopol : fluides d’Herschel–Bulkley présentant une contrainte seuil	130
III.2.3.2 Résultats des expériences	131
III.3 TRANSITION VERS L’ÉPAISSEUR LIMITE À HAUT DÉBIT : INFLUENCE DU DÉBIT D’INJECTION	134
III.3.1 Déplacements des solutions de Xanthane.....	134
III.3.2 Déplacements de solutions de Carbopol	136
III.3.2.1 Déplacement par un fluide newtonien iso-densité	136
III.3.2.2 Déplacement par des fluides à caractère rhéofluidifiant présentant une contrainte seuil.	138
III.4 CONCLUSIONS.....	139
 IV MODÉLISATION THÉORIQUE DU DÉPLACEMENT DE FILMS RÉSIDUELS.....	 141
IV.1 MODÉLISATION DU CHAMP DE VITESSE D’ÉCOULEMENT EN APPROXIMATION QUASI PARALLÈLE	142
IV.1.1 Description du modèle	142
IV.1.1.1 Interface	144
IV.1.1.2 Rhéologies des fluides	144
IV.1.1.3 Conditions aux limites et interface	146
IV.1.1.4 Forme conservative de l’équation de propagation de l’interface.	146
IV.1.1.5 Normalisation du système d’équations	147
IV.1.1.6 Nombres sans dimension	148
IV.1.1.7 Résolution numérique de l’écoulement axial	149
IV.1.2 Analyse des déplacements expérimentaux	150
IV.1.2.1 Profils de vitesse de fluides rhéofluidifiants dans un tube circulaire	151
IV.1.2.2 Influence du caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé sur l’épaisseur du film résiduel.	156
IV.1.2.3 Influence de la présence de la contrainte seuil sur le diamètre du doigt	158
IV.1.3 Epaisseur du film résiduel.....	160
IV.1.3.1 Variation temporelle	161
IV.1.3.2 Prédiction d’une couche statique en paroi.	161
IV.1.3.3 Conclusions	173
IV.2 MODÈLE DE Z. YANG ET Y. YORTSOS	173
IV.3 MODÈLE DE « RECIRCULATION »	182
IV.3.1 Présentation du modèle	183

IV.3.1.1 Conditions aux limites.	186
IV.3.1.2 Existence d'une zone de recirculation	188
IV.3.1.3 Prédiction de l'épaisseur de la couche statique	191
IV.3.2 Confrontation avec les données expérimentales.....	194
IV.3.3 Essai d'extension du modèle de recirculation aux fluides sans seuil d'écoulement	196
IV.3.4 Influence des propriétés physiques et rhéologiques des fluides viscoplastiques sur les caractéristiques du film résiduel.	196
IV.3.4.1 Couple de fluides viscoplastiques	196
IV.3.4.2 Prédictions	197
IV.3.4.3 Analyse	199
IV.4 CONCLUSION.....	200
V INSTABILITÉS.....	203
V.1 ETUDES PRÉCÉDENTES SUR LES FLUIDES NEWTONIENS.....	204
V.2 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX SUR LES INSTABILITÉS DE DÉPLACEMENT DE FLUIDES NEWTONIENS	208
V.2.1 Analyse qualitative des instabilités.....	208
V.2.1.1 Condition d'apparition des instabilités	208
V.2.1.2 Mode de développement des instabilités	211
V.2.1.3 Caractéristiques géométriques des instabilités	216
V.2.2 Diagrammes spatio-temporels	219
V.2.2.1 Rappel des caractéristiques d'un diagramme spatio-temporel	219
V.2.2.2 Instabilités spontanées et provoquées par une perturbation de l'interface	222
V.2.2.3 Conclusions	226
V.2.3 Vitesses de propagation des instabilités.....	226
V.2.3.1 Origine de la perturbation initiale	227
V.2.3.2 Vitesse de propagation de la perturbation initiale	229
V.2.3.3 Vitesses de propagation des instabilités développées	232
V.2.4 Evolution de l'épaisseur moyenne du film résiduel.	234
V.2.4.1 Taux de croissance du diamètre du doigt de digitation visqueuse	239
V.3 MODÉLISATION PHYSIQUE	241
V.3.1 Vitesse de propagation de la perturbation d'amplitude finie.....	241
V.3.2 Taux de croissance du diamètre du doigt de digitation visqueuse	243
V.4 CONCLUSION.....	246

VI SIMULATIONS NUMÉRIQUES DES DÉPLACEMENTS DE FLUIDES MISCIBLES.....	249
VI.1 CARACTÉRISTIQUES DU CODE FIDAP	249
VI.1.1 Géométrie de l'écoulement et de l'injection	250
VI.1.2 Modèles rhéologiques	253
VI.1.3 Description du maillage	255
VI.1.4 Détermination de l'épaisseur du film résiduel	256
VI.2 ROBUSTESSE DES SIMULATIONS.....	257
VI.2.1 Profil de vitesse.....	257
VI.2.2 Raffinement du maillage.....	259
VI.2.3 Instabilités numériques et résolution	260
VI.3 PRÉDICTION DES ÉPAISSEURS DES FILMS RÉSIDUELS EXPÉRIMENTAUX.	261
VI.3.1 Fluides newtoniens	261
VI.3.2 Fluides à caractère rhéofluidifiant sans seuil de contrainte	262
VI.3.2.1 Comparaison avec nos résultats expérimentaux	262
VI.3.2.2 Dépendance des déplacements de fluides rhéofluidifiants en fonction de leurs paramètres rhéologiques	264
VI.3.3 Fluides viscoplastiques	268
VI.3.3.1 Comparaison avec les résultats expérimentaux	268
VI.3.3.2 Caractéristiques des déplacements de fluides viscoplastiques	270
VI.3.3.3 Comparaison des prédictions du modèle de recirculation et des simulations numériques dans le cas d'un fluide à seuil	273
VI.4 CARACTÉRISTIQUES DES DÉPLACEMENTS	276
VI.4.1 Profils transverses pression.....	276
VI.4.2 Champ de vorticité	278
VI.4.3 Champ de vitesse.....	279
VI.4.4 Conclusion	280
VI.5 APPLICABILITÉ DES SIMULATIONS DU CODE FIDAP	281
 CONCLUSION	 280
 ANNEXE	 286
 BIBLIOGRAPHIE	 293

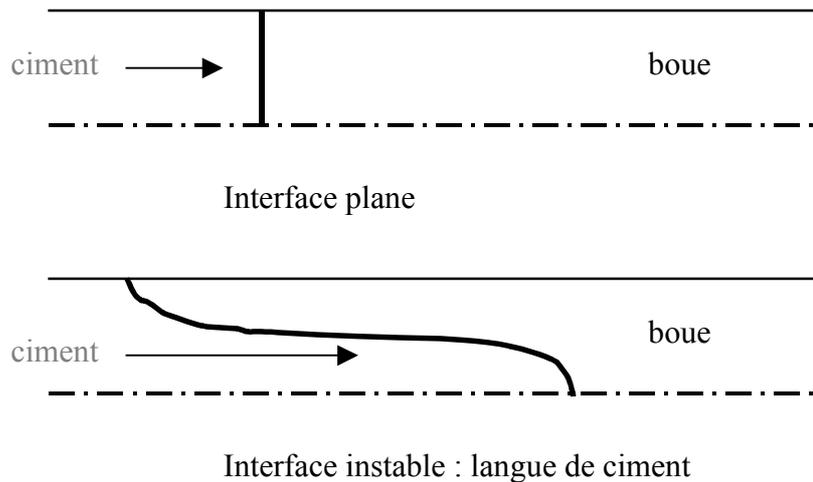
Introduction

L'industrie pétrolière a mis en évidence très tôt l'instabilité de «digitation visqueuse» également appelée instabilité de Saffman-Taylor. La récupération du pétrole, qui consiste à le chasser des roches poreuses en le poussant avec de l'eau, laisse apparaître la première la formation de doigts d'eau dans le pétrole, limitant ainsi la récupération du pétrole. L'interface entre les deux fluides est instable et prend la forme de «doigts» du fluide le moins visqueux qui envahissent le plus visqueux.

Ce même phénomène de digitation visqueuse est observé lors de la phase primaire de cimentation des puits de pétrole.

La naissance d'un puits commence par le forage, suivi de la cimentation primaire. A l'intérieur du forage, des tubes en acier assemblés, nommés casing, sont fixés sur toute la longueur (le pétrole va remonter alors du réservoir à la surface par l'intérieur de ce tube). La géométrie de l'interstice entre les tubes et la paroi rocheuse est un annulaire excentré. Il est nécessaire de consolider la paroi du forage et d'isoler les différentes formations environnantes (par exemple les nappes d'eau et d'huile ou les couches de différentes pressions qui pourraient se vider les unes dans les autres). On va alors cimenter l'espace annulaire compris entre le tube en acier et la paroi rocheuse. Cette opération est appelée cimentation primaire. L'objectif est d'assurer le remplissage aussi complet que possible de l'annulaire par le ciment.

A cette fin, on injecte du ciment par l'intérieur de ce tube depuis la surface jusqu'au fond du puits. Arrivé en bas, le ciment remonte par l'annulaire, déplaçant ainsi hors du forage les boues en circulation qui ressortent par le haut. Ces dernières, occupant initialement tout l'intérieur du puits, sont généralement plus visqueuses que le ciment. Le déplacement des boues de forage par le ciment est rarement stable, l'interface n'est ainsi presque jamais stable et présente des digitations. Il arrive ainsi que des «langues» de ciment se forment à l'intérieur de ces boues.



Digitation de l'interface boue / ciment.

La phase de cimentation primaire est une étape cruciale de la mise en production d'un puits. De l'efficacité du déplacement des boues de forage par le ciment dépend la qualité de la cimentation. En effet, lorsque les boues de forage ne sont pas déplacées par le ciment et que subsistent, après la prise du ciment, des films de boues sur les parois du tube ou de la formation rocheuse, l'étanchéité n'est plus réalisée. Par ailleurs, même si la distribution des fluides est homogène dans la section de l'annulaire, on peut observer des mélanges locaux de boues de forage et de ciment qui empêchent le ciment de prendre.

La particularité du déplacement réside dans le fait que les fluides de forage sont miscibles et que leur rhéologie non-newtonienne est très complexe. Les fluides utilisés sont la plupart du temps rhéofluidifiants, c.a.d. leur viscosité apparente diminue lorsque le cisaillement auquel ils sont soumis augmente. La plupart des fluides de forages se présentent au repos sous la forme d'un gel et ne s'écoulent que pour des contraintes imposées supérieures à une valeur seuil. Pour provoquer un écoulement à faible vitesse, il faut imposer au fluide une contrainte critique τ_y , appelée seuil de contrainte. Lorsque la contrainte est inférieure à la contrainte seuil τ_y , un comportement «solide» est observé. Pour des contraintes supérieures à τ_y , on observe un comportement de fluide visqueux. Ces fluides sont dits viscoplastiques.

Du fait de la géométrie de la zone concernée (annulaire excentré) et des propriétés rhéologiques fortement non-Newtoniennes des fluides pompés, le processus de cimentation s'avère relativement complexe. L'instabilité de digitation visqueuse due au contraste de viscosité diminue considérablement l'efficacité de la cimentation.

L'industrie pétrolière a été une des premières à analyser les caractéristiques de l'instabilité de digitation visqueuse en vue d'améliorer le processus de déplacement. On lui doit nombre de publications sur le sujet. Afin de mieux comprendre le problème de cimentation, des analyses théoriques, des modélisations et des simulations numériques du processus de déplacement ont été développées,

notamment au centre de recherche de Schlumberger à Cambridge. Ces modèles réduisent le plus souvent le déplacement à un problème unidimensionnel. Ils s'attachent principalement à estimer l'efficacité d'un déplacement en fonction des grandeurs globales physiques du système, sans analyser précisément les mécanismes fondamentaux qui déterminent l'instabilité de digitation visqueuse.

La digitation visqueuse est à l'origine d'une multitude de formes et de comportements complexes qui diffèrent suivant la nature des fluides (miscibles ou non miscibles, newtoniens ou non newtoniens), la géométrie de l'écoulement (injection radiale ou linéaire) et le milieu dans lequel elle se produit (milieu poreux, tube, cellule de Hele-Shaw).

Une bonne part des travaux fondamentaux relatifs à ce sujet a étudié le déplacement de fluides newtoniens non-miscibles en cellule de Hele-Shaw. Une telle cellule consiste en un canal linéaire formé typiquement de deux plaques de verre séparées par un intervalle dont l'épaisseur b est faible devant sa largeur W . Sir G.I. Taylor, en 1956, à la suite d'une visite chez la compagnie de pétrole « Humble », a été un des premiers à s'intéresser à cette instabilité liée au problème d'écoulement de deux phases dans un milieu poreux. En 1958, Saffman et Taylor ont mené une première étude approfondie de cette instabilité qui portera leur nom. Ils ont observé la déstabilisation de l'interface conduisant à la formation d'un motif, qu'on appelle aujourd'hui doigt de Saffman-Taylor. Lors de cette étude, ils ont montré qu'un écoulement en milieu poreux peut être modélisé par un écoulement en cellule de Hele-Shaw. La vitesse moyenne V de l'écoulement visqueux entre les plaques est liée à la pression par : $V = -b^2 / (12\eta) \nabla p$ où η est la viscosité du fluide. Cette relation est identique à la loi de Darcy décrivant l'écoulement dans un milieu poreux de perméabilité $b^2 / 12$. Dans une cellule de Hele-Shaw, le doigt stable se propage le long de la cellule et sa largeur est une fonction de la vitesse d'injection, pour un couple de fluides et une géométrie donnés. Cette largeur est déterminée par la compétition entre les deux forces qui agissent sur l'interface : les forces capillaires qui tendent à élargir le doigt et les forces visqueuses qui tendent à l'amincir. Le rapport entre ces deux forces est appelé le nombre capillaire $Ca = \Delta\eta U / \sigma$ où U est la vitesse des doigts, $\Delta\eta$ la différence de viscosité entre les deux fluides et σ la tension de surface. De cette compétition résulte la diminution de la largeur des doigts quand leur vitesse croît. A haute vitesse, la largeur des doigts tend vers une valeur égale à la moitié du canal. Trois autres études de l'instabilité de digitation visqueuse, cette fois-ci en tube, ont été réalisées à la même époque : Bretherton en 1961 sur les caractéristiques de l'écoulement de bulles non visqueuses à l'intérieur d'un fluide visqueux et Taylor et Cox, respectivement en 1961 et 1962 sur l'influence du nombre capillaire sur le diamètre du doigt de digitation visqueuse.

De la loi de Darcy et de l'incompressibilité des fluides découle : $\Delta p = 0$. La pression obéit à l'équation de Laplace. L'instabilité de Saffman-Taylor se place ainsi dans le cadre plus général de la croissance de motifs aux surfaces libres, vérifiant

l'équation de Laplace. Cette similitude avec d'autres problèmes de formation de motifs ou de croissance de fronts explique le grand nombre d'études théoriques et expérimentales qui ont été récemment consacrées à cette instabilité (Mac Lean et al. en 1981, Reinelt en 1985, Saffman en 1986, Dombre et al. en 1986, Homsy en 1987, Combescot et al. en 1988, et Cachile et al. en 1996). Ces dernières ont conduit à une très bonne compréhension des fluides simples. Notamment, le mécanisme de sélection qui détermine la largeur des doigts est bien compris.

Récemment, l'instabilité de Saffman-Taylor a aussi été étudiée pour des fluides complexes dits non-newtoniens. L'intérêt pour une telle étude fondamentale a naturellement encore été suscité par l'industrie pétrolière qui utilise fréquemment des fluides aux caractéristiques rhéologiques non-newtoniennes. Toutefois, ces travaux se sont restreints au cas des fluides non-miscibles (Bonn et al en 1995 et 1998, Alexandrou et al., Gorodtsov et al. en 1997, Coussot en 1999, Lindner et al. en 2000). Une grande variété de motifs remarquablement différents de ceux obtenus pour des fluides simples a été observée. Un grand nombre d'expériences ont été effectuées dans des solutions de polymères diluées où, de façon surprenante, on peut observer, suivant les expériences, soit un élargissement soit un amincissement des doigts (par rapport au cas newtonien). Sous certaines conditions, des doigts qui ressemblent à des fractures ont pu être observés. L'instabilité s'avère ainsi très riche en motifs pour les fluides non-newtoniens.

Malheureusement, la plupart des fluides utilisés, même dans des expériences de laboratoire, combinent plusieurs types de caractéristiques non-newtoniennes qui ne sont pas entièrement déterminées. Il est donc difficile de comprendre parfaitement les caractéristiques des motifs observés. Par ailleurs, le processus de digitation visqueuse n'est plus gouverné par l'équation de Laplace lorsque certaines de ces caractéristiques non-newtoniennes apparaissent, ce qui rend un traitement théorique de l'instabilité plus difficile.

L'instabilité de Saffman-Taylor a été étudiée très tardivement pour les fluides miscibles. Dans ce cas, la tension de surface est nulle mais il faut tenir compte de la diffusion moléculaire qui mélange les fluides aux temps longs. On peut alors distinguer deux régimes asymptotiques différents en fonction de l'importance relative des effets convectifs et diffusifs.

Dans le cas d'un régime non diffusif (situation de nombre de Péclet élevé), la vitesse d'écoulement est alors suffisamment importante pour que les deux fluides, bien que miscibles, n'aient pas le temps de se mélanger. Il est alors possible de définir précisément une interface entre les fluides, de sorte que cette situation est formellement semblable à l'écoulement de deux fluides non miscibles avec une tension de surface rigoureusement nulle. Le mécanisme de sélection de la largeur du doigt n'est néanmoins toujours pas compris. Rappelons que tous les travaux sur le sujet n'ont concerné que les fluides newtoniens. Plusieurs études expérimentales, modélisations physiques et numériques (Petitjeans et al. en 1996, Chen et al en 1996, Lajeunesse et al. en 1997, Yang et al. en 1997) ont tenté d'analyser l'influence des

propriétés de l'écoulement, telles que la vitesse d'injection et le rapport de viscosité des fluides sur la géométrie du doigt de digitation visqueuse. Quelques rares analyses théoriques mathématiques (Combescot et al. en 1986 et 1988) ont tenté de déterminer les critères de sélection du diamètre du doigt de digitation visqueuse pour une tension de surface tendant vers zéro (fluides miscibles). Mais aucun argument physique n'a été mis en évidence à ce jour pour expliquer le mode de sélection de la largeur du doigt de digitation visqueuse dans ce cas.

A notre connaissance, seule une analyse mathématique très récente (Benamar et al. (1998 et 1999)) s'est focalisée sur les caractéristiques des doigts de digitation visqueuse de fluides miscibles, lorsque les fluides déplacés sont non-newtoniens. Toutefois, l'écoulement a lieu en cellule de Hele-Shaw et ils s'intéressent aux fluides rhéofluidifiants dont l'indice rhéofluidifiant n est proche de 1.

Plusieurs travaux fondamentaux ont donc analysé l'instabilité de Saffman-Taylor et certains ont étudié le cas des fluides non-miscibles non-newtoniens et des fluides miscibles newtoniens. Cependant aucune étude fondamentale n'a été réalisée à notre connaissance sur le déplacement en tube de fluides miscibles non-newtoniens, et en particulier, sur l'instabilité de Saffman-Taylor pour des fluides de forage (fluides miscibles viscoplastiques).

Le premier chapitre de ce manuscrit présente le problème pétrolier qui est à l'origine de notre travail de thèse : la phase primaire de la cimentation des puits pétroliers, et plus particulièrement, le déplacement ascendant des boues de forage par le ciment dans une conduite annulaire excentrée. Les fluides de forage sont miscibles et viscoplastiques.

Après une présentation des divers travaux de l'industrie pétrolière déjà réalisés sur le sujet, nous avons établi le cadre du problème fondamental dans lequel se place la phase primaire de cimentation. Il s'agit d'analyser les propriétés des déplacements ascendants de fluides miscibles non-newtoniens iso-densité en tube.

Une revue des travaux fondamentaux sur l'extension de l'instabilité de Saffman-Taylor aux cas des fluides miscibles newtoniens et des fluides non-miscibles non-newtoniens nous servira de référence. Nous nous focaliserons sur les fluides à caractère rhéofluidifiant avec ou sans contrainte seuil (comportement viscoplastique dans le cas où la contrainte seuil n'est pas nulle). D'un point de vue fondamental, nous avons cherché à comprendre les mécanismes physiques généraux des déplacements de fluides miscibles non-newtoniens grâce à des expériences en laboratoire.

Le deuxième chapitre de ce mémoire sera consacré tout d'abord aux montages et protocoles expérimentaux, ainsi qu'à la présentation des différentes techniques expérimentales et numériques utilisées lors de notre étude. On détaillera la sélection des fluides et la détermination de leurs propriétés rhéologiques, puis on décrira les mesures acoustiques et conductimétrique d'épaisseur de films résiduels et la technique d'acquisition vidéo et de traitement d'images permettant la réalisation de

diagrammes spatio-temporels. Plusieurs fluides expérimentaux non-newtoniens avec une large gamme de propriétés rhéologiques (caractère rhéofluidifiant avec ou sans contrainte seuil) ont été étudiés.

L'objectif du troisième chapitre est de décrire les résultats de nos mesures expérimentales de déplacement de fluides miscibles en tube vertical. Nous nous sommes focalisés sur les déplacements de fluides avec un rapport de viscosité élevé, laissant apparaître un doigt bien défini et stationnaire, laissant derrière lui un film stable d'épaisseur constante. Les déplacements de fluides miscibles isodensité se caractérisent fréquemment par deux phases distinctes d'évolution temporelle. Au développement initial du doigt, peut en effet succéder, dans certains cas, l'apparition d'instabilités. Ce troisième chapitre sera consacré à l'étude du développement initial du doigt stable. Une analyse de la deuxième phase durant laquelle apparaissent des instabilités sera réalisée au cours du cinquième chapitre. Les expériences sont réalisées à grand nombre de Péclet tels que la vitesse d'écoulement soit suffisamment importante pour que les deux fluides n'aient pas le temps de se mélanger et qu'on puisse ainsi définir précisément une interface entre les fluides. Nous décrivons les différents types de géométries de déplacement observées : doigts arrondis lissés, doigts aplatis (avec ou sans parois rugueuses), bouchons avec ou sans fracture interne du gel en fonction des caractéristiques rhéologiques des fluides. Dans une deuxième section, nous présenterons les épaisseurs des films résiduels observés lors des différents déplacements. Nous comparerons nos propres résultats expérimentaux à ceux de la littérature dans le cas des déplacements de fluides newtoniens. Nous montrerons ensuite les particularités des films résiduels lorsque le fluide déplacé présente des caractéristiques rhéologiques non-newtoniennes. On analysera l'influence du caractère rhéofluidifiant, d'une part, et de la présence éventuelle d'un seuil de contrainte du fluide déplacé, d'autre part. Enfin, nous mettrons en évidence au cours de la troisième section l'influence du dernier paramètre physique caractéristique de l'écoulement : la vitesse d'injection.

Le quatrième chapitre de ce rapport présente une analyse théorique et numérique de la physique du déplacement de fluides et des films résiduels. On s'intéressera exclusivement au déplacement initial du fluide et à l'épaisseur des films résiduels avant que les instabilités n'aient commencé à se développer. Nous avons procédé graduellement dans cette étude en commençant par une analyse générale de ces déplacements, l'objectif final de notre étude théorique générale étant la prédiction de l'épaisseur du film résiduel. Toutefois, la seule compréhension de la distribution des vitesses dans la section de l'écoulement, plus aisée, s'avère très utile. Ainsi, dans une première phase, nous avons représenté le déplacement simultané des deux fluides en conduite cylindrique dans une approximation d'écoulement quasi-parallèle. En analysant les profils de distribution des contraintes et des vitesses pour une position d'interface donnée, nous avons acquis une première compréhension des caractéristiques de l'écoulement. L'influence des propriétés rhéologiques respectives des fluides (newtoniens, à caractère rhéofluidifiant, viscoplastiques) a été plus

particulièrement étudiée. La deuxième phase de notre étude théorique a pour objectif la prédiction de l'épaisseur du film résiduel. Nous présenterons tout d'abord le modèle analytique de Yang et Yortsos, seule référence de modèle analytique établissant la sélection du diamètre du doigt en conduite cylindrique dans le cas des fluides newtoniens. Puis, nous nous focaliserons sur le modèle que nous avons développé, avec pour objectif la prédiction du diamètre du doigt dans le cas des fluides non-newtoniens. Nous appelons ce modèle, modèle de «recirculation».

Le cinquième chapitre est consacré à l'analyse du développement des instabilités lors des déplacements. Après qu'un certain volume de fluide a été déplacé, certains déplacements ont mis en évidence l'apparition d'instabilités au niveau de l'interface entre les fluides. Lorsque les instabilités se développent, on observe de fortes variations spatiales et temporelles de l'interface. Le diamètre moyen du doigt s'accroît, l'épaisseur du film résiduel diminue progressivement. L'objectif de ce chapitre est d'étudier l'influence des propriétés rhéologiques des fluides et de la vitesse d'injection de l'écoulement sur l'apparition et le développement de ces instabilités. Charles et al. en 1965, Yih en 1967, Kao et al. en 1972, Hammond en 1983, Hinch en 1984, Aul et al. en 1990, Barthelet et al. en 1995, Hooper et al. en 1997, Joseph et al. en 1984 et 1997 et Scoffoni et al. en 2000 ont étudié les propriétés des instabilités interfaciales qui peuvent apparaître lors du déplacement de fluides newtoniens, miscibles ou non miscibles. Ils ont analysé les mécanismes de développement des instabilités et montré que leurs caractéristiques (vitesse de phase, longueur d'onde, taux de croissance) dépendaient essentiellement de la nature des fluides et de la géométrie de l'écoulement (Couette, Poiseuille, conditions aux limites).

La première section de ce chapitre est consacrée à l'analyse des caractéristiques des instabilités par visualisation vidéo. Nous avons ainsi analysé les conditions d'apparition de ces instabilités, leur mode de développement (spontané ou provoqué par la présence d'une perturbation finie) ainsi que leur géométrie respective selon la rhéologie des fluides et la vitesse d'injection. La réalisation de diagrammes spatio-temporels à partir des images vidéo et les données des mesures acoustiques ont permis une analyse plus complète de ces instabilités. Nous présenterons l'étude des diagrammes spatio-temporels dans la deuxième section de ce chapitre. Enfin, la troisième et dernière section sera consacrée à l'analyse quantitative et théorique des instabilités, en utilisant les résultats de nos deux systèmes de mesure. L'objectif de cette section sera d'évaluer la vitesse de propagation des instabilités, leur taux de croissance, l'évolution temporelle du diamètre moyen final du doigt et l'influence des propriétés rhéologiques des fluides et de la vitesse d'injection sur ces caractéristiques.

Nous présenterons dans le sixième et dernier chapitre de ce mémoire un exposé sur les caractéristiques des simulations numériques de Fidap. L'intérêt de cette étude numérique consiste à analyser les données des simulations par rapport aux valeurs expérimentales et aux résultats des différents modèles théoriques d'épaisseur de

doigt pour les différentes configurations de fluides considérés. La première section de ce chapitre est consacrée à la présentation des caractéristiques du code et de la méthodologie utilisée pour déterminer les valeurs des épaisseurs de doigt. Dans la deuxième section, nous présentons les résultats obtenus grâce à ces simulations.

I Problématique scientifique et applications du travail.

I.1 Motivation de l'industrie pétrolière

I.1.1 Problème pétrolier

La naissance d'un puits pétrolier commence par le forage, suivi de la cimentation primaire. Plusieurs forages successifs sont nécessaires, depuis la surface jusqu'au gisement qui peut atteindre une profondeur de 5 à 6 km dans certains cas. On commence par un diamètre de forage relativement important de l'ordre de 80 cm dans les premiers mètres pour terminer par le diamètre final plus petit, au niveau du gisement d'environ 12 cm. A l'intérieur de ce forage, des tubes en acier assemblés, nommés casing, sont fixés sur toute la longueur. La géométrie de l'interstice entre les tubes et la paroi rocheuse est donc un annulaire et présente le plus souvent un excentrement (Figure I.1). En effet, le forage n'est jamais parfaitement circulaire, et il est presque impossible que le tube et le forage soient concentriques sur une telle longueur.

Ultérieurement, le pétrole remonte du réservoir à la surface par l'intérieur de ce tube. Il est utile de consolider ce tube de forage et d'empêcher les effondrements des parois. Par ailleurs, il est nécessaire d'isoler les différentes formations environnantes entre elles (par exemple les nappes d'eau et d'huile ou les couches de différentes pressions qui pourraient se vider les unes dans les autres).

On va alors cimenter l'espace annulaire compris entre le tube en acier et la paroi rocheuse. Cette opération est appelée cimentation primaire. A cette fin, on injecte du ciment par l'intérieur de ce tube depuis la surface jusqu'au fond du puits. Arrivé en bas, le ciment remonte par l'annulaire, déplaçant ainsi hors du forage les boues en circulation qui ressortent par le haut. Ces boues sont préparées au moment du forage et pendant celui-ci. Elles occupent alors initialement tout l'intérieur du puits. Leur circulation à l'intérieur du puits sert avant tout à le nettoyer, notamment des débris de roches créés au moment du forage. Les propriétés physico-chimiques de ces boues assurent que les débris de roche sont en suspension au sein de ces fluides afin de les remonter à la surface. Le schéma d'un processus de cimentation primaire est présenté sur la Figure I.1.

L'objectif de la cimentation primaire est d'assurer le remplissage aussi complet que possible de l'annulaire par le ciment en évacuant ces boues. Après sa prise, l'étanchéité de l'extérieur du tube sera réalisée. Cette étape se révèle être cruciale. En effet, par souci écologique, de nombreux états exigent de protéger les nappes d'eau douce. En isolant les différentes formations les unes des autres grâce à cette cimentation, on évitera ainsi une contamination de ces nappes et une venue d'eau non désirable dans les puits en production.

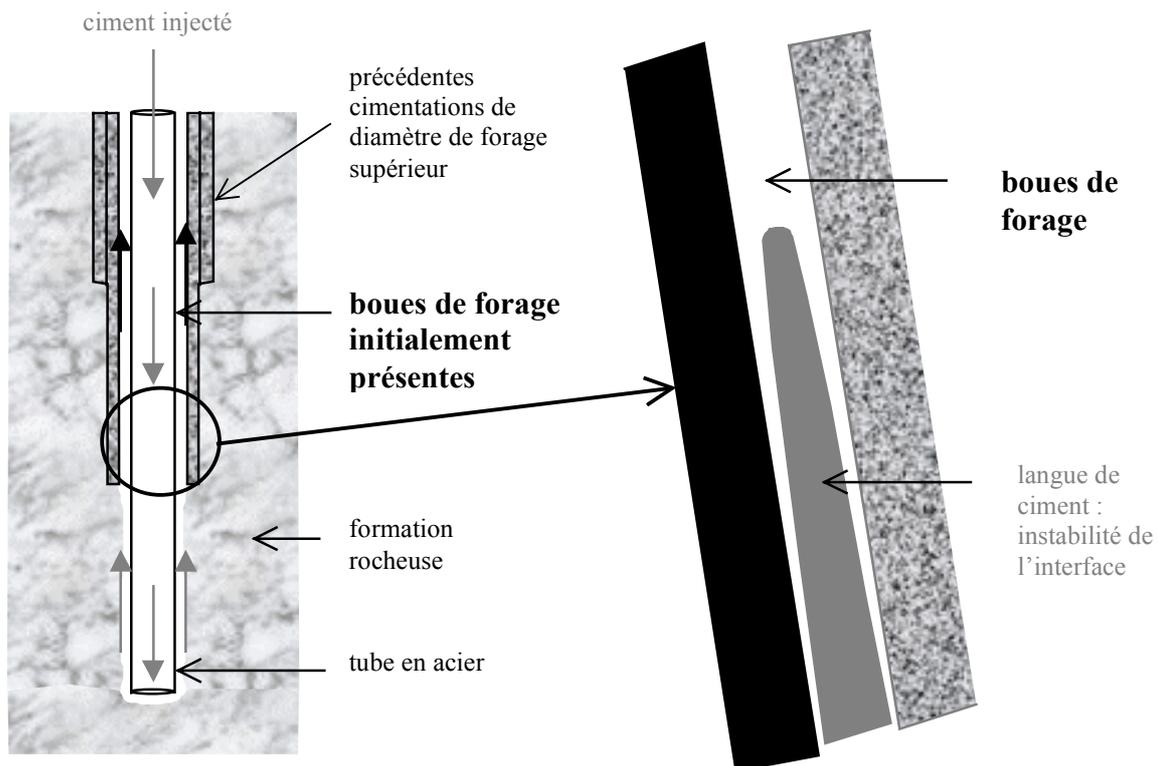


Figure I.1: Cimentation primaire

Les fluides à déplacer sont donc des boues de forages. On distingue deux types principaux de boues de forages, suivant que de l'eau ou de l'huile est utilisée pour la phase continue. Il s'agit de fluides composés de suspensions, telles que des argiles par exemple, dont la rhéologie et la physico-chimie sont très complexes. Les boues de forages aqueuses sont généralement composées d'argiles et de particules solides.

Divers additifs sont ajoutés pour optimiser la rhéologie et les autres propriétés physiques. Les boues sont utilisées pour remonter à la surface les diverses particules solides provenant du forage, dont la taille peut varier de quelques microns à quelques millimètres. Afin de les maintenir en suspension dans le fluide, il est nécessaire d'augmenter la densité des boues de forage. De la barite, constituée de particules solides de $BaSO_4$ chimiquement inertes, est ainsi ajoutée à ces solutions. La

rhéologie des boues de forage est contrôlée grâce à l'ajout d'argiles en solution, notamment de bentonite (montmorillonite à base de sodium ou de calcium, qui fait partie de la famille des smectites) ou d'attapulgite, (Figure I.2).

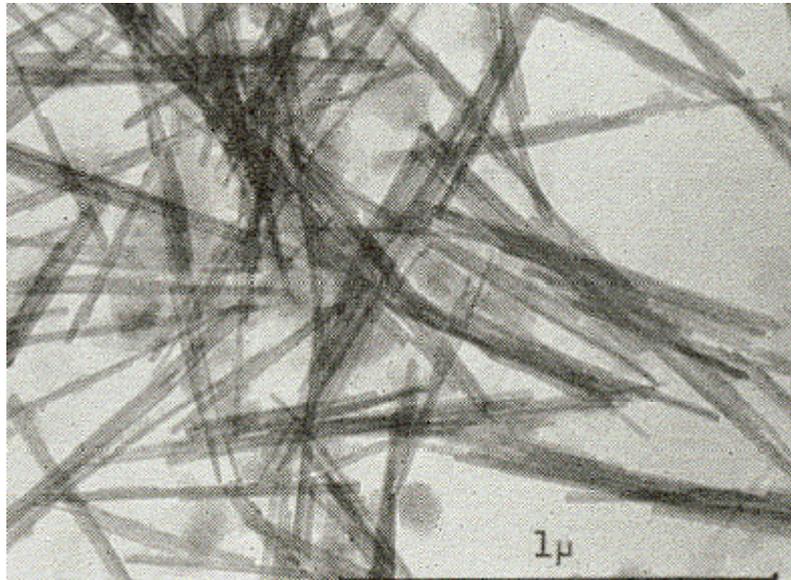


Figure I.2 : Image au microscope électronique d'attapulgite.

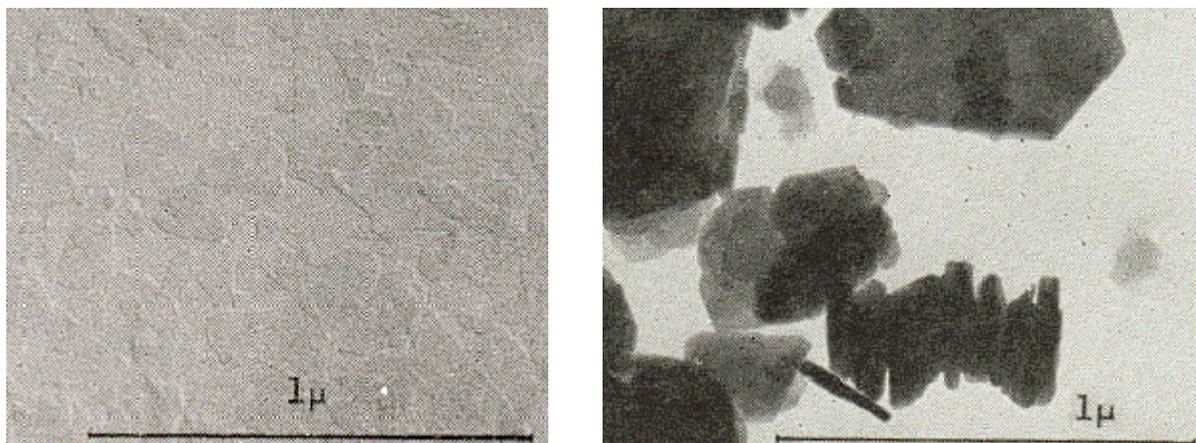


Figure I.3 : Image au microscope électronique de bentonite du Wyoming ci-dessus à gauche et de kaolinite à droite. On distingue les petites plaquettes.

Les particules de bentonite se présentent sous la forme de petites plaquettes fines et plates d'environ 9 Angströms, composées d'une couche d'aluminium intercalée entre deux couches de silice, représentées sur la Figure I.3. En solution, préparées à pH élevé (pH=10), elles se présentent sous la forme de plaquettes électriquement

chargées négativement en surface, et positivement sur les bords. A cours de leur hydratation, des molécules d'eau se trouvent adsorbées à la surface des plaquettes grâce au lien que forment les atomes d'hydrogène de l'eau avec le réseau hexagonal des atomes d'oxygène de l'argile (attraction des charges opposées).

Deux couches généralement se trouvent ainsi structurées entre deux plaquettes de bentonite : il s'agit du phénomène de double-couche, dont la configuration spatiale est détaillée sur la Figure I.4.

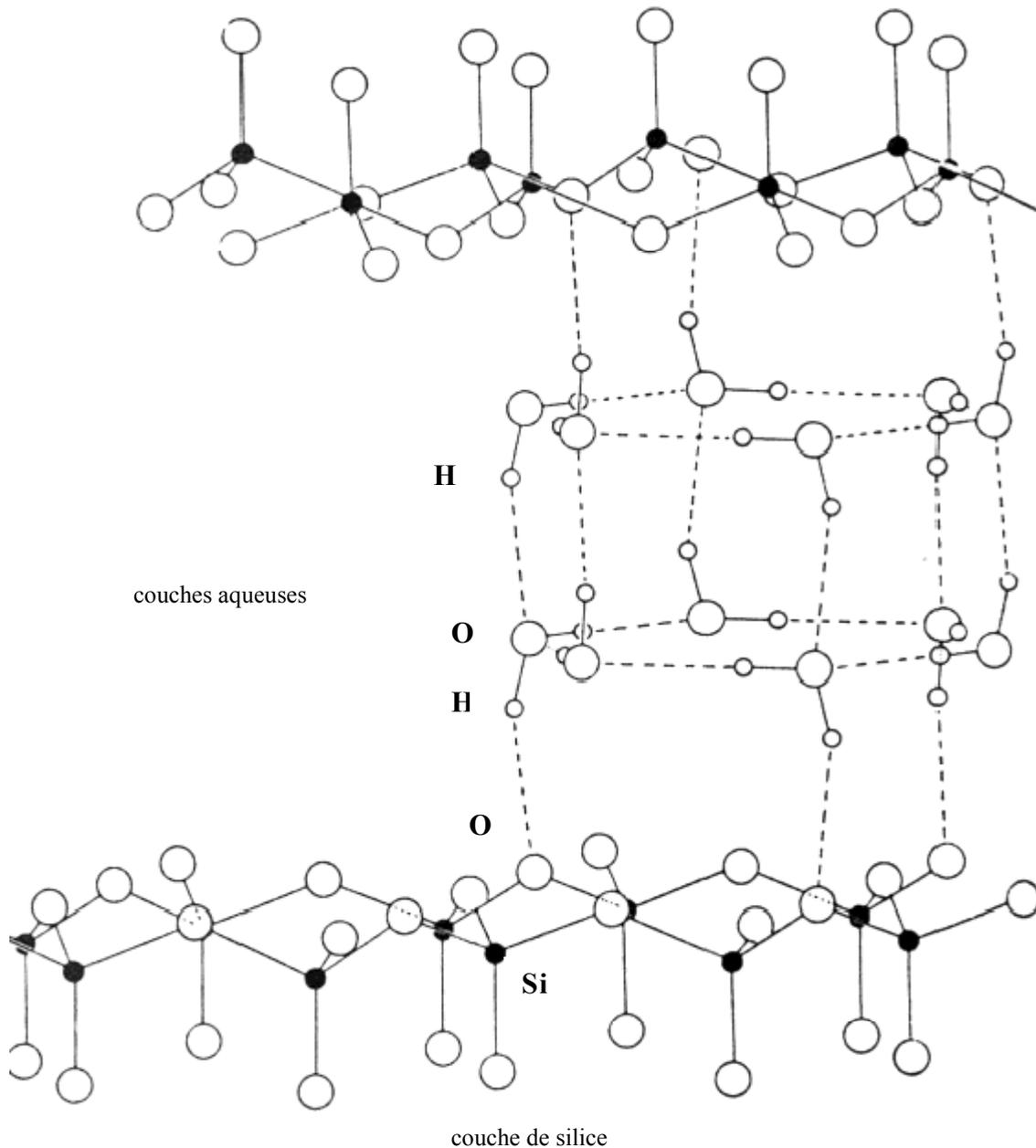


Figure I.4 : Interaction entre les molécules d'eau et la couche de silice de l'argile grâce à une liaison hydrogène.

Comme la surface des plaquettes est chargée négativement, les cations présents dans la solution sont eux-aussi attirés par cette surface et rentrent en compétition avec les molécules d'eau : il est donc nécessaire de contrôler la concentration des cations en solution. L'attraction face à face des plaquettes d'argile conduit à la formation d'agrégats : la floculation. La structure de ces agrégats s'apparente à un empilement en château de cartes, formant un réseau connecté et structuré. Lorsque le phénomène de floculation s'étend à tout le volume de la solution, la suspension se présente alors sous la forme d'un gel.

Soumises à un cisaillement, les particules d'argiles se «déconnectent», elles tendent à s'aligner dans le champ du cisaillement et la structure en château de cartes est détruite : le fluide s'écoule et sa viscosité diminue sensiblement. Ces fluides sont dits viscoplastiques : ils se présentent sous la forme d'un gel au repos et leur viscosité chute lorsqu'il soumis à un cisaillement.

Ainsi Maitland (1991) a mis en évidence l'équilibre entre les interactions de particules d'argiles diverses et le cisaillement imposé, qui modifie la structure du fluide et donc sa rhéologie. Sous l'effet du cisaillement, les particules ont tendance à s'aligner dans cette direction privilégiée du cisaillement, déstructurant ainsi le fluide. La structure du modèle de deux types de suspensions d'argiles obtenue par simulations numériques de dynamique particulaire est représentée sur la Figure I.5.

Alors que les additifs polymériques sont habituellement utilisés pour modifier les propriétés du fluide, il arrive que l'on remplace l'argile partiellement ou totalement par une certaine quantité de polymère, comme pour les boues KCl-polyacrylamide par exemple. Les polymères permettent d'obtenir une grande viscosité des solutions avec une faible quantité de produit utilisé. Dans ce cas, la structure du fluide est réalisée par les liens croisés entre les différentes chaînes du polymère et il se présente également sous la forme d'un gel.

Le comportement viscoplastique des boues de forage rend difficile le déplacement par le ciment. La préparation du ciment est déterminée en fonction des caractéristiques du puits (géométrie) et des propriétés physico-chimiques et rhéologiques des boues de forage, afin d'optimiser l'efficacité de la phase primaire de cimentation.

Le ciment développe une résistance à la compression par hydratation, ce qui implique des réactions chimiques entre l'eau, le ciment et les différents additifs présents. Le ciment le plus utilisé est le ciment de Portland.

Quatre composants sont principalement présents :

1. 3CaO SiO_2 ,
2. 2CaO SiO_2
3. $3\text{CaO Al}_2\text{O}_3$
4. $4\text{CaO Al}_2\text{O}_3 \text{ Fe}_2\text{O}_3$

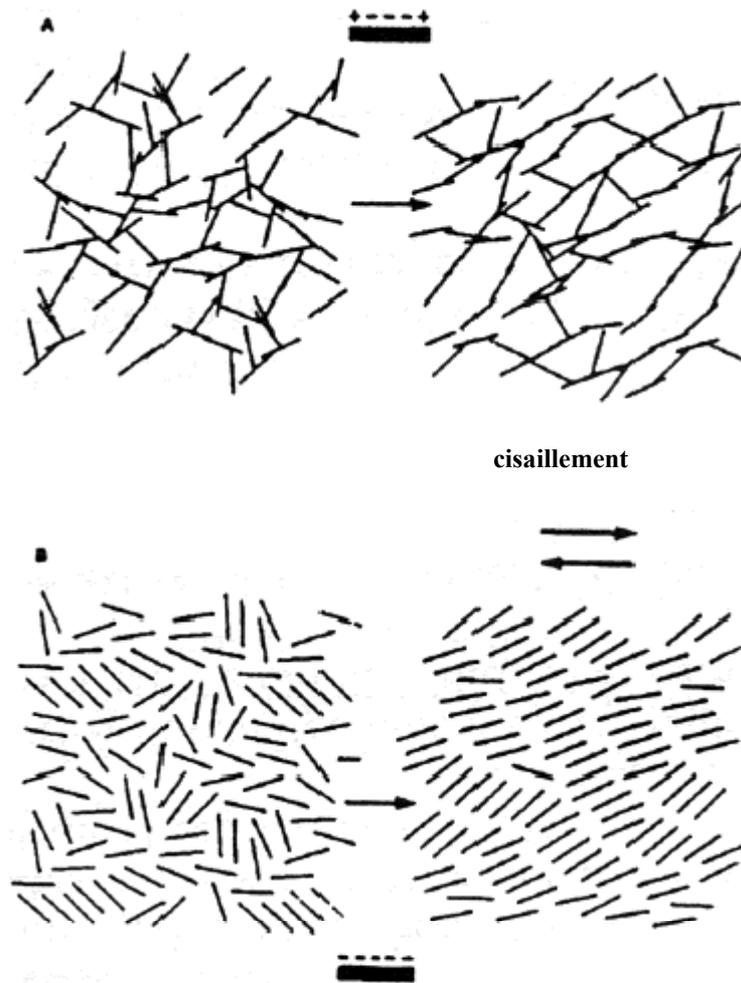


Figure I.5 : Structure du modèle de suspensions d'argiles obtenu par simulations numériques de dynamique particulaire.

A : charges mixtes sur les plaquettes.

B : charges uniformes sur les plaquettes.

Ces composés anhydres, sont réduits sous forme de poudres et forment des hydrates au contact de l'eau. Les ciments sont utilisés à des températures comprises entre 0 à 350 °C et des pressions allant jusqu'à 200 MPa. L'ajout de divers additifs au composé de base permet de respecter ces contraintes. Plus d'une centaine d'additifs sont disponibles.

Quelques-uns sont décrits ci-dessous :

1. les accélérateurs ou les retardateurs : ils permettent de réduire ou d'augmenter le temps de prise du ciment (temps nécessaire au ciment pour atteindre le maximum de sa résistance à la compression). Il s'agit généralement de sels inorganiques tels que CaCl_2 .
2. les extenders : ces fluides, comme les argiles (bentonite) ou les pozzolans ont pour principale caractéristique de réduire la densité ou la quantité de

- ciment utilisée par unité de volume de solution. Ils modifient également les propriétés viscoplastiques (augmentation du caractère gelé du ciment).
3. les agents alourdisants : ils évitent la sédimentation des particules solides provenant des débris du forage en augmentant la densité du ciment ; principalement l'ilmenite (FeTiO_3), l'hématite (Fe_2O_3) et la barite (BaSO_4).
 4. les dispersants : en ajustant la charge surfacique des particules solides en suspension, ils permettent d'ajuster, et plus particulièrement de réduire la viscosité du ciment, étroitement liée à la concentration de ces particules solides en suspension.

Le déplacement des boues de forage par le ciment est rarement stable, l'interface n'est ainsi presque jamais stable et présente des digitations. Il arrive ainsi que des «lagues» de ciment se forment à l'intérieur de ces boues. Les caractéristiques respectives d'un déplacement stable et d'un déplacement de digitation visqueuse sont présentées sur la Figure I.6.

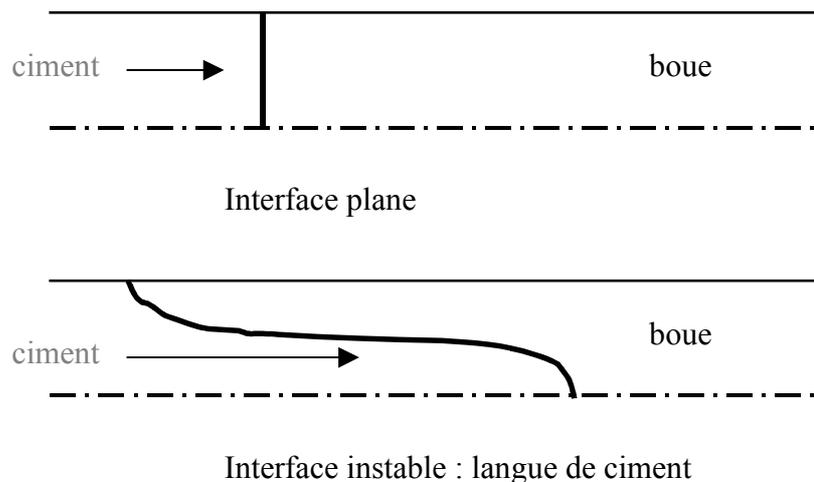


Figure I.6 : Digitation de l'interface boue / ciment.

Lorsque les boues de forage ne sont pas déplacées par le ciment et que subsistent, après la prise du ciment, des films de boues sur les parois du tube ou de la formation rocheuse, l'étanchéité n'est plus réalisée. Par ailleurs, même si la distribution des fluides est homogène dans la section de l'annulaire, on peut avoir des mélanges locaux de boues de forage et de ciment qui empêcheraient le ciment de prendre.

Les films de boues ont la particularité de se déshydrater contre la paroi poreuse de la formation rocheuse, créant ainsi des couches poreuses nommées littéralement «gâteaux de boues». Ces derniers peuvent se former à tout moment, notamment lors de la phase initiale de circulation des boues de forage dans le puits.

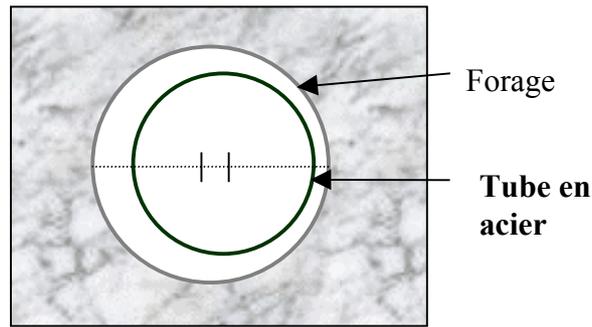


Figure I.7 : Coupe d'un forage : excentricité de l'annulaire

Il est donc difficile de remplir de ciment la totalité de l'annulaire : en raison de sa géométrie imparfaite, de nombreuses zones ne sont pas «lavées» par l'écoulement, même à fort débit. La formation de ces gâteaux de boues est favorisée en de tels endroits. Il est très difficile de les déplacer par la suite.

De plus, ils réduisent la section de l'écoulement annulaire et augmentent très fortement les pertes de charges par friction. Lorsqu'ils sont arrachés ultérieurement par le ciment, ils polluent ce dernier et dégradent sa qualité.

Les ciments sont préparés de façon à optimiser le déplacement des boues de forage. Mais, ils ne sont pas capables d'enlever les épais gâteaux de boue. Différentes méthodes mécaniques ont été envisagées dans ce but. Le placement de «gratteurs», s'il est judicieux, perturbe l'écoulement au niveau de la boue collée à ces gâteaux de boues et favorise leur mobilité. Lorsqu'elles subsistent malgré tout, ces couches poreuses de boue constituent des canaux privilégiés au sein de cet annulaire de ciment. Les fluides des formations environnantes peuvent alors migrer le long de ces canaux.

Lorsque la cimentation n'est pas parfaite, il y a principalement deux conséquences :

1. Economique : le puits n'atteindra jamais sa capacité de production maximale, un travail coûteux et d'une efficacité incertaine de réparation pourra être nécessaire, certaines réserves pourront être perdues et la production retardée.
2. Sécurité et environnement : le gaz peut migrer à l'extérieur du tube cimenté et occuper les formations proches de la surface avec tous les dangers que cela procure (blow-out). La contamination des nappes d'eau pure et du pétrole est très dommageable pour l'environnement et nécessitera un traitement ultérieur très coûteux.

Il est donc indispensable de maîtriser cette phase de cimentation. Une meilleure compréhension des mécanismes en jeu lors du déplacement des boues de forage par le ciment est donc indispensable.

I.1.2 Fluides pétroliers non-newtoniens et géométrie annulaire

Globalement, l'opération de cimentation consiste, dans la majorité des cas, en une séquence de déplacements successifs de fluides miscibles dans le tube central puis dans l'annulaire. Les boues sont rarement déplacées directement par le ciment. D'autres fluides (washers et spacers) intermédiaires sont injectés successivement et contribuent ainsi à un meilleur déplacement final.

I.1.2.1 Propriétés des fluides de forage

Ces fluides (washers et spacers) sont spécialement préparés pour optimiser cette phase de cimentation. Tous ces fluides se présentent sous la forme de suspensions à base d'huile ou d'eau dont la composition est complexe et adaptée à chaque forage.

Globalement, la viscosité des fluides de forage dépend de nombreux facteurs :

1. la viscosité de la phase liquide continue
2. le volume de particules solides
3. le volume de fluides dispersés (émulsions)
4. la forme des particules solides
5. l'attraction qui a lieu entre les particules solides entre elles d'une part et entre les particules solides et la phase fluide d'autre part.

Généralement, les washers (composés d'eau et de surfactants) aident à liquéfier les boues de forage et à les décoller des parois. Ce sont des fluides de faible densité, il est possible d'effectuer ce déplacement en régime turbulent.

Les spacers (à base d'eau ou d'huile et composés de divers sels, de bentonite et de dispersants) aident à séparer les boues de forage du ciment injecté de façon à éviter toute contamination. Leur densité est plus élevée que celles des washers. On les utilise aussi bien en régime laminaire que turbulent. Leurs compositions et leurs caractéristiques rhéologiques sont intermédiaires entre celles de la boue et du ciment.

Les fluides utilisés sont la plupart du temps rhéofluidifiants, c.a.d. leur viscosité apparente diminue lorsque le cisaillement auquel ils sont soumis augmente. La définition de la viscosité apparente est la suivante : elle correspond à la viscosité que présenterait un fluide Newtonien soumis au même cisaillement, c.a.d. au rapport de la contrainte appliquée sur le taux de cisaillement : $\eta(\dot{\gamma}) = \tau / \dot{\gamma}$.

Contrairement à la viscosité newtonienne, elle dépend du cisaillement. On l'appelle aussi viscosité de cisaillement. Dans la plupart des cas, la viscosité décroît avec le cisaillement, le fluide est dit rhéofluidifiant. Si la viscosité croît avec le cisaillement, le fluide est dit rhéoépaississant. Le cas de fluides rhéofluidifiants est de beaucoup le plus fréquent.

Le comportement typique d'une viscosité non-newtonienne en fonction du cisaillement est présenté sur la Figure I.8.

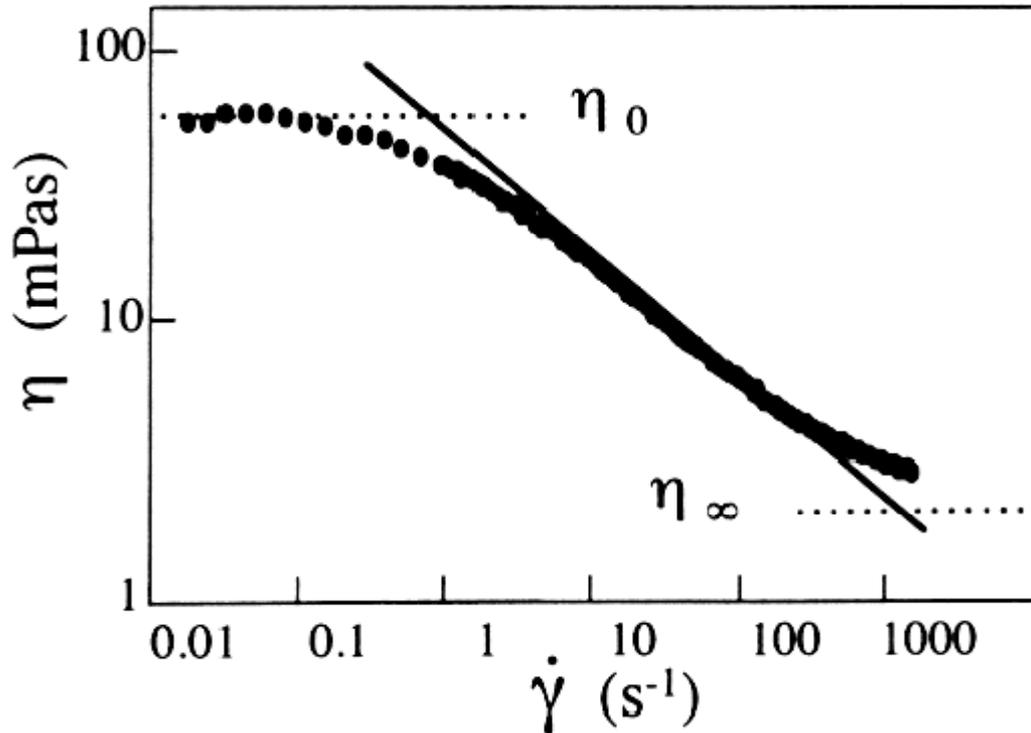


Figure I.8 : Viscosité non-newtonienne η en fonction du cisaillement $\dot{\gamma}$ pour une solution de Xanthane à 500 p.p.m..

On constate qu'à bas taux de cisaillement, la viscosité est constante avec une valeur η_0 qu'on appelle viscosité à cisaillement nul. Pour des cisaillements élevés, la viscosité décroît. A très haut cisaillement, la viscosité se stabilise de nouveau sur un plateau de valeur η_∞ qu'on appelle viscosité à cisaillement infini, valeur non atteinte dans l'exemple de la Figure I.8.

La plupart des fluides de forages se présentent au repos sous la forme d'un gel et ne s'écoulent que pour des contraintes imposées supérieures à une valeur critique. En effet, on a vu précédemment que, dans certains fluides, la configuration des particules ne peut pas être facilement modifiée de manière définitive comme pour les liquides simples. Il existe une structure plus ou moins rigide d'éléments en interaction qui s'étend de part et d'autre de l'échantillon, comme c'est le cas pour les argiles dans les fluides de forage. Pour provoquer un écoulement à faible vitesse, il faut imposer au fluide une contrainte qui permet d'extraire de manière définitive un nombre fini d'éléments de leur inclusion.

Cette contrainte critique τ_y est appelé seuil de contrainte. Lorsque la contrainte est inférieure à la contrainte seuil τ_y , un comportement «solide» est observé. Pour des contraintes supérieures à τ_y , on observe le comportement d'un fluide visqueux.

Les modèles rhéologiques les plus simples permettant de décrire le comportement de ces fluides sont celui de Bingham (présence d'un seuil de contrainte avec augmentation linéaire du taux de cisaillement avec la contrainte au-delà du seuil) ou, plus généralement, celui d'Herschel-Bulkley (présence d'un seuil et caractère rhéofluidifiant au-delà du seuil).

Ces fluides qui ne s'écoulent qu'au-dessus d'un seuil défini de contrainte sont très utilisés dans le monde industriel. On les trouve généralement sous la forme de pâtes plus ou moins visqueuses telles que les yaourts ou la mayonnaise pour les condiments alimentaires, le dentifrice et les crèmes pour les cosmétiques et les diverses peintures. Les propriétés rhéologiques qui caractérisent ces fluides sont leur viscosité apparente et leur contrainte seuil.

Les lois rhéologiques de Bingham et d'Herschel-Bulkley sont les suivantes. Elles sont représentées sur la Figure I.9 .

- **Fluide de Bingham**

Augmentation linéaire du taux de cisaillement avec la contrainte au-delà du seuil

$$\tau = \tau_y + K * \dot{\gamma} \quad \text{si } |\tau| > \tau_y$$

$\dot{\gamma} = 0$ si $|\tau| \leq \tau_y$, où τ_y est la contrainte seuil du fluide et K le coefficient de viscosité.

- **Fluide d'Herschel-Bulkley**

Caractère rhéofluidifiant du fluide au-delà du seuil de contrainte, K le coefficient de viscosité et n l'indice rhéofluidifiant.

$$\tau = \tau_y + K * \left(\dot{\gamma} \right)^n \quad \text{si } |\tau| > \tau_y$$

$\dot{\gamma} = 0$ si $|\tau| \leq \tau_y$, où τ_y est la contrainte seuil du fluide.

Sur les courbes de la Figure I.9 apparaissent deux seuils en contrainte. Le seuil dit de Bingham qui n'est en fait qu'une extrapolation de la courbe cisaillement-contrainte à cisaillement zéro. Le véritable seuil de contrainte, plus faible correspond au seuil que présente le fluide lorsqu'il est soumis à un faible cisaillement.

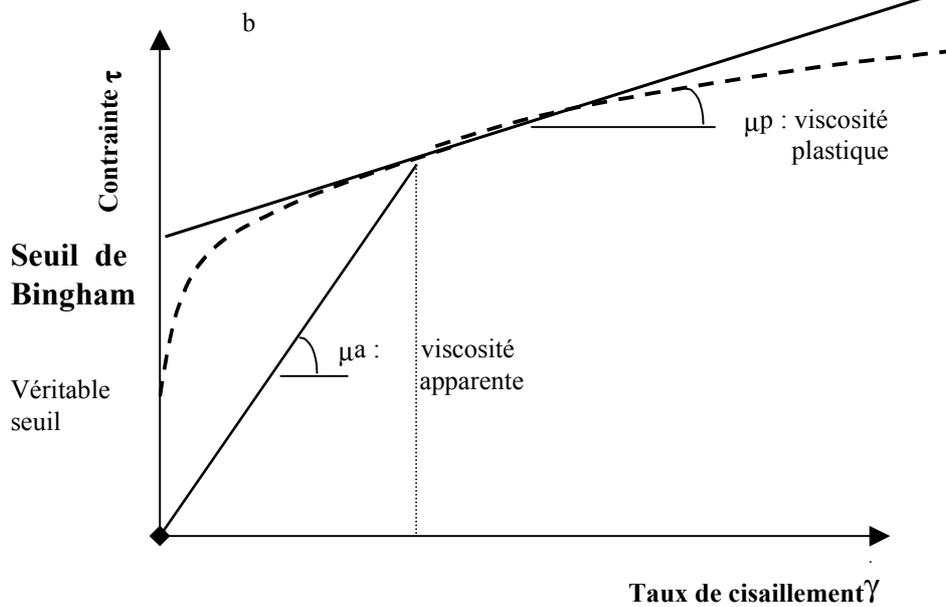
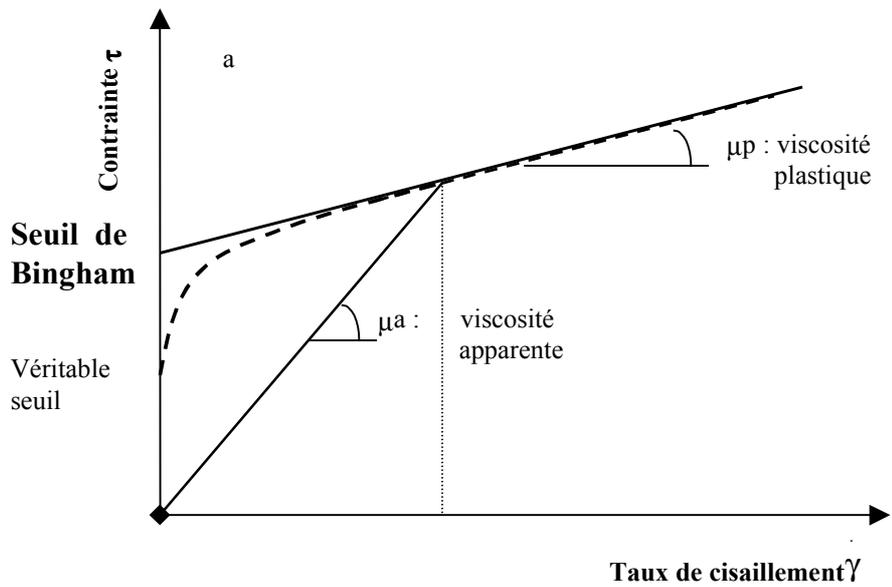


Figure I.9 : Rhéologies d'un fluide de Bingham (cas a) et d'un fluide d'Herschel-Bulkley (cas b). Tous deux sont des fluides à seuil et seul le fluide d'Herschel-Bulkley est rhéofluidifiant. Les lois rhéologiques sont représentées en pointillés.

Les propriétés caractéristiques rhéologiques des fluides de forage et de cimentation sont les suivantes :

- seuil réel d'écoulement des boues : 10-20 Pa
- seuil réel d'écoulement des ciments : 5 Pa environ
- viscosité plastique des boues : 20-50 cP

- viscosité plastique des ciments : 50-100 cP

Les boues de forage possèdent des seuils de contrainte relativement importants afin de maintenir les solides en suspension au sein des fluides en écoulement et éviter leur accumulation au fond du forage. A l'opposé, elles présentent des viscosités plastiques suffisamment faibles pour faciliter l'écoulement sous cisaillement en imposant de faibles pertes de charges et rendre ainsi le pompage efficace. Les taux de cisaillement imposés alors par l'écoulement sont donc relativement élevés, de l'ordre de 10^2 à 10^3 s^{-1} .

Nous avons représenté ci-dessus les propriétés rhéologiques de ces fluides supposés sous la forme des lois de Bingham ou d'Herschel-Bulkley. Or ces lois représentent des comportements idéaux de fluides. Il existe principalement deux propriétés annexes des fluides qui font quelque peu diverger le comportement rhéologique des fluides de forage de ces lois idéales : il s'agit de la thixotropie et de la viscoélasticité.

La thixotropie est une conséquence de la structure de type gel des fluides de forage. En effet, cette structure s'accompagne souvent d'une évolution temporelle de leur rhéologie au cours des séquences d'écoulement imposées qui traduit des caractéristiques thixotropes (c.a.d. sensibilité de l'état présent de la structure du fluide à l'histoire du cisaillement).

On dit qu'un fluide est viscoélastique lorsqu'il présente un comportement intermédiaire entre celui d'un solide et celui d'un fluide. Il est caractérisé à la fois par un coefficient d'élasticité et par une viscosité.

Les propriétés massiques des fluides de forage sont les suivantes :

- densité des boues : 1200-1600 kg/m³
- densité des ciments : 1700-2100 kg/m³

Ainsi, généralement, il existe une différence de densité positive entre les boues et le ciment, favorisant la stabilité de l'écoulement ascendant dans l'annulaire.

Les autres fluides de forage prenant part au processus de déplacement de la boue et de cimentation sont les washers et les spacers. Si les washers ont des propriétés physico-chimiques proches de celles de l'eau, les spacers, eux, possèdent des propriétés massiques et rhéologiques intermédiaires optimisées entre celles de la boue et du ciment. Ils peuvent également présenter un caractère thixotrope et de la viscoélasticité.

I.1.2.2 Effets complexes de la géométrie annulaire

Du fait de la géométrie de la zone concernée (annulaire excentré) et des propriétés rhéologiques fortement non-Newtoniennes des fluides pompés, ce processus de cimentation s'avère relativement complexe.

Les caractéristiques standard géométriques de l'annulaire excentré d'un puits de forage sont les suivantes :

- longueur totale du forage : 1000 - 6000 m
- diamètre intérieur de l'annulaire : 0.15 - 0.35 m environ
- diamètre extérieur de l'annulaire : 0.2 - 0.5 m environ
- inclinaison du puits : 0 - 80 degrés
- débit de pompage : 5 - 40 litres/s
- durée de pompage : 10 minutes environ

Les diamètres intérieur et extérieur de l'annulaire sont variables et dépendent bien évidemment de la profondeur considérée dans le puits. L'écoulement dans l'annulaire est donc tridimensionnel, laminaire ou turbulent, et présente de fortes variations temporelles. Un écoulement turbulent assure une meilleure efficacité du déplacement des boues de forage, mais la configuration du puits ne permet pas toujours de l'obtenir. Il faut en effet toujours s'assurer que les pertes de charges dues à cet écoulement turbulent sur de grandes longueurs ne vont pas excéder la pression de fracturation de la formation rocheuse.

Ainsi, dans de nombreux cas, on se limite à un écoulement laminaire. La géométrie de l'écoulement et les propriétés physiques, notamment rhéologiques des fluides vont alors favoriser l'apparition d'instabilités de déplacement. Il apparaît tout particulièrement une instabilité de digitation visqueuse quand un fluide peu visqueux déplace un autre fluide plus visqueux (Figure I.10). Cette instabilité due au contraste de viscosité diminue alors considérablement l'efficacité de la cimentation.

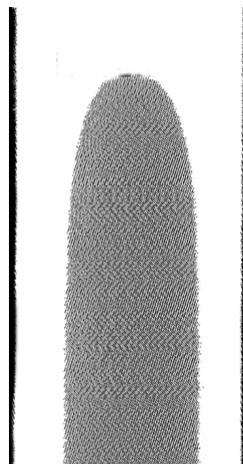


Figure I.10 : Instabilité de digitation visqueuse quand un fluide peu visqueux déplace un fluide plus

visqueux : formation d'un doigt du fluide le moins visqueux.

La géométrie particulière de l'annulaire excentré va également induire d'autres types d'instabilités qui vont s'ajouter à cette instabilité visqueuse. Le développement du schéma de ces instabilités est présenté sur la Figure I.11. En effet, lorsque l'excentricité de l'annulaire est grande, il existe une importante différence de vitesse d'écoulement entre la partie large et la partie étroite de l'annulaire : l'écoulement est évidemment plus rapide dans la partie large.

Deux arguments permettent d'expliquer les caractéristiques de cet écoulement. D'une part, il est nécessaire de faire l'hypothèse qu'il existe un équilibre transverse de pression le long de la section de l'annulaire. Cette hypothèse sera valide tout au long de ce rapport. D'autre part, il est mis en évidence que la vitesse moyenne d'un fluide newtonien à l'intérieur d'un canal limité par deux plans est proportionnelle à ce gradient de pression mais également au carré de la distance séparant ces deux plans. Cette vitesse est encore plus élevée dans le cas d'un fluide rhéofluidifiant.

L'interface du front de déplacement a une hauteur variable le long d'une section de l'annulaire. Or cette interface peut se déstabiliser sous l'effet du développement d'instabilités de cisaillement dues au contraste de viscosité entre les deux fluides.

L'interface n'est plus lisse, mais présente des surplombs. En présence d'une différence de densité entre les deux fluides, elle va alors être la source du développement d'instabilités de gravité, sous la forme d'instabilités de Rayleigh-Taylor. Les petits surplombs sont constitués de ciment, plus dense. Ainsi le ciment, présent en aval dans la partie large de l'annulaire, va s'écouler vers la partie étroite de l'annulaire qu'il surplombe, où seul la boue, plus légère est présente. Ces instabilités peuvent aider à déplacer la boue de la partie étroite de l'annulaire, mais laissent très souvent malgré tout un filament statique le long de la paroi au plus étroit de l'annulaire.

Les rôles de la densité et du débit sur l'efficacité du déplacement sont assez complexes et très liés. Alors qu'un fort débit favorise généralement le déplacement des films de boue en paroi, il tend au contraire dans le cas des instabilités azimutales à annihiler l'effet stabilisant de la différence de densité et diminue donc l'efficacité du déplacement.

Il apparaît clairement que la détermination des spécifications d'une cimentation nécessite l'ajustement des rhéologies et des densités de fluides et le choix judicieux du débit de pompage.

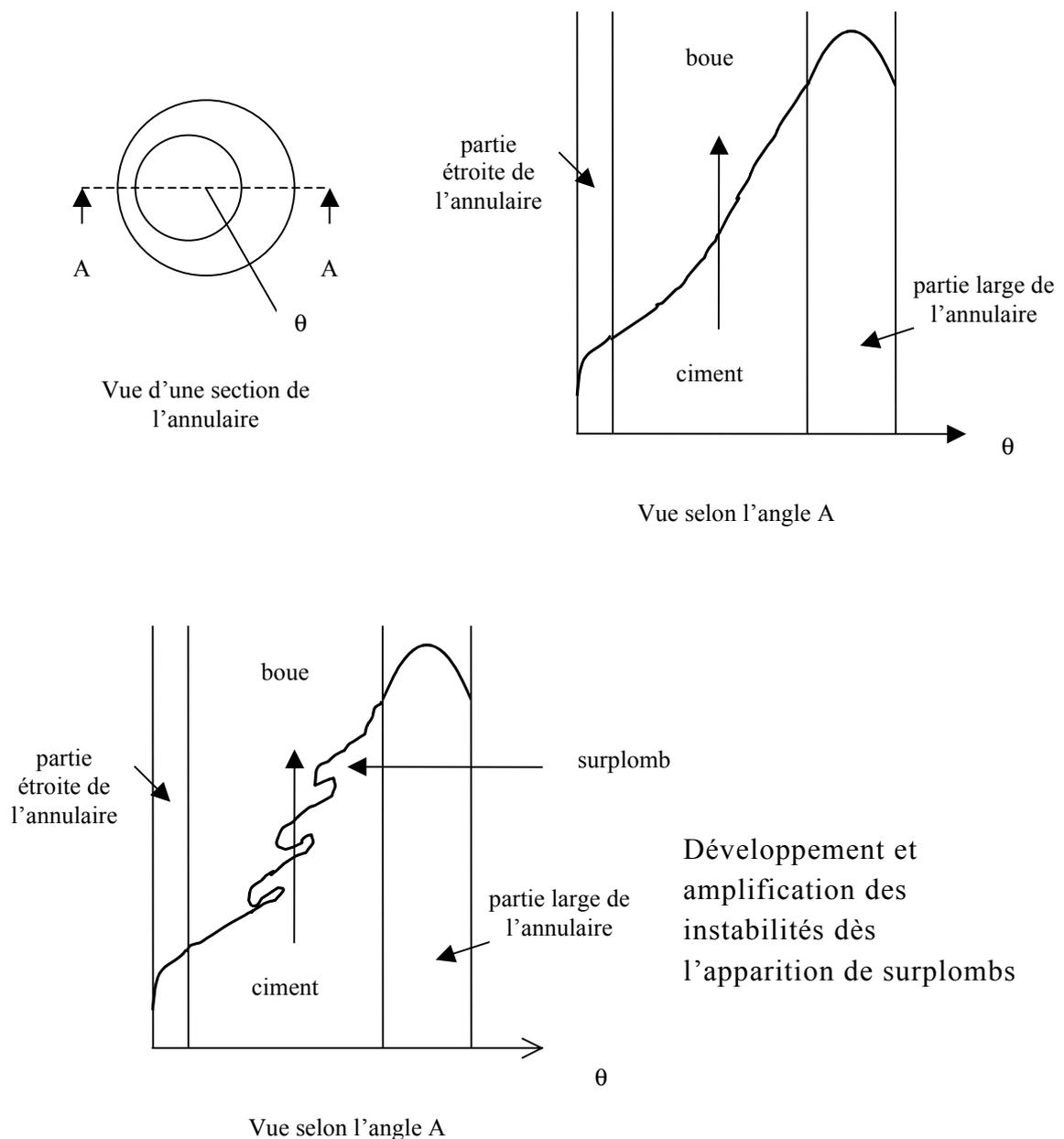


Figure I.11 : Instabilités gravitationnelles azimuthales. Ecoulement ascendant dans l'annulaire excentré des boues de forage déplacées par le ciment.

I.1.3 Solutions développées par l'industrie pétrolière

I.1.3.1 Préconisations pratiques de cimentation

Les procédures suivies pour ces opérations de cimentation sont établies à partir de règles classiques dans la profession. Généralement celles-ci sont conservatrices, semi-quantitatives et basées sur une combinaison de connaissances empiriques et de modèles simplifiés d'écoulements non-newtoniens. Il s'agit d'évaluer la quantité de

boue déplacée et correctement remplacée par le ciment après une certaine période de pompage. Il est nécessaire de définir entre autre les limitations du débit de pompage en fonction des propriétés rhéologiques, des densités des fluides et des caractéristiques de la géométrie annulaire pour optimiser l'efficacité du déplacement. Le choix des caractéristiques et de la durée du pompage résulte alors d'un compromis entre la qualité de la cimentation imposant souvent un long pompage et les limitations venant du coût élevé des fluides utilisés.

Les premières publications sur ces règles de principe sont apparues dans les actes des congrès de la «Society of Petroleum Engineers» (Couturier, Guillot, Hendriks et Callet en 1990), (Beirute et Flummerfelt en 1977), (Flummerfelt en 1973), (Kelessidis, Guillot, Rafferty, Borriello et Merlo en 1993). Leur application le long de la section à cimenter s'est faite grâce aux modélisations par des logiciels de conception assistée.

Le rôle de ceux-ci se limite souvent à faciliter la mise en œuvre aisée et interactive de ces règles, (Brady, Drecq, Baker et Guillot en 1992), (Kelessidis, Guillot, Rafferty, Borriello et Merlo en 1993).

Afin de mieux comprendre le problème de cimentation, des analyses théoriques, des modélisations et des simulations numériques du processus de déplacement ont été développées, notamment au centre de recherche de Schlumberger à Cambridge, (Bittleston en 1990), (Walton en 1989), (Walton en 1990), en s'appuyant, autant que possible, sur des données expérimentales. Ces modèles plus développés et plus complexes réduisent malgré tout le plus souvent le déplacement à un problème unidimensionnel en moyennant les grandeurs physiques fondamentales sur toute la section de l'annulaire. Ils s'attachent principalement à estimer l'efficacité d'un déplacement en fonction des grandeurs globales physiques du système, sans analyser le détail de l'écoulement et les mécanismes qui le déterminent.

Plusieurs principes ont été dégagés de ces études :

- La préconisation de l'utilisation d'un régime de déplacement turbulent lorsque celui est possible. En effet, la turbulence, notamment des washers, assure une meilleure efficacité de décollement de la boue des parois. Il existe toutefois de nombreuses restrictions au régime turbulent : la contrainte pariétale induite risque d'être trop importante et peut alors dépasser la contrainte de la formation rocheuse, ce qui n'est pas envisageable. Ainsi, dans de nombreux cas, seul l'écoulement laminaire est préconisé.
- Une rotation des tubes en acier pendant cette phase de simulation améliore de façon sensible le décollement de la boue.
- L'excentricité de l'annulaire est un des principaux acteurs limitants de l'efficacité du déplacement. Ces études mettent en évidence l'intérêt de stabiliser l'interface

entre fluides pour augmenter celle-ci. Un rapport minimal positif de densité de 1.1 entre les deux fluides est recommandé.

- Un rapport positif de viscosité plastique entre les deux fluides viscoplastiques va permettre de stabiliser l'interface, lorsque le fluide déplacé possède un seuil de contrainte plus élevé que celui du fluide déplaçant, ce qui est majoritairement le cas de ces fluides de forage (boue/ciment, boue/spacer ou spacer/ciment). Si tel n'est pas le cas, une digitation visqueuse de l'interface est inévitable. En effet, comme on le montrera ultérieurement dans ce rapport, un contraste positif de seuil de contrainte entre les deux fluides viscoplastiques induit une instabilité de digitation visqueuse analogue à celle associée à un contraste de viscosité dans le cas de deux fluides newtoniens. Un film de fluide déplacé, par ailleurs souvent statique, est laissé en arrière du front de déplacement.

Ces estimations théoriques sont les bases actuelles des règles à suivre pour la préparation des fluides de forage réels. Les nouvelles phases de développement en cours ont pour objectif une meilleure compréhension du déplacement laminaire de fluides viscoplastiques à travers des modèles pleinement tridimensionnels.

1.1.3.2 Nature complexe des fluides et instabilités

Il semble également indispensable de prendre en compte de nouveaux paramètres négligés dans les précédents travaux tels que la nature réelle et les propriétés physico-chimiques complexes des fluides et les diverses instabilités associées à l'écoulement.

Plusieurs références de la littérature technique pétrolière font part d'investigations expérimentales concernant les propriétés azimutales de l'écoulement et les instabilités associées, (Terhani en 1991), (Tehrani, Ferguson et Bittleston en 1992), (Tehrani, Bittleston et Long P en 1993).

Nous avons déjà discuté précédemment de ces instabilités liées à la variation de la vitesse des fluides dans les différentes parties de l'annulaire. Un couplage entre une instabilité de cisaillement due au contraste de viscosité entre les fluides et la présence d'un contraste de densité entre ceux-ci est à l'origine du développement d'instabilités gravitationnelles azimutales. Les expériences menées par Tehrani A. ont montré que ces instabilités pouvaient aider à déplacer le fluide de la partie étroite de l'annulaire, mais laissent très souvent un filament statique le long de la paroi au plus étroit de l'annulaire.

Les rôles respectifs des propriétés rhéologiques, de la densité et du débit sur l'efficacité du déplacement sont donc assez complexes et souvent très liés, notamment dans le cas de ces instabilités azimutales. Une analyse locale des caractéristiques de l'écoulement est donc indispensable pour optimiser l'efficacité du déplacement en fonction des grandeurs physiques du système.

Ces instabilités de l'écoulement sont très dépendantes des propriétés physico-chimiques des fluides et notamment de la nature réelle et complexe. La plupart des travaux de la littérature se sont restreints aux cas de fluides d'Herschel-Bulkley idéaux.

Or les fluides de forage, présentent une rhéologie complexe. Leur éventuelle élasticité et leur inévitable thixotropie vont sensiblement modifier les prédictions établies pour les fluides à partir de modèles idéalisés, étant donné le rôle prépondérant que joue la rhéologie dans les spécificités de l'écoulement.

Ferguson a étudié l'effet de la thixotropie en géométrie simple, à savoir en écoulement unidirectionnel dans un canal. Les contrastes entre les différentes valeurs du cisaillement dans l'écoulement seront amplifiés par les caractéristiques thixotropes du fluide. Près des parois, un plus grand cisaillement provoque l'effondrement de la structure du gel et donc de la viscosité apparente, conduisant à une accélération locale du fluide et à des plus grands gradients de vitesse près de la paroi. Pour un débit donné, l'épaisseur de la couche sur laquelle le gradient de vitesse est important sera d'autant réduite pour conserver une vitesse du même ordre au centre. Le gradient de vitesse sera donc faible sur une partie centrale encore plus grande de l'écoulement, renforçant ainsi la structure localement gelée du fluide. La zone centrale, dite «bouchon» va s'étendre.

Pour chaque valeur de débit, un équilibre s'établit après un certain temps entre l'effondrement pariétal et le renforcement central de la structure gelée du fluide du à la thixotropie.

Nous nous limiterons dans le présent mémoire au cas du simple déplacement de la boue par le ciment. Nous ne considérerons pas les déplacements successifs intermédiaires concernant les fluides tels que les washers ou les spacers.

De plus, la majeure partie de notre étude ne se focalisera pas dans un premier temps sur le déplacement d'un fluide viscoplastique par un autre fluide viscoplastique (tel que le ciment), mais simplement par un fluide newtonien. En effet, cette configuration d'écoulement n'a pas encore été réellement étudiée et il semblait nécessaire de comprendre les caractéristiques de ce déplacement simplifié avant d'étudier l'influence de la rhéologie du fluide déplaçant.

Nous nous focaliserons sur des fluides rhéofluidifiants avec ou sans seuil. Nous évoquerons l'influence des caractéristiques thixotropes de ces fluides. L'effet de la viscoélasticité des fluides de forage sur le déplacement ne sera par contre pas analysé.

Notre étude sera centrée sur le déplacement laminaire de fluides miscibles dans un tube cylindrique et sur les caractéristiques de l'instabilité de digitation visqueuse.

Nous n'analyserons pas les instabilités gravitationnelles azimutales dues au contraste de densité des fluides et à la géométrie complexe de l'annulaire excentré. Aussi, tous les déplacements que nous considérerons seront iso-densité.

I.2 Intérêt fondamental : instabilité de digitation visqueuse

Il est donc nécessaire de se focaliser tout d'abord sur les caractéristiques du déplacement laminaire de fluides miscibles dans un tube cylindrique conduisant, dans la configuration de viscosité qui nous intéresse, à l'instabilité de digitation visqueuse. Cette étude servira de base à la compréhension du problème pétrolier plus complexe de cimentation.

Nous allons nous attacher à étudier l'influence des grandeurs physiques du système, tels que le rapport de viscosité et le débit, sur les propriétés de la digitation visqueuse.

Très peu de travaux fondamentaux ont été publiés sur les caractéristiques de l'instabilité de digitation visqueuse et le développement de ces instabilités. Plusieurs types d'instabilités d'interfaces existent et chacune est reliée à une grandeur physique caractéristique.

Les trois principaux types sont les suivants :

1. L'instabilité de Kelvin-Helmoltz 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.
2. L'instabilité de Rayleigh-Taylor est déclenchée lorsque deux fluides au repos ou non sont dans la configuration suivante : le plus dense se situe au-dessus du plus léger. L'interface se déstabilise et des doigts de chacun des fluides s'interpénètrent. Si le contraste de densité est faible, la diffusion moléculaire peut stabiliser cette interface (condition de Taylor).
3. Enfin, l'instabilité de digitation visqueuse qui conduit à la formation d'un doigt de fluide injecté qui pénètre à l'intérieur du fluide en place. La forme de ce doigt dépend de la géométrie du système et des propriétés des fluides et de l'écoulement. Dans certaines conditions d'écoulement (géométrie axiale, régime non diffusif et contraste suffisant de viscosité entre autres), une largeur de doigt peut être définie. Cette instabilité de digitation visqueuse est nommée doigt de Saffman-Taylor (1958) du nom des deux physiciens qui l'ont caractérisé.

La digitation visqueuse est à l'origine d'une multitude de formes et de comportements complexes qui diffèrent suivant la nature des fluides (miscibles ou non miscibles, newtoniens ou non newtoniens), la géométrie de l'écoulement (injection radiale ou linéaire) et le milieu dans lequel il se produit (milieux poreux, tube, cellule de Hele-Shaw).

Au cours du travail présenté dans ce mémoire, nous nous sommes principalement intéressés au déplacement dans un tube d'un fluide non-newtonien par un fluide miscible newtonien puis à l'écoulement de deux fluides miscibles non-newtoniens en tube. Mais nous allons tout d'abord faire un bref rappel de l'expérience de digitation visqueuse la plus classique. Il s'agit de l'écoulement de deux fluides non-miscibles newtoniens dans une cellule de Hele-Shaw.

I.2.1 Instabilité de Saffman-Taylor : fluides newtoniens non-miscibles

Une cellule de Hele-Shaw est constituée par deux plaques parallèles séparées par un espace d'épaisseur faible devant les autres dimensions. Si la viscosité ν d'un fluide en écoulement dans une cellule de Hele-Shaw est suffisamment importante pour que les effets inertiels soient négligeables, le profil de vitesse entre les plaques est parabolique (profil de Poiseuille). En considérant la vitesse moyennée sur l'épaisseur de la cellule, on se ramène à un écoulement bidimensionnel dans le plan des plaques. La vitesse moyenne est reliée au gradient de pression bidimensionnel dans le plan des plaques par une loi de proportionnalité du même type que la loi de Darcy.

Dans le cas de l'instabilité de Taylor, on s'intéresse au déplacement d'un fluide 2 par un fluide 1 moins visqueux et non miscible avec 1. Le terme de «digitation visqueuse» (on parlera de «doigt» de Saffman-Taylor) désigne l'instabilité observée lors de ce déplacement. Ce doigt de Saffman-Taylor est représenté sur la Figure I.12.

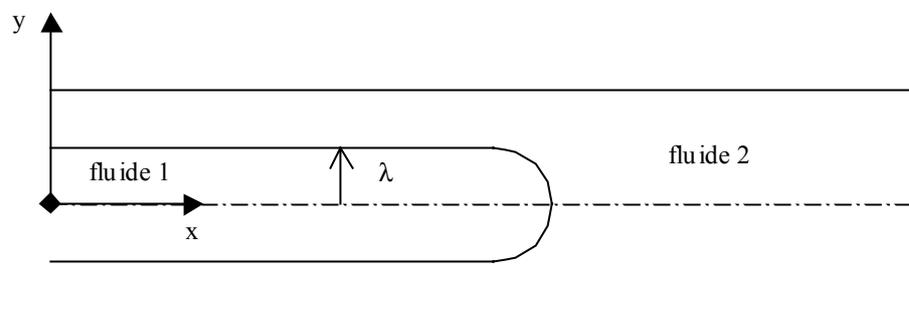


Figure I.12 : Schéma de l'écoulement entre les plaques de la cellule de Hele-Shaw : le fluide 2 déplacé laisse un film en arrière.

Deux effets antagonistes s'affrontent lors de ce déplacement : l'influence déstabilisante du contraste de viscosité favorise l'amplification de petites perturbations alors que la tension de surface qui s'oppose à la croissance des petites perturbations. Cette compétition conduit, comme beaucoup d'autres instabilités, à la sélection d'une longueur de déstabilisation préférentielle initiale.

Si cette longueur de déstabilisation naturelle n'est pas trop petite devant la largeur de la cellule, l'instabilité conduit, par croissance d'une des composantes de la perturbation, à l'apparition d'une interface stationnaire et invariante par translation, qui a la forme d'un doigt centré sur l'axe du canal, se déplaçant à vitesse constante et dont la largeur et la forme sont bien définies : le doigt de Saffman-Taylor.

Il existe principalement deux types de caractérisation de la digitation visqueuse. Le doigt qui se développe en cellule de Hele-Shaw est caractérisé par sa largeur relative λ , définie comme le rapport entre la largeur du doigt et la largeur du canal. Il s'agit donc d'une fraction du rayon de la cellule de Hele-Shaw. On peut également caractériser la digitation visqueuse par la quantité m de fluide déplacé restante après le passage du doigt de fluide injecté. m est une fraction relative de l'épaisseur de la cellule de Hele-Shaw.

Il est possible de relier aisément λ à m dans le cas d'une cellule de Hele-Shaw :

$$m = 1 - \lambda$$

La largeur des doigts λ est déterminée par le nombre capillaire $Ca = \Delta\mu * U / \gamma$, qui est proportionnel au rapport entre les forces visqueuses et les forces capillaires. $\Delta\mu$ est la différence de viscosité entre les deux fluides, U est la vitesse du doigt et γ est la tension de surface entre les fluides. Les forces visqueuses $\Delta\mu U/R$ (où R est le rayon de courbure de l'interface) tendent à affiner le doigt, tandis que les forces capillaires γ/R tendent à augmenter le rayon de courbure de l'interface : elles élargissent le doigt. Par conséquent, lorsque la vitesse du doigt augmente, λ diminue très rapidement jusqu'à tendre vers la valeur limite $\lambda = 0.5$.

Les calculs initiés par Saffman-Taylor pour calculer la forme possible du doigt en cellule de Hele-Shaw en l'absence de tension de surface en utilisant une transformation conforme, conduisent à une famille de solutions analytiques paramétrées par λ ($0 \leq \lambda \leq 1$) :

$$x = \frac{1-\lambda}{\pi} \ln \left[\cos \left(\frac{\pi y}{\lambda} \right) \right] \quad (\text{Equation I.1})$$

où x et y sont les coordonnées des points de l'interface normalisées par la largeur de la cellule et exprimées dans le référentiel de l'extrémité du doigt.

En 1986, Combescot et al., Hong et Longer et Shraiman, montrent simultanément que la prise en compte de la tension de surface est nécessaire et impose une condition

supplémentaire. En effet, bien que faible, le terme dû à la tension de surface ne peut pas être traité comme une simple perturbation. Ainsi, il apparaît un sous-ensemble discret de solutions parmi le continuum proposé par Saffman et Taylor. L'étude de la stabilité de ces branches montre qu'une seule est stable. C'est cette branche qui est observée expérimentalement. Cependant, on peut faire apparaître les autres solutions à l'aide d'une perturbation extérieure, par exemple en plaçant un fil parallèle à l'écoulement dans l'axe de la cellule.

Le rôle de la tension de surface dans la sélection de la largeur du doigt de Saffman-Taylor a été récemment remis en question par (Mineev-Weinstein, 1998) qui trouvent un doigt de largeur $\lambda = 0.5$, sans avoir recours à la tension de surface. Cependant ce résultat a été contesté et fait l'objet d'une controverse.

Il existe assez peu de travaux expérimentaux sur les déplacements de fluides non-miscibles en tube.

Comme pour la digitation visqueuse en cellule de Hele-Shaw, on détermine l'épaisseur du doigt de fluide injecté λ ou la quantité m de fluide déplacé restante. λ est une fraction du rayon R du tube, et m est une fraction de surface de la section du tube.

On relie aisément λ à m dans le cas d'un déplacement en tube :

$$m = 1 - \lambda^2$$

En 1961, le travail de Taylor est l'un des premiers et des rares travaux analysant la variation de la valeur expérimentale de m en fonction du nombre capillaire Ca pour une large gamme pour des déplacements de fluides non-miscibles en tube. Il a mis en évidence une loi en $Ca^{2/3}$ de variation de m . Plus récemment, Cachile et al. ont étudié les caractéristiques des déplacements de fluides non-miscibles en tube capillaire pour divers couples de fluides. Ils ont également montré cette loi de variation générale en $Ca^{2/3}$ de la quantité de fluide déplacé restant en paroi.

Il est intéressant de faire apparaître une équivalence formelle entre deux problèmes apparemment distincts : le déplacement de fluides non-miscibles dans la limite d'une tension de surface nulle et le déplacement de fluides miscibles lorsque le mélange par diffusion à l'interface est négligeable. Nous venons de rappeler les caractéristiques des déplacements de fluides non-miscibles en tube. Pour établir cette équivalence, Petitjeans a comparé ses résultats expérimentaux de déplacements de fluides miscibles en tube et les résultats expérimentaux de Taylor et de Cox de déplacements de fluides non-miscibles également en tube, en adaptant les échelles du nombre capillaire Ca et du nombre de Péclet Pe . Cette comparaison est représentée sur la Figure I.13. On observe un très bon accord entre ces deux problèmes d'approche pourtant fondamentalement différente.

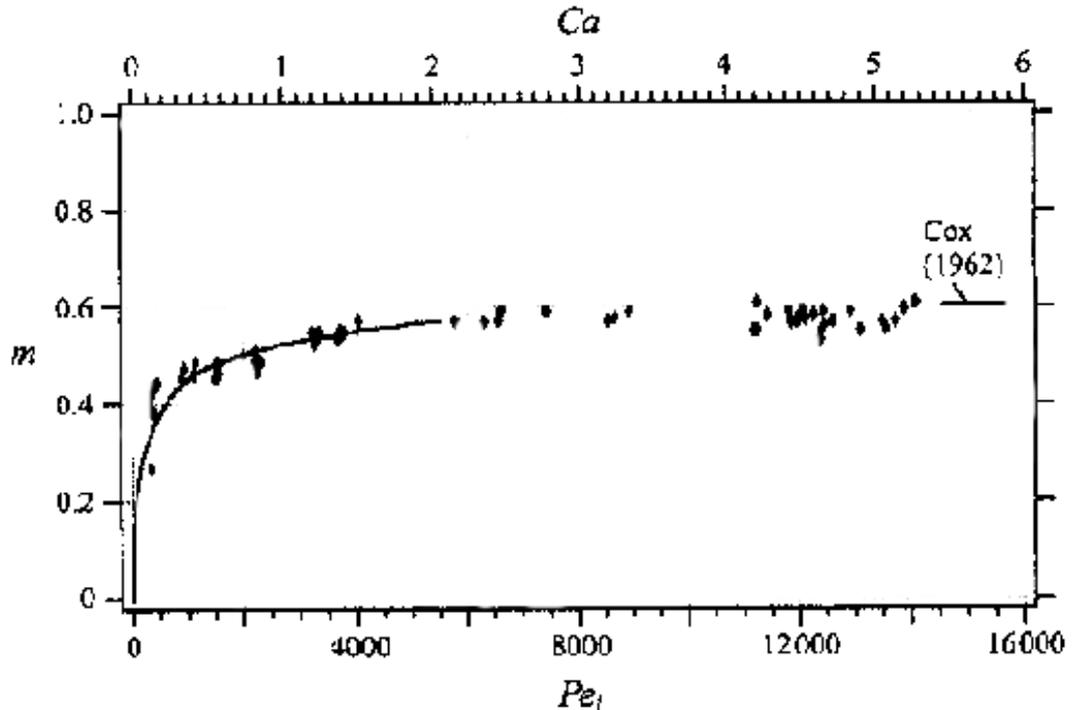


Figure I.13 : Variation de la quantité m de fluide déplacé restante en paroi avec le nombre capillaire Ca . L'ajustement des résultats expérimentaux de Taylor de déplacements de fluides non-miscibles est représenté par la ligne continue pour une gamme de nombre capillaire Ca allant de 0 à 2. On remarque la limite asymptotique de m obtenue par Cox pour des déplacements de fluides non-miscibles pour des nombres capillaires Ca plus élevés ($Ca \sim 6$). Comparaison entre ces résultats expérimentaux de déplacements de fluides non-miscibles et les points expérimentaux (losanges pleins) de Petitjeans et Maxworthy de déplacements de fluides miscibles. Le bon accord entre ces diverses expériences met en évidence l'équivalence formelle entre les deux problèmes suivants apparemment distincts : le déplacement de fluides non-miscibles dans la limite d'une tension de surface nulle et le déplacement de fluides miscibles lorsque le mélange par diffusion à l'interface est négligeable

I.2.2 Digitation visqueuse de fluides miscibles newtoniens

I.2.2.1 Caractéristiques de l'écoulement

L'analyse du doigt de Saffman-Taylor n'a été étendue que très récemment aux cas des fluides miscibles. Les motifs observés lors de l'instabilité visqueuse de deux fluides miscibles en écoulement sont très différents de ceux produits par l'instabilité de Saffman-Taylor.

Dans le cas du doigt de Saffman-Taylor, la viscosité est constante dans chaque phase et présente un saut à l'interface. Si les deux fluides sont miscibles, la tension de surface est nulle et il faut, de plus, tenir compte de la diffusion qui mélange les fluides aux temps longs. On peut alors distinguer deux régimes asymptotiques différents en fonction de l'importance relative des effets convectifs et diffusifs de l'écoulement.

En effet, le transport convectif de l'écoulement se fait avec un temps caractéristique $\tau_c=L/q$, où L est la longueur du tube et q le débit. L'effet de la diffusion transverse se fait sentir sur un temps caractéristique $\tau_D=R^2/D_m$, où R est le rayon du tube et D_m le coefficient de diffusion moléculaire. La comparaison entre ces deux temps permet de définir un nombre sans dimension, que nous appellerons nombre de diffusion transverse :

$$N_{dt} = q \cdot R / D_m L = Pe \cdot \epsilon$$

$$Pe = qR / D_m,$$

est un nombre sans dimension, appelé nombre de Péclet et $\epsilon = R/L$ est le rapport d'aspect du tube.

L'évolution et la forme des fronts de concentration du doigt dépendent de la valeur de N_{dt} . On peut définir deux régimes asymptotiques correspondant à des comportements très différents suivant que $N_{dt} \gg 1$ ou $N_{dt} \ll 1$.

Dans le régime non-diffusif, $N_{dt} \gg 1$, les deux fluides ne se mélangent pas. Il se forme donc une «langue» de fluide injecté dont l'interface est symétrique par rapport à l'axe de tube et invariante le long du tube. Les points de l'interface sont simplement advectés le long des lignes de courant. La vitesse d'un point de l'interface est donc donnée par le profil de Poiseuille.

Dans le régime diffusif, le fluide injecté se disperse sous l'action combinée de la diffusion moléculaire et des variations de vitesse le long de l'axe du tube. Le front s'étale de façon diffusive. Il est alors impossible de définir une épaisseur de doigt.

Il ne faut pas oublier que la diffusion est un phénomène dépendant du temps dont les effets ne se font sentir qu'à des temps $t > \tau_D$. Considérons un écoulement à faible Péclet. Observé sur des temps caractéristiques $t \ll \tau_D$, il présente toutes les caractéristiques d'un écoulement très peu diffusif. De la même façon, un écoulement à grand nombre de Péclet ne constitue qu'un régime transitoire : avec le temps, les effets diffusifs sont de moins en moins négligeables et deviennent prépondérants lorsque $t \gg \tau_D$.

Nous focaliserons notre étude sur les écoulements en régime non-diffusifs, lorsqu'une langue de fluide injecté se forme. L'épaisseur du doigt est alors définie.

Au moins deux paramètres essentiels diffèrent entre le cas du doigt de Saffman-Taylor et l'instabilité de doigt qui nous concerne :

1. la géométrie du déplacement en tube,
2. la miscibilité des fluides qui est responsable des spécificités du doigt.

Plusieurs études théoriques et expérimentales de déplacements de fluides newtoniens miscibles ont été réalisées récemment dans des géométries autres que la cellule de Hele-Shaw. Dans ces travaux, nous nous focaliserons sur les instabilités d'origine visqueuse et passerons sous silence celles provoquées par la différence de densité entre deux fluides miscibles.

Les deux articles de revue les plus anciens abordant le problème de la digitation visqueuse des fluides miscibles sont ceux d'Homsy (1987) et (1988), mais sont plutôt centrés sur les écoulements en milieux poreux.

Chen & Meiburg ont modélisé en 1996 les déplacements de fluides miscibles en tube capillaire en couplant une équation de convection diffusion vérifiée par la concentration du fluide avec des équations d'écoulement incompressible non-inertiel. Ils mettent en évidence le fait que les caractéristiques de l'écoulement (et en particulier la fraction de fluide déplacé, laissée sur les parois du tube) sont contrôlées par 2 nombres sans dimension, si on néglige les instabilités dues aux effets de gravité :

1. le nombre de Péclet : $Pe = \frac{UR}{D}$,
2. le nombre d'Atwood : $At = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2 + \mu_1}$,

où U est la vitesse moyenne des fluides,

R est le rayon du tube,

D est le coefficient de diffusion des fluides,

μ_2 est la viscosité du fluide 2,

et μ_1 est la viscosité du fluide 1.

Dans la description qui suit, nous emploierons le terme de concentration pour désigner la concentration moyenne sur la section du tube. Nous parlerons également de profil de concentration pour décrire la variation de cette dernière le long de l'axe du tube.

Aux valeurs élevées du nombre de Péclet ($Pe > 10^3$), un doigt nettement défini du fluide le moins visqueux se forme au centre du tube, après une période transitoire de déformation de l'interface supposée initialement plate. L'extrémité avant du doigt correspond à un front où le gradient longitudinal de la concentration moyenne est élevé. En arrière de ce front, le profil de concentration moyenne s'étale de façon plus diffusive.

Il faut distinguer deux cas de figures selon la valeur du rapport de viscosité. Les caractéristiques de ces déplacements sont présentées sur la Figure I.14 et la Figure I.15. Lorsque celui-ci est proche de 1, l'interface et donc le front de concentration

sont auto-similaires. Lorsque le rapport de viscosité est très élevé, qui est la configuration qui nous intéresse, le comportement est très différent. L'interface a la forme d'un doigt stationnaire qui avance à vitesse constante. Lorsque le doigt est développé, le front avance à vitesse constante, nommée V_f . L'extrémité avant du doigt et le champ de concentration associé atteignent alors un état quasi stationnaire, dans le référentiel se déplaçant avec le front.

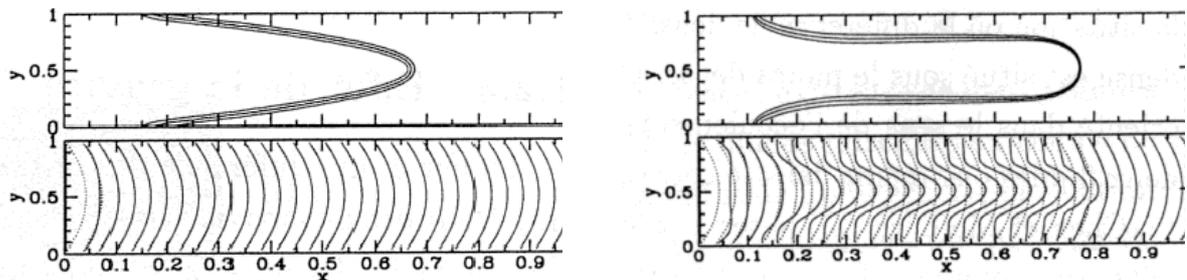


Figure I.14 : Déplacement de deux fluides miscibles entre deux plaques parallèles. Champs d'iso-concentration et de vitesse obtenus par simulation de Rakotomalala et al. (). Nombre de diffusion transverse égal à 512. Rapports de viscosité de 1 à gauche et 100 à droite.

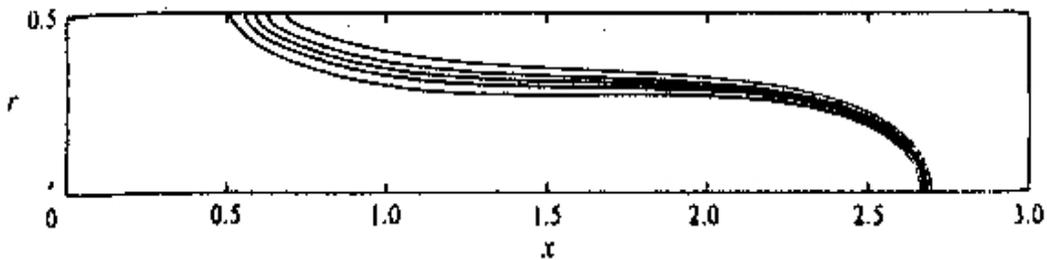


Figure I.15 : Fronts de concentration d'un déplacement établi de fluides newtoniens de rapport de viscosité $M = 150$ et $Pe = 1600$. Résultats d'une simulation de Chen et Meiburg (1996).

I.2.2.2 Phénomène de recirculation

Ces deux auteurs ont analysé les différents types d'écoulements possibles pour ce déplacement et ont ainsi déterminé le champ des lignes de courant.

Pour cela, plaçons-nous dans le référentiel qui se déplace à la vitesse V_f . On voit apparaître un ou plusieurs points de stagnation à l'avant du doigt. En effet, suivant l'argument de Taylor, en 1961, il existe deux états possibles pour l'écoulement. Le premier état existe lorsque la vitesse V_f est inférieure à V_{max} , qui est la vitesse de

l'écoulement de l'avant du doigt au centre du tube en avant du doigt ; le second état existe quand $V_f > V_{\max}$.

Ces deux écoulements correspondent aux cas où la fraction m de fluide 2 laissé en arrière du doigt est respectivement inférieure ou supérieure à 0,5. La transition d'un état à l'autre se fait pour un nombre de Péclet critique dépendant lui-même du nombre d'Atwood.

Le schéma des lignes de courant de ces deux écoulements est présenté sur la Figure I.16. Lorsque plus de la moitié du fluide 2 est restée sur les parois du tube à l'arrière du doigt, il existe un seul point de stagnation, sur l'interface à l'extrémité avant du doigt. Quand $m < 0,5$, deux points de stagnation apparaissent : il apparaît alors une zone de recirculation dans le fluide 2.

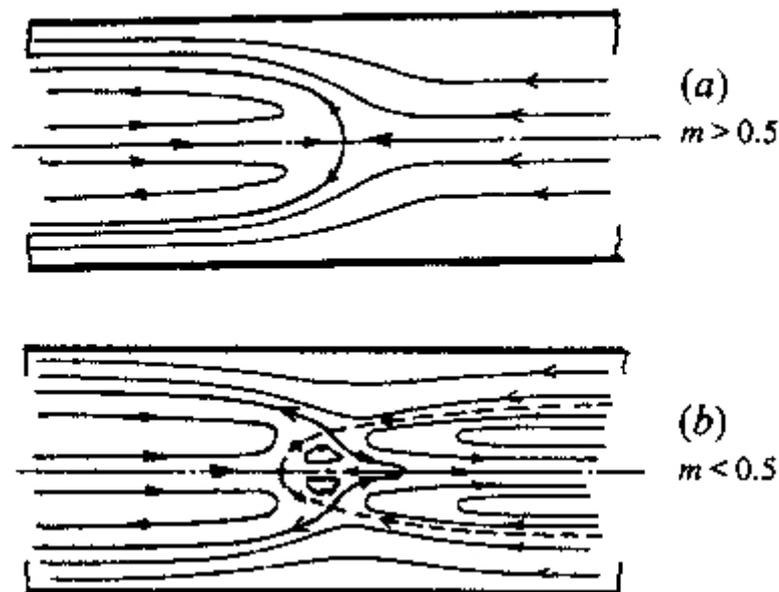


Figure I.16 : Schéma de la forme du doigt et des lignes de courant stationnaires, dans le référentiel fixe par rapport à l'extrémité avant du doigt. Apparition de la recirculation lorsque $m < 0,5$. Une petite protubérance apparaît alors dans ce cas en avant du doigt lorsqu'il y a une différence de densité entre les deux fluides.

Ce phénomène de recirculation, qui apparaît comme une caractéristique clé de l'écoulement, est souvent invoqué pour comprendre les écoulements déterminés par expériences ou par simulations numériques. Toutefois, aucun argument théorique n'a permis à ce jour d'établir l'influence de la recirculation sur les caractéristiques de l'écoulement, comme par exemple la sélection de l'épaisseur du doigt.

I.2.2.3 Epaisseur du doigt

L'ensemble des résultats numériques de Chen et Meiburg (1996) a été validé par les résultats expérimentaux de Petitjeans & Maxworthy en 1996 dans le cadre d'une étude commune (Figure I.17). Ces différents travaux concernant des fluides miscibles newtoniens nous serviront de référence pour comprendre les caractéristiques des écoulements de fluides non-newtoniens, notamment la variation de la fraction de fluide résiduel m en fonction du rapport de viscosité des deux fluides.

Dans le cas des fluides newtoniens en tube, cette fraction est égale à 0,5 pour de faibles valeurs du nombre d'Atwood et augmente sensiblement lorsque le nombre d'Atwood est supérieur à 0,6 pour atteindre la valeur asymptotique de 0,61.

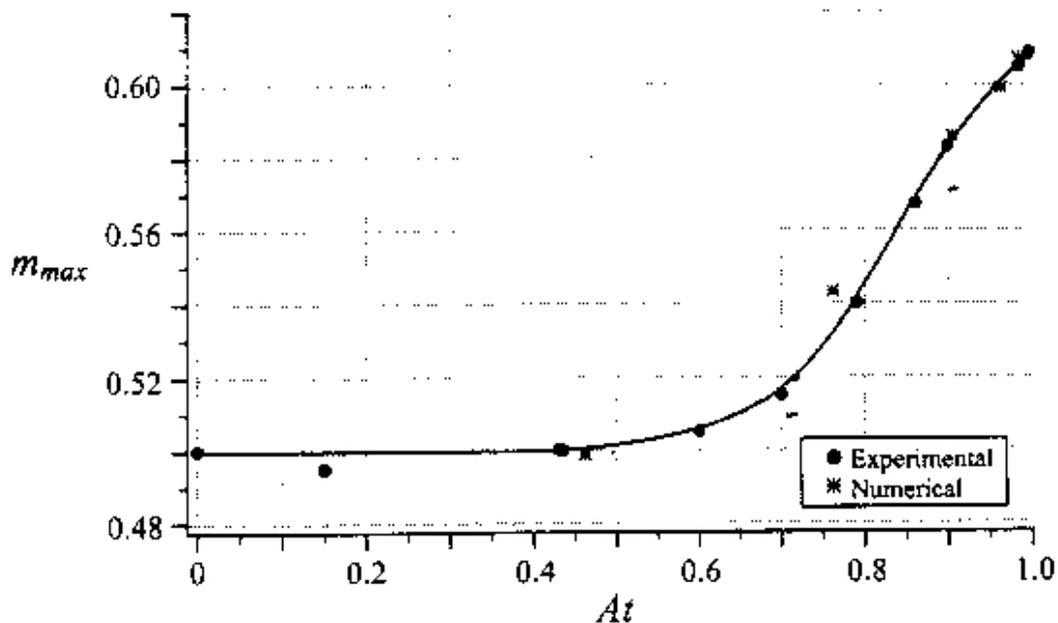


Figure I.17 : Dépendance de la quantité de fluide déplacé restant aux parois en fonction du nombre d'Atwood. Comparaison entre les résultats expérimentaux de Petitjeans et Maxworthy (1996) et les simulations de Chen et Meiburg (1996).

La fraction m de fluide laissé sur les parois est reliée à l'épaisseur relative du film résiduel h par la formule suivante :

$$m = \pi R^2 * \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right)$$

$$m = \pi R^2 * \left(1 - (1-h)^2 \right) \quad \text{(Equation I.2)}$$

où R est le rayon du tube.

En adimensionnalisant les longueurs par le rayon du tube R , on obtient :

$$h = 1 - \sqrt{(1-m)}.$$

Il faut noter également les travaux théoriques de Yang et Yortsos en 1997, associés aux travaux expérimentaux et numériques de Lajeunesse, Martin, Rakotomalala et Salin (1997), qui se sont, eux aussi, intéressés aux déplacements de fluides miscibles en l'absence de gravité en cellule de Hele-Shaw et en tube.

Yang et Yortsos, en se basant sur un concept de «Transverse flow equilibrium» ont calculé la variation de l'épaisseur de film résiduel en fonction du nombre d'Atwood. Les valeurs obtenues diffèrent sensiblement de celles de Chen et Meiburg, notamment aux grands nombres de Péclet. En effet, ce modèle théorique ne prend pas en compte les régions de fort gradient transverse de concentration moyenne, comme par exemple la partie avant du doigt aux grands nombres de Péclet. La comparaison de ces différents résultats met en évidence le rôle crucial de l'écoulement dans la région avant du doigt pour la sélection de l'épaisseur de celui-ci.

Lajeunesse, Martin, Rakotomalala et Salin en 1997 ont étudié le profil de vitesse lié à cette sélection de l'épaisseur de doigt. Ils ont montré que pour un rapport de viscosité suffisamment grand, un choc correspondant à une variation abrupte de concentration moyenne se forme et se propage à vitesse constante sur toute la longueur de la cellule.

Pour conclure, il faut noter que l'analyse des caractéristiques du doigt correspondant à des déplacements dans la limite des forts nombres de Péclet ($Pe \rightarrow \infty$) fait apparaître une équivalence formelle entre deux problèmes au départ distincts : le déplacement de fluides miscibles lorsque le mélange par diffusion à l'interface est négligeable et le déplacement de fluides non-miscibles dans la limite d'une tension de surface nulle.

I.2.3 Rhéologie non-newtonienne dans des géométries simples

L'écoulement d'un fluide non-newtonien a été étudié dans de nombreuses géométries. Les principales caractéristiques de ces écoulements sont décrites en annexe I. La compréhension de ces écoulements simples est nécessaire avant de s'intéresser aux déplacements de fluides non-newtoniens par d'autres fluides newtoniens ou non-newtoniens.

Les écoulements mettant en jeu les fluides non-newtoniens, notamment les déplacements d'un fluide non-newtonien par un fluide newtonien sont mal compris et n'apparaissent que très rarement dans la littérature. Lorsque le fluide déplacé est

non-newtonien, la sélection de l'épaisseur du doigt lors du déplacement diffère de celle du cas newtonien.

I.2.3.1 Caractère rhéofluidifiant

Les propriétés rhéologiques non-newtoniennes du fluide, comme par exemple, le caractère rhéofluidifiant du fluide, vont avoir une forte influence sur les caractéristiques de l'écoulement. Ainsi, l'épaisseur du doigt n'est plus invariante avec le débit, comme c'est le cas pour un écoulement newtonien. D. Bonn et al (1995) a mis en évidence expérimentalement et numériquement l'influence de la rhéologie non-newtonienne (caractère rhéofluidifiant d'une solution de polymères) sur l'épaisseur du doigt d'air injecté.

Ce déplacement met en jeu des fluides non-miscibles (solution aqueuse de polymères/air), mais permet tout de même d'analyser cette influence qualitativement indépendamment des autres paramètres de l'écoulement. Les résultats de ces expériences sont présentés sur la Figure I.18. Il observe que l'épaisseur relative du doigt, constante dans le cas newtonien et égale à 0.5, passe par un minimum avant d'atteindre une valeur asymptotique plus élevée que 0.5, lorsque la solution de polymères est suffisamment concentrée.

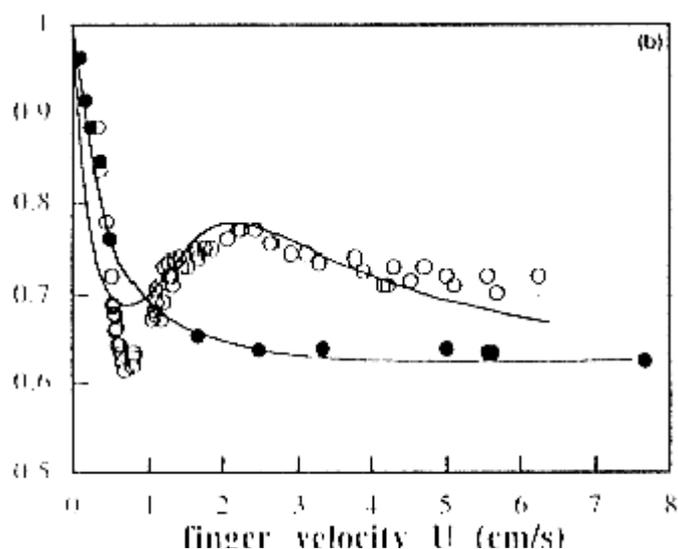


Figure I.18 : Epaisseur relative du doigt en fonction de la vitesse du doigt. Déplacement de solution de polymères par de l'air. Solution de polymères PEO 20 wpm (cercles pleins) et 500 wpm (cercles ouverts).

Il faut noter le fait qu'il s'agit d'une des premières observations expérimentales d'une augmentation de l'épaisseur de doigt dans le cas de fluides déplacés à caractère rhéofluidifiant.

Les précédents travaux (Couder (), Rabaud ()) montraient que seuls des doigts étroits, instables, obtenus en perturbant l'écoulement étaient observés. Les expériences de Bonn et al () ont également mis en évidence la dépendance de la forme des doigts d'air injecté en fonction de la vitesse du doigt.

La Figure I.19 montre la forme des doigts de digitation visqueuse d'une solution de polymère pour deux vitesses d'injection différentes en comparaison à la forme des doigts newtoniens. La rhéologie non-newtonienne de la solution déplacée et principalement son caractère rhéofluidifiant implique une variation de l'épaisseur du doigt avec le débit. A faible vitesse, les doigts sont étroits, alors qu'à débit plus élevé, leur forme est plus aplatie que dans le cas newtonien.

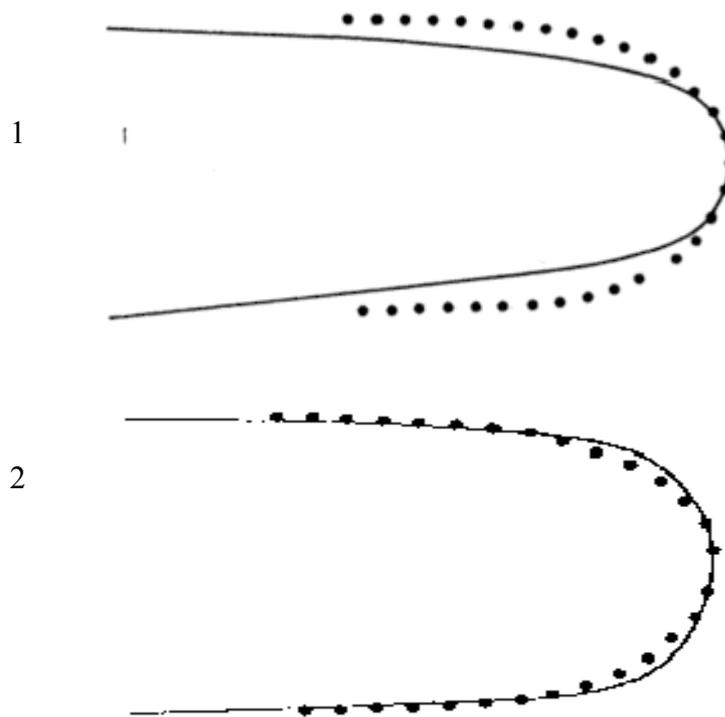


Figure I.19 : Formes des doigts observés comparées avec celles des doigts newtoniens d'épaisseur asymptotique approximativement identique pour deux vitesses différentes. Déplacement d'une solution de polymères 500 wpm par de l'air. (1) 0.7 cm/s, (2) 1.3 cm/s.

La disparité qui existe entre les formes des doigts à différents débits provient de la nature non-newtonienne de la rhéologie des fluides. La variation locale de la viscosité du fluide introduit une anisotropie au sein du système, qui se reflète dans la

forme des doigts. Pour le fluide polymérique, la viscosité dépend du taux de cisaillement local, qui varie le long du doigt.

Pour de faibles débits, les plus importants gradients de viscosité se situent au niveau de l'extrémité avant du doigt. Cela implique que cette direction de croissance vers l'avant est une direction privilégiée : aussi les doigts sont plus fins et plus pointus. Cet effet de forts gradients à l'extrémité avant du doigt va saturer en augmentant le débit. Les gradients de cisaillement les plus importants sont alors sur les côtés du doigt, qui vont «s'étendre» aisément. On observe alors des doigts plus larges.

Si les calculations hydrodynamiques qu'ont réalisées D. Bonn et al () n'expliquent pas exactement la forme des doigts observée expérimentalement, il est intéressant de se demander si les effets tridimensionnels négligés dans cette étude n'ont pas une influence sensible sur ce phénomène.

Il semble donc que la rhéologie non-newtonienne des fluides déplacés, et particulièrement leur caractère rhéofluidifiant, influe très fortement sur l'épaisseur du doigt lors du déplacement. Aussi, le déplacement d'un fluide viscoplastique (présentant un caractère rhéofluidifiant associé à un seuil de contrainte) révèle certaines caractéristiques particulières.

En effet, ce déplacement présente généralement un film résiduel entièrement statique en arrière du doigt. La présence d'une contrainte seuil pour le fluide déplacé modifie sensiblement la configuration de l'écoulement par rapport aux déplacements de fluides newtoniens. Un contraste suffisant de contrainte seuil ou de viscosité plastique entre les deux fluides peut conduire à un profil de contrainte dans la section du tube tel que le fluide du film résiduel soit soumis à une contrainte inférieure à sa contrainte seuil. Le fluide déplacé se présente alors sous la forme d'un solide en arrière du front du doigt et le film résiduel est statique.

La présence de ce film statique dépend des conditions d'écoulement et des rhéologies respectives des fluides. La sélection de l'épaisseur de doigt est, elle aussi, plus complexe pour des déplacements de fluides viscoplastiques. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, lorsque ces fluides ne sont pas cisailés, c.a.d. lorsque la contrainte est inférieure à la contrainte seuil, leur comportement s'apparente à celui d'un solide.

L'analogie du problème de Saffman-Taylor dans le cas des fluides viscoplastiques non-miscibles a été considéré par Alexandrou et Entov en 1997, Pinarbasi et Liakopoulos en 1995 et Gorodtsov et Yentov en 1997.

Les travaux de Alexandrou et Entov ont mis en évidence, par résolution numérique par éléments finis, les caractéristiques de la forme d'un doigt d'air déplaçant un fluide viscoplastique (Figure I.20). Ils remarquent la présence de zones stagnantes au sein du fluide déplacé se propageant avec le doigt (Figure I.21). La partie arrière du doigt a une épaisseur constante. Ils étudient séparément les propriétés rhéologiques d'un fluide d'Herschel-Bulkley, à savoir successivement

l'influence du caractère rhéofluidifiant (indice rhéofluidifiant n) du fluide et de la contrainte seuil τ_y .

$$\tau = \tau_y + K * \left(\dot{\gamma} \right)^n \quad \text{si } |\tau| > \tau_y$$

$$\dot{\gamma} = 0 \quad \text{si } |\tau| \leq \tau_y, \text{ où } \tau_y \text{ est la contrainte seuil du fluide.}$$

Ils montrent tout d'abord l'aplatissement de l'extrémité avant du doigt d'air lorsque le caractère rhéofluidifiant du fluide s'accroît (n diminue).

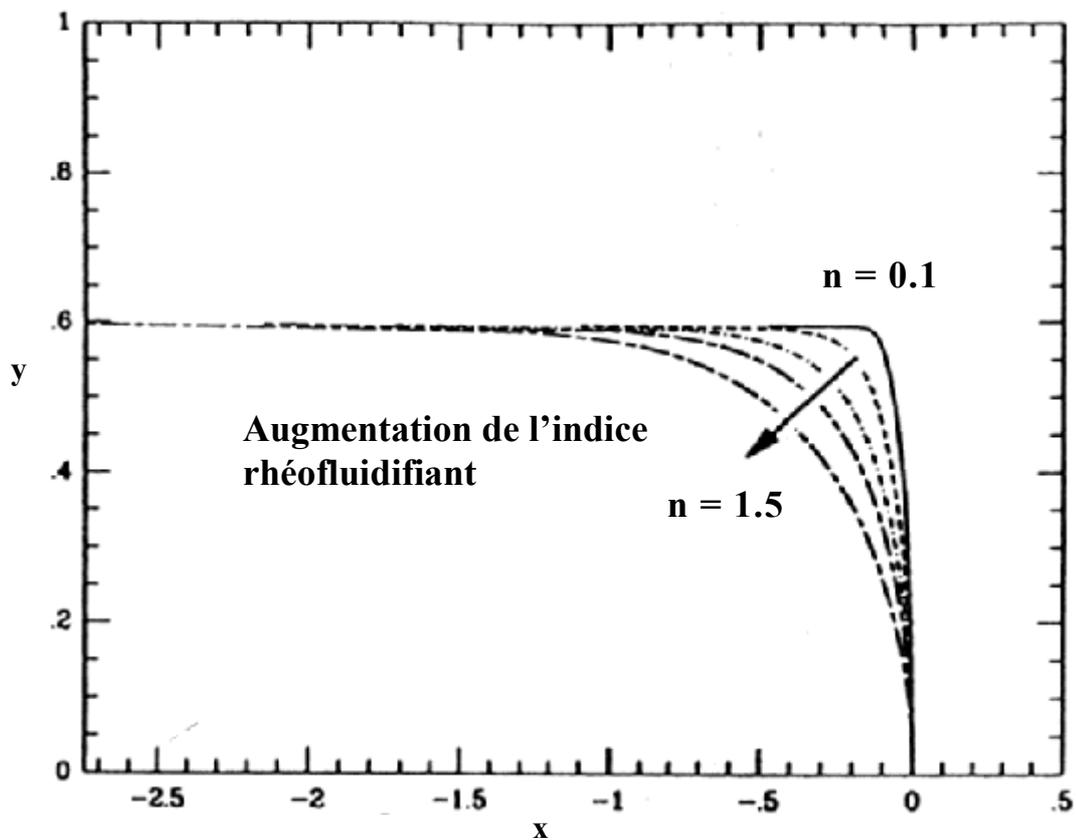


Figure I.20 : Epaisseur relative et forme de l'extrémité avant du doigt d'air en fonction de l'indice rhéofluidifiant du fluide déplacé. Le fluide déplacé ne possède pas de contrainte seuil.

Le déplacement d'un fluide viscoplastique par un doigt d'air met en évidence l'apparition de zones stagnantes de fluide déplacé près de la paroi. Ces zones apparaissent d'autant plus grandes que la valeur de la contrainte seuil du fluide est élevée. On remarque que cette zone avance avec le déplacement du doigt d'air et peut, dans le cas où le seuil de contrainte est très élevé, précéder ce doigt. On note donc l'influence très nette des propriétés rhéologiques non-newtoniennes des fluides viscoplastiques sur les caractéristiques des écoulements de fluides non-miscibles. Il

sera intéressant de voir l'influence des propriétés rhéologiques non-newtoniennes sur le déplacement de fluides miscibles et l'éventuelle analogie avec le cas non-miscible.

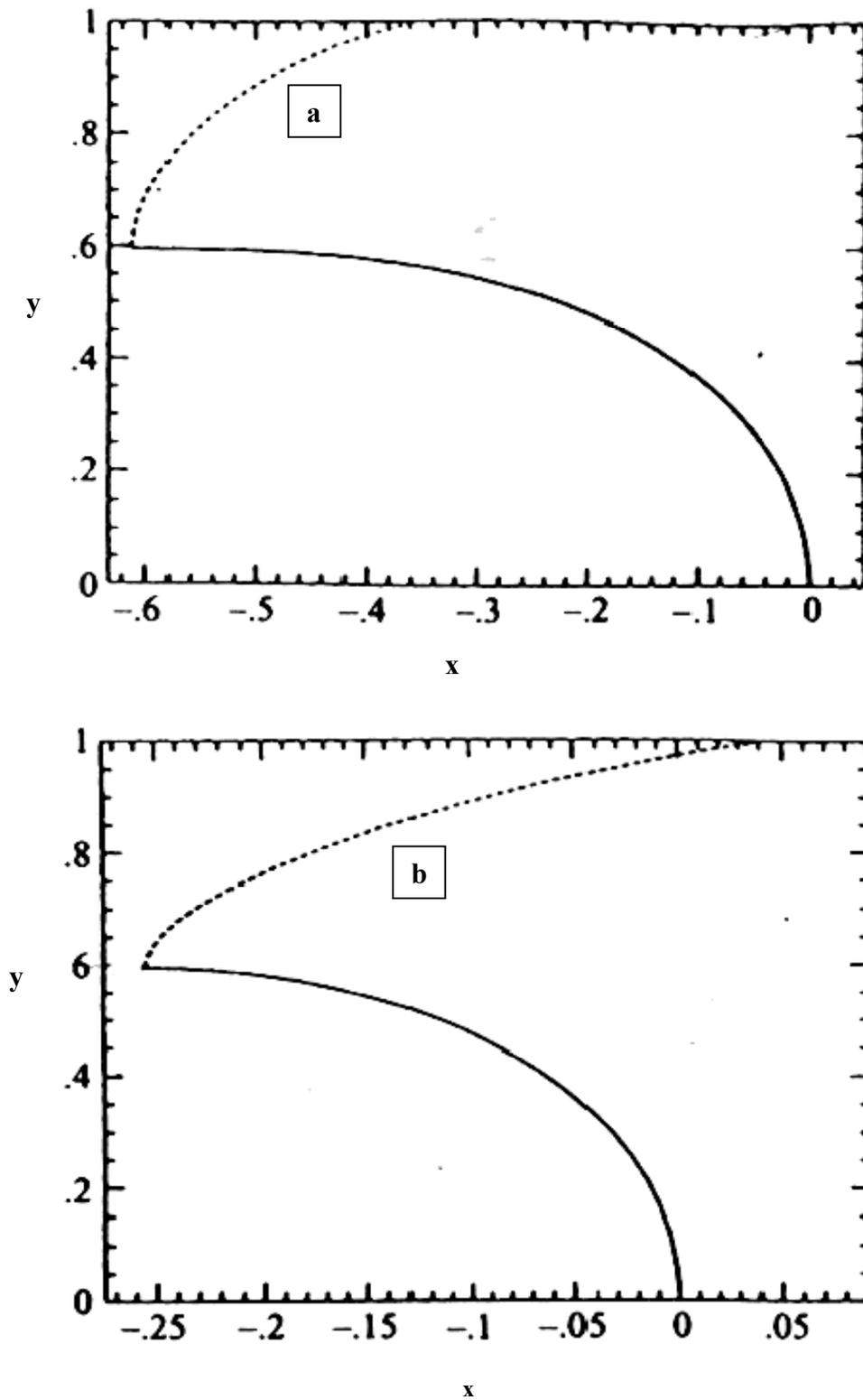


Figure I.21 : Déplacement d'un fluide de Bingham par un doigt d'air avec une épaisseur relative asymptotique du doigt de 0.6. La zone stagnante au sein du fluide déplacé croît avec l'augmentation de la valeur de la contrainte seuil τ_y entre le cas a et le cas b et se propage avec le doigt. Lorsque la

valeur de la contrainte seuil est importante, la zone stagnante peut apparaître en avant du doigt d'air.

I.3 Objectifs de la thèse

Au cours de ce travail, nous nous sommes focalisés sur la phase primaire de cimentation des puits pétroliers, et plus particulièrement sur le déplacement ascendant des boues de forage en conduite annulaire excentrée. Cette opération est de la plus haute importance et des stratégies doivent être suggérées pour optimiser l'efficacité de ce déplacement dans les conditions du terrain en réduisant l'épaisseur de ces films résiduels de boue.

D'un point de vue fondamental, nous avons cherché à comprendre les mécanismes physiques fondamentaux des déplacements de fluides miscibles non-newtoniens grâce à des expériences en laboratoire à petite échelle. Nous nous sommes concentrés sur l'étude des instabilités d'origine visqueuse et passerons sous silence les instabilités provoquées par la différence de densité entre deux fluides miscibles.

Les différents volets de cette étude ont été les suivants :

1. Analyser l'évolution de l'épaisseur du doigt issu du déplacement de fluides non-newtoniens en conduite cylindrique en fonction des caractéristiques de l'écoulement et des fluides utilisés : propriétés rhéologiques, débit, géométrie.
2. Etudier la stabilité du doigt et la dynamique du développement des instabilités du film résiduel puis évaluer leur impact probable sur le processus de déplacement final.
3. Analyser théoriquement ces phénomènes par une modélisation 1D de l'écoulement.
4. Confronter ces résultats à des simulations numériques axisymétriques obtenues par le code commercial de CFD Fidap.
5. Utiliser Fidap pour obtenir des prédictions dans un domaine plus général de rhéologie et de géométrie.

Plusieurs fluides expérimentaux non-newtoniens avec une large gamme de propriétés rhéologiques ont permis d'évaluer la part cruciale des caractéristiques rhéologiques non-Newtoniennes (rhéofluidité et présence d'un seuil de contrainte) sur l'efficacité de ce déplacement.

Le deuxième chapitre de ce mémoire sera consacré tout d'abord aux montages et protocoles expérimentaux, ainsi qu'à la présentation des différentes techniques

expérimentales et numériques utilisées lors de notre étude. On détaillera la sélection des fluides et l'établissement de leurs propriétés rhéologiques, puis on décrira les mesures acoustiques et conductimétrique d'épaisseur de films résiduels et la technique d'acquisition vidéo et de traitement d'images permettant la réalisation de diagrammes spatio-temporels. Un exposé sur les caractéristiques des simulations numériques de Fidap conclura cette section.

Les résultats expérimentaux sur écoulements en conduite cylindrique réalisés avec les différents fluides newtoniens et non-newtoniens sont exposés dans un troisième chapitre. La dépendance de l'épaisseur de film par rapport aux contrastes de densité, de viscosité, des propriétés rhéologiques et de débit sera analysée puis comparée aux références de la littérature dans ce domaine.

Le quatrième chapitre de ce rapport présentera une analyse théorique et numérique de la physique du déplacement de fluides et des films résiduels. On s'intéressera exclusivement au déplacement initial du fluide et à l'épaisseur des films résiduels avant que les instabilités n'aient commencé à se développer.

Enfin dans le dernier chapitre, nous analyserons la dynamique du développement et de l'évolution des instabilités des films résiduels. Les résultats expérimentaux présentés seront comparés à une analyse théorique de ces instabilités. On étudiera l'influence du développement de ces instabilités sur la quantité de fluide restant à la fin du déplacement.

II Procédures, systèmes expérimentaux et numériques

Nous avons réalisé des expériences de laboratoire pour étudier la digitation visqueuse de fluides miscibles en tube vertical. Cette géométrie a été logiquement choisie comme le dispositif expérimental le plus simple permettant de modéliser un forage pétrolier et de générer des films fluides par injection.

Nous présentons dans ce chapitre le montage et les différentes techniques expérimentales et numériques utilisées pour cette étude.

La partie I.1 est consacrée à la technique de mesures rhéologiques, puis au choix et à la description des fluides, enfin à la détermination de leurs propriétés rhéologiques. Le montage et le protocole expérimentaux sont décrits dans la section I.2. Les deux parties suivantes sont dédiées à la présentation des procédures expérimentales, à savoir les mesures acoustique et conductimétrique d'épaisseur de film et le traitement des images vidéo permettant la réalisation de diagrammes spatio-temporels. Enfin, les caractéristiques du code commercial Fidap, utilisé pour les simulations numériques de déplacements de fluides sont exposées dans la dernière section de ce chapitre.

II.1 Technique de mesures rhéologiques

Ici, nous allons introduire les méthodes utilisées dans la suite pour caractériser les fluides choisis pour réaliser les déplacements. Nous présenterons tout d'abord les méthodes rhéologiques pour déterminer la viscosité non-newtonienne et la contrainte seuil d'écoulement. Dans le dernier paragraphe, nous décrirons le rhéomètre utilisé pour nos mesures rhéologiques.

II.1.1 Détermination de la viscosité non-newtonienne

Beaucoup de rhéomètres utilisent un mouvement de rotation pour engendrer des écoulements de cisaillement simple.

Il y a deux méthodes possibles, pour déterminer la contrainte τ en fonction du cisaillement et en déduire la viscosité $\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\tau}{\dot{\gamma}}$.

On peut soit faire tourner une partie de la géométrie à une vitesse de rotation donnée, imposant ainsi le cisaillement et ensuite mesurer le couple qui en résulte ou bien appliquer un couple bien défini, imposant ainsi la contrainte, et mesurer la vitesse de rotation qui en découle. Il existe principalement deux géométries différentes : la géométrie Couette et la géométrie cône-plan. Ces géométries sont présentées sur la Figure II.1.

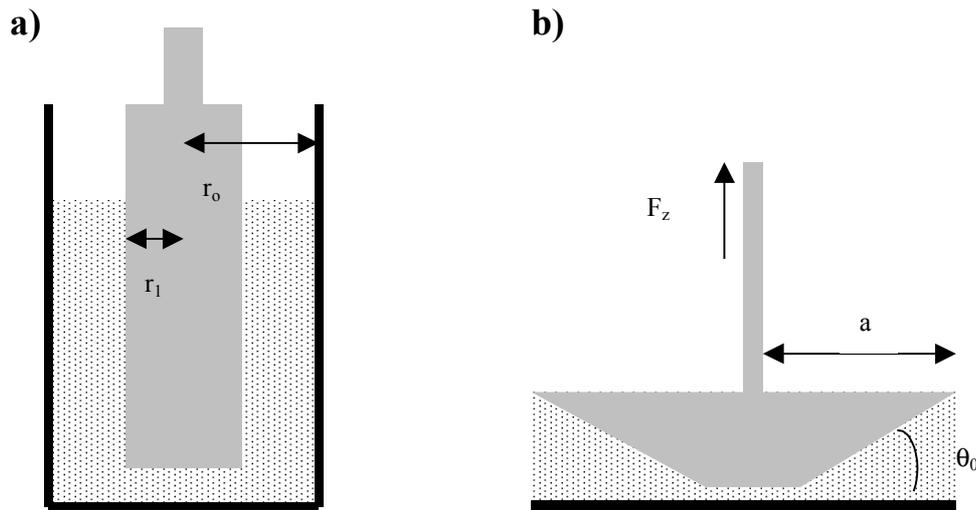


Figure II.1 : a) La géométrie Couette est constituée de deux cylindres coaxiaux. r_o est le rayon du cylindre extérieur et r_i le rayon du cylindre intérieur. Le cylindre intérieur tourne à une vitesse de rotation Ω alors que le cylindre extérieur est fixe. b) La géométrie cône-plan consiste en un cône tronqué et un disque coaxiaux de même rayon a . L'angle d'ouverture du cône est θ_0 . Le fluide test remplit l'espace entre ces deux outils. Ω désigne la vitesse de rotation du cône C.

II.1.1.1 La géométrie cône-plan

La géométrie cône-plan est constituée d'un disque et d'un cône tronqué de même diamètre, dont le sommet fictif est situé sur le disque. Le cône et le disque sont coaxiaux et dans la suite nous considérons le cas où le cône tourne avec une vitesse Ω et le disque est fixe. Le fluide test remplit l'espace entre les deux parties du système de mesure.

La vitesse locale d'un point du cône situé à une distance r de l'axe vaut $\Omega \cdot r$. En supposant un profil de vitesse du fluide variant linéairement entre le disque et le cône, le gradient de vitesse vaut :

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega r}{h(r)} = \frac{\Omega}{\tan(\theta_0)},$$

où $h(r)$ est l'épaisseur locale du fluide. Cette approximation est valable dans le cas où θ_0 est inférieur à quelques degrés (Coussot). On constate ainsi que le cisaillement ne dépend pas de la distance à l'axe.

Le fait de cisailier le fluide entre un cône et un plan permet donc de s'affranchir de la variation du gradient résultant de l'éloignement de l'axe pour un cisaillement entre plans. Ceci a pour conséquence supplémentaire que la contrainte tangentielle est constante au sein de l'échantillon.

On peut donc écrire directement la relation entre le couple total C appliqué sur l'axe et cette contrainte τ (Coussot) :

$$\tau = \frac{3C}{2\pi a^3},$$

où a est le rayon du cône. On en déduit donc :

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} = \frac{3C \tan(\theta_0)}{2\pi a^3 \Omega}.$$

La gamme de cisaillement accessible dans cette géométrie est limitée par la sensibilité de l'appareil aux cisaillements faibles. Aux cisaillements élevés, des écoulements secondaires peuvent apparaître limitant ainsi la fréquence maximale de rotation (Barnes).

II.1.1.2 La géométrie Couette

La géométrie Couette est constituée de deux cylindres coaxiaux en rotation relative. r_0 désigne le rayon du cylindre extérieur et r_1 le rayon du cylindre intérieur. Dans la suite, nous considérons le cas où le cylindre intérieur tourne à vitesse Ω tandis que le cylindre extérieur est fixe. L'intervalle entre les deux cylindres est rempli avec le fluide dont on veut mesurer la viscosité.

Un des inconvénients majeurs de cette géométrie réside dans l'hétérogénéité de la contrainte τ dans l'intervalle entre les deux cylindres. En effet, on peut montrer d'après l'équation de Navier-Stokes que la relation liant le couple C à τ s'écrit :

$$\tau = \frac{C}{2\pi r^2 l}$$

où l est la hauteur du cylindre et r la distance à l'axe central. Le couple C appliqué au cylindre intérieur est transmis à travers tout l'échantillon et est par conséquent constant à travers chaque cylindre fictif intermédiaire. L'équation précédente montre donc que la contrainte tangentielle τ varie comme l'inverse au

carré de la distance à l'axe. Il en résulte que le gradient de vitesse n'est pas homogène dans l'intervalle entre les deux cylindres.

Lorsque l'intervalle entre les deux cylindres est petit ($r_1/r_0 > 0.99$), la courbure des cylindres peut être négligée et on se retrouve dans une situation similaire au cisaillement entre deux plaques.

Considérant ainsi que le gradient de vitesse est homogène, on obtient :

$$\dot{\gamma} = \frac{r_1 \Omega}{r_0 - r_1}$$

La viscosité $\eta = \tau / \dot{\gamma}$ découle des équations précédentes considérées en $r = r_1$:

$$\eta = \frac{C(r_0 - r_1)}{2\pi r_0^3 \Omega L},$$

où L est ici la longueur effective sur laquelle le fluide est cisailé. Dû à des effets de bord, L n'est pas identique à la longueur réelle des cylindres. Mais ces effets de bord sont pris en compte implicitement lors de l'étalonnage du rhéomètre.

Souvent l'espace entre deux cylindres est trop grand ce qui ne permet pas d'utiliser l'approximation de l'intervalle faible. Dans ce cas, le cisaillement dans l'intervalle n'est pas homogène. Pour pouvoir calculer ce cisaillement, le profil de vitesse entre les deux cylindres doit être connu.

Pour un fluide non-newtonien, la situation est compliquée par le fait que ce profil dépend des propriétés non-newtoniennes du fluide. Le cisaillement dépend donc maintenant des propriétés du liquide dont on veut mesurer la viscosité. On comprend maintenant le terme de «viscosité apparente» des fluides non-newtoniens utilisé en rhéologie et introduite précédemment. A l'exception de quelques géométries simples (cône-plan, Couette avec un intervalle très petit), le cisaillement n'est pas homogène au sein du fluide lors d'une expérience de rhéologie.

Dans un fluide non-newtonien, l'inhomogénéité de ce cisaillement dépend des propriétés non-newtoniennes du fluide. Ces propriétés ne sont a priori pas connues. On n'a donc pas accès à une expression exacte du cisaillement présent dans le fluide non-newtonien. Pour déterminer la viscosité d'un fluide non-newtonien, on utilise normalement l'expression du cisaillement pour un fluide newtonien dans la géométrie particulière utilisée. La viscosité ainsi mesurée est désignée «viscosité apparente» et dépend de cette géométrie.

Dans certains cas, il est cependant possible de tenir compte des modifications du cisaillement introduit par le caractère non-newtonien du fluide.

En supposant par exemple une dépendance en loi de puissance pour la contrainte en fonction du cisaillement, on peut évaluer le cisaillement sur le cylindre intérieur :

$$\dot{\gamma} = \frac{2\Omega}{n(1-b^{2/n})},$$

où $b=r_1/r_0$ et n est l'exposant du modèle en loi de puissance $\eta(\dot{\gamma}) = K(\dot{\gamma})^{n-1}$.

La valeur de n peut être déterminée en fonction du couple C et de la vitesse de rotation Ω :

$$n = \frac{d \log C}{d \log \Omega}$$

La viscosité $\eta = \tau/\dot{\gamma}$ correspondant au cisaillement sur le cylindre intérieur en découle :

$$\eta = \frac{Cn(1-b^{2/n})}{4\pi r_1^2 L \Omega}$$

Pour beaucoup d'instruments dont l'intervalle n 'est pas trop large, il est cependant possible d'utiliser l'approximation du fluide newtonien $n=1$. L'erreur due à cette approximation pour un fluide à loi de puissance est donnée par :

$$\frac{\left(\dot{\gamma}\right)_{\text{loi-de-puissance}}}{\left(\dot{\gamma}\right)_{\text{newtonien}}} = \frac{1-b^2}{n(1-b^{2/n})}$$

Pour $n=0.5$ et $b=0.9$, on obtient ainsi une erreur de 10%.

La gamme de cisaillements accessible avec un tel système est limitée par la précision de l'appareil pour les bas cisaillements. Pour des cisaillements élevés, la transition vers un régime de rouleaux de Taylor ou vers la turbulence détermine la fréquence de rotation maximale utilisable.

II.1.2 Détermination du seuil de contrainte

Dans le rhéomètre, la détermination d'un seuil d'écoulement se fait généralement par des mesures à contrainte imposée : il faut imposer des valeurs croissantes de contrainte et déterminer la limite au-delà de laquelle un écoulement est obtenu. Cette technique permet d'estimer assez rapidement la valeur du seuil de contrainte, mais ne

s'avère pas très pratique pour déterminer τ pour une large gamme de cisaillement. Pour ce type de mesures, des expériences à vitesse imposée sont mieux adaptées. Il s'avère utile de combiner ces deux méthodes.

Un des problèmes majeurs liés aux mesures rhéologiques des fluides à seuil est le risque de glissement aux parois. Lorsqu'on impose une contrainte au fluide par l'intermédiaire d'un couple C en géométrie plan-plan, cône-plan ou Couette, le gel peut se mettre à glisser le long d'une paroi au lieu de se déformer et être cisailé.

Certaines géométries, comme la géométrie de Couette, favorise le glissement aux parois de ces fluides. Nous avons donc utilisé une géométrie cône-plan, moins propice au glissement.

Les fluides, présentant un caractère thixotrope, tels que la laponite sont sujets au glissement. Malheureusement, il est assez difficile de quantifier ce glissement lors des mesures. Le Carbopol, non thixotrope et possédant une viscosité élevée au-delà du seuil, ne semble pas glisser.

Lors d'expériences dans les fluides à seuil, en géométrie plan-plan ou cône-plan, on observe souvent un autre phénomène appelé creusement (Figure II.2): la périphérie de l'échantillon initialement verticale se déforme au cours du cisaillement vers l'intérieur du matériau. La profondeur du creux formé par rapport à la surface initiale est désignée par e .

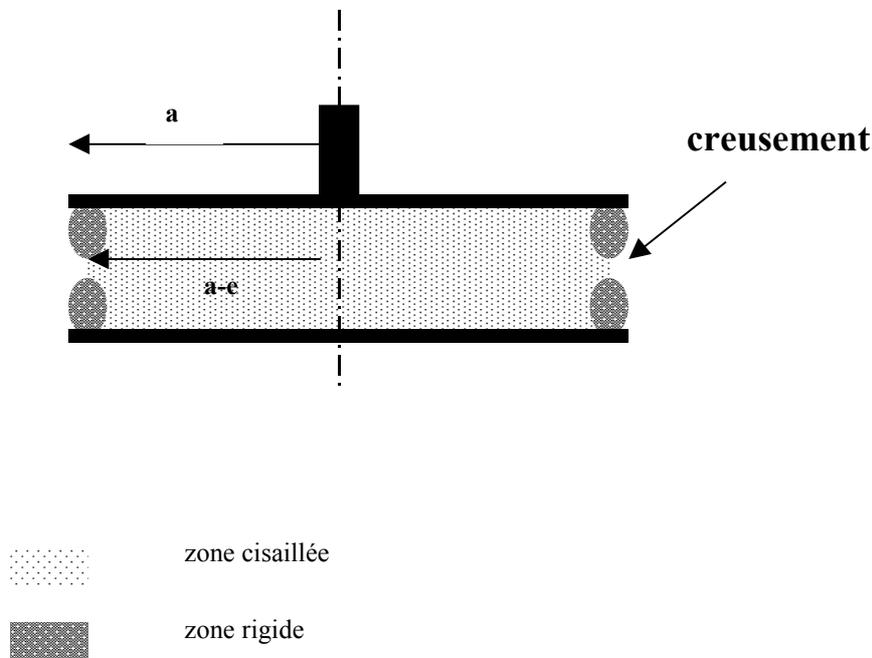


Figure II.2 : Aspect du creusement qui se forme lors d'une expérience de rhéométrie dans une géométrie cône-plan.

On peut montrer que le fluide n'est pas cisailé dans les deux bourrelets en contact avec les outils et situés au-dessus et en dessous du creux, alors que le reste du matériau semble être correctement cisailé. Ainsi, le volume réellement cisailé est différent de celui utilisé a priori pour les calculs. En première approximation, il est suffisant d'effectuer une correction sur le rayon a de la géométrie qui détermine le volume.

Pour une géométrie cône-plan, par exemple, la contrainte $\tau_{\text{réel}}$ s'appliquant réellement sur le matériau est :

$$\tau_{\text{réel}} = \frac{3C}{2\pi(a-e)^3} = \left(\frac{a}{a-e}\right)^3 \tau_{\text{app}},$$

où τ_{app} est la contrainte déduite directement des mesures en supposant que tout le volume du matériau est cisailé. Le creusement conduit donc à sous estimer la viscosité du matériau étudié.

II.1.3 Le rhéomètre Stress Tech, Rheologia Instruments AB

Nos mesures rhéologiques sont effectuées à l'aide d'un rhéomètre Reologica Stress Tech.

Il s'agit d'un rhéomètre multifonctions relié à un PC. Nous disposons des géométries suivantes :

1. Une géométrie cône-plan d'un rayon de 20 mm (cône), 2 mm (plat central) et d'un angle d'ouverture de cône de $\theta_0 = 4^\circ$.
2. Une géométrie Couette à double gap constituée d'un cylindre tournant de rayon extérieur $r = 41$ mm (rayon intérieur de 39 mm) et d'un cylindre fixe de rayon intérieur $r = 35$ mm (rayon extérieur 45 mm) et donc de gap de largeur égale à 2 mm. Cette géométrie est appelée DG.

Ce rhéomètre, conçu pour travailler à contrainte imposée, peut également imposer un taux de cisaillement au fluide. Il s'agit en fait d'un asservissement de la contrainte pour obtenir le taux de cisaillement défini par l'utilisateur. La précision de la mesure à taux de cisaillement imposé est alors inévitablement moindre.

II.2 Préparation et caractérisation des fluides

Les fluides utilisés lors des expériences de déplacement en tube sont des solutions aqueuses pour lesquelles des additifs permettent d'obtenir les différents comportements rhéologiques désirés. Les fluides de forage tels que la boue, les spacers ou le ciment ont des propriétés rhéofluidifiantes (leur viscosité effective diminue avec le taux de cisaillement).

De plus, la boue et le ciment sont des fluides d'Herschel-Bulkley, c.a.d. des fluides présentant un seuil d'écoulement.

Les propriétés qui déterminent les performances opérationnelles de ces fluides sont leur viscosité apparente et leur contrainte seuil. Un pompage efficace requiert une viscosité suffisamment faible, tandis qu'une contrainte seuil minimale est nécessaire pour maintenir les solides en suspension dans ces fluides. Leur structure et les propriétés qui en résultent entraînent généralement un caractère thixotrope (sensibilité du fluide à l'histoire du cisaillement).

Nous avons réalisé des expériences de déplacements de fluides en utilisant des couples de fluides iso-densité afin de se focaliser sur l'influence des paramètres rhéologiques sur le déplacement. Trois types de fluides ont été utilisés au cours de nos différentes expériences.

Ces fluides sont les suivants :

1. Fluides newtoniens,
2. Fluides rhéofluidifiants sans seuil d'écoulement, tels que des solutions de polymères (Xanthane), correctement décrits par la loi de Cross
3. Fluides à seuil, tels que des solutions d'argiles synthétiques (Iaponite) ou des solutions de polymères (Carbopol), décrits par la loi d'Herschel-Bulkley.

II.2.1 Fluides newtoniens

Un couple de fluides newtoniens de même densité a été choisi et préparé afin de réaliser des déplacements iso-densité tout en obtenant une large gamme de rapports de viscosité.

Ce couple de fluides est le suivant :

1. Solution eau glycérol déplacée par une solution de chlorure de calcium (CaCl_2).

Il s'agit du déplacement d'un fluide très visqueux (solution eau glycérol dont la viscosité est intrinsèquement liée à la concentration en glycérol) par une solution aqueuse peu visqueuse. La présence dans la solution déplaçante de chlorure de calcium permet d'ajuster la densité de cette solution à celle du fluide déplacé en

n'augmentant que très légèrement la viscosité de la solution. Les expériences avec les fluides newtoniens ont été réalisées pour servir de références et permettre des comparaisons avec les expériences utilisant des fluides non-newtoniens. Nous allons adopter la nomenclature suivante pour les fluides. Le fluide déplacé est le fluide 2 et le fluide déplaçant est couramment désigné fluide 1.

Pour obtenir de faibles rapports de viscosité ($M = 6$) entre les fluides 1 et 2, nous utilisons une solution aqueuse de CaCl_2 pour déplacer une solution eau glycérol de concentration massique en glycérol égale à 68 %. Pour ajuster la densité de la solution aqueuse déplaçante à celle du fluide déplacé, il faut alors une certaine concentration en CaCl_2 . Malheureusement, à de telles concentrations en sel, l'Amarante (utilisée comme colorant pour la visualisation) commence à précipiter. CaCl_2 avait pourtant été choisi pour augmenter la densité des solutions en raison de sa grande solubilité en comparaison aux autres sels testés qui précipitaient à des concentrations encore plus faibles. Par ailleurs, c'est avec CaCl_2 que nous avons observé la plus faible précipitation du colorant rouge amarante utilisé pour la visualisation.

Lorsqu'il est nécessaire d'avoir des rapports de viscosité plus importants, il suffit a priori d'augmenter la concentration en glycérol, mais cela conduit à une importante augmentation de la densité. Pour respecter l'iso-densité du déplacement, il faut alors une plus grande concentration en CaCl_2 . Malheureusement, à de telles concentrations en sel, l'Amarante précipite irrémédiablement. Nous n'avons donc pas utilisé de colorant pour les déplacements de fluides newtoniens. La différence d'indice optique entre les deux solutions nous permet malgré tout de suivre l'évolution de l'interface.

Les caractéristiques des différents déplacements isodensité newtoniens sont les suivants :

Rapport de viscosité	R=6	R=85	R=350
Solution eau glycérol Concentration massique en glycérol Viscosité du fluide	68 % 0.0096 Pas	92 % 0.25 Pas	96 % 1.120 Pas
Solution eau CaCl_2 Concentration massique en CaCl_2 Viscosité du fluide	19.8% 0.0016 Pas	26 % 0.0029 Pas	28 % 0.0032 Pas
Densité des solutions	1175 kg/m^3	1241 kg/m^3	1260 kg/m^3

Les plus forts rapports de viscosité ont été obtenus en utilisant une solution à 96% en glycérol déplacée par une solution iso-densité de CaCl_2 . Le rapport de viscosité

ainsi obtenu est de 350 et il nous a été impossible d'en obtenir de plus importants. En effet, les solutions de glycérol encore plus visqueuses ont des propriétés qui dérivent.

II.2.2 Fluides rhéofluidifiants sans seuil : solutions de Xanthane

Il est indispensable d'analyser en premier l'influence des caractéristiques rhéologiques rhéofluidifiantes sur l'épaisseur du film résiduel de fluide déplacé et le développement des instabilités afin de pouvoir la dissocier ultérieurement des effets dus à la présence d'un seuil de contrainte pour les fluides vérifiant des lois de type d'Herschel-Bulkley.

Les fluides utilisés sont une solution d'un polymère rigide (Xanthane) et des solutions non gelées d'un autre polymère (Carbopol). Nous avons choisi ces fluides car ils ne possèdent chacun essentiellement qu'une seule propriété non-newtonienne (caractère rhéofluidifiant), de façon à ce que les autres puissent être négligées.

Dans la suite, nous déterminerons la viscosité non-newtonienne de ces fluides et vérifierons si ceux-ci possèdent un seuil d'écoulement.

Les solutions aqueuses de Xanthane possèdent ces propriétés rhéofluidifiantes sans seuil. Leurs caractéristiques rhéologiques reliant la viscosité au taux de cisaillement sont correctement décrites par une loi empirique dite de Cross, que nous avons déjà présentée. A bas taux de cisaillement, la viscosité est constante avec une valeur η_0 qu'on appelle viscosité à cisaillement nul. Pour des cisaillements élevés, la viscosité décroît. A très haut cisaillement, la viscosité se stabilise de nouveau sur un plateau de valeur η_∞ qu'on appelle viscosité à cisaillement infini. Cette loi se traduit par une variation en loi de puissance de la viscosité avec le taux de cisaillement pour des valeurs modérées du taux de cisaillement.

Cinq différentes solutions de Xanthane, 0.5 g/l + 70% glycérol, 1 g/l, 1.5 g/l, 2 g/l et 3 g/l ont été utilisées pour obtenir une large gamme de valeurs de rapport de viscosité entre les fluides déplacé et injecté. Les solutions très fortement concentrées en Xanthane présentent des viscosités si élevées ($\eta_0 > 10^1 \text{ Pa.s}$) à faible taux de cisaillement ($\dot{\gamma} \approx 10^{-4} - 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) qu'elles sont quelquefois incorrectement assimilées à des fluides possédant une contrainte seuil.

II.2.2.1 Préparation des solutions de Xanthane.

Nous utilisons des solutions aqueuse du polymère Xanthane de Aldrich d'une masse moléculaire de $M_w = 3 \cdot 10^6$ u.m.a.. Le Xanthane est un polysaccharide (dérivé de la cellulose) produit par la fermentation de bactéries (*Xantomonas campestris*).

En solution, il se présente sous la forme d'un polyélectrolyte anionique et adopte une conformation relativement ordonnée à température moyenne (Bewersdorff &

Singh). La molécule s'articule autour d'un noyau rigide formé par la chaîne de cellulose et adopte différentes conformations stabilisées par des liaisons intramoléculaires. En fonction du degré de salinité de la solution et de la température, on observe une transition ordonnée-désordonnée (configuration hélicoïdale) de la structure du noyau rigide de cellulose. Lorsque la force ionique de la solution est supérieure à la valeur critique de 0.02 M NaCl, on observe une augmentation de la viscosité des solutions liée à l'augmentation du volume hydrodynamique moléculaire. En effet, l'excès d'ions en solutions écrante les répulsions électrostatiques intramoléculaires et conduit à un phénomène associatif au sein de la molécule.

Ainsi, pour de faibles concentrations de sels en solution, la molécule de Xanthane se présente sous la forme d'une chaîne très étendue, à cause des répulsions électrostatiques au sein de la chaîne. Lorsqu'on augmente la force ionique de la solution, on diminue fortement ces répulsions, mais en raison de sa structure hélicoïdale et de sa rigidité due à son fort encombrement stérique, la molécule de Xanthane ne se contracte que légèrement et se présente alors sous la forme d'un «serpentin» rigide. En augmentant encore la force ionique de la solution, on observe le phénomène d'association de ces serpentins, qui est responsable de l'augmentation de la viscosité de la solution.

Au-dessus d'une concentration critique en sels, la solution de Xanthane devient insensible à la force ionique

La préparation des solutions de Xanthane que nous avons utilisées est la suivante. On ajoute à 1L d'eau en tourbillon dans le flacon, 1g de NaCl, 30g de sucre et 1g de Xanthane (1.5g, 2g ou 3g). Nous nommerons abusivement ces solutions respectivement Xanthane 1 g/l, 1.5 g/l, 2 g/l et 3 g/l dans toute la suite de ce travail. Le sucre n'a aucun effet d'ordre chimique et influe très légèrement sur la rhéologie de la solution, mais est essentiel pour avoir un contraste acoustique satisfaisant entre les fluides 1 et 2.

La solution de Xanthane 0.5 g/l + 70% glycérol a été préparée en utilisant initialement non pas 1L d'eau pure, mais une solution mixte masse de glycérol et à 70 % en masse de glycérol. En effet, pour de telles concentrations de Xanthane dans de l'eau pure, la viscosité apparente de ces solutions auraient été trop faible. Or nous voulions étudier les déplacements de fluides à rapport de viscosités élevés, seuls ces déplacements présentent un doigt stable, stationnaire, dont le diamètre peut être réellement mesuré. L'ajout de glycérol nous a permis d'augmenter artificiellement la viscosité de ces solutions, tout en conservant une faible concentration de Xanthane. Nous avons également ajouté 1 g de NaCl. Nous n'avons pas ajouté de sucre, car l'importante quantité de glycérol a permis d'obtenir un contraste acoustique satisfaisant entre les fluides 1 et 2.

Une solution homogène est obtenue après quelques heures d'agitation faible. La rhéologie du Xanthane évolue généralement avec le temps, et ce d'autant plus que la

concentration en Xanthane est importante. Il est donc nécessaire de laisser la solution atteindre un équilibre et de s'astreindre à de strictes procédures de préparation pour obtenir des résultats expérimentaux reproductibles. Toutefois, il ne nous a pas semblé nécessaire de filtrer les solutions.

Notons que les solutions de Xanthane se conservent moins d'une semaine.

II.2.2.2 Rhéologie des solutions de Xanthane.

La rhéologie des solutions de Xanthane est déterminée avec le rhéomètre Stress Tech. Les mesures ont été effectuées avec les deux géométries d'écoulement, la géométrie cône-plan et la géométrie Couette à double gap. Au vu des résultats identiques obtenus dans le domaine de valeurs de taux de cisaillement commun aux deux géométries, on peut considérer que la combinaison des résultats fournis par ces deux types de mesures permet de couvrir la large gamme de taux de cisaillement souhaitée.

Les solutions de Xanthane, lorsqu'elles atteignent un état d'équilibre rhéologique, permettent d'établir des courbes rhéologiques reliant la viscosité et le taux de cisaillement (Figure II.3), ou bien la contrainte et le taux de cisaillement (Figure II.4), indépendamment des conditions et de l'histoire du cisaillement ou de la contrainte qui ont été imposés.

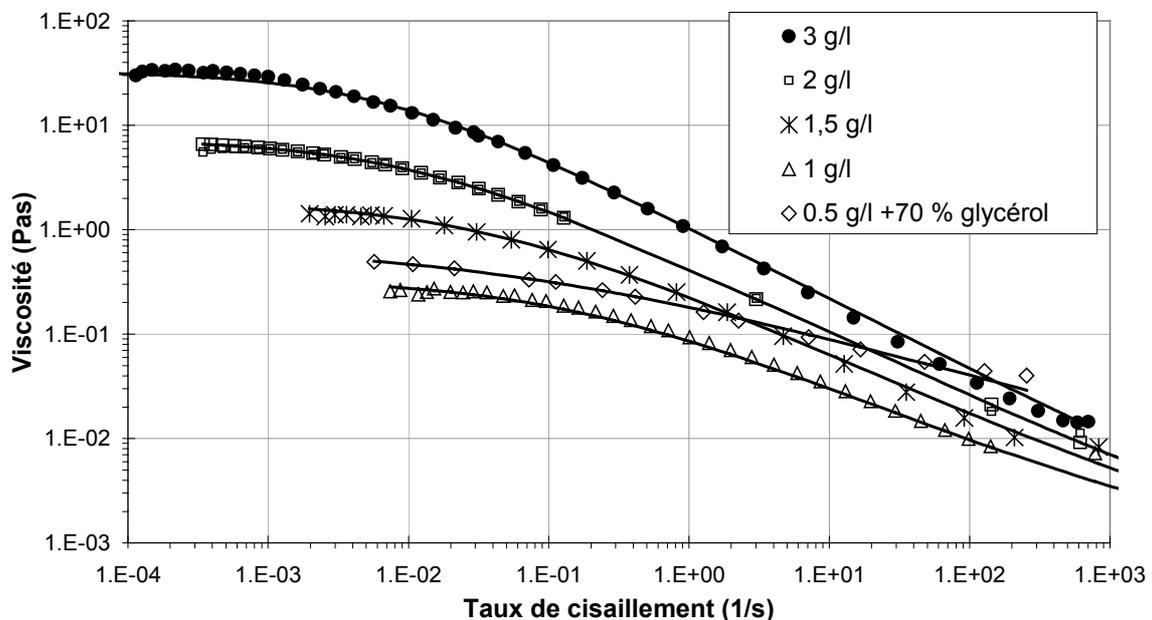


Figure II.3 : Rhéologie de solutions de Xanthane. Viscosité en fonction du taux de cisaillement. Les points expérimentaux obtenus avec le rhéomètre Stress Tech sont représentés par les symboles. Les deux équipages combinés ont permis d'obtenir cette large gamme de cisaillement. Les fits ajustés de la loi de Cross pour chaque concentration sont tracés en ligne continue.

Le caractère rhéofluidifiant des solutions peut être contrôlé par la concentration des solutions. La loi rhéologique de Cross (Couarraze & Grossiord) modélise de manière satisfaisante le comportement rhéologique du Xanthane selon :

$$\eta = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{1 + \left(K \dot{\gamma} \right)^p},$$

avec η = viscosité

η_0 = viscosité à faible taux de cisaillement (premier plateau newtonien),

η_{∞} = viscosité à fort taux de cisaillement (deuxième plateau newtonien),

K = paramètre temporel,

p = indice rhéofluidifiant,

$\dot{\gamma}$ = taux de cisaillement.

	η_{∞} (Pas)	η_0 (Pas)	K (s)	p
Xanthane 0.5 g/l + 70% glycérol	0.001	0.70	16.8	0.38
Xanthane 1 g/l	0.001	0.34	7.4	0.55
Xanthane 1.5 g/l	0.001	1.88	30.3	0.59
Xanthane 2 g/l	0.001	7.39	95.2	0.62
Xanthane 3 g/l	0.001	32.90	157.7	0.68

Les solutions de Xanthane 1 g/l, 1.5 g/l, 2 g/l et 3 g/l sont d'égale densité $\rho = 1011 \text{ kg/m}^3$. La solution de Xanthane 0.5 g/l + 70% glycérol a une densité égale à $\rho = 1078 \text{ kg/m}^3$.

On observe un comportement très caractéristique des solutions de Xanthane, lorsqu'on représente la variation de la contrainte en fonction du taux de cisaillement,

qui laisse penser à certains que le Xanthane possède un seuil d'écoulement. Et ce d'autant plus que les solutions de Xanthane sont concentrées.

En effet, à faible taux de cisaillement, la contrainte augmente fortement très rapidement, traduisant une viscosité très élevée. Si la gamme de cisaillement choisie pour représenter la variation rhéologique du Xanthane est élevée ($\approx 50\text{s}^{-1}$), comme c'est le cas sur la Figure II.4, la pente de la courbe à faible taux de cisaillement semble infinie, ce qui traduit un seuil d'écoulement.

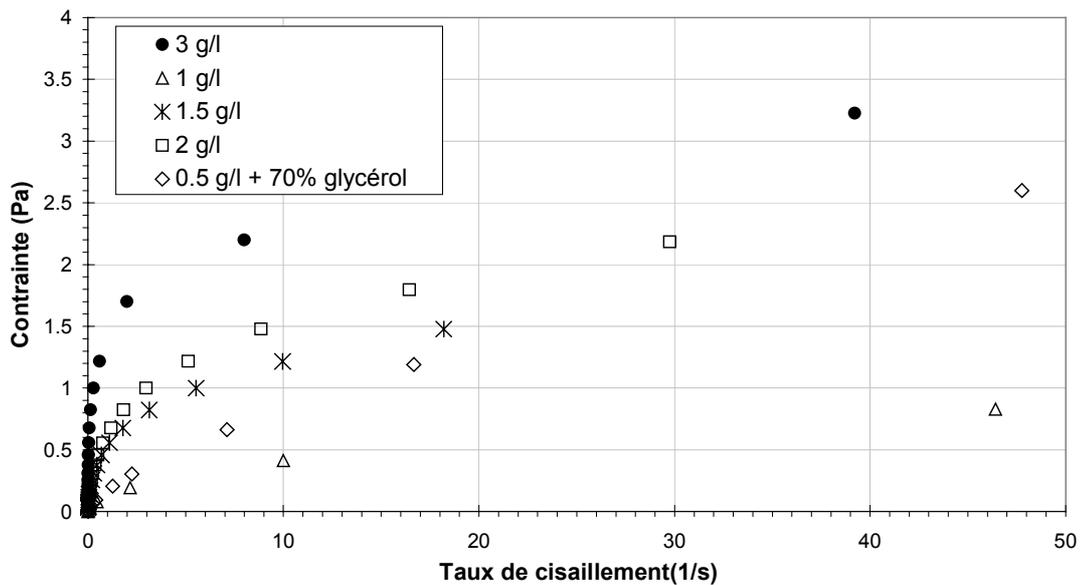


Figure II.4 : Rhéologie de solutions de Xanthane. Contrainte en fonction du taux de cisaillement. Les symboles représentent les points expérimentaux.

Mais il ne s'agit que d'une représentation et non du véritable comportement rhéologique du Xanthane. Si on observe plus précisément ce comportement à faible taux de cisaillement, on remarque que le Xanthane présente un taux de cisaillement non nul pour toute contrainte imposée par le rhéomètre, aussi faible soit-elle. Il ne possède donc pas de seuil de contrainte selon nous.

II.2.2.3 Déplacements iso-densité

Des solutions aqueuses à faible concentration en glycérol ont été préparées afin de réaliser des déplacements iso-densité des solutions de Xanthane.

La viscosité des solutions aqueuses à faible concentration en glycérol est de $\eta = 0.00107$ Pas (viscosité d'à peine 7% supérieure à celle de l'eau) pour le déplacement de toutes les solutions de Xanthane sans glycérol et de $\eta = 0.0068$ Pas pour le déplacement de la solution 0.5 g/l + 70 % glycérol.

II.2.3 Solutions de laponite et de Carbopol : deux fluides d'Herschel-Bulkley

II.2.3.1 Caractéristiques des fluides à seuil

Le modèle le plus simple décrivant le comportement rhéologique des fluides de forage tels que la boue, les spacers ou le ciment est le modèle d'Herschel-Bulkley (Couarraze & Grossiord).

La loi rhéologique du modèle d'Herschel-Bulkley est la suivante :

$$\begin{aligned} \dot{\gamma} &= 0 \Leftrightarrow \tau \leq \tau_Y \\ \tau &= \tau_Y + K * \left(\dot{\gamma} \right)^n \Leftrightarrow \tau > \tau_Y \end{aligned}$$

où τ = contrainte,
 τ_Y = contrainte seuil du fluide,
 $\dot{\gamma}$ = taux de cisaillement,
 K = viscosité plastique,
 n = indice rhéofluidifiant.

Ce modèle prend en compte la présence du seuil de contrainte et du comportement rhéofluidifiant. La présence d'un grand nombre d'additifs au sein de ces fluides et le fait que ces solutions se présentent le plus souvent sous forme de suspensions font en effet apparaître un seuil de contrainte qui influence fortement leurs structures d'écoulement.

Dans notre dispositif expérimental, il n'était pas envisageable d'utiliser les fluides réellement utilisés sur le terrain, trop difficiles à contrôler et opaques. Nous avons donc cherché à élaborer des fluides plus simples et bien contrôlés, facilement reproductibles, aux lois rhéologiques semblables à celles des fluides de terrain. Cette tâche s'est avérée extrêmement difficile, car ces fluides sont rares et souvent peu connus. Notre choix s'est finalement porté sur une argile synthétique, la laponite et sur un polymère à longue chaîne, très ramifié de la famille des polysaccharides : le Carbopol.

Ces deux produits nous ont permis, en les utilisant seuls ou en les associant en quantité variable, de couvrir la large gamme des caractéristiques usuellement observable pour les fluides de type gel. De plus, leurs solutions aqueuses sont dans les deux cas totalement transparentes, autorisant ainsi l'utilisation de la visualisation vidéo.

Le Carbopol, non thixotrope, permet d'obtenir un gel de caractéristiques rhéologiques parfaitement reproductibles. A l'opposé, la laponite en solution aqueuse se présente comme un gel très thixotrope, dont les propriétés rhéologiques dépendent de l'histoire du cisaillement. Il est ainsi presque impossible d'obtenir des expériences reproductibles quelle qu'ait été la procédure expérimentale de mise en œuvre des fluides avant le déplacement en tube.

Si le Carbopol semble apparaître beaucoup plus intéressant que la laponite, il présente toutefois un défaut important : sa viscosité au-delà du seuil de contrainte est très élevée. Comme on le verra plus précisément dans la suite de ce chapitre, elle est de deux à trois ordres de grandeurs supérieure à celle des fluides du terrain. La laponite possède, elle, des valeurs de contrainte seuil et de viscosité au-delà du seuil similaires à celles des fluides de forage. Sa thixotropie rend son utilisation très délicate.

La précision de l'association en concentration variable du Carbopol et de la laponite doit permettre, par un choix judicieux des concentrations respectives, d'ajuster la contrainte seuil et la viscosité plastique aux valeurs désirées et semblables à celles des fluides réellement utilisés sur le terrain.

Nous allons maintenant étudier successivement ces deux types de fluides à seuil.

II.2.3.2 La laponite

Les boues à base aqueuse utilisées dans l'industrie pétrolière sont souvent des suspensions de bentonite. On ajoute divers composants tels que des minéraux lourds, des polymères et des surfactants de façon à contrôler la rhéologie, réduire les pertes de fluides, ajuster la densité en fonction des pressions de fluides attendues dans la formation, etc., dans des situations particulières. La bentonite est composée de particules d'argile naturelle avec diverses impuretés qui rendent la solution opaque.

La laponite est une argile synthétique, qui possède des propriétés rhéologiques similaires à celles de la bentonite tout en donnant des solutions transparentes, indispensables à la visualisation de l'écoulement.

Comme nous l'avons décrit au chapitre précédent, les solutions d'argile forment un système colloïdal (dispersions de particules mésoscopiques dans un solvant), qui présente un diagramme de phase très riche. La laponite RD est constituée de disques de 300 Å de diamètre et 10 Å d'épaisseur. En suspensions, les faces des disques sont

chargées négativement. Selon le pH de la solution, les bords peuvent se trouver chargés positivement. L'ajout de sel permet d'écranter la répulsion électrostatique entre les particules. L'attraction électrostatique entre les faces et les bords d'autres disques entraîne une structure en château de cartes, responsable de la structure gel de ces solutions de laponite.

On observe la différence de structure des suspensions de laponite au repos et sous cisaillement sur la Figure II.5.

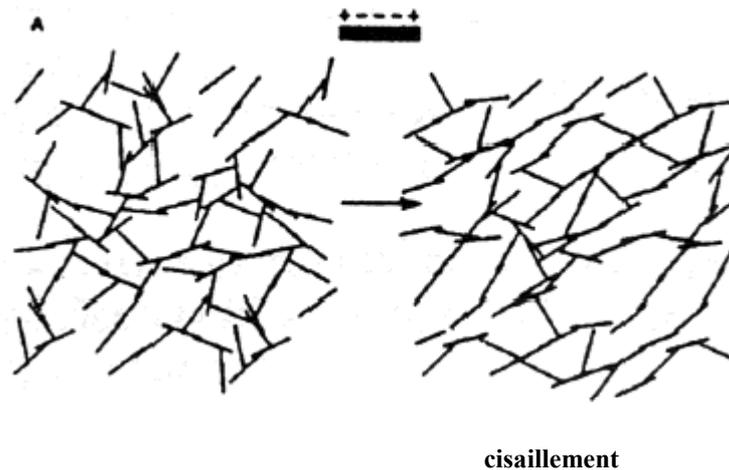


Figure II.5 : Structure du modèle de suspensions de laponite formée de disques à charges mixtes entre les faces et les bords. Association en château de cartes au repos et formation du gel. Alignement des particules et écroulement de la structure sous cisaillement.

Le gel est obtenu pour de faibles concentrations en particules (de l'ordre de 1% en poids).

De nombreux travaux tels que ceux de Mourchid, Lécolier, Van Damme et Levitz en 1998 et Pignon, Magnin et Piau en 1997 et 1998 ont montré le diagramme de phase de ces solutions de laponite : les deux paramètres qui contrôlent ce système sont la concentration en particules et la force ionique. Ces suspensions subissent une transition sol/gel sans séparation macroscopique de phase. Leurs tests rhéologiques ont permis de visualiser cette transition et de localiser l'apparition de cette phase de gel mécanique.

Il s'agit d'une transition thermodynamique et réversible. L'origine de ce gel est liée à l'anisotropie des particules et à une répulsion des particules chargées sous forme de couches. Ils ont mis en évidence la dimension fractale de ce réseau. Par ailleurs, ils ont relié aisément les propriétés rhéologiques de ces solutions de laponite à cette structure fractale grâce à une mesure de diffraction de lumière.

Nos expériences sont également réalisées avec la laponite RD. La viscoélasticité de ces solutions rend l'utilisation de celles-ci à l'intérieur du dispositif expérimental

très complexe. Leurs propriétés rhéologiques fortement dépendantes du temps et de l'historique du cisaillement donnent au fluide des caractéristiques thixotropes.

Une autre propriété de ces solutions est leur modification chimique inévitable lorsqu'elles sont mises en contact avec d'autres fluides ou simplement en présence d'air, du fait de la modification du pH de la solution. La combinaison de tous ces paramètres fait que la caractérisation complète des solutions de laponite est une tâche extrêmement complexe.

II.2.3.3 Préparation des solutions de laponite.

La laponite utilisée au cours de nos expériences est fournie par Laporte Industry & Co. Ce matériau se présente sous la forme d'une poudre blanche, assez volatile, mais sans effet particulièrement nocif d'inhalation.

Les expériences décrites dans ce recueil ont été réalisées avec un même lot de matériau. En effet, la composition des différents lots de laponite est variable, notamment en ce qui concerne la concentration en ions calcium. Ainsi, de nombreuses préparations de solutions de laponite à partir d'une première livraison donnée se sont révélées infructueuses avant de mettre en évidence la trop forte concentration en calcium de ce lot : celle-ci induisait inévitablement la floculation de la solution sans formation de gel.

Ultérieurement, un deuxième lot de laponite, avec lequel ont été réalisées toutes les déplacements étudiés ici, a permis de préparer des gels de laponite stables.

La composition chimique correspondante fournie par le producteur est la suivante :

	Fractions massiques
SiO ₂	54.5%
MgO	27.5%
Li ₂ O	0.8%
Na ₂ O	2.8%
Autres	8.2%

Pour préparer ces gels, il faut ajouter à 1L d'eau déminéralisée ultra pure (contenant une certaine quantité de sucre ou de glycérol pour créer le contraste acoustique désiré) 0.2922g de NaCl (ce qui correspond à une force ionique souhaitée de 1E-4 M) et attendre la dissolution puis ajuster le pH à 10 en ajoutant 20mL de NaOH (0.1 mole/L). La stabilité de la solution nécessite ce pH de 10. 4L de solution sont ainsi préparés simultanément dans le mixeur Heidolph RZR1. La vitesse de

rotation du mixeur est fixée à 2200 tr/min. On ajoute alors la quantité désirée de laponite puis on homogénéise cette solution pendant 30 minutes. (Noter que la poudre de laponite est conservée à l'étuve, car elle est très sensible à l'hygrométrie de l'atmosphère).

Ces solutions, initialement laiteuses deviennent progressivement transparentes pendant le mixage. Ces 4 litres de solution sont ensuite laissés au repos pendant une période minimale de 8 jours sous atmosphère contrôlée en azote pour éviter toute variation du pH de la solution due à une dissolution du CO₂ de l'air dans la solution aqueuse. Ce temps de latence va permettre au gel de se former complètement et d'atteindre un équilibre rhéologique.

Un des problèmes les plus importants qui s'est présenté au cours de la préparation de ces fluides sous forme de gels est la présence de petites bulles au cœur du fluide dû au cisaillement du mélangeur. Pour un fluide sans seuil de contrainte, au repos, ces bulles remontent à la surface et s'échappent. A l'opposé, dans le cas d'un gel, même un faible seuil d'écoulement empêche la remontée de certaines bulles. Au final, le gel présente un état d'équilibre où il contient de nombreuses petites bulles statiques.

Or la précision et la qualité de la mesure acoustique effectuée au cours du déplacement imposent l'absence totale de gaz dans les fluides, sous peine de voir le signal acoustique diminuer très fortement. Il faut donc empêcher la formation des bulles au cours du cisaillement ou les enlever ultérieurement. Différents essais de cisaillement en milieu confiné minimisant le contact du fluide avec l'air lors du cisaillement ne se sont pas révélés concluants. A l'inverse, la mise sous vide de la solution aussitôt après la phase de cisaillement, et donc lorsque le fluide ne présente pas encore de seuil, permet de faire disparaître la totalité des bulles emprisonnées.

II.2.3.4 Rhéologie des solutions de laponite.

Suivant la valeur de la concentration en laponite, les seuils de contrainte susceptibles d'être obtenus se situent dans une gamme allant de moins de 1 Pa à plusieurs dizaines de Pa. La rhéologie des solutions de laponite est déterminée avec le rhéomètre Stress Tech à contrainte imposée. Toutes les mesures ont été effectuées avec une géométrie de type cône plan.

Avant chaque expérience, le fluide est cisailé à température ambiante avec le mélangeur pendant une période de 15 minutes.

La laponite est un exemple particulièrement démonstratif de fluide thixotrope. Trois types de mesures ont été effectués :

1. Variation par paliers du taux de cisaillement : ce cycle permet d'établir la dépendance de la contrainte en fonction du temps et de l'historique du cisaillement. Un taux de cisaillement constant est imposé pendant une durée définie et la contrainte est mesurée simultanément. Plusieurs paliers de différents taux de cisaillement sont imposés successivement. On observe alors la variation temporelle de la contrainte mesurée. D'une part, la contrainte mesurée n'est pas constante pendant toute la durée de l'application d'une plage d'un taux de cisaillement fixé et constant. D'autre part, la contrainte mesurée pour deux paliers de cisaillement identiques à des instants différents, séparés par d'autres plages de cisaillement, montre une variation importante, en fonction de l'historique du cisaillement appliqué entre ces deux paliers. On peut donc aisément conclure que les propriétés rhéologiques instantanées des solutions de laponite dépendent fortement de l'historique du cisaillement appliqué à ces solutions. La laponite est un fluide thixotrope. (Figure II.6)
2. Rhéogramme cisaillement contrainte : on met en évidence la thixotropie des solutions de laponite en observant la réponse en cisaillement d'une solution de laponite à des rampes successives croissantes et décroissantes de contrainte. On répète successivement un cycle composé d'une rampe croissante et d'une rampe décroissante de contrainte, en augmentant progressivement la durée d'application de ces rampes d'un cycle à l'autre. On ne modifie que la période de la rampe (de 50s à 400s) sans modifier la gamme de contrainte explorée (0 à 100Pa). On change donc progressivement la pente d'application de chaque rampe : la vitesse minimale est de 0.25 Pa s^{-1} et la vitesse maximale de 2 Pa s^{-1} . On observe, d'une part, que la courbe correspondant à la rampe ascendante ne se superpose pas à la courbe de la rampe descendante d'un même cycle. D'autre part, les différents cycles ne sont pas superposables entre eux. Il s'agit d'un cycle d'hystérésis cisaillement-contrainte du fluide qui met en évidence l'influence de l'historique du cisaillement sur les propriétés rhéologiques instantanées du fluide. Lorsqu'on diminue la pente de la rampe, on diminue l'amplitude de ce cycle d'hystérésis. Il est alors possible de trouver une période critique d'application de la rampe, pour laquelle les deux courbes cisaillement-contrainte ascendante et descendante sont superposables : cette courbe est dite courbe d'équilibre. Il est d'usage de présenter cette courbe d'équilibre comme caractéristique rhéologique principale des fluides thixotropes. (Figure II.7).
3. Variation temporelle linéaire de la contrainte : un programme de variation temporelle linéaire de la contrainte est imposé, ce qui correspond à l'utilisation optimale des performances du rhéomètre, construit pour imposer une contrainte au fluide. Après mixage, la laponite est laissée au

repos pendant une courte durée prédéfinie (~ 3 minutes) afin de reproduire aussi fidèlement que possible l'état initial de ce fluide lors d'un déplacement effectif en tube. On enregistre la viscosité et la déformation du fluide. L'augmentation lente et continue de la contrainte conduit à l'effondrement de la structure gel du fluide lorsque la valeur de la contrainte seuil est atteinte puis dépassée. La viscosité s'effondre alors et la déformation diverge brusquement : le fluide, précédemment sous forme de gel, se met à s'écouler. Cette mesure permet de déterminer précisément la valeur du seuil en contrainte. (Figure II.8)

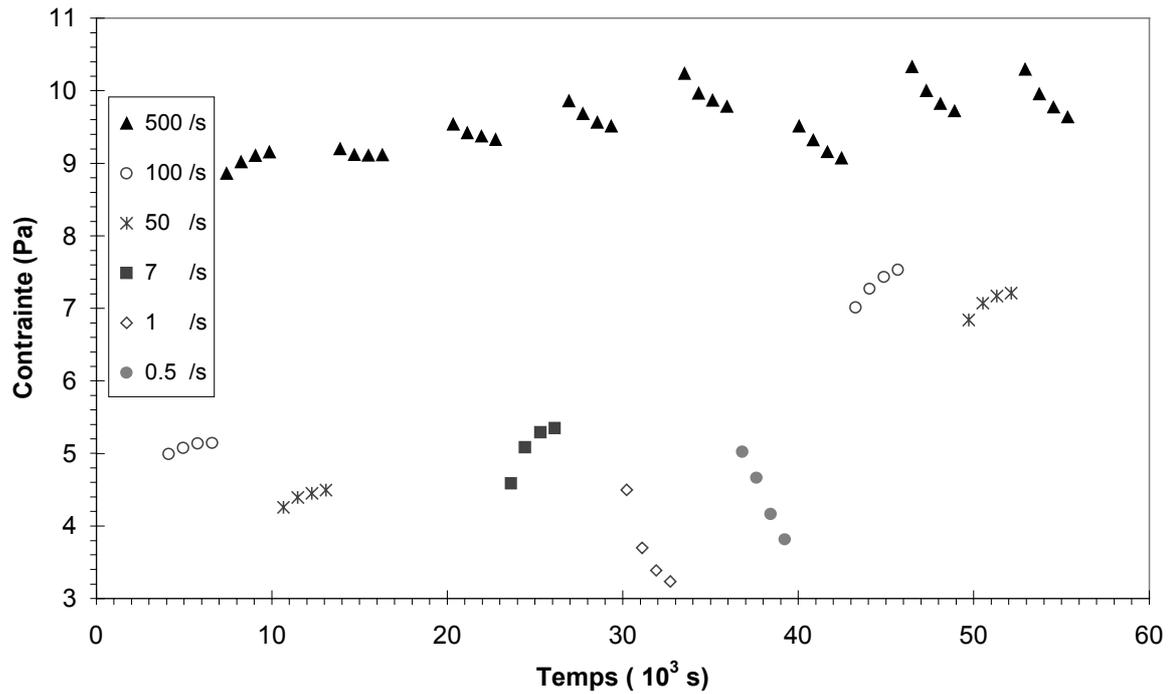


Figure II.6 : Variation par paliers du taux de cisaillement. On observe la dépendance de la contrainte d'une solution de laponite en fonction du temps et de l'historique du cisaillement.

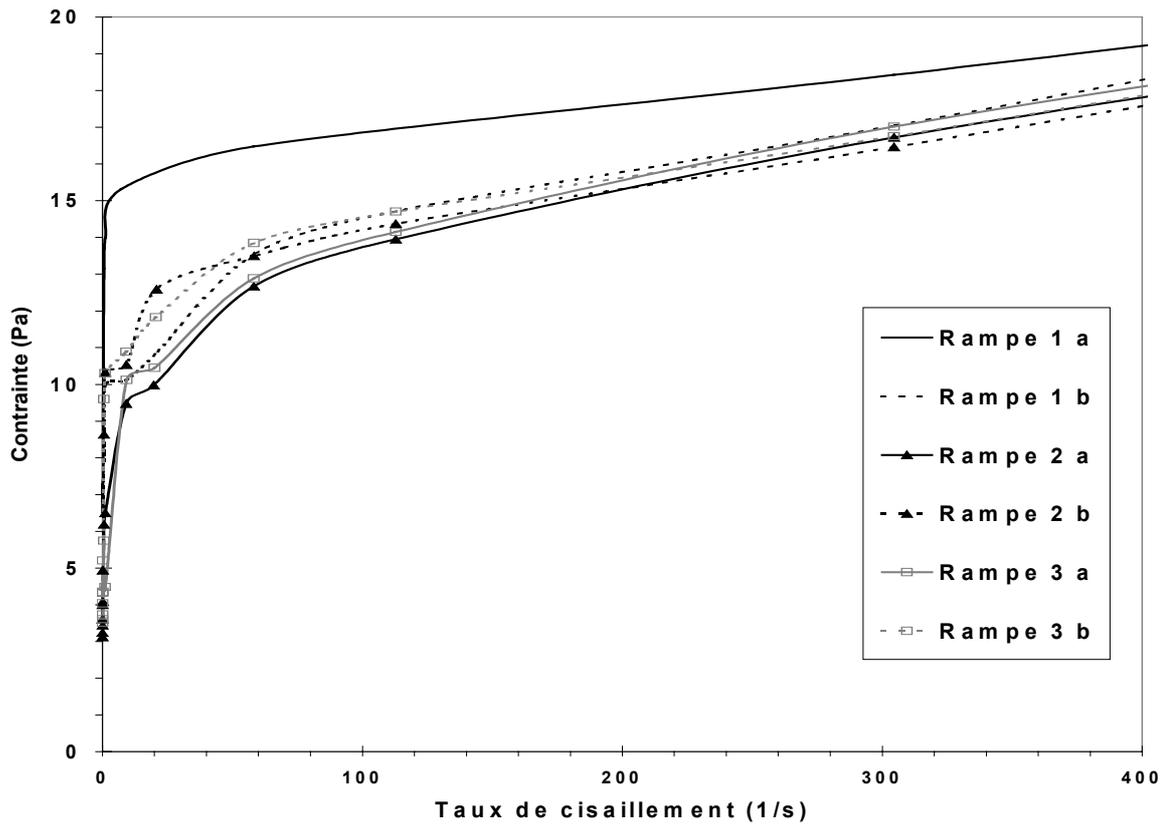


Figure II.7 : Rhéogramme cisaillement contrainte : on met en évidence la thixotropie des solutions de laponite en observant la réponse en contrainte d'une solution de laponite à des rampes successives croissantes (a) et décroissantes (b). On augmente progressivement la durée de la rampe de 50 s (rampe 1) à 400 s (rampe 4). La discontinuité des courbes met en évidence le glissement de la laponite en paroi.

La variation temporelle linéaire de la contrainte est indispensable est à la détermination précise du seuil en contrainte du gel. La courbe d'équilibre, obtenue par ajustement de la durée de variations ascendante et descendante de la contrainte sert de référence à la caractérisation rhéologique des solutions de laponite.

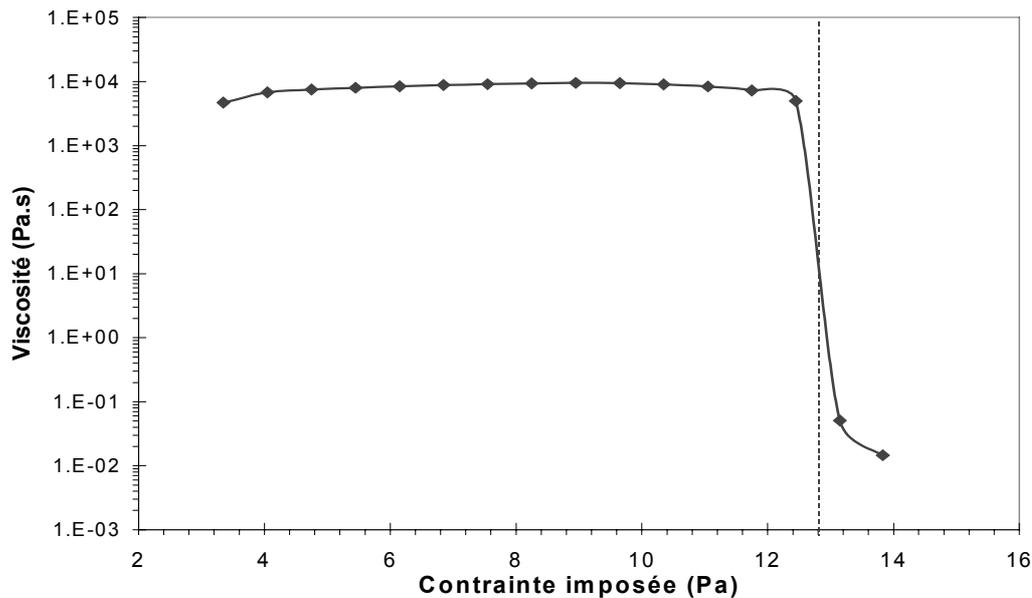


Figure II.8 : Variation temporelle linéaire de la contrainte. Une rampe de contrainte est imposée au gel de laponite. La viscosité correspondante est enregistrée. Lorsque la valeur du seuil est dépassée, la structure du gel s'effondre et la viscosité aussi. Le fluide s'écoule.

II.2.3.5 Le Carbopol

Le Carbopol utilisé dans tout le cadre de nos expériences est fabriqué par la société américaine BFGoodrich. Il s'agit du Carbopol EZ2, de caractéristiques rhéologiques identiques à celles du Carbopol 940 couramment utilisé et plus ancien. Le Carbopol EZ2 a toutefois de meilleures propriétés de dissolution que son prédécesseur.

Il s'agit d'un polymère acrylique ramifié qui possède une masse moléculaire élevée de $2.4 \cdot 10^6$ g/mole avec une grande polydispersité de cette masse. L'élément de base de ce polymère de résine de Carbopol est présenté sur la Figure II.9.

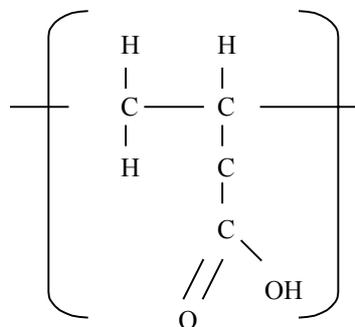


Figure II.9 : Formulation chimique du monomère de la molécule de Carbopol.

Les groupements carboxyliques de ce polymère sont responsables de la plupart de ses propriétés. Sous forme de résine déshydratée, les molécules de Carbopol sont enroulées en pelotes, ce qui leur donne un fort pouvoir épaississant. Les groupements carboxyliques peuvent s'associer et réaliser des ponts entre les différentes parties de la chaîne principale du polymère.

La Figure II.10 montre une vision de la configuration spatiale à 2D de ce polymère.

La ligne en pointillés représente le chaînon de base du polymère et les petits traits s'y rattachant sont les groupements carboxyliques COOH. Lorsque deux groupements non successifs se trouvent face à face, deux liaisons mixtes COOH contiguës se créent entre les deux groupements (représentées par les traits épais). Les différentes parties de la chaîne principale s'enchevêtrent alors autour de ces points fixes pivots.

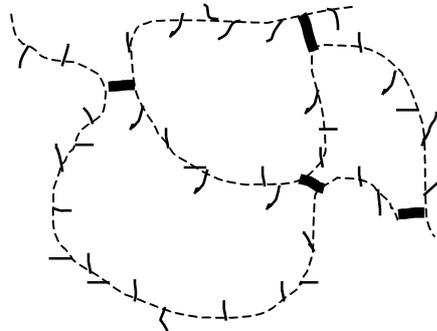


Figure II.10 : Configuration spatiale de la chaîne de Carbopol.

Lorsqu'on dissout le Carbopol, le pH de la solution est de 3,8, à cause des groupements acides attachés au chaînon de base du polymère. Cette solution est amenée à un pH voisin de 7 par neutralisation à l'aide d'une solution de soude. Cet ajout de soude conduit au développement de charges négatives sur l'axe du polymère. La répulsion entre les charges provoque un déroulement des molécules dont l'encombrement spatial devient très important. Le déploiement des longues chaînes qui constituent ce polymère et les liaisons mixtes COOH entre chaînes principales entraîne un encombrement et un enchevêtrement de ces longues chaînes. Le gel parvient à se structurer. On assiste à un épaississement instantané et à une transition sol gel, lorsque le pH de la solution se rapproche de 7.

Au-delà de la phase de neutralisation, c'est à dire pour un $\text{pH} > 9$, les forces de répulsion entre les chaînes moléculaires fortement chargées deviennent prépondérantes et les liaisons COOH entre chaînes principales se cassent. Il n'y a plus de lien entre les chaînes et nous assistons à la destruction du gel.

Finalement, trois zones peuvent être distinguées : pour un pH inférieur à 5, la solution est dans un état de prégélification, pour un pH compris entre 5 et 8, la

solution se présente sous forme d'un gel et enfin, pour un pH supérieur à 9 commence la déstructuration. Ce fluide a été choisi car il possède les propriétés d'être réversible, transparent, non toxique qu'il garde son homogénéité même sous l'action de grandes déformations.

II.2.3.6 Préparation des solutions de Carbopol

La préparation des solutions de Carbopol requiert moins de précautions que celle de la laponite car il s'agit de gels relativement stables, dont le pH n'est pas sensible aux conditions atmosphériques environnantes et peut donc être préparé relativement simplement. Nous avons observé la grande reproductibilité des solutions de Carbopol lors de nos nombreuses préparations. Ces solutions ne sont jamais restées inutilisées et au repos pendant de longues périodes, leur stabilité à long terme n'a donc jamais eu à être évaluée. Toutefois, les caractéristiques chimiques annoncées par la société Goodrich laissent supposer que ces solutions sont très stables à long terme, si l'on évite toute déshydratation de ces solutions.

Comme pour la préparation des solutions de laponite, on ajoute à 1L d'eau déminéralisée ultra pure une certaine quantité de sucre ou de glycérol pour obtenir le contraste acoustique par rapport aux solutions injectées. Le glycérol est utilisé pour la préparation des fluides déplacés et le sucre pour la préparation des solutions de Carbopol en tant que fluide déplaçant. En effet, à densité égale, les solutions de Carbopol avec du glycérol présentent une viscosité plus importante que celles à base de sucre.

L'utilisation des solutions de Carbopol à base de glycérol en tant que fluides déplacés apparaissait donc comme une évidence. La poudre de Carbopol est conservée à l'étuve à 55°C, évitant ainsi une absorption d'eau incontrôlée. On ajoute alors la quantité voulue de Carbopol puis on homogénéise cette solution pendant 10 minutes avec une vitesse de rotation du mélangeur de 2200 tr/min. Le nouveau type de Carbopol se disperse très facilement et ne requiert que peu de cisaillement. Après cisaillement et dissolution du Carbopol, il est nécessaire de laisser la solution «gonfler» pendant un minimum de 2 jours. Le Carbopol va alors parfaitement s'hydrater. Puis, toujours en cisillant, on ajoute le seul additif nécessaire à la préparation de ce gel : 2 ml de NaOH (5 mole/L) pour établir un pH voisin de 7.

La solution est alors entreposée dans la cloche à vide pendant une dizaine d'heures. Le gel va lentement se former et les solutions ne seront utilisées que quelques jours plus tard, afin de leur laisser le temps d'atteindre les caractéristiques rhéologiques d'équilibre.

II.2.3.7 Rhéologie des solutions de Carbopol

La rhéologie des solutions de Carbopol est déterminée avec le rhéomètre Stress Tech à contrainte imposée. Ce gel n'est que très peu thixotrope, sa caractérisation

rhéologique est donc beaucoup plus aisée, fiable et reproductible que celle de la laponite. Il reprend sa structure gelée quasi instantanément après avoir été cisailé.

On met en évidence la très faible thixotropie du Carbopol en observant la réponse en contrainte d'une solution de Carbopol à des rampes successives croissantes et décroissantes de contrainte. Cette procédure est identique à celle décrite précédemment pour caractériser la thixotropie des solutions de laponite. Il s'agit toujours d'imposer une rampe linéaire croissante puis une rampe linéaire décroissante de contrainte et de mesurer le taux de cisaillement instantané du fluide.

On effectue successivement plusieurs cycles en augmentant progressivement la durée de chaque rampe (de 50s à 400s pour une gamme de contrainte explorée toujours constante de 0 à 100Pa). On ne change donc que la pente d'application de cette rampe. La vitesse minimale d'application est de 0.25 Pa s^{-1} et la vitesse maximale de 2 Pa s^{-1} . On n'observe qu'un très faible cycle d'hystérésis : les deux parties ascendantes et descendantes de la courbe cisaillement-contrainte sont quasiment superposables. Il suffit d'augmenter très légèrement la durée de la rampe de contrainte (de 50 s à 200s pour une gamme de cisaillement de 100Pa) pour obtenir la courbe d'équilibre. Les solutions de Carbopol sont donc très faiblement thixotropes.

On détermine plus précisément le seuil des solutions de Carbopol comme nous l'avons fait précédemment pour les solutions de laponite, par variation temporelle linéaire très lente de la contrainte. On impose une contrainte et on enregistre la viscosité et la déformation du fluide. L'augmentation lente et continue de la contrainte conduit à l'effondrement de la structure gel du fluide lorsque la valeur de la contrainte seuil est atteinte puis dépassée. La viscosité s'effondre alors et la déformation diverge brusquement : le fluide, précédemment sous forme de gel, se met à s'écouler. Cette mesure permet de déterminer précisément la valeur du seuil en contrainte. (Figure II.11)

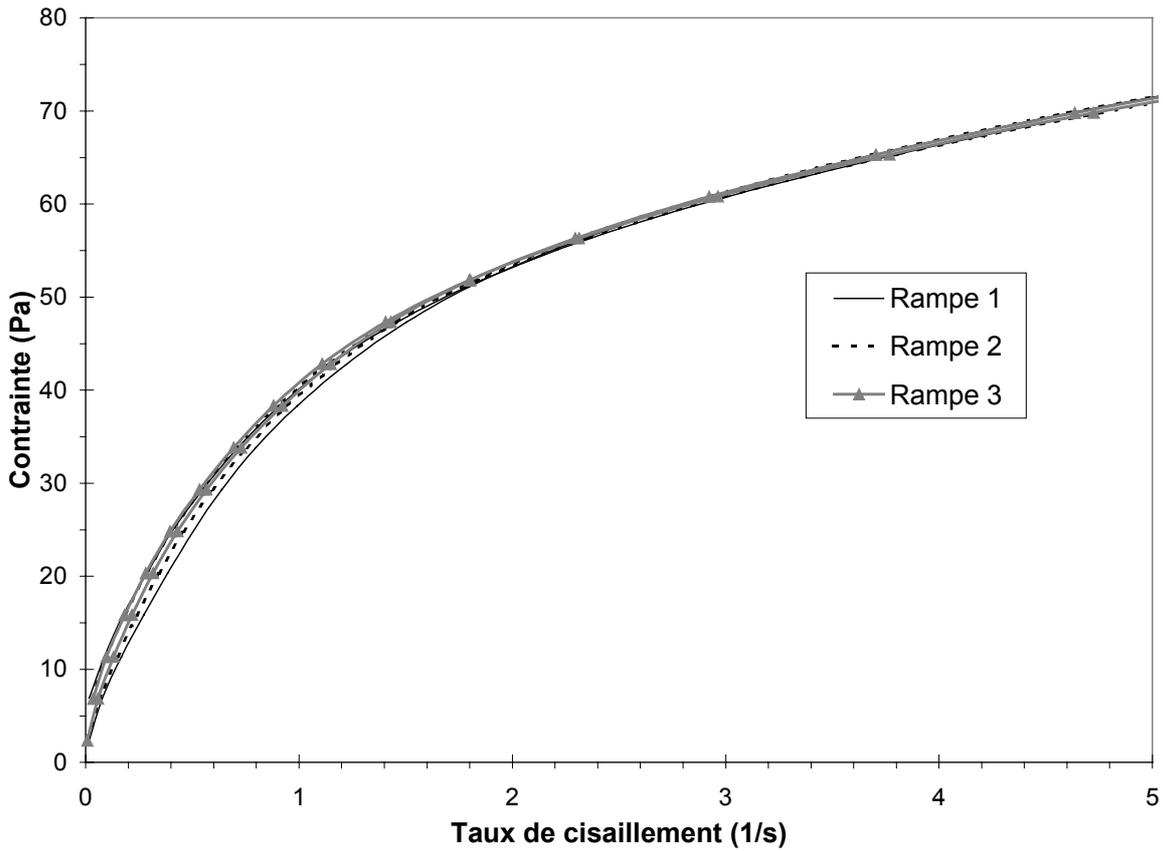


Figure II.11 : Courbe cisaillement contrainte d'une solution de Carbopol 1.5 g en solution aqueuse avec du glycérol. On impose une rampe linéaire de cisaillement (100Pa) croissante puis décroissante pour trois périodes de temps définies : 50s, 200s et 400s.

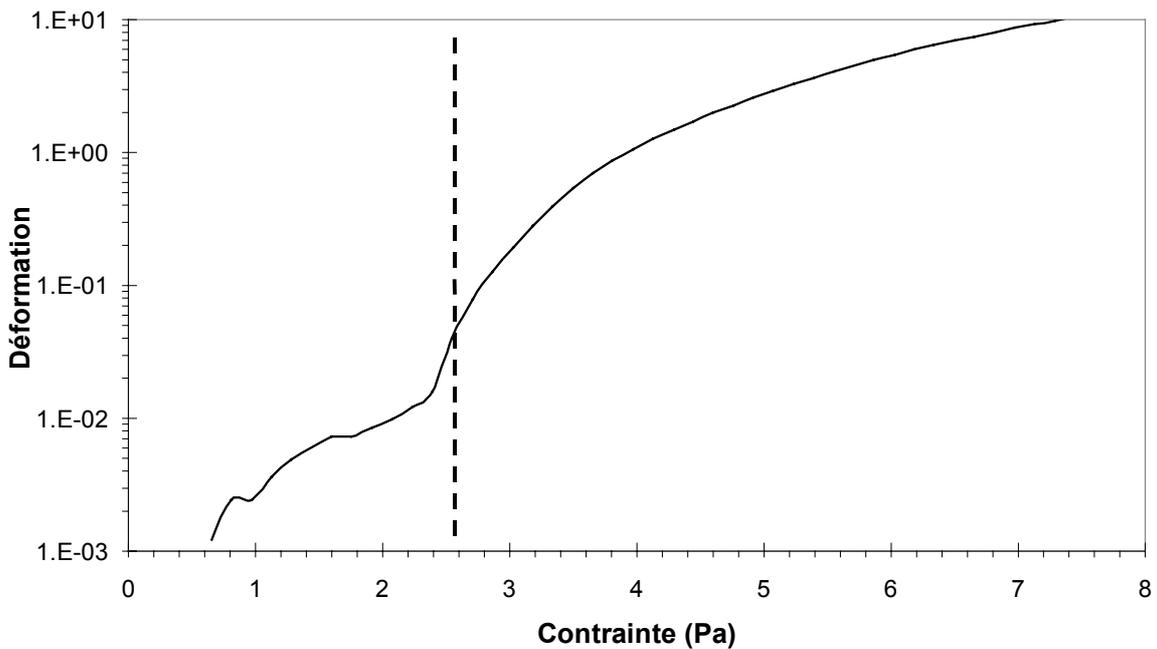


Figure II.12 : On détermine plus précisément le seuil des solutions de Carbopol par variation temporelle linéaire très lente de la contrainte. L'augmentation lente et continue de la contrainte

conduit à l'effondrement de la structure gel du fluide lorsque la valeur de la contrainte seuil est atteinte puis dépassée. La viscosité s'effondre alors et la déformation diverge brusquement : le fluide, précédemment sous forme de gel, se met à s'écouler.

On déduit donc aisément de ces différentes mesures les caractéristiques rhéologiques du Carbopol, à savoir :

1. La valeur de la contrainte seuil
2. La viscosité plastique
3. L'indice rhéofluidifiant.

Les caractéristiques des différentes solutions de Carbopol utilisées lors de nos expériences sont les suivantes :

	Quantité de Carbopol ajoutée a la solution	τ_y (Pa)	K (Pas)	n
Fluides déplacés Carbopol - glycérol	0.7 g	0	0.56	0.65
	1.4 g	2.5	25.8	0.47
	1.5 g	5	32.08	0.46
Fluides déplaçants Carbopol - sucre	0.7 g	0	0.18	0.74
	1.4 g	1	6.77	0.48

suivant la loi rhéologique du modèle d'Herschel-Bulkley :

$$\dot{\gamma} = 0 \Leftrightarrow \tau \leq \tau_y$$

$$\tau = \tau_y + K * \left(\dot{\gamma} \right)^n \Leftrightarrow \tau > \tau_y$$

où τ = contrainte,

τ_y = contrainte seuil du fluide,

$\dot{\gamma}$ = taux de cisaillement,

K = viscosité plastique,

n = indice rhéofluidifiant.

Nous nommerons abusivement ces solutions respectivement Carbopol 0.7 g/l (0 Pa), 1.4 g/l (2.5 Pa), 1.5 g/l (5 Pa), 0.7 g/l sucre et 1.4 g/l sucre. La viscosité de la solution aqueuse que nous utiliserons pour déplacer, dans certains cas, ces solutions de Carbopol a une viscosité égale à $1.8 \cdot 10^{-2}$ Pas.

Un des principaux inconvénients des solutions de Carbopol EZ2 est la viscosité plastique très importante de ces solutions au-delà du seuil de contrainte. Il est impossible, en préparant une solution moins concentrée par exemple, de diminuer cette viscosité tout en préservant un seuil de contrainte de quelques Pa. La viscosité plastique est liée à la concentration en Carbopol de la solution. Or la concentration minimale en Carbopol d'environ 1g/l, nécessaire à la formation d'un gel, impose une viscosité plastique supérieure à 25 Pas. Afin d'étudier séparément les effets de la viscosité plastique et du seuil en contrainte du fluide déplacé sur les caractéristiques l'écoulement, il était nécessaire d'être en mesure de choisir séparément les caractéristiques rhéologiques du fluide lors de sa préparation. Or ces dernières sont liées à la concentration en Carbopol de la solution et liées entre elles.

Nous avons donc cherché d'autres produits et notamment d'autres Carbopol qui nous permettraient des solutions dont la viscosité plastique serait plus faible que celle de solutions de Carbopol EZ2. Ainsi, nous avons effectué quelques préparations et réalisé quelques essais avec du Carbopol ETD 2691, dont la viscosité plastique annoncée par la fiche signalétique du produit semblait plus faible. Or, nous avons dû constater, là encore, que la préparation d'une solution possédant une contrainte seuil de quelques Pa, comme nous le désirons, impliquait une concentration en Carbopol ETD 2691 relativement importante. A cette concentration, le fluide présente une viscosité plastique du même ordre de grandeur que celle des solutions de Carbopol EZ2.

II.2.3.8 Solution mixte Laponite-Carbopol

En résumé, nous étions donc à la recherche d'un fluide présentant un seuil en contrainte de quelques Pa et une viscosité plastique inférieure à quelques Pas. Il nous a donc semblé intéressant d'étudier les caractéristiques rhéologiques d'un mélange en solution de Carbopol et de la laponite.

Le Carbopol a l'avantage de ne pas présenter de thixotropie et l'inconvénient de posséder une viscosité plastique importante. A l'opposé, la laponite est thixotrope, mais présente une faible viscosité plastique au-delà du seuil ($10^{-2} - 10^{-1}$ Pas) pour un seuil en contrainte de quelques Pa. En associant ces deux produits en solution, avec une concentration suffisamment faible en laponite pour éviter les effets de la thixotropie, il semblait possible de préparer un fluide aux caractéristiques rhéologiques désirées, qui présentait une faible thixotropie.

Nous avons tout d'abord préparé une solution mixte Carbopol-Laponite à faible concentration en Carbopol (proportion de 2% massique). Les caractéristiques rhéologiques de ce mélange sont très proches de celles d'une solution de Laponite seule : il s'agit d'un gel de faible viscosité plastique avec un important caractère thixotrope.

En augmentant la proportion massique de Carbopol au sein du mélange (de 2% à 6%), on a fortement augmenté la viscosité plastique du mélange en diminuant faiblement le caractère thixotrope du mélange. Aussi, la solution mixte qui présentait les caractéristiques rhéologiques que nous désirions (seuil de quelques Pa avec une viscosité plastique intermédiaire d'environ 1 Pas) semblait toujours thixotrope.

Malgré tout, nous avons réalisé quelques déplacements avec ces fluides constitués d'un mélange de Carbopol et de Laponite en solution. Ceux-ci nous ont permis de mettre en évidence qualitativement l'effet de la thixotropie sur les caractéristiques du déplacement. Nous présenterons les propriétés de ces déplacements dans le chapitre suivant.

Il nous a ainsi été permis en utilisant différents composés, polymériques ou à base d'argiles, seuls ou en mélanges, d'explorer une gamme conséquente des propriétés rhéologiques des fluides à caractère rhéofluidifiant présentant ou non une contrainte seuil, comme le montre la Figure II.13.

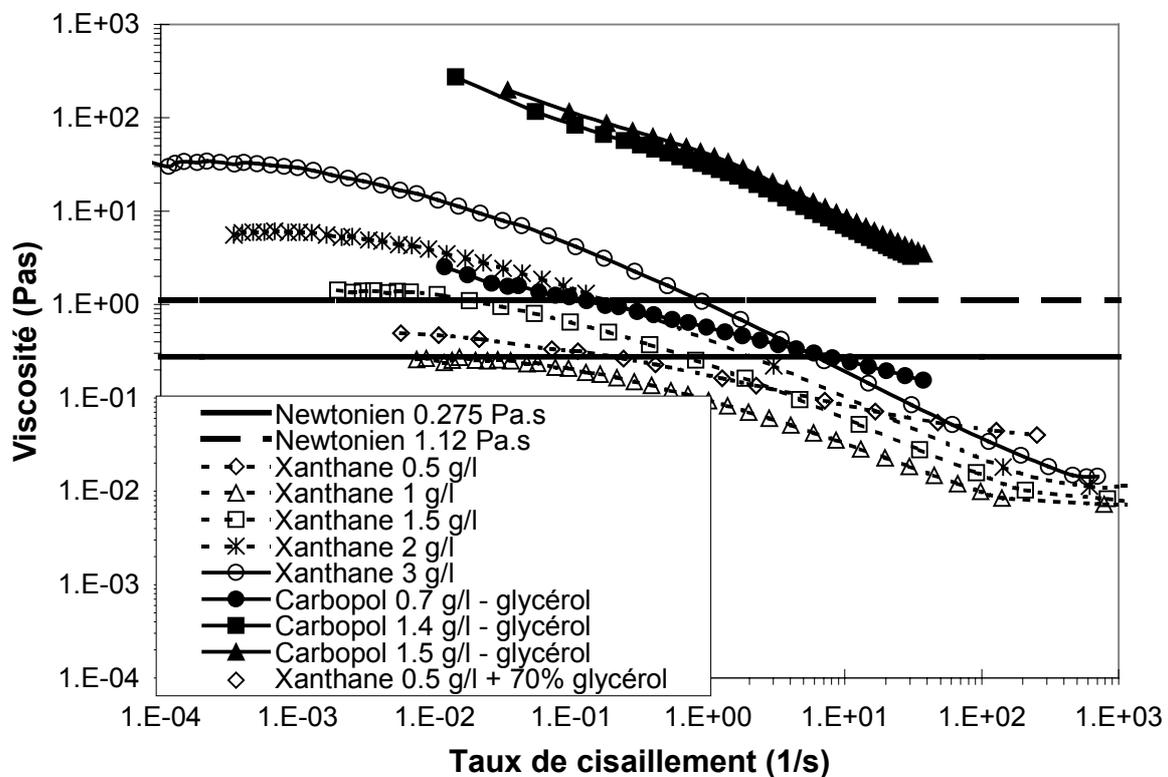


Figure II.13 : Rhéologie des différents fluides déplacés utilisés au cours de nos expériences. Viscosité en fonction du taux de cisaillement. Fluides newtoniens : $\eta = 0.0096$ Pas, $\eta = 0.275$ Pas

et $\eta = 1.12$ Pas. Xanthane 0.5 g/l +70% glycérol, 1g/l, 1.5 g/l, 2 g/l et 3 g/l. Carbopol en solution aqueuse avec du glycérol : 0.7 g/l, 1.4 g/l et 1.5 g/l.

II.3 Dispositif expérimental d'écoulement

Pour étudier la digitation visqueuse, nous avons réalisé des expériences de laboratoire de déplacement de fluides miscibles en tube vertical. Cette géométrie a été logiquement choisie comme le dispositif expérimental le plus simple, modélisant un forage pétrolier, avec lequel des films fluides peuvent être générés par injection. Le principe de l'expérience est de réaliser le déplacement d'un fluide initialement présent dans le tube par un autre fluide injecté par une pompe au bas de ce tube par l'intermédiaire d'une vanne d'injection.

Le déplacement partiel ou total du premier fluide est évalué par une mesure acoustique en 4 points le long du tube et par une mesure conductimétrique à la sortie du tube. Signalons que la mesure acoustique donne, en principe, la concentration moyenne des fluides sur un diamètre. Ces deux mesures permettent d'analyser l'évolution de la fraction volumique de chacun des fluides au cours du temps à l'intérieur du tube. Les caractéristiques temporelles de ce déplacement telles que l'apparition d'instabilités sont filmées par deux caméras vidéo et enregistrées. Nous présentons dans cette section le montage et les différents dispositifs expérimentaux utilisés pour cette étude.

II.3.1 Expériences de déplacement en tube vertical

Le dispositif expérimental utilisé est constitué d'un tube en Plexiglas relié à deux pompes par l'intermédiaire d'une vanne d'injection à quatre voies, comme le montre la Figure II.14. Cette vanne permet de sélectionner successivement l'arrivée de chacun des fluides à l'intérieur du tube. Deux voies servent de voies d'arrivée à chacun des fluides, la troisième correspond à la liaison entre la vanne et l'entrée du tube et la quatrième est une sortie annexe. Elle sert à faire circuler les fluides avant le déplacement afin de chasser tout l'air présent et mettre en place le fluide déplacé avant le début de l'injection.

Le déplacement à l'intérieur du tube s'effectue par un écoulement ascendant. Le protocole expérimental pour cet écoulement schématisé sur la Figure II.15.

Le tube est initialement rempli du fluide déplaçant (fluide 1). Cette phase de présence du fluide 1 à l'intérieur du tube permet la calibration des différentes mesures effectuées sur le système (décrites dans la partie suivante).

On vide ensuite le tube en aspirant le fluide 1, puis on bascule la vanne et on injecte le fluide à déplacer de façon à en saturer complètement initialement le tube. L'autre fluide 1 est alors en écoulement par la pompe d'injection. Cela permet d'en saturer la vanne et les circuits d'injection en le faisant ressortir par la quatrième voie

de la vanne. Cette recirculation permet également d'éliminer les bulles d'air présentes dans la vanne.

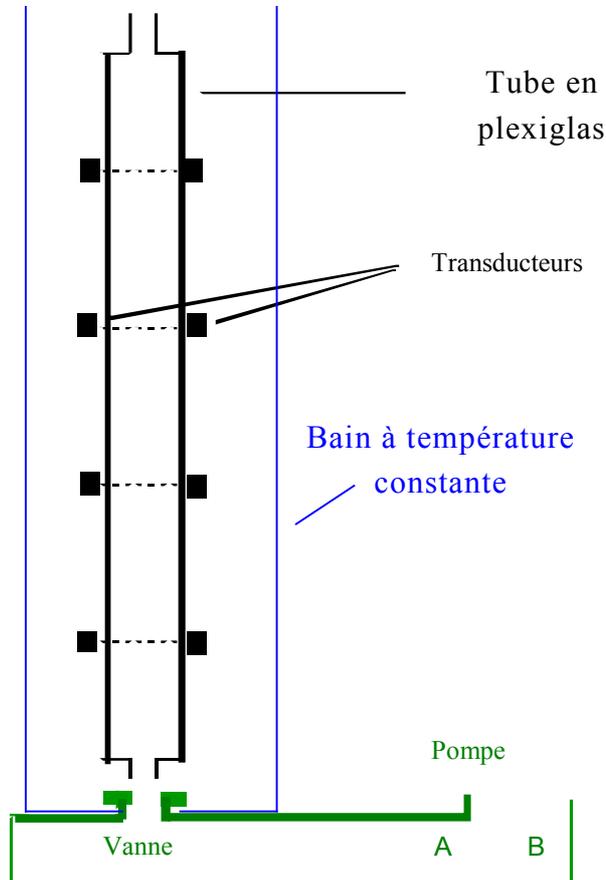


Figure II.14 : Dispositif expérimental constitué d'un tube en Plexiglas relié à deux pompes par l'intermédiaire d'une vanne d'injection à quatre voies.

Le fluide 2 est alors ainsi prêt à être injecté dans le tube expérimental. Il suffit pour cela de basculer la vanne tout en continuant à pomper et le fluide 1 s'écoule alors dans le tube. On poursuit alors le déplacement en injectant l'équivalent de 2 ou 3 volumes de tube. Après chaque expérience, le tube et tous les tuyaux de raccordement sont rincés plusieurs fois avec de l'eau puis avec une partie des fluides utilisés dans l'expérience suivante.

Décrivons maintenant plus en détail les caractéristiques physiques et mécaniques de ce dispositif. Le tube vertical est en altuglas de diamètre 24mm et de longueur 1m.

L'épaisseur des parois du tube est de 3mm, ce qui est suffisant pour éviter d'éventuels problèmes de flexion. Le matériau du tube a été choisi pour ses

propriétés mécaniques et sa transparence. Un bon contrôle de la température des fluides étant essentiel à la précision de la mesure acoustique, le dispositif entier (tube expérimental, transducteurs acoustiques, vanne, système d'injection) a été immergé dans un bain d'eau de grand volume. Cette mise en œuvre permet d'assurer une différence de température entre les deux fluides inférieure à 0.2°C. Ceci est nécessaire afin d'obtenir une résolution en temps de la mesure acoustique liée à la température meilleure que 1.5 %.

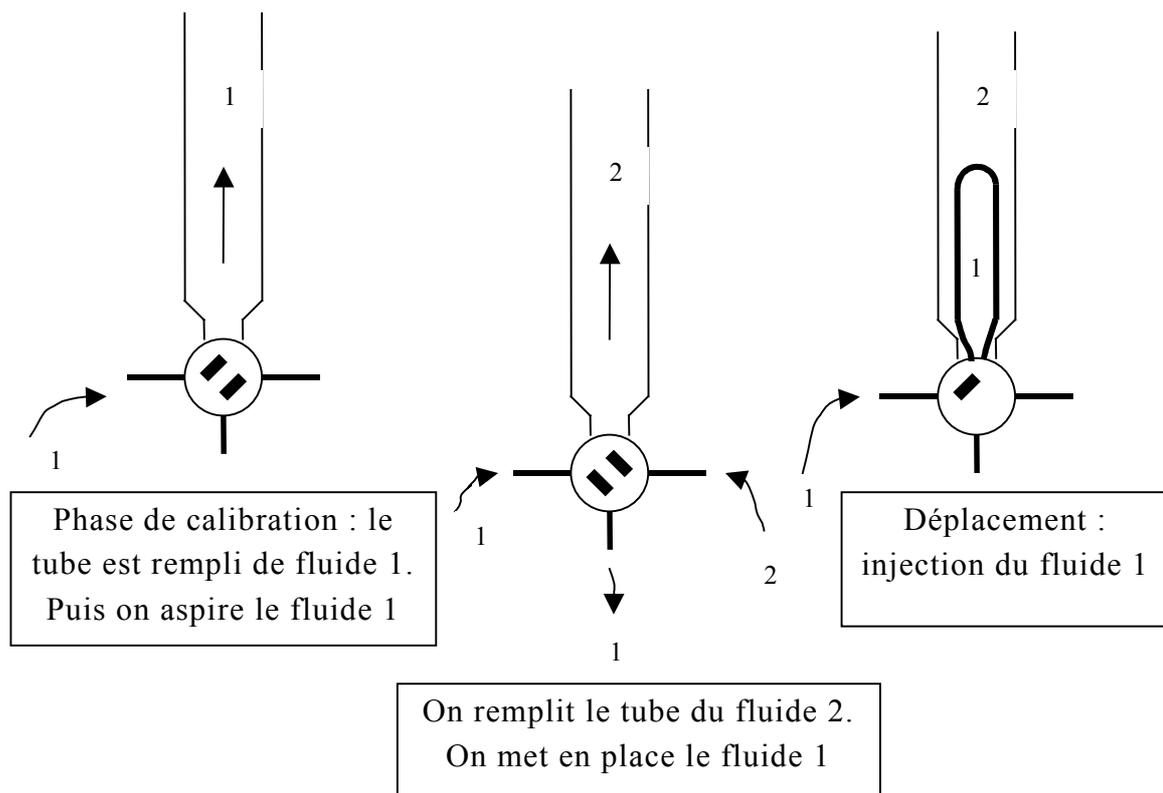


Figure II.15 : Schéma général de l'expérience de déplacement en tube

Les deux fluides expérimentaux sont préalablement immergés pendant plusieurs heures dans le même bain que le dispositif expérimental afin d'atteindre l'équilibre thermique avant le début des expériences. Des serpentins insérés entre les réservoirs de fluides et l'entrée du tube autorisent un dernier équilibre de température juste avant le déplacement

Des sondes placées à la sortie de chaque serpentin fournissent une mesure instantanée de la température des fluides. Ce contrôle de température est indispensable dans le cas des solutions de laponite, qui sont d'abord cisailées plusieurs minutes avant chaque déplacement. Cette homogénéisation assure la similarité de l'état rhéologique des différents échantillons, mais induit une inévitable

augmentation de quelques degrés de leur température. Celle-ci ne peut décroître suffisamment pendant les quelques secondes de repos précédant toute expérience. Les valeurs instantanées affichées par les sondes sont alors enregistrées et utilisées pour corriger les résultats des mesures acoustiques.

L'immersion du dispositif expérimental dans un bain permet également d'améliorer l'adaptation des indices optiques du système pour une visualisation vidéo de meilleure qualité. En outre, l'intérieur du tube en Plexiglas a légèrement été dépoli afin de réduire le glissement aux parois.

II.3.2 Conditions d'injection et d'écoulement

Trois éléments nous ont permis d'obtenir les conditions expérimentales d'injection désirées.

Ce sont les suivants :

1. Une vanne à quatre voies,
2. Une pompe à engrenage magnétique Micropump,
3. Un petit tube d'injection.

Les différentes injections de fluides s'effectuent par l'intermédiaire d'une vanne à quatre voies. Cette vanne permet aussi de mettre en place les fluides avant que de les injecter pendant l'expérience. On obtient une zone de mélange de faible volume entre les deux fluides grâce à l'utilisation de cette vanne à quatre voies. Ce volume correspond au volume mort de la zone centrale à l'intérieur de la vanne.

La pompe qui a permis de réaliser toutes les expériences décrites dans ce mémoire est une pompe Micropump. Nous avons d'abord utilisé, pour une première série d'expériences, une pompe Pharmacia à deux seringues injectant en alternance. Celle-ci présente l'avantage de fournir un débit bien contrôlé, mais l'inconvénient de présenter des fortes variations transitoires de débit et de pression au moment de la commutation. Cette pompe a donc été abandonnée. Nous utilisons maintenant une pompe à engrenage magnétique Micropump (Gamme de vitesse : 0.3 – 30 mm/s). Cette dernière est caractérisée par un débit d'injection très stable une fois son régime d'écoulement stationnaire atteint et ne génère pas de pulsation, susceptible de provoquer des instabilités parasites. Toutefois, son débit d'injection est fortement dépendant de la perte de charges dans le système lorsque celle-ci est importante. Il est donc nécessaire de déterminer par une méthode annexe le débit réel délivré (pesée du fluide s'écoulant hors du tube).

Nous avons voulu étudier l'influence de la géométrie de l'injection sur les caractéristiques du déplacement. Il semblait intéressant de pouvoir varier artificiellement le diamètre de la zone d'injection dans le tube. Ainsi, lors de

certaines expériences, un tube plus fin a été inséré juste à la sortie de la vanne à l'intérieur du tube principal.

Cela nous a permis en particulier:

1. d'étudier l'influence de la géométrie d'injection sur le développement du doigt de fluide afin de vérifier la robustesse des mesures d'épaisseur de film résiduel par rapport aux conditions d'injection. La gamme de variation du diamètre du petit tube s'étale de 6 à 12 mm.
2. de forcer le fluide injecté à s'écouler à l'intérieur des solutions à base de laponite au lieu de les fracturer pour atteindre les parois du tube. Ce mode d'injection permet de délocaliser les gradients de vitesse et les contraintes près du point d'injection. L'utilisation d'un tube d'injection de petit diamètre a permis également d'éviter les problèmes de glissements en paroi fréquemment observés pour les solutions de laponite et certains mélanges carbopol-laponite.

II.3.3 Protocole spécifique de pré-déplacement pour les solutions de laponite.

Les déplacements iso-densité avec les fluides à base de laponite ont nécessité un protocole très strict de déplacement. En effet, les caractéristiques rhéologiques étant très dépendantes de l'historique du cisaillement, il était nécessaire d'établir un protocole de pré-déplacement identique pour chaque déplacement. Dans le cas contraire, les différents déplacements mettant en jeu des solutions de laponite n'auraient pu être reproductibles.

Les solutions de laponite ont donc été cisailées préalablement afin d'annuler l'influence de leur histoire rhéologique et sont mises en circulation avant que le déplacement n'ait lieu.

Les fluides thixotropes, tels que les solutions de laponite ont la particularité de présenter un seuil de contrainte important, après une période de repos, et de voir leur viscosité chuter rapidement et continûment lorsqu'ils sont soumis à un cisaillement. Ce comportement favorise les écoulements dits bouchons où la zone cisailée du fluide, près de la paroi joue le rôle d'une couche de lubrification vis à vis de la zone centrale de l'écoulement, gelée. On observe alors un déplacement bouchon et non la formation d'un doigt de fluide déplaçant. Nous reviendrons plus en détail sur les caractéristiques de ces écoulements bouchons dans le chapitre suivant. Le protocole de pré-déplacement, qui consiste à cisailier le fluide, permet dans certains cas d'éviter les déplacements bouchons. Toutefois, même lorsque toutes ces précautions ont été prises, un bouchon peut apparaître. Nous mettrons en évidence l'influence de la thixotropie sur la présence d'écoulements bouchons lors de nos expériences dans le chapitre suivant.

Les inconvénients majeurs de cette procédure sont l'augmentation consécutive de la température des solutions ainsi que l'apparition de bulles d'air. L'adaptation des densités n'est alors plus réalisée de telle sorte que des déplacements parfaitement iso-densité et des mesures acoustiques précises ne sont plus réalisables.

Le contrôle de la température s'est donc imposé comme un point clef de ce protocole expérimental. Le processus de cisaillement a été amélioré en vue de réduire la surchauffe des solutions à base de laponite. Un dispositif associant une faible vitesse de cisaillement à une géométrie de pales adéquates a assuré un cisaillement suffisamment homogène du fluide tout en limitant la surchauffe.

II.4 Mesure et analyse spatio-temporelle des épaisseurs de film résiduel

Le déplacement partiel ou total du fluide déplacé dans le tube est déterminé par une mesure acoustique en 4 points le long du tube et par une mesure conductimétrique à la sortie du tube. Ces deux mesures permettent d'estimer la variation temporelle de la fraction volumique moyenne de chacun des fluides respectivement dans plusieurs sections et à la sortie du tube. Les caractéristiques visuelles de ce déplacement telles que l'apparition d'instabilités sont filmées par deux caméras vidéo et enregistrées. Le traitement de ces images vidéo permet de réaliser des diagrammes spatio-temporels de l'évolution de l'épaisseur du film de fluide résiduel.

Nous présentons dans cette section les caractéristiques des mesures acoustiques et conductimétrique ainsi que le principe de réalisation des diagrammes spatio-temporels.

II.4.1 Acquisition de l'épaisseur de film par mesure acoustique.

Le principe de la mesure acoustique est d'utiliser la différence des vitesses de propagation du son dans les deux fluides afin d'estimer leur fraction relative dans quatre sections du tube également espacées le long de celui-ci à partir d'une mesure de vitesse moyenne du son le long d'un diamètre de chaque section. Un schéma de ce principe de mesure acoustique est présenté sur la Figure II.16.

Le dispositif acoustique expérimental est constitué de plusieurs appareils :

1. un générateur d'impulsions (mode tone-burst)
2. quatre paires de transducteurs (émetteurs – récepteurs, Fréquence : 5 MHz)
3. un scanner permettant d'effectuer la mesure séquentiellement sur chacune des paires de transducteurs sans atténuation du signal et un compteur

programmable permettant de déterminer le temps de vol par moyenne de 100 mesures.

De ce temps de vol, on déduit aisément les fractions de fluides dans la section du tube. La résolution spatiale et temporelle est d'autant meilleure que le contraste acoustique entre les deux fluides est important. Ainsi, il est très important de choisir judicieusement les fluides et leurs additifs, car de la nature de ceux-ci va dépendre la valeur de ce contraste acoustique. On ajoute en général un peu de sucre et de glycérol aux solutions Newtoniennes afin d'obtenir un contraste acoustique suffisant tout en conservant un déplacement iso-densité des fluides.

Par un contrôle précis de la température ($\pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C} \equiv \pm 1 \text{ ns}$), on obtient, par ce dispositif, une précision sur la valeur absolue du temps de vol de l'ordre de 4 ns ($\pm 1 \text{ ns}$ sur la mesure acoustique). La précision de la mesure de l'épaisseur du film résiduel obtenue est de 2.5% du diamètre du tube.

Cette précision minimale de 2.5% de l'épaisseur du film résiduel est celle que nous avons obtenue pour les déplacements des fluides newtoniens et des solutions de Xanthane. La densité plus élevée des solutions de Carbopol a permis d'établir un meilleur contraste acoustique entre les fluides. La précision de l'épaisseur du film résiduel a donc été meilleure dans ce cas là.

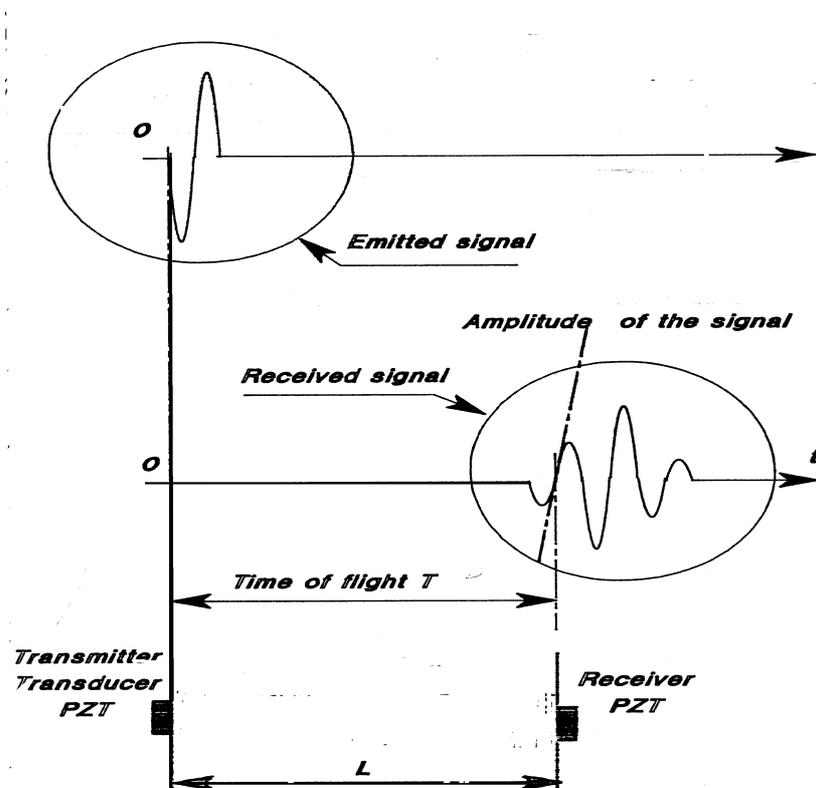


Figure II.16 : Principe de la mesure acoustique. Mesure du temps de vol.

La procédure expérimentale de mesure acoustique se décompose selon les étapes suivantes :

1. Les écarts de temps de vol entre le fluide 2 et le fluide déplaçant sont évalués en effectuant plusieurs mesures successives de calibration au cours desquelles le tube est alternativement entièrement rempli, par un des deux fluides. Figure II.17.
2. Les données acoustiques acquises pendant le déplacement sont enregistrées (temps de vol effectif dans la solution à travers le tube contenant le fluide injecté et le fluide résiduel).Figure II.18.
3. En combinant les fichiers de mesure et de calibration, on obtient à chaque instant les fractions de fluides (épaisseur de film pour le fluide 2 et épaisseur de doigt pour le fluide déplaçant) dans quatre sections du tube où sont situés les paires de transducteurs. Dans ce but, les valeurs de temps de vol pendant le déplacement effectif sont normalisées par la différence initiale de temps de vol entre les 2 fluides non mélangés nommée " contraste acoustique". Les fractions de fluides ainsi obtenues sont ensuite traduites, en utilisant la valeur du rayon du tube, en épaisseur de doigt du fluide injecté et en épaisseur de film résiduel du fluide 2 en fonction du rayon du tube. Figure II.19.

Ces calculs sont réalisés pour chaque paire de transducteurs correspondant aux quatre diamètres également espacés le long du tube.

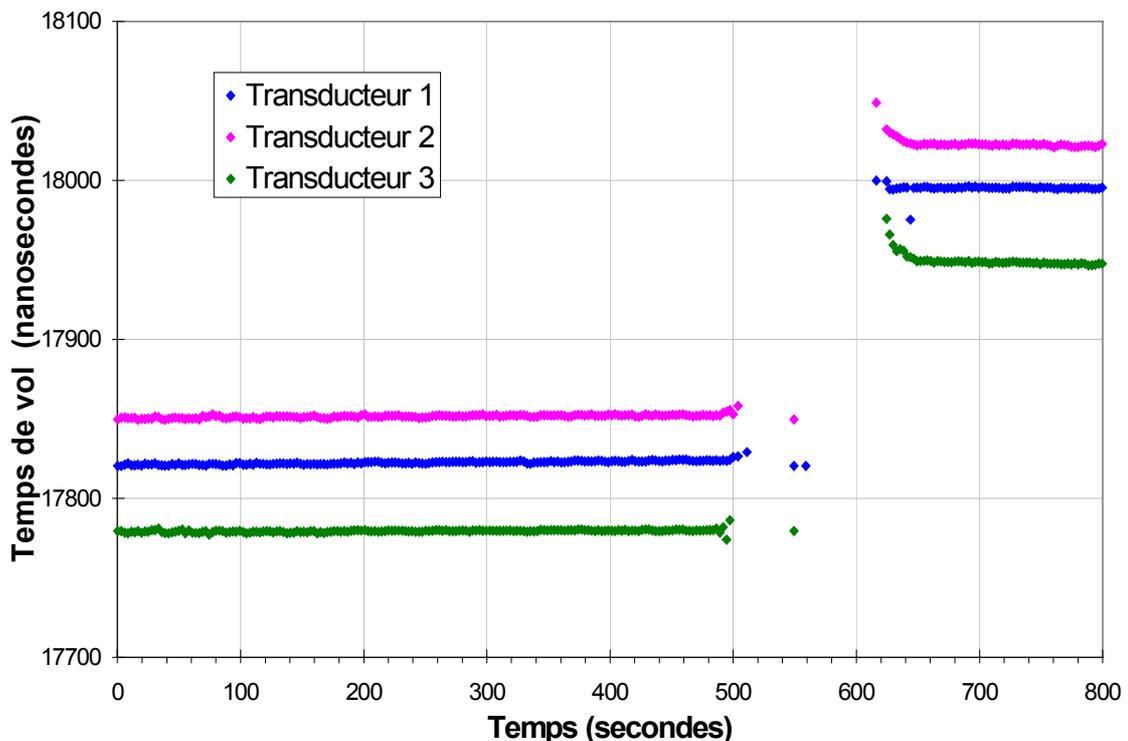


Figure II.17 : Mesure du contraste acoustique (Eau glycérol puis solution de Xanthane)

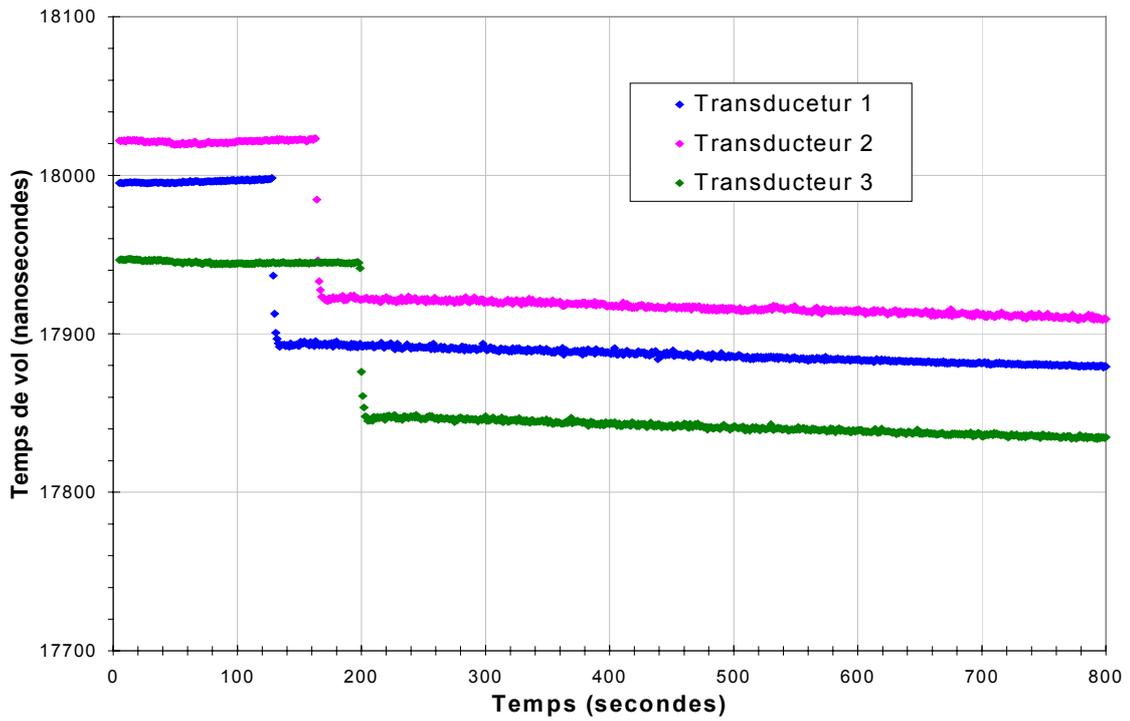


Figure II.18 : Mesure acoustique lors du déplacement effectif de la solution de Xanthane (3 g/l) par la solution eau glycérol, débit : 17 ml/min.

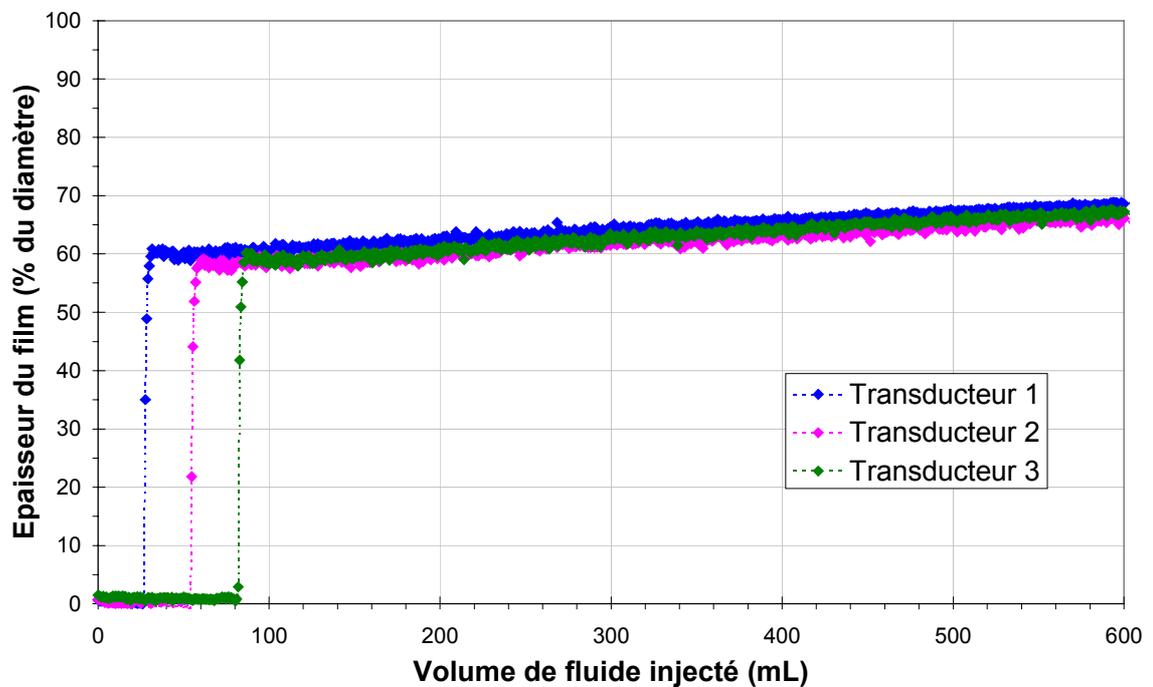


Figure II.19 : Evolution de l'épaisseur du film pendant le déplacement dans les quatre sections du tube où les transducteurs sont implantés. Déplacement de Xanthane (3g/l) par une solution isodensité eau-glycérol. Débit : 17 ml/min

II.4.2 Détermination de la composition moyenne du fluide en écoulement.

La mesure conductimétrique permet d'évaluer la concentration moyenne des fluides à la sortie du tube au cours du déplacement et d'enregistrer ses variations temporelles. Elle fournit ainsi des informations complémentaires par rapport aux mesures acoustiques locales de concentration effectuées le long du tube (qui en principe mesurent une fraction du fluide dans chaque section du tube).

La conductivité de la solution est déterminée au sommet du tube par conductance entre deux électrodes insérées à la sortie du tube (la mesure est réalisée à la fréquence de 100 kHz en utilisant un pont HP 4192A). Cette mesure doit être corrigée pour s'affranchir des variations de conductivité dues aux variations de température. Les différences de composition des divers fluides utilisés (et en particulier la concentration en sel), sont généralement suffisantes pour obtenir un bon contraste de conductivité électrique. Ceci est particulièrement vrai pour les solutions de laponite, qui contiennent des particules chargées en solution aqueuse saline.

Il n'y a pas de mélangeur à la sortie du tube qui affranchirait la cellule de mesure de toute forme d'instabilités d'écoulement et assurerait l'homogénéité de la solution mesurée. Les caractéristiques de l'écoulement dans la cellule de mesure sont proches de celles présentes dans le tube, à savoir un doigt de fluide déplaçant.

Toutefois, les vitesses respectives des deux fluides sont plus élevées que dans le tube, à cause de la réduction du diamètre de sortie du tube. On peut donc penser que l'effet de film de fluide résiduel sera un peu réduit et que la mesure sera plutôt sensible au débit relatif des fluides. Cette mesure conductimétrique ne donnera donc pas d'informations quantitatives précises, mais assurément reflétera les variations temporelles relatives de l'épaisseur de film en tube grâce aux variations de composition de fluide au sein de la cellule de mesure. Traitement d'images vidéo et réalisation de diagrammes spatio-temporels.

Bien que la visualisation vidéo soit une mesure plus qualitative que les deux précédentes, elle est la seule approche pour visualiser l'évolution temporelle de l'épaisseur de film tout le long du tube et analyser l'apparition et la propagation des instabilités. De plus, elle sert de support à toute réalisation de diagrammes spatio-temporels, qui mettent en valeur les caractéristiques des instabilités.

Le tube expérimental est éclairé par deux tubes fluorescents blancs, placés derrière la cellule, à travers une fente réalisée dans une feuille collée sur la face arrière de l'aquarium. Ce dispositif expérimental d'éclairage est présenté sur la Figure II.20. La diffusion de la lumière est ainsi limitée et seul le tube est éclairé.

Afin de distinguer les deux fluides, le fluide 1 est coloré avec de l'amarante, colorant rouge, conditionné sous forme de poudre.

Les expériences sont filmées avec des caméras. Deux caméras ont été utilisées et connectées à un mélangeur vidéo afin de diviser chaque image en une vue générale du tube et un agrandissement d'une zone prédéfinie. Pendant chaque expérience, les images sont enregistrées sur une bande vidéo.

Dans certains cas, afin de mieux comprendre les caractéristiques tridimensionnelles des instabilités, les caméras ont été placées à 90 degrés dans un plan perpendiculaire à l'axe du tube). Il est ainsi possible de visualiser les propriétés 3D des instabilités de film de Xanthane. Ces images instantanées de l'écoulement servent à la détermination des caractéristiques des instabilités telles que la vitesse de phase, la longueur d'onde ou le taux de croissance.

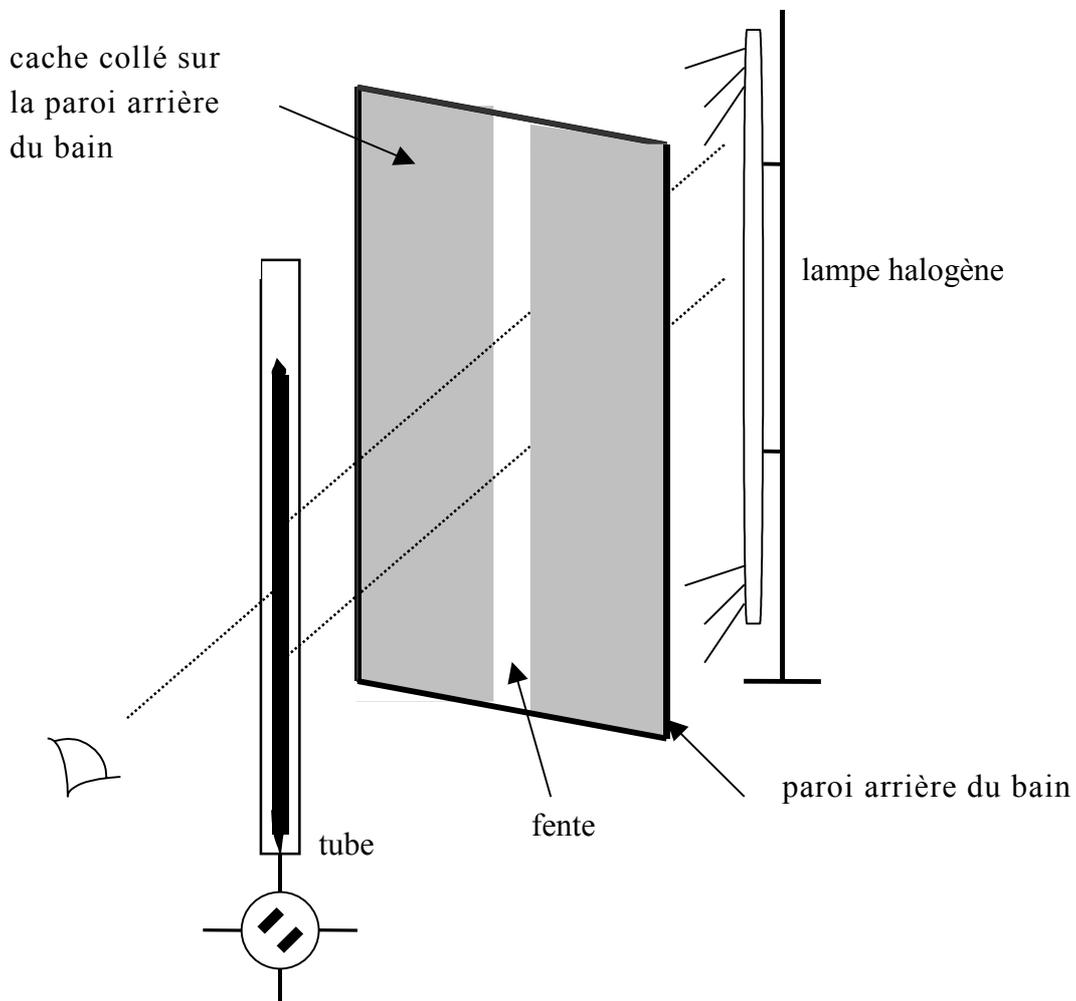


Figure II.20 : Eclairage par deux tubes fluorescents blancs, placés derrière la cellule, à travers une fente réalisée dans une feuille collée sur la face arrière de l'aquarium. La diffusion de la lumière est ainsi limitée et seul le tube est éclairé. Afin de distinguer les deux fluides, le fluide 1 est coloré avec de l'amarante.

Une analyse plus quantitative est possible grâce à la réalisation de diagrammes spatio-temporels. Les caractéristiques générales d'un diagramme spatio-temporel sont présentées sur la Figure II.22. Les images enregistrées pendant les expériences sur bandes vidéo sont digitalisées grâce à une carte d'acquisition Scion, installée sur un ordinateur (Macintosh G3). Ce système permet d'acquérir jusqu'à 25 images noir et blanc par seconde, codées sur 256 niveaux de gris. Le système caméra / ordinateur numérise l'intensité lumineuse sur ces 256 niveaux de gris.

L'intensité lumineuse reçue I est retranscrite en niveau de gris selon la formule suivante :

$$\text{Niveau de gris} = 230 - \alpha I$$

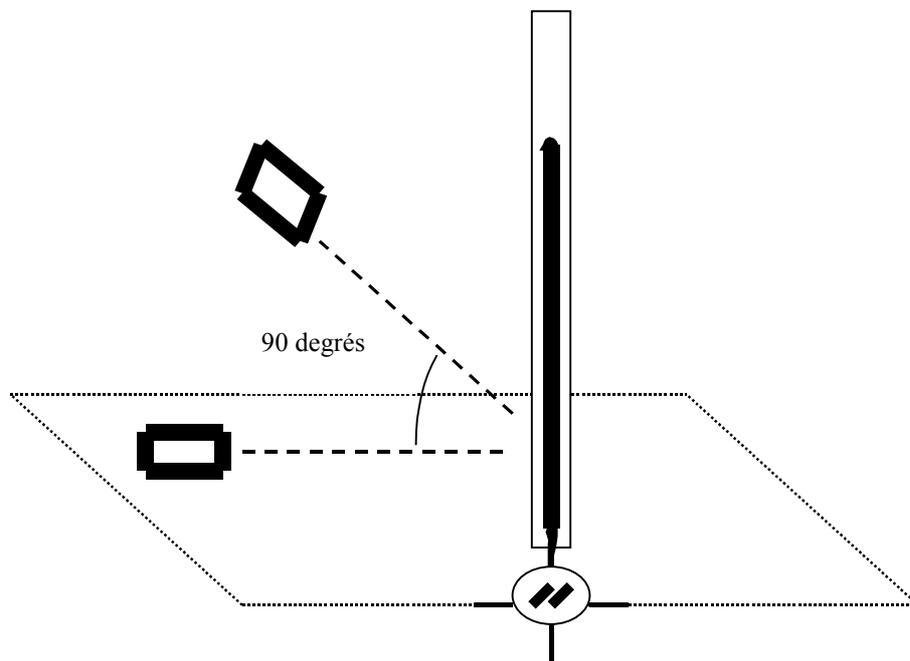


Figure II.21 : Afin de mieux comprendre les caractéristiques tridimensionnelles des instabilités, les caméras ont été placées à 90 degrés dans un plan perpendiculaire à l'axe du tube.

Plus l'image est sombre et plus le niveau de gris est élevé. Ainsi, lorsque aucune lumière n'est reçue, l'image est noire, ce qui correspond à un niveau de gris d'environ 230. Les deux fluides en l'écoulement, l'un translucide et l'autre sombre sont différenciés sur cette numérisation de l'image par un fort contraste de gris. Il est alors possible de suivre semi-quantitativement l'évolution de l'interface entre ces deux fluides (ligne de passage de la zone claire à la zone sombre) au cours du temps.

En effet, le fluide déplacé pur, transparent, apparaîtra sur le diagramme spatio-temporel avec le niveau de gris le plus faible. Le fluide déplaçant pur, coloré par

l'amarante, apparaîtra sur le diagramme spatio-temporel en tant que fluide le plus foncé, donc avec le niveau de gris le plus élevé. Lorsque le déplacement a lieu, la présence d'un doigt de fluide coloré au sein du fluide déplacé, transparent, va conduire à l'augmentation progressive du niveau de gris, par rapport au niveau de gris le plus faible, correspondant à la présence initialement du fluide déplacé pur. Le niveau de gris est donc toujours compris entre le niveau de gris le plus faible, correspondant au fluide déplacé pur, et le niveau de gris le plus élevé, qui correspondrait à un déplacement total du fluide déplacé par le fluide déplaçant, coloré par l'amarante.

L'arrivée du front d'interface du doigt correspondant à un passage rapide d'une zone très claire à une zone plus foncée.

En pratique, le traitement des données expérimentales se fait de la façon suivante. Plusieurs images (de 100 à 400) de l'écoulement sont numérisées à intervalles de temps réguliers. La fréquence maximale de numérisation dépend essentiellement des capacités de traitement d'images de l'ordinateur. On sélectionne une zone rectangulaire de l'écoulement et on trace pour chaque ordonnée z de ce rectangle la moyenne des intensités lumineuses le long de toute la section x . L'évolution au cours du temps de cette moyenne des intensités à une ordonnée z_0 , retranscrit un déplacement radial de l'interface en ce point. Il est donc particulièrement aisé de suivre les variations temporelles de l'interface entre autre grâce aux spatio-temporels.

Il faut noter le caractère semi-quantitatif de ces diagrammes temporels. Les valeurs de niveaux de gris des différentes zones de ce diagramme sont liées approximativement aux épaisseurs de films de fluides résiduels. Un niveau de gris localement sur un diagramme spatio-temporel correspond aux proportions relatives du fluide déplacé (transparent) et du fluide déplaçant (coloré) dans la zone rectangulaire considérée de l'écoulement.

En particulier, les variations temporelles de niveaux de gris sur le diagramme spatio-temporel pour une hauteur définie du tube permettent d'analyser les variations temporelles d'épaisseur locale de film résiduel à cette hauteur du tube.

Lorsque des instabilités apparaissent lors du déplacement, il y a de fortes variations locales d'épaisseur de films résiduels. Cela se traduit sur le diagramme spatio-temporel par de brusques variations de niveau de gris à ordonnée fixée du diagramme (correspondant à une hauteur donnée du tube). Ces instabilités se propagent avec une vitesse de propagation v_p . Entre deux instants t_1 et t_2 , l'instabilité se sera propagée de $\Delta y = y_2 - y_1 = v_p(t_2 - t_1)$. La représentation d'une instabilité $y(t)$ sur le diagramme spatio-temporel correspond donc à une droite de niveau de gris fixé et constant et dont la pente est égale à v_p .

Cette constatation prouve une fois encore le caractère semi-quantitatif des diagrammes spatio-temporels, car on vient de montrer qu'il est possible de déterminer les vitesses locales de propagation des instabilités grâce à ces diagrammes.

La différence d'ordonnée relevée sur le diagramme spatio-temporel à t fixé entre deux lignes distinctes de niveau de gris fixé correspondant à deux instabilités successives est égale à la distance réelle séparant deux instabilités lors de l'écoulement. On accède donc à la longueur d'onde des instabilités de chaque écoulement.

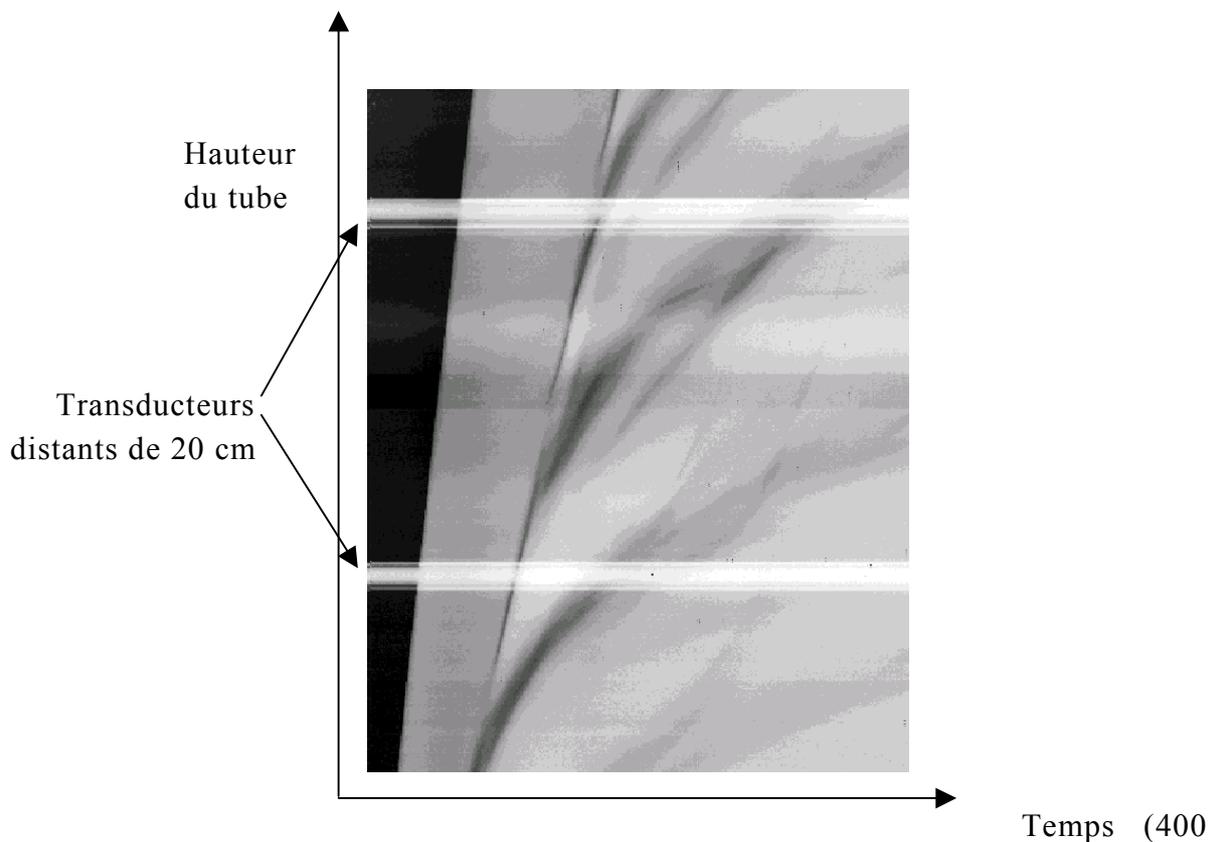


Figure II.22 : Diagramme spatio-temporel du déplacement d'une solution de Xanthane par une solution eau glycérol. Il faut noter que ce diagramme a été retravaillé grâce à un logiciel d'images qui a la particularité d'inverser les niveaux de gris. On distingue ainsi l'arrivée du doigt par la transition brutale d'une zone noire (fluide déplacé pur) à une zone gris moyen (correspondant au doigt de fluide déplacé entouré d'un film de fluide déplacé). Les premières instabilités qui se développent se traduisent par des portions de niveau de gris plus faible ou plus élevé que le précédent niveau de gris moyen, représentant respectivement localement les renflements ou les creux de l'interface. On note que la droite correspondant à l'arrivée de la première instabilité n'est pas une ligne continue, mais une ligne en pointillés. En effet, comme on le montrera dans le chapitre suivant, les instabilités prennent la forme de spirales s'enroulant autour de l'axe du tube. Les renflements et les creux de l'interface alternent en s'enroulant en spirales. On voit donc alternativement des renflements (zone plus claire) et des creux d'interface (zone plus foncée) formant ainsi une ligne en pointillés.

III Résultats expérimentaux :

caractéristiques du déplacement initial

L'objectif de ce chapitre est de décrire les résultats de nos mesures expérimentales de déplacement de fluides miscibles en tube vertical pour une large gamme de propriétés rhéologiques. L'instabilité de digitation visqueuse apparaît lorsqu'un fluide visqueux déplace un fluide moins visqueux. Nous nous sommes focalisés sur les déplacements de fluides avec un rapport de viscosité élevé, qui laissent apparaître un doigt plus stable. Les expériences sont réalisées à grand nombre de Péclet de sorte que la vitesse d'écoulement est suffisamment importante pour que les deux fluides n'aient pas le temps de se mélanger. On peut ainsi définir précisément une interface entre les fluides. Différents films de fluides sont générés par injection.

Ce chapitre est organisé de la façon suivante. Nous exposerons dans une première section les caractéristiques générales des déplacements de fluides miscibles. Nous présenterons tout d'abord les différentes phases possibles d'un déplacement. Au développement initial du doigt, peut en effet succéder, dans certains cas, l'apparition d'instabilités. Puis, nous décrirons les différents types de géométries de déplacement observées : doigts arrondis lissés, doigts aplatis (avec ou sans parois rugueuses), bouchons avec ou sans fracture interne du gel. Nous mettrons ainsi en évidence la forte dépendance de la géométrie du déplacement et de la forme des doigts de digitation visqueuse par rapport à la rhéologie des deux fluides.

Dans une deuxième partie, nous nous focaliserons alors sur les types de déplacements conduisant à la formation d'un doigt bien défini et stationnaire, laissant derrière lui un film stable d'épaisseur constante. Plusieurs séries d'expériences ont été réalisées afin d'établir la dépendance de l'épaisseur du film résiduel par rapport aux paramètres physiques de l'écoulement. Nous présenterons les épaisseurs des films résiduels observés lors des différents déplacements dans la limite des débits d'injection élevés. Nous comparerons nos propres résultats expérimentaux à ceux de la littérature dans le cas des déplacements de fluides newtoniens. Nous montrerons ensuite les particularités des films résiduels lorsque le fluide déplacé présente des caractéristiques rhéologiques non-newtoniennes. On analysera l'influence du caractère rhéofluidifiant, d'une part, et de la présence éventuelle d'un seuil de contrainte du fluide déplacé, d'autre part.

Enfin, nous mettrons en évidence au cours de la troisième partie l'influence du dernier paramètre physique caractéristique de l'écoulement : la vitesse d'injection.

III.1 Caractéristiques qualitatives des déplacements de fluides miscibles.

Différentes phases de déplacement ont pu être observées lorsque nous avons réalisé nos expériences. La première phase est le développement initial d'un doigt stable. Puis, après qu'un certain volume de fluide a été déplacé, certains déplacements ont mis en évidence l'apparition d'instabilités au niveau de l'interface entre les fluides.

L'apparition et le développement de ces instabilités sont fortement liés aux propriétés rhéologiques des fluides et à la vitesse d'injection de l'écoulement. Les déplacements de fluides newtoniens et à caractère rhéofluidifiant ont fréquemment présenté ce type d'instabilités, alors qu'elles n'ont quasiment pas été observées lors des déplacements des fluides viscoplastiques.

III.1.1 Evolution temporelle des déplacements

Pour la majorité des cas considérés, le fluide déplaçant est newtonien. Nous présenterons toutefois quelques déplacements mettant en jeu deux fluides non-newtoniens, afin d'étudier l'influence de la rhéologie du fluide déplaçant sur les caractéristiques du doigt.

Nous avons ainsi réalisé principalement quatre séries d'expériences avec des couples de fluides miscibles de propriétés rhéologiques différentes :

1. Un fluide newtonien déplaçant un fluide newtonien
2. Un fluide newtonien déplaçant un fluide à caractère rhéofluidifiant ne présentant pas de contrainte seuil.
3. Un fluide newtonien déplaçant un fluide à caractère rhéofluidifiant présentant une contrainte seuil
4. Un fluide à caractère rhéofluidifiant avec ou sans contrainte seuil déplaçant un fluide à caractère rhéofluidifiant présentant une contrainte seuil et une viscosité effective plus élevées.

L'ensemble des expériences présentées dans ce chapitre a été réalisé dans la limite des grands nombres de Péclet (typiquement $Pe > 10^4$). A cette valeur, les deux fluides n'ont pas le temps de se mélanger pendant le déplacement sous l'effet de la diffusion moléculaire et il est aisé de définir une interface entre les deux fluides.

Les déplacements se caractérisent fréquemment par la présence de deux phases caractéristiques. La première phase conduit au développement d'un doigt stable. Puis apparaissent, après une durée d'écoulement plus ou moins longue, des instabilités à l'interface entre les deux fluides, sur les «bords» du doigt. Aux instants initiaux du déplacement, l'interface entre les deux fluides est en effet relativement rectiligne, exception faite de l'extrémité avant du doigt. En maintenant l'écoulement, on observe une déstabilisation plus ou moins rapide de l'interface. Le développement des instabilités dépend de la vitesse d'injection et des propriétés rhéologiques des fluides.

Les caractéristiques de chaque déplacement peuvent être analysées qualitativement par observation visuelle et plus quantitativement grâce à la mesure acoustique. La Figure III.1 met en évidence, par analyse visuelle, les différentes phases du déplacement : la formation d'un doigt stable (a), suivie du développement des instabilités à l'interface (b), (c) et (d).

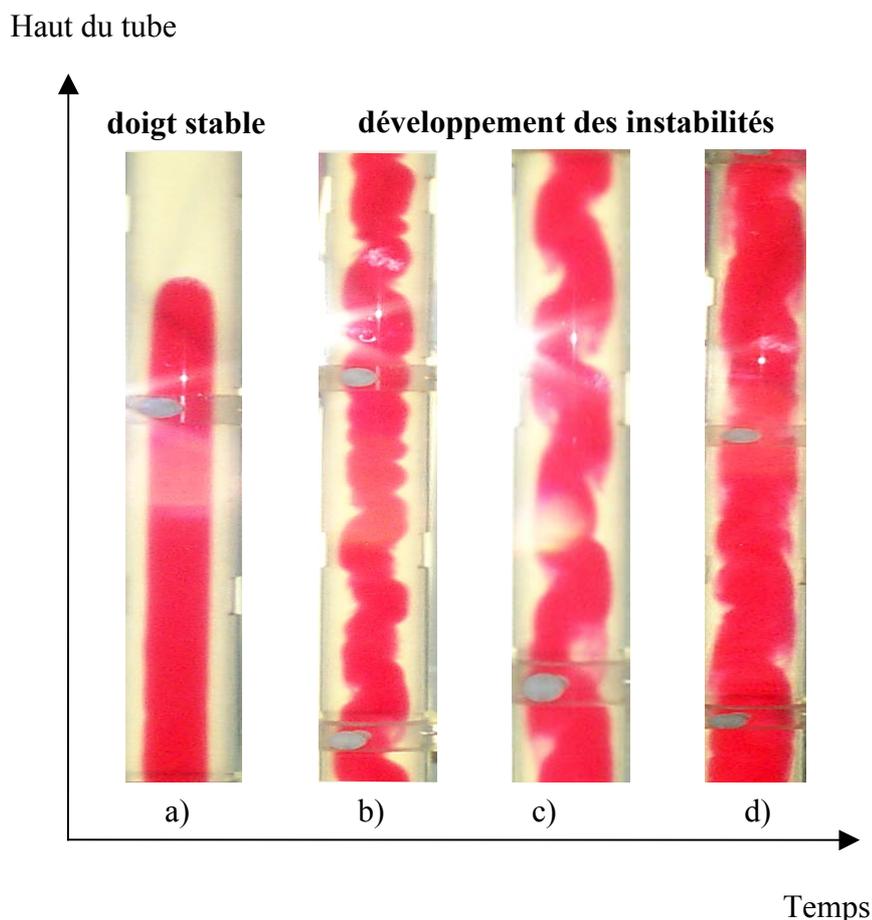


Figure III.1 : Déplacement d'une solution de Xanthane par une solution d'eau glycérol. On observe le développement d'un doigt stable au cours de la première phase du déplacement, puis sa déstabilisation rapide. L'amplitude des fluctuations des instabilités croît progressivement, déplaçant

ainsi progressivement le film résiduel. Au final, l'épaisseur moyenne du doigt s'est accrue et le film résiduel a été en partie évacué.

Montrons les différentes phases du déplacement observables grâce aux mesures acoustiques, en analysant la Figure III.2, la Figure III.3 et la Figure III.4. Différentes solutions de Xanthane ont été déplacées par des solutions aqueuses newtoniennes. La concentration des solutions de Xanthane et la vitesse d'injection ont varié lors de ces déplacements.

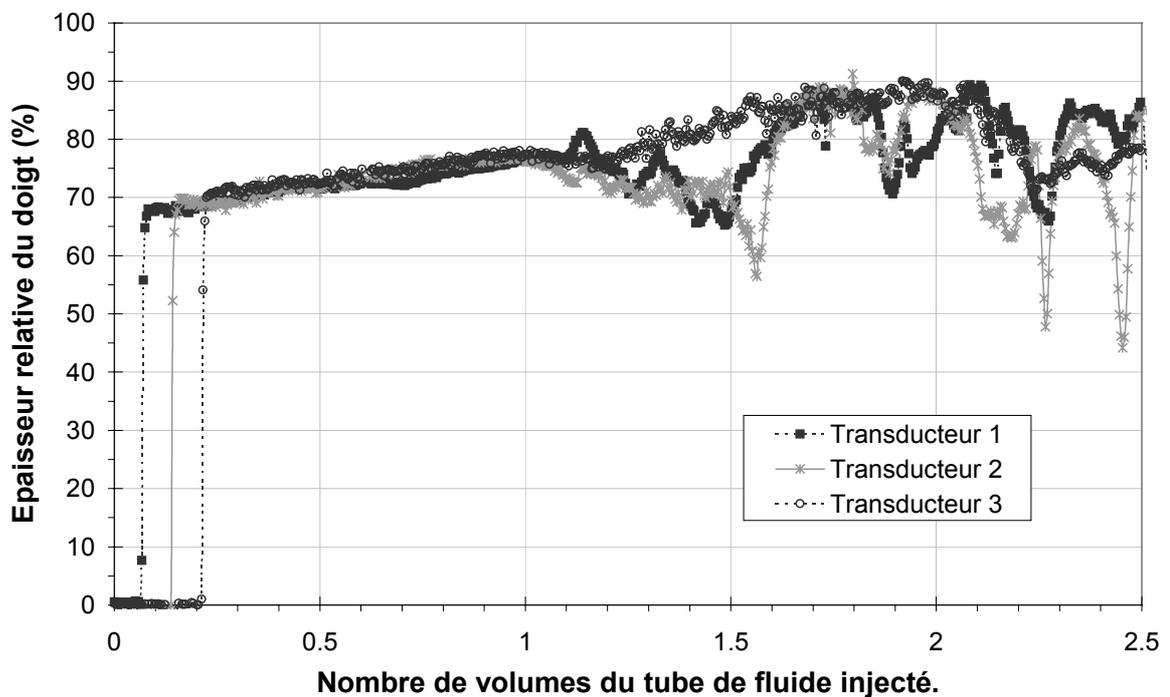


Figure III.2 : Evolution de l'épaisseur du film pendant le déplacement dans trois sections du tube où les transducteurs sont implantés. Déplacement de Xanthane 1.5 g/l par une solution d'eau glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas. Vitesse d'injection : 0.0014 m/s. On observe la première phase du déplacement où le doigt de fluide déplaçant se développe tout en restant stable, suivie d'une deuxième phase de déstabilisation. On note la durée importante de la première phase du déplacement dans le cas d'une vitesse d'injection faible.

La première phase du déplacement a une durée variable, fortement dépendante des paramètres physiques de l'écoulement, tels que les rhéologies respectives des fluides et le débit d'injection. Une diminution du rapport de viscosité entre les fluides et une augmentation du débit d'injection a pour résultat une déstabilisation très rapide du doigt dès les premiers instants du déplacement. Ainsi, dans certains cas, le doigt n'est stable et d'épaisseur constante que sur quelques centimètres (Figure III.4).

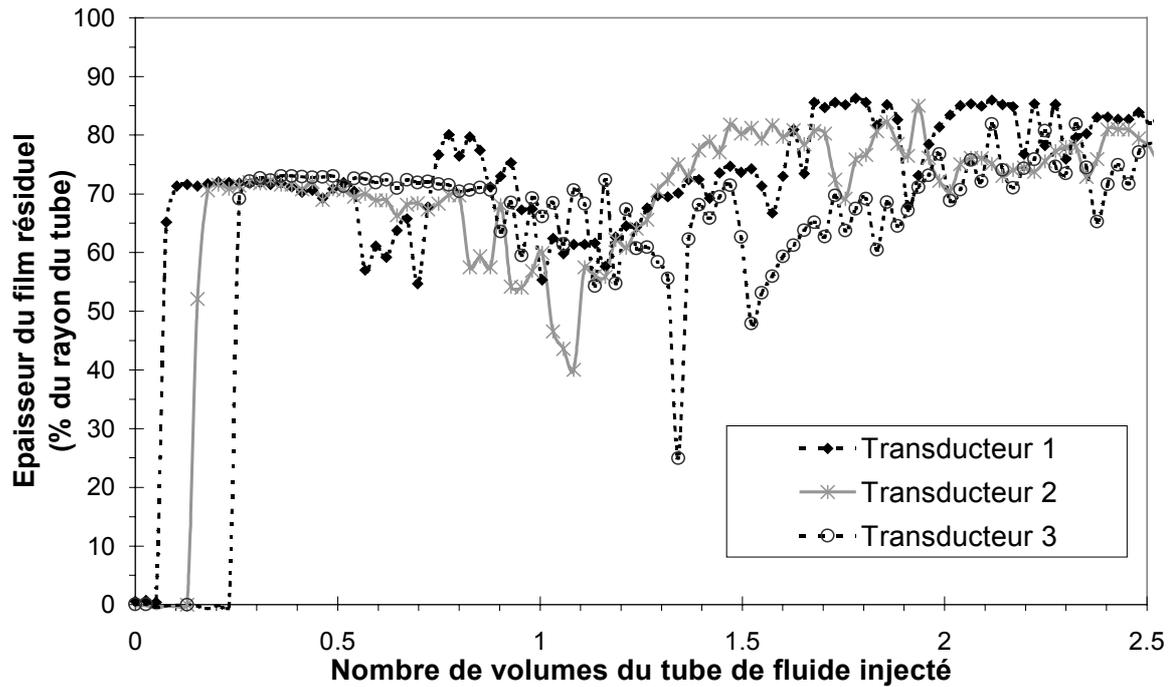


Figure III.3 : Evolution de l'épaisseur du film pendant le déplacement dans trois sections du tube où les transducteurs sont implantés. Déplacement de Xanthane 1.5 g/l par une solution d'eau glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas. Vitesse d'injection : 0.0094 m/s. Il faut noter l'apparition plus rapide des instabilités lorsqu'on augmente sensiblement la vitesse d'injection.

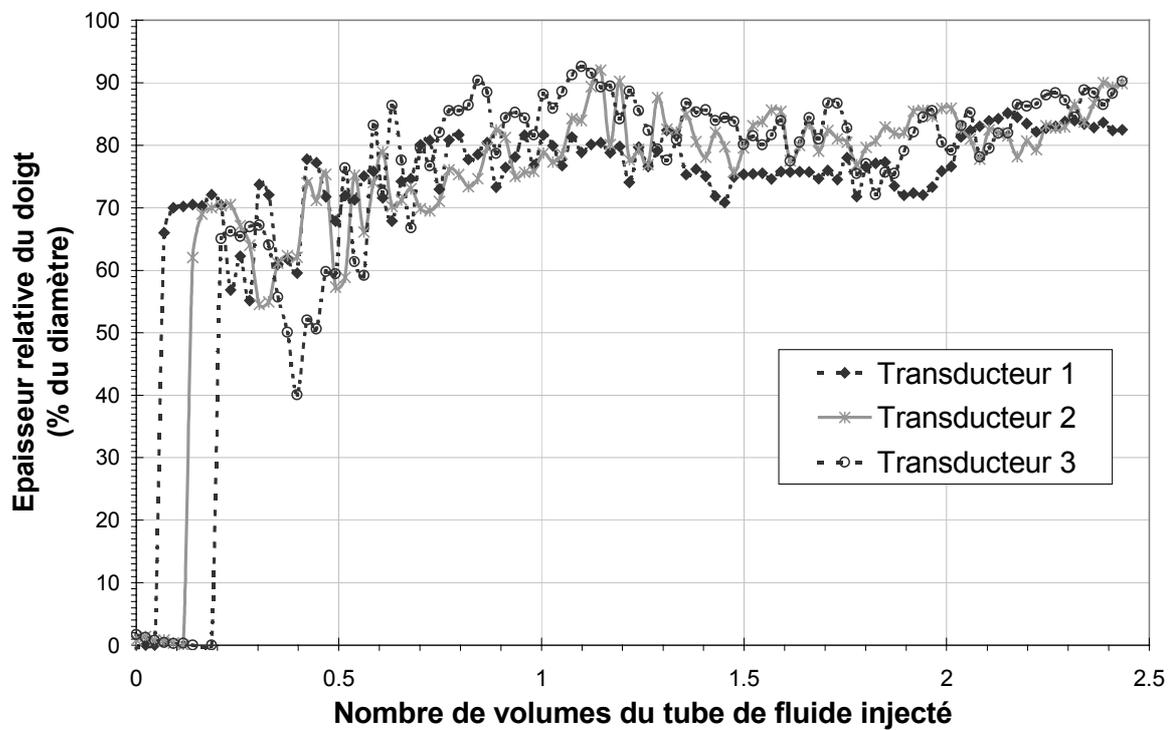


Figure III.4 : Evolution de l'épaisseur du film pendant le déplacement. Déplacement de Xanthane 1 g/l par une solution d'eau glycérol de viscosité 0.00107 Pas. Vitesse d'injection : 0.0085 m/s. La première phase du déplacement où le doigt est stable est très courte. Les instabilités apparaissent

donc d'autant plus rapidement que le rapport de viscosité entre les deux fluides est faible. Les fluctuations de l'interface sont très importantes au début de cette phase de déstabilisation, puis diminuent progressivement, car l'épaisseur moyenne du film résiduel diminue.

Lorsque le rapport de viscosité entre les deux fluides est élevé, un doigt axisymétrique de profil stationnaire apparaît dès les premiers instants du déplacement et laisse derrière lui un film stable : la géométrie de la partie avant du front ainsi que son diamètre restent en particulier quasiment inchangés au fur et à mesure du déplacement. La quasi-stationnarité du front de déplacement permet de déterminer aisément le diamètre du doigt. Nous bénéficierons de cet avantage, car nous avons centré la majeure partie de nos expériences sur le cas de M élevé.

Au cours de la deuxième phase du déplacement, lorsque les instabilités se développent, on observe de fortes variations spatiales et temporelles de l'épaisseur du film résiduel. Les fluctuations de l'interface sont très importantes au début de cette phase de déstabilisation, puis diminuent progressivement. L'épaisseur du film résiduel est alors difficilement quantifiable, si ce n'est l'estimation d'une épaisseur moyenne peu représentative évoluant au cours du temps.

Le diamètre moyen du doigt s'accroît, l'épaisseur du film résiduel diminue progressivement. Les fluctuations de l'interface deviennent de plus en plus faibles, et il devient alors possible de mesurer quantitativement une épaisseur finale du film résiduel. Les principales caractéristiques d'un déplacement sont donc la valeur de l'épaisseur initiale du film résiduel puis celle de l'épaisseur à la fin du déplacement.

Dans toute la suite de ce chapitre, nous étudierons les déplacements de fluides développant initialement des doigts suffisamment stables pour pouvoir analyser précisément la forme de ceux-ci.

Le cinquième chapitre de ce mémoire sera consacré à l'analyse de ces instabilités, où nous étudierons en détail leurs propriétés et l'influence des divers paramètres de l'écoulement sur leur développement.

III.1.2 Géométries des déplacements

Il apparaît différents types de géométries de déplacement. Ceux-ci dépendent fortement des propriétés rhéologiques des fluides déplacés et déplaçant et de la vitesse d'injection. On a ainsi pu observer des géométries aussi différentes que des doigts arrondis lissés, des doigts aplatis avec ou sans parois rugueuses voire des bouchons avec ou sans fracture interne du gel déplacé.

Nous allons tout d'abord présenter les types de déplacement conduisant à la formation d'un doigt de forme définie, dont le diamètre est aisément mesurable. Il s'agit principalement des déplacements de fluides newtoniens, à caractère rhéofluidifiant et des fluides viscoplastiques non thixotropes.

Puis, nous exposerons les géométries de déplacements plus complexes observées principalement lors des déplacements de fluides viscoplastiques thixotropes. Ces particularités sont liées aux caractéristiques des fluides viscoplastiques.

Les fluides que nous avons étudiés sont miscibles, il n'y a donc pas d'influence d'une tension de surface. Rappelons que pour les déplacements de fluides non-miscibles, la forme des doigts résulte d'une compétition entre les forces visqueuses et la force de tension superficielle. Nous avons analysé plus particulièrement, au cours de ce travail de thèse, la forme de l'extrémité avant du front de déplacement en fonction des propriétés rhéologiques non-newtoniennes respectives des deux fluides.

III.1.2.1 Doigts

Plusieurs types de déplacement conduisent à la formation d'un doigt. Les images vidéo de la Figure III.6 et de la Figure III.7 montrent les fronts des doigts des quatre expériences de déplacements suivantes :

1. Déplacement d'un fluide newtonien de viscosité égale à 1.05 Pas par un fluide newtonien de viscosité égale à 10^{-3} Pas (rapport de viscosité : 350)
2. Déplacement d'un fluide à caractère rhéofluidifiant (solution de Xanthane 3 g/l) par une solution aqueuse newtonienne de viscosité $1.07 \cdot 10^{-3}$ Pas.
3. Déplacement d'un fluide viscoplastique (solution de Carbopol 1.5 g/l – glycérol) par une solution aqueuse newtonienne de viscosité $1.8 \cdot 10^{-2}$ Pas.
4. Déplacement d'un fluide viscoplastique (solution de Carbopol 1.5 g/l – glycérol) par une autre solution de Carbopol (0.7 g/l – sucre), ne présentant pas de contrainte seuil.

Rappelons les différentes propriétés rhéologiques des fluides déplacés et déplaçant utilisés pour cette analyse de la géométrie des déplacements sur la Figure III.5.

Il faut noter avant toute conclusion que l'observation du front des doigts par visualisation vidéo n'est pas pleinement quantitative, mais permet surtout des comparaisons entre expériences. En effet, il ne faut pas oublier que, bien que le tube soit immergé dans un bain, l'adaptation des indices optiques du dispositif expérimental n'est pas parfaitement réalisée. Si les distances verticales sont inchangées, la distorsion radiale de l'image est inévitable. Les observations que nous avons faites grâce aux images vidéo ne sont donc que qualitatives, mais sont toutefois très intéressantes et indispensables à la compréhension future des caractéristiques de l'écoulement.

On analyse tout d'abord l'impact du caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé en comparant les fronts de déplacement avant des doigts de la Figure III.6. On note un aplatissement de l'extrémité avant du doigt dans le cas du déplacement des solutions

de Xanthane pour la même vitesse d'injection. L'interface entre les fluides miscibles est fine est lisse.

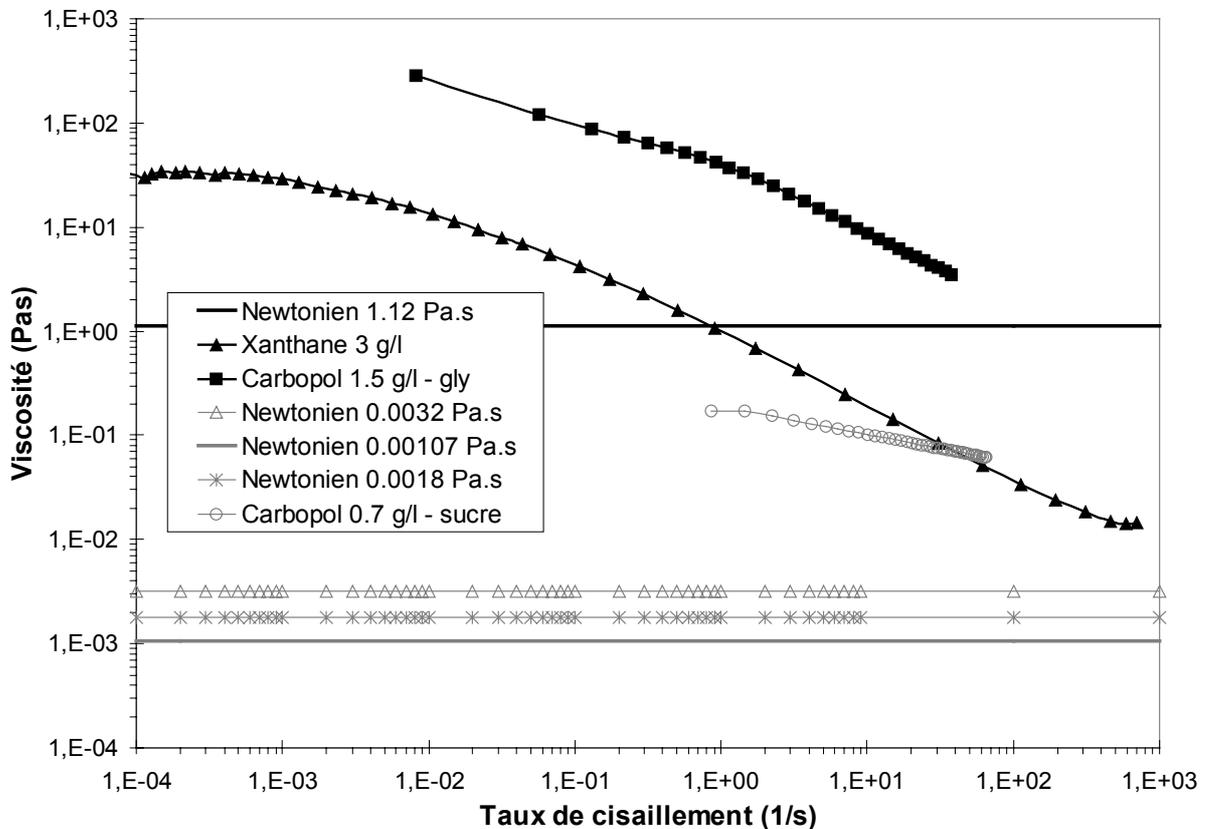


Figure III.5 : Rhéologie des différents fluides déplacé et déplaçant utilisés pour les déplacements des cas 1, 2, 3 et 4. Viscosité en fonction du taux de cisaillement. Les déplacements étudiés sont les suivants :

1. Newtonien 1.12 Pas déplacé par Newtonien 0.0032 Pas,
2. Xanthane 3 g/l déplacé par Newtonien 0.00107 Pas,
3. Carbopol 1.5 g/l – glycérol déplacé par Newtonien 0.0018 Pas et
4. Carbopol 1.5 g/l – glycérol déplacé par Carbopol 0.7 g/l – sucre.

La forme du doigt de digitation visqueuse dépend du profil de vitesse du fluide déplacé en écoulement. Nous avons donc étudié les variations des profils de vitesse en fonction de la force du caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé. Nous avons ainsi mis en évidence un aplatissement centré sensible de la distribution du profil de vitesse des solutions de Xanthane en écoulement, ce qui explique la forme de ce doigt. L'analyse quantitative de l'influence de la rhéologie non-newtonienne et de la vitesse d'injection sur les profils de vitesse des fluides déplacés est présentée dans le chapitre suivant. Rappelons que, dans ce présent chapitre, nous ne proposons qu'une étude qualitative.

La forme caractéristique des doigts de déplacements des fluides viscoplastiques de la Figure III.7, met en évidence l'influence très sensible de la nature particulière de ces fluides. On observe un aplatissement très marqué du front avant du doigt (cas 3 et 4), et une modification des caractéristiques de l'interface du doigt. Une analyse qualitative du profil de vitesse au sein du fluide viscoplastique établit le lien entre la présence d'une zone «bouchon», de vitesse constante au centre du tube, et l'aplatissement très prononcé du front avant du doigt.

Dans le cas du déplacement d'une solution de Carbopol par une solution aqueuse (cas 3), l'interface présente de fortes irrégularités. Celles-ci sont dues, d'une part, à la distribution du champ des contraintes et au dépassement uniquement local de la valeur de la contrainte seuil du fluide déplacé au niveau de l'interface et, d'autre part, aux désagrégations locales du gel de la solution de Carbopol par l'eau. On observe ainsi une zone floue en avant du front du doigt correspondant à cette désagrégation du gel par l'eau.

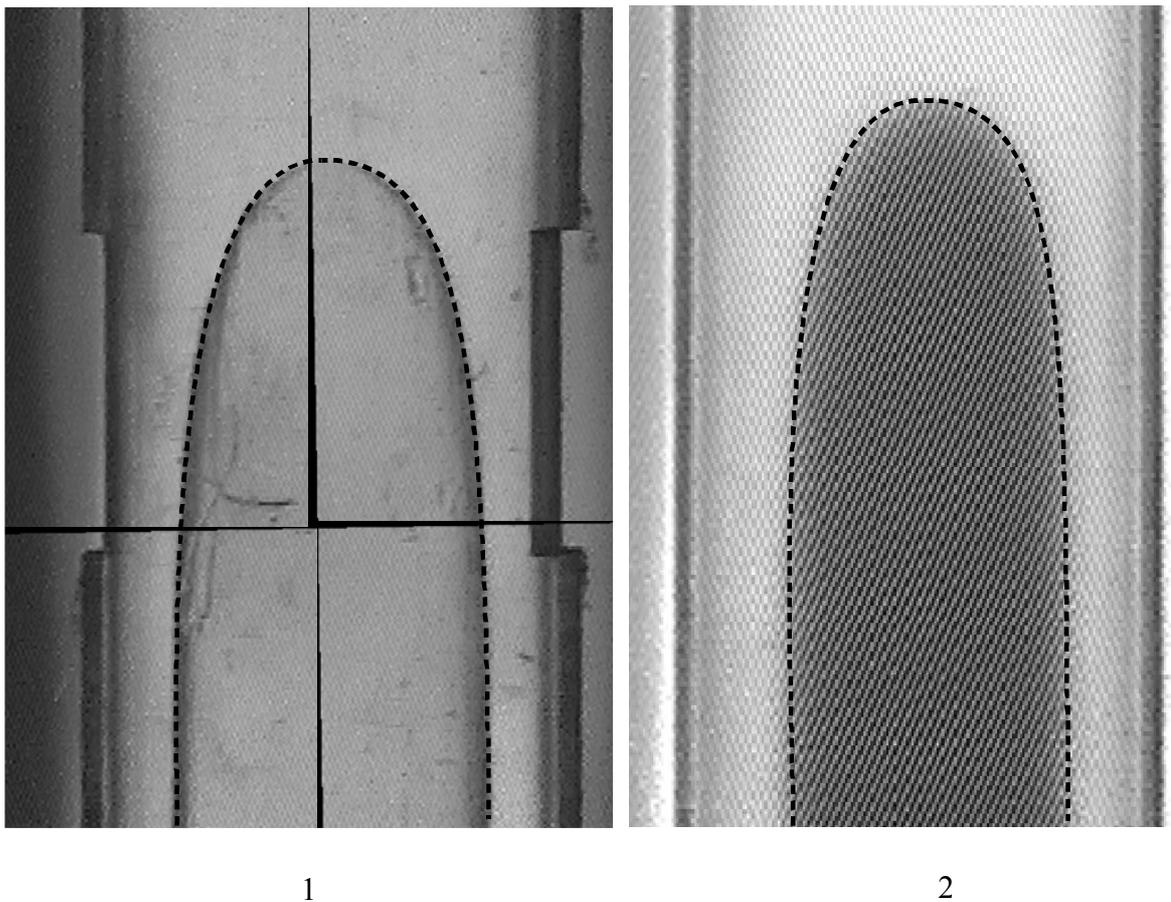


Figure III.6 : Forme des doigts de déplacement de fluides miscibles en tube. 1 : Déplacement d'un fluide newtonien par un autre fluide newtonien. Vitesse d'injection : 0.00258 m/s. L'épaisseur

relative du doigt est de 60%. 2 : Déplacement d'un fluide à caractère rhéofluidifiant (Xanthane 3 g/l) par un fluide newtonien. Vitesse d'injection : 0.00258 m/s. L'épaisseur relative du doigt est de 70%. Les deux doigts n'ont pas le même aspect, car les fluides, dans le cas newtonien, sont tous les deux incolores, et le fluide injecté est coloré dans le cas du déplacement de la solution de Xanthane. Noter l'aplatissement du front avant du doigt nettement plus marqué dans le cas du déplacement d'un fluide à caractère rhéofluidifiant.

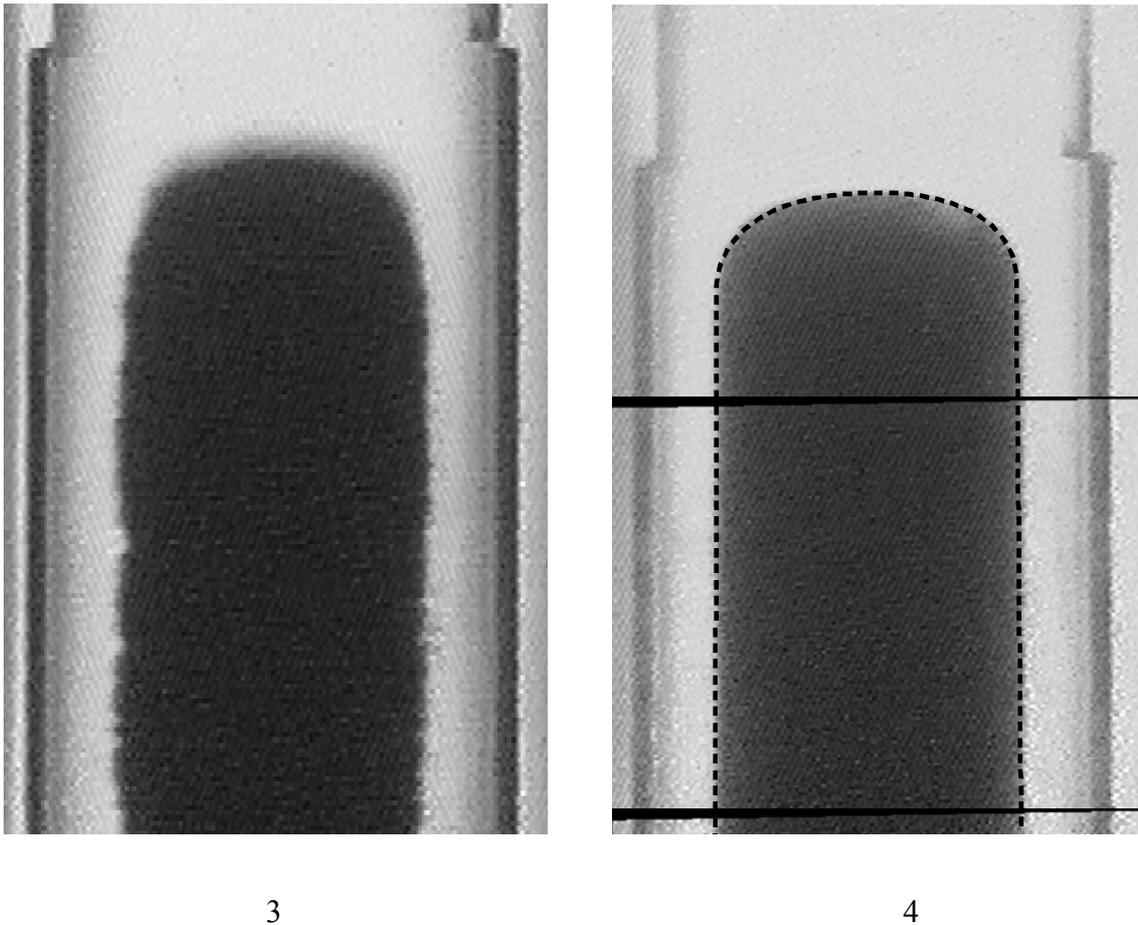


Figure III.7 : Forme des doigts des déplacements de fluides miscibles en tube. 3 : déplacement d'un fluide viscoplastique (Carbopol 1.5 g/l - glycérol) présentant une contrainte seuil par une solution aqueuse newtonienne. Vitesse d'injection : 0.053 m/s. 4 : déplacement du même fluide viscoplastique (Carbopol 1.5 g/l - glycérol) présentant une contrainte seuil par un fluide à caractère rhéofluidifiant (Carbopol 0.7 g/l - sucre) sans contrainte seuil. Vitesse d'injection : 0.046 m/s. Le fluide déplaçant est coloré.

A l'opposé, le déplacement d'une solution de Carbopol par une autre (cas 4) fait apparaître une interface très lisse. L'explication est la suivante : les deux fluides déplacé et déplaçant sont de même nature chimique, même si leur propriétés rhéologiques respectives diffèrent quelque peu : seul le premier présente une

contrainte seuil. En outre, la viscosité élevée du fluide injecté permet d'obtenir une distribution du champ des contraintes au sein de l'écoulement excédant en tout point la valeur de la contrainte seuil du fluide déplacé.

Le déplacement de cette solution de Carbopol par une autre solution de Carbopol, présentant, cette fois-ci, une contrainte seuil (inférieure à celle du fluide déplacé), forme un doigt extrêmement lisse et plat. Dans ce cas-là, en effet, les deux fluides présentent un profil de vitesse plat, avec une zone centrale «bouchon», ce qui favorise l'aplatissement du doigt. Le déplacement s'apparente alors à un déplacement dit «piston».

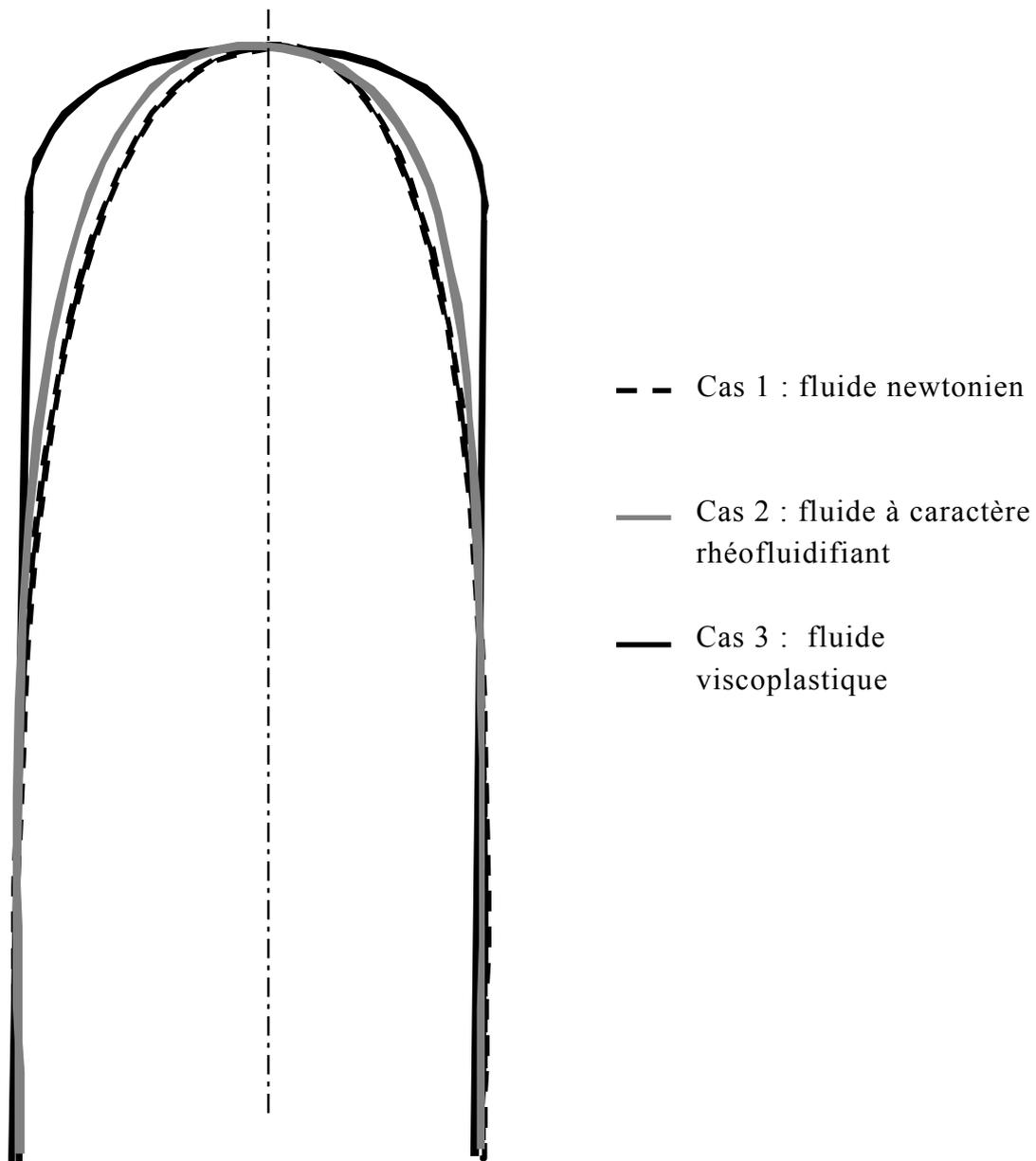


Figure III.8 : Profils des doigts des différents déplacements étudiés, ajustés puis superposés. On met en évidence l'aplatissement sensible du doigt formé au cours du déplacement d'un fluide à caractère

rhéofluidifiant (solution de Xanthane) en comparaison au cas newtonien. Le déplacement d'un fluide viscoplastique laisse apparaître un doigt de digitation visqueuse extrêmement aplati.

La Figure III.8 permet de comparer les profils des doigts des différents déplacements caractéristiques que nous avons étudiés. Nous avons ajusté les différents diamètres des doigts, puis nous les avons superposés afin de comparer leurs formes respectives.

III.1.2.2 Fracturations et formation de bouchons

Nous venons de présenter et d'analyser les différentes formes des doigts que nous avons obtenues lors du déplacement de fluides newtoniens, à caractère rhéofluidifiant et des fluides viscoplastiques non thixotropes. Si nous avons évoqué la présence éventuelle de rugosité d'interface lors des déplacements de fluides viscoplastiques, cette étude est toutefois restée focalisée sur les déplacements ayant conduit à la formation d'un doigt bien défini, dont le diamètre est aisément mesurable.

Ce n'est pas toujours le cas. Plusieurs déplacements ont mis en évidence diverses particularités liées aux fluides viscoplastiques, notamment dues à leur caractère thixotrope. Certains déplacements ont laissé apparaître une fracturation interne du gel déplacé, pouvant conduire à la formation de bouchons.

Ces phénomènes ont été observés lorsque nous avons réalisé des déplacements de fluides viscoplastiques (solutions de Carbopol, de laponite ou solutions mixtes) par des fluides newtoniens (solutions eau glycérol de faible viscosité).

Plusieurs géométries de déplacement sont apparues selon l'amplitude de la fracturation initiale du gel aux premiers instants du déplacement. Les différents types de fracturation sont dus à la nature des gels utilisés et aux conditions d'injection.

La Figure III.9 montre plusieurs formes de fracturations initiales du gel que nous avons pu observer et les caractéristiques des déplacements qui s'ensuivent. Selon l'amplitude de la fracturation du gel, le déplacement est plus ou moins efficace et l'interface entre les deux fluides est plus ou moins rectiligne.

Une fracturation initiale totale, sur toute la section du tube, peut apparaître dans certains cas et conduit alors à un déplacement «bouchon» immédiat, dont le fluide déplaçant joue le rôle d'un piston.

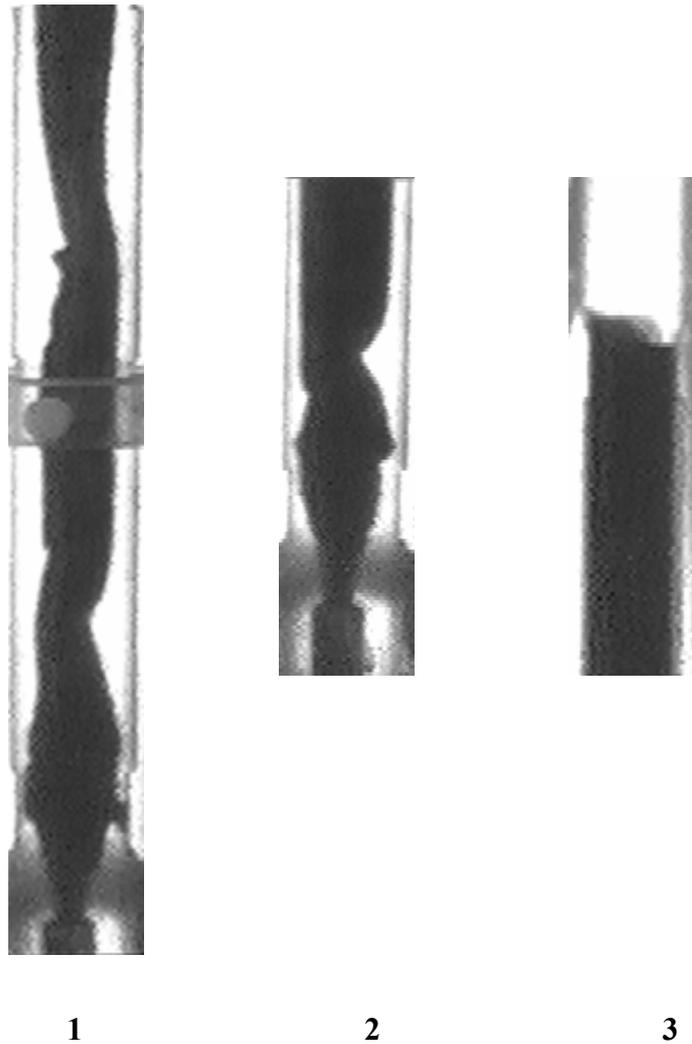


Figure III.9 : Déplacements de gels mixtes de Laponite-Carbopol par un fluide newtonien iso-densité. Les gels, transparents, sont initialement dans le tube et sont déplacés par des solutions aqueuses newtoniennes colorées. On observe l'évolution de l'amplitude de la fracturation du gel en fonction de ses propriétés rhéologiques. La proportion relative de laponite au sein du gel augmente progressivement entre les déplacements 1 et 3 : on augmente donc progressivement la thixotropie du gel. Le déplacement 1 présente un doigt de fluide injecté très irrégulier, le gel est partiellement fracturé. L'augmentation de la concentration de laponite conduit à la croissance de l'épaisseur du doigt par fracturation s'étendant partiellement jusqu'à la paroi du tube (déplacement 2) puis sur toute la section (déplacement 3). La fracturation totale du gel au cours du déplacement n°3 conduit ensuite à un déplacement bouchon de ce gel. Le fluide déplaçant se comporte alors comme un piston.

Comment s'explique physiquement la fracturation interne du gel ?

La propagation de l'interface, dans le cas d'un déplacement de fluides viscoplastiques dépend des propriétés du champ de contraintes au cours du déplacement. Elle se fait par à coups localement, lorsque la contrainte locale du fluide est supérieure à la valeur seuil. En effet, si le champ de contraintes excède en tout point la valeur seuil, le déplacement du fluide gelé est relativement aisé, uniforme et l'interface est lisse. C'est le cas pour les solutions de Carbopol déplacées

par des fluides relativement visqueux, tels que d'autres solutions de Carbopol. A l'opposé, si le champ de contraintes n'excède pas en tout point la valeur seuil (déplacement d'un fluide viscoplastique par une solution aqueuse peu visqueuse par exemple), il est plus facile de concentrer la contrainte en certains points pour induire l'écoulement, à partir d'une injection localisée. De nombreuses zones du fluide viscoplastique subissent alors une contrainte inférieure à la valeur seuil. A l'intérieur de ces zones, le fluide se comporte comme un solide, avec une certaine constante d'élasticité. Soumis à une injection localisée, le gel n'a d'autre possibilité que de se fracturer pour laisser s'écouler le fluide déplaçant, là où il y a eu concentration de contraintes. Une partie du gel est déplacée, poussée par le fluide injecté, les autres zones non déplacées restent statiques. La fracturation du gel par le fluide déplaçant est localisée et s'effectue par à coup. Elle est donc indissociable de l'organisation de ces gels, qui en fait des matériaux très hétérogènes. Le caractère thixotrope d'un fluide renforce encore cette hétérogénéité.



Figure III.10 : Déplacement d'un gel de laponite par un fluide newtonien iso-densité. Le gel de laponite est transparent et la solution aqueuse newtonienne est colorée et injectée en bas du tube. On observe une fracturation progressive du gel et donc une augmentation constante de l'épaisseur du

doigt newtonien coloré à partir de l'injection localisée au centre du tube. Lorsque la fracturation atteint les parois du tube, se forme alors un bouchon.

Le seuil en contrainte n'est donc pas une caractéristique physique macroscopique de ce gel et ce dernier doit plutôt être décrit comme une association de petites zones de structures internes et donc de caractéristiques mécaniques. Ainsi, l'injection de fluide fait apparaître un champ de contrainte et l'apparition d'un écoulement du fluide est un problème localisé au niveau de chaque zone.

Les différents types de fracturation sont dus à la nature des gels utilisés, particulièrement à leur caractère thixotrope, ainsi qu'aux conditions d'injection. Nous avons donc voulu étudier l'influence du caractère thixotrope des fluides et de la géométrie d'injection sur cette fracturation.

- Influence de la thixotropie des fluides

Nous avons tout d'abord étudié les caractéristiques des déplacements de solutions de Carbopol, qui ne sont quasiment pas thixotropes et possèdent une viscosité plastique élevée au-delà du seuil. Les déplacements de solutions de Carbopol se présentent sous la forme d'un doigt dont la rugosité est plus ou moins marquée selon la vitesse d'injection. Aucune fracturation n'est observée, même pour de faibles vitesses d'injection.

A l'opposé, les déplacements des solutions de Laponite, fluides viscoplastiques très thixotropes, ont présenté des comportements très divers, avec d'importantes fractures du gel pouvant conduire le fluide injecté le plus souvent de l'injection localisée au centre du tube jusqu'aux parois de celui-ci. Ces déplacements ont requis de sévères précautions de préparation, telles qu'un cisaillement continu des solutions de laponite jusqu'au début du déplacement et des vitesses d'injection très élevées. Sans de telles précautions, la fracture a lieu dans toute la section du tube et le déplacement s'effectue ensuite sous la forme d'un bouchon en mouvement d'un bloc.

Il est à noter qu'il est très difficile (voire impossible) d'obtenir des expériences reproductibles. Le caractère thixotrope des solutions de laponite et leur comportement sous cisaillement favorise ce déplacement en bouchon. En effet, les gels de laponite ont la particularité de se contracter sous cisaillement et de laisser échapper une petite quantité d'eau à l'extérieur. Lors du déplacement, le cisaillement maximal a lieu près de la paroi. Le gel se contracte et laisse échapper un film d'eau, qui joue le rôle d'un film de lubrification autour du gel et favoriser ainsi l'écoulement en bouchon par glissement aux parois. Cette forme de déplacement est évidemment privilégiée par rapport à la formation d'un doigt de fluide déplaçant au sein du gel. Ce comportement des gels de laponite est donc très fréquent. Cette conclusion est en accord avec l'étude menée par Abdelhaye, Daccord, Duval, Louge et Van Damme en 1997 sur la fracturation hydraulique des gels colloïdaux. Ils ont

montré qu'il est très aisé de fracturer par injection d'un liquide certains gels colloïdaux (notamment ceux de laponite). Pour certaines vitesses d'injection, on peut observer un mode de propagation en fractures multiples et branchées. Ces auteurs ont conclu que ces expériences pouvaient servir de modèles pour l'étude des instabilités de fracturation hydraulique dans les roches.

Afin d'analyser plus précisément l'influence de la thixotropie des gels sur les déplacements, nous avons étudié les propriétés des déplacements de gels mixtes de laponite et de Carbopol que nous avons préparés. Ces expériences permettent de quantifier l'influence de la thixotropie du gel, qui augmente avec la fraction relative de laponite dans ce gel. En effet, au sein de ce mélange, la fraction de laponite est responsable de la valeur de la contrainte seuil, car il suffit d'une très faible quantité pour former un gel. Elle induit par contre une très faible viscosité plastique. Ces deux paramètres associés sont source de thixotropie. La fraction de Carbopol est inférieure à la valeur minimale pour former un gel, elle ne contribue qu'à l'augmentation de la viscosité plastique, limitant ainsi le caractère thixotrope de ce mélange. L'ajustement de la composition chimique de ce mélange modifie l'importance du caractère thixotrope du fluide. En augmentant progressivement la concentration relative de laponite au sein du gel, nous avons observé l'évolution continue du déplacement d'un doigt présentant de simples rugosités d'interface au déplacement bouchon. La thixotropie des fluides viscoplastiques déplacés est donc un facteur très influent sur les propriétés des déplacements et l'occurrence de fracturations.

- Influence des conditions d'injection

Comme nous l'avons décrit dans notre dispositif expérimental au précédent chapitre, nous avons voulu étudier l'influence de la géométrie de l'injection sur les caractéristiques du déplacement. Il semblait intéressant de pouvoir varier artificiellement le diamètre de la zone d'injection dans le tube. Ainsi, lors de certaines expériences, un tube plus fin a été inséré juste à la sortie de la vanne à l'intérieur du tube principal. La gamme de variation du diamètre du petit tube s'étale de 6 à 12 mm. L'utilisation du petit tube d'injection permet, dans certains cas, de forcer le fluide injecté à s'écouler à l'intérieur des solutions à base de laponite au lieu de les fracturer pour atteindre les parois du tube. Ce mode d'injection permet de délocaliser les gradients de vitesse et les contraintes près du point d'injection. On observe alors divers comportements selon les propriétés rhéologiques des fluides et la valeur du débit d'injection.

Ces expériences nous ont permis d'étudier l'influence de la géométrie d'injection sur le développement du doigt de fluide afin de vérifier la robustesse des mesures d'épaisseur de film résiduel par rapport aux conditions d'injection. Les déplacements

de solutions de Carbopol se sont donc avérés peu sensibles aux conditions d'injection, en présentant un doigt de rugosité plus ou moins marquée selon la vitesse d'injection.

A l'opposé, la variation artificielle du diamètre de la zone d'injection dans le tube a modifié les propriétés des déplacements des solutions de laponite. En forçant le fluide injecté à s'écouler à l'intérieur des solutions grâce à une injection centralisée, nous avons pu obtenir quelquefois des doigts relativement bien définis de fluide déplaçant à vitesse élevée. Nous avons pu observer entre autres la formation d'un doigt de diamètre croissant le long de l'écoulement jusqu'à atteindre les parois du tube en formant finalement un bouchon.

III.1.2.3 Rugosités d'interface.

La fracturation est une des propriétés caractéristiques des déplacements des fluides viscoplastiques dont le caractère thixotrope est fortement marqué. Il est impossible de déterminer le diamètre du doigt et donc l'épaisseur du film résiduel, dans ce cas. Nous n'avons donc pas exploité quantitativement ces expériences pour étudier l'influence des paramètres physiques et des propriétés rhéologiques des fluides sur l'épaisseur du film résiduel.

Seuls les déplacements conduisant à la formation d'un doigt de diamètre définissable ont été retenus. Il s'agit des déplacements mettant en jeu les solutions de Carbopol. Toutefois, comme nous l'avons déjà évoqué, les déplacements de fluides viscoplastiques non thixotropes par des fluides très peu visqueux présentent quelques propriétés caractéristiques, en particulier la présence de rugosités à l'interface.

On remarque sur la Figure III.11 que les rugosités de l'interface sont d'autant plus marquées que le débit d'injection est faible. Le déplacement à vitesse élevée les fait disparaître partiellement ou totalement. Comme nous l'avons déjà évoqué au début de ce chapitre, ceci s'explique par la distribution du champ des contraintes et le dépassement uniquement local de la valeur de la contrainte seuil du fluide déplacé au niveau de l'interface et, d'autre part, par les désagréments locaux du gel de la solution de Carbopol par l'eau.

Lorsque ses rugosités sont très marquées, il est plus difficile d'évaluer le diamètre du doigt, car il est nécessaire de faire une moyenne des diamètres mesurés par les quatre transducteurs. Cette moyenne n'est donc pas toujours représentative des caractéristiques du doigt. Au-dessus d'une certaine valeur de vitesse d'injection, les rugosités sont suffisamment faibles, la détermination de l'épaisseur du doigt est alors facile et représentative.

Il faut noter que les déplacements mettant en jeu des solutions de Carbopol déplacées par d'autres solutions de Carbopol sous forme de gel ou non ne laissent pas apparaître de rugosités. L'interface est lisse, quelle que soit la vitesse d'injection du fluide. (Figure III.12).

L'explication est la suivante : les deux fluides déplacé et déplaçant sont de même nature chimique et la viscosité élevée du fluide déplaçant induit une distribution du champ de contraintes excédant uniformément la valeur de la contrainte seuil du fluide déplacé.

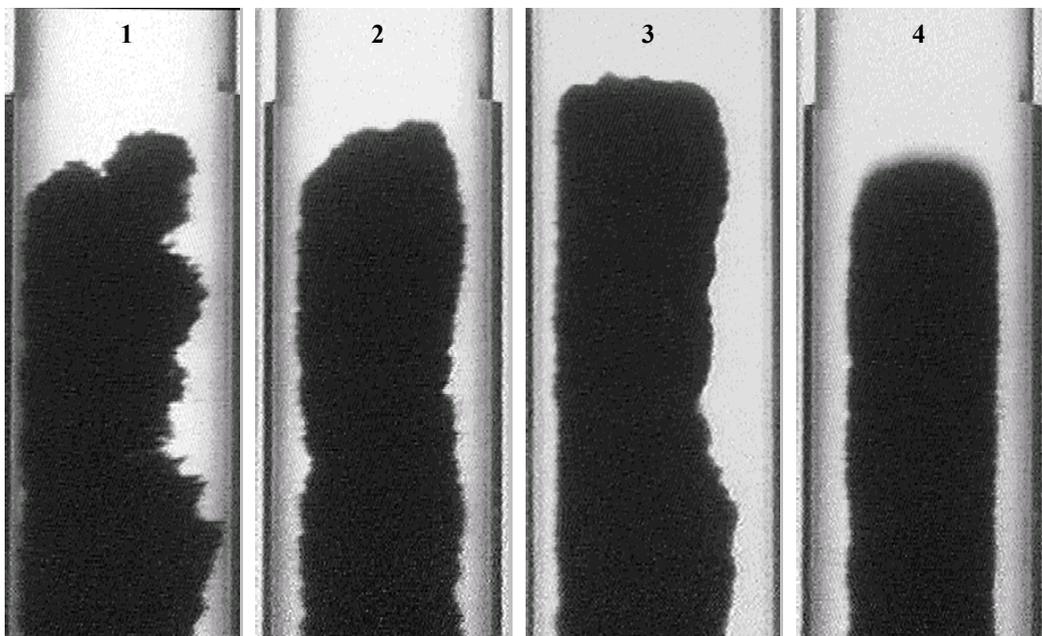


Figure III.11 : Déplacements de solutions de Carbopol présentant une contrainte seuil de 5Pa par une solution iso-densité d'eau glycérol. On augmente progressivement le débit d'injection de l'expérience 1 à 4. Vitesse d'injection : 1- 0.01 m/s, 2- 0.024 m/s, 3-0.037 m/s, 4-0.074 m/s. On observe les rugosités de l'interface très marquées pour les doigts 1, 2 et 3. . Le déplacement à vitesse élevée les fait disparaître partiellement ou totalement.

En conclusion, on peut dire que les propriétés rhéologiques des fluides déplacés et injectés ont une influence très importante sur les caractéristiques des déplacements en général et sur la forme des doigts de digitation visqueuse lorsqu'ils se forment. Des caractéristiques aussi diverses que des rugosités d'interface, des fracturations,

des formations de bouchons ou bien des doigts extrêmement lisses et aplatis ont été observées lors de nos déplacements expérimentaux.

Ainsi les déplacements de fluides newtoniens ont mis en évidence des doigts arrondis se déstabilisant ensuite d'autant plus rapidement que le fluide est peu visqueux. Un aplatissement significatif du doigt est observable lorsque les fluides déplacés présente un caractère rhéofluidifiant marqué. Pour tous ces déplacements, l'interface entre les fluides est lisse.

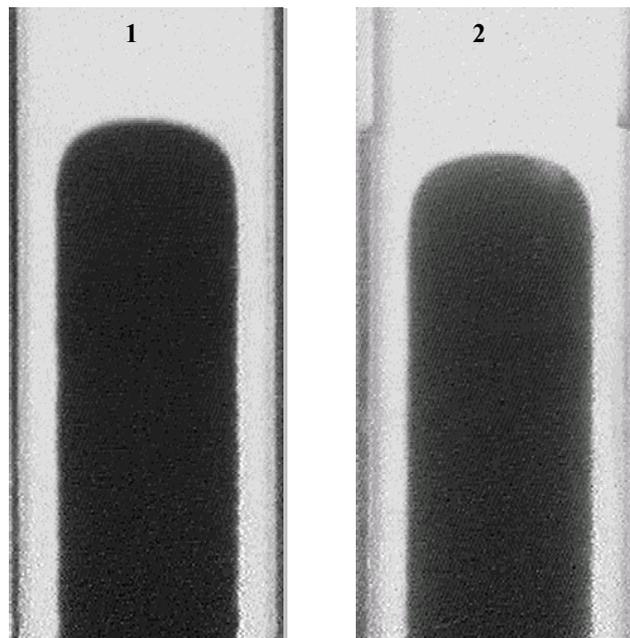


Figure III.12 : Déplacements de solutions de Carbopol présentant une contrainte seuil de 5Pa par une solution iso-densité de Carbopol sans seuil de contrainte (cas 1) et présentant une contrainte seuil de 1 Pa (cas 2). Vitesse d'injection : 1- 0.014 m/s, 2- 0.014 m/s. L'interface ne présente plus de rugosités, mais est très lisse au contraire. Il faut noter le front avant de déplacement et les bords du doigt extrêmement lisses lorsque le fluide déplaçant présente-lui aussi une contrainte seuil.

Les déplacements de fluides viscoplastiques ont présenté de nombreuses particularités. Lorsque ces fluides ne sont pas thixotropes, un doigt de digitation visqueuse se forme, dont l'aplatissement de l'extrémité avant est très marqué. Il faut noter la rugosité de l'interface lorsque ces fluides sont déplacés par des fluides de nature chimique différente et peu visqueux. L'augmentation de la vitesse d'injection conduit à une diminution de l'amplitude ces rugosités. Lorsque ces fluides sont thixotropes, les caractéristiques des déplacements sont très singulières. On observe

des fracturations du gel déplacé qui peuvent conduire à la formation d'un bouchon, qui est alors déplacé en bloc.

III.2 Epaisseur du film résiduel (limite haute vitesse)

L'objectif de cette partie est d'analyser quantitativement les épaisseurs du film résiduel, avant l'apparition des instabilités pour les différents déplacements expérimentaux que nous avons réalisés. Il s'agit de déterminer le diamètre initial du doigt de digitation visqueuse, lorsqu'il est totalement développé au cours de la première phase du déplacement. Ces déplacements de fluides miscibles ont été étudiés en tube vertical pour une large gamme de propriétés rhéologiques aux grands nombres de Péclet ($Pe \gg 10^3$). Dans cette limite, la vitesse d'écoulement est suffisamment importante pour que les deux fluides n'aient pas le temps de se mélanger de sorte qu'on peut définir une interface entre les fluides et donc un film résiduel.

Nous présentons dans cette partie les épaisseurs quantitatives des films résiduels dans la limite haute vitesse. En effet, on montrera dans la partie suivante que l'épaisseur du film résiduel varie avec la vitesse d'injection pour atteindre une valeur asymptotique dite épaisseur à haute vitesse. Nous avons vu que la valeur du diamètre du doigt dans le cas des déplacements de fluides viscoplastiques n'est représentative des caractéristiques du déplacement qu'à vitesse d'injection élevée. L'interface du doigt est alors lisse et le diamètre du doigt est constant le long du tube. Il est donc évident que la valeur asymptotique du diamètre du doigt à haute vitesse est la caractéristique la plus importante d'un déplacement.

Nous allons tout d'abord étudier les déplacements de fluides miscibles newtoniens en tubes. Après avoir analysé les travaux expérimentaux de Petitjeans et Maxworthy et les simulations numériques de Chen et Meiburg, nous présenterons nos résultats expérimentaux et les confronterons à ceux de ces autres auteurs. Cette analyse des déplacements de fluides newtoniens en tube nous permettra donc de tester notre dispositif expérimental par comparaison avec des résultats expérimentaux et théoriques disponibles.

Après validation de notre procédure de mesure, nous présenterons les résultats quantitatifs de nos expériences de déplacements de fluides miscibles non-newtoniens. L'objectif est de déterminer l'épaisseur du film résiduel de fluide déplacé en fonction des caractéristiques rhéologiques des deux fluides. Nous montrerons principalement les particularités des films résiduels que nous avons observés lorsque le fluide déplacé possède des caractéristiques rhéologiques non-newtoniennes. L'influence du

caractère rhéofluidifiant, d'une part, et la présence éventuelle d'un seuil de contrainte du fluide déplacé, d'autre part, seront analysés.

Rappelons avant toute présentation de nos résultats expérimentaux, les rhéologies des tous les différents fluides déplacés utilisés au cours des déplacements sur la Figure III.13.

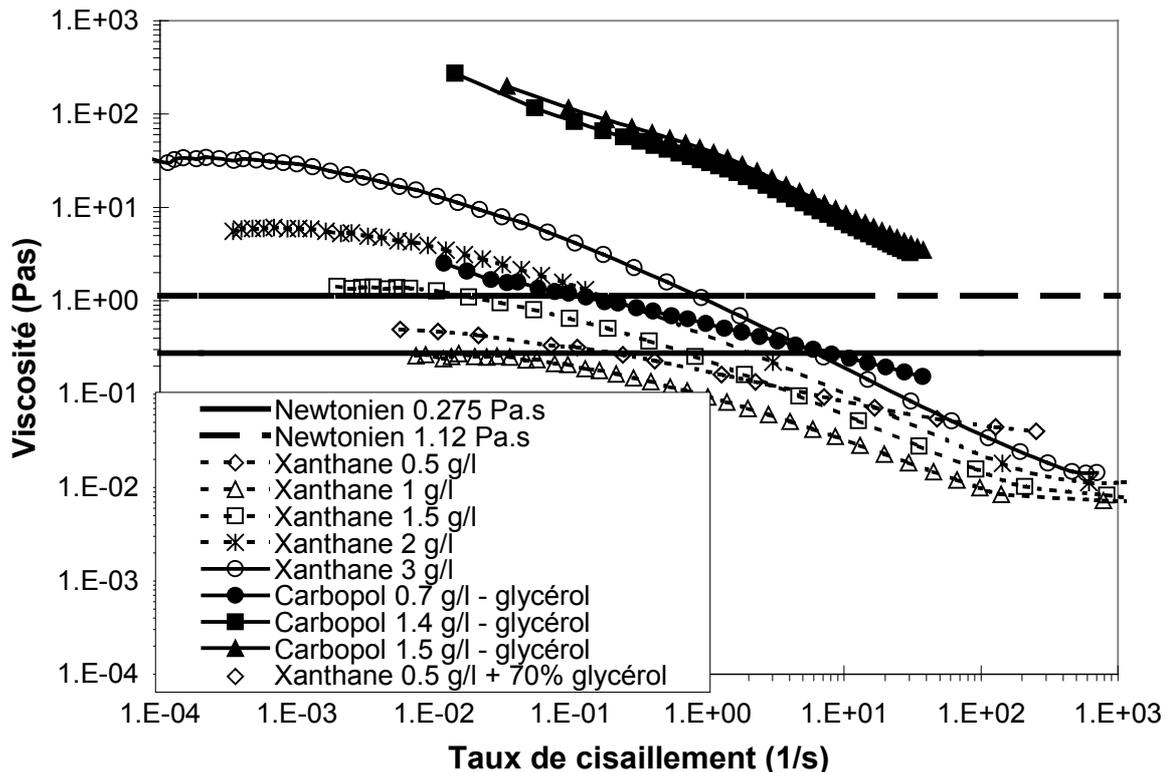


Figure III.13 : Rhéologie des différents fluides déplacés utilisés au cours de nos expériences. Viscosité en fonction du taux de cisaillement. Fluides newtoniens : $\eta = 0.0096$ Pas, $\eta = 0.275$ Pas et $\eta = 1.12$ Pas. Xanthane 0.5 g/l + 70% glycérol, 1 g/l, 1.5 g/l, 2 g/l et 3 g/l. Carbopol en solution aqueuse avec du glycérol : 0.7 g/l, 1.4 g/l et 1.5 g/l.

III.2.1 Déplacement de fluides miscibles newtoniens

III.2.1.1 Expériences de Petitjeans et Maxworthy, simulations de Chen et Meiburg

Nous allons tout d'abord présenter les travaux expérimentaux de Petitjeans et Maxworthy et les simulations numériques de Chen et Meiburg, avant de comparer leurs résultats avec ceux de nos propres expériences. Ces déplacements de fluides

miscibles iso-densité ont été réalisés en tube vertical à des nombres de Péclet élevés pour une large gamme de viscosités.

Chaque couple de fluides utilisé dans les expériences de déplacement est caractérisé par le rapport de viscosité entre le fluide déplacé 2 et le fluide injecté 1 noté M ou par le nombre d'Atwood At :

$$M = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

$$At = \frac{(\mu_2 - \mu_1)}{(\mu_2 + \mu_1)} = \frac{\left(\frac{\mu_2}{\mu_1} - 1\right)}{\left(\frac{\mu_2}{\mu_1} + 1\right)} = \frac{M - 1}{M + 1}$$

Chaque déplacement est caractérisé par le diamètre relatif λ du doigt de fluide injecté ou la quantité relative m de fluide déplacé restante. λ est le rapport du diamètre du doigt de fluide et du diamètre intérieur du tube, et m est une fraction de surface de la section du tube.

On relie aisément λ à m dans le cas d'un déplacement en tube :

$$M = 1 - \lambda^2$$

Rappelons, dans le cas des déplacements de fluides newtoniens à des nombres de Péclet élevés, la vitesse d'injection n'a aucune influence sur les caractéristiques des épaisseurs de doigt.

Les expériences en tubes de Petitjeans et Maxworthy en 1996, réalisés à grands nombres de Péclet, ont mis en évidence l'augmentation progressive de la quantité restante de fluide déplacé m avec le nombre d'Atwood (amincissement du doigt de fluide injecté, croissance du film résiduel en paroi).

Pour un rapport de viscosité proche de 1 ($At \rightarrow 0$), $m = 0.5$. En effet, les deux fluides ont à ce moment la même viscosité et la quantité de fluide déplacé restante est donc égale à la moitié de la quantité de fluide initiale. Le doigt a alors une épaisseur relative $\lambda = 70,7$ % du rayon du tube ; l'épaisseur du film résiduel est alors de 29,3 %.

Pour un rapport de viscosité très élevé ($At \rightarrow 1$), $m \rightarrow 0.61$. La fraction volumique restante de fluide déplacé, lorsqu'un fluide peu visqueux déplace un fluide très visqueux est de 61 %. Ceci correspond à un diamètre relatif du doigt $\lambda = 62.4$ % et à une épaisseur du film résiduel de 37.6 % du rayon du tube.

Pour des rapports de viscosité intermédiaires $1 \leq M \leq \infty$, ($0 \leq At \leq 1$), la quantité restante de fluide déplacé croît continûment entre ces deux valeurs limites.

La variation de m en fonction du nombre d'Atwood résultant des travaux expérimentaux de Petitjeans et Maxworthy est en parfait accord avec les simulations

de Chen et Meiburg en 1996 de déplacements de fluides newtoniens en tube, toujours à grand nombre de Péclet. Ces résultats sont présentés sur la Figure III.14.

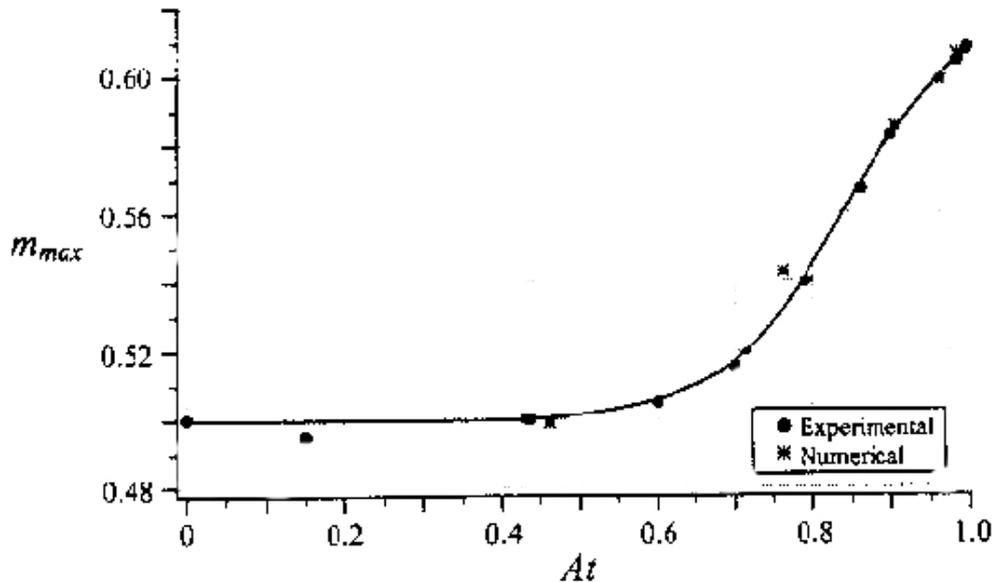


Figure III.14 : Déplacements de fluides newtoniens iso-densité en tube vertical. Dépendance de la quantité de fluide déplacé restant aux parois en fonction du nombre d'Atwood. Comparaison entre les résultats expérimentaux de Petitjeans et Maxworthy (1996) et les simulations de Chen et Meiburg (1996)

III.2.1.2 Présentation de nos expériences

Afin de valider notre dispositif et notre procédure expérimentaux, nous allons comparer nos mesures de déplacements de fluides miscibles newtoniens en tube avec celles de Petitjeans et Maxworthy, Chen et Meiburg que nous venons de présenter précédemment.

Une série d'expériences de déplacement en tube vertical, mettant en jeu des couples iso-densité de fluides newtoniens de différents rapports de viscosité a été réalisée. Seuls trois différents rapports de viscosité représentatifs ont été étudiés lors des déplacements, car il ne s'agissait que de tester notre dispositif en utilisant des valeurs de paramètres pour lesquels des résultats expérimentaux ou numériques étaient disponibles.

Les deux couples de fluides newtoniens iso-densité sont les suivants :

1. Solution de chlorure de calcium (CaCl_2) déplacée par une solution d'eau et de glycérol
- rapport de viscosité $M = 6 \Leftrightarrow At = 0.714$
2. Solution mixte de CaCl_2 et de sucre déplacée par une solution d'eau et de glycérol

- rapport de viscosité $M = 85 \quad \Leftrightarrow \quad At = 0.977$
- rapport de viscosité $M = 350 \quad \Leftrightarrow \quad At = 0.994$

La gamme de vitesse d'injection est de 0.0018 à 0.037 m/s, ce qui correspond à la gamme suivante de nombre de Péclet : 210^4 - 510^5 . Dans cette limite, la diffusion moléculaire est suffisamment faible pour que les deux fluides n'aient pas le temps de se mélanger. On peut alors définir précisément l'interface entre les fluides. Par ailleurs, il est nécessaire d'avoir un rapport de viscosité élevé pour qu'un doigt stationnaire se forme, avec une épaisseur constante le long du tube, au-delà d'une certaine distance de l'entrée de celui-ci. Cette distance correspond à la zone d'entrée où se développe le profil parabolique de vitesse de l'écoulement : celle-ci s'étend sur quelques diamètres du tube et augmente avec la valeur du nombre de Reynolds de l'écoulement. Au-delà de cette zone, les effets d'entrée n'ont plus d'influence sur l'épaisseur du doigt de digitation visqueuse, dans le cas d'un rapport de viscosité élevé.

Nos mesures acoustiques d'épaisseur de doigt sont réalisées en quatre points régulièrement espacés le long du tube. Le premier transducteur se situe au-delà de la zone d'entrée, dans tous les cas de déplacements. On sait qu'un doigt d'épaisseur constante s'est formé si les valeurs données par les quatre transducteurs acoustiques sont égales.

Aussi, nous n'avons pas effectué de déplacements de fluides newtoniens pour des rapports de viscosité inférieurs à $M = 6$. Dans ce cas, le doigt de digitation visqueuse n'est pas réellement stationnaire et le diamètre du doigt n'est pas constant le long du tube. Dans la suite de ce travail, nos expériences ne seront réalisées qu'avec des couples de fluides de rapports de viscosité élevés, qu'ils soient newtoniens ou non-newtoniens. La Figure III.15 présente les épaisseurs des films résiduels obtenus lors de nos expériences pour les trois couples de fluides newtoniens de rapport de viscosité respectif $M = 6$, $M = 85$ et $M = 350$ en fonction de la vitesse superficielle.

Cette dernière est la vitesse moyenne d'injection du fluide 1 : $U_{\text{superficielle}} = \frac{Q}{\pi R_T^2}$.

D'une part, on remarque tout d'abord que le débit d'injection n'a pas d'influence sur les caractéristiques du doigt de digitation visqueuse dans le cas de déplacements newtoniens à grands nombres de Péclet.

Vérifions maintenant la variation de l'épaisseur relative du film résiduel en fonction du rapport de viscosité est identique à celle décrite par Petitjeans (1996) et Chen et Meiburg (1996). Sur la Figure III.16, nous avons superposé nos points expérimentaux aux résultats de Petitjeans et Maxworthy et de Chen et Meiburg, que nous avons déjà présentés précédemment.

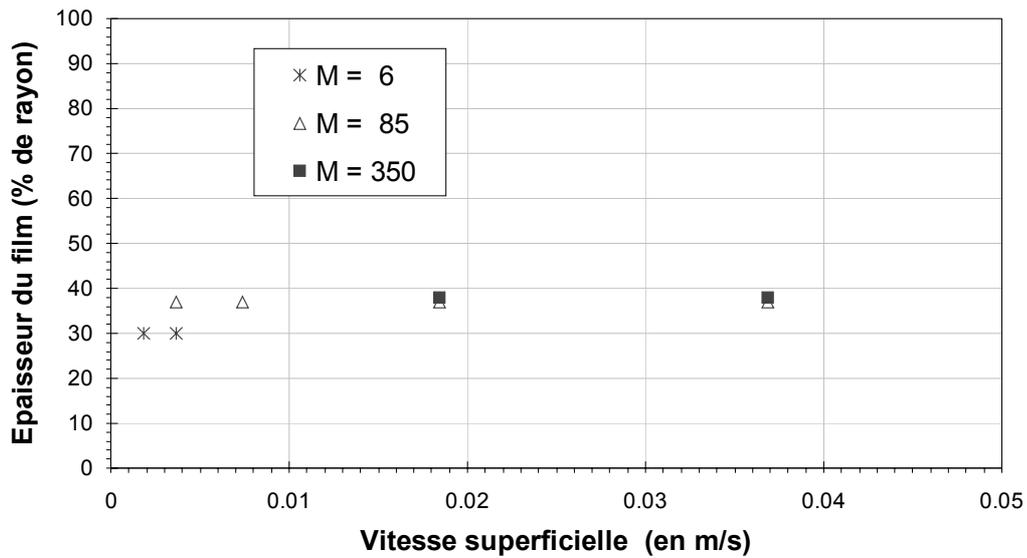


Figure III.15 : Déplacements iso-densité de fluides miscibles newtoniens en tube vertical à grands nombres de Péclet. Variation de l'épaisseur relative du film résiduel avec le rapport de viscosité des fluides et le débit d'injection. Le débit d'injection n'a pas d'influence dans le cas de déplacements newtoniens. L'épaisseur relative du film résiduel augmente de 30 % à 38 % du rayon du tube lorsque le rapport de viscosité s'accroît de $M = 6$ à $M = 350$.

L'épaisseur relative du film résiduel est en effet de 30 % ($m = 0.51$) pour un rapport de viscosité de $M = 6$ ($At = 0.71$). L'épaisseur est de 38 % ($m = 0.616$) pour un rapport de viscosité de $M = 350$ ($At = 0.994$). Cette épaisseur correspond à la valeur asymptotique de m pour un nombre d'Atwood tendant vers 1 des résultats de. On constate donc que les points de mesures que nous avons effectués sont en accord avec les résultats expérimentaux et théoriques disponibles dans la littérature.

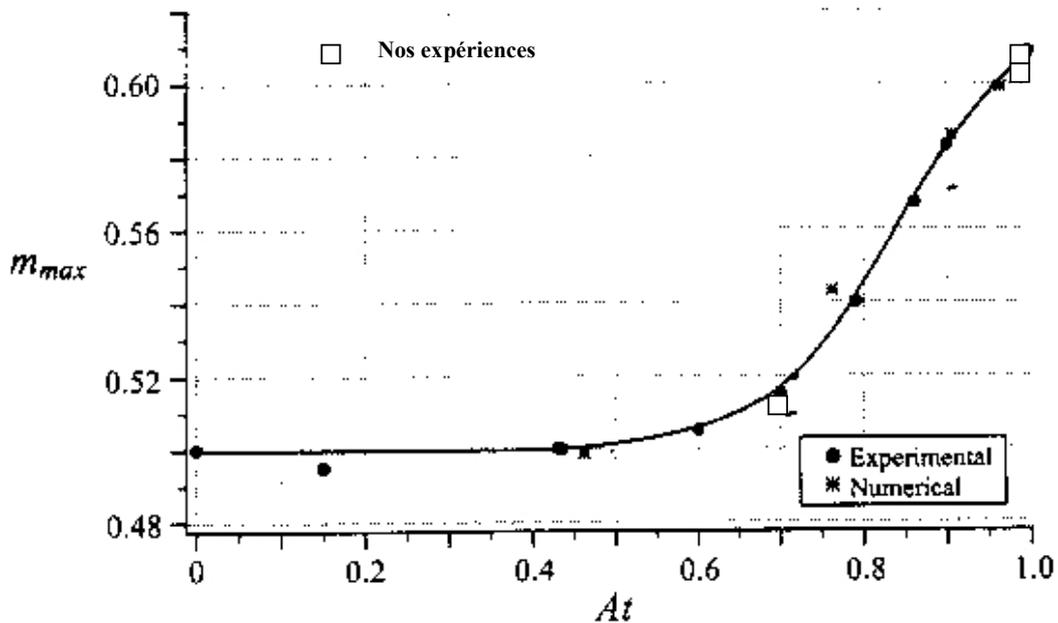


Figure III.16 : Déplacements de fluides newtoniens iso-densité en tube vertical. Dépendance de la quantité de fluide déplacé restant aux parois en fonction du nombre d'Atwood. Comparaison entre

les résultats expérimentaux de Petitjeans et Maxworthy (1996), les simulations de Chen et Meiburg (1996) et nos expériences. La ligne en trait plein représente un ajustement établi par ces auteurs. Nos expériences sont donc en bon accord avec les résultats des autres auteurs.

Une autre représentation possible des caractéristiques des déplacements de fluides newtoniens est la représentation de l'épaisseur relative du film résiduel (% du rayon du tube) en fonction du rapport de viscosité des deux fluides. La Figure III.17 montre une comparaison de nos résultats expérimentaux avec ceux de Petitjeans et Maxworthy et de Chen et Meiburg pour cette autre représentation.

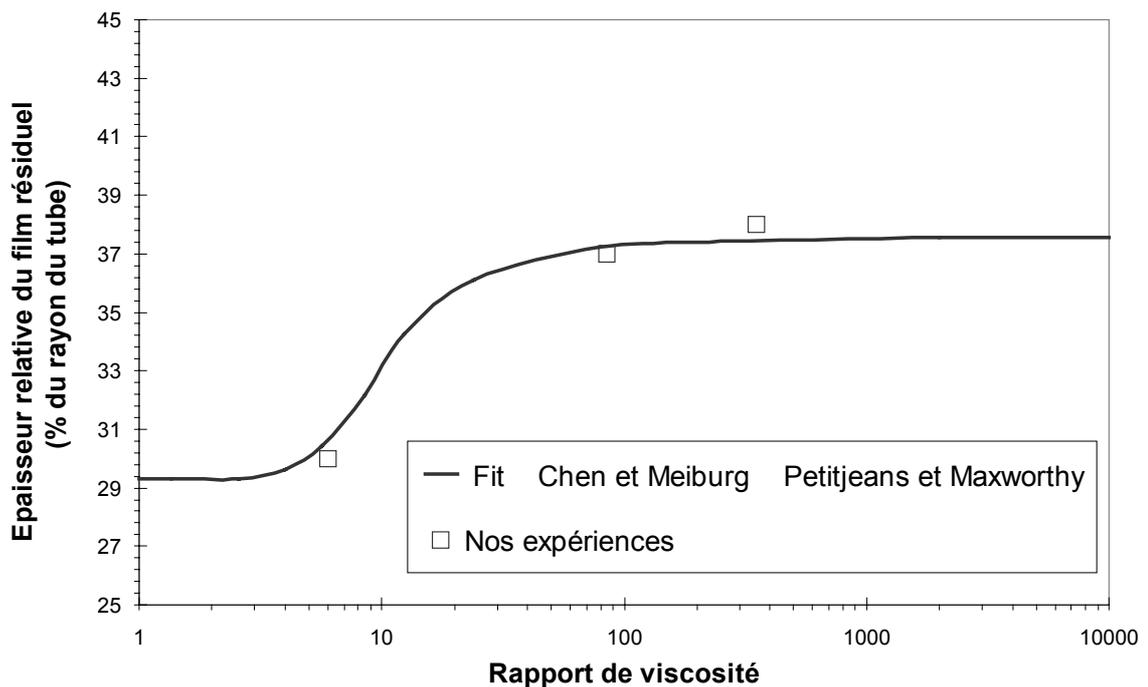


Figure III.17 : Déplacements de fluides newtoniens iso-densité en tube vertical. Dépendance de l'épaisseur du film résiduel en fonction du rapport de viscosité entre les fluides. Comparaison entre nos expériences et la courbe de variation établie par Petitjeans et Maxworthy (1996) et par Chen et Meiburg (1996) par ajustement avec leurs résultats expérimentaux et de leurs simulations.

Une augmentation du rapport de viscosité des fluides engendre une augmentation de l'épaisseur du film résiduel. Cette augmentation est d'autant plus faible que la valeur absolue du rapport de viscosité est élevée. Au-delà de la limite asymptotique, une augmentation de ce rapport ($M \sim 200$) n'a plus d'effet sur l'épaisseur du film résiduel. Le rapport de viscosité $M = 200$ correspond à une épaisseur du film résiduel de 37.4% du rayon du tube et la valeur asymptotique de cette épaisseur à rapport de viscosité infini est égale à 37.55% du rayon du tube.

La différence entre la valeur de l'épaisseur du film résiduel obtenue pour un rapport de viscosité égal à $M = 200$ et la valeur asymptotique est inférieure à 0.5 %. Il est donc justifié de dire que la valeur asymptotique à grand rapport de viscosité de l'épaisseur du film résiduel est atteinte avec une bonne approximation dès $M = 200$.

L'étude expérimentale des déplacements de fluides newtoniens en tube vertical était destinée à tester notre dispositif expérimental avec des résultats expérimentaux et théoriques disponibles dans la littérature. Cette phase de validation s'est révélée positive et nous allons donc maintenant présenter les résultats de nos expériences de déplacements de fluides miscibles non-newtoniens. L'objectif est de déterminer l'évolution de l'épaisseur du doigt du film résiduel en fonction des caractéristiques rhéologiques des deux fluides.

III.2.2 Déplacement de fluides miscibles rhéofluidifiants

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence du caractère rhéofluidifiant des fluides sur les propriétés des déplacements, par comparaison au cas newtonien. Nous analyserons les effets de la présence d'un seuil de contrainte séparément dans la partie suivante. Nous souhaitons en effet pouvoir dissocier les effets du caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé, d'une part, et de l'existence d'un seuil de contrainte, d'autre part. Pour cela, il nous est paru nécessaire d'étudier l'influence seule du caractère rhéofluidifiant du fluide tout d'abord.

Nous nous plaçons, comme pour le cas newtonien, dans la limite haute vitesse et déterminons l'épaisseur du film résiduel dans cette limite.

Dans cette partie, nous focalisons notre étude sur l'influence du caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé sur l'épaisseur du film résiduel. Nous n'envisageons pas l'effet de la rhéologie non-newtonienne du fluide injecté. Aussi, toutes les expériences décrites dans cette partie correspondent à des déplacements de fluides rhéofluidifiants (sans seuil d'écoulement) par des solutions aqueuses newtoniennes.

III.2.2.1 Résultats des expériences

Les fluides à caractère rhéofluidifiant utilisés au cours de ces expériences sont des solutions aqueuses de Xanthane et des solutions de Carbopol qui ne présente pas de seuil de contrainte.

Les 6 couples de fluides iso-densité utilisés pour ces expériences sont les suivants :

1. Solution de Xanthane (0.5 g/l) déplacée par une solution d'eau et de glycérol
2. Solution de Xanthane (1 g/l) déplacée par une solution d'eau et de glycérol
3. Solution de Xanthane (1.5 g/l) déplacée par une solution d'eau et de glycérol
4. Solution de Xanthane (2 g/l) déplacée par une solution d'eau et de glycérol

5. Solution de Xanthane (3 g/l) déplacée par une solution d'eau et de glycérol
6. Solution de Carbopol (0.7 g/l) sans contrainte seuil déplacée par une solution d'eau et de sucre

La viscosité de la solution d'eau et de glycérol, agissant en tant que fluide déplaçant pour les solutions de Xanthane, est de $1.07 \cdot 10^{-3}$ Pas. Celle de la solution d'eau et de sucre, en tant que fluide déplaçant pour la solution de Carbopol est de $1.8 \cdot 10^{-3}$ Pas.

Les propriétés rhéologiques de ces solutions ont été présentées dans le chapitre précédent. La loi rhéologique de Cross modélise de manière satisfaisante le comportement rhéologique du Xanthane et la rhéologie des solutions de Carbopol sans contrainte seuil est correctement décrite par une loi de puissance. La gamme de vitesse d'injection est de 0.0018 à 0.037 m/s, ce qui correspond à la gamme suivante de nombre de Péclet : 210^4 - 510^5 . Cette gamme est identique à celle utilisée pour les déplacements de fluides newtoniens.

Comme il a été dit au début de ce chapitre, nous avons observé qualitativement des différences de forme de doigt en fonction des propriétés rhéologiques. Nous allons voir maintenant que l'utilisation de fluides déplacés aux caractéristiques rhéofluidifiantes entraîne une nette variation de l'épaisseur des films de fluide résiduel.

III.2.2.1.1 Solutions de Xanthane : fluides de Cross

Analysons tout d'abord les premières caractéristiques des déplacements des solutions de Xanthane. Il s'agit de caractériser ces déplacements en fonction des paramètres rhéologiques des fluides.

L'analyse de l'influence de l'indice rhéofluidifiant p du fluide déplacé est immédiate. Mais comment définir le rapport de viscosité entre les deux fluides ? Il est possible de déterminer un nombre sans dimension caractérisant le couple de fluides de façon analogue au cas newtonien. Ainsi le rapport N entre la viscosité à bas taux de cisaillement des solutions de Xanthane (premier plateau newtonien) et la viscosité du fluide déplaçant permet de caractériser le déplacement des solutions de Xanthane.

Les variations de l'épaisseur du film résiduel du déplacement des solutions de Xanthane à haute vitesse en fonction du rapport de viscosité N et de l'indice rhéofluidifiant n sont présentées sur respectivement sur la Figure III.18 et. On observe une diminution sensible de l'épaisseur du film résiduel avec la concentration de la solution de Xanthane (et donc avec N et p). Celle-ci est égale à % du rayon du tube pour le déplacement de la solution de Xanthane la moins concentrée et n'est plus que de 29 % du rayon du tube pour le déplacement de la solution de Xanthane la plus concentrée.

Quelles sont les influences respectives du rapport de viscosité N et du caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé sur l'épaisseur du film résiduel ? Il est évident que la diminution de l'épaisseur du film résiduel n'est pas due à l'augmentation du rapport de viscosité N . Cette conclusion serait paradoxale. En effet, il est plus difficile de déplacer un fluide très visqueux, ce qui conduit naturellement à laisser un film plus important en paroi lorsqu'on augmente le rapport de viscosité entre les fluides déplacé et déplaçant. L'augmentation du rapport de viscosité N tendrait donc à augmenter l'épaisseur du film résiduel.

Le caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé est donc responsable de l'amincissement significatif du film résiduel en paroi. Alors qu'une augmentation de la concentration des solutions de Xanthane devrait conduire à une croissance du film résiduel en paroi (N augmente), on observe une nette diminution de cette épaisseur. Comme nous venons de le voir précédemment, les déplacements de fluides newtoniens à rapport de viscosité élevé laissent un film résiduel de fluide déplacé d'épaisseur relative égale à 38% du rayon du tube à haute vitesse. Cette valeur est supérieure à toutes celles que nous venons d'observer pour les déplacements de solutions de Xanthane (qui correspondent pourtant à des rapports de viscosité N très élevés) et diminue progressivement avec la concentration de la solution en Xanthane.

Ainsi, le déplacement d'une solution de Xanthane très concentrée d'indice rhéofluidifiant p égal à 0.68 permet de réduire l'épaisseur du film résiduel de près de 24 %.

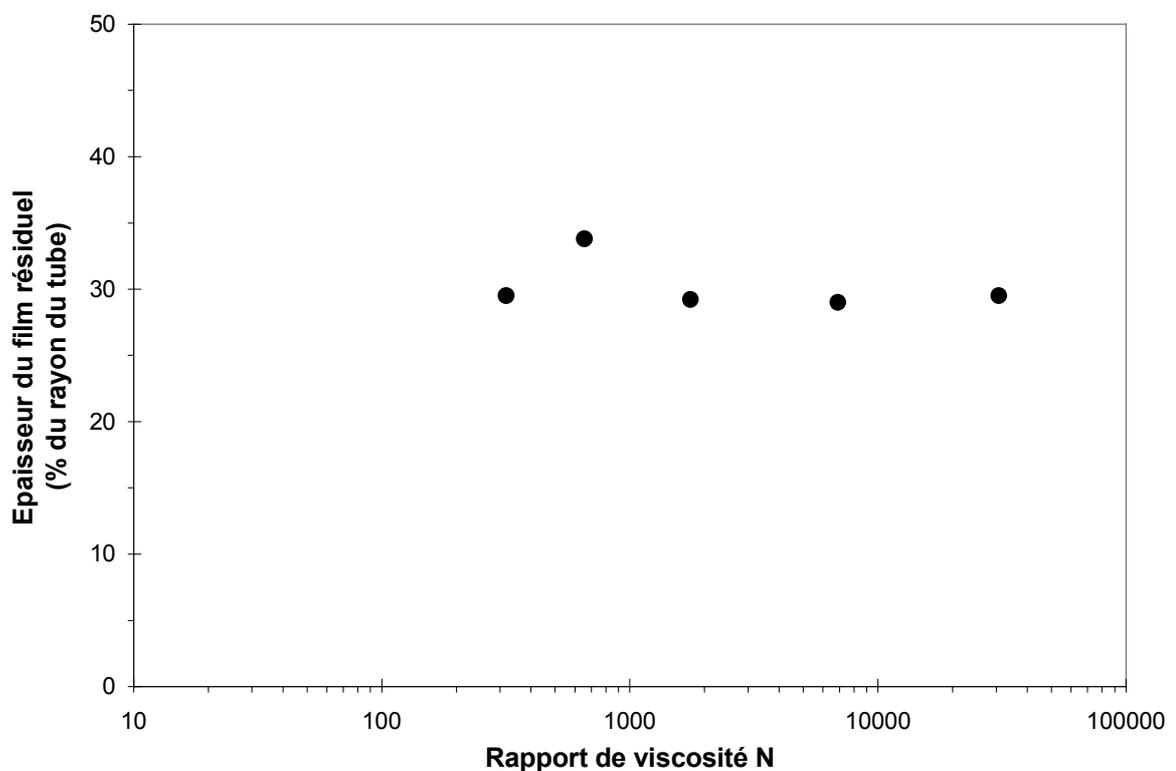


Figure III.18 : Déplacement des solutions de Xanthane par une solution aqueuse iso-densité de faible viscosité. Epaisseurs des films résiduels en fonction du rapport de viscosité N défini comme le

rapport entre la viscosité à bas taux de cisaillement des solutions de Xanthane (premier plateau newtonien) et la viscosité du fluide déplaçant. On n'observe quasiment pas de dépendance de l'épaisseur du film résiduel en fonction de N , sauf pour le déplacement de la solution de Xanthane 0.5 g/l + 70% glycérol. Il est donc intéressant de noter que l'influence du rapport de viscosité n'est pas le seul paramètre à influencer l'épaisseur du film résiduel.

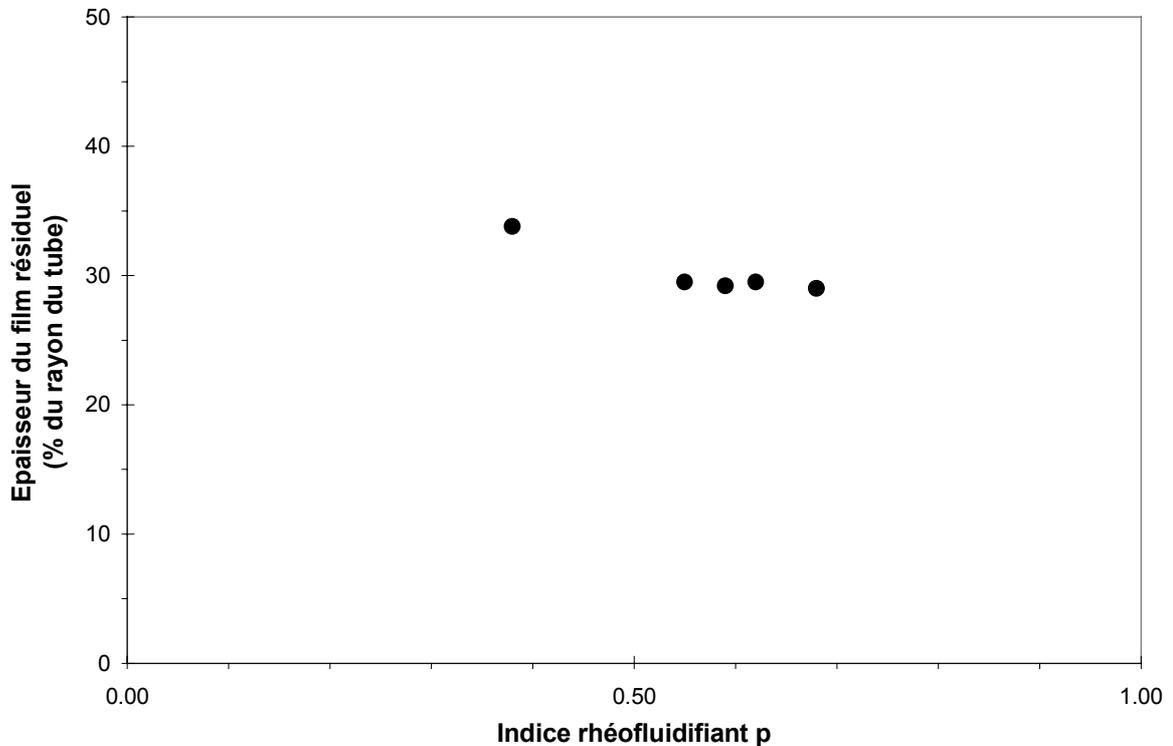


Figure III.19: Déplacement des solutions de Xanthane par une solution aqueuse iso-densité de faible viscosité. Épaisseurs des films résiduels en fonction du rapport de viscosité N défini comme le rapport entre la viscosité à bas taux de cisaillement des solutions de Xanthane (premier plateau newtonien) et la viscosité du fluide déplaçant. On n'observe quasiment pas de dépendance de l'épaisseur du film résiduel en fonction de N , pour les solutions de Xanthane concentrées, très rhéofluidifiantes. Cette épaisseur est égale à 29 % environ du rayon du tube. Le déplacement de la solution de Xanthane 0.5 g/l, moins rhéofluidifiante, laisse apparaître une épaisseur de film plus élevée, qui se rapproche de l'épaisseur obtenue dans le cas des déplacements de fluides newtoniens.

Comment peut-on analyser la très faible variation de l'épaisseur du film résiduel pour les déplacements des solutions de Xanthane 1 g/l, 1.5 g/l, 2 g/l et 3 g/l ? Une première explication possible est la suivante : la forte croissance du rapport de viscosité N en concentrant la solution tend à augmenter l'épaisseur du film résiduel, alors que le caractère rhéofluidifiant de plus en plus marqué des solutions tend à diminuer ce film. Les influences respectives contraires des paramètres rhéologiques de ces solutions peuvent conduire dans ce cas à une très faible variation de l'épaisseur du film. La deuxième explication possible, et certainement la plus probable, est que nous avons atteint la limite asymptotique de l'amincissement du film résiduel, car le rapport de viscosité entre les fluides est très élevé, et qu'une

augmentation de l'indice rhéofluidifiant p ne peut plus réduire cette épaisseur. Cette valeur asymptotique d'épaisseur du film résiduel serait donc imputable au rapport de viscosité N très élevé.

On note l'épaisseur du film résiduel de près de 34 % du rayon du tube, lorsque la solution de Xanthane déplacée (0.5 g/l + 70% glycérol) est faiblement rhéofluidifiante, bien que relativement peu visqueuse, en comparaison aux autres solutions. L'influence de la valeur de l'indice rhéofluidifiant p sur l'épaisseur du film résiduel est donc très importante.

Il serait donc naturellement très utile d'être en mesure d'analyser précisément l'influence respective des différents paramètres rhéologiques caractérisant les fluides. Quel amincissement du film résiduel peut-on espérer en déplaçant un fluide dont le caractère rhéofluidifiant est extrêmement marqué ? Quel est l'influence du rapport de viscosité N ? Cette analyse, nous l'avons réalisée, grâce aux simulations de déplacement de fluides à caractère rhéofluidifiant du code Fidap, que nous présenterons dans le dernier chapitre. Nous avons ainsi mis en évidence l'influence respective de chacun des paramètres rhéologiques sur l'épaisseur du film résiduel.

III.2.2.1.2 Solutions de Xanthane et solutions de Carbopol ne présentant pas de contrainte seuil : fluides en loi rhéologique de puissance

Dans ce paragraphe, nous allons comparer les épaisseurs de films résiduels pour deux types de solutions rhéofluidifiantes sans seuil (solutions de Carbopol et solutions de Xanthane). Pour avoir une comparaison significative, nous allons chercher à caractériser, au moins de manière approximative, leur rhéologie par une loi commune utilisant un même jeu de paramètres.

Nous avons vu précédemment que nos solutions de Carbopol sont correctement décrites par la loi rhéologique d'Herschel-Bulkley. Or celles que nous considérons dans ce chapitre ne présentent pas de contrainte seuil.

La loi d'Herschel-Bulkley se résume donc à une loi rhéologique de puissance décrivant la contrainte en fonction du taux de cisaillement $\tau = K * \left(\dot{\gamma} \right)^n$.

Nous ne nous intéressons donc qu'aux propriétés rhéofluidifiantes des solutions de Xanthane et négligeons les deux plateaux newtoniens de la courbe représentant la viscosité en fonction du taux de cisaillement. Nous avons essayé d'ajuster les valeurs expérimentales de la zone centrale de cette courbe par une loi de puissance sur une gamme de taux de cisaillement aussi large que possible. Les ajustements sont représentés sur la Figure III.20.

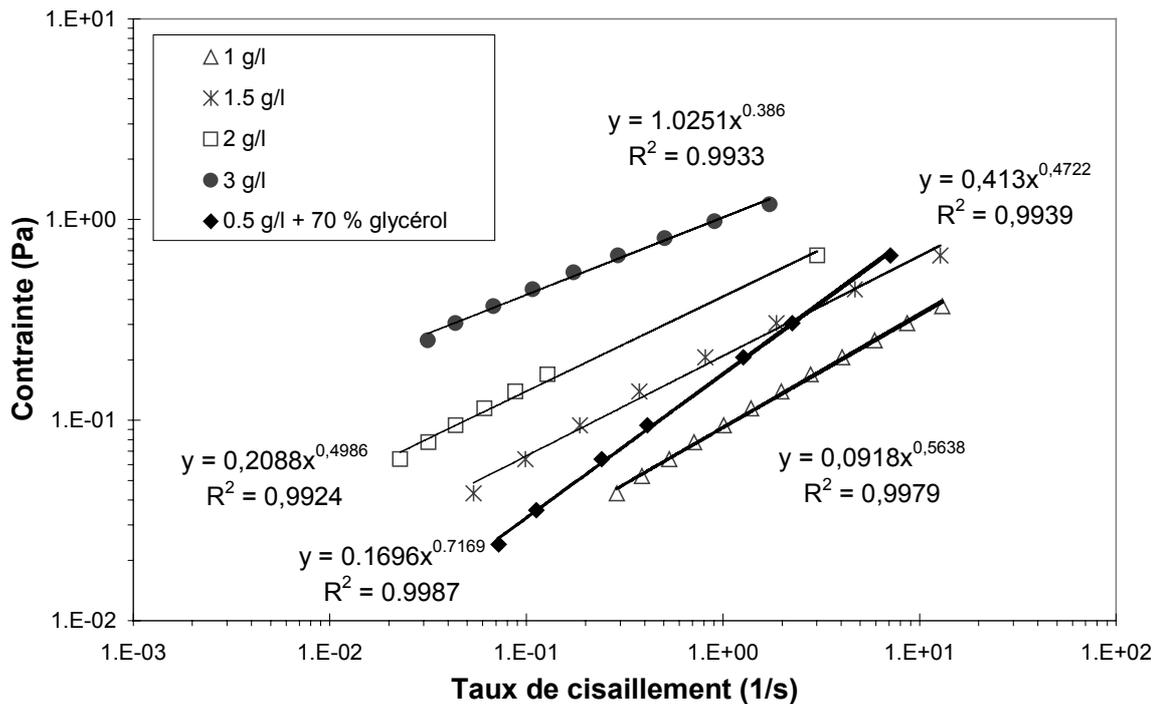


Figure III.20 : Courbes rhéologiques représentant la contrainte en fonction du taux de cisaillement (en représentation (log – log) des solutions de Xanthane. Les points de mesures sont représentés par les symboles. Les ajustements respectifs établis pour chaque solution sont représentés en trait plein.

En analysant les ajustements en loi de puissance des points expérimentaux de la Figure III.20, on peut conclure que cette rhéologique est une approximation raisonnable de la relation taux de cisaillement – contrainte. On obtient les caractéristiques suivantes pour les différentes solutions selon la loi rhéologique de puissance :

Xanthane 0.5 g/l + 70% glycérol	:	$\tau = 0.17\dot{\gamma}^{0.72}$
Xanthane 1 g/l	:	$\tau = 0.092\dot{\gamma}^{0.56}$
Xanthane 1.5 g/l	:	$\tau = 0.2\dot{\gamma}^{0.50}$
Xanthane 2 g/l	:	$\tau = 0.41\dot{\gamma}^{0.47}$
Xanthane 3 g/l	:	$\tau = 1.02\dot{\gamma}^{0.39}$

La gamme de taux de cisaillement nécessaire à l'établissement des coefficients de la loi de puissance, dépend pour la limite supérieure de la gamme atteinte pour les vitesses d'injection que nous avons utilisées expérimentalement. La vitesse d'injection de nos expériences n'excédant pas 0.03 m/s pour les déplacements des solutions de Xanthane, le taux de cisaillement maximal atteint est de 10 s^{-1} . Cette valeur a été calculée par une simple analyse axiale du profil de vitesse d'écoulement d'un fluide à caractère rhéofluidifiant, que nous avons développée dans le chapitre suivant. Elle correspond à la valeur maximale du taux de cisaillement atteinte lors de

cet écoulement du fluide, pour une vitesse d'injection donnée. La valeur minimale de la gamme de taux de cisaillement correspond à la fin du «palier newtonien» pour chaque fluide. Elle est donc propre à chaque solution de Xanthane et tend à diminuer avec la concentration en Xanthane.

Rappelons que la viscosité de la solution newtonienne, agissant en tant que fluide déplaçant pour les solutions de Xanthane, est de 0.00107 Pas.

Les caractéristiques, selon la loi rhéologique de puissance, obtenues pour la solution déplacée de Carbopol ne présentant pas de contrainte seuil, sont les suivantes :

$$\text{Carbopol 0.7 g/l / glycérol} \quad \tau = 0.56(\dot{\gamma})^{0.65}.$$

Rappelons que la viscosité de la solution newtonienne, agissant en tant que fluide déplaçant pour cette solution de Carbopol, est de 0.0018 Pas.

III.2.2.1.3 Variation de l'épaisseur du film de fluide résiduel avec les paramètres de la loi de puissance approchée.

On conduit le même raisonnement que pour les solutions de Xanthane seules selon la loi de Cross. Dans le présent raisonnement, on ne modifie que la définition des paramètres rhéologiques caractéristiques. Il s'agit désormais du paramètre K du fluide déplacé et de la viscosité de la solution newtonienne déplaçante, et d'autre part, de l'indice rhéofluidifiant n de la loi rhéologique de puissance.

Il faut noter que la variation de l'indice n de la loi rhéologique de puissance avec la concentration des solutions de Xanthane est inversement proportionnelle à celle de l'indice p de la loi rhéologique de Cross. L'influence respective du rapport de viscosité M et de l'indice rhéofluidifiant n sont présentés sur la Figure III.21 et la Figure III.22.

L'augmentation du rapport de viscosité M ne peut conduire à l'amincissement du film résiduel, pour les mêmes raisons que nous avons développées dans la partie précédente. La diminution de l'indice rhéofluidifiant n est donc liée à la réduction de l'épaisseur du film résiduel.

Le résultat expérimental correspondant au déplacement de la solution de Carbopol semble confirmer l'influence de l'indice rhéofluidifiant n, car il est en parfait accord avec les données relatives aux solutions de Xanthane.

Par ailleurs, l'analyse comparée et l'accord entre les résultats expérimentaux de Xanthane et de Carbopol permet de conclure à l'influence négligeable des «paliers newtoniens» de la courbe rhéologique expérimentale des solutions de Xanthane. En effet, en approximant la rhéologie des solutions de Xanthane par une loi de puissance, nous avons obtenu des résultats en parfait accord avec ceux des solutions

de Carbopol, dont la rhéologie est parfaitement modélisée par une loi de puissance. Le caractère rhéofluidifiant des solutions de Xanthane semble être le paramètre physique déterminant les caractéristiques du déplacement et l'influence des «paliers rhéologiques newtoniens» apparaît négligeable.

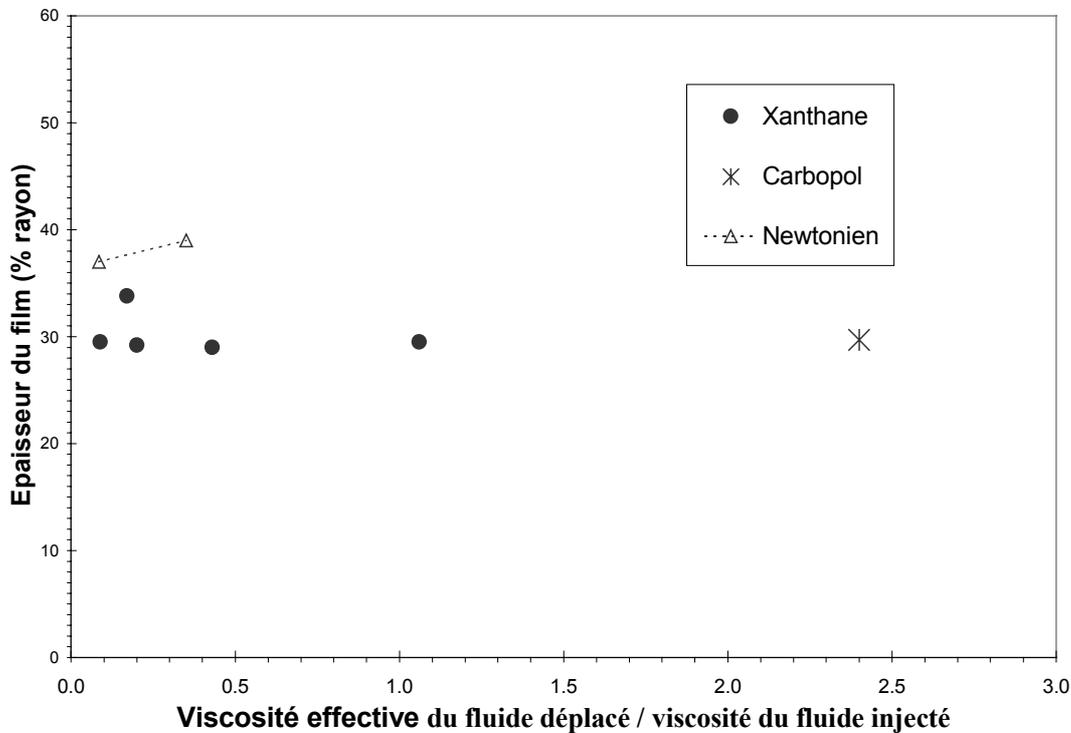


Figure III.21 : Epaisseur relative du film résiduel en fonction de la viscosité effective m du fluide déplacé. Les viscosités des fluides injectés sont sensiblement identiques et n'ont pas d'influence sur les résultats présentés sur cette figure. On remarque la diminution significative (de près de 40% à moins de 30 %) de l'épaisseur du film résiduel lorsque le fluide déplacé a un caractère rhéofluidifiant marqué. On remarque une épaisseur du film résiduel plus importante pour le déplacement d'une solution de Xanthane donnée (0.5 g/l + 70 % glycérol). Cette observation semble montrer que le rapport de viscosité entre les fluides n'est pas le seul responsable de la sélection de l'épaisseur du film résiduel. Nous allons donc analyser l'influence de l'indice rhéofluidifiant.

Nous nous sommes focalisés, dans cette partie, sur les propriétés des déplacements de fluides à caractère rhéofluidifiant dans la limite des vitesses d'injection élevées. L'influence de ce paramètre physique est étudiée dans la dernière partie de ce chapitre.

L'étude des déplacements des solutions de Xanthane et de Carbopol ne présentant pas de contrainte seuil a permis de mettre en évidence l'influence significative du caractère rhéofluidifiant des fluides déplacés sur l'épaisseur du film résiduel en paroi. Il est intéressant désormais d'analyser l'influence éventuelle de la présence du contrainte seuil sur les caractéristiques de ces mêmes déplacements. Aussi, nous allons étudier dans la partie suivante les propriétés des déplacements de fluides

viscoplastiques, en l'occurrence le déplacement de solutions de Carbopol présentant une contrainte seuil.

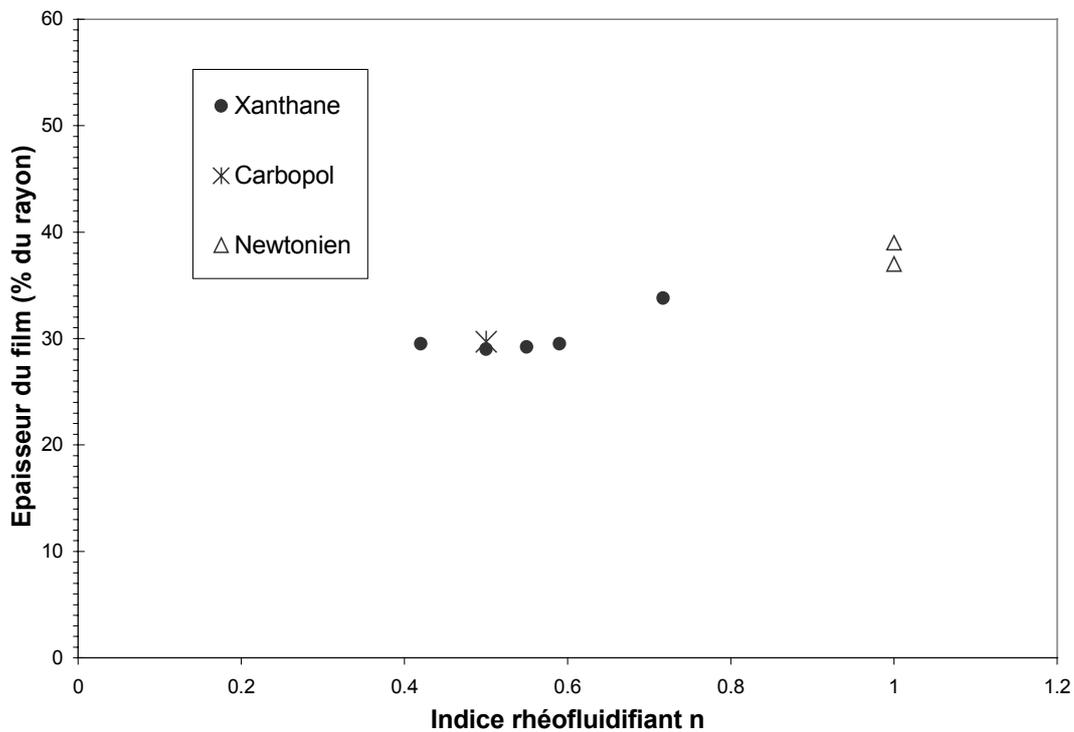


Figure III.22 : Épaisseur relative du film résiduel en fonction de l'indice rhéofluidifiant n du fluide déplacé. Les viscosités des fluides injectés sont respectivement pour les déplacements des solutions newtoniennes, de Xanthane et de Carbopol. On remarque la diminution significative (de près de 40% à moins de 30 %) de l'épaisseur du film résiduel lorsque le fluide déplacé a un caractère rhéofluidifiant marqué ($n = 0.5$) et la variation continue de l'épaisseur du film résiduel par rapport à l'indice rhéofluidifiant n pour tendre vers la valeur de cette épaisseur dans le cas newtonien.

III.2.3 Déplacements de fluides miscibles viscoplastiques

III.2.3.1 Solutions de Carbopol : fluides d'Herschel-Bulkley présentant une contrainte seuil

Rappelons tout d'abord que les fluides dits d'Herschel-Bulkley sont des fluides présentant une contrainte seuil et correctement décrits par une loi rhéologique de puissance au-delà de cette valeur critique du seuil. Afin d'étudier l'influence des divers paramètres rhéologiques caractérisant un fluide rhéofluidifiant sur le déplacement, nous avons réalisé une deuxième série d'expériences avec des solutions de Carbopol. Différentes solutions de Carbopol ont été déplacées par des solutions iso-densité d'eau et de sucre.

Les paramètres rhéologiques de ces différentes solutions de Carbopol sont les suivantes :

Carbopol 0.7 g/l / gly

$$\tau = 0.56(\dot{\gamma})^{0.65}$$

Carbopol 1.4 g/l / gly

$$\tau = 2.5 + 25.8(\dot{\gamma})^{0.47}$$

Carbopol 1.5 g/l / gly

$$\tau = 5 + 32.1(\dot{\gamma})^{0.46}$$

L'augmentation de la concentration en Carbopol des solutions augmente sensiblement la valeur de la contrainte seuil de celles-ci.

III.2.3.2 Résultats des expériences

III.2.3.2.1 Influence du seuil de contrainte du fluide déplacé

Nous désirons étudier, dans cette partie, l'influence de la présence d'une contrainte seuil non nulle du fluide déplacé sur la variation de l'épaisseur du film résiduel. A cette fin, nous avons réalisé des déplacements de différentes solutions de Carbopol présentant une contrainte seuil, par comparaison aux caractéristiques du déplacement de la solution de Carbopol 0.7 g/l, sans contrainte seuil. Les résultats expérimentaux de ces différents déplacements sont présentés sur la Figure III.23.

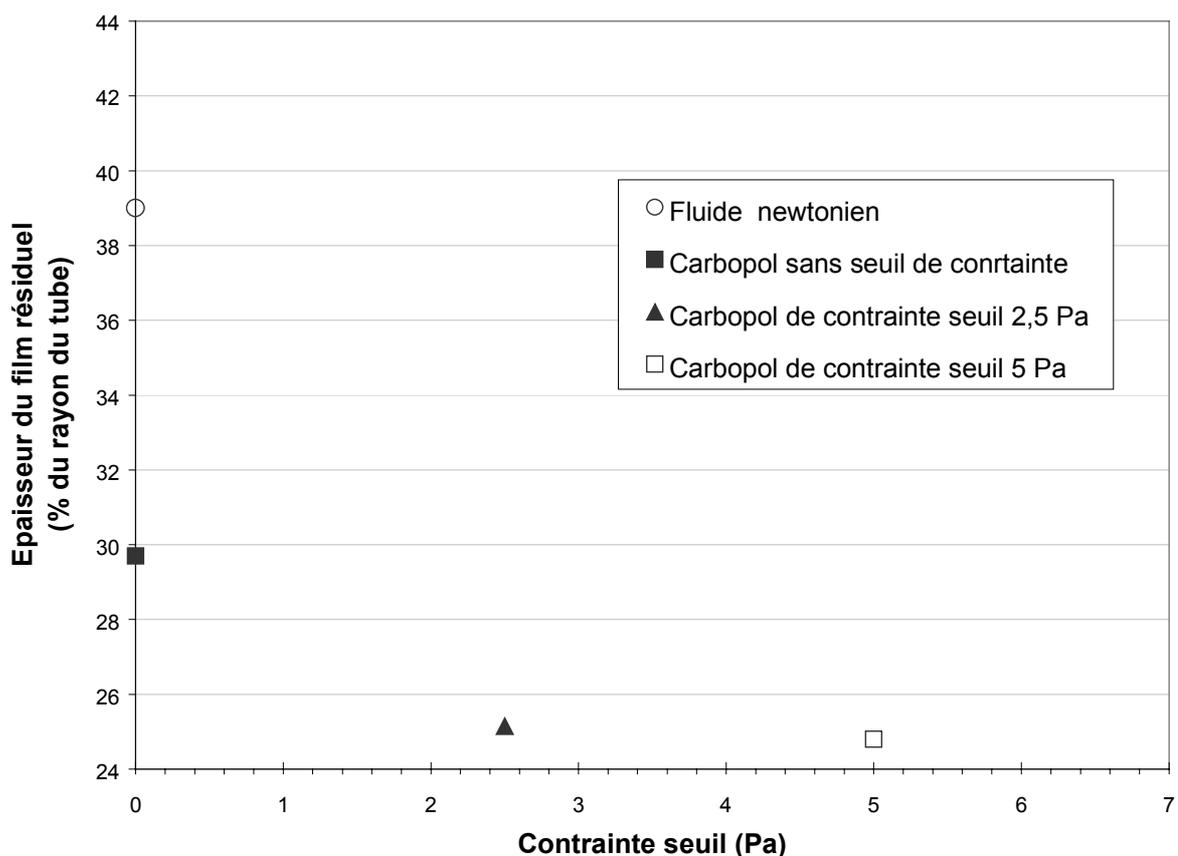


Figure III.23 : Influence de la valeur de la contrainte seuil sur l'épaisseur du film résiduel. Déplacement de deux gels de Carbopol à caractère rhéofluidifiant de seuils de contrainte respectifs de 2.5 et 5 Pa par un fluide newtonien iso-densité. Comparaison avec le déplacement d'un fluide

newtonien et d'un fluide à caractère rhéofluidifiant ne présentant pas de contrainte seuil. On observe une faible diminution de l'épaisseur du film résiduel liée à la présence de la contrainte seuil.

On observe une diminution de l'épaisseur du film résiduel, lorsque le fluide déplacé, à caractère rhéofluidifiant, présente une contrainte seuil. Cette épaisseur est égale à 29.7 % du rayon du tube pour le déplacement de la solution de Carbopol sans seuil de contrainte. Elle n'est plus que de 24.8 % du rayon du tube pour le déplacement de la solution de Carbopol de contrainte seuil égale à 5 Pa.

Nous avons également noté un très faible amincissement du film résiduel lorsqu'on augmente progressivement la valeur de la contrainte seuil du fluide déplacé. Il faut toutefois rester prudent sur cette affirmation, car l'amincissement est de l'ordre de grandeur de la précision expérimentale.

Ces deux observations sont relativement surprenantes. Le déplacement d'un fluide présentant une contrainte seuil élevée apparaît intuitivement plus « difficile » que celui d'un fluide sans seuil de contrainte. On attend donc une épaisseur plus importante du film résiduel.

Mais peut-on affirmer, d'après ces résultats, que la présence d'un seuil de contrainte est responsable de la diminution de l'épaisseur du film résiduel? Il ne faut pas oublier que les trois caractéristiques rhéologiques d'une solution de Carbopol sont le seuil de contrainte, la viscosité plastique K et l'indice rhéofluidifiant n . Or cet indice, n , diminue sensiblement de 0.65 pour la solution de Carbopol 0.7 g/l, sans contrainte seuil à 0.46-0.47 pour les deux solutions de Carbopol 1.4 g/l et 1.5 g/l, présentant un seuil de contrainte. Cette diminution conduit a priori à un amincissement du film résiduel, comme nous l'avons démontré précédemment. Ces expériences ne nous permettent donc pas de découpler l'influence de l'indice rhéofluidifiant de celle du seuil de contrainte.

Nous avons déjà mis en évidence le fait qu'il existe très peu de fluides viscoplastiques non thixotropes, susceptible d'être utilisés lors des déplacements de digitation visqueuse. N'ayant pu étendre expérimentalement la gamme de variation des propriétés rhéologiques des fluides viscoplastiques, afin d'être en mesure de découpler les effets respectifs de chacun d'eux sur la variation de l'épaisseur du film résiduel, nous avons donc développé cette étude grâce au modèle théorique de recirculation et au code numérique Fidap.

Nous présenterons ainsi dans le quatrième et le sixième chapitre une analyse détaillée de l'influence de chacun des paramètres rhéologiques de la loi d'Herschel-Bulkley sur les caractéristiques du déplacement.

Nous nous sommes focalisés, dans cette partie, sur les propriétés des déplacements de fluides viscoplastiques dans la limite des vitesses d'injection

élevées. Nous étudierons l'influence de ce paramètre physique dans la dernière partie de ce chapitre.

III.2.3.2.2 Influence des propriétés rhéologiques du fluide injecté

Il est intéressant d'analyser l'influence des propriétés rhéologiques non-newtoniennes éventuelles du fluide injecté. Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que des fluides newtoniens iso-densité en tant que fluides déplaçant. Une dernière série d'expériences de déplacement d'un fluide viscoplastique par des fluides à caractère rhéofluidifiant ou viscoplastiques a donc été réalisée.

Considérons la solution de Carbopol (1.5g) de seuil de contrainte 5Pa. Nous avons déjà analysé le déplacement de ce fluide par une solution aqueuse iso-densité. Nous allons étudier les caractéristiques du déplacement de cette solution par deux fluides à caractère rhéofluidifiant, l'un sans contrainte seuil et l'autre présentant une contrainte seuil inférieure à celle du fluide déplacé.

Les solutions déplaçantes sont des solutions aqueuses de Carbopol dans lesquelles a été ajoutée une certaine quantité de sucre de façon à réaliser l'iso-densité.

Rappelons les propriétés rhéologiques de ces différentes solutions de Carbopol :

Fluide déplacé	: Carbopol 1.5 g/l / gly	$\tau = 5 + 32.1(\dot{\gamma})^{0.46}$
Fluides déplaçant	: Carbopol 0.7 g/l / sucre	$\tau = 0.18(\dot{\gamma})^{0.74}$
	Carbopol 1.4 g/l / sucre	$\tau = 6.8(\dot{\gamma})^{0.48}$

Nous avons rencontré quelques difficultés à déplacer cette solution de Carbopol 1.5 g/l par une autre solution de Carbopol présentant elle aussi une contrainte seuil (1 Pa). Les pertes de charges occasionnées par cet écoulement se sont révélées trop importantes pour les possibilités de nos pompes aux vitesses d'injection élevées et seuls deux déplacements à faible vitesse ont ainsi pu être réalisés.

Dans la limite des vitesses d'injection élevées, seules les caractéristiques du déplacement de la solution de Carbopol 1.5 g/l par la solution de Carbopol 0.7 g/l ne présentant pas de contrainte de seuil pourront être comparées à celles du déplacement par un fluide newtonien. Lors de ce déplacement, l'épaisseur relative du film résiduel est de 26.7 % du rayon du tube. Cette même solution, déplacée par une solution aqueuse newtonienne avait laissé un film résiduel de 26.8 %. L'épaisseur du film résiduel semble donc pratiquement indépendante des caractéristiques rhéologiques du fluide injecté.

Nous montrerons dans la suite de ce chapitre, lorsque nous étudierons l'influence de la vitesse d'injection, que les résultats du déplacement de cette solution de

Carbopol 1.5 g/l par la solution de Carbopol 1.4 g/l présentant une contrainte seuil de 1 Pa à faible vitesse, conduiront à la même conclusion.

L'épaisseur du film résiduel est quasiment indépendante des propriétés rhéologiques du fluide déplaçant et notamment de la présence éventuelle d'un seuil de contrainte. Cette conclusion ne semblait pas évidente immédiatement.

Nous montrerons dans le quatrième et le sixième chapitre que ces conclusions déduites de ces résultats expérimentaux sont confortées par l'analyse théorique et par les simulations numériques que nous avons réalisées.

III.3 Transition vers l'épaisseur limite à haut débit : influence du débit d'injection

Nous avons présenté précédemment les caractéristiques des films résiduels en fonction des propriétés rhéologiques des fluides dans la limite d'une vitesse d'injection élevée. Ces épaisseurs de films résiduels sont des épaisseurs asymptotiques obtenues pour des vitesses d'injection supérieures à une valeur critique propre à chaque type de déplacement et à chaque couple de fluides. Au-delà de cette valeur critique, la vitesse d'injection n'a aucune influence sur les caractéristiques du déplacement et notamment sur l'épaisseur du film résiduel, dans la limite de la gamme des débits utilisés au cours de nos expériences et en prévenant toute éventuelle turbulence de l'écoulement.

Nous avons cherché, dans le cadre de notre travail, à déterminer cette valeur critique, et plus généralement, l'évolution de l'épaisseur du film résiduel avec la vitesse de déplacement. A cette fin, nous avons réalisé plusieurs séries d'expériences, pour une large gamme de vitesses d'injection.

Rappelons tout d'abord, comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, que la vitesse d'injection n'a aucune influence sur les caractéristiques des déplacements de fluides newtoniens, dans le cas d'un déplacement non-diffusif à nombre de Péclet élevé. L'analyse des épaisseurs des films résiduels des fluides newtoniens que nous avons présentée précédemment est valide pour toute valeur de la vitesse d'injection.

Nous allons focaliser notre étude sur l'influence de la vitesse d'injection sur les caractéristiques des déplacements de fluides non-newtoniens.

III.3.1 Déplacements des solutions de Xanthane.

Il est intéressant d'observer l'évolution significative de l'épaisseur du film résiduel des déplacements des solutions de Xanthane lorsqu'on varie la vitesse d'injection. Nous présentons sur la Figure III.24 la variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la vitesse superficielle, définie par : $v_s = Q / \pi (R_T)^2$. On observe un amincissement progressif du film résiduel lorsqu'on augmente cette

vitesse puis une stabilisation correspondant à la limite asymptotique de vitesse d'injection élevée, que nous avons développée précédemment. Les caractéristiques de la transition en fonction de la vitesse sont propres à chaque solution de Xanthane. Les propriétés rhéologiques du fluide déplacé influent fortement sur les caractéristiques de cette transition.

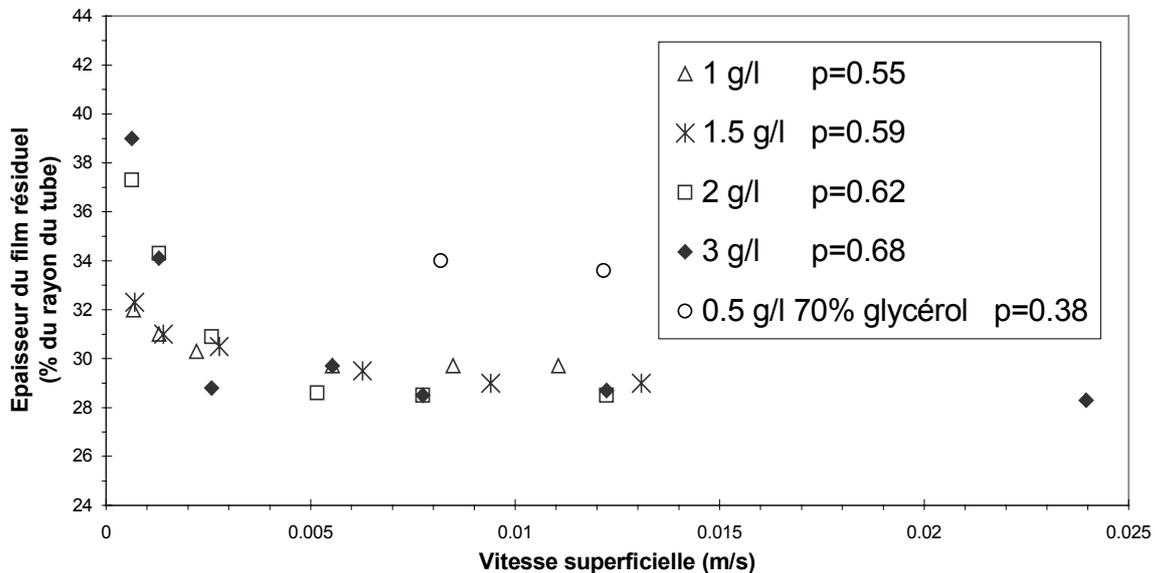


Figure III.24 : Déplacements de solutions de Xanthane en tube par un fluide newtonien iso-densité. Épaisseur du film résiduel en fonction de la vitesse superficielle d'injection pour quatre solutions de Xanthane. On observe un amincissement progressif du film résiduel lorsqu'on augmente la vitesse d'injection puis une stabilisation correspondant à la limite asymptotique vitesse élevée. Les caractéristiques de la transition dépendent de chaque solution de Xanthane et donc des propriétés rhéologiques du fluide déplacé.

Nous observons que la variation de l'épaisseur du film résiduel lors de cette transition s'étend de 39% du rayon du tube pour le déplacement de la solution de Xanthane la plus concentrée à faible vitesse à 29.5% du rayon du tube, correspondant à la moyenne de la limite à vitesse d'injection élevée des solutions de Xanthane. Notons que l'épaisseur du film résiduel correspondant au déplacement de la solution de Xanthane très concentrée à faible vitesse est égale à la valeur de l'épaisseur du film résiduel newtonien dans le cas d'un déplacement à rapport de viscosité élevé. On peut l'expliquer en supposant que le caractère rhéofluidifiant du fluide n'est pas développé à faible vitesse, le champ de cisaillement étant trop faible. La viscosité effective de la solution est alors celle du « palier newtonien » à faible taux de cisaillement et les caractéristiques du déplacement sont proches de celles d'un déplacement de fluides newtoniens. L'épaisseur du film résiduel est donc peu différente de 39% du rayon du tube. Nous analyserons ce comportement théoriquement dans le quatrième chapitre grâce au modèle axial.

L'amplitude de la transition (plage de variation de l'épaisseur du film résiduel) est d'autant plus marquée que la solution est plus concentrée. Le caractère

rhéofluidifiant des solutions de Xanthane, responsable de l'amincissement du film, se renforce avec la vitesse d'injection et n'est que pleinement développé au-dessus d'une valeur critique de la vitesse d'injection propre à chaque solution. En effet, à faible vitesse, le cisaillement maximal imposé par l'écoulement est faible et n'excède pas le cisaillement critique au-delà duquel apparaît le caractère rhéofluidifiant du fluide. En augmentant progressivement le débit d'injection, on accroît la plage de cisaillement et le caractère rhéofluidifiant du fluide se renforce.

Or la valeur du cisaillement critique propre à chaque solution dépend de la concentration de la solution. Plus celle-ci est importante, plus le cisaillement critique est élevé. Une vitesse d'injection élevée sera donc nécessaire pour faire apparaître le caractère rhéofluidifiant des solutions concentrées.

Nous n'avons pas présenté, dans cette partie, l'évolution avec la vitesse d'injection de l'épaisseur du film résiduel des déplacements de solutions de Carbopol non gelées, qui sont pourtant, comme les solutions de Xanthane, des fluides à caractère rhéofluidifiant. Ces déplacements ne présentent pas, en effet, de caractéristiques similaires à celles des déplacements de solutions de Xanthane. Ils offrent un comportement totalement différent, analogue à celui des solutions de Carbopol plus concentrées présentant une contrainte seuil. Nous allons préciser ce comportement dans la partie qui suit.

III.3.2 Déplacements de solutions de Carbopol

III.3.2.1 Déplacement par un fluide newtonien iso-densité

Comme nous venons de le préciser, le comportement des fluides viscoplastiques que nous avons étudiés, qu'ils possèdent ou non une contrainte seuil, semble spécifique à ces fluides. La transition de l'épaisseur du film résiduel présente des caractéristiques opposées à celles des solutions de Xanthane.

En effet, on distingue deux zones distinctes de gamme de cisaillement pour lesquelles l'épaisseur du film résiduel a des caractéristiques différentes. Nous avons montré le phénomène de fracturation qui a lieu à faible vitesse au cours du déplacement de fluides viscoplastiques. Ce phénomène est dû à la nature hétérogène, des solutions de Laponite ou de Carbopol qui induit un champ de contrainte hétérogène à l'intérieur du fluide. L'interface ne se présente pas sous la forme d'une surface lisse, mais révèle de nombreuses irrégularités. Il est ainsi plus difficile de déterminer l'épaisseur du film résiduel, car celle-ci n'est pas constante le long du tube, mais présente de nombreuses irrégularités. Une moyenne des valeurs de l'épaisseur donnée par les quatre transducteurs est d'autant plus nécessaire pour pouvoir estimer cette épaisseur du film résiduel. Nous présentons ces valeurs de

l'épaisseur du film résiduel pour trois solutions de Carbopol en fonction de la vitesse d'injection sur la Figure III.25.

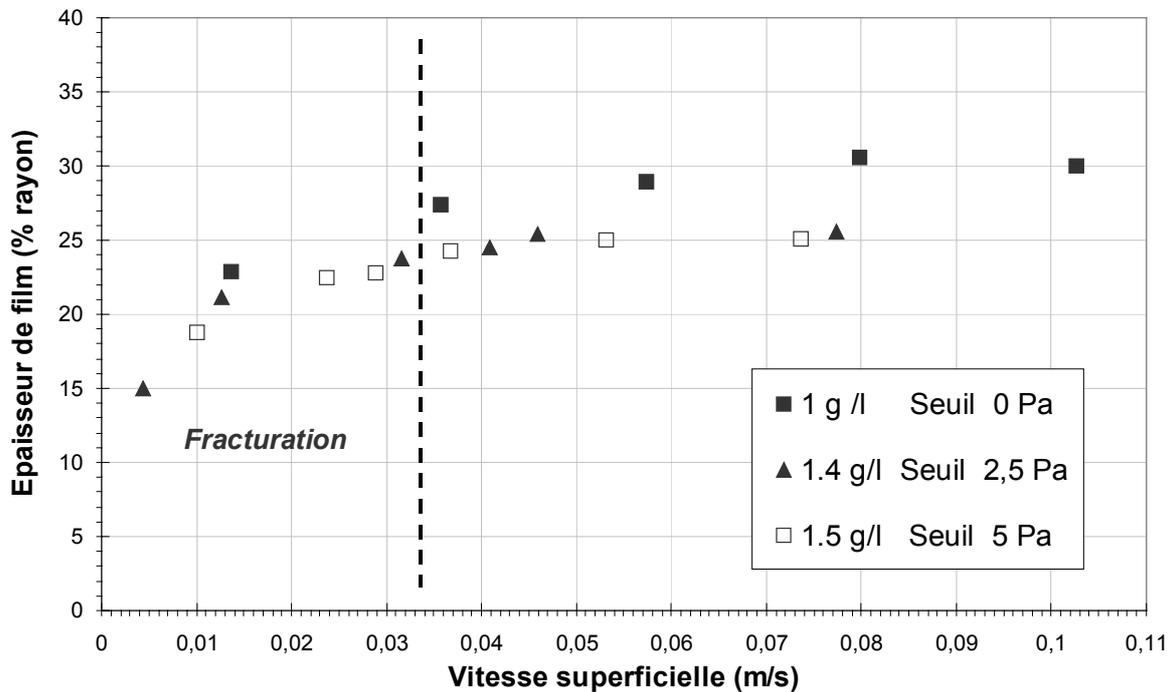


Figure III.25 : Déplacements de solutions de Carbopol en tube par un fluide newtonien iso-densité. Epaisseur du film résiduel en fonction de la vitesse d'injection pour trois fluides différents. On observe une augmentation progressive du film résiduel lorsqu'on augmente la vitesse puis une stabilisation correspondant à la limite asymptotique haut débit. La zone de faible vitesse montrant une augmentation sensible de l'épaisseur du film résiduel correspond au phénomène de fracturation.

L'étude de cette transition des déplacements de Carbopol met une évidence un comportement notablement différent de celui des déplacements de Xanthane. Nous avons vu, au cours de l'analyse de l'épaisseur du film résiduel dans la limite des vitesses d'injection élevées, que la solution de Carbopol sans contrainte seuil est un fluide à caractère rhéofluidifiant de propriétés rhéologiques analogues aux solutions de Xanthane. Leur comportement rhéologique est quasiment similaire.

Or, nous observons une variation de l'épaisseur du film résiduel de la solution de Carbopol sans seuil très distincte de celle des solutions de Xanthane : l'épaisseur du film résiduel des déplacements de solutions de Carbopol croît avec la vitesse d'injection, alors qu'on observait un amincissement du film en augmentant la vitesse dans le cas du déplacement des solutions de Xanthane. On en déduit que la nature des fluides et le phénomène de fracturation propre à certains fluides sont responsables des caractéristiques de la transition.

Noter qu'au-dessus d'une vitesse d'injection critique ($\sim 0,04$ m/s), nous n'observons définitivement plus de fracturation et l'épaisseur du film résiduel devient alors relativement constante. Nous avons calculé précédemment, dans la limite vitesse d'injection élevée, l'épaisseur asymptotique du film résiduel en

moyennant les valeurs expérimentales correspondant aux vitesses d'injection supérieures à 0.04 m/s.

Il paraît surprenant que l'épaisseur du film résiduel soit plus faible en présence du phénomène de fracturation. En effet, la fracturation semble être un frein au déplacement quantitatif des fluides. Si le champ de contraintes n'excède pas en tout point la valeur seuil, il est plus facile de concentrer la contrainte en certains points pour induire l'écoulement, à partir d'une injection localisée. De nombreuses zones du fluide viscoplastique subissent alors une contrainte inférieure à la valeur seuil et ne sont pas déplacées. La fracturation semblerait limiter a priori le déplacement des fluides.

Mais elle permet également au fluide injecté, par l'intermédiaire de microfractures radiales, de se déplacer radialement vers les parois du tube, augmentant ainsi l'épaisseur moyenne du doigt de fluide injecté. On voit nettement sur la Figure III.26, les microfractures radiales du fluide injecté à travers le gel de Carbopol vers les parois du tube. Le phénomène de fracturation favorise donc l'exploration du gel par le fluide injecté et tend ainsi à amincir le film résiduel.

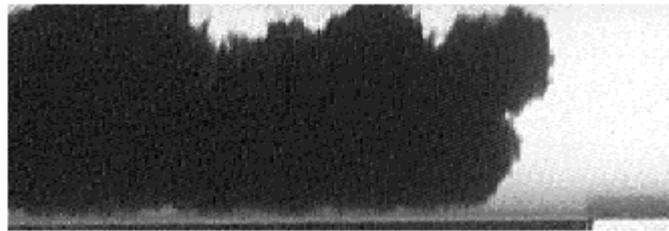


Figure III.26 : Déplacement vertical en tube d'une solution de Carbopol par une solution iso-densité d'eau glycérol. On remarque les irrégularités de l'interface très marquées. Ces petites fracturations de l'interface sont d'autant plus marquées que la vitesse d'injection est faible. Ces petites fracturations radiales, notamment, permettent au fluide injecté, de se déplacer radialement vers les parois du tube, augmentant ainsi l'épaisseur moyenne du doigt de fluide injecté.

III.3.2.2 Déplacement par des fluides à caractère rhéofluidifiant présentant une contrainte seuil.

Il est intéressant d'observer l'évolution avec la vitesse d'injection des déplacements de solutions de Carbopol par d'autres solutions de Carbopol. Nous avons conclu précédemment dans ce chapitre que l'épaisseur du film résiduel dans la limite des vitesses élevées était indépendante ou très faiblement dépendante des propriétés rhéologiques du fluide injecté. La Figure III.27 met en évidence les mêmes caractéristiques d'évolution du déplacement de la solution de Carbopol 1.5 g, quelle que soit la nature du fluide déplaçant.

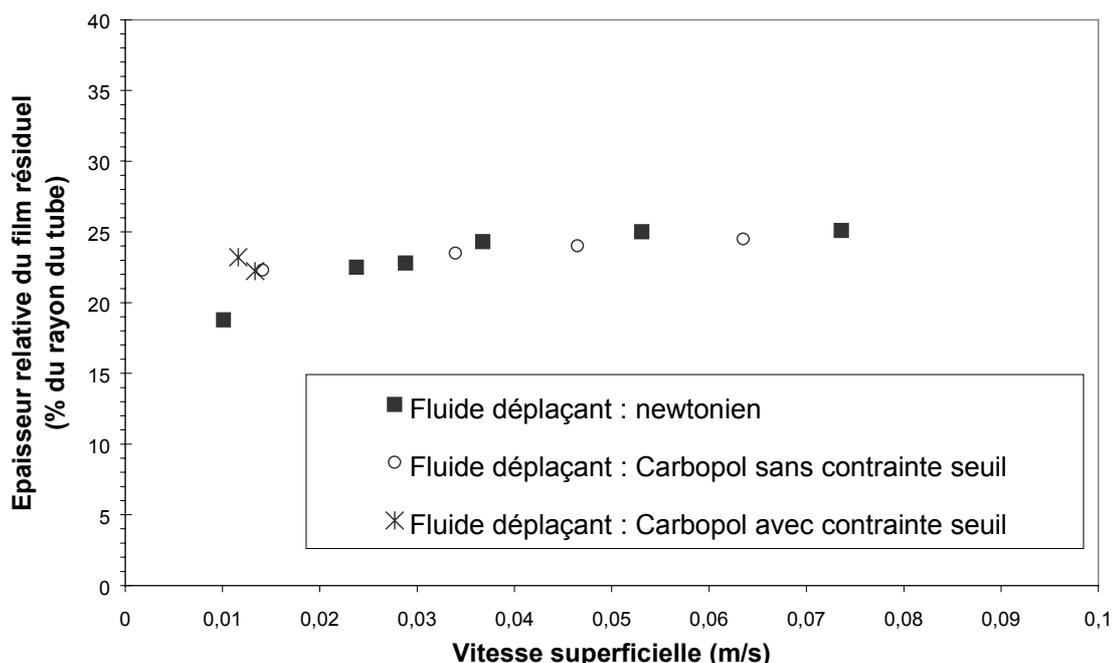


Figure III.27 : Déplacements en tube de la solution de Carbopol 1.5 g/l de seuil de contrainte 5 Pa. Épaisseur du film résiduel en fonction de la vitesse d'injection pour trois fluides injectés différents. Ces fluides sont les suivants : un fluide newtonien, une solution de Carbopol sans contrainte seuil et une solution de Carbopol avec contrainte seuil. Les deux derniers fluides injectés présentent un caractère rhéofluidifiant, mais seul le dernier possède un seuil de contrainte. L'épaisseur du film résiduel est indépendante des propriétés rhéologiques du fluide déplaçant.

L'observation de la transition en fonction du débit d'injection du déplacement de fluides viscoplastiques conduit à la même conclusion que celle que nous avons émise après avoir analysé les résultats dans la limite haut débit : les caractéristiques du déplacement, et notamment l'épaisseur du film résiduel est indépendante des propriétés rhéologiques du fluide déplaçant.

III.4 Conclusions

Les expériences de déplacements en tube vertical que nous réalisées ont permis de mettre en évidence plusieurs aspects plus ou moins attendus :

1. Influence du rapport de viscosité des fluides sur l'épaisseur du film résiduel dans le cas des déplacements de fluides newtoniens. L'épaisseur du film résiduel croît vers une valeur limite asymptotique lorsque le rapport de viscosité augmente. Aucune dépendance en fonction de la vitesse d'injection n'est observable.
2. Influence des propriétés rhéologiques non-newtoniennes du fluide déplacé sur l'épaisseur du film résiduel. En l'occurrence, un

IV Modélisation théorique du déplacement de films résiduels

Nous venons de présenter les caractéristiques des déplacements expérimentaux de fluides miscibles en tube vertical. L'influence sensible de la rhéologie non-newtonienne des fluides et de la vitesse d'injection sur les caractéristiques du film résiduel a été mise en évidence. Afin d'évaluer cette influence, nous avons tout d'abord étudié expérimentalement le cas de référence des déplacements de fluides newtoniens.

Nous avons procédé graduellement dans cette étude en commençant par une analyse générale de ces déplacements. L'objectif affirmé de notre étude théorique générale est la prédiction de l'épaisseur du film résiduel. Toutefois, la seule compréhension des caractéristiques de l'écoulement, plus aisée, s'avère très utile.

Ainsi, dans une première phase, nous avons représenté le déplacement des deux fluides en conduite cylindrique dans une approximation d'écoulement quasi parallèle. En analysant les profils de distribution des contraintes et des vitesses pour une position d'interface donnée, nous avons acquis une première compréhension des caractéristiques de l'écoulement. L'influence des propriétés rhéologiques respectives des fluides (newtoniens, à caractère rhéofluidifiant, viscoplastiques) a été plus particulièrement étudiée.

La deuxième phase de notre étude théorique a pour objectif la prédiction de l'épaisseur du film résiduel. Nous présenterons tout d'abord le modèle analytique de Yang et Yortsos (1997), seule référence de modèle analytique établissant la sélection du diamètre du doigt en conduite cylindrique dans le cas des fluides newtoniens. Puis, nous nous focaliserons sur le modèle que nous avons développé, avec pour objectif la prédiction du diamètre du doigt dans le cas des fluides non-newtoniens. Il a été établi pour le déplacement de fluides viscoplastiques. Nous appelons ce modèle, modèle de «recirculation».

A notre connaissance, seule une analyse mathématique très récente (Benamar et al. (1999)) s'est focalisée sur les caractéristiques des doigts de digitation visqueuse lorsque les fluides déplacés sont non-newtoniens. Toutefois, l'écoulement a lieu en cellule de Hele-Shaw et ils s'intéressent aux fluides rhéofluidifiants dont l'indice rhéofluidifiant n est proche de 1.

IV.1 Modélisation du champ de vitesse d'écoulement en approximation quasi parallèle

Un modèle simple de l'écoulement axial de deux fluides en conduite cylindrique a été développé avec I. Frigaard. L'objectif de ce modèle est de mieux comprendre les propriétés des déplacements expérimentaux que nous avons réalisés. Nous considérons que ces écoulements sont axiaux. Nous émettons l'hypothèse, dans ce cas, que les lignes de courant de l'écoulement et l'interface entre les fluides sont quasi parallèles à la direction principale de l'écoulement et qu'on a une symétrie de révolution de l'écoulement autour de l'axe du tube. Nous discuterons ultérieurement la validité et l'applicabilité de ce modèle à décrire les caractéristiques de nos déplacements expérimentaux.

Ce modèle ne permet pas de prédire la position de l'interface. Il est évident, pour le cas newtonien, que la sélection de l'épaisseur du doigt, est induite par les propriétés de l'écoulement au niveau du front avant du doigt, où il n'est pas parallèle à l'axe, mais 3D. Il permet toutefois d'estimer les profils de distribution des cisaillements, des contraintes et de la vitesse pour une position d'interface donnée.

Cette analyse des contraintes au sein du film résiduel s'est avérée utile pour étudier et prédire la présence ou l'absence de mobilité des films résiduels formés au cours du déplacement. Nous avons développé un critère prédisant l'apparition de ces films statiques, notamment au cours du déplacement de fluides d'Herschel-Bulkley, en fonction des paramètres de l'écoulement et des propriétés rhéologiques des fluides. Cette condition, simple, est nécessaire et suffisante à l'existence d'un film résiduel statique.

Par ailleurs, nous avons établi une équation estimant l'épaisseur maximale du film résiduel qu'il est possible d'obtenir, pour un déplacement donné. L'épaisseur réelle, que nous avons observée au cours de nos expériences, est, dans tous les cas, inférieure à cette valeur.

IV.1.1 Description du modèle

L'objectif de cette section est de décrire le contexte dans lequel se place le modèle axial. Etant donnée la géométrie, on adopte les coordonnées cylindriques dans le repère $(\mathbf{u}_x, \mathbf{u}_r, \mathbf{u}_\theta)$, où \mathbf{u}_x , \mathbf{u}_r et \mathbf{u}_θ sont des vecteurs unitaires.

Les notations des variables avec et sans dimensions que nous avons adoptées sont les suivantes :

1. Les variables avec dimension sont symbolisées par l'ajout d'un accent circonflexe.
2. Les variables sans dimension sont représentées sans accent.

Les hypothèses interdisent toute composante de vitesse U_θ .

On considère un tube d'axe $O\hat{x}$ et de rayon \hat{R}_T . La coordonnée \hat{x} mesure la distance le long de l'axe du tube, la coordonnée r mesure la distance le long de l'épaisseur de la conduite, en partant de l'axe du tube. (\hat{u}, \hat{v}) est le couple de coordonnées de la vitesse respectivement dans la direction axiale et radiale. \hat{p} est la pression locale au sein de l'écoulement (identique pour chacun des deux fluides, car l'écoulement est iso-densité) et $\hat{\tau}_k$ la contrainte visqueuse que subit le fluide k .

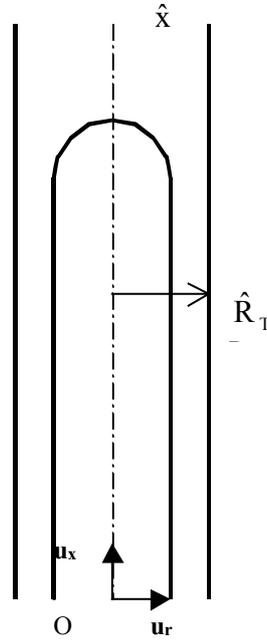


Figure IV.1: Géométrie de l'écoulement.

Le système d'équations avec dimension modélisant le déplacement de deux fluides miscibles en conduite cylindrique est le suivant :

- Dans le fluide 1 (fluide déplaçant), on écrit l'équation de mouvement :

$$\hat{\rho}_1 \left[\frac{\partial \hat{u}_r}{\partial t} + \hat{u}_r \frac{\partial}{\partial \hat{r}} \hat{u}_r + \hat{u}_x \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{u}_r \right] = -\frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{r}} + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \hat{\tau}_{1,r}] + \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{\tau}_{1,rx}$$

$$\hat{\rho}_1 \left[\frac{\partial \hat{u}_x}{\partial t} + \hat{u}_r \frac{\partial}{\partial \hat{r}} \hat{u}_x + \hat{u}_x \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{u}_x \right] = -\frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{x}} + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \hat{\tau}_{1,rx}] + \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{\tau}_{1,xx} - \hat{\rho}_1 \hat{g}$$

(Equation IV.1)

- Dans le fluide 2 (fluide déplacé) :

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_2 \left[\frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \hat{t}} + \hat{u}_r \frac{\partial}{\partial \hat{r}} \hat{u}_r + \hat{u}_x \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{u}_r \right] &= -\frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{r}} + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \hat{\tau}_{2,rr}] + \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{\tau}_{2,rx} \\ \hat{\rho}_2 \left[\frac{\partial \hat{u}_x}{\partial \hat{t}} + \hat{u}_r \frac{\partial}{\partial \hat{r}} \hat{u}_x + \hat{u}_x \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{u}_x \right] &= -\frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{x}} + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \hat{\tau}_{2,rx}] + \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{\tau}_{2,xx} - \hat{\rho}_2 \hat{g} \end{aligned} \quad (\text{Equation IV.2})$$

où $\hat{\rho}_1$, $\hat{\rho}_2$ et \hat{g} sont respectivement la densité du fluide déplaçant, la densité du fluide déplacé et le champ de gravité.

- Dans les deux fluides (supposés incompressibles), on écrit l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{u}_x + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \hat{u}_r] = 0 \quad (\text{Equation IV.3})$$

Le tube est initialement rempli de fluide 2. Le fluide 2 est déplacé par le fluide 1, qui est injecté à l'entrée du tube.

IV.1.1.1 Interface

Les expériences sont réalisées à grand nombre de Péclet de sorte que la vitesse d'écoulement est suffisamment importante pour que les deux fluides miscibles n'aient pas le temps de se mélanger. On peut ainsi définir précisément une interface entre les fluides (aucune tension superficielle n'est cependant associée à cette interface). Cette interface est advectée par l'écoulement. Elle est notée $\hat{r} = \hat{r}_i(\hat{x}, \hat{t})$:

$$\frac{\partial \hat{r}_i}{\partial \hat{t}} + \hat{u}_x \frac{\partial \hat{r}_i}{\partial \hat{x}} = \hat{u}_r \quad (\text{Equation IV.4})$$

IV.1.1.2 Rhéologies des fluides

Les deux principales lois rhéologiques considérées sont la loi de Cross et la loi d'Herschel-Bulkley, que nous avons définies dans le deuxième chapitre. Nous les avons alors présentées sous une forme simple qui décrivait le comportement physique rhéologique de ces fluides.

La description ci-dessous est une forme tensorielle généralisée de ces lois. Il n'y a pas de contradiction avec les précédentes définitions de la loi de Cross et de la loi

d'Herschel-Bulkley : il ne s'agit que d'une forme mathématique, plus appropriée à l'analyse théorique de l'écoulement.

- Loi d'Herschel-Bulkley :

$$\hat{\gamma}(\hat{\mathbf{u}}) = 0 \quad \Leftrightarrow \hat{\tau}_k(\hat{\mathbf{u}}) \leq \hat{\tau}_{k,Y}$$

$$\hat{\tau}_{k,ij}(\hat{\mathbf{u}}) = \left[\hat{K}_k \left(\hat{\gamma}(\hat{\mathbf{u}}) \right)^{n_k-1} + \frac{\hat{\tau}_{k,Y}}{\hat{\gamma}(\hat{\mathbf{u}})} \right] \hat{\gamma}_{ij}(\hat{\mathbf{u}}) \quad \Leftrightarrow \hat{\tau}_k(\hat{\mathbf{u}}) \geq \hat{\tau}_{k,Y}$$

(Equation IV.5)

$$k = 1, 2 \quad ; \quad i, j = \hat{r}, \hat{x}$$

avec,

$$\hat{\gamma}(\hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{2} \left[\hat{\gamma}_{rr}^2(\hat{\mathbf{u}}) + \hat{\gamma}_{xx}^2(\hat{\mathbf{u}}) + \hat{\gamma}_{\theta\theta}^2(\hat{\mathbf{u}}) + \hat{\gamma}_{rx}^2(\hat{\mathbf{u}}) + \hat{\gamma}_{xr}^2(\hat{\mathbf{u}}) \right]^{1/2}$$

(Equation IV.6)

$$\hat{\tau}(\hat{\mathbf{u}}) = \frac{1}{2} \left[\hat{\tau}_{k,rr}^2(\hat{\mathbf{u}}) + \hat{\tau}_{k,xx}^2(\hat{\mathbf{u}}) + \hat{\tau}_{k,\theta\theta}^2(\hat{\mathbf{u}}) + \hat{\tau}_{k,rx}^2(\hat{\mathbf{u}}) + \hat{\tau}_{k,xr}^2(\hat{\mathbf{u}}) \right]^{1/2}$$

où $\hat{\gamma}_{i,j}(\hat{\mathbf{u}})$ représente, (à un facteur 2 près), les composantes du tenseur des déformations :

$$\hat{\gamma}_{rr}(\hat{\mathbf{u}}) = 2 \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \hat{r}}$$

$$\hat{\gamma}_{xx}(\hat{\mathbf{u}}) = 2 \frac{\partial \hat{u}_x}{\partial \hat{x}}$$

$$\hat{\gamma}_{rx}(\hat{\mathbf{u}}) = \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \hat{x}} + \frac{\partial \hat{u}_x}{\partial \hat{r}} = \hat{\gamma}_{xr}(\hat{\mathbf{u}})$$

$$\hat{\gamma}_{\theta\theta}(\hat{\mathbf{u}}) = 2 \frac{\hat{u}_r}{\hat{r}}$$

(Equation IV.7)

- Loi de Cross :

$$\hat{\tau}_{k,ij}(\hat{\mathbf{u}}) = \left(\hat{\eta}_\infty + \frac{\hat{\eta}_0 - \hat{\eta}_\infty}{1 + \left(\hat{K} \hat{\gamma}(\hat{\mathbf{u}}) \right)^{p_k}} \right) \hat{\gamma}_{ij}(\hat{\mathbf{u}})$$

(Equation IV.8)

Les paramètres rhéologiques sont identiques à ceux utilisés pour la définition simplifiée des lois rhéologiques de Cross et d'Herschel-Bulkley dans le deuxième chapitre. Il s'agit de viscosité plastique \hat{K} , le seuil de contrainte $\hat{\tau}_{k,Y}$ et l'indice

rhéofluidifiant n_k pour les fluides correctement décrits par la loi d'Herschel-Bulkley. Les paramètres rhéologiques pour les fluides de Cross sont la viscosité à faible taux de cisaillement η_0 , la viscosité à taux de cisaillement élevé η_∞ , le paramètre temporel \hat{K} et l'indice rhéofluidifiant p_k .

IV.1.1.3 Conditions aux limites et interface

Les conditions sur la vitesse aux parois sont :

$$(\hat{u}_r, \hat{u}_x) = (0, 0) \quad (\text{Equation IV.9})$$

A l'interface entre les fluides, les composantes normales et tangentielles de la vitesse sont continues, ainsi que les composantes de la contrainte totale.

En particulier, la contrainte normale :

$$\hat{\sigma}_n = [\hat{\sigma}_{nr}, \hat{\sigma}_{nx}] = [(-\hat{p} + \hat{\tau}_{k,rr})n_r + \hat{\tau}_{k,rx}n_x, \hat{\tau}_{k,rx}n_r + (-\hat{p} + \hat{\tau}_{k,xx})n_x] \quad (\text{Equation IV.10})$$

est continue. Ici $\hat{n}(n_r, n_x)$ est le vecteur normal à l'interface.

Nos hypothèses sur la structure de l'écoulement imposent sur l'axe du tube :

$$\hat{u}_r = \hat{\tau}_{k,xr} = 0 \quad (\text{Equation IV.11})$$

IV.1.1.4 Forme conservative de l'équation de propagation de l'interface.

Le fluide déplaçant s'écoule dans la section centrale du tube jusqu'à un rayon \hat{r}_i . En multipliant l'équation de l'interface par $2\pi\hat{r}_i$, on obtient :

$$2\pi\hat{r}_i \frac{\partial \hat{r}_i}{\partial t} = 2\pi\hat{r}_i \left[\hat{u}_r - \hat{u}_x \frac{\partial \hat{r}_i}{\partial \hat{x}} \right] \quad (\text{Equation IV.12})$$

On remplace ensuite par une intégrale sur le fluide 1 :

$$2\pi\hat{r}_i \frac{\partial \hat{r}_i}{\partial t} = 2\pi \int_0^{\hat{r}_i} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \cdot \hat{u}_u] d\hat{r} - 2\pi\hat{r}_i \hat{u}_x \frac{\partial \hat{r}_i}{\partial \hat{x}} \quad (\text{Equation IV.13})$$

D'où, en utilisant l'équation de conservation de la masse, on obtient :

$$\begin{aligned}
 2\pi\hat{r}_i \frac{\partial\hat{r}_i}{\partial\hat{t}} &= 2\pi \int_0^{\hat{r}_i} \hat{r} \frac{\partial\hat{u}_x}{\partial\hat{x}} d\hat{r} - 2\pi\hat{r}_i \hat{u}_x \frac{\partial\hat{r}_i}{\partial\hat{x}} \\
 &= -\frac{\partial}{\partial\hat{x}} 2\pi \int_0^{\hat{r}_i} \hat{r} \hat{u}_x d\hat{r}
 \end{aligned}
 \tag{Equation IV.14}$$

On peut alors réécrire cette équation sous les deux formes suivantes :

$$\frac{\partial\hat{A}_i}{\partial\hat{t}} + \frac{\partial\hat{q}_1}{\partial\hat{x}} = 0 \quad \hat{A}_i = \pi\hat{r}_i^2 \quad \hat{q}_1(\hat{A}_i) = 2\pi \int_0^{\hat{r}_i} \hat{r} \hat{u}_x(\hat{r}, \hat{x}) d\hat{r}
 \tag{Equation IV.15}$$

$$\frac{\partial\hat{\alpha}}{\partial\hat{t}} + \frac{\partial\hat{q}_1}{\partial\hat{x}} = 0 \quad \alpha = r_i^2 \quad \hat{q}_1(\hat{\alpha}) = 2 \int_0^{\hat{r}_i} \hat{r} \hat{u}_x(\hat{r}, \hat{x}) d\hat{r}
 \tag{Equation IV.16}$$

où \hat{q}_1 est le débit du fluide 1 et \hat{A}_i est la section du fluide 1. On obtient ainsi une forme conservative de l'équation de propagation de l'interface. Celle-ci relie le rayon de l'interface au débit du fluide 1.

IV.1.1.5 Normalisation du système d'équations

On normalise le système d'équations précédent en utilisant les échelles suivantes :

1. les longueurs sont normalisées par le rayon du tube \hat{R}_T
2. les vitesses sont normalisées par la vitesse moyenne de l'écoulement \hat{U}_0 . $\hat{U}_0 = \hat{Q} / \pi\hat{R}_T^2$, où \hat{Q} est le débit du fluide injecté lors du déplacement.
3. les contraintes sont normalisées par $\hat{\rho}_2 \hat{U}_0^2$.

Les équations du mouvement deviennent alors (on donnera plus loin la signification des nombres sans dimension ρ et F :

- Dans le fluide 1 :

$$\rho \left[\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r} u_r + u_x \frac{\partial}{\partial x} u_r \right] = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \tau_{1,rr}] + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{1,rx}$$

$$\rho \left[\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r} u_x + u_x \frac{\partial}{\partial x} u_x \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \tau_{1,rx}] + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{1,xx} - \frac{\rho}{F}$$

(Equation IV.17)

- Dans le fluide 2 :

$$\left[\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r} u_r + u_x \frac{\partial}{\partial x} u_r \right] = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \tau_{2,rr}] + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{2,rx}$$

$$\left[\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r} u_x + u_x \frac{\partial}{\partial x} u_x \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \tau_{2,rx}] + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{2,xx} - \frac{1}{F}$$

(Equation IV.18)

- Dans les deux fluides, l'équation de conservation de la masse devient :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot u_r] + \frac{\partial}{\partial x} u_x = 0$$

(Equation IV.19)

IV.1.1.6 Nombres sans dimension

- Le rapport de densité $\rho = \frac{\hat{\rho}_1}{\hat{\rho}_2}$. Dans notre cas, les écoulements sont tous iso-

densité, nous ne développerons donc pas l'influence de ce rapport ρ dans la suite de ce chapitre.

- Le nombre de Froude : $F = \frac{\hat{U}_0^2}{\hat{g} \cdot \hat{R}_T}$. De façon analogue, nous négligerons

dorénavant les termes du système d'équations mettant en jeu le nombre de Froude. Ces termes n'existent pas dans le cas d'un déplacement de fluides iso-densité.

- Fluides d'Herschel-Bulkley

La contrainte seuil adimensionnée est : $\tau_y = \frac{\hat{\tau}_y}{\hat{\rho} \hat{U}_0^2}$

La viscosité plastique devient : $K = \frac{\hat{K}}{\hat{\rho}_2 \hat{U}_0^2} \left[\frac{\hat{U}_0}{\hat{R}_T} \right]^n$

- Fluides de Cross

La viscosité à bas taux de cisaillement est donnée par : $\eta_o = \frac{\hat{\eta}_o}{\hat{\rho}_2 \hat{U}_0 \hat{R}_T}$.

L'adimensionnalisation est identique pour la viscosité à taux de cisaillement élevée η_∞ .

Le paramètre temporel K devient : $K = \hat{K} \left[\frac{\hat{R}_T}{\hat{U}_0} \right]$

IV.1.1.7 Résolution numérique de l'écoulement axial

Nous supposons ici que les lignes de courant de l'écoulement et l'interface entre les fluides sont quasi parallèles avec la direction principale de l'écoulement. En appliquant les arguments d'échelle habituels et en ne considérant que les déplacements iso-densité ($\rho=1$), on obtient le système d'équations décrivant l'équilibre des faces respectivement dans les fluides 1 et 2.

$$\begin{aligned} f &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r\tau_1] \\ f &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r\tau_2] \end{aligned} \quad \text{avec } f = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{Equation IV.20})$$

La condition aux limites sur la paroi est : $U(1)=0$, et celle au centre du tube : $\tau_1(0)=0$.

A l'interface, la composante axiale de la vitesse u est continue ainsi que la contrainte visqueuse avec : $\tau_1(r_i) = \tau_2(r_i)$.

Il existe trois formes différentes de résolution du problème :

1. Problème non-contraint. On fixe arbitrairement la position r_i de l'interface et le gradient de pression f . On calcule alors la vitesse u_x en fonction de r .
2. Problème contraint. La position de l'interface r_i est fixée. On résout le problème pour différentes valeurs du paramètre $\frac{\partial p}{\partial x}$ jusqu'à ce que la

condition $q(\alpha, f) = 2 \int_0^1 r u_x(r) dr = 1$ soit vérifiée. La solution recherchée est alors la paire (u_x, f) .

3. Propagation de l'interface. On évalue la paire précédente (u_x, f) pour chaque position r_i de l'interface, ce qui permet de calculer $q_1(\alpha)$, qui sera ensuite utilisé comme variable d'entrée de l'équation de propagation de l'interface.

Le problème non-contraint est résolu simplement en intégrant les équations de mouvement sur toute la section du tube. Si les lois rhéologiques ne sont pas trop complexes, il est possible de résoudre le problème analytiquement, sinon une résolution numérique est envisagée. Nous avons utilisé la méthode numérique de Simpson, décrite dans Fenie H. et Frigaard I.A. (1998).

Il est nécessaire de résoudre le problème non-contraint pour calculer le problème contraint. L'intégration du profil de vitesse permet en effet de calculer le débit de l'écoulement du problème non-contraint. On évalue alors, grâce à une méthode de bisection, la valeur de f pour laquelle la condition $q(r_i, f) = 1$ est satisfaite. Une solution unique existe, car le débit q varie de façon monotone avec f .

La résolution de la propagation de l'interface est plus complexe. Il s'agit d'une équation hyperbolique, pour laquelle des discontinuités de type « choc » de vitesse apparaissent souvent. L'algorithme numérique utilisé pour traiter ces chocs est celui développé par Cockburn B. et Shu C.-W. (1994). Nous ne développerons pas ce point, car nous avons déjà indiqué qu'une modélisation axiale de la propagation de l'interface ne pouvait prédire correctement l'épaisseur du film résiduel. Il est évident, en effet, que la sélection de l'épaisseur du doigt résulte des propriétés de l'écoulement au niveau du front avant du doigt, qui n'est pas quasi-parallèle, mais tridimensionnelle.

La résolution du problème contraint va nous permettre d'évaluer les profils de distribution des cisaillements, des contraintes et de la vitesse pour une position d'interface donnée. En considérant que, loin de l'entrée du tube, le doigt de digitation visqueuse est d'épaisseur constante pour un rapport de viscosité élevé et se propage à vitesse constante. Il est donc intéressant d'utiliser le modèle axial pour déterminer ces profils de vitesse.

IV.1.2 Analyse des déplacements expérimentaux

L'étude des profils de distribution des cisaillements, des contraintes et de la vitesse va nous aider à analyser et à expliquer la forme des doigts de digitation visqueuse, et à obtenir une première compréhension de la dépendance de l'épaisseur

du film résiduel en fonction des paramètres physiques et rhéologiques de l'écoulement. Nous montrerons que cette étude ne nous permettra pas toutefois de déterminer l'épaisseur du film résiduel quantitativement.

IV.1.2.1 Profils de vitesse de fluides rhéofluidifiants dans un tube circulaire

Nous avons déjà évoqué au précédent chapitre l'influence des propriétés rhéologiques des fluides et, plus particulièrement, du profil de vitesse du fluide déplaçant sur la forme des doigts. Nous allons confirmer cet effet en analysant grâce au modèle axial la distribution des profils de vitesse des fluides lors de nos déplacements expérimentaux. On montrera qu'il existe une corrélation entre ces profils de vitesse et la forme des doigts. Nous allons d'abord étudier le profil de vitesse dans le fluide déplacé, dans les zones qui n'ont pas encore été atteintes par le fluide déplaçant injecté.

Les deux principales caractéristiques rhéologiques dont nous allons analyser l'influence sont donc, d'une part, le caractère rhéofluidifiant du fluide, et d'autre part, la présence d'un seuil de contrainte.

On observe, sur la Figure IV.2, la distribution des profils de vitesse sans dimension dans la limite d'une vitesse d'injection élevée (0.012 m/s) dans une section du tube pour quatre solutions de Xanthane de concentrations différentes. Afin de déterminer ces profils, nous avons utilisé les deux fits rhéologiques distincts pour chaque solution de Xanthane, obtenus grâce à la loi de Cross et à la loi de puissance. Nous rappelons la dénomination des paramètres de ces lois :

- Loi de Cross : $\eta = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{1 + \left(K \dot{\gamma}\right)^p}$,
- Loi de puissance : $\tau = K * \left(\dot{\gamma}\right)^n$.

Nous avons indiqué en légende la valeur de l'indice rhéofluidifiant de chaque solution obtenue par ces deux fits distincts.

Les fluides à caractère rhéofluidifiant, telles que les solutions de Xanthane, en écoulement dans la limite d'une vitesse d'injection élevée présentent un profil de vitesse plus aplati au centre du tube que les fluides newtoniens. Cet aplatissement est d'autant plus important que le fluide déplacé présente un caractère rhéofluidifiant plus marqué (concentration en Xanthane la plus élevée, indice p tendant vers 1 et indice n tendant vers 0).

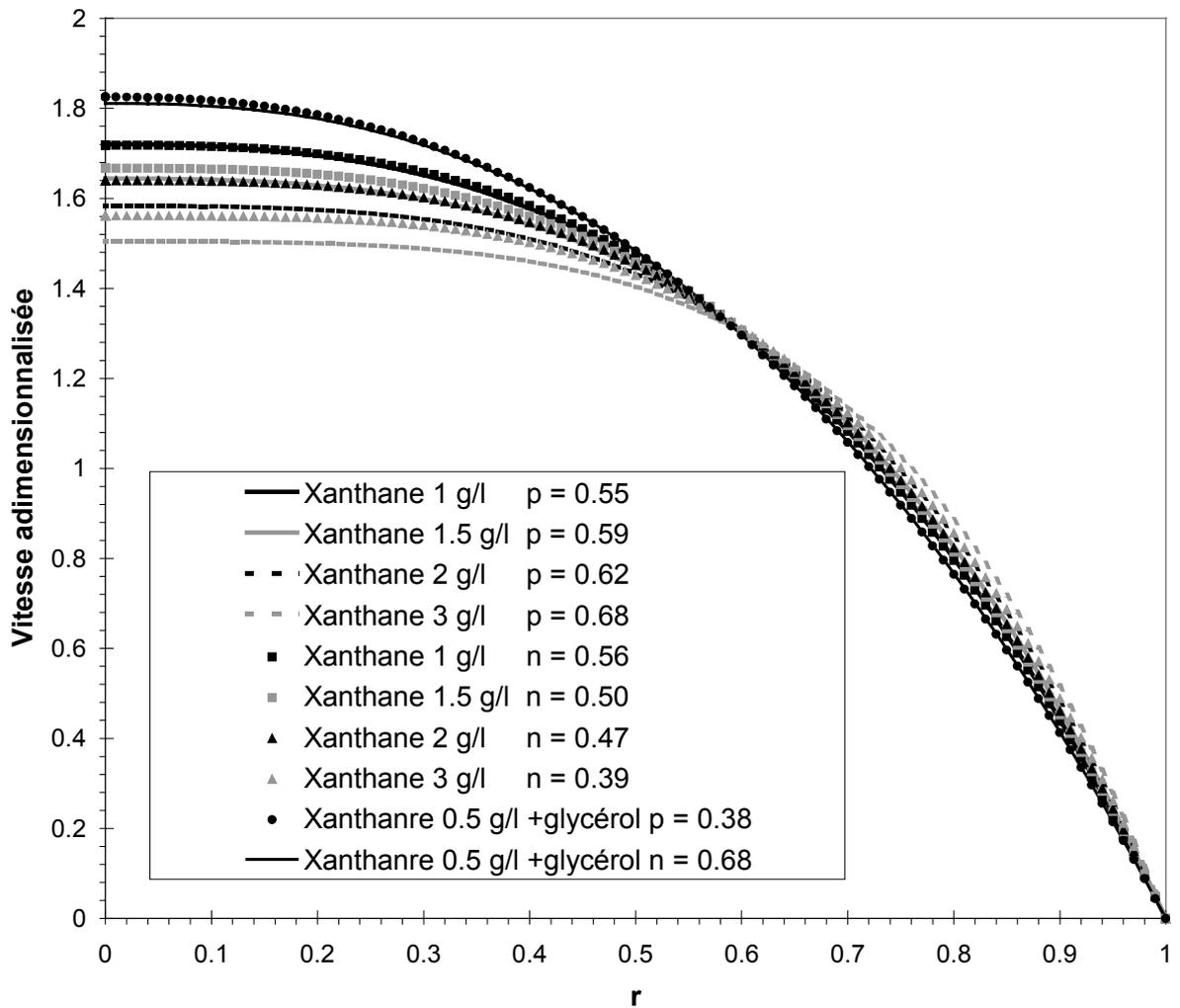


Figure IV.2 : Distribution des profils de vitesse sans dimension dans la limite d'une vitesse d'injection élevée (0.012 m/s) dans une section du tube pour quatre solutions de Xanthane de concentrations différentes. On a indiqué en légende la valeur de l'indice rhéofluidifiant de chaque solution obtenue par un ajustement respectivement selon la loi rhéologique de Cross (p) et la loi rhéologique de puissance (n). On observe un aplatissement certain du profil de vitesse au centre du tube pour les fluides rhéofluidifiants en écoulement. Cet aplatissement est d'autant plus important que le fluide déplacé présente un caractère rhéofluidifiant plus marqué (concentration en Xanthane la plus élevée). On note que les profils de vitesse obtenus grâce aux deux modes d'ajustements sont très voisins.

Ainsi, l'aplatissement du profil de vitesse de la solution de Xanthane la plus concentrée, et donc au caractère rhéofluidifiant le plus marqué, ($p = 0.68$ et $n = 0.39$), est le plus sensible.

On note que les profils de vitesse obtenus à partir des deux lois sont très voisins. L'aplatissement du profil de vitesse et la valeur de la vitesse au centre du tube, pour ces deux ajustements, sont très proches.

Nous avons montré précédemment que les doigts de digitation visqueuse de la solution de Xanthane 3 g/l présentaient une forme plus aplatie que pour la solution de Xanthane 1 g/l ou de Xanthane 0.5 g/l / 70% glycérol. Il peut donc y avoir un rapport entre l'aplatissement du profil de vitesse des solutions de Xanthane, qui augmente avec leur concentration, et la forme de ces doigts.

Il faut noter que l'aplatissement du profil de vitesse est d'autant plus marqué que la vitesse d'injection est faible, comme le montre la Figure IV.3. L'aplatissement du doigt à faible vitesse sera donc encore légèrement plus sensible.

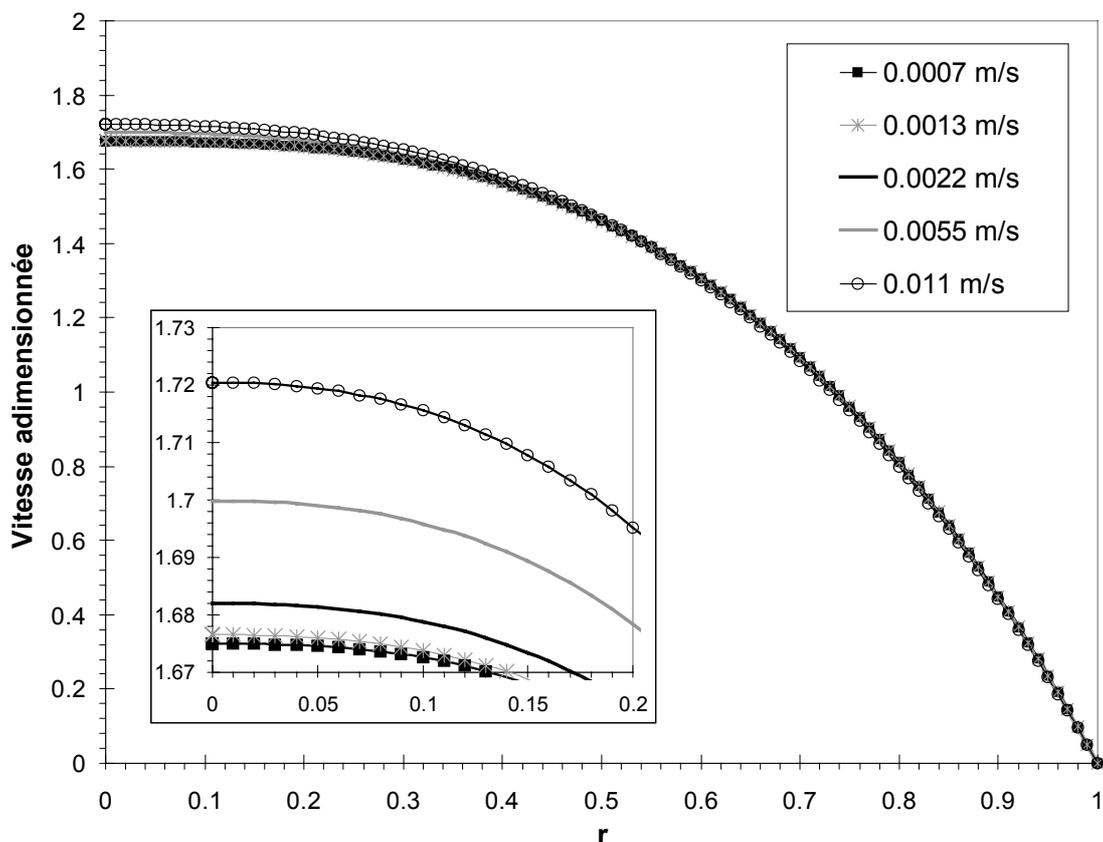


Figure IV.3: Distribution des profils de vitesse adimensionnée d'une solution de Xanthane 1 g/l dans une section du tube en fonction de la vitesse d'injection. On observe un aplatissement du profil de vitesse au centre du tube plus marqué pour les vitesses d'injection les plus faibles.

Observons sur la Figure IV.4 le profil de vitesse d'une solution de Carbopol 1.5 g/l en comparaison à celui d'une solution de Xanthane 3 g/l, au caractère rhéofluidifiant très marqué. Nous avons également représenté le profil de contraintes de la solution de Carbopol afin de déterminer le rayon local pour lequel la contrainte seuil est atteinte.

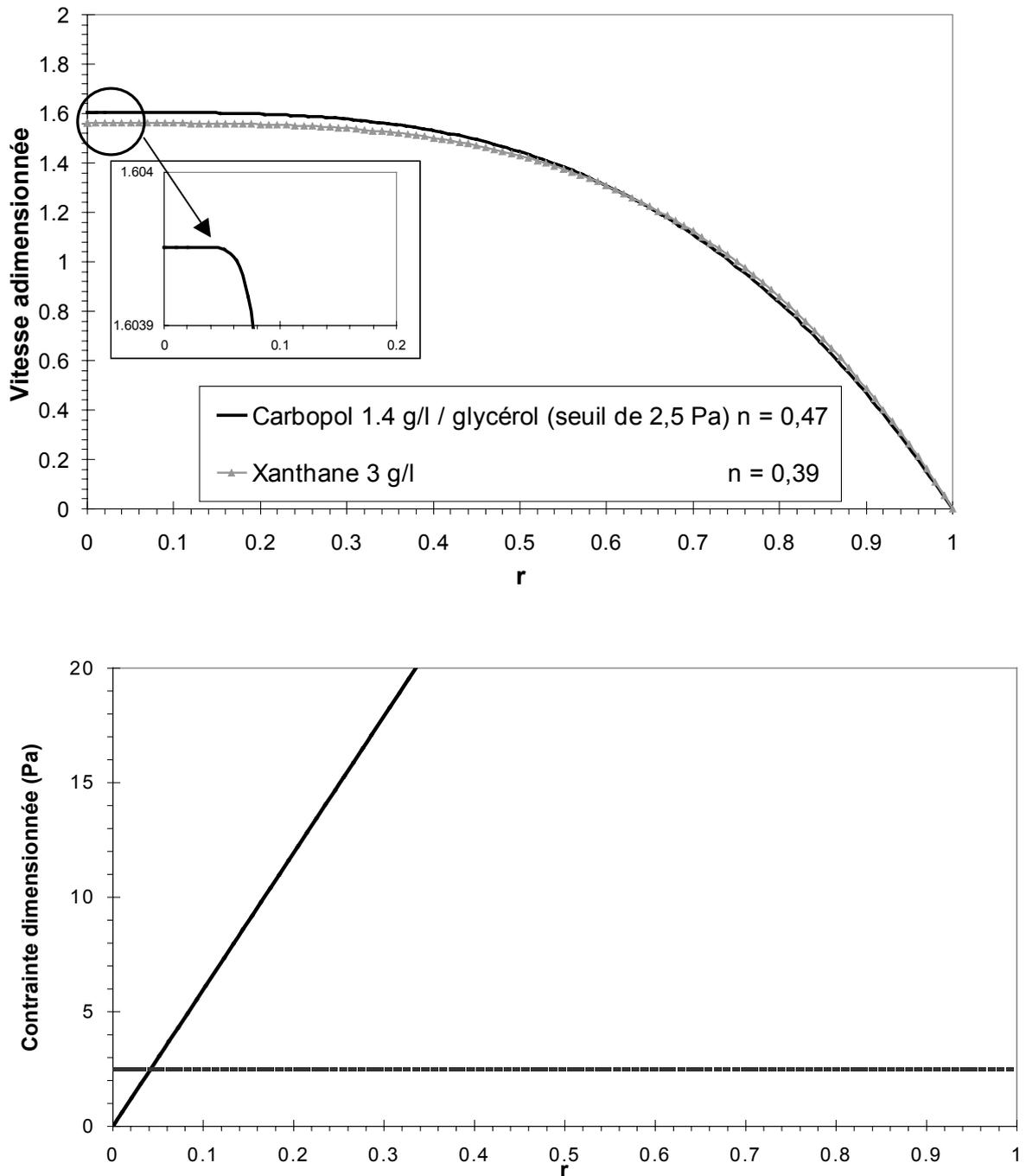


Figure IV.4 : Profils de vitesse adimensionnée dans la limite d'une vitesse d'injection élevée (0.012 m/s) dans une section du tube pour deux fluides différents : une solution de Xanthane 3 g/l (fluide à caractère rhéofluidifiant) et une solution de Carbopol 1.4 g/l (fluide viscoplastique à caractère rhéofluidifiant, de contrainte seuil égale à 2.5 Pa). Profil de contrainte dimensionnée pour cette même solution de Carbopol à la vitesse d'injection. La ligne en pointillé représente la valeur du seuil de contrainte pour cette solution.

Les paramètres de la loi rhéologique de puissance pour la solution de Xanthane 3 g/l et la solution de Carbopol 1.4 g/l sont respectivement les suivants :

- $\tau = 1.02 * \left(\dot{\gamma}\right)^{0.39}$
- $\tau = 2.5 + 25.8 * \left(\dot{\gamma}\right)^{0.47}$

Lors du déplacement des solutions de Carbopol, nous avons observé des doigts de forme extrêmement aplatie. La principale caractéristique des fluides viscoplastiques étant la présence d'une contrainte seuil, on peut penser qu'elle est responsable de l'aplatissement certain de la forme du doigt.

La zone centrale du profil de vitesse d'un fluide viscoplastique est plate. Elle correspond à une zone de fluide de vitesse constante, centrée sur l'axe de tube, pour laquelle la contrainte locale au sein du fluide est inférieure au seuil de contrainte du fluide. Mais cette zone est d'amplitude variable et elle ne laisse pas présager de l'aplatissement général du profil de vitesse dans son intégralité, qui dépend plus nettement de la valeur de l'indice rhéofluidifiant n . Il est intéressant de comparer les profils de vitesse respectifs de la solution de Xanthane 3 g/l et de la solution de Carbopol 1.5 g/l. L'aplatissement du profil de vitesse de la solution de Carbopol est moins marqué que celui de la solution de Xanthane, ce qui est justifié par le fait que le Xanthane a un caractère rhéofluidifiant plus marqué ($n = 0.39$) que le Carbopol ($n=0.46$). Or, les doigts expérimentaux formés par le déplacement des solutions de Carbopol sont nettement plus plats.

On peut affirmer à partir de cette observation que le profil de vitesse du fluide déplacé n'est pas seul responsable de la forme du doigt de digitation visqueuse dans le cas des fluides viscoplastiques. La nature du fluide semble influencer fortement. En effet, nous avons représenté sur la Figure IV.4 le profil de contraintes au sein de la solution de Carbopol en écoulement. La ligne en pointillés indique la valeur de la contrainte seuil de ce fluide viscoplastique. On remarque donc que la contrainte locale dans la région centrale de l'écoulement est inférieure à cette valeur du seuil de contrainte. Le cisaillement est donc nul dans cette zone, la vitesse est constante, le fluide se déplace sous la forme d'un bouchon. Cette différence, dans la région centrale de l'écoulement, entre un profil aplati de faible variation du taux de cisaillement et de la vitesse pour la solution de Xanthane, et un profil réellement plat, avec un taux de cisaillement nul et un déplacement sous forme de bouchon à vitesse constante pour la solution de Carbopol, est certainement responsable des caractéristiques propres au déplacement de fluides viscoplastiques, et plus particulièrement à la forme très aplatie des doigts.

Nous avons décrit dans le chapitre précédent d'autres caractéristiques des solutions de Carbopol, responsables de certaines propriétés du déplacement, notamment du phénomène de fracturation et d'irrégularités de l'interface.

La modélisation du profil de vitesse du fluide déplacé en amont du front de déplacement a mis en évidence un net aplatissement de ce profil pour les fluides rhéofluidifiants, qui peut expliquer en partie certaines formes de doigt observées.

Par ailleurs, il serait intéressant d'analyser les profils de vitesse, de cisaillement et de contraintes que nous avons obtenus grâce à ce modèle d'écoulement quasi-parallèle, pour tenter de comprendre les caractéristiques de la sélection du diamètre du doigt de digitation visqueuse dans le cas des déplacements de fluides rhéofluidifiants et viscoplastiques. C'est ce que nous allons faire dans la section suivante.

IV.1.2.2 Influence du caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé sur l'épaisseur du film résiduel.

Rappelons qu'une analyse, telle que celle du modèle axial, ne peut en aucun cas, prédire le diamètre du doigt de digitation visqueuse. En effet, la sélection de l'épaisseur du doigt de fluide déplacé découle des propriétés de l'écoulement au niveau du front avant du doigt, qui n'est pas quasi-parallèle.

Nous allons toutefois analyser qualitativement les variations du diamètre du doigt en fonction des propriétés rhéologiques des fluides ou des paramètres physiques de l'écoulement en nous appuyant sur le modèle axial de calcul des profils de vitesse des deux fluides dans la zone où le film résiduel est d'épaisseur constante.

Nous avons suggéré, en présentant nos résultats expérimentaux de mesures de déplacement de solutions de Xanthane, qu'une analyse qualitative du champ de taux de cisaillement au sein de l'écoulement, permettrait de comprendre les variations du diamètre du doigt avec la vitesse d'injection. En effet, comme Bonn et al. l'ont déjà mentionné, à faible vitesse, les gradients de vitesse sont essentiellement localisés en avant de l'extrémité du doigt. La viscosité locale du fluide déplacé dans cette zone est donc beaucoup plus faible que celle sur le côté du doigt. La section centrale du tube est donc la région privilégiée de croissance du doigt. Le diamètre de celui-ci est alors faible. A l'opposé, à vitesse élevée, les gradients de cisaillement élevés se concentrent surtout sur les bords du doigt. Le caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé apparaît alors de façon sensible sur ces bords du doigt et la viscosité locale est faible. La direction radiale est cette fois-ci la direction privilégiée de croissance. Le diamètre du doigt est plus important : l'épaisseur du film résiduel diminue.

Nous avons analysé, grâce au modèle d'écoulement quasi-parallèle, les caractéristiques du déplacement d'une solution de Xanthane de 3 g/l par une solution isodensité eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas, pour une vitesse d'injection faible de 0.0006 m/s et pour une vitesse d'injection élevée de 0.0122 m/s. Considérons les profils de cisaillement «sur les bords du doigt» au sein du film

résiduel en formation pour ces deux vitesses d'injection (Figure IV.5). On a représenté la distribution du profil de taux de cisaillement sur les « bords du doigt » pour les rayons normalisés suivants du doigt de fluide injecté, $r_i = 0.1$, $r_i = 0.2$, $r_i = 0.3$, $r_i = 0.4$, $r_i = 0.5$ et $r_i = 0.6$. Les caractéristiques du doigt sont très sensibles aux propriétés de cette zone de l'écoulement.

L'épaisseur relative expérimentale du film résiduel du déplacement d'une solution de Xanthane 3 g/l normalisée par le rayon du tube pour ces deux vitesses d'injection est respectivement de 38% et de 29.5%. A faible vitesse, le cisaillement maximal dans le fluide déplacé sur les bords du doigt est relativement faible. Le caractère rhéofluidifiant du fluide apparaît peu et la viscosité locale du fluide déplacé est donc élevée, elle est très peu différente de la viscosité du plateau newtonien. Ce déplacement s'apparente à un déplacement de fluides newtoniens et l'épaisseur du film résiduel est égale à 38% du rayon du tube.

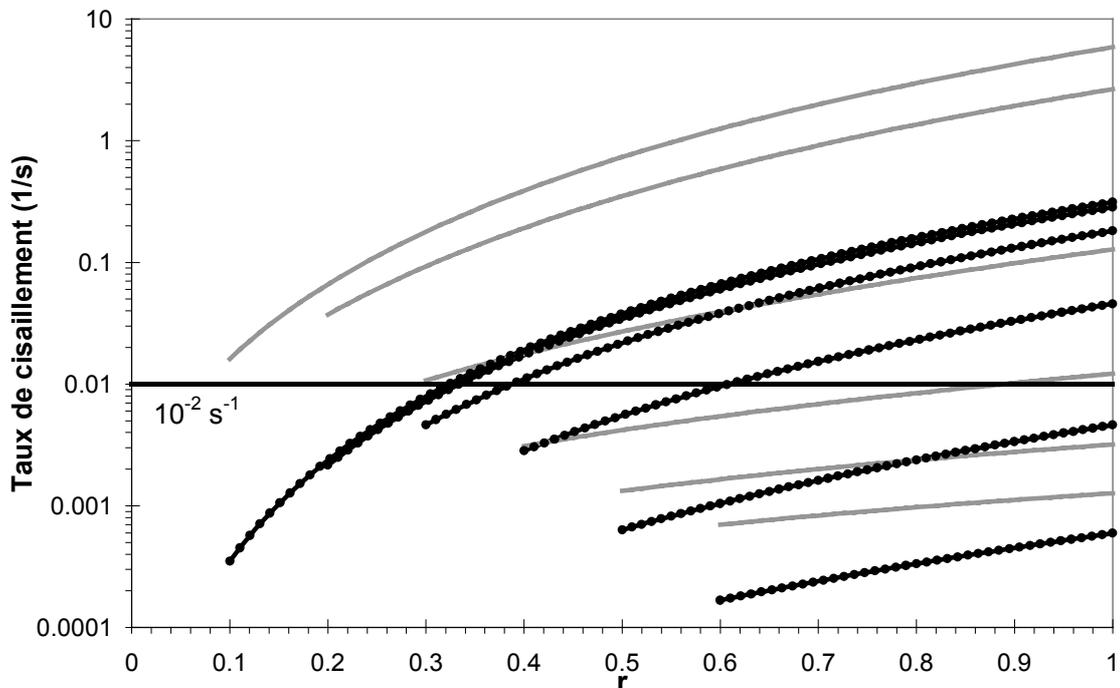


Figure IV.5 : Profils de cisaillements obtenus grâce au modèle d'écoulement quasi-parallèle pour le déplacement d'une solution de Xanthane 3 g/L par une solution eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas, pour une vitesse d'injection faible de 0.0006 m/s (courbes noires) et pour une vitesse d'injection élevée de 0.0122 m/s (courbes grises). Distribution du profil de cisaillement sur le côté du doigt au sein du film résiduel en formation pour ces deux vitesses d'injection (rayons suivants du doigt de fluide injecté : $r_i = 0.1$, $r_i = 0.2$, $r_i = 0.3$, $r_i = 0.4$, $r_i = 0.5$ et $r_i = 0.6$). La ligne continue à 10^{-2} s^{-1} indique la valeur du taux de cisaillement de transition pour lequel le caractère rhéofluidifiant de la solution de Xanthane 3 g/l apparaît.

A vitesse plus élevée, les taux de cisaillement au sein du film résiduel en formation sur les «bords du doigt » sont relativement élevés, dépassant largement le

taux de cisaillement critique pour lequel apparaît le caractère rhéofluidifiant du fluide. Ceci correspond à une chute sévère localisée de plusieurs ordres de grandeur de la viscosité locale du fluide déplacé sur les bords du doigt. Le taux de cisaillement près du nez n'est pas aussi élevé et reste proche du cisaillement critique ; le caractère rhéofluidifiant du fluide n'apparaît que très peu près du nez et la viscosité locale est élevée et proche de celle du plateau newtonien. La direction radiale est donc une direction privilégiée de croissance et le diamètre du doigt croît. L'épaisseur du film résiduel n'est alors plus que de 29.5% du rayon du tube.

La géométrie tridimensionnelle de l'écoulement au niveau du front du doigt est responsable de la sélection exacte du diamètre du doigt. Toutefois, le modèle axial nous permet de comprendre intuitivement l'influence des propriétés rhéologiques non-newtoniennes du fluide déplacé sur ce diamètre.

IV.1.2.3 Influence de la présence de la contrainte seuil sur le diamètre du doigt

Les fluides d'Herschel-Bulkley présentent non seulement un caractère rhéofluidifiant, mais également un seuil de contrainte. Nous avons analysé l'influence de la présence de ce seuil de contrainte sur les caractéristiques du déplacement et en particulier le diamètre du doigt.

Peut-on prévoir l'influence du seuil de contrainte sur l'épaisseur du film résiduel grâce au modèle d'écoulement quasi-parallèle?

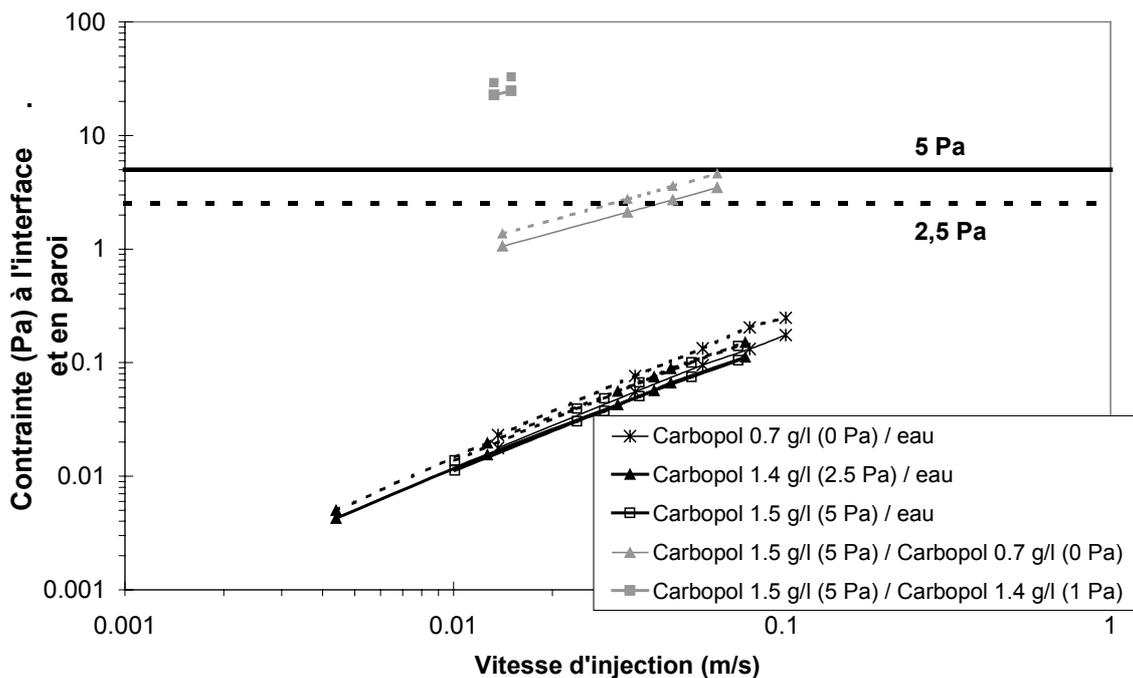
Nous avons remarqué au cours de nos expériences plusieurs aspects caractéristiques des fronts de déplacement des fluides viscoplastiques. En particulier, une interface lisse ou présentant de nombreuses irrégularités a pu être observée, selon les propriétés rhéologiques des fluides et la vitesse d'injection. La présence de fracturations au sein du fluide déplacé a été notée au cours de certains déplacements. Nous allons montrer que les propriétés de l'écoulement dans la zone où il peut être considéré comme presque parallèle, et en particulier, la distribution du champ des contraintes permettent d'expliquer en partie les propriétés géométriques de l'interface, mais pas les variations du diamètre du doigt avec la vitesse d'injection.

Nos expériences ont mis en évidence le fait qu'une propagation de l'invasion localement par à-coups, conduit à une interface présentant de nombreuses irrégularités, comme le montrent les déplacements des solutions de Carbopol par des solutions newtoniennes aqueuses à faible vitesse. L'augmentation de la vitesse d'injection fait disparaître ces irrégularités. On distingue ainsi deux types d'écoulements. A faible vitesse, l'interface est très irrégulière, le diamètre du doigt diminue avec la vitesse d'injection. Au-dessus d'une vitesse critique, l'interface est

plus lisse, présentant de plus faibles irrégularités et le diamètre du doigt atteint une valeur asymptotique.

La première explication possible est que la disparition progressive des irrégularités de l'interface correspond au dépassement de la valeur du seuil de contrainte sur celle-ci pour une vitesse d'injection critique. Nous avons ainsi analysé les profils de contrainte au sein des fluides lors du déplacement pour différentes solutions de Carbopol et à différentes vitesses d'injection.

En observant la distribution des profils des contraintes au sein du film résiduel sur la Figure IV.6, on constate que la contrainte pariétale reste très inférieure à la contrainte seuil quelle que soit la vitesse d'injection utilisée en pratique, lorsque le fluide déplaçant est une solution aqueuse. Le fluide résiduel est donc parfaitement immobile dans ce cas. On analysera plus précisément le profil de contraintes des déplacements de solutions de Carbopol dans les deux sections suivantes, avec pour objectif de déterminer l'épaisseur de cette couche, lorsqu'elle est immobile en paroi.



Une explication possible de la disparition des irrégularités d'interface lorsqu'on déplace des solutions de Carbopol est la suivante : la contrainte seuil n'est excédée que localement, par concentration des contraintes en certains points, près desquels le déplacement s'effectue. En effet, en présence d'une irrégularité, le diamètre d'écoulement local du fluide diminue, entraînant une augmentation locale sensible de la vitesse. Cette augmentation de la vitesse locale au niveau des irrégularités induit des dépassements locaux de la contrainte seuil au niveau de l'interface, ce qui facilite l'invasion du fluide. La disparition partielle des irrégularités de l'interface n'est donc pas liée au dépassement du seuil de contrainte partout sur l'interface mais seulement localement, ce qui est difficile à prédire théoriquement.

Les déplacements de solutions de Carbopol par d'autres solutions de Carbopol, présentant ou non une contrainte seuil font toujours apparaître, quelle que soit la vitesse, une interface extrêmement lisse entre les fluides. On s'attend donc à ce que la distribution du profil de contraintes au sein de l'écoulement permette un déplacement aisé, ce qui signifie que la contrainte pariétale doit être proche de ou excéder la contrainte seuil. Ceci est en parfait accord avec ce que nous observons sur la Figure IV.6. La solution de Carbopol 1.4 g/l (1 Pa) utilisée comme fluide déplaçant induit une contrainte pariétale nettement supérieure à la contrainte seuil. Le film résiduel doit donc être mobile.

L'analyse du profil de contrainte met en évidence qu'il n'y a pas une relation directe entre la sélection du diamètre du doigt et le dépassement éventuel de la contrainte seuil par la contrainte à l'interface. Le diamètre du doigt diminue expérimentalement avec la vitesse d'injection pour atteindre une valeur asymptotique au-dessus d'une vitesse d'injection critique. Celle-ci ne paraît pas être liée à un quelconque dépassement de la valeur du seuil par la contrainte à l'interface.

L'analyse de la distribution du champ de contraintes nous amène à la conclusion suivante : elle nous permet de comprendre certaines caractéristiques des déplacements telles que la rugosité de l'interface, mais elle est insuffisante pour une bonne compréhension de la sélection du diamètre du doigt.

IV.1.3 Epaisseur du film résiduel

Une analyse plus complexe que celle du modèle axial, incluant en particulier les effets tridimensionnels, est donc nécessaire à la prédiction de la valeur du diamètre du doigt. Toutefois, en étendant notre analyse du modèle axial, il nous est permis de prédire la mobilité ou l'immobilité du film en paroi lors d'un déplacement de fluides viscoplastiques. Nous pouvons en particulier déterminer l'épaisseur maximale possible d'un film statique. L'épaisseur réelle du film lors d'un déplacement sera naturellement inférieure ou égale à cette valeur maximale. Cette dernière sera néanmoins un premier ordre de grandeur, aisément prédictible, de l'épaisseur du film résiduel.

IV.1.3.1 Variation temporelle

La mobilité ou l'immobilité du film résiduel peut être prédite par l'analyse du profil de distribution des contraintes. Si la contrainte à la paroi entre les fluides est inférieure à la contrainte seuil, le fluide viscoplastique en paroi se comporte comme un solide et reste statique. Si cette contrainte est supérieure à la contrainte seuil, le fluide viscoplastique présente un réel comportement de fluide et s'écoule : le film résiduel est donc mobile et son épaisseur diminue. Dans ce cas, il est possible de calculer la variation temporelle de son épaisseur.

Lorsque le film résiduel est mobile (ce qui est toujours le cas pour les fluides ne présentant pas de contrainte seuil et dans certains cas pour les fluides viscoplastiques), son épaisseur diminue avec la quantité de fluide déplaçant injectée. Nous ne considérons pas, dans cette section, la diminution additionnelle de l'épaisseur du film résiduel liée au développement d'instabilités qui sera analysé au chapitre 5. Le film étudié est ici supposé stable, stationnaire et bien établi. L'écoulement est supposé localement parallèle à l'axe du tube.

On déterminera tout d'abord le profil de vitesse au sein du film résiduel, puis on évalue son amincissement en fonction du temps (ou de la quantité de fluide injecté).

IV.1.3.2 Prédiction d'une couche statique en paroi.

Nous allons tout d'abord proposer un critère d'apparition d'un film statique, en fonction des paramètres de l'écoulement et des propriétés rhéologiques des fluides. Cette valeur représentera l'épaisseur maximum du film résiduel observable. L'épaisseur réelle, que nous avons observée au cours de nos expériences, est, dans tous les cas, inférieure à cette valeur.

IV.1.3.2.1 Profils de contraintes et de vitesses

Rappelons la variation de contrainte avec la distance à l'axe du tube pour un déplacement parallèle de gradient de pression constant dans cette zone. Le fluide déplacé est le fluide 2 et le fluide injecté est le fluide 1.

Les fluides étant iso-densité ($\rho_1 = \rho_2$), on obtient la même expression du profil de contrainte au sein des fluides en fonction du rayon local :

$$\begin{aligned} \tau_1(r) &= -\frac{f}{2}r & r \in [0, r_i] \\ \tau_2(r) &= -\frac{f}{2}r & r \in [r_i, 1] \end{aligned} \quad \text{avec } f = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{Equation IV.21})$$

La condition au centre du tube est : $\tau_1(0) = 0$.

A l'interface $\tau_1(r_i) = \tau_2(r_i)$.

La variation de la contrainte locale au sein des deux fluides est linéaire avec la distance à l'axe et ne dépend que du gradient de pression f . Il est évident, pour des fluides d'Herschel-Bulkley, que les caractéristiques des différents profils de vitesse, dépendent de l'intersection éventuelle de cette variation avec la droite $\tau_k(r) = \pm\tau_{k,Y}$. Cette intersection détermine la frontière au sein de chacun des fluides de la région de vitesse constante dite «plug».

Pour toutes les figures qui suivent (7, 8, 9, 10 et 11), présentant les profils de contrainte et de vitesse, nous avons considéré des fluides de Bingham. Ces derniers sont un cas particulier des fluides d'Herschel-Bulkley correspondant au cas $n=1$. Les fluides de Bingham présentent une contrainte seuil et leur viscosité plastique est constante. Bien que nous allions développé cette théorie pour les fluides d'Herschel-Bulkley, il était beaucoup plus aisé de présenter les schémas de ces profils pour des fluides de Bingham. Il ne s'agit que d'une simplification de présentation. Nous montrerons au final les résultats de l'application de cette théorie aux fluides d'Herschel-Bulkley expérimentaux que nous avons utilisés expérimentalement.

Les différents types possibles de profils de contraintes et de vitesses au sein des fluides 1 et 2 sont les suivants :

- Fluide 1

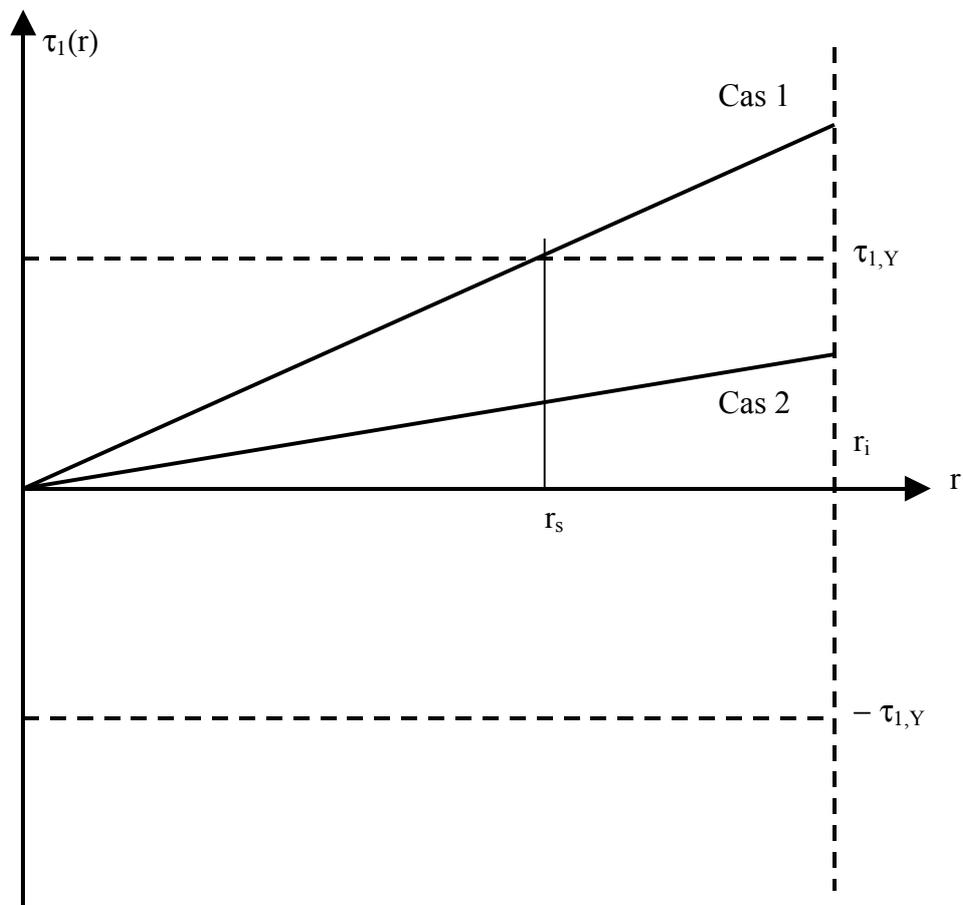


Figure IV.7 : Variation de la contrainte au sein du fluide 1 avec la distance r à l'axe. Ces deux variations conduisent à un profil de vitesse différent.

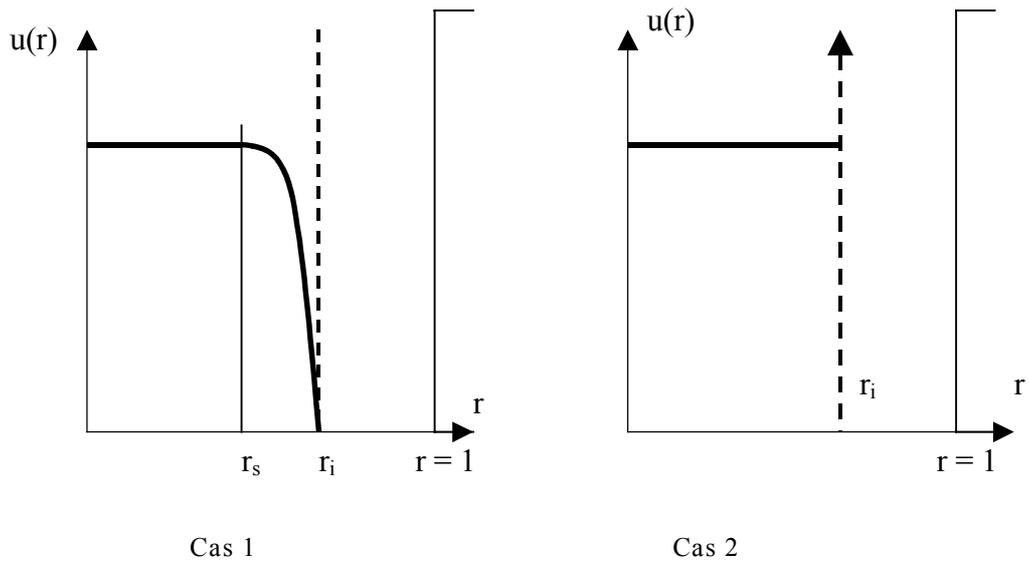


Figure IV.8 : Variation de la vitesse au sein du fluide 1 avec la distance r à l'axe pour les deux profils respectifs de contrainte possibles.

- Fluide 2

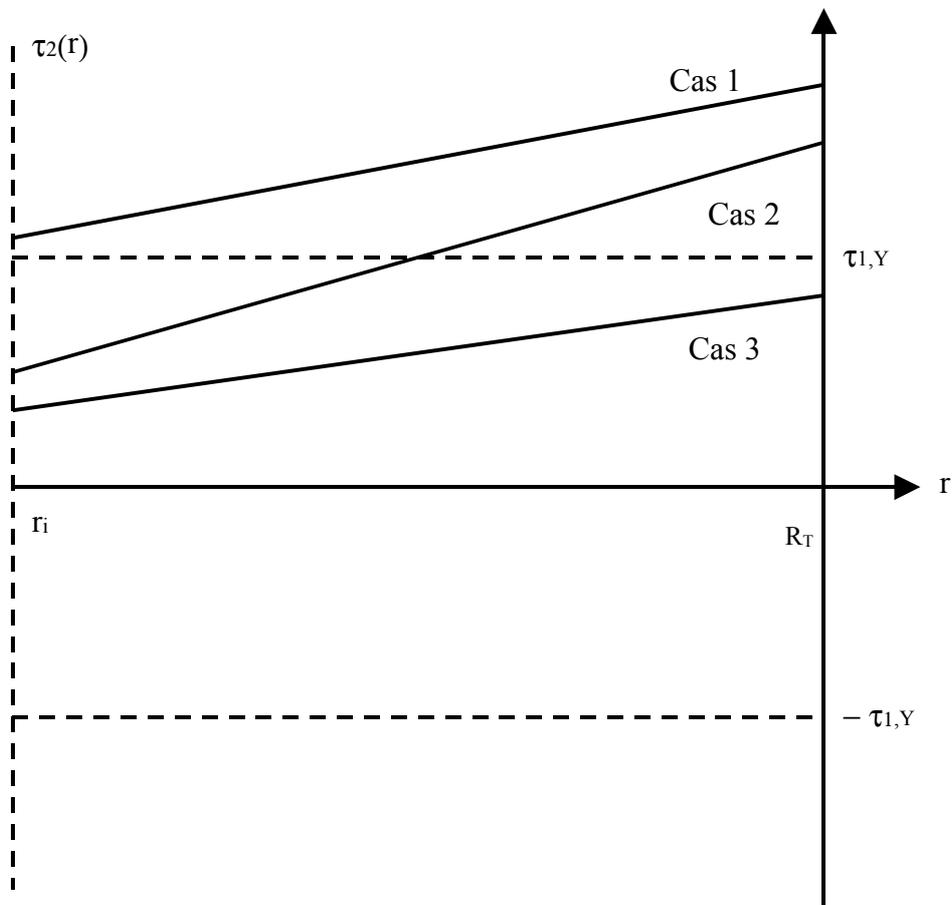


Figure IV.9 : Variation de la contrainte au sein du fluide 2 avec la distance r à l'axe. Ces trois variations conduisent à un profil de vitesse différent.

Le profil de contrainte sur un diamètre du tube est linéaire avec r . Une augmentation du gradient de pression se traduit par une augmentation de la contrainte à la fois à l'interface et à la paroi.

Etant donné le schéma du profil, si dépassement de la contrainte seuil il y a, cela sera en premier à la paroi.

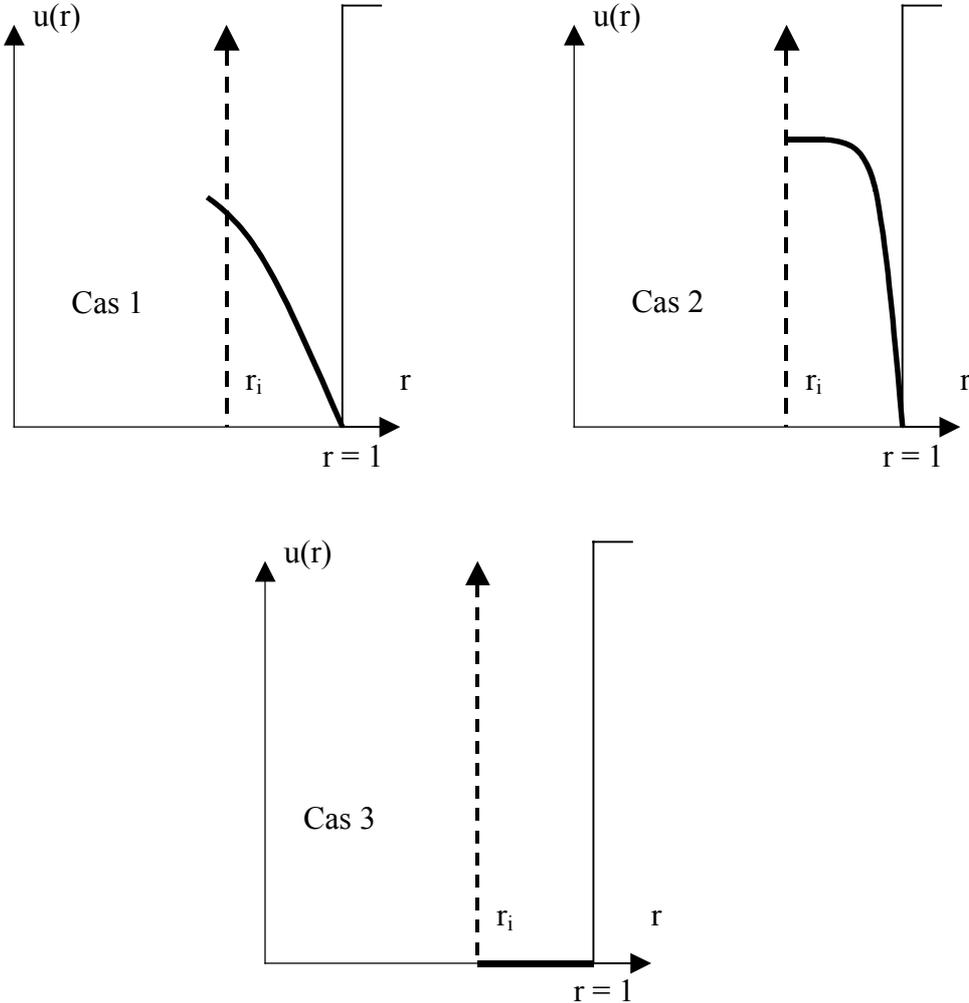


Figure IV.10 : Variation de la vitesse au sein du fluide 2 avec la distance r à l'axe pour les trois profils respectifs de contrainte possibles.

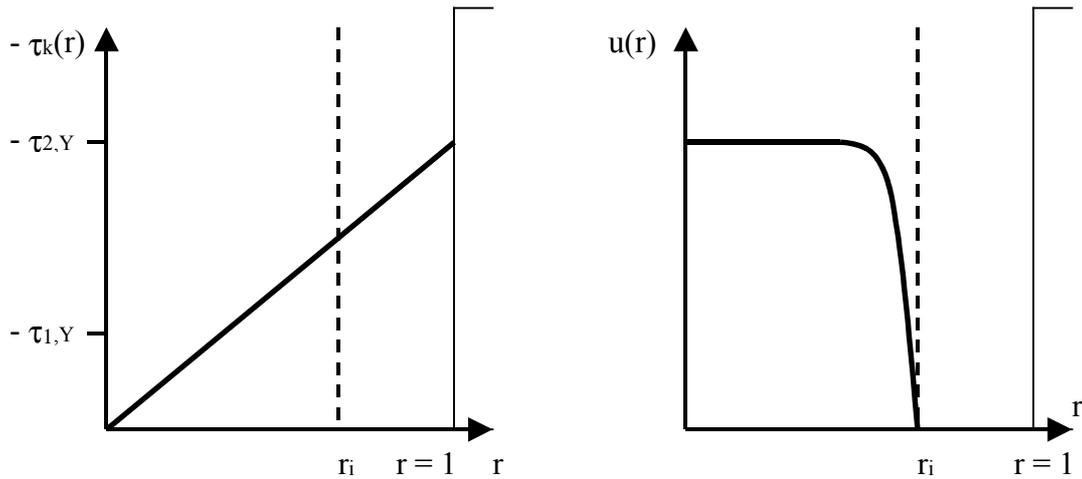


Figure IV.11 : Schéma des profils de contrainte et de vitesse caractérisant une couche statique. La vitesse d'injection est positive (direction des x croissants).

Nous ne nous intéressons qu'au cas de l'existence d'une couche statique à la paroi : dans ce cas, le seuil de contrainte du fluide 2 doit être supérieur à celui du fluide 1. Il existe de nombreux profils de vitesse présentant une zone de profil de vitesse de type bouchon (cas 2), mais seul le cas 3 présente une vitesse nulle à la paroi au sein du film de fluide résiduel. Lors d'un déplacement de deux fluides iso-densité, il n'y a qu'un seul cas (cas 3) de profil de contrainte et de vitesse du fluide déplacé pour lequel une couche statique non nulle existe à la paroi. On ne peut donc avoir une couche statique de fluide déplacé sur la paroi que si l'ensemble du film de fluide résiduel est immobile et non pas, simplement, la partie proche de la paroi.

L'immobilité partielle du film résiduel n'est donc possible que pour un déplacement de fluides de densités différentes.

IV.1.3.2.2 Prédiction d'une couche statique.

Nous allons maintenant établir les critères d'existence d'une couche statique en paroi en fonction des propriétés rhéologiques des fluides et des caractéristiques de l'écoulement.

Supposons que le problème contraint ait été résolu pour chaque position définie de l'interface r_i et que $f(r_i)$ est le gradient de pression correspondant. La valeur de la contrainte à l'interface et à la paroi est donnée par :

$$\begin{aligned} \tau_i(r_i) &= -f(r_i) * r_i \\ \tau_w(1) &= -f(r_i) \end{aligned} \quad \text{(Equation IV.22)}$$

En présence d'une couche statique, le débit du fluide 1 est égal au débit total injecté. D'autre part, la vitesse du fluide 1 à l'interface $r = r_i$ est nulle. Le calcul du champ de vitesse du fluide 1 se réduit donc à celui de l'écoulement d'un fluide à l'intérieur d'une conduite cylindrique de rayon r_i . Notons $f_0(r_i)$ le gradient de pression au sein du fluide 1, requis pour obtenir un débit unitaire à l'intérieur du tube de rayon r_i . Rappelons que nous sommes toujours en coordonnées normalisées, comme nous les avons définies au début de ce chapitre. L'expression du débit au sein du fluide 1 $q_1(r_i, f_0)$, que nous avons calculée pour des valeurs arbitraires de f_0 et de r_i pour un fluide d'Herschel-Bulkley, est donnée par :

$$q_1(r_i, f_0) = 0 \quad \text{si } r_i |f_0| \leq \tau_{1,Y} \quad (\text{Equation IV.23})$$

$$q_1(r_i, f_0) = \frac{-4\pi}{(m+1)(m+2)(m+3)K^m f_0} \left(\frac{f_0}{2}\right)^{m+1} \left(r_i - 2\frac{\tau_{1,Y}}{f_0}\right)^{m+1} \\ \left[\frac{r_i^2}{2} - \frac{r_i}{(m+2)} \left(r_i - 2\frac{\tau_{1,Y}}{f_0}\right) + \frac{1}{(m+2)(m+3)} \left(r_i - 2\frac{\tau_{1,Y}}{f_0}\right)^2 \right] \quad \text{si } r_i |f_0| > \tau_{1,Y} \\ (\text{Equation IV.24})$$

avec $m = \frac{1}{n_1} \geq 1$ (rhéologie Herschel-Bulkley).

En coordonnées normalisées, le débit total est égal à 1. On inverse alors la relation précédente en résolvant : $q_1(r_i, f_0) = 1$ (Equation IV.25)

qui permet de déterminer $f_0(r_i)$. $f_0(r_i)$ décroît lorsqu'on augmente r_i . En effet, il est plus facile de pomper un fluide à l'intérieur d'un tube de large section.

Si l'on suppose qu'il existe une couche statique, alors on a : $f_0(r_i) = f(r_i)$.

La contrainte à la paroi est alors donnée par : $\tau_w(r_i) = -f_0(r_i)$.

On a donc toujours : $\tau_w(r_i) < \tau_i(r_i) < 0$ et $\tau_w(r_i)$ croît avec r_i et $\tau_w(r_i) \rightarrow -\infty$ si $r_i \rightarrow 0$.

$f_0(1)$ est toujours inférieur à $f_0(r_i)$. Deux configurations sont possibles :

1. $\tau_w(1) = -f_0(1) \leq -\tau_{2,Y}$: dans ce cas, il n'y a de couche statique pour aucune valeur de r_i .
2. $\tau_w(1) = -f_0(1) > -\tau_{2,Y}$: dans ce cas, une couche statique existe.

L'affirmation suivante est donc vraie : dans le cas où le déplacement s'effectue dans la direction des x positifs, la condition

$$\tau_w(1) = -f_0(1) > -\tau_{2,Y} \quad (\text{Equation IV.26})$$

est une condition nécessaire à l'existence d'une couche statique.

Ainsi, en résumé, en résolvant le problème contraint et pour un écoulement dont la vitesse d'injection est connue, on est en mesure de calculer la valeur de la contrainte en paroi au sein du fluide 1, en multipliant toutes ces coordonnées normalisées par les nombres dimensionnels que nous avons définis au début de ce chapitre. En la comparant à la valeur du seuil de contrainte du fluide 2, on détermine la présence ou l'absence d'une couche statique en paroi.

IV.1.3.2.3 Épaisseur maximale de la couche statique.

En poursuivant l'analyse théorique que nous venons de développer, il est possible d'estimer l'épaisseur maximale possible de la couche statique. Il ne faut pas oublier que cette valeur servira de première référence à l'étude des caractéristiques de l'écoulement. L'épaisseur réelle du film résiduel de fluide déplacé sera en effet toujours inférieure ou égale à cette valeur $(1 - r_{i,\min})$.

Si l'on suppose que la condition $\tau_w(1) = -f_0(1) > -\tau_{2,Y}$ est satisfaite, la valeur minimale r_i pour laquelle une couche statique existe est déterminée en résolvant l'équation :

$$\tau_{2,Y} - f_0(r_i) = 0 \quad (\text{Equation IV.27})$$

La résolution numérique de cette équation ne pose pas de problème. On en déduit donc $r_{i,\min}$ et l'épaisseur maximale de la couche statique $(1 - r_{i,\min})$

N'oublions pas que s'il existe une couche statique en paroi, l'intégralité du film est statique. Il y a donc principalement deux types de déplacements caractéristiques des fluides viscoplastiques : le film résiduel en paroi est mobile ou entièrement statique. Cette analyse théorique nous permet donc de déterminer la mobilité ou

l'immobilité du film résiduel en paroi et d'estimer l'épaisseur maximale envisageable de ce film s'il est statique.

IV.1.3.2.4 Prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique en paroi lors des déplacements expérimentaux de fluides viscoplastiques.

La Figure IV.12 représente les épaisseurs maximales possibles de couche statique pour les déplacements, d'une part, par une solution newtonienne, des solutions de Carbopol 1.4 g/l et 1.5 g/l et du déplacement, et d'autre part, par deux solutions de Carbopol (avec et sans seuil de contrainte) de la solution de Carbopol 1.5 g/l.

L'épaisseur maximale de la couche statique prédite théoriquement surestime d'une manière générale la valeur réelle de l'épaisseur du film résiduel. Ceci est d'autant plus vrai lorsqu'on déplace les solutions viscoplastiques par une solution newtonienne (rapport de viscosité élevé entre les fluides). Comme nous l'avons expliqué précédemment, le déplacement des solutions de Carbopol par une solution newtonienne s'explique par un dépassement local de la contrainte seuil à l'interface au niveau des irrégularités de celle-ci.

La prédiction de l'épaisseur de la couche statique se fonde sur une comparaison des contraintes globales à l'interface et à la paroi par rapport à la valeur seuil. Ce raisonnement ne tient pas compte des particularités locales de l'écoulement et il est donc attendu qu'il surestime largement la valeur réelle de la couche statique dans ce cas.

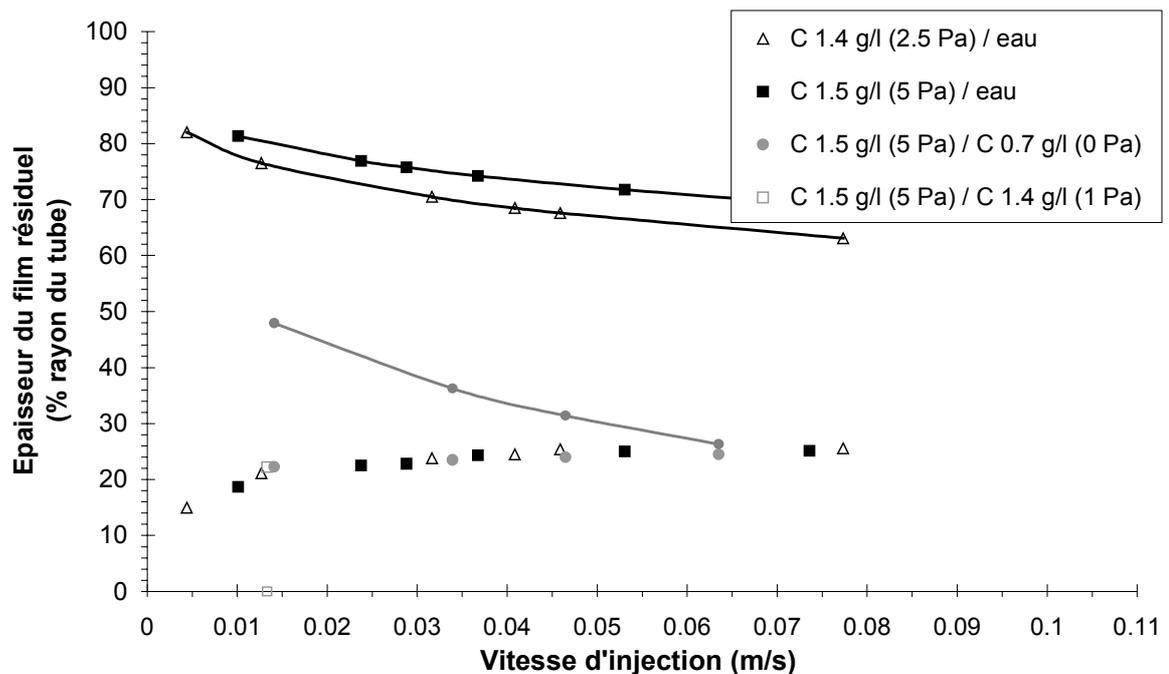


Figure IV.12 : Comparaison entre l'épaisseur du film résiduel observée lors des déplacements expérimentaux de fluides viscoplastiques et la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche

statique possible. Déplacements, d'une part, par une solution newtonienne, des solutions de Carbopol 1.4 g/l et 1.5 g/l et, d'autre part, par deux solutions de Carbopol (avec et sans seuil de contrainte) de la solution de Carbopol 1.5 g/l. Les résultats expérimentaux sont représentés par les symboles seuls et la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique est représentée par ces mêmes symboles mais reliés entre eux par une ligne continue. Pour le déplacement d'une solution de Carbopol 1.5 g/l (5 Pa) par une solution de Carbopol 1.4 g/l (1 Pa), le carré vide inférieur indique la prédiction d'une épaisseur nulle de couche statique alors que la valeur 20 % est celle obtenue expérimentalement.

Il est intéressant de noter que la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique est très proche du résultat expérimental du déplacement de la solution de Carbopol 1.5 g/l (5 Pa) par la solution de Carbopol 0.7 g/l (1 Pa), pour la vitesse d'injection expérimentale la plus élevée (0.065 m/s). En effet, nous avons montré, dans la précédente section, que, pour ce déplacement, la contrainte à la paroi était égale à la contrainte seuil. Le film résiduel est donc immobile et correspond au cas critique d'immobilité : $\tau_w(1) = -f_0(1) > -\tau_{2,Y}$. Ce critère est celui utilisé pour prédire l'épaisseur maximale de la couche statique, il est donc attendu que la prédiction théorique soit en accord, dans ce cas, avec la mesure expérimentale du déplacement, ce qui est vérifié.

En conclusion, nous pouvons dire que, si la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique surestime l'épaisseur réelle du film résiduel, elle permet néanmoins d'estimer l'ordre de grandeur de cette épaisseur (ce qui peut être très utile dans de nombreux cas) et de prédire la mobilité ou l'immobilité du film résiduel expérimental observé. En effet, si l'épaisseur réelle du film résiduel lors d'un déplacement à un instant donné est supérieure à cette valeur h_{max} , nous sommes certains que le film observé est mobile et que son épaisseur va diminuer avec le temps.

Par ailleurs, comme nous l'avons déjà signifié, il est extrêmement difficile, voire impossible d'avoir une gamme très étendue de paramètres rhéologiques de fluides viscoplastiques. Or, il serait intéressant, au-delà de la prédiction de cas particuliers expérimentaux, d'analyser grâce à cette prédiction théorique, l'influence des différentes propriétés rhéologiques des fluides viscoplastiques sur l'épaisseur maximale de la couche statique. Nous avons donc analysé dans la section suivante, la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique pour une large gamme de paramètres rhéologiques.

IV.1.3.2.5 Influence des propriétés rhéologiques des fluides

Pour un couple de fluides viscoplastiques typique, nous allons déterminer l'épaisseur maximale possible de la couche statique en paroi.

Nous analyserons ensuite l'influence des différents paramètres rhéologiques de chacun des fluides sur cette épaisseur.

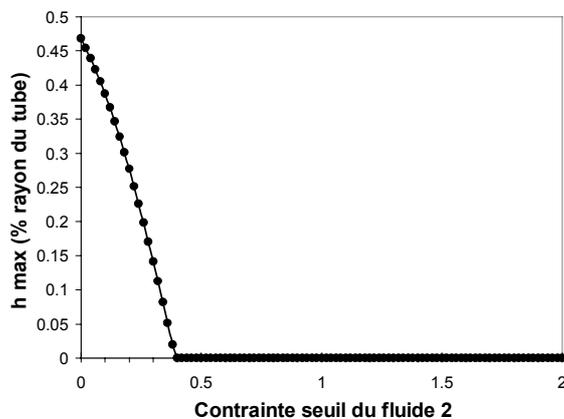
Nous considérons ici un couple de deux fluides de Bingham (nous ferons ensuite varier les indices rhéofluidifiants de chacun des fluides de façon à étendre cette analyse aux fluides d'Herschel-Bulkley) :

- Fluide 2 (fluide déplacé) : $\tau = 0.5 + 0.1 * \left(\dot{\gamma}\right)^1$
- Fluide 1 (fluide injecté) : $\tau = 0.2 + 0.01 * \left(\dot{\gamma}\right)^1$

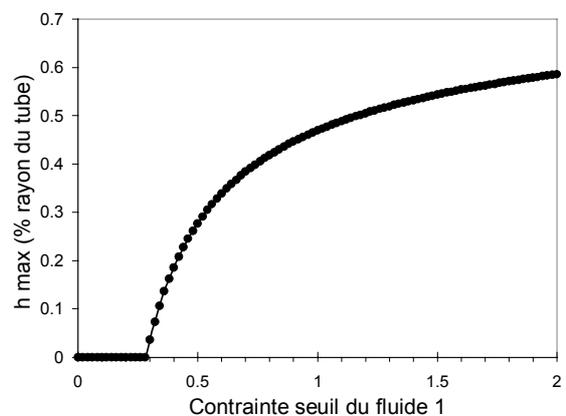
Ce couple de fluides dont les paramètres rhéologiques sont ici adimensionnés correspond au déplacement réel, d'un fluide de contrainte seuil et de viscosité plastique égales respectivement à 5 Pa et 0.1 Pas par un fluide viscoplastique de contrainte seuil et de viscosité plastique égales respectivement à 2 Pa et 0.01 Pas, à une vitesse d'injection de 0.1 m/s, dans une conduite cylindrique de rayon égal à 0.01 m. Nous allons étudier l'influence du caractère rhéofluidifiant des fluides sur l'épaisseur de la couche statique, en faisant varier n de 1 à 0.

Ce même couple de fluides standard sera également utilisé pour prédire l'influence des paramètres rhéologiques sur l'épaisseur du film résiduel grâce au modèle de recirculation et au code numérique Fidap. Nous pourrons ainsi analyser et comparer les différents résultats sur un même cas, représentatif d'expériences réelles de déplacement.

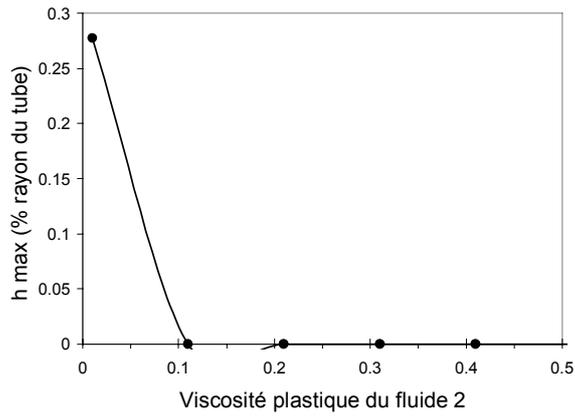
L'influence des 8 paramètres hydrodynamiques, physiques, géométriques et rhéologiques de l'écoulement et des caractéristiques des fluides sur la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique est présentée sur la Figure IV.13.



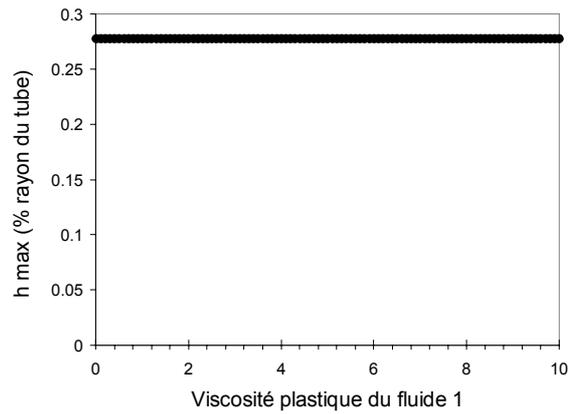
Cas a : Influence de la contrainte seuil du fluide 2



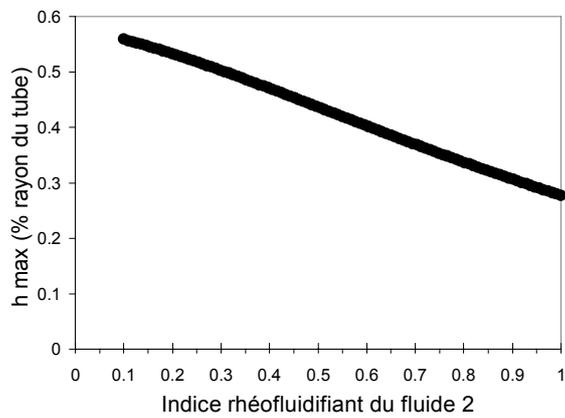
Cas b : Influence de la contrainte seuil du fluide 1



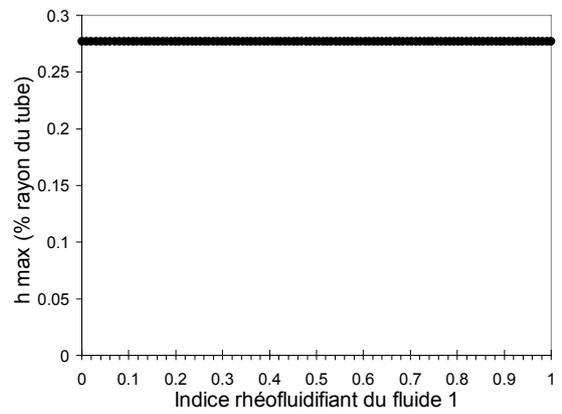
Cas c : Influence de la viscosité plastique du fluide 2



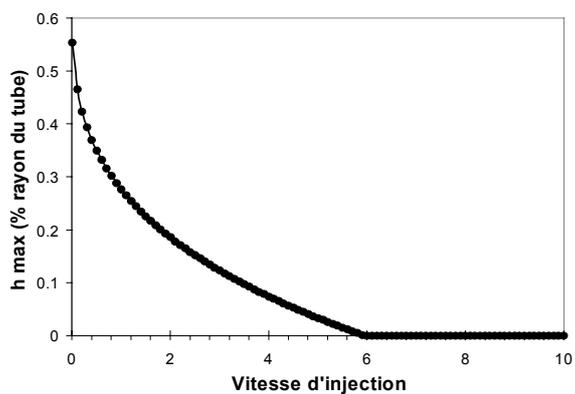
Cas d : Influence de la viscosité plastique du fluide 1



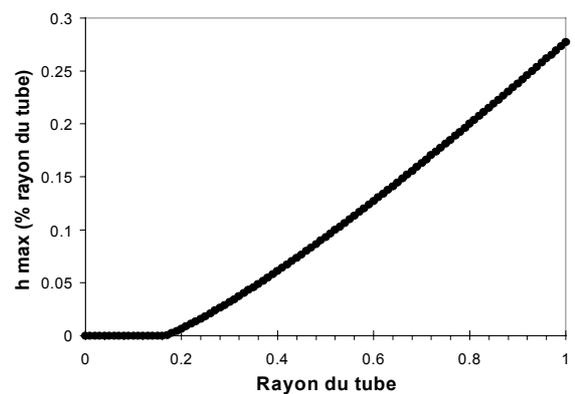
Cas e : Influence de l'indice rhéofluidifiant du fluide 2



Cas f : Influence de l'indice rhéofluidifiant du fluide 1



Cas i : Influence de la vitesse d'injection



Cas i : Influence du rayon du tube

Figure IV.13 : L'influence des 8 paramètres hydrodynamiques, géométriques,

physiques et rhéologiques de l'écoulement et des fluides ($\tau_{y,1}$, $\tau_{y,2}$, k_1 , k_2 , n_1 , n_2 , u_o , R_T) sur la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique.

Il faut noter tout d'abord que l'épaisseur maximale possible de la couche statique ne dépend pas des paramètres rhéologiques k_1 et n_1 du fluide 1 (déplaçant). Ce résultat était attendu, il provient directement du schéma du raisonnement théorique que nous avons développé pour déterminer cette épaisseur maximale. En effet, la détermination de h_{max} dépend de la comparaison entre la contrainte à la paroi et la contrainte seuil du fluide 2. La variation de la contrainte à la paroi est linéaire avec le gradient de pression qui ne dépend que des propriétés hydrodynamiques de l'écoulement (u_o , R_T) et des propriétés rhéologiques du fluide 1. Elle est donc indépendante de k_2 et n_2 .

Les conclusions que nous pouvons dégager de cette prédiction de h_{max} qui sont relativement intuitives sont les suivantes :

1. h_{max} diminue avec l'augmentation de la contrainte seuil du fluide 1,
2. h_{max} augmente avec l'augmentation de la contrainte seuil du fluide 2,
3. h_{max} diminue lorsque la viscosité plastique du fluide 1 croît,
4. une augmentation de la vitesse d'injection tend à diminuer h_{max} ,
5. une diminution du rayon du tube tend à amincir l'épaisseur relative maximale de cette couche statique.

La diminution de l'épaisseur maximale de la couche statique avec l'augmentation de l'indice rhéofluidifiant du fluide 1 est relativement surprenante. On aurait pu penser qu'un fluide au caractère rhéofluidifiant très marqué, présentant alors un profil de vitesse relativement aplati aurait favorisé le déplacement.

N'oublions pas qu'il ne s'agit en aucun cas de la prédiction de l'épaisseur du film résiduel en paroi, mais de l'épaisseur maximale de la couche statique. Celle-ci nous donne de précieux renseignements sur l'ordre de grandeur de cette épaisseur et nous permettra d'affirmer si un film résiduel observé est mobile ou immobile.

Comme nous l'avons déjà observé pour les déplacements expérimentaux, nous verrons ultérieurement, en comparant ces résultats à ceux du modèle de recirculation et du code numérique Fidap, que cette prédiction est très éloignée de la valeur réelle de l'épaisseur du film résiduel.

IV.1.3.3 Conclusions

Nous avons procédé graduellement dans cette étude en commençant par une analyse générale des déplacements de fluides newtoniens, à caractère rhéofluidifiant, avec ou sans contrainte seuil. Nous avons analysé plus particulièrement les profils de vitesse dans les zones où l'écoulement peut être considéré comme parallèle à l'axe. Nous avons montré que cette analyse relativement simple nous a permis de comprendre certaines caractéristiques du déplacement, mais ne permettait pas de prédire l'épaisseur du film résiduel.

Or l'objectif affirmé de notre étude théorique générale demeure la prédiction de cette épaisseur.

Nous allons donc maintenant décrire les résultats de la deuxième phase de notre étude théorique, avec pour objectif la prédiction du diamètre du doigt de digitation visqueuse.

IV.2 Modèle de Z. Yang et Y. Yortsos

Nous présentons dans cette section le modèle analytique de Yang et Yortsos, prédisant la valeur du diamètre du doigt de déplacement d'un fluide newtonien par un autre en conduite cylindrique. Puis, nous nous focaliserons, dans la section suivante, sur le modèle que nous avons développé, avec I. Frigaard, dit «modèle de recirculation», pour décrire les déplacements de fluides non-newtoniens.

L'estimation de l'épaisseur du film résiduel dans le cas des déplacements de fluides miscibles newtoniens en tube a fait l'objet de plusieurs études numériques, mais seul un modèle analytique développé par Yang et Yortsos en 1996 a été établi. Une analyse mathématique très complète a toutefois été réalisée par Combescot et al. en 1986 et 1988.

Ce modèle théorique analytique est basé sur un concept d'équilibre transverse des pressions. Yang et Yortsos (1996) ont appliqué l'approche conventionnelle de l'équation de convection-dispersion à la concentration du fluide moyennée sur une section du tube. La dispersion est modélisée par une diffusion anisotrope dépendante de la vitesse et la viscosité est fonction de la concentration moyenne locale. Dans la limite d'une diffusion nulle, ils obtiennent par ce formalisme une équation hyperbolique décrivant l'évolution de la concentration moyennée sur une section du tube.

Nous avons choisi d'utiliser les notations propres à ces auteurs pour présenter ce modèle théorique analytique, elles sont donc différentes de celles du modèle axial que nous avons exposé précédemment.

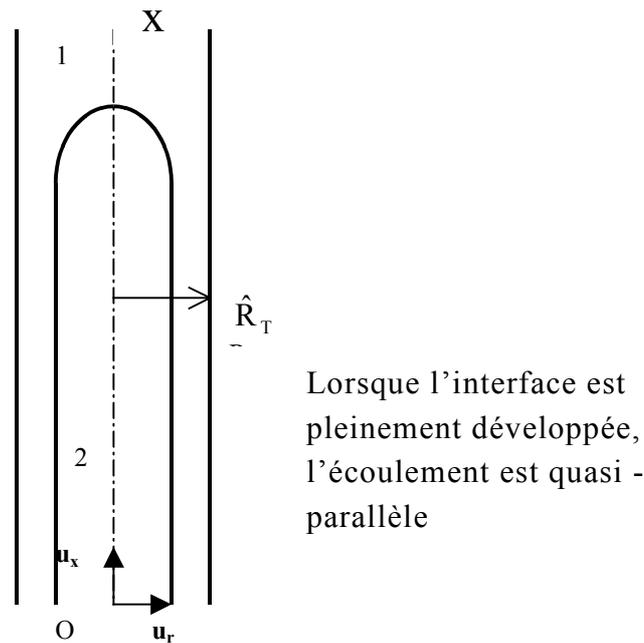


Figure IV.14 : Géométrie de l'écoulement.

Considérons le déplacement d'un fluide 1 par un fluide 2 injecté dans un tube axisymétrique vertical de rayon R_T . La longueur du tube est notée L . On se place en coordonnées cylindriques R_T, Θ, X où l'axe Ox est confondu avec l'axe du tube. On suppose que le fluide 2, injecté à débit constant, forme un doigt axisymétrique centré sur l'axe Ox .

On note q la vitesse moyenne d'injection et $\beta(X, T)$ le rayon local du doigt normalisé par rapport au rayon R_T du tube. Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

1. L'écoulement est supposé axisymétrique et quasi-parallèle. On néglige donc toute dépendance en θ .
2. La vitesse moyenne d'injection $q = \frac{Q}{\pi R_T^2}$ est suffisamment élevée pour que le mélange diffusif soit négligeable (le nombre de Péclet est grand $Pe = qR_T / D_m \gg 1$).
3. On considère que l'interface est pleinement développée, c'est à dire qu'on se place dans la limite où la longueur L de la «langue» est très grande devant le

rayon R_T du tube, de sorte que l'écoulement est localement parallèle dans la direction Ox (les composantes radiales et orthoradiales de la vitesse et du gradient de pression sont négligeables).

Les fluides sont supposés suffisamment visqueux pour que l'écoulement puisse être considéré comme laminaire et quasi-stationnaire (Le nombre de Reynolds de l'écoulement est petit dans chaque fluide : $Re_i = q\rho_i R_T / \eta_i \ll 1$, $i=1, 2$).

On suit l'approche conventionnelle de la description d'écoulement miscible (Manickam & Homsy) dans laquelle, en l'absence de mélange des fluides, la divergence de la vitesse est nulle et la diffusivité est constante. On ignore les contraintes de Korteweg, introduites par Joseph D.D. & Renardy Y.Y. (1992). Par simplification, on restreint cette étude aux déplacements sans gravité. Les déplacements avec gravité ont été étudiés par Lajeunesse et al. (1997).

Les équations tridimensionnelles de Navier-Stokes, de la conservation du fluide injecté grâce à l'équation de la diffusion-convection et de la divergence nulle sont les suivantes :

$$\frac{\partial C}{\partial T} + \nabla \cdot (\vec{U} C) = D_m \nabla^2 C,$$

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0,$$

(Equation IV.28)

$$0 = -\nabla P + \nabla \cdot \vec{\Gamma},$$

où C est la concentration du fluide injecté, T le temps et \vec{U} le vecteur vitesse de composantes radiales et axiales respectives U et W , P la pression et $\vec{\Gamma}$ le tenseur des contraintes. Toutefois, nous n'allons pas considérer l'équation tridimensionnelle de la diffusion-convection, mais utiliser une équation 1D vérifiée par la concentration moyennée sur la section du tube. La définition de cette concentration moyenne est développée dans la suite de cette section.

On cherche à écrire un système d'équations normalisé. En utilisant les notations de Yang et Yortsos, on introduit les nombres sans dimension suivants :

$$r = \frac{R}{R_T}, \quad x = \frac{X}{L}, \quad u = \frac{U}{q}, \quad w = \frac{W}{q}, \quad p = \frac{P}{P^*},$$

$$\lambda = \frac{\mu_2}{\mu}, \quad \varepsilon = \frac{R_T}{L}, \quad P^* = \frac{q\mu_2 L}{R_T^2}, \quad t = \frac{qT}{L}, \quad M = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

où l'indice 2 réfère au fluide injecté, μ est la mobilité et λ la mobilité normalisée. Dans la limite des grands rapports d'aspects, on trouve les résultats suivants par un développement au premier ordre :

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial(uc)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rwc)}{\partial r} &= N_{TD} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial c}{\partial r} \right), \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rw)}{\partial r} &= 0, \\ -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda^{-1} r \frac{\partial u}{\partial r} \right) &= 0 \end{aligned} \quad , \quad (\text{Equation IV.29})$$

$$\text{et } -\frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (\text{équilibre transverse de la pression}), \quad (\text{Equation IV.30})$$

où N_{TD} est le nombre de diffusion transverse :

$$N_{TD} = \frac{qR_T^2}{D_m L} = Pe \cdot \varepsilon$$

Dans la suite de cette section, nous allons nous intéresser à la concentration de fluide injecté moyennée sur une section du tube. Dans une section du tube, la saturation complète par le fluide 1 est associé à une valeur nulle de la concentration et par le fluide 2 à une valeur égale à 1. La proportion relative moyenne de ces fluides sur une section du tube sera donc représentée par la valeur de \bar{c} , définie comme la concentration moyenne normalisée, comprise entre 0 et 1 :

$$\bar{c}(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^1 r \cdot dr \cdot c(r, x, t) = \beta^2(x, t) \quad (\text{Equation IV.31})$$

β est équivalent au rayon normalisé du doigt de digitation visqueuse dans les modèles unidimensionnels que nous avons considérés jusqu'à présent.

La viscosité est supposée être une fonction de la concentration $\mu(\bar{c})$. Elle dépend des viscosités respectives des fluides et de leur proportion relative, par l'intermédiaire de c . Il faut donc établir l'expression liant μ à \bar{c} , grâce à μ_1 et μ_2 . Les auteurs utilisent la loi de mélange «de puissance quatre» :

$$\mu = (c\mu_2^{-1/4} + (1-c)\mu_1^{-1/4})^{-4} \quad (\text{Equation IV.32})$$

En notation adimensionnée, elle devient :

$$\lambda = [c + (1 - c)M^{-1/4}]^4 \quad (\text{Equation IV.33})$$

L'évolution et la forme des fronts de concentration moyennée $\bar{c}(x, t)$ dépendent de la valeur de N_{TD} . Yang et Yortsos ont proposé un formalisme particulier pour décrire l'évolution de l'interface. Moyenner l'équation de conservation sur la section du tube conduit à l'équation :

$$\frac{\partial \bar{c}(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial F_p(x, t)}{\partial x} = 0 \quad (\text{Equation IV.34})$$

$F_p(x, t)$ est le flux local de fluide 2 normalisé par le débit d'injection total $\pi q R_0^2$. Le nombre de Péclet étant grand, les deux fluides ne se mélangent pas et les expressions de $\bar{c}(x, t)$ et $F_p(x, t)$ sont donc très simples.

$$F_p(x, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^1 dr \cdot c(r, \theta, x, t) \cdot u(r, \theta, x, t) = 2 \int_0^{\beta(x, t)} r \cdot dr \cdot u(r, x, t) = F(\bar{c}(x, t)) \quad (\text{Equation IV.35})$$

où $u(r, x, t)$ est la composante de vitesse suivant l'axe Ox et où :

$$\begin{aligned} c(r, x, t) &= 0 \text{ pour } r > \beta(r, x, t) \\ c(r, x, t) &= 1 \text{ pour } r < \beta(r, x, t) \end{aligned}$$

Il faut noter que, dans cette limite, le modèle de Yang et Yortsos est identique au modèle d'écoulement quasi-parallèle que nous avons présenté au paragraphe IV.1.1.7. La fonction de flux F_p et la valeur moyenne de \bar{c} sont respectivement égales au débit du fluide 1 que nous avons alors noté q_1 et à la position de l'interface r_i du doigt de digitation visqueuse.

La détermination du profil de vitesse par résolution de l'équation de Stokes permet d'exprimer le flux F en fonction de \bar{c} , M et U , après quelques calculs :

$$F_p(\bar{c}, M) = \frac{2\bar{c} + (M - 2)\bar{c}^2}{1 + (M - 1)\bar{c}^2} \quad (\text{Equation IV.36})$$

Il est à noter que $F_p(0, M) = 0$ et $F_p(1, M) = 1$. Le cas particulier d'un traceur passif ($M=1$) correspondant à un écoulement de Poiseuille, donne $F_p(\bar{c}, 1) = (2\bar{c} - \bar{c}^2)$. On en

déduit que la concentration moyennée transversalement est solution de notre système d'équations, avec comme condition initiale $\bar{c} = 0$. L'influence du rapport de viscosité M sur la fonction relative du flux d'un déplacement de fluides miscibles en tube est présentée sur la Figure IV.16.

La fonction de flux F_p ne dépendant que de \bar{c} , il est alors possible d'en déduire la vitesse de propagation des concentrations moyennées. En effet, \bar{c} étant fonction de x et t , on a, pour \bar{c} fixé :

$$d\bar{c} = \left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right)_t dx + \left(\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} \right)_x dt \quad (\text{Equation IV.37})$$

La vitesse de propagation des concentrations normalisée s'écrit :

$$V(\bar{c}) = \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\bar{c}} = - \frac{(\partial \bar{c} / \partial t)_x}{(\partial \bar{c} / \partial x)_t} \quad (\text{Equation IV.38})$$

or
$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = - \frac{\partial F_p}{\partial x} = - \frac{dF_p}{d\bar{c}} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \quad (\text{Equation IV.39})$$

ainsi
$$V(\bar{c}) = \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\bar{c}} = \frac{dF_p}{d\bar{c}} = \frac{2[1 + (M-2)\bar{c} - (M-1)\bar{c}^2]}{[1 + (M-1)\bar{c}^2]} \quad (\text{Equation IV.40})$$

La vitesse de propagation des concentrations normalisée par q est donc égale à la dérivée de la fonction de flux.

Les propriétés de la solution dépendent de l'apparition éventuelle de chocs, marqués par une variation brusque de la concentration. Pour cet écoulement, les fronts du choc correspondent à des doigts quasi stationnaires, correspondant à une valeur de la concentration Λ , qui est également le carré du rayon normalisé à son extrémité avant.

Si un choc se forme, il est marqué par une brusque variation de la concentration, de $\bar{c} = 0$ à $\bar{c} = \Lambda$. Toute cette zone de l'écoulement de la section du tube se propage à vitesse constante.

Sa vitesse de propagation est définie par l'équation hyperbolique précédente, où $\bar{c} = \Lambda$:

$$\frac{x}{t} = V(\bar{c}) = \frac{2[1 + (M-2)\bar{c} - (M-1)\bar{c}^2]}{[1 + (M-1)\bar{c}^2]^2} \quad (\text{Equation IV.41})$$

La zone de «choc» est ce que l'on a appelé jusqu'à présent la zone en arrière du doigt de digitation visqueuse dans le problème physique.

La vitesse relative de l'extrémité avant du doigt est indépendante de M et égale à 2 et la vitesse en arrière du doigt correspondante à $\bar{c} = 1$ est égale à zéro. Si un choc se forme, correspondant à une concentration $\bar{c}^* = \Lambda$, l'équation ci-dessus n'est valable que pour $\bar{c} > \Lambda$, la vitesse V_{tip} du front avant du doigt est alors égale à la vitesse du choc:

$$V_{\text{tip}} = \frac{F_p(\Lambda, M)}{\Lambda}. \quad (\text{Equation IV.42})$$

Comment peut-on calculer la concentration Λ correspondant au choc ? On analyse la fonction flux, afin de déterminer les conditions de formation d'un choc.

On démontre qu'une condition nécessaire d'absence de choc est $M < 2$. $F_p(\bar{c}, M)$ est alors une fonction concave sans point d'inflexion (Figure IV.15). Il est cependant nécessaire d'établir une comparaison avec les résultats de simulations numériques pour établir que cette condition est également suffisante. Les résultats des simulations de gaz sur réseau de Rakotomalala et al. (1997) ont montré qu'un choc ne se développait que pour une valeur de M suffisamment grande devant 1. Cette prédiction est en accord avec la condition ci-dessus, le critère $M < 2$ est donc une condition suffisante d'absence de choc. Dans ce cas, la solution de l'onde de propagation est applicable dans tout le domaine de valeurs de \bar{c} .

Inversement, lorsque $M > 2$, il existe un point d'inflexion de la fonction flux, ce qui est une condition suffisante d'existence d'un choc qui se propage vers l'aval, suivi d'une onde propagative.

La construction de la tangente $\bar{c}^* F'(\bar{c}^*) = F(\bar{c}^*)$ permet d'établir la valeur critique \bar{c}^* correspondant au choc :

$$\bar{c}^* = \frac{-2(M-1) + M\sqrt{(M-1)}}{(M-2)(M-1)} \quad (\text{Equation IV.43})$$

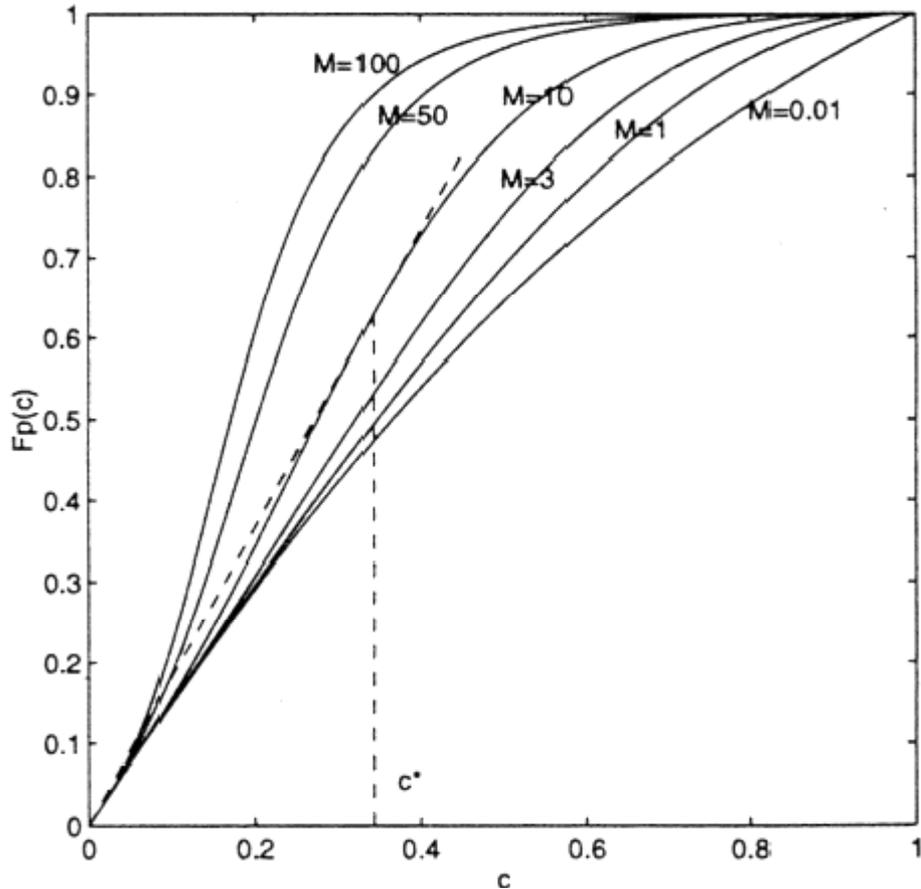


Figure IV.15 : Fonction relative du flux d'un déplacement de fluides miscibles en tube pour différentes valeurs de M . Les lignes en pointillés indiquent la construction de la tangente pour $M > 2$.

La prédiction de l'apparition d'un choc au sein de l'écoulement selon l'analyse théorique de Yang et Yortsos nous permet donc de calculer l'épaisseur du doigt de digitation visqueuse, pour les déplacements que nous avons étudiés. En effet, la concentration \bar{c}^* correspondant au choc est équivalente au rayon normalisé du doigt de digitation visqueuse de nos déplacements expérimentaux. Nous nous sommes intéressés exclusivement aux déplacements avec un rapport de viscosité élevé qui laissent apparaître un doigt stable, quasi-stationnaire et donc d'épaisseur presque constante tout au long de l'écoulement. Les caractéristiques de ce doigt de digitation visqueuse correspondent donc exactement au cas d'apparition d'un choc. Le doigt n'est plus auto-similaire, mais se propage à vitesse constante et demeure d'épaisseur constante.

Le critère d'apparition d'un choc et la prédiction de la concentration correspondant au choc, développés par Yang et Yortsos nous permettent donc d'accéder au diamètre du doigt de nos déplacements expérimentaux de fluides newtoniens.

La Figure IV.16 compare ces prédictions analytiques de la variation de l'épaisseur moyenne du film résiduel en paroi en fonction du nombre d'Atwood ($At = (M-1)/(M+1)$) avec les résultats des simulations de Chen & Meiburg et nos propres résultats expérimentaux. Il apparaît que ce modèle analytique surestime la valeur de l'épaisseur du film résiduel et de la vitesse de propagation du front pour les rapports de viscosité élevés.

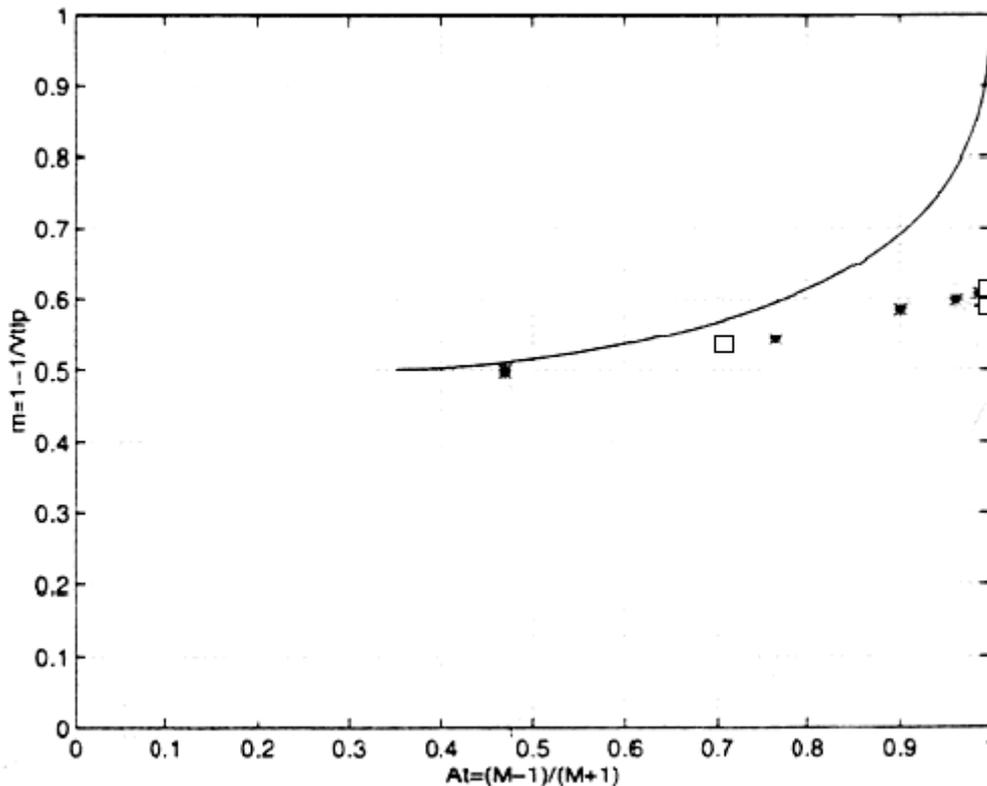


Figure IV.16 : Variation de l'épaisseur moyenne du film résiduel en paroi lors d'un déplacement de fluides miscibles newtoniens en tube en fonction du nombre At caractérisant les contrastes de viscosité. Les points astérisques représentent les résultats numériques de Chen et Meiburg et les rectangles vides représentent nos propres résultats expérimentaux.

On note un écart significatif entre les deux méthodes, écart qui augmente avec M . Cette divergence s'accroît d'autant plus que l'on s'approche de la valeur $At = 1$. Cette analyse théorique prévoit en effet une épaisseur de doigt nulle à rapport de viscosité M infini, alors que les simulations numériques prédisent une valeur finie. L'inadéquation de cette solution asymptotique aux forts rapports de viscosité est due à l'utilisation de l'approximation de lubrification et à l'absence de prise en compte des fronts verticaux de variation de concentration à l'extrémité avant du doigt. L'approximation de lubrification et l'hypothèse de diffusion nulle ne s'appliquent pas aux zones de l'écoulement où existent de forts fronts de concentrations transverses. Ces gradients de concentrations transverses au niveau du nez du doigt

sont d'autant plus importants que le rapport de viscosité entre les fluides est élevé. Ce qui explique la divergence entre ce résultat analytique et les simulations aux forts rapports de viscosité.

En effet, comme nous l'avons discuté précédemment, la sélection de l'épaisseur du doigt est induite par les propriétés de l'écoulement au niveau du front avant du doigt, où l'écoulement n'est pas parallèle, mais tridimensionnel. L'approximation axiale diverge d'autant plus de l'écoulement réel, que le rapport de viscosité entre les fluides est élevé.

Aucune extension de l'étude analytique de Yang et Yortsos n'est envisageable pour les fluides présentant une rhéologie non-newtonienne. En effet, d'une part, les lois rhéologiques non-newtoniennes des fluides que nous avons étudiés (lois de Cross et d'Herschel-Bulkley), trop complexes, empêchent d'exprimer analytiquement la concentration moyenne du fluide dans le tube dans ce cas. D'autre part, nous nous sommes focalisés expérimentalement sur l'étude des déplacements de fluides dans le cas où le rapport des viscosités entre le fluide déplacé et le fluide déplaçant est très élevé. Or ce domaine sort de la limite de validité du modèle de Yang et Yortsos.

Toutefois, nous avons réalisé une extension numérique de ce modèle grâce au modèle d'écoulement quasi-parallèle que nous avons présenté au début de ce chapitre, qui est analogue au modèle de Yang et Yortsos. L'écart entre les prédictions du diamètre du doigt de digitation visqueuse dans le cas du déplacement de fluides non-newtoniens et les valeurs expérimentales est apparu encore plus important que pour les déplacements de fluides newtoniens, dans le cas d'un rapport de viscosité élevé entre les fluides. Nous n'avons donc pas poursuivi l'analyse de ce modèle, et plus particulièrement son extension aux fluides non-newtoniens.

Nous avons donc développé avec I. Frigaard une modélisation physique du déplacement de fluides miscibles non-newtoniens en conduite cylindrique verticale, basée sur l'absence de recirculation au sein du déplacement. Elle apparaît comme une explication théorique possible de la sélection du diamètre du doigt. Plus particulièrement, nous avons axé notre étude sur le déplacement de fluides viscoplastiques.

IV.3 Modèle de «recirculation»

L'objectif essentiel de cette analyse est de prédire le diamètre du doigt de digitation visqueuse en fonction des propriétés rhéologiques des fluides. Nous appellerons ce modèle, modèle de «recirculation», car la base de notre réflexion théorique repose sur la considération du phénomène de recirculation près du front de déplacement d'un fluide par l'autre.

IV.3.1 Présentation du modèle

Les mesures expérimentales et les résultats des simulations numériques utilisant le code Fidap, que nous présenterons dans le sixième chapitre, ont mis en évidence la propagation stationnaire d'un front de déplacement, invariant avec le temps, dans le référentiel en mouvement à la vitesse moyenne et dans le cas des fluides viscoplastiques. Le modèle de Yang et Yortsos, dans l'approximation de lubrification, ne considère pas la propagation stationnaire du front de déplacement dans son intégralité, mais seulement la propagation stationnaire de la région du front, incluant une brusque variation de concentration («choc»), qui conduit à l'étirement de l'interface. Ces différentes observations justifient notre modélisation du déplacement des fluides viscoplastiques en supposant la propagation d'un profil de concentration stationnaire dans le référentiel en mouvement.

Nous utilisons les mêmes notations, en particulier pour les variables dimensionnées et sans dimensions, que celles que nous avons définies au début de ce chapitre, lors de l'analyse de l'écoulement quasi parallèle. Initialement, nous nous focalisons et développons ce modèle pour des fluides viscoplastiques, dont le comportement rhéologique est correctement décrit par la loi d'Herschel-Bulkley.

Considérons le déplacement d'un fluide 2 par un fluide 1 iso-densité injecté dans un tube axisymétrique vertical de rayon \hat{R}_T , représenté sur la Figure IV.17. La longueur du tube est notée \hat{L} . On se place en coordonnées cylindriques $\hat{R}_T, \hat{\theta}, \hat{x}$ où l'axe $O\hat{x}$ est confondu avec l'axe du tube. La coordonnée \hat{x} mesure la distance le long de l'axe du tube, la coordonnée \hat{r} mesure la distance le long du rayon de la conduite, en partant de l'axe du tube. On suppose que le fluide 1 forme un doigt axisymétrique centré sur l'axe $O\hat{x}$. On note \hat{U}_0 la vitesse moyenne d'injection. (\hat{u}, \hat{v}) est le couple de coordonnées de la vitesse respectivement dans la direction axiale et radiale. \hat{p} est la pression locale au sein de l'écoulement et $\hat{\tau}_k$ la contrainte visqueuse que subit le fluide k.

Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

1. L'écoulement est supposé axisymétrique et quasi-parallèle. On néglige donc toute dépendance en $\hat{\theta}$.
2. La vitesse d'injection \hat{U}_0 est suffisamment élevée pour que le mélange diffusif soit négligeable ($Pe \gg 1$).

3. On considère l'interface pleinement développée, de sorte que l'écoulement est localement parallèle dans la direction $O\hat{x}$.

Le système d'équations dimensionnées qui modélise le déplacement pour les deux fluides est le suivant :

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_k \left[\frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \hat{t}} + \hat{u}_r \frac{\partial}{\partial \hat{r}} \hat{u}_r + \hat{u}_x \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{u}_r \right] &= -\frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{r}} + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \hat{\tau}_{k,rr}] + \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{\tau}_{k,rx} \\ \hat{\rho}_k \left[\frac{\partial \hat{u}_x}{\partial \hat{t}} + \hat{u}_r \frac{\partial}{\partial \hat{r}} \hat{u}_x + \hat{u}_x \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{u}_x \right] &= -\frac{\partial \hat{p}}{\partial \hat{x}} + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \hat{\tau}_{k,rx}] + \frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{\tau}_{k,xx} \end{aligned} \quad (\text{Equation IV.44})$$

avec $k=1,2$

$$\frac{\partial}{\partial \hat{x}} \hat{u}_x + \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} [\hat{r} \hat{u}_r] = 0 \quad (\text{Equation IV.45})$$

Ces équations du mouvement et de conservation de la masse sont identiques à celles que nous avons écrites au début de ce chapitre, dans la première section.

Les fluides sont d'égale densité. On suppose qu'une couche statique en paroi existe pour le déplacement considéré. Le doigt est stationnaire et se déplace uniformément à la vitesse S dans la direction des x positifs. On émet l'hypothèse que l'interface et le champ de vitesse au sein des fluides demeurent stationnaires dans le référentiel se déplaçant avec le front de déplacement à vitesse \hat{S} .

Que ce soit dans le référentiel fixe ou dans le référentiel en mouvement se déplaçant avec le front de déplacement à vitesse \hat{S} , nous n'allons utiliser un système d'équations dimensionnées. Nous n'allons pas conduire notre raisonnement avec des variables adimensionnées, comme nous l'avons fait pour la présentation du modèle d'écoulement quasi-parallèle.

De façon analogue aux notations utilisées dans le modèle d'écoulement quasi-parallèle, les variables dimensionnées, dans le repère fixe, sont notées \hat{x} , \hat{r} pour les coordonnées, (\hat{u}_x, \hat{u}_r) pour la vitesse et \hat{p} pour la pression.

Les notations des variables dimensionnées dans le repère en mouvement avec le front de déplacement à vitesse \hat{S} , seront les suivantes :

$$X = \hat{x} - \hat{S} \hat{t}, R = \hat{r}, U = \hat{u}_x - \hat{S}, V = \hat{u}_r \text{ et } P = \hat{p}$$

Nous avons renoncé à utiliser le symbole \wedge pour les variables dimensionnées dans le repère en mouvement pour une certaine simplification d'écriture.

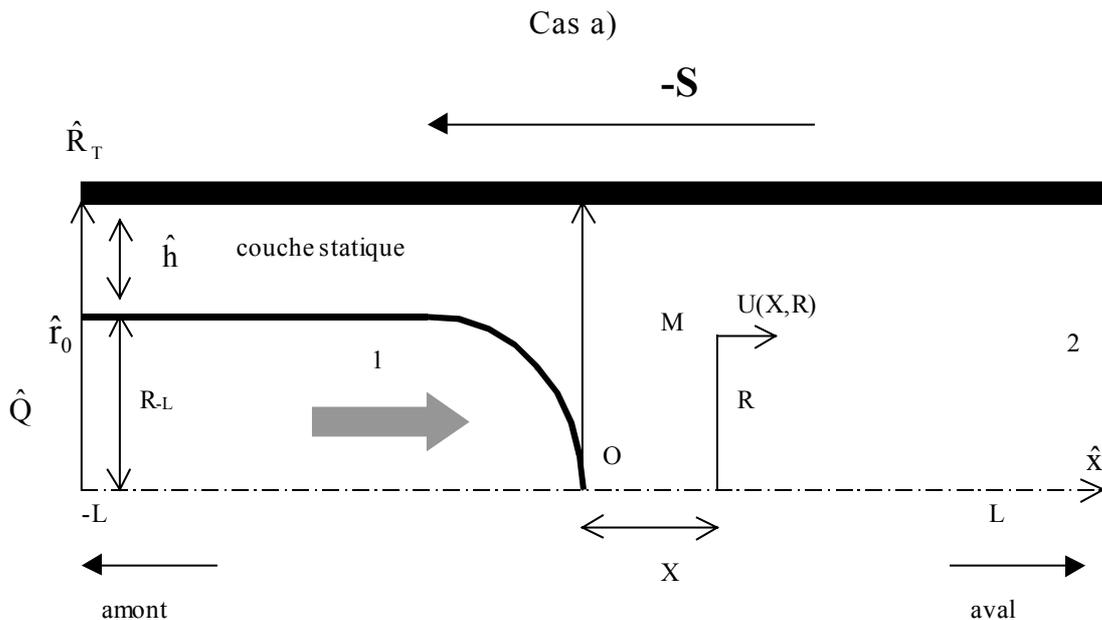
On notera également S , R_T et L , respectivement à la place de \hat{S} , \hat{R}_T et \hat{L} .

Le système d'équations dimensionnées du mouvement et de conservation de la masse dans ce cas stationnaire dans le référentiel en mouvement devient alors :

$$\begin{aligned} \left[U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial R} \right] &= -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} [R \tau_{k,RX}] + \frac{\partial}{\partial X} \tau_{k,XX} \\ \left[U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial R} \right] &= -\frac{\partial P}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} [R \tau_{k,RR}] + \frac{\partial}{\partial X} \tau_{k,RR} \\ 0 &= \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} [RV] \end{aligned} \quad (\text{Equation IV.46})$$

$k = 1, 2$

La longueur du domaine considéré dans la direction X est $X \in [-L, L]$, où L est grand, mais néanmoins pas trop, devant la valeur de R_T , pour que l'écoulement puisse être considéré comme axial à $X = \pm L$. L'interface est fixée de sorte que $R_i(X) = 0$ pour $X \geq 0$ et $R_i(X) > 0$ pour $X < 0$. L'interface intercepte donc l'axe des X à $X = 0$. L'épaisseur de la couche statique en paroi est telle que $h \in [0, h_{\max}]$, où h_{\max} est l'épaisseur maximale obtenue précédemment par le modèle d'écoulement quasi-parallèle.



Cas b)

Profils de vitesse en amont et en aval du front de déplacement pris dans le référentiel

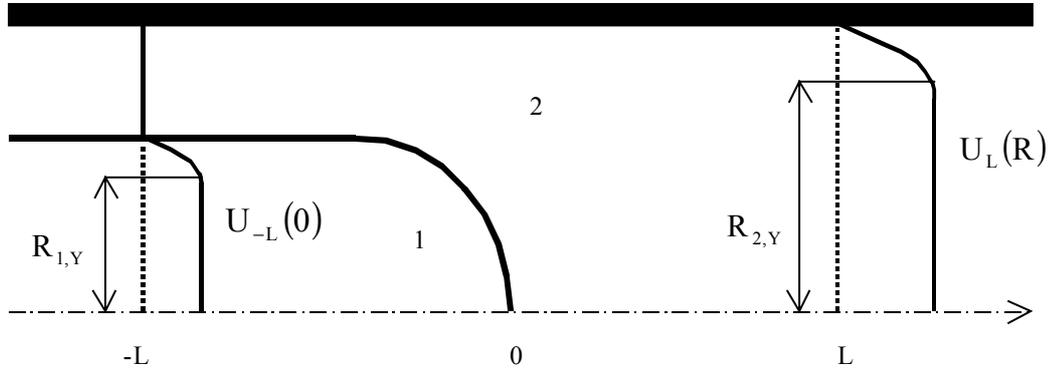


Figure IV.17 : Cas a). Déplacement d'un fluide 2 par un fluide 1 iso-densité injecté dans un tube axisymétrique vertical de rayon \hat{R}_T , dans le référentiel fixe. La longueur du tube est notée L . On suppose que le fluide 1, injecté à débit constant \hat{Q} , forme un doigt axisymétrique centré sur l'axe $O\hat{X}$. On note \hat{Q} le débit d'injection dans le référentiel fixe.

Cas b). Déplacement d'un fluide 2 par un fluide 1 iso-densité injecté dans un tube axisymétrique vertical de rayon \hat{R}_T , dans le référentiel en mouvement avec le front de déplacement. La longueur du tube est notée L . On suppose que le fluide 1, injecté à débit constant Q , forme un doigt axisymétrique centré sur l'axe OX . On note Q le débit d'injection et $U_{-L}(R)$ et $U_L(R)$ a vitesse respectivement du fluide 1 et 2 dans le référentiel en mouvement.

Rappelons que $h_{\max} = R_T - R_{i,\min}$. Ainsi, en amont de l'écoulement $X = -L$, $R_i(X) = R_{-L} \in [R_{i,\min}, R_T]$. La couche statique, d'épaisseur uniforme le long du front, correspond donc à l'intervalle entre les deux ordonnées R_{-L} et R_T en amont de l'écoulement.

L'équation cinématique de l'interface est :

$$U \frac{\partial R_i(X)}{\partial X} = V, \quad (\text{Equation IV.47})$$

L'interface est une ligne de courant de l'écoulement stationnaire.

IV.3.1.1 Conditions aux limites.

Les conditions aux limites en $R = 0$ et $R = R_T$ du champ de vitesse dans le repère mobile sont les suivantes :

$$V(X,0) = 0$$

$$\tau_{k,XX}(X,0) = 0 \Rightarrow \frac{\partial U}{\partial R}(X,0) = 0 \quad (\text{Equation IV.48})$$

$$U(X, R_T) = -S$$

$$V(X, R_T) = 0$$

Le profil de vitesse du fluide 2 est donc un profil de Herschel-Bulkley-Poiseuille, auquel se superpose une translation à vitesse constante -S.

$$U(L, R) = U_L(R), \quad V(L, R) = 0$$

où

$$U_L(R) = \begin{cases} \left(\frac{n_2}{n_2 + 1} \right) \left(f * \frac{1}{2K_2} \right)^{\frac{1}{n_2}} (R_T - R_{2,Y})^{\frac{n_2+1}{n_2}} - S & R \in [0, R_{2,Y}) \\ \left(\frac{n_2}{n_2 + 1} \right) \left(f * \frac{1}{2K_2} \right)^{\frac{1}{n_2}} \left[(R_T - R_{2,Y})^{\frac{n_2+1}{n_2}} - (R - R_{2,Y})^{\frac{n_2+1}{n_2}} \right] - S & R \in [R_{2,Y}, R_T) \end{cases}$$

(Equation IV.49)

où -f est le gradient de pression et $R = R_{2,Y}$ est la limite de la zone bouchon où la vitesse est constante.

Le débit du fluide déplacé (2) s'écrit donc dans le repère mobile :

$$Q_2 = \int_0^{R_T} U_L(R) \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR = Q - \pi R_T^2 S. \quad (\text{Equation IV.50})$$

Vers l'amont, l'écoulement est axial avec une couche statique en paroi comprise entre les rayons R_{-L} et R_T , qui se déplace à vitesse constante : $U(-L, R) = U(-L) = -S$ $V(-L, R) = 0$.

Le fluide 1 s'écoule en quelque sorte à travers un tube virtuel de rayon R_{-L} et la couche statique s'étend au-delà.

Le profil de vitesse en amont de l'écoulement est donc :

$$U_{-L}(R) = \begin{cases} \left(\frac{n_1}{n_1 + 1} \right) \left(f * \frac{1}{2K_1} \right)^{\frac{1}{n_1}} (R_{-L} - R_{1,Y})^{\frac{n_1+1}{n_1}} - S & R \in [0, R_{1,Y}) \\ \left(\frac{n_1}{n_1 + 1} \right) \left(f * \frac{1}{2K_1} \right)^{\frac{1}{n_1}} \left[(R_{-L} - R_{1,Y})^{\frac{n_1+1}{n_1}} - (R - R_{1,Y})^{\frac{n_1+1}{n_1}} \right] - S & R \in [R_{1,Y}, R_{-L}] \\ -S & R \in (R_{-L}, R_T] \end{cases}$$

(Equation IV.51)

où $R_{1,Y}$ est la limite de la zone bouchon de vitesse constante du fluide 1.

Le débit du fluide déplaçant (1) dans le référentiel mobile s'écrit donc :

$$Q_1 = \int_0^{R_T} U_{-L}(R) \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR = \int_0^{R_{-L}} U_{-L}(R) \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR = Q - \pi R_{-L}^2 S \quad (\text{Equation IV.52})$$

$$\text{et celui du fluide 2 : } Q_2 = \pi(R_{-L}^2 - R_T^2)S \quad (\text{Equation IV.53})$$

(la somme Q_1+Q_2 en amont a donc la même valeur que celle de Q_2 seule en aval)

L'intégralité de l'analyse que nous venons de présenter se fonde toujours sur l'hypothèse d'un écoulement quasi parallèle.

IV.3.1.2 Existence d'une zone de recirculation

La résolution du système d'équations avec les conditions aux limites que nous avons présentées est un problème complexe. L'existence et l'unicité de la solution ont été étudiées dans l'article de Frigaard, Scherzer & Sona (à paraître en 2001). Nous ne présenterons ici qu'une analyse simplifiée du problème focalisée sur les propriétés des lignes de courant.

On définit les fonctions de courant $\Psi(X,R)$ à partir de l'intégrale suivante :

$$\Psi(X,R) = - \int_{(0,0)}^{(X,R)} U dR - V dX \quad (\text{Equation IV.54})$$

$$\text{On a ainsi : } U = -\frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} \text{ et } V = \frac{1}{R} \frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (\text{Equation IV.55})$$

(expressions valables dans le fluide 1 comme dans le fluide 2)

Les conditions aux limites pour Ψ sur la paroi ($R=R_T$) sont :

$$\Psi(X,R_T) = - \int_0^{R_T} U(R) \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR = Q - \pi R_T^2 S \quad (\text{Equation IV.56})$$

A l'interface ($R=R_i(X)$), Ψ et sa dérivée première sont continues. L'interface intercepte l'axe Ox en $X=0$, donc $\Psi(X, R_i(X))=0$

$$\text{Et} \quad \rightarrow \quad \int_0^{R_i(-L)} U_{-L}(R) \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR = 0. \quad (\text{Equation IV.57})$$

En effet, l'interface est une ligne de courant dans le référentiel mobile en mouvement avec le front de déplacement, alors qu'elle ne l'était pas dans le référentiel fixe. Comme la fonction de courant Ψ est constante sur une ligne de courant et que l'interface intercepte l'axe ou $\Psi = 0$, alors $\Psi = 0$ sur toute l'interface.

- L'intégralité de l'écoulement rentrant en $X=-L$ pour $R \in [0, R_i(-L)]$ ressort à l'intérieur de ce même domaine : il y a donc recirculation de l'écoulement dans ce domaine.

On en déduit que :

$$\begin{aligned} \int_0^{R_T} U_{-L} \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR &= \int_0^{R_i} U_{-L} \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR + \int_{R_i}^{R_T} U_{-L} \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR \\ Q - \pi R_T^2 \cdot S &= 0 + \int_{R_i}^{R_T} U_{-L} \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR \\ Q &= \pi S R_i^2 \end{aligned}$$

(Equation IV.58)

On a donc $S = \frac{Q}{\pi R_i^2}$. Cette équation transcrit la relation entre le diamètre du doigt de déplacement stationnaire et la vitesse de propagation de ce doigt.

- Vers l'amont de l'écoulement ($X=-L$), on a :

$$\begin{aligned} \Psi(-L, R) &= - \int_0^R U_{-L}(R) \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR \\ \Psi_x(-L, R) &= 0 \end{aligned}$$

En analysant le profil de vitesse du fluide 1, on remarque que $U_{-L}(R=0) > 0$, $U_{-L}(R_i) = -S$ et que $U_{-L}(R)$ décroît dans l'intervalle $[0, R_i]$. Il n'y a donc qu'un seul zéro de U_{-L} dans l'intervalle $[0, R_i]$, donc un seul maximum de Ψ_{-L} dans l'intervalle $[0, R_i]$.

Les lignes de courant du fluide injecté (fluide 1) entrant dans l'intervalle $[0, R_{-L,0}]$ sortent dans l'intervalle $[R_{-L,0}, R_i]$, où $R_{-L,0}$ est la distance à l'axe correspondant au zéro unique de la vitesse $U_L(R)$. Rappelons que le fluide 1 n'est pas cisailé dans l'intervalle $[0, R_{1,Y}]$.

- Vers l'aval de l'écoulement ($X=L$), les lignes de courant dans le fluide 2 sont parallèles.

Les conditions aux limites à la sortie de l'écoulement sont :

$$\Psi(L, R) = \int_0^R U_L(R) \cdot 2\pi \cdot R \cdot dR \quad \text{et} \quad \Psi_X(L, R) = 0,$$

En analysant le profil de vitesse du fluide 2 sur la Figure IV.17, on remarque que $U_L(R)$ décroît pour $R \in [0, R_T]$ et est strictement décroissant ($\partial U_L / \partial R > 0$) dans l'intervalle $[R_{2,Y}, R_T]$. $U_L(R)$ a donc un unique zéro si et seulement si $U_L(0) > 0$.

En écrivant :

$$\Psi_L(0) = 0, \quad \Psi_L(R_T) = Q - \pi S R_T^2 \quad \text{et} \quad Q = \pi S R_i^2, \quad (\text{Equation IV.59})$$

on voit que $\Psi_L(R_T) < 0$.

Ainsi, suivant le signe de la valeur de la vitesse en aval de l'écoulement au centre du tube, il y a deux configurations possibles, présentées sur la Figure IV.18 :

1. $U_L(0) < 0$ alors $\Psi_L(R) < 0$ pour tout $R \in [0, R_T]$. Il n'y a donc pas de zéro de la fonction de courant Ψ dans cet intervalle. Toutes les lignes de courant qui entrent en $X=+L$ dans l'intervalle $[0, R_T]$ ressortent en $X=-L$ dans l'intervalle $[R_i, R_T]$ dans la couche statique en paroi.
2. Si $U_L(0) > 0$, alors $\Psi_L(R) > 0$ dans le voisinage de $R=0$. $\Psi_L(R)$ a donc exactement un zéro. Cela implique un changement de signe de $\partial \Psi / \partial R$ et donc de la vitesse dans l'intervalle $[0, R_i]$ puisqu'on a également $\Psi = 0$ sur l'axe. On doit donc avoir une zone de recirculation du côté des $X > 0$.

Il faut noter que dans cette Figure IV.18, les lignes de courant sont représentées dans le référentiel mobile à vitesse $-S$.

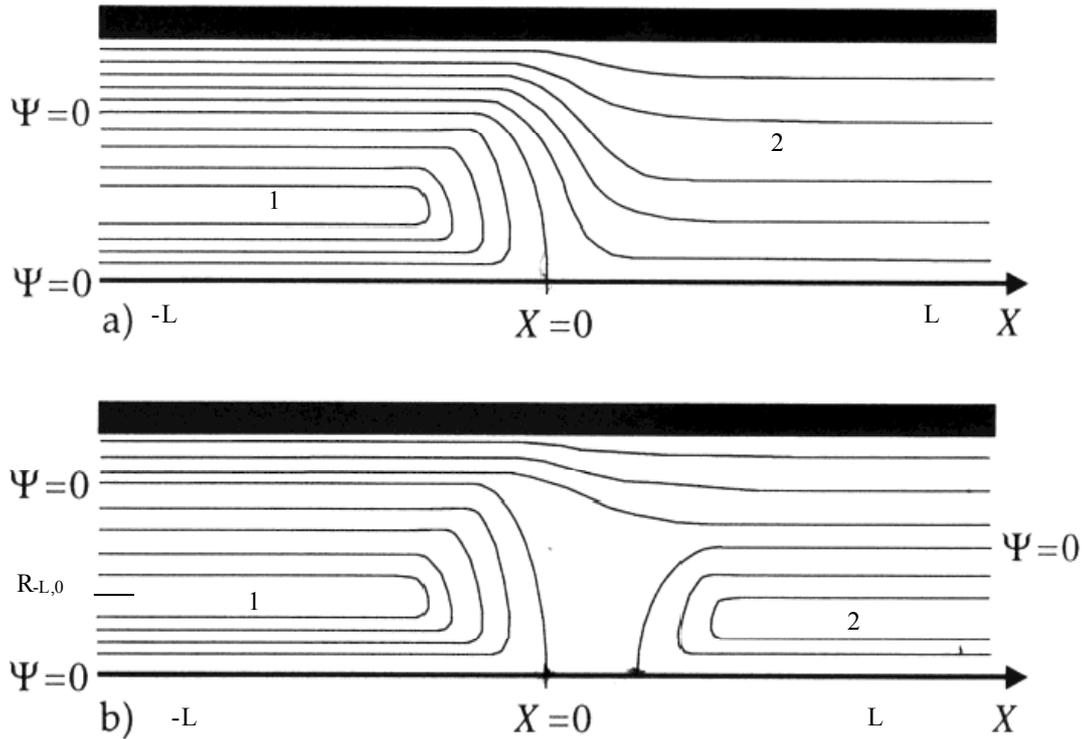


Figure IV.18 : Champ des lignes de courant. Variation du zéro de la fonction de courant Ψ sur l'axe. Cas a) : il n'y donc pas de zéro de la fonction de courant Ψ dans le fluide 2 vers l'aval de l'écoulement en avant de l'extrémité du doigt. Les lignes de courant qui entrent en $+L$ dans l'intervalle $[0, R_T]$ ressortent dans l'intervalle $[R_i, R_T]$ en $-L$ dans la couche statique en paroi. Cas b) : $\Psi_L(R)$ a donc exactement un zéro. La ligne de courant $\Psi = 0$ qui entre en $+L$ ne peut sortir en $-L$, car il n'y a pas de zéro de la fonction Ψ en $-L$. Elle intercepte donc l'axe des abscisses et fait apparaître de la recirculation.

Nous allons supposer, dans l'analyse qui va suivre, que l'écoulement s'ajuste de façon à minimiser la dissipation viscoplastique au niveau du front avant du déplacement. L'application de ce critère de minimisation permet de déterminer l'épaisseur du film résiduel.

En particulier, nous émettrons l'hypothèse clé que la configuration du système qui est sélectionnée et observée est obtenue au seuil d'apparition de la recirculation du fluide déplacé dans cette zone.

IV.3.1.3 Prédiction de l'épaisseur de la couche statique

La dissipation viscoplastique d'énergie par unité de volume dans la zone du front avant du doigt peut être écrite sous la forme :

$$D(U) = \sum_{k=1,2} \int_{\Omega} [K(\dot{\gamma}(U))^2 + \tau_{k,Y} \dot{\gamma}(U)] d\Omega, \quad (\text{Equation IV.60})$$

où Ω est la zone du front avant du déplacement s'étendant sur $x \in [-L, +L]$. L'écoulement est pour $x < -L$ et $x > +L$, le profil de vitesse résulte d'un équilibre mécanique qui ne dépend pas du diamètre du doigt de digitation visqueuse. Il semble donc probable que ces deux parties de l'écoulement n'influencent pas le calcul de la fonction de dissipation viscoplastique et ne jouent aucun rôle dans le problème de sélection de doigt.

La sélection du diamètre du doigt ne dépend alors que des caractéristiques de l'écoulement au niveau de la zone du front avant de déplacement. Le présent modèle est basé sur l'hypothèse que la minimisation de la fonction de dissipation visqueuse est obtenue au seuil d'apparition de recirculation dans le fluide déplacé en avant du front du doigt. Expliquons physiquement cette hypothèse.

On appellera h_{circ} l'épaisseur correspondante du film de fluide résiduel. Supposons que l'épaisseur du film résiduel $h \in (h_{\text{circ}}, h_{\text{max}})$. Si h diminue, la fraction de la section occupée par le fluide 1 (région comprise entre les lignes de courant $\Psi = 0$ sur la Figure IV.18) croît. Nous avons vu que le fluide 1 est en recirculation dans cette région. Si sa largeur augmente, la contribution de cette zone à la fonction de dissipation viscoplastique diminue. On présume par ailleurs que la diminution de l'épaisseur du film résiduel modifie très peu la configuration des lignes de courant du fluide 2 et que la contribution à la dissipation du fluide 2 en avant du front du doigt à $D(U)$ est inchangée. On note enfin que la contribution à $D(U)$ de la couche statique de fluide 2 est nulle.

Si h diminue encore et $h < h_{\text{circ}}$, l'apparition de recirculation au sein du fluide 2 en avant du front du doigt augmente fortement la contribution de cette zone à $D(U)$. Simultanément, la contribution du fluide 1 à $D(U)$ continue de diminuer. Or, nous avons montré que la présence d'une couche statique impliquait toujours $\tau_{1,Y} < \tau_{2,Y}$ et généralement $\mu_1 < \mu_2$ également. On peut donc penser que l'augmentation de la contribution du fluide 2, en recirculation à $D(U)$ est supérieure dans ce cas à la diminution de la contribution du fluide 1. Il existe donc un minimum local de $D(U)$, très proche de $h = h_{\text{circ}}$ et ce minimum local correspond à la valeur du diamètre de doigt effectivement observée.

Il semble donc que l'épaisseur du film résiduel soit liée à la minimisation de la dissipation visqueuse et par conséquent au seuil d'apparition de recirculation au sein du fluide 2 en avant du front du doigt. Nous sommes conscients que ce critère est fondé sur des arguments physiques, qui peuvent être discutés. Toutefois, les résultats des prédictions de ce modèle et des déplacements expérimentaux que nous avons étudiés, nous ont permis de mettre en évidence un bon accord entre ceux-ci dans le

cas de fluides à seuil. Cela nous a encouragés à poursuivre l'étude de ce modèle et à l'étendre à une analyse plus générale des déplacements de fluides non-newtoniens rhéofluidifiants.

Le seuil d'apparition de la recirculation au sein du fluide déplacé est déterminé théoriquement par la condition $U_L(0)=0$. Celle-ci permet de distinguer les deux configurations d'écoulement, visibles sur la Figure IV.18.

- $U_L(0)=0$. Définissons une vitesse moyenne \hat{U}' du fluide 2 en aval de l'écoulement dans le repère fixe, là où il s'écoule seul dans l'intégralité de la conduite cylindrique et \hat{Q} le débit correspondant dans le repère fixe.

$$\Gamma_i^2 = \frac{\hat{Q}}{\pi S} = \frac{\pi \hat{R}_T^2 \hat{U}'}{\pi S} \quad (\text{Equation IV.61})$$

$U(0)=\hat{u}'(0)-S=0$, où $\hat{u}'(0)$ est la vitesse maximale de la composante Herschel-Bulkley Poiseuille de l'écoulement, dans le repère fixe.

On a donc :

$$\left(\frac{\hat{r}_i}{\hat{R}_T} \right)^2 = \frac{\hat{U}'}{S} = \frac{\hat{U}'}{\hat{u}'(0)} \quad (\text{Equation IV.62})$$

L'épaisseur relative h de la couche statique en conduite cylindrique est la suivante :

$$1-h = \sqrt{\frac{\hat{U}'}{\hat{u}'(0)}} \quad (\text{Equation IV.63})$$

L'expression de la vitesse maximale d'un fluide d'Herschel- Bulkley, au centre du tube, est donnée par :

$$\hat{u}'(0) = \left(\frac{n_2}{n_2 + 1} \right) \left(\hat{f} * \frac{1}{2K_2} \right)^{\frac{1}{n_2}} (\hat{r}_p - \hat{r}_{2,Y})^{\frac{n_2+1}{n_2}} \quad (\text{Equation IV.64})$$

où $\hat{r} = \hat{r}_{2,Y}$ est la limite de la zone bouchon de vitesse constante.

En écrivant le débit \hat{Q} d'un écoulement de Herschel-Bulkley Poiseuille, on détermine la valeur de $\hat{r}_{2,Y}$, selon la relation :

$$\frac{\hat{Q}}{2\pi} \left(\frac{K_2}{\tau_{2,Y}} \right)^{\frac{1}{n_2}} \hat{r}_{2,Y}^{\frac{1}{n_2}} = \left(\frac{n_2}{n_2 + 1} \right) (\hat{R}_T - \hat{r}_{2,Y})^{\frac{1+n_2}{n_2}} \left[\frac{\hat{R}_T^2}{2} - \frac{n_2}{1+n_2} (\hat{R}_T - \hat{r}_{2,Y}) + \frac{n_2}{1+2n_2} \frac{n_2}{1+3n_2} (\hat{R}_T - \hat{r}_{2,Y})^2 \right]$$

(Equation IV.65)

L'épaisseur relative de la couche statique en conduite cylindrique est donc :

$$h = 1 - \left[2 \left(\frac{1}{2} - \frac{n_2}{1+2n_2} (1 - \hat{r}'_{2,Y}) + \frac{n_2}{1+2n_2} \frac{n_2}{1+3n_2} (1 - \hat{r}'_{2,Y})^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{Equation IV.66})$$

$$\text{où } \hat{r}'_{2,Y} = \frac{\hat{r}_{2,Y}}{\hat{R}_T}.$$

IV.3.2 Confrontation avec les données expérimentales

La Figure IV.19 présente les variations de l'épaisseur du film résiduel prédites grâce au modèle de recirculation pour les déplacements de solutions de Carbopol que nous avons réalisés expérimentalement.

On note un bon accord entre les prédictions du modèle de recirculation et les résultats des déplacements expérimentaux de fluides viscoplastiques que nous avons réalisés. Il est intéressant de remarquer que l'influence de la rhéologie du fluide déplaçant, qui apparaissait négligeable expérimentalement, ce qui semblait quelque peu surprenant, est correctement décrite par les prédictions du modèle, excepté aux faibles vitesses d'injection.

Nous avons déjà analysé les particularités des déplacements de fluides viscoplastiques à faible vitesse d'injection, liées à la nature des fluides viscoplastiques et laissant apparaître des irrégularités d'interface. Nous pouvons donc dire que la prédiction est satisfaisante.

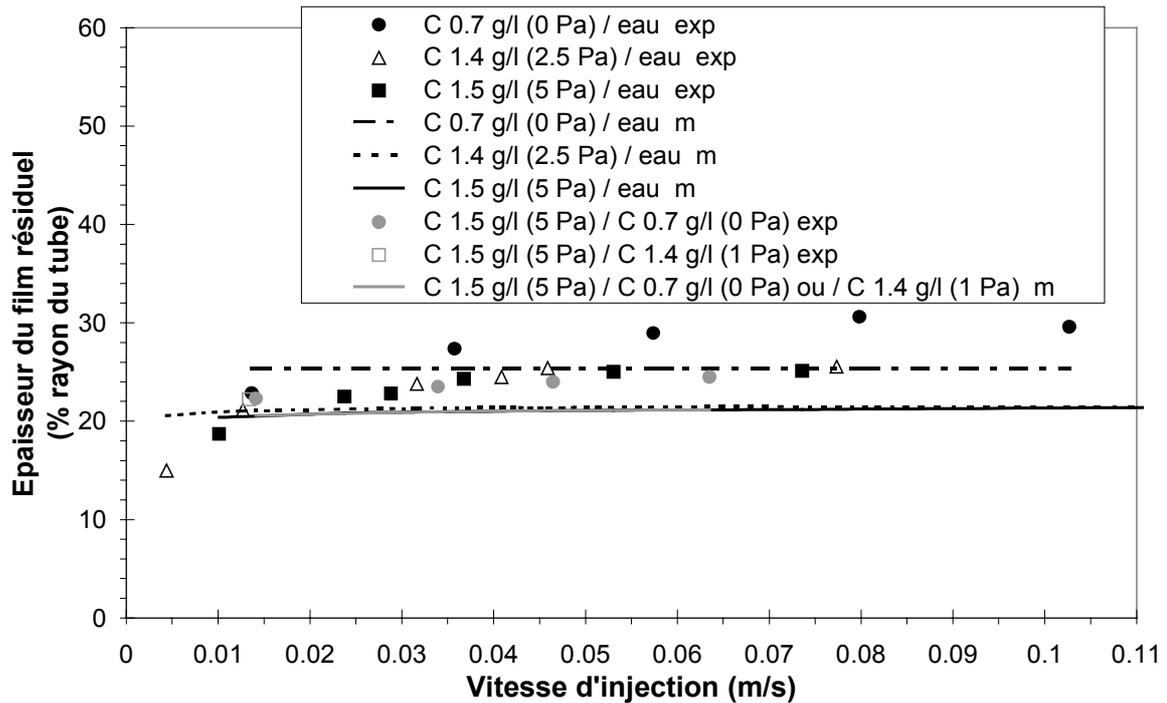


Figure IV.19 : Déplacements de solutions de Carbopol par des solutions aqueuses iso-densité et d'autres solutions de Carbopol. Epaisseur du film résiduel en fonction de la vitesse d'injection pour différents couples de fluides. Comparaison entre les résultats expérimentaux (points) et ceux du modèle de recirculation (lignes). On note un bon accord entre nos résultats expérimentaux et les prédictions du modèle de recirculation.

Il faut noter que l'épaisseur du film résiduel ne dépend pas des propriétés rhéologiques $\tau_{y,1}$, k_1 , n_1 , et physiques ρ_1 du fluide 1. Ce résultat était attendu, il provient directement du schéma du raisonnement théorique que nous avons développé pour déterminer cette épaisseur du film résiduel. En effet, nous supposons que le doigt de digitation visqueuse est stationnaire et se déplace à vitesse constante égale à la vitesse superficielle $S = Q/\pi R_i^2$. La détermination du rayon de l'interface R_i est déduite de l'analyse du profil de vitesse du fluide 2 qui est seul en écoulement. Les caractéristiques du fluide injecté ne sont donc pas prises en compte et seules interviennent les propriétés du fluide déplacé.

Il est donc très intéressant de remarquer que l'hypothèse de stationnarité du doigt de digitation, qui nous a conduit à l'écriture du modèle de recirculation ne prenant pas en compte les propriétés du fluide injecté, est en quelque sorte confirmée par les résultats expérimentaux. Cette hypothèse, par les conséquences qu'elle impliquait sur l'écriture du modèle, semblait pourtant a priori représenter à une analyse exagérément simplifiée.

IV.3.3 Essai d'extension du modèle de recirculation aux fluides sans seuil d'écoulement

Nous avons établi le modèle de recirculation prédisant l'épaisseur de la couche statique en paroi lors d'un déplacement de fluides viscoplastiques. Ce modèle est basé sur l'existence d'une couche statique d'épaisseur non nulle du fluide déplacé.

La prédiction de l'épaisseur d'un film résiduel mobile en paroi ne semble donc pas envisageable. L'explication physique de minimisation de la dissipation viscoplastique que nous avons présentée, ne semble pas, en effet, pouvoir être étendue aux fluides ne présentant pas de contrainte seuil.

Toutefois, nous avons été tenté d'appliquer ce modèle aux déplacements de fluides laissant un film résiduel très faiblement mobile sur la paroi. Il s'agit alors du déplacement de fluides avec un rapport de viscosité très élevé, que ce soient des fluides newtoniens ou des solutions de Xanthane concentrées déplacés par des solutions aqueuses de faible viscosité. Les arguments physiques de la minimisation de la fonction de dissipation visqueuse ne s'appliquent plus dans ce cas, car les propriétés rhéologiques entre les deux fluides sont très différentes. Les contributions propres de chacun des fluides à la fonction de dissipation ne sont plus du même ordre de grandeur et donc difficilement comparables. Il est alors impossible de prédire un minimum local de cette fonction.

Il semble donc probable que ce modèle de recirculation ne s'applique pas aux fluides ne présentant pas de contrainte seuil ou dont les rhéologies propres des fluides déplacé et déplaçant sont trop éloignées. Nous avons cependant essayé d'appliquer ce modèle aux fluides newtoniens et aux solutions de Xanthane et de comparer ses prédictions à nos résultats.

L'accord s'est révélé médiocre, ce qui nous a conduit à ne pas reproduire ici ces résultats et a confirmé nos doutes sur l'applicabilité de ce modèle à des fluides qui ne sont pas viscoplastiques.

IV.3.4 Influence des propriétés physiques et rhéologiques des fluides viscoplastiques sur les caractéristiques du film résiduel.

IV.3.4.1 Couple de fluides viscoplastiques

Comme nous l'avons déjà signifié précédemment, au début de cette section, il est extrêmement difficile, voire impossible d'avoir une gamme très étendue de paramètres rhéologiques des fluides viscoplastiques utilisés expérimentalement. Or, il serait intéressant, au-delà de la prédiction de cas particuliers expérimentaux, d'analyser, grâce à cette prédiction théorique du modèle de recirculation, l'influence

des différentes propriétés rhéologiques des fluides viscoplastiques sur l'épaisseur maximale de la couche statique.

Nous avons utilisé le couple de fluides viscoplastiques caractéristique que nous avons défini, dans la première section de ce chapitre au paragraphe IV.1.3.2.5, lors de l'étude de la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique. Nous avons analysé l'influence des différents paramètres physiques, hydrodynamiques et rhéologiques de l'écoulement et des fluides.

Une comparaison des prédictions des deux modèles que nous avons développés est ainsi envisageable. Nous étendrons cette comparaison aux résultats des simulations numériques obtenues grâce au code Fidap dans le sixième chapitre.

Rappelons brièvement les caractéristiques de ce couple de fluides de Bingham (nous ferons ensuite varier, comme précédemment, les indices rhéofluidifiants de chacun des fluides de façon à étendre cette analyse aux fluides d'Herschel-Bulkley) :

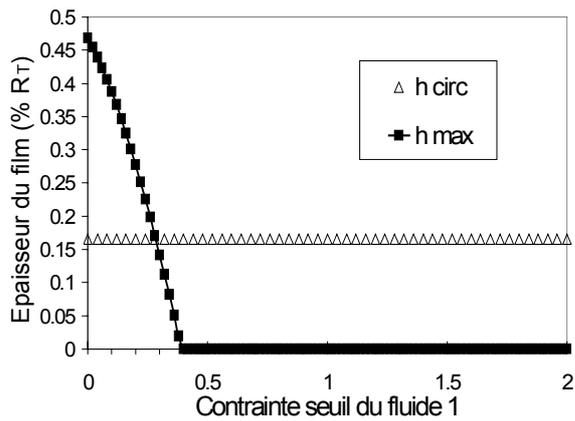
- Fluide 1 : $\tau = 0.5 + 0.1 * \left(\dot{\gamma} \right)^1$
- Fluide 2 : $\tau = 0.2 + 0.01 * \left(\dot{\gamma} \right)^1$

Ce couple de fluides dont les paramètres rhéologiques sont adimensionnés peut être utilisé pour représenter le déplacement d'un fluide par un autre, de contrainte seuil et de viscosité plastique égales respectivement à 5 Pa et 0.1 Pas par un fluide viscoplastique de contrainte seuil et de viscosité plastique égales respectivement à 2 Pa et 0.01 Pas, à une vitesse d'injection de 0.1 m/s, dans une conduite cylindrique de rayon égal à 0.01 m.

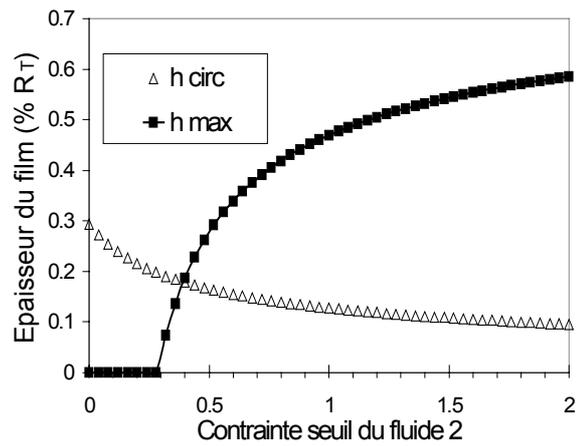
IV.3.4.2 Prédictions

L'influence des différents paramètres hydrodynamiques, physiques, géométriques et rhéologiques de l'écoulement et des fluides sur la valeur théorique de l'épaisseur maximale de la couche statique est présentée sur la

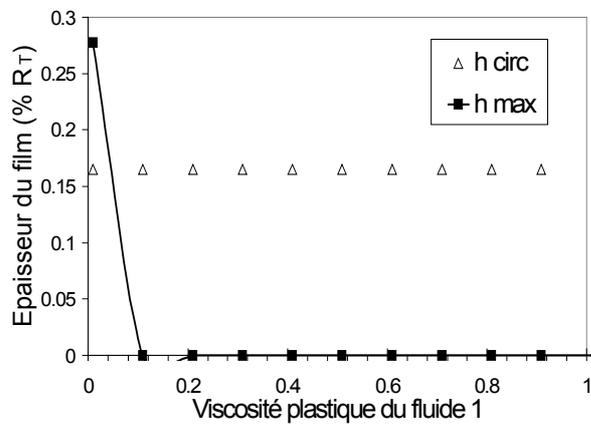
Figure IV.20. Rappelons que h_{\max} représente l'épaisseur maximum d'une couche de fluide statique et h_{circ} la valeur calculée par le modèle de recirculation.



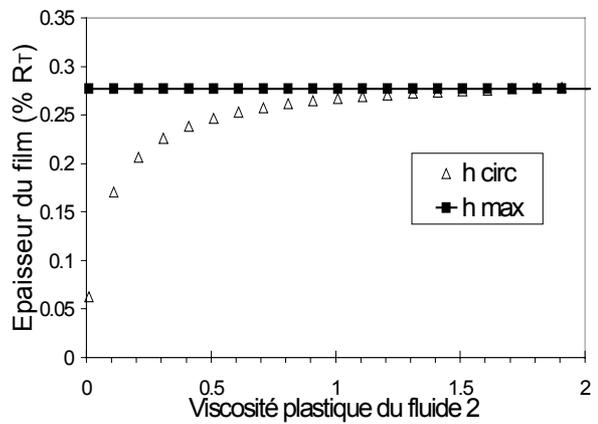
Cas a : Influence de la contrainte seuil du fluide 1



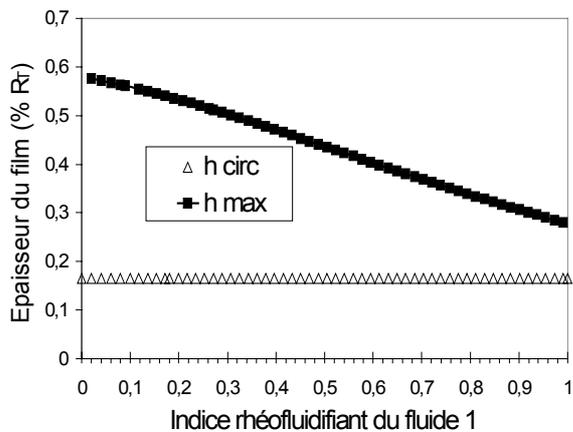
Cas b : Influence de la contrainte seuil du fluide 2



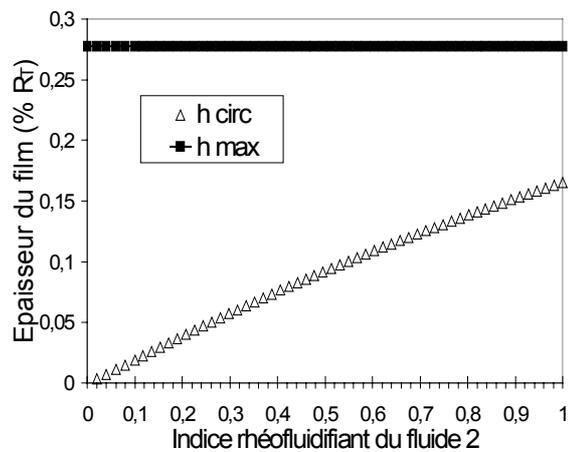
Cas c : Influence de la viscosité plastique du fluide 1



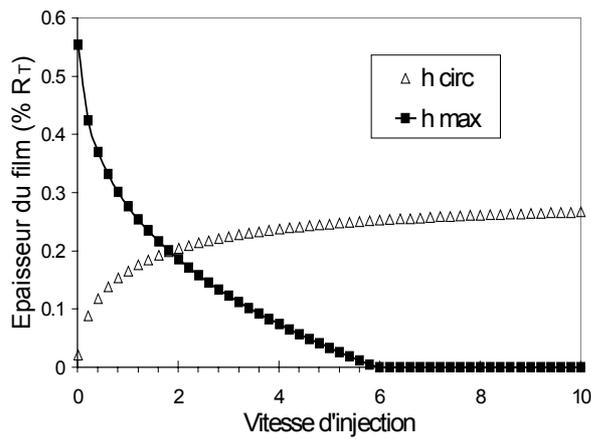
Cas d : Influence de la viscosité plastique du fluide 2



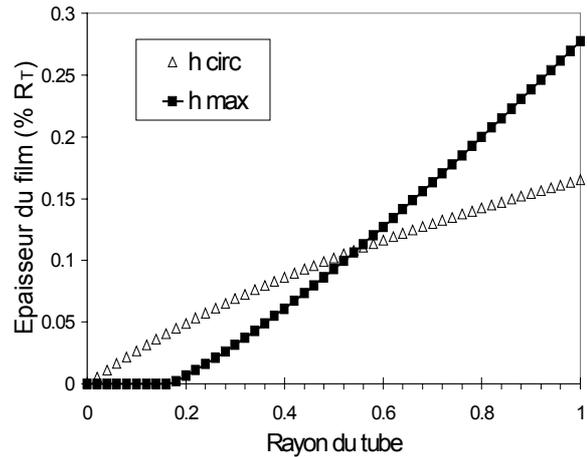
Cas e : Influence de l'indice rhéofluidifiant du fluide 1



Cas f : Influence de l'indice rhéofluidifiant du fluide 2



Cas i : Influence de la vitesse d'injection



Cas i : Influence du rayon du tube

Figure IV.20 : Influence des 8 paramètres hydrodynamiques, géométriques, physiques et rhéologiques de l'écoulement et des fluides ($\tau_{y,1}$, $\tau_{y,2}$, k_1 , k_2 , n_1 , n_2 , ρ_1 , ρ_2 , u_0 , R_T) sur la prédiction du film résiduel grâce au modèle de recirculation et sur la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique.

IV.3.4.3 Analyse

Nous observons sur la

Figure IV.20 des différences sensibles entre la prédiction du film résiduel grâce au modèle de «recirculation» et la prédiction de l'épaisseur maximale de la couche statique. Cette observation n'est pas surprenante. En effet, il ne faut pas oublier que ces deux modèles n'analysent pas et ne prédisent pas le même phénomène. Ces deux modèles sont en fait complémentaires.

Le modèle de «recirculation» détermine la valeur du film résiduel h_{circ} , supposé statique. Toutefois, la possibilité de prédire la valeur du film résiduel ne garantit pas l'immobilité réelle de ce film. Il faut s'en assurer d'une autre façon, afin de déterminer la validité de chacune des prédictions du modèle de «recirculation».

La comparaison de h_{circ} avec la valeur de l'épaisseur maximale de la couche statique h_{max} permet d'établir la mobilité ou l'immobilité de ce film selon la méthode suivante :

- $h_{\text{circ}} > h_{\text{max}}$ \Rightarrow le film est mobile, on ne peut donc plus utiliser le modèle de recirculation pour prédire l'épaisseur d'une couche supposée statique.
- $h_{\text{circ}} < h_{\text{max}}$ \Rightarrow le film est immobile

Cette analyse nous indique quelle section des différentes courbes de la

Figure IV.20 prédisant la valeur de h_{circ} en fonction des différents paramètres de l'écoulement, est valide.

Notons que la prédiction de l'épaisseur du film résiduel ne dépend toujours pas des propriétés rhéologiques $\tau_{y,1}$, k_1 et n_1 du fluide 1. Par ailleurs, elle dépend sensiblement des propriétés rhéologiques du fluide 2.

Les conclusions que nous pouvons dégager de cette prédiction de h_{circ} qui sont relativement intuitives sont les suivantes :

1. h_{circ} croît avec l'augmentation de la viscosité plastique du fluide 2,
2. une diminution du rayon du tube tend à amincir l'épaisseur relative de ce film résiduel.

A l'opposé, la croissance de h_{circ} avec l'augmentation de l'indice rhéofluidifiant du fluide 2 n'était pas prédictible intuitivement. Par ailleurs, l'augmentation de h_{circ} avec la vitesse d'injection est très intéressante, car, bien que surprenante, elle a été observée lors de tous nos déplacements expérimentaux.

La diminution de l'épaisseur du film résiduel avec l'augmentation de la contrainte seuil du fluide 2 est sans aucun doute la conclusion la plus intéressante, car elle est sévèrement contre intuitive. Les résultats de nos déplacements expérimentaux semblaient le laisser apparaître, mais la gamme de seuil de contrainte que nous avons utilisée n'était pas suffisamment large pour nous permettre de conclure sans ambiguïté sur cette influence. Elle semble confirmée par ce modèle.

IV.4 Conclusion

L'objectif affirmé de notre étude théorique générale était la prédiction de l'épaisseur du film résiduel. Toutefois, la seule compréhension des caractéristiques de l'écoulement, plus aisée, s'est avérée très utile.

Ainsi, dans une première phase, nous avons représenté le déplacement des deux fluides en conduite cylindrique dans une approximation d'écoulement quasi parallèle. En analysant les profils de distribution des contraintes et des vitesses pour une position d'interface donnée, nous avons acquis une première compréhension de l'influence des propriétés rhéologiques respectives des fluides (newtoniens, à caractère rhéofluidifiant, viscoplastiques) sur les caractéristiques du déplacement.

Ainsi, la modélisation du profil de vitesse du fluide déplacé en amont du front de déplacement a mis en évidence un net aplatissement de ce profil pour les fluides rhéofluidifiants, qui peut expliquer en partie certaines formes de doigt observées. Le modèle d'écoulement quasi-parallèle nous a permis de comprendre intuitivement l'influence des propriétés rhéologiques non-newtoniennes du fluide déplacé sur le diamètre du doigt. Toutefois, nos résultats expérimentaux ont mis en évidence l'influence de la géométrie tridimensionnelle de l'écoulement au niveau du front du doigt dans la sélection exacte du diamètre du doigt.

L'analyse de la distribution du champ de contraintes dans le cas des fluides viscoplastiques nous a mené à la conclusion suivante : elle nous permet de comprendre certaines caractéristiques des déplacements telles que la rugosité de l'interface, mais elle est insuffisante pour une bonne compréhension de la sélection du diamètre du doigt. Nous avons par ailleurs développé un modèle physique permettant de déterminer l'épaisseur maximale possible d'une couche statique en paroi. Celle-ci nous donne de précieux renseignements sur l'ordre de grandeur de cette épaisseur et nous permet d'affirmer si un film résiduel observé est mobile ou immobile.

Nous avons présenté, au cours de la deuxième phase de notre étude théorique, le modèle analytique de Yang et Yortsos (1997), seule référence de modèle analytique établissant la sélection du diamètre du doigt en conduite cylindrique dans le cas des fluides newtoniens. Nous avons observé, par comparaison avec les résultats de nos déplacements expérimentaux, l'inadéquation de cette solution asymptotique aux forts rapports de viscosité, qui est due à l'utilisation de l'approximation de lubrification et à l'absence de prise en compte des fronts verticaux de variation de concentration à l'extrémité avant du doigt. En outre, aucune extension de l'étude analytique de Yang et Yortsos n'est envisageable pour les fluides présentant une rhéologie non-newtonienne. En effet, d'une part, les lois rhéologiques non-newtoniennes des fluides que nous avons étudiés (lois de Cross et d'Herschel-Bulkley), trop complexes, empêchent d'exprimer analytiquement la concentration moyenne du fluide dans le tube dans ce cas. D'autre part, nous nous sommes focalisés expérimentalement sur l'étude des déplacements de fluides dans le cas où le rapport des viscosités entre le fluide déplacé et le fluide déplaçant est très élevé. Or ce domaine sort de la limite de validité du modèle de Yang et Yortsos.

Aussi, nous avons développé un modèle physique dit modèle de recirculation, qui permet de déterminer l'épaisseur d'une couche statique en paroi, lors d'un déplacement de fluides viscoplastiques, que nous présentons dans la troisième section de ce chapitre. L'application de ce modèle aux cas de nos déplacements expérimentaux a montré un accord très satisfaisant sur la gamme définie de paramètres que nous avons utilisée. En conséquence, nous avons décidé d'analyser les prédictions de ce modèle à une extension de la gamme des paramètres hydrodynamiques, physiques et rhéologiques des déplacements. Cette étude nous a permis de dégager des conclusions très intéressantes, souvent contre-intuitives de l'influence de ces paramètres sur l'épaisseur du film résiduel, en particulier la diminution de l'épaisseur du film résiduel avec l'augmentation de la contrainte seuil du fluide déplacé. Les résultats de nos déplacements expérimentaux semblaient le laisser apparaître, mais la gamme de seuil de contrainte que nous avons utilisée n'était pas suffisamment large pour nous permettre de conclure sans ambiguïté sur cette influence. Elle semble confirmée par ce modèle.

Il va être alors particulièrement intéressant d'établir, dans le sixième et dernier chapitre de ce mémoire, une comparaison de ces résultats avec ceux des simulations numériques obtenus grâce au code Fidap.

V Instabilités

Les déplacements de fluides miscibles isodensité se caractérisent fréquemment par deux phases distinctes d'évolution. Au développement initial d'un doigt de forme stable, succède souvent l'apparition d'instabilités.

Nous nous sommes focalisés jusqu'à présent sur les déplacements de fluides de rapport de viscosité élevé, pour lesquels on observe un doigt stable lors de la première phase du déplacement. Les expériences, réalisées à grand nombre de Péclet, ont permis d'observer une interface bien définie entre les fluides. Nous avons ainsi analysé au chapitre précédent l'influence de la rhéologie non-newtonienne des fluides et de la vitesse d'injection sur les caractéristiques du film résiduel, et plus particulièrement, sur son épaisseur.

Après qu'un certain volume de fluide a été déplacé, nous avons observé, pour une bonne partie des expériences, l'apparition d'instabilités de l'interface entre ces fluides. Lorsque les instabilités se développent, on observe de fortes variations spatiales et temporelles de l'interface. L'amplitude de ces fluctuations est très importante au début de cette phase de déstabilisation, puis diminue progressivement. Le diamètre moyen du doigt s'accroît et l'épaisseur du film résiduel diminue en conséquence progressivement. L'amplitude des fluctuations de l'interface devient alors de plus en plus faible.

L'objectif du présent chapitre est d'étudier l'influence des propriétés rhéologiques des fluides et de la vitesse d'injection de l'écoulement sur l'apparition et le développement de ces instabilités. Les déplacements de fluides newtoniens et rhéofluidifiants sans seuil d'écoulement ont fréquemment présenté ce type d'instabilités, alors qu'elles n'ont pas été observées lors des déplacements de fluides viscoplastiques.

La première section du chapitre est consacrée à l'analyse des caractéristiques des instabilités par visualisation vidéo. Nous avons ainsi analysé les conditions d'apparition de ces instabilités, leur mode de développement (spontané ou provoqué par la présence d'une perturbation d'amplitude finie) ainsi que la dépendance de leurs caractéristiques géométriques par rapport à la rhéologie des fluides et la vitesse d'injection.

La réalisation de diagrammes spatio-temporels à partir des images vidéo et leur combinaison avec les données des mesures acoustiques de concentration moyenne ont permis une analyse plus complète de ces instabilités. Nous présenterons l'étude de ces diagrammes spatio-temporels dans la deuxième section de ce chapitre.

Enfin, la troisième section sera consacrée à l'analyse théorique de ces instabilités, en combinant les résultats de nos deux techniques de mesure. L'objectif de cette dernière section sera d'évaluer la vitesse de propagation des instabilités, leur taux de croissance et l'influence des propriétés rhéologiques des fluides et de la vitesse d'injection sur ces caractéristiques. Nous avons cherché à modéliser physiquement les caractéristiques des instabilités, à l'origine de l'élimination du film résiduel, en nous appuyant sur l'argumentation physique de Hinch (1984) sur les mécanismes de développement des instabilités et sur plusieurs discussions personnelles.

V.1 Etudes précédentes sur les fluides newtoniens

De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été publiés sur l'étude de la stabilité hydrodynamique de l'écoulement de deux fluides newtoniens, miscibles ou non-miscibles, en déplacement, en tube circulaire ou en canal. Ils ont montré que le doigt de digitation visqueuse observé lors du déplacement de fluides newtoniens était intrinsèquement instable et analysé les mécanismes de développement de ces instabilités. Leurs caractéristiques telles que la vitesse de phase, la longueur d'onde et le taux de croissance dépendent essentiellement de la nature des fluides et de la géométrie de l'écoulement (écoulement de Couette, de Poiseuille et conditions aux limites).

Les premiers travaux sont essentiellement dus à Yih (1967) et à Hickox (1971). Yih a analysé les écoulements plans de Couette-Poiseuille de deux couches de fluides de viscosités différentes à l'intérieur d'un canal confiné. Il a montré que l'écoulement était intrinsèquement instable quel que soit le nombre de Reynolds, si petit soit-il, et que les instabilités qui apparaissaient alors étaient des instabilités à grande longueur d'onde. Le principal mécanisme de développement des instabilités était la stratification visqueuse. L'analyse de stabilité linéaire présentée par Hickox en 1971 étudie l'écoulement concentrique de deux fluides dans un tube circulaire vertical. Il s'intéresse aux instabilités axisymétriques et non-axisymétriques dans la limite asymptotique des grandes longueurs d'onde. Il a mis en évidence qu'aucun écoulement ne pouvait être stable simultanément pour chacun des deux types d'instabilités. Notons que la gamme de paramètres qu'il a étudiée n'était pas très large. Il faut donc rester prudent vis-à-vis de ses conclusions.

Les deux premières études expérimentales présentées à la même époque, sont à mettre à l'actif de Charles et Lilleleht (1965) et Ko & Park (1972), qui n'ont toutefois analysé que les caractéristiques des instabilités induites par la turbulence d'un des deux fluides. Selon eux, les instabilités ne proviennent pas de l'interface,

mais que celle-ci se déforme en réponse aux instabilités créées ailleurs au sein de l'écoulement.

Plusieurs études se sont focalisées sur les films annulaires très fins du fluide le plus visqueux présents en paroi lors de l'écoulement dans un tube capillaire et ont analysé le développement de leurs instabilités. Ainsi, Aul & Olbricht en 1990 et Hammond en 1984 ont étudié ces déplacements respectivement à pression imposée et à débit imposé. Dans les deux cas, l'écoulement est instable et ils observent des lobes périodiques axisymétriques. Ils montrent que la longueur d'onde est indépendante du nombre de Reynolds pour un nombre de Reynolds inférieur à 100, et que la vitesse de propagation des instabilités formées varie linéairement avec ce nombre de Reynolds. Hammond observe la formation éventuelle de lobes secondaires en même temps que celle des lobes primaires. Ils observent l'augmentation sensible de la vitesse de propagation des lobes lorsqu'ils se forment, puis la diminution de cette vitesse lorsque leur amplitude croît. Par ailleurs, la vitesse diminue avec le rapport de viscosité entre les fluides. Leurs résultats expérimentaux semblent justifiés par l'analyse théorique linéaire qu'ils ont réalisée. Seule, la vitesse de propagation expérimentale des lobes demeure très inférieure à celle calculée théoriquement. Lorsque les fluides sont non-miscibles, les lobes peuvent se séparer et on observe un pincement du doigt si l'épaisseur du film est supérieure à une longueur égale à 0.12 fois le rayon du tube.

Hooper & Boyd (1983) ont étudié l'influence marquée de la géométrie de l'écoulement sur les caractéristiques des instabilités telles que la vitesse de phase, la longueur d'onde et le taux de croissance. Ils ont donc analysé à grand nombre de Reynolds l'écoulement de Couette de deux fluides non-miscibles superposés de viscosités différentes dans une région infinie (en 1983), c'est à dire en l'absence de parois solides, puis, plus récemment, dans une région semi-finie (le fluide inférieur est d'épaisseur finie, canalisé entre une paroi et l'interface, alors que l'épaisseur du fluide supérieure est infinie).

Si l'écoulement est toujours instable, les types d'instabilités et en particulier la longueur d'onde des instabilités dépendent des conditions aux limites de l'écoulement. Ils ont ainsi observé toutes les longueurs d'ondes d'instabilités, alors que dans un canal confiné, Yih n'avait mis en évidence que des instabilités à grande longueur d'onde. Leur analyse théorique linéaire est fondée sur l'existence d'un gradient de vitesse imposé à l'interface, la vitesse d'injection et la différence de pression ne sont pas fixées. Ils mettent en évidence l'apparition de trois cas distincts d'instabilités, dont des instabilités à faible longueur d'onde dépendant du nombre de Reynolds et des propriétés géométriques de l'écoulement et rhéologiques des fluides.

Comme l'a fait remarquer Hinch (1984), ces instabilités sont ensuite stabilisées par les forces de tension de surface, si elles existent.

Dans le cas où le fluide le plus visqueux, de faible épaisseur, est en paroi, l'écoulement est naturellement instable et il apparaît des instabilités à grande longueur d'onde. Ce cas correspond aux caractéristiques de nos déplacements expérimentaux. Ils montrent que le taux de croissance des instabilités augmente lorsque le rapport de viscosité entre les fluides diminue. Selon eux, l'instabilité apparaît à l'interface. En considérant l'énergie respective des fluides, ils mettent en évidence l'apparition de l'instabilité au voisinage de l'interface dans le fluide le moins visqueux.

Un mécanisme de développement des instabilités de courtes longueurs d'onde à l'interface entre deux fluides cisailés a été proposé également par Hinch en 1984. Il suggère une explication physique du développement des instabilités fondée sur une analyse de la diffusion et de la convection de la vorticité générée à l'interface entre les fluides cisailés par les faibles perturbations de la vitesse. Il identifie le saut de vorticité à l'interface entre les fluides de viscosités différentes, comme responsable de la déformation de l'interface et de l'apparition des instabilités.

Le mécanisme de formation des instabilités à grande longueur d'onde demeure, quant à lui, irrésolu.

Plus récemment, Barthelet et Charru ont étudié les caractéristiques des instabilités d'un écoulement de Couette-Poiseuille entre deux disques circulaires, pour un faible rapport d'épaisseurs de couches de fluides. Ils ont observé l'apparition d'instabilités à grande longueur d'onde de faible fréquence (0.1 Hz), suivi du développement éventuel d'instabilités à faible longueur d'onde. Ces dernières peuvent apparaître en présence des instabilités à grande longueur d'onde, conduisant ainsi à la superposition des deux. Les «ondes courtes» croissent sur la crête des «ondes longues», puis s'étendent le long de l'interface, éliminant alors ces dernières. Lorsque le rapport des épaisseurs de fluides est proche de un, seules apparaissent les instabilités à courtes longueurs d'onde, de fréquence plus élevée (7 Hz). Il semble, d'après eux, que ces instabilités interfaciales soient identiques à celles observées par Yih. Charru vient d'établir une version unifiée de la compréhension des mécanismes physiques sous-jacents qui régissent les instabilités des écoulements de cisaillement. Il a analysé les différents types d'écoulement que nous venons de décrire et a cherché à caractériser précisément les instabilités.

Une série de plusieurs travaux de Joseph et ses collaborateurs présente une étude à la fois théorique et expérimentale de la stabilité de l'écoulement d'un déplacement de fluides newtoniens non miscibles en tube, en se focalisant toutefois sur la présence du fluide le moins visqueux en paroi (ce qui l'opposé de notre configuration

expérimentale). Leur analyse a montré que les écoulements peuvent être stables pour des conditions très restreintes. Il faut noter que leurs expériences de déplacements de fluides newtoniens ont mis en évidence deux types différents d'instabilités : une onde axisymétrique de grande amplitude qu'ils ont dénommée «bamboo wave» et une onde non axisymétrique dite «corkscrew wave». Par analyse linéaire des instabilités à grande longueur d'onde, ils montrent que la longueur d'onde est indépendante du nombre de Reynolds pour un nombre de Reynolds inférieur à 100, et que la vitesse de propagation des instabilités formées varie linéairement avec le nombre de Reynolds. Cette analyse théorique a justifié leurs observations expérimentales. Renardy et al. ont étendu cette étude à l'analyse des instabilités de toutes longueurs d'ondes, linéaires et non-linéaires.

Si les instabilités de déplacements de fluides non-miscibles ont fait l'objet d'un grand nombre d'études, nous avons recensé a contrario très peu de travaux sur les instabilités de déplacements de fluides miscibles et ceux-ci sont très récents.

Il s'agit des expériences de Petitjeans et Maxworthy qui ont étudié les caractéristiques du doigt de digitation visqueuse, mais ne se sont pas focalisés sur les propriétés des instabilités, qui suivent la formation du doigt, stable initialement. Les seuls travaux que nous avons trouvés sur l'étude des instabilités de fluides newtoniens miscibles en tube vertical ont été réalisés par Scoffoni, Lajeunesse et Homsy en 2000. Ils ont étudié les caractéristiques des déplacements de fluides newtoniens, en fonction du rapport de viscosité des fluides et de la vitesse d'injection. Les expériences ont été réalisées à vitesse suffisamment élevée pour les effets diffusifs soient négligeables. Ils ont déterminé pour chaque couple de fluides la vitesse minimale critique pour laquelle apparaissent des instabilités ainsi que sa dépendance par rapport au rapport de viscosité des fluides

Ils ont observé deux modes distincts de formation des instabilités, similaires à ceux décrits par Joseph dans le cas des fluides newtoniens non-miscibles : un mode non axisymétrique («corkscrew») et un mode axisymétrique. Leurs conclusions soulignent le fait que la différence de viscosité entre les fluides est selon toute vraisemblance, à l'origine de cette instabilité.

A notre connaissance, seule une analyse mathématique très récente (Benamar et al. en 1998 et 1999) s'est focalisée sur les caractéristiques des doigts de digitation visqueuse de fluides miscibles et des instabilités, lorsque les fluides déplacés sont non-newtoniens. Toutefois, l'écoulement a lieu en cellule de Hele-Shaw et ils s'intéressent aux fluides rhéofluidifiants dont l'indice rhéofluidifiant n est proche de 1.

V.2 Résultats expérimentaux sur les instabilités de déplacement de fluides newtoniens

V.2.1 Analyse qualitative des instabilités

V.2.1.1 Condition d'apparition des instabilités

Les caractéristiques de chaque déplacement peuvent être analysées qualitativement par observation visuelle et plus quantitativement grâce à la mesure acoustique. Les Figure V.1 et Figure V.2 mettent en évidence, respectivement par analyse visuelle et acoustique, les différentes phases du déplacement d'une solution aqueuse de Xanthane 1.5 g/l par une solution eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas, pour une vitesse d'injection égale à 0.0014 m/s. On observe la formation d'un doigt stable (a), suivie du développement des instabilités à l'interface ((b), (c) et (d)).

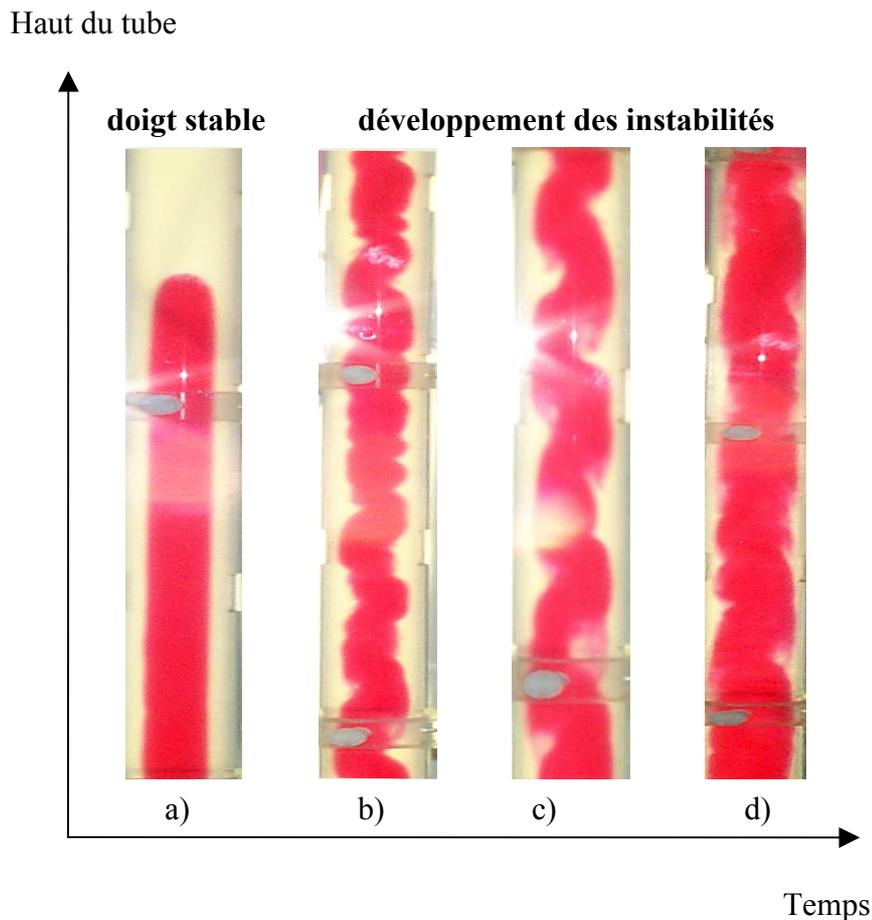


Figure V.1: Déplacement d'une solution de Xanthane 1.5 g/l par une solution eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas pour une vitesse d'injection égale à 0.0014 m/s. On observe le

développement d'un doigt stable au cours de la première phase du déplacement, puis sa déstabilisation rapide. Les premières instabilités de l'image b) apparaissent après 900s d'écoulement, la formation des hélices de la figure c) est visible après 1100s. L'image d) montre l'état du déplacement après 1400s.

Chaque écoulement laisse apparaître, aux instants initiaux, un doigt axisymétrique de profil stationnaire, laissant derrière lui un film stable, lorsque le rapport de viscosité entre les deux fluides est élevé.

Suivant la rhéologie des fluides, des instabilités peuvent ensuite apparaître, à l'interface entre les deux fluides, après une durée d'écoulement plus ou moins longue. En maintenant constant l'écoulement, on observe une déstabilisation plus ou moins rapide de l'interface. Le développement des instabilités dépend de la vitesse d'injection et des propriétés rhéologiques des fluides.

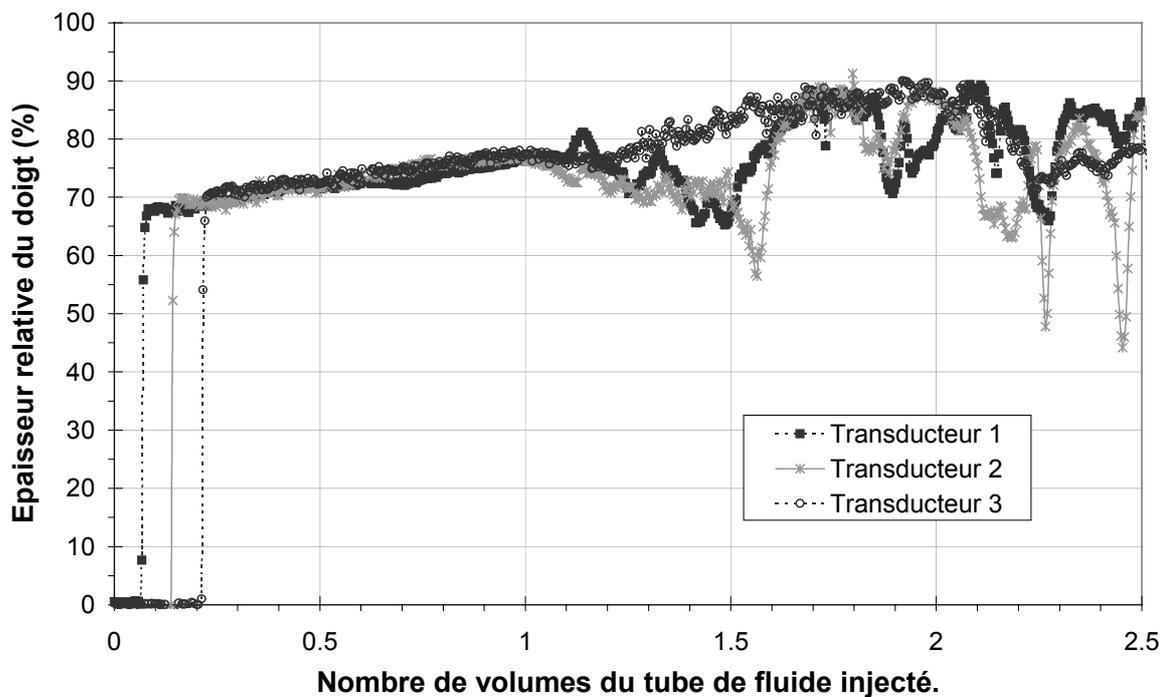


Figure V.2 : Evolution de l'épaisseur du film mesurée par quatre capteurs acoustiques pendant le déplacement dans trois sections du tube où les transducteurs sont implantés. Déplacement d'une solution de Xanthane 1.5 g/l par une solution d'eau glycérol pour une vitesse d'injection égale à 0.0014 m/s. On observe une première phase du déplacement où le doigt de fluide déplaçant se développe tout en restant stable, suivie d'une deuxième phase de déstabilisation. On note la durée importante de la première phase du déplacement dans le cas d'une vitesse d'injection faible.

Nous avons observé le développement d'instabilités, lorsque que les fluides déplacés étaient de rhéologie newtonienne ou à caractère rhéofluidifiant, mais sans présenter de contrainte seuil. Ces instabilités apparaissent et se développent d'autant

plus rapidement que le rapport de viscosité entre le fluide déplacé et le fluide déplaçant est faible et que la vitesse d'injection est élevée. Cette influence est directement observable grâce aux mesures acoustiques (Figure V.3).

Dans certains cas, il est possible d'observer la présence initiale d'un doigt stable sur quelques diamètres de tube seulement, comme le suggère la mesure acoustique du déplacement de la solution de Xanthane 1 g/l pour une vitesse d'injection égale à 0.0085 m/s sur la Figure V.3.

Ainsi, certains déplacements de solutions eau-Xanthane très concentrées (Xanthane 3 g/l) n'ont pas permis d'observer d'instabilités. Une des hypothèses envisageables est que le temps d'apparition de celles-ci devait être supérieur à notre temps d'observation expérimental, qui correspondait à l'injection de 3 volumes du tube de fluide environ.

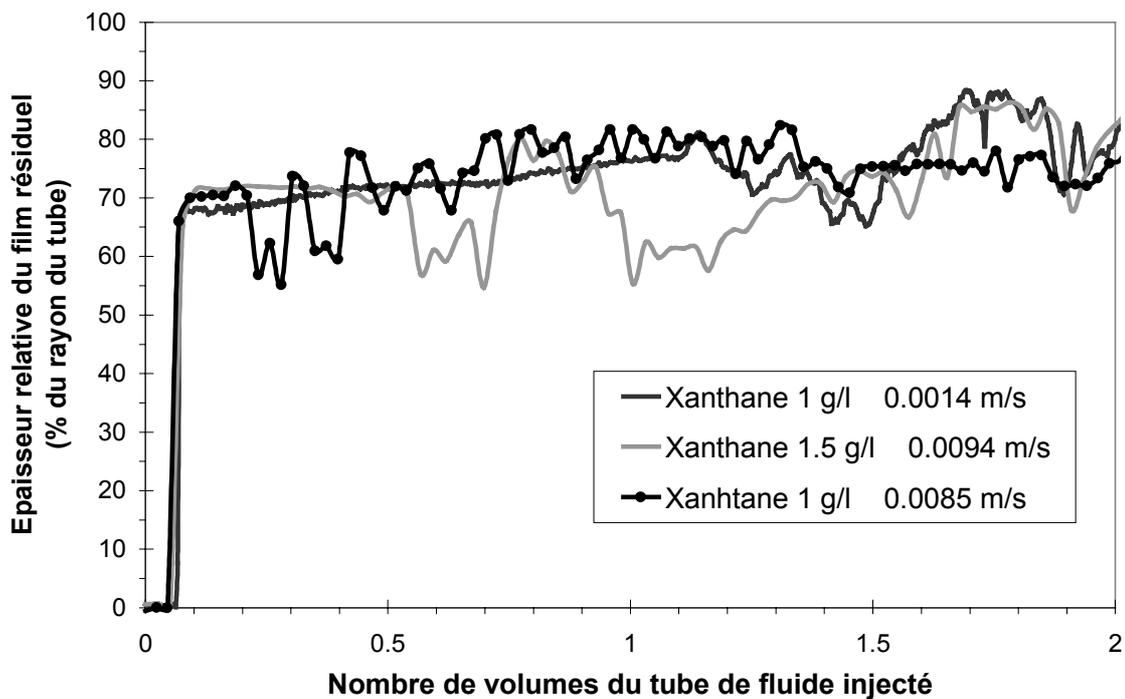


Figure V.3 : Evolution de l'épaisseur du film résiduel mesurée par technique acoustique au niveau du premier transducteur pour trois expériences de déplacement de solutions eau-Xanthane. Déplacement par une solution d'eau glycérol :

1. Xanthane 1 g/l à la vitesse d'injection 0.0014 m/s,
2. Xanthane 1.5 g/l à la vitesse d'injection 0.0094 m/s,
3. Xanthane 1 g/l à la vitesse d'injection 0.0085 m/s.

L'apparition et le développement des instabilités sont d'autant plus marqués que le rapport de viscosité entre les fluides est faible (i.e. que la solution de Xanthane est faiblement concentrée, par exemple : Xanthane 1 g/l et la vitesse d'injection élevée).

Les déplacements de fluides newtoniens de faible rapport de viscosité ($M < 400$), que nous avons réalisés, ont tous présenté des instabilités rapides et marquées.

Nous n'avons observé aucun développement d'instabilités lors des déplacements de fluides viscoplastiques. Cette observation ne nous permet pas a priori de conclure que la présence d'un seuil de contrainte au sein du fluide déplacé empêche toute instabilité de se former. Comme nous l'avons remarqué pour les déplacements de solutions de Xanthane, dans le cas d'un rapport de viscosité élevé entre les fluides, ce qui est le cas pour les déplacements de solutions de Carbopol très visqueuses, il est possible que notre temps d'observation soit inférieur au temps d'apparition des instabilités.

Nous allons donc analyser, dans la suite de ce chapitre, les caractéristiques des instabilités de déplacement de fluides newtoniens et de fluides à caractère rhéofluidifiant (solutions de Xanthane). Quelles sont les configurations spatiales des instabilités, lorsqu'elles se développent ? Quelles sont leurs principales caractéristiques géométriques selon la rhéologie des fluides et la vitesse d'injection ?

V.2.1.2 Mode de développement des instabilités

Nous avons observé deux modes distincts de développement des instabilités, selon les caractéristiques rhéologiques des fluides et la vitesse d'injection.

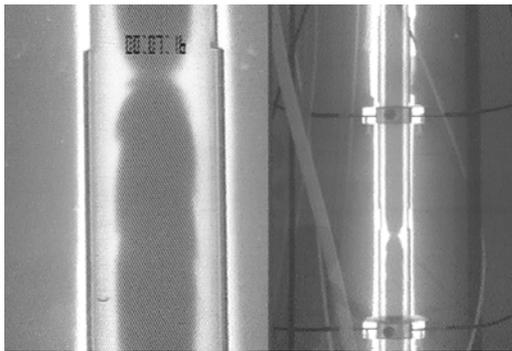
Un premier mode de développement, qui a été le plus fréquemment observé, s'est présenté sous la forme d'une perturbation initiale d'amplitude finie se propageant le long du doigt, et provoquant à l'arrière la formation de nombreuses instabilités non axisymétriques (sous forme d'une hélice). Une première visualisation des différents déplacements semble montrer que cette déformation initiale se forme au niveau de la zone d'injection en bas du tube, et est créée par une perturbation d'amplitude finie due à la commutation de la vanne à l'instant initial du déplacement. Elle peut apparaître sous deux formes possibles : une configuration axisymétrique sous la forme d'un pincement et une configuration non axisymétrique sous la forme d'une hélice. Sa vitesse de propagation et son taux de croissance dépendent du rapport de viscosité entre les fluides et de la vitesse d'injection du fluide. Lorsque l'amplitude de cette perturbation atteint une valeur critique, elle semble provoquer, derrière elle, la formation de nombreuses instabilités non axisymétriques (hélice).

Les caractéristiques visuelles de l'évolution temporelle d'une telle perturbation, de sa croissance et du déclenchement des autres instabilités sont présentées sur la Figure V.4 et la Figure V.5, pour des déplacements de fluides respectivement rhéofluidifiants et newtoniens.

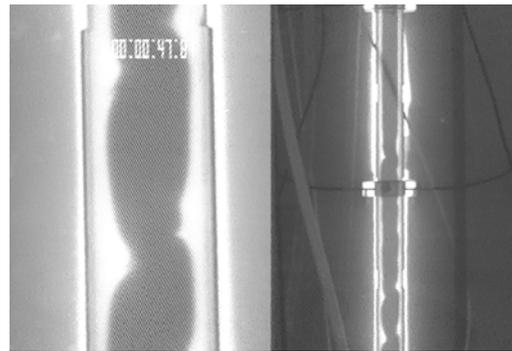
Des informations plus détaillées seront fournies par l'analyse des diagrammes spatio-temporels.

A faible vitesse d'injection (cas A), on observe une perturbation initiale axisymétrique sous la forme d'un pincement, puis le lent développement d'instabilités non axisymétriques sous forme d'hélices.

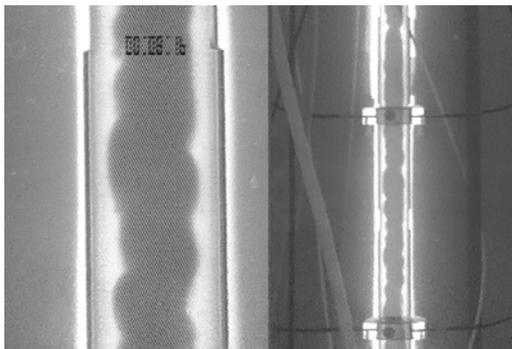
A vitesse d'injection élevée (cas B), la perturbation initiale est non axisymétrique et se présente déjà sous la forme d'une hélice. Elle provoque le développement d'instabilités non axisymétriques formant une hélice continue.



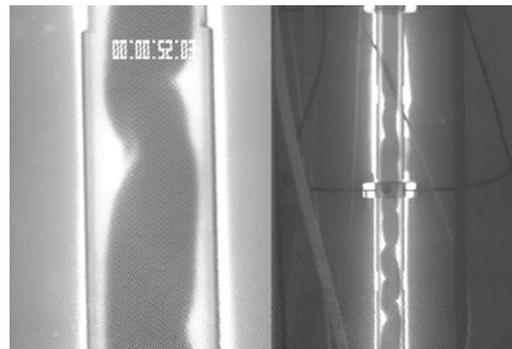
A1



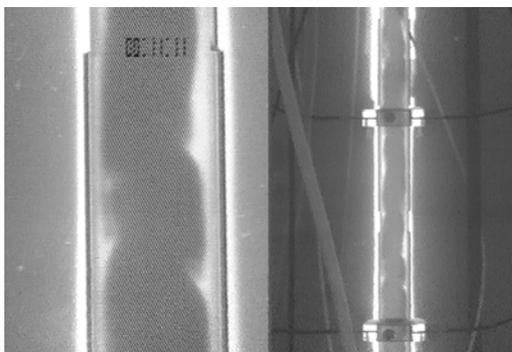
B1



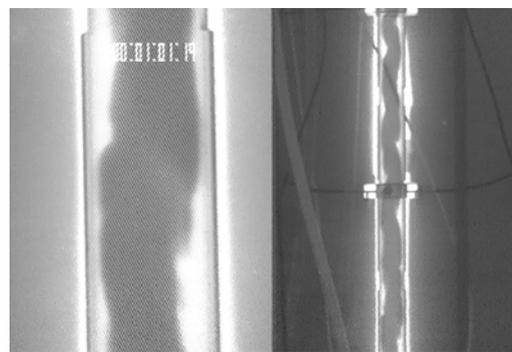
A2



B2



A3



B3

Figure V.4 : Déplacement d'une solution de Xanthane 1 g/l par une solution isodensité eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas. Développement d'instabilités non axisymétriques (hélice)

provoquée par une perturbation finie provenant de la zone d'entrée du tube. La vue de droite sur chaque couple d'image correspond à une visualisation d'ensemble du déplacement à mi-hauteur du tube (~ 50 cm). La vue de gauche correspond à une vue de détail. Les différentes images vidéo montrent l'évolution temporelle (de 1 à 3) du développement des instabilités, respectivement pour une vitesse d'injection de 0.0022 m/s (A) et de 0.0085 m/s (B). Les intervalles de temps entre les images du cas (A) et (B) sont respectivement de deux minutes et de cinq secondes.

La perturbation initiale qui semble initialement axisymétrique sous la forme d'un pincement, se transforme quasi instantanément en une hélice. Les instabilités formées derrière, non axisymétriques, apparaissent comme le prolongement de cette hélice.

Un second mode laisse apparaître un développement spontané et simultané de nombreuses instabilités axisymétriques (sous la forme de «saucisses») sur toute la longueur du doigt de digitation visqueuse, qui deviennent rapidement non axisymétriques.

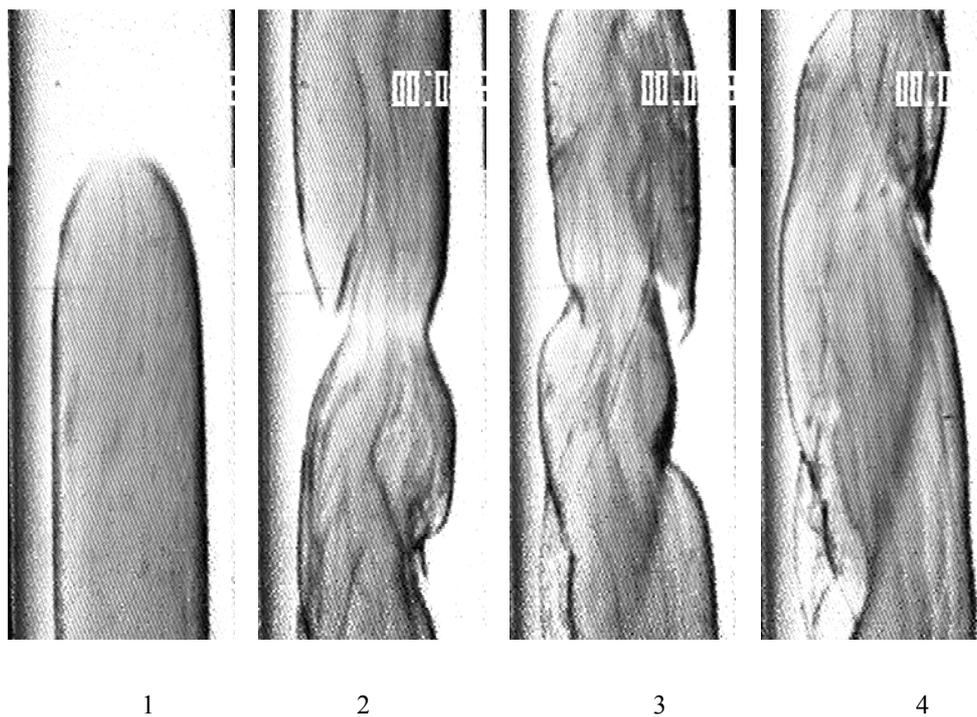


Figure V.5: Déplacement d'une solution newtonienne d'eau-glycérol par une solution newtonienne isodensité d'eau-sucre de rapport de viscosité égal à $M = 85$. Développement d'instabilités non axisymétriques (hélice) provoquée par une perturbation finie provenant de la zone d'entrée du tube. Les différentes images vidéo montrent l'évolution temporelle en une quinzaine de secondes (de 1 à 4) du développement des instabilités pour une vitesse d'injection de 0.005 m/s. La perturbation correspond à la première déformation (pincement) de l'interface sur l'image 2. On remarque que de nombreuses instabilités se créent quasiment instantanément derrière la perturbation.

Il faut noter que les expériences de Scoffoni et al. ont également mentionné ces deux types de géométries possibles pour les instabilités : un type axisymétrique et un autre, non- axisymétrique.

Pour chaque couple de rhéologies des fluides, on n'observe le développement d'instabilités qu'au-dessus d'une vitesse minimale définie comme la vitesse d'apparition des instabilités. Une question est alors inévitable. Observe-t'on un vrai seuil d'apparition des instabilités ? Ne s'agit-il par plutôt d'une vitesse de développement trop faible dans certains cas pour être observée expérimentalement pendant la durée du déplacement ?

Le mode de développement spontané n'a été observé qu'à faible vitesse d'injection, et, plus particulièrement, pour cette vitesse minimale d'apparition des instabilités.

La Figure V.6 montre un développement caractéristique d'instabilités spontanées, apparues sans propagation d'une perturbation initiale (déplacement de solutions aqueuses de Xanthane). Les instabilités, initialement axisymétriques («saucisses») se forment simultanément sur toute la longueur du tube et rapidement, elles se transforment en instabilités non-axisymétriques (hélice). La Figure V.6 met en évidence les similitudes de ce mode de développement spontané pour le déplacement de fluides newtoniens.

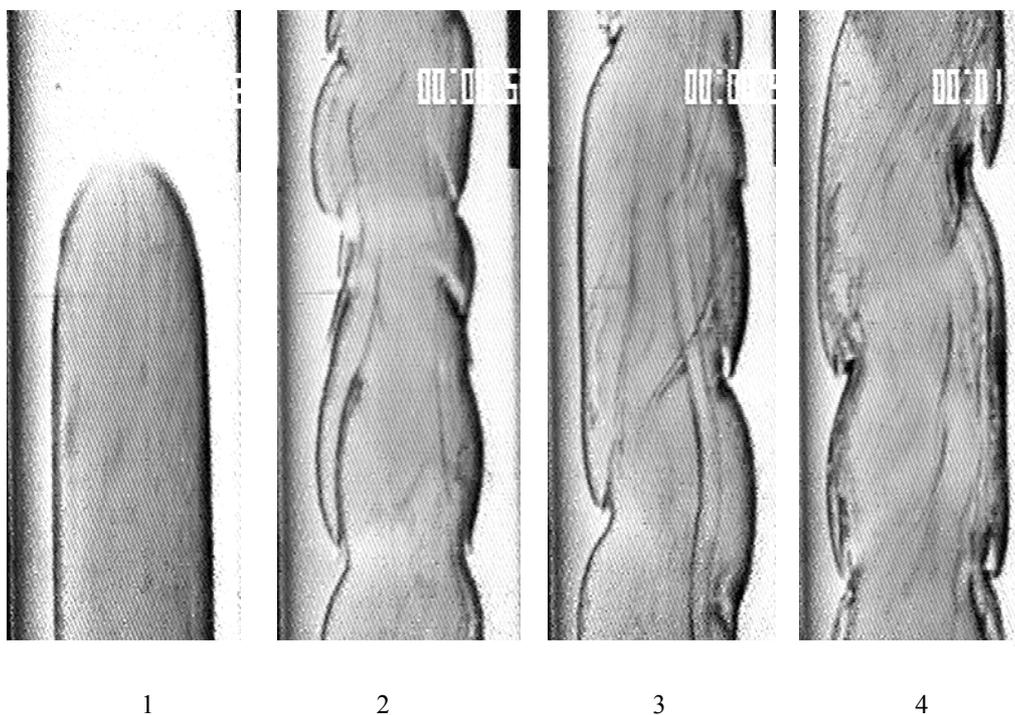


Figure V.6 : Déplacement d'une solution newtonienne d'eau-glycérol par une solution newtonienne isodensité d'eau-sucre de rapport de viscosité égal à $M = 350$. Les différentes images vidéo montrent l'évolution temporelle en une minute (de 1 à 4) du développement des instabilités pour une vitesse d'injection de 0.0013 m/s. On observe le développement spontané d'instabilités initialement

axisymétriques, qui se forment simultanément sur toute la longueur du tube. Rapidement, elles se transforment en instabilités non-axisymétriques (hélice) (3 – 4).

Il est intéressant de remarquer que les caractéristiques des instabilités que nous avons observées pour le déplacement des fluides rhéofluidifiants (solutions de Xanthane) sont très proches de celles observées lors de nos déplacements expérimentaux de fluides newtoniens (Figure V.5 et Figure V.6) et de celles mentionnées par Scoffoni et al. Ils ont observé deux modes distincts de formation des instabilités, similaires à ceux décrits par Joseph dans le cas des fluides newtoniens non-miscibles : un mode non axisymétrique («corkscrew») et un mode axisymétrique («bamboo»).

Or, la particularité de nos déplacements réside dans le fait que nous observons des instabilités axisymétriques en l'absence de perturbation initiale, alors que les instabilités non-axisymétriques apparaissent en présence de celle-ci. Scoffoni et al observent, eux, ces deux types d'instabilités, en l'absence de perturbation initiale. Il serait donc intéressant d'analyser l'influence de la perturbation initiale sur la sélection de la géométrie des instabilités que nous observons. N'apparaît-elle pas lors du déplacement lorsque les conditions (hydrodynamique de l'écoulement et rhéologiques des fluides) auraient naturellement sélectionné la géométrie non-axisymétrique de ces instabilités.

Comment expliquer que nous observions, lors de nos différentes expériences, les mêmes propriétés d'instabilités pour des fluides à caractère rhéofluidifiant que pour des fluides newtoniens ? Nous avons montré dans le précédent chapitre que la viscosité apparente des films de fluides résiduels lors des déplacements de solutions de Xanthane, que nous avons utilisées, était égale à la viscosité du premier «plateau» newtonien de la loi rhéologique de Cross. Le film résiduel tend donc à se comporter comme un fluide newtonien et les instabilités qui apparaissent à l'interface entre le doigt et le film résiduel de Xanthane auront donc a priori les mêmes caractéristiques que celles des fluides newtoniens, ce qui apparaît qualitativement confirmé par ces premières observations qualitatives.

Les premières conclusions que nous pouvons déduire de l'observation des caractéristiques des instabilités des figures que nous avons présentées sont les suivantes :

1. Les déplacements des fluides newtoniens et des solutions rhéofluidifiantes de Xanthane que nous avons étudiés sont intrinsèquement instables.
2. Il existe deux modes de développement des instabilités suivant la rhéologie des fluides et de la vitesse de l'écoulement. Les instabilités

semblent se développer d'autant plus rapidement que le rapport de viscosité entre les fluides (comme nous l'avons déjà défini pour les fluides non newtoniens) est faible et que la vitesse d'injection est élevée. Ces observations confirment celles d'Hooper & Boyd et de Joseph & al. ainsi que les résultats de l'analyse théorique de Renardy & al.

3. Le mode observé le plus fréquemment correspond à la propagation initiale d'une déformation de l'interface, créée par une perturbation d'amplitude finie due à la commutation de la vanne aux instants initiaux du déplacement. Elle va alors systématiquement déclencher rapidement le développement d'instabilités derrière elle.
4. Lorsque aucune perturbation initiale d'amplitude finie n'est observée, des instabilités apparaissent spontanément beaucoup plus tard ou n'apparaissent pas.

Des informations plus complètes, plus particulièrement sur la dépendance des caractéristiques géométriques de la perturbation initiale et des instabilités, par rapport aux propriétés rhéologiques des fluides et à la vitesse d'injection, seront fournies par l'analyse de diagrammes spatio-temporels.

V.2.1.3 Caractéristiques géométriques des instabilités

Comme nous l'avons observé sur nos déplacements expérimentaux et comme l'ont montré Scoffoni et al. (2000) dans leurs travaux sur les déplacements de fluides newtoniens, les instabilités présentent deux types de caractéristiques géométriques distincts. Leur sélection dépend du mode de développement des instabilités, des propriétés rhéologiques des fluides et de la vitesse d'injection.

La perturbation initiale peut se présenter sous deux formes : celle d'un pincement (axisymétrique) ou celle d'une hélice (non axisymétrique).

De façon identique, on observe des instabilités axisymétriques («saucisses») ou non axisymétriques («hélice»).

Les conclusions qualitatives que nous avons pu déduire des différents déplacements que nous avons réalisés sont les suivantes :

- le développement spontané, en l'absence d'une perturbation initiale, d'instabilités axisymétriques, sous forme de «saucisses» de l'interface dans un plan contenant l'axe du tube. Plus ou moins rapidement, elles semblent devenir progressivement non axisymétriques et se transformer en «hélices».

- l'apparition d'instabilités non-axisymétriques, sous forme d'«hélices», qui se forment en arrière d'une perturbation initiale d'amplitude finie produite par la commutation de la vanne d'injection, au début de l'expérience, sans que l'on puisse établir un quelconque lien entre la présence de cette perturbation et le type de géométrie des instabilités.
 - Aux faibles vitesses d'injection, la perturbation initiale apparaît sous forme d'un pincement à symétrie de révolution.
 - Aux vitesses d'injection plus élevées, la perturbation initiale a déjà la forme d'une hélice 3D se propageant parallèlement à l'axe. Les instabilités qui se développent ensuite sur toute la longueur du tube sont une prolongation de cette hélice.

Le diagramme de la Figure V.7 résume ces différentes caractéristiques de développement des instabilités selon la vitesse et la rhéologie des fluides.

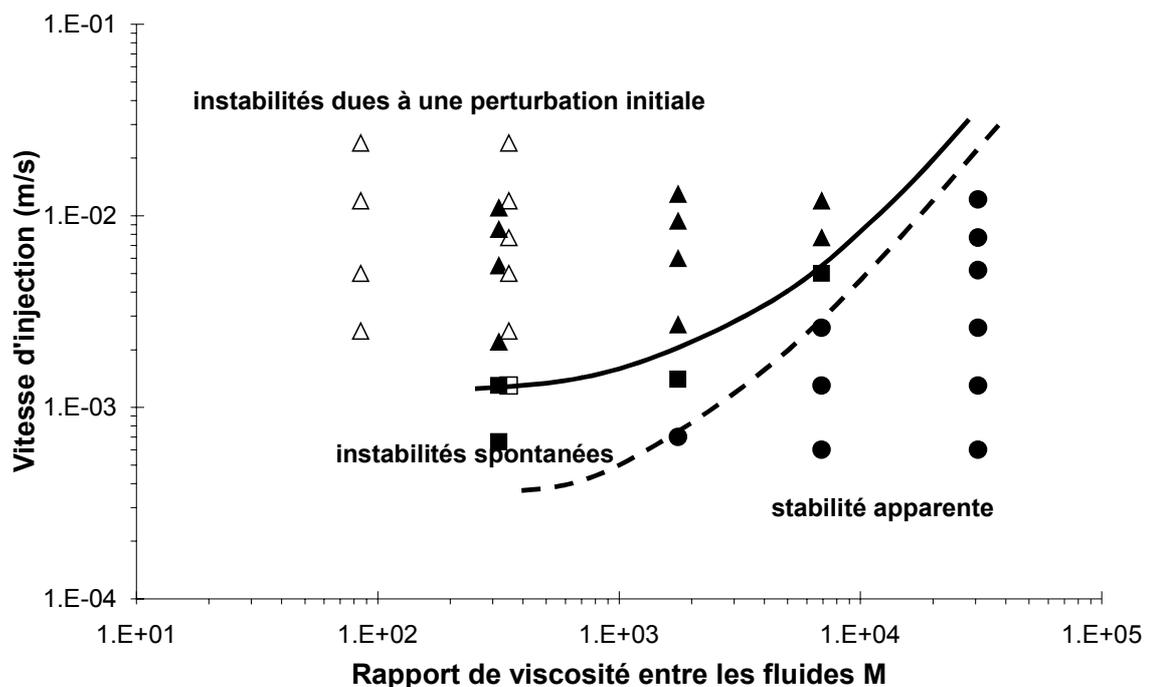


Figure V.7 : Diagramme plan (U, M) indiquant les différentes caractéristiques des instabilités observées au cours de nos déplacements expérimentaux. Pour chaque couple de fluides (représenté par le rapport de viscosité correspondant), on a indiqué en fonction de la vitesse d'injection du déplacement la stabilité apparente (cercle), l'apparition d'instabilités spontanées (carrés) et le déclenchement d'instabilités dues à une perturbation initiale d'amplitude finie (triangles). Les déplacements de fluides newtoniens et rhéofluidifiants sont représentés respectivement par des points vides et pleins.

Lorsque nous n'avons pas observé d'instabilités, nous avons qualifié ces déplacements d'«écoulement à stabilité apparente». En effet, nous ne sommes pas en

mesure d'affirmer que ces déplacements sont intrinsèquement stables et qu'ils ne développeront jamais d'instabilités. Il est possible que le taux de croissance des instabilités soit trop faible pour que nous puissions observer leur développement pendant notre temps d'observation expérimentale. Nous parlons donc seulement de stabilité apparente.

Nous avons cherché à visualiser la configuration spatiale en hélice des instabilités grâce à des images vidéo et à des diagrammes spatio-temporels. En positionnant deux caméras à 90° l'une de l'autre dans un plan de section du tube, comme nous l'avons décrit dans le second chapitre, nous avons observé la conformation spatiale en hélice.

Pour cela, nous avons observé simultanément les deux images vidéo instantanées d'une même zone de l'interface entre les fluides, et comparé également chaque moitié d'image (gauche et droite) de part et d'autre de l'axe du tube. Une rotation continue autour d'une hélice fixe laisse apparaître un décalage progressif des différentes caractéristiques de l'interface (creux et ventres de l'interface).

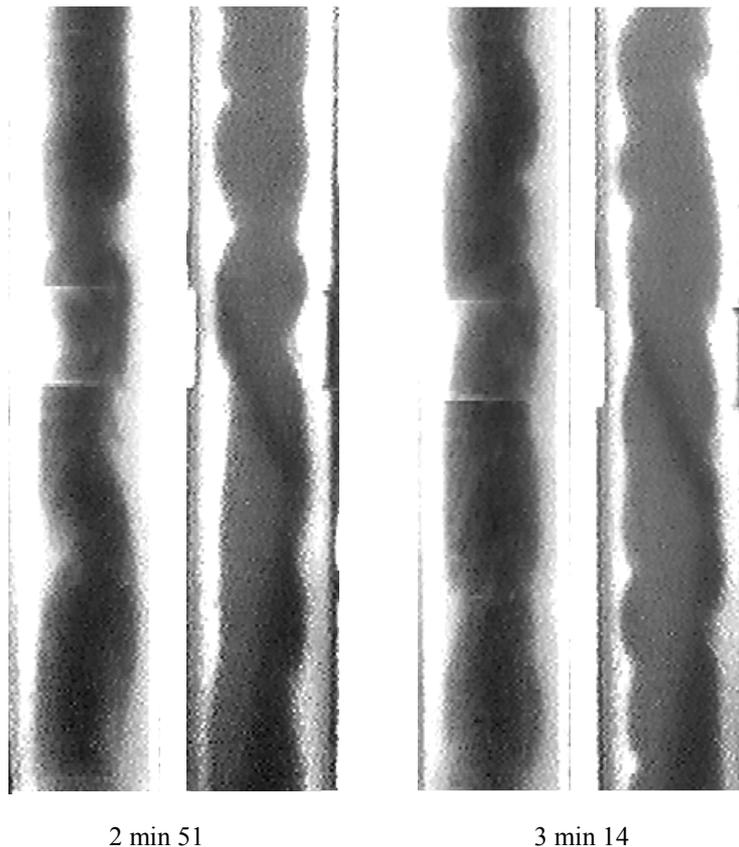


Figure V.8 : Visualisation de la configuration spatiale en hélice de certaines instabilités. Observations simultanées d'images vidéos, obtenues en positionnant deux caméras à 90° l'une de l'autre dans un plan de section du tube, pour une zone définie de l'interface entre les fluides. On

observe le décalage progressif des creux et des ventres de l'hélice entre la moitié gauche et la moitié droite d'une image et entre une vue et la vue à 90 degrés de la précédente.

En effet, non seulement l'emplacement des creux et des ventres est décalé entre la moitié droite et la moitié gauche d'une image, mais il existe également un décalage entre cette vue et la vue à 90 degrés de la précédente.

Dans la section suivante, nous montrerons que les diagrammes spatio-temporels sont particulièrement adaptés à la visualisation de la configuration spatiale en hélice des instabilités.

La visualisation vidéo de nos déplacements expérimentaux a donc permis de mettre en évidence les principales caractéristiques des instabilités que nous avons observées. Nous avons analysé les conditions d'apparition de ces instabilités, leur mode de développement (spontané ou déclenché prématurément par la présence d'une perturbation finie) ainsi que la dépendance de leur géométrie par rapport à la rhéologie des fluides et à la vitesse d'injection.

Une analyse plus quantitative des propriétés des instabilités est possible grâce à la réalisation de diagrammes spatio-temporels à partir des images vidéo et grâce aux données des mesures acoustiques.

La section suivante de ce chapitre est consacrée à l'analyse de ces diagrammes spatio-temporels.

V.2.2 Diagrammes spatio-temporels

V.2.2.1 Rappel des caractéristiques d'un diagramme spatio-temporel

Nous avons décrit en détail l'utilisation et la procédure de réalisation de diagrammes spatio-temporels au deuxième chapitre, lors de la description des différents systèmes de mesures.

Rappelons toutefois brièvement leurs principales caractéristiques, avant d'analyser les diagrammes correspondants à nos déplacements expérimentaux.

Tout d'abord, on digitalise les images enregistrées pendant les expériences sur bandes vidéo. L'intensité lumineuse I reçue des images est retranscrite en niveaux de gris. Les deux fluides en l'écoulement, l'un translucide et l'autre, coloré et donc sombre, sont différenciés sur cette numérisation des images vidéos par un fort contraste de niveaux de gris.

On réalise ensuite le diagramme spatio-temporel en prenant la moyenne des niveaux de gris sur un rayon du tube à chaque hauteur. Chaque point d'un diagramme spatio-temporel correspond donc à une moyenne des niveaux de gris sur un rayon du tube à un instant donné et à une hauteur donnée dans le tube. Comme le colorant du fluide déplaçant est très absorbant et que les zones colorées apparaissent donc

presque noires, on obtient une relation linéaire, aux distorsions optiques près, entre le niveau de gris d'un point du diagramme et le rayon r_i occupé par le fluide injecté sur une demi-section du tube.

Il est donc possible de suivre semi-quantitativement l'évolution de l'interface (ligne de passage d'une zone claire correspondant à la présence unique du fluide déplacé, à une zone plus sombre, correspondant à la coexistence des deux fluides) au cours du temps.

En effet, lorsque le déplacement a lieu, la présence d'un doigt de fluide coloré au sein du fluide déplacé, transparent, va conduire à l'augmentation progressive du niveau de gris moyen sur une section du tube, par rapport à sa valeur correspondant à la présence initiale du fluide déplacé pur.

L'arrivée du front avant du doigt correspondant à un passage brusque d'une zone claire à une zone plus foncée. Il est donc particulièrement aisé de suivre les variations temporelles de l'interface grâce aux diagrammes spatio-temporels.

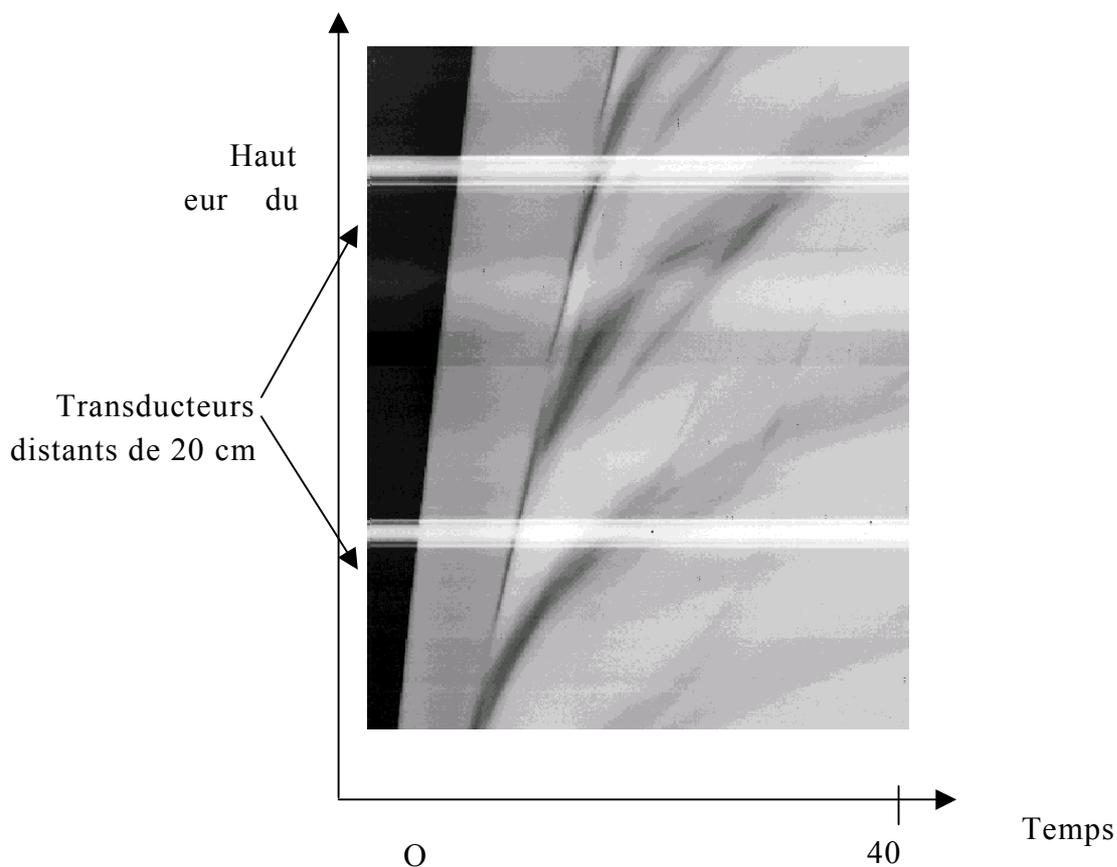


Figure V.9 : Diagramme spatio-temporel du déplacement d'une solution eau-Xanthane 1g/l par une solution eau glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas, pour une vitesse d'injection de 0.0085 m/s. L'échelle des niveaux de gris des diagrammes a été modifiée, par traitement d'images, de telle sorte que les zones non encore envahies par le fluide injecté apparaissent en noir. On distingue donc l'arrivée du doigt par la transition brutale d'une zone noire (fluide déplacé pur) à une zone gris

moyen (correspondant au doigt de fluide déplaçant entouré d'un film de fluide déplacé). Les premières instabilités qui se développent se traduisent par des portions de niveau de gris plus clair ou plus sombre que le précédent niveau de gris moyen, représentant respectivement localement les renflements ou les creux de l'interface.

Il faut noter le caractère semi-quantitatif de ces diagrammes temporels. La valeur du niveau de gris correspond quantitativement à la concentration relative à un instant donné moyennée sur un rayon du tube. Toutefois, les distorsions optiques et les décalages diminuent la précision de ces mesures.

Ainsi, les variations temporelles de niveaux de gris sur le diagramme spatio-temporel à une hauteur définie du tube permettent d'analyser les variations temporelles d'épaisseur locale de film résiduel à cette hauteur.

Lorsque des instabilités apparaissent lors du déplacement, il y a de fortes variations locales d'épaisseur de films résiduels. Cela se traduit sur le diagramme spatio-temporel par de brusques variations du niveau de gris à ordonnée constante sur le diagramme (correspondant à une hauteur donnée sur le tube). On détermine la vitesse de propagation, supposée constante, d'une déformation donnée, en suivant la variation de l'ordonnée d'un point du diagramme de niveau de gris fixé (clair par exemple, il correspondra à un creux de l'interface, plus facile à détecter et à suivre généralement). La pente de la droite formée par ces points contigus de niveaux de gris identiques est égale à la vitesse de propagation de la déformation suivie.

La différence d'ordonnée relevée, à t fixé, sur le diagramme spatio-temporel entre deux lignes distinctes de niveau de gris donné correspondant à deux déformations successives est égale à la distance réelle séparant ces deux déformations lors de l'écoulement. On peut donc accéder à la longueur d'onde des instabilités pour chaque expérience.

Les diagrammes spatio-temporels sont réalisés en moyennant les niveaux de gris sur un rayon du tube. Aussi, à partir d'une image vidéo, il est possible de réaliser deux diagrammes, correspondant chacun à une moitié du tube. La comparaison entre ces deux diagrammes se révèle très intéressante, car elle montre les dissymétries de l'interface. Ainsi, en analysant ces deux diagrammes conjugués pour un déplacement donné, on peut mettre en évidence la configuration spatiale non axisymétrique en hélice des instabilités. Nous détaillerons cette analyse à la fin de cette section.

Il faut noter que, pour tous les diagrammes spatio-temporels présentés dans la suite de ce chapitre, l'échelle des niveaux de gris des diagrammes a été modifiée, par traitement d'images, de telle sorte que les zones non encore envahies par le fluide injecté apparaissent en noir. Il s'agit en fait d'une inversion de l'échelle des niveaux de gris.

V.2.2.2 Instabilités spontanées et provoquées par une perturbation de l'interface

Les trois diagrammes spatio-temporels présentés sur la Figure V.10, (de gauche à droite), ont été réalisés pour trois déplacements d'une solution de Xanthane 1g/l par une solution isodensité eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas, pour les vitesses d'injection respectives : 0.00066 m/s, 0.0022 m/s et 0.0085 m/s. Les déplacements b) et c) correspondent respectivement à ceux de la Figure V.4 présentant des images extraites d'une vidéo.

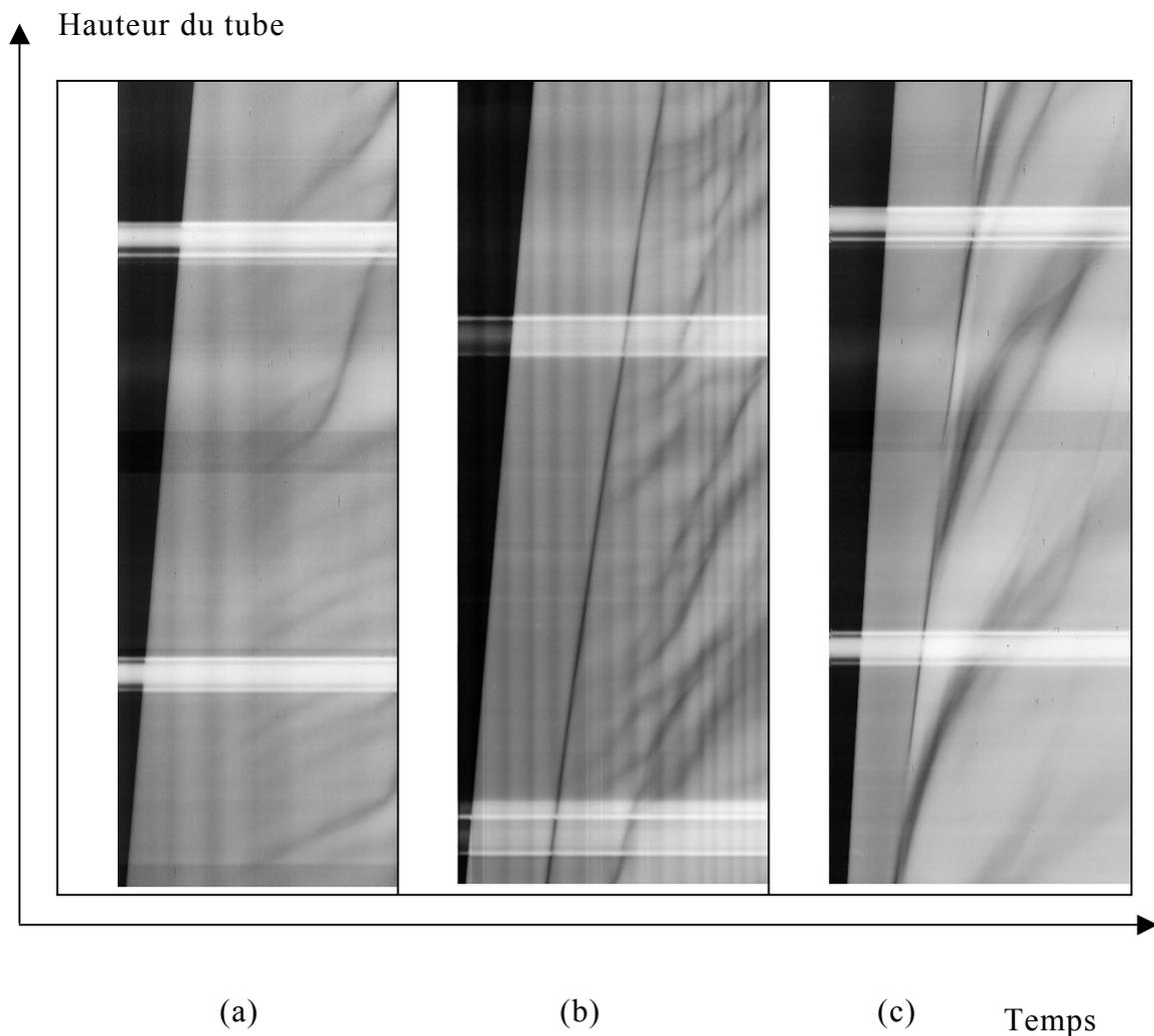


Figure V.10 : Diagrammes spatio-temporels du déplacement d'une solution de Xanthane 1g/l par une solution isodensité eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas pour une vitesse d'injection croissante de gauche à droite.

Image (a) : vitesse d'injection : 0.00066 m/s.

Image (b) : vitesse d'injection : 0.0022 m/s.

Image (c) : vitesse d'injection : 0.0085 m/s

Lorsqu'on observe ces diagrammes spatio-temporels, on remarque nettement l'influence de la vitesse d'injection et de la présence éventuelle d'une perturbation initiale finie sur les instabilités d'un déplacement de digitation visqueuse.

L'arrivée du doigt est marquée sur le diagramme par la transition brutale d'une zone noire (fluide déplacé pur) à une zone gris moyen (correspondant au film de fluide déplacé).

On remarque la présence d'une perturbation initiale d'amplitude finie sur les images (b) et (c). Celle-ci est marquée par une structure rectiligne limitée à gauche (temps courts) par une surface grise uniforme indiquant une épaisseur constante lors de la phase initiale du déplacement. La lente formation des instabilités sur l'image a) reflète un gondolement axisymétrique de l'interface, alors que pour les vitesses d'injection plus élevées b) et c) est observée la formation directe d'hélices. Les cannelures verticales observées dans certaines images n'ont pas de signification physique mais correspondent à un battement de la fréquence d'éclairage avec la fréquence d'acquisition des images.

Il apparaît ensuite trois cas de figures :

1. Image (a) obtenue à une très faible vitesse d'injection (0.00066 m/s). Le lent développement spontané d'instabilités symétriques 2D dans un plan passant par l'axe du tube fait apparaître un important «gondolement» axisymétrique et régulier de l'interface, qui se marque par des bandes inclinées de niveau de gris faiblement variable sur le diagramme. On voit alterner par rapport à l'axe du tube des creux et des ventres symétriques avec une longueur d'onde relativement régulière, correspondant environ à un diamètre du tube (24 mm). Dans la phase initiale de déformation de l'interface, la vitesse de propagation des instabilités est très faible ($1.3 \cdot 10^{-4}$ m/s). On assiste ensuite à la croissance de l'amplitude de ces instabilités (correspondant à un renforcement du contraste des bandes inclinées marquant ces instabilités) avec le temps. La vitesse de propagation de ces instabilités (correspondant à l'inclinaison des bandes sur le diagramme) croît alors d'autant plus vite que leur amplitude est importante. Certaines instabilités peuvent devenir prédominantes et supplanter les autres. On remarque sur ce diagramme spatio-temporel que trois instabilités se développent au détriment des autres, et finissent par se propager très rapidement. La longueur d'ondes effective des instabilités croît ainsi rapidement lors de cette phase par disparition ou non-croissance d'une partie

des déformations de départ. Initialement de l'ordre d'un diamètre du tube (24 mm), elle devient d'environ deux diamètres (50 mm).

2. Image (b) obtenue à faible vitesse d'injection (0.0022 m/s). On observe une seconde ligne à droite de la première transition, correspondant à l'arrivée du doigt. Elle correspond à la propagation depuis la zone d'injection en bas du tube d'une perturbation d'amplitude finie, dont nous verrons plus loin qu'elle a été induite par la commutation de la vanne d'injection. Cette ligne est continue et la déformation correspondante est un creux marqué, symétrique par rapport au centre du doigt. Sa vitesse de propagation est inférieure à la vitesse d'arrivée du doigt, mais demeure toutefois assez élevée. La phase suivante de ce déplacement correspond au lent développement d'instabilités. Comme dans le cas précédent, il s'ensuit une phase de croissance de l'amplitude, où certaines instabilités deviennent dominantes au détriment des autres. La vitesse de propagation et la longueur d'onde moyenne effective des déformations augmente alors sensiblement, d'un diamètre du tube (24mm) à environ deux diamètres (50 mm). La dissymétrie des déformations apparaît peu à peu, aboutissant à la formation d'hélices. L'augmentation du diamètre moyen du doigt (ou la diminution de l'épaisseur moyenne du film de fluide résiduel) est au cours du temps sensible.

3. Image (c) obtenue à vitesse d'injection élevée (0.0085 m/s). La ligne correspondant à la propagation de la perturbation initiale n'est plus continue, mais sous forme de «tirets». Cette perturbation se présente donc dès les premiers instants sous la forme d'une hélice. Sur les images vidéo, son évolution temporelle et spatiale se traduit alternativement par des «creux» suivis de «ventres» à une hauteur donnée et sur un côté donné du tube. Sur le diagramme spatio-temporel, cela se traduit alternativement par des lignes discontinues noires puis blanches. Les instabilités créées par le passage de cette perturbation, se présentent elles-aussi sous la forme d'une hélice de longueur d'onde initiale égale à environ deux diamètres du tube (50 mm). L'augmentation du diamètre moyen du doigt est très rapide.

- Visualisation des configurations non axisymétriques en hélice grâce aux diagrammes spatio-temporels

Comme nous l'avons précisé au début de cette section, la comparaison entre deux diagrammes spatio-temporels, correspondant chacun à une moitié du tube, permet de montrer les dissymétries de l'interface. Ainsi, en analysant ces deux diagrammes conjugués pour un déplacement donné, on peut mettre en évidence la configuration spatiale non axisymétrique en hélice des instabilités (Figure V.11).

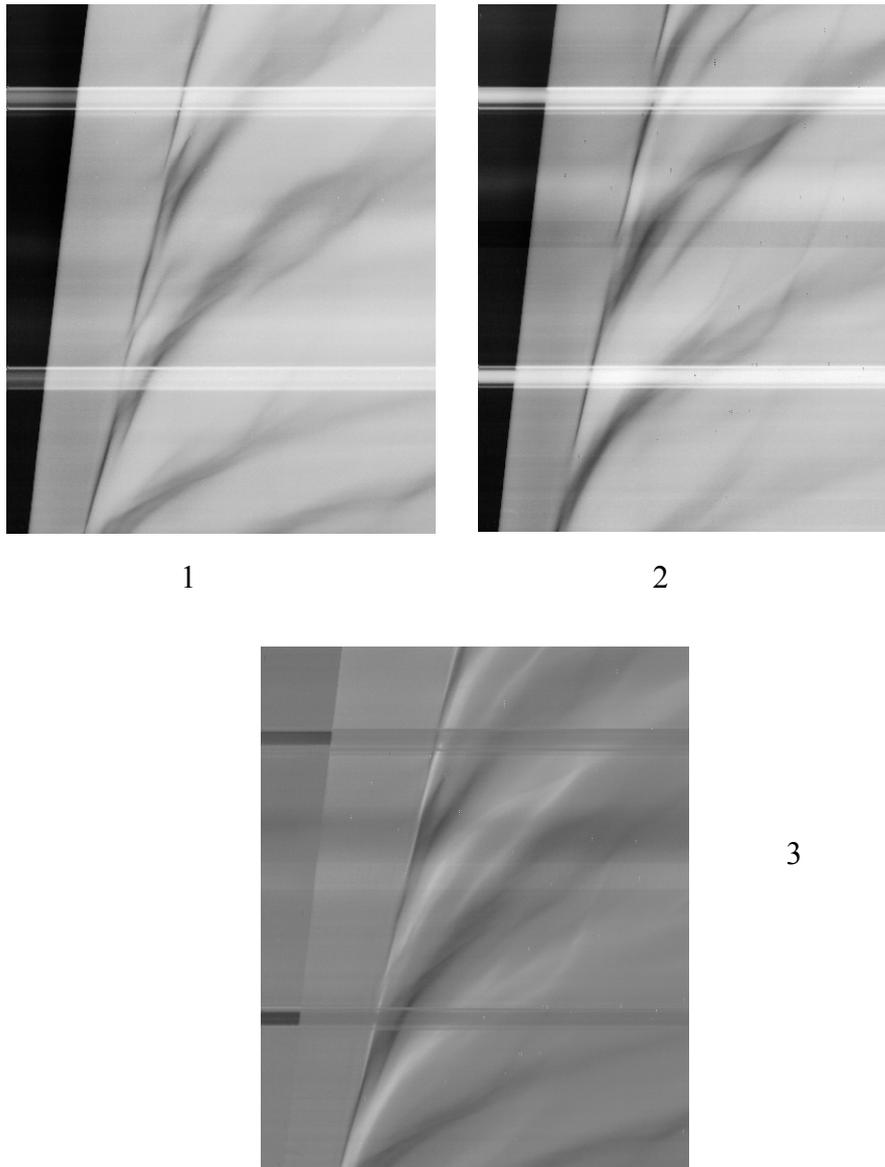


Figure V.11: Déplacement d'une solution de Xanthane 1g par une solution eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas, à une vitesse d'injection de 0.0055 m/s. Spatio-temporels de la moitié gauche (1) et de la moitié droite (2) du tube. On réalise une «soustraction» d'un des diagrammes temporels par l'autre puis on ajuste le contraste autour d'un niveau de gris moyen, pour obtenir le diagramme 3. Ainsi, tout objet en commun sur chacun des diagrammes est représenté par un niveau de gris moyen. Tout «objet» initialement différent sur chacun des diagrammes apparaît en points très sombres (noirs) ou en points très clairs (blancs). On note que les bandes sombres sur le diagramme réalisé sur une moitié du tube correspondent approximativement à des bandes claires sur le diagramme réalisé sur l'autre moitié (2). Aussi, on remarque sur le diagramme (3) une ligne rectiligne, succédant à l'arrivée initiale du front avant du doigt, qui apparaît comme une succession de tirets alternativement blancs et noirs qui correspond au passage de la perturbation initiale sous forme d'hélice et donc aux passages successifs des creux et des ventres.

V.2.2.3 Conclusions

Dans tous les cas d'apparition d'instabilités de l'interface, nous avons observé des fluctuations spatiales et temporelles importantes de la position de celui-ci, une diminution progressive de l'épaisseur moyenne du film résiduel de fluide déplacé et d'une réduction de l'amplitude relative des fluctuations d'épaisseur dans la phase finale du déplacement.

Les principales caractéristiques des instabilités observées lors des déplacements de fluides newtoniens ou rhéofluidifiants sans seuil sont donc les suivantes :

- Propagation dans une partie des cas d'une perturbation initiale d'amplitude finie,
- Lente formation de premières instabilités 2D axisymétriques dont l'amplitude, la longueur d'onde et la vitesse de propagation sont faibles. A vitesse d'injection élevée, cette phase n'apparaît pas.
- Développement plus rapide des instabilités avec augmentation sensible de l'amplitude, de la longueur d'onde et de la vitesse de propagation. Les instabilités prennent alors une conformation 3D sous forme d'hélice.
- La diminution progressive de l'amplitude relative des instabilités avec chute de la vitesse de propagation.

Plusieurs études ont montré que les instabilités de courte longueur d'onde s'amplifient lors la progression du doigt de digitation visqueuse à l'intérieur du tube, alors que l'amplitude des instabilités de grande longueur d'onde diminue dans le même temps. La longueur d'onde des instabilités, observable dans notre cas est donc un compromis résultant de l'existence simultanée de ces types d'instabilités. Par ailleurs, ces études ont mis en évidence l'existence une vitesse critique de déclenchement des instabilités lorsque la tension de surface entre les fluides n'est pas nulle. Cette vitesse critique est déterminée par la valeur de la tension de surface et des autres paramètres physiques et rhéologiques de l'écoulement. En l'absence de tension de surface, le déplacement devrait donc être toujours instable, quel que soit le nombre de Reynolds.

Afin d'analyser plus précisément ces instabilités, il est maintenant nécessaire de déterminer quantitativement les vitesses de propagation et le taux de croissance propres aux différentes phases de leur développement. Cette analyse est présentée dans la section qui suit.

V.2.3 Vitesses de propagation des instabilités

Nous décrivons dans cette section une analyse simultanée des diagrammes spatio-temporels et des résultats des mesures acoustiques qui nous a permis d'évaluer les

différents paramètres caractéristiques des instabilités, c'est à dire, principalement, la vitesse de propagation. Par ailleurs, nous discuterons un modèle physique de développement des instabilités.

Après avoir discuté l'origine de la perturbation initiale, ainsi que les différentes vitesses de propagation de la perturbation et des instabilités, nous analyserons les variations des taux de croissance en fonction de la rhéologie des fluides et de la vitesse d'injection. Puis, nous étudierons l'évolution temporelle de l'épaisseur moyenne du film résiduel après le passage des instabilités. Enfin, nous présenterons une discussion physique de ces résultats.

V.2.3.1 Origine de la perturbation initiale

Nous avons déjà évoqué le fait que la déformation initiale d'amplitude finie se forme au niveau de la zone d'injection en bas du tube et pourrait être créée par la commutation de la vanne à l'instant initial du déplacement. Nous pouvons le vérifier en évaluant le temps de propagation depuis la vanne d'injection en supposant que sa vitesse de propagation est constante. Les mesures acoustiques donnent la vitesse de propagation de la perturbation dans la zone de mesure (en mesurant les intervalles de temps entre les passages de la perturbation au niveau des différents transducteurs). Si l'on suppose qu'elle était au bas du tube à l'instant initial et qu'elle s'est propagée à vitesse constante le long du tube, il est aisé d'estimer une seconde vitesse de propagation à partir de la distance entre la vanne et la zone de mesure.

Nous allons comparer cette évaluation de la vitesse à la valeur expérimentale pour chacun des déplacements de solutions de Xanthane (Figure V.12).

La Figure V.12 met en évidence la correspondance très satisfaisante entre la valeur expérimentale de la vitesse de propagation et l'évaluation de cette vitesse en supposant que la perturbation a été induite à l'entrée du tube lors de la commutation de la vanne. Il ne faut pas non plus oublier l'influence des effets transitoires dus à l'établissement du profil de cisaillement et donc de vitesse au sein de l'écoulement à partir du moment où la vanne a été commutée.

L'absence de prise en compte de ces effets transitoires peut expliquer les faibles différences qu'on observe pour certains points entre la valeur de la vitesse de propagation et l'évaluation de cette vitesse en supposant qu'elle a été créée à l'entrée du tube lors de la commutation de la vanne. La mise en circulation initiale du fluide déplacé, grâce à laquelle le profil de vitesse de ce fluide aurait été établi à l'avance, avant la commutation de la vanne, aurait certainement permis de diminuer ces effets transitoires.

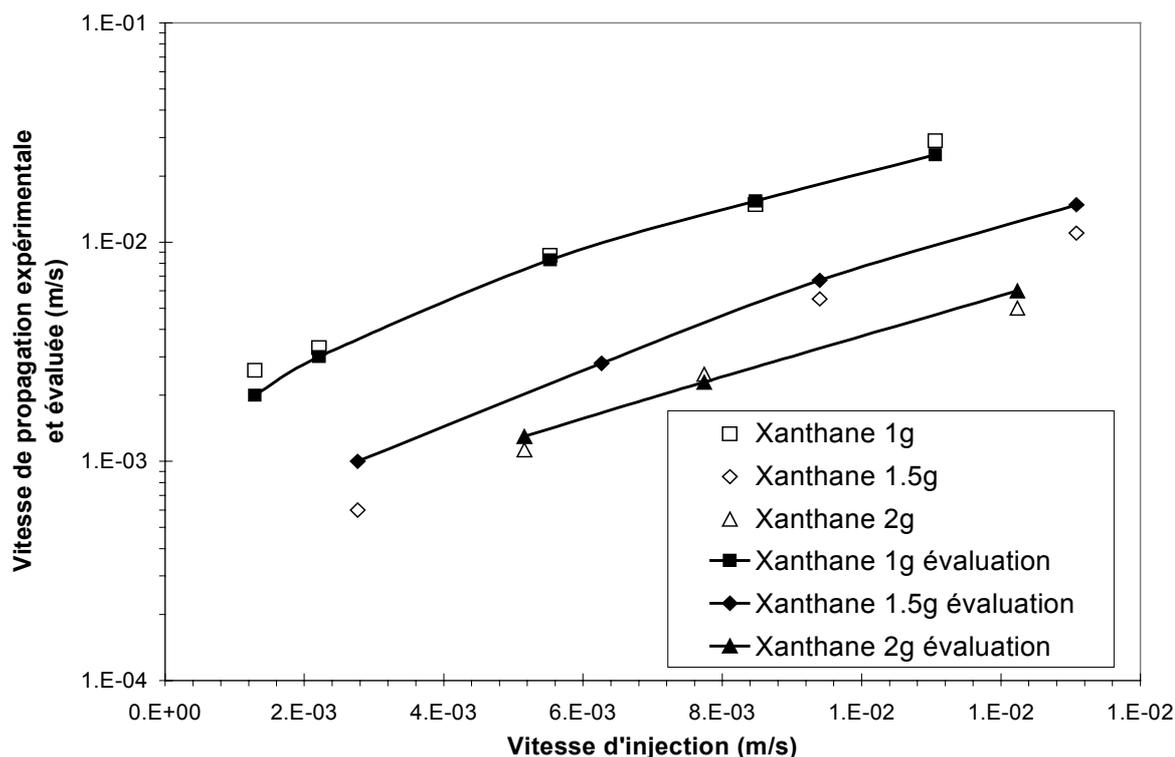


Figure V.12 : Comparaison entre la vitesse de propagation expérimentale de la perturbation initiale et l'évaluation de cette vitesse en supposant que celle-ci a été créée à l'entrée du tube au moment initial du déplacement lors de la commutation de la vanne. On note la correspondance très satisfaisante entre cette évaluation et la valeur expérimentale.

Seuls les fluides viscoplastiques, tels que les solutions de Carbopol, dont la thixotropie accentue les effets transitoires dus à l'évolution temporelle de la rhéologie du fluide, ont été mis en circulation préalablement. Nous n'avons pas jugé utile initialement de faire circuler les solutions ne présentant pas de contrainte seuil, telles que les solutions newtoniennes ou de Xanthane. Or la Figure V.12 présente les caractéristiques des déplacements de solutions de Xanthane. Cette précaution nous aurait certainement permis de réduire ces effets transitoires et d'obtenir un accord encore plus satisfaisant entre la valeur de la vitesse expérimentale de propagation et son évaluation.

Nous pouvons donc raisonnablement affirmer maintenant que cette déformation a été créée au niveau de la zone d'injection par une perturbation due à la commutation de la vanne à l'instant initial et s'est ensuite propagée à vitesse constante le long du tube. La grande majorité de nos déplacements a laissé apparaître le développement d'une telle perturbation initiale d'amplitude finie créée par la commutation de la vanne dont la présence a déclenché ensuite le développement de nombreuses instabilités.

On peut se demander pourquoi nous avons choisi de commuter la vanne brusquement pour tous nos déplacements. La mise en circulation initiale du fluide

injecté, puis la commutation brusque de la vanne évitait a priori tout contact des fluides à l'intérieur de la vanne et donc tout mélange dans la zone «morte» de celle-ci. Nous étions ainsi assurés que l'interface initiale entre les fluides était «propre» et plate à l'instant initial du déplacement. Nous avons donc réalisé tous nos déplacements selon cette procédure.

Après avoir observé dans plusieurs cas la présence de cette perturbation induite par la commutation de la vanne d'injection, nous avons décidé de réaliser quelques déplacements de solutions de Xanthane, en laissant les fluides au contact (vanne commutée) avant d'initier le déplacement, afin d'éviter l'apparition de cette perturbation initiale. Si la commutation de la vanne n'a pas alors perturbé l'écoulement, nous avons malgré tout observé une perturbation à l'interface générée par les turbulences de l'écoulement au niveau de la zone d'injection (changement brusque du diamètre d'écoulement). Elle apparaît plus tardivement que dans le cas de la commutation de la vanne et est plus aléatoire. Les instabilités apparaissent alors plus tardivement. Nous avons donc décidé de ne pas entamer une nouvelle étude de déplacements de fluides avec ces différentes conditions d'injection, car les observations étaient similaires à celles obtenues avec commutation de la vanne d'injection et les conditions initiales du déplacement étaient moins bien contrôlées.

Il est par ailleurs intéressant en soi d'étudier la vitesse de cette perturbation initiale, car elle représente un exemple caractéristique de déformation d'amplitude finie se propageant à vitesse et amplitude constantes. Ceci nous a encouragé à poursuivre ce mode de déplacement avec commutation de la vanne et à analyser en détail les caractéristiques de cette perturbation d'amplitude finie.

V.2.3.2 Vitesse de propagation de la perturbation initiale

Une vitesse de référence logique de comparaison pour la vitesse de la perturbation initiale est celle du fluide à l'interface. Nous avons calculé cette dernière dans l'approximation d'écoulement quasi-parallèle et l'avons ensuite comparée aux valeurs expérimentales de vitesse de propagation de la perturbation initiale.

La Figure V.13 présente les vitesses de propagation de la perturbation initiale pour les déplacements des fluides newtoniens et des solutions de Xanthane, que nous avons déterminées grâce aux données des diagrammes spatio-temporels et des mesures acoustiques. Nous avons également représenté sur cette figure l'évaluation de la vitesse du fluide à l'interface non perturbée obtenue grâce au calcul d'écoulement quasi-parallèle.

On note tout d'abord que la vitesse de propagation de la perturbation initiale d'amplitude finie est nettement supérieure à la vitesse du fluide à l'interface. Elle n'est donc pas simplement advectée par l'interface.

Comme on pouvait s'y attendre, la vitesse de la perturbation initiale croît, pour un couple de fluides donnés, lorsque la vitesse d'injection augmente. Par ailleurs, elle

dépend sensiblement des propriétés rhéologiques des deux fluides. On observe une diminution de la vitesse de la perturbation lorsque la viscosité du fluide déplacé augmente (augmentation de la concentration des solutions de Xanthane). Par ailleurs, nous avons tracé sur la Figure V.13 deux droites respectivement de pente 1 et de pente 2. Il semble que la vitesse de propagation de cette perturbation dépende du carré de la vitesse d'injection. Pour analyser la dépendance de la vitesse de propagation par rapport à la viscosité, nous avons donc tracé sur la Figure V.14 les variations de la vitesse de propagation normalisée par le carré de la vitesse d'injection en fonction de l'inverse de la viscosité du film de fluide résiduel.

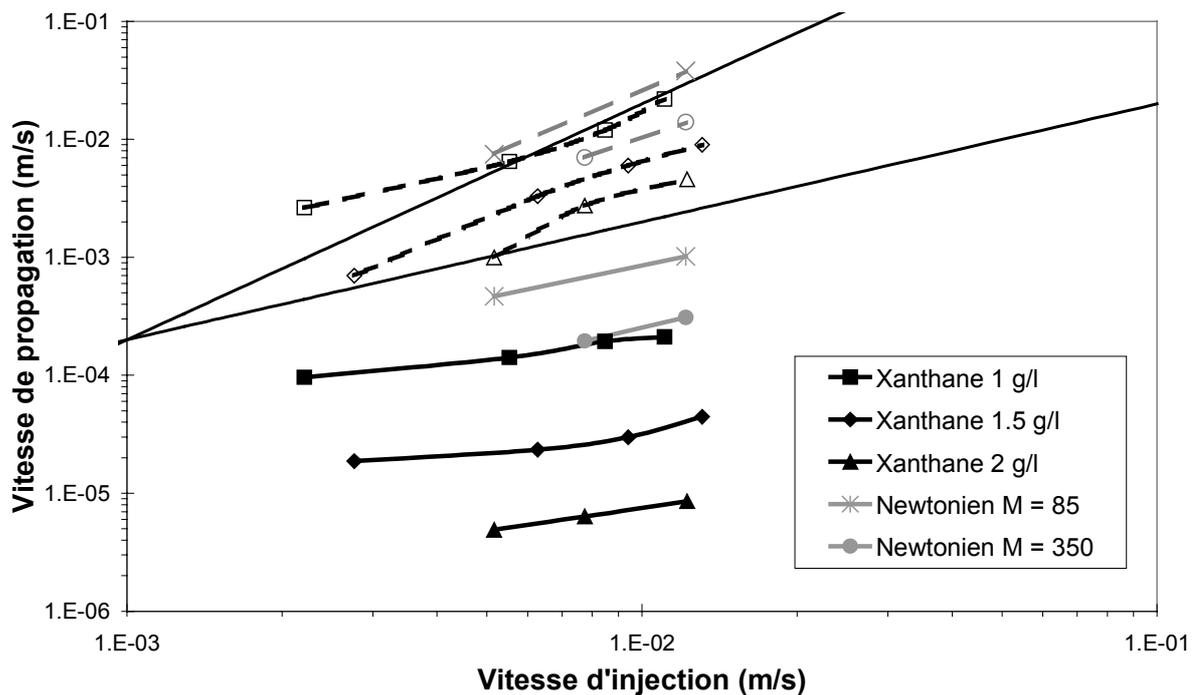


Figure V.13 : Comparaison entre la vitesse de propagation de la perturbation d'amplitude finie et la vitesse du fluide à l'interface pour les déplacements hétérogènes de fluides newtoniens et de solutions eau-Xanthane déplacées par des solutions aqueuses isodensité de viscosités égales à 0.00107 Pas dans le cas du déplacement des solutions de Xanthane. Les vitesses de propagation expérimentales de la perturbation obtenue grâce aux diagrammes spatio-temporels sont représentées par des symboles vides, reliés par une ligne en tirets pointillés. L'évaluation de la vitesse du fluide à l'interface non perturbée grâce au modèle d'écoulement quasi-parallèle est représentée par ces mêmes symboles, mais pleins et reliés par une ligne continue. On note que la vitesse de propagation des instabilités est nettement plus élevée que la vitesse du fluide à l'interface, là où se propage l'instabilité. On remarque un léger changement de pente à faible vitesse d'injection dans le cas des déplacements de solutions de Xanthane, que l'on n'observe pas dans le cas newtonien. Nous n'avons pas pour l'instant d'argument physique pour expliquer cette différence de comportement.

On note la relation globalement linéaire entre le rapport de la vitesse de propagation de la première instabilité et du carré de la vitesse d'injection et l'inverse de la viscosité du film résiduel. Il est important de noter l'unicité apparente de la relation pour les déplacements de fluides newtoniens et rhéofluidifiants. On a en

effet obtenu une courbe globalement unique pour les fluides newtoniens et non-newtoniens rhéofluidifiants indépendamment de la vitesse d'injection.

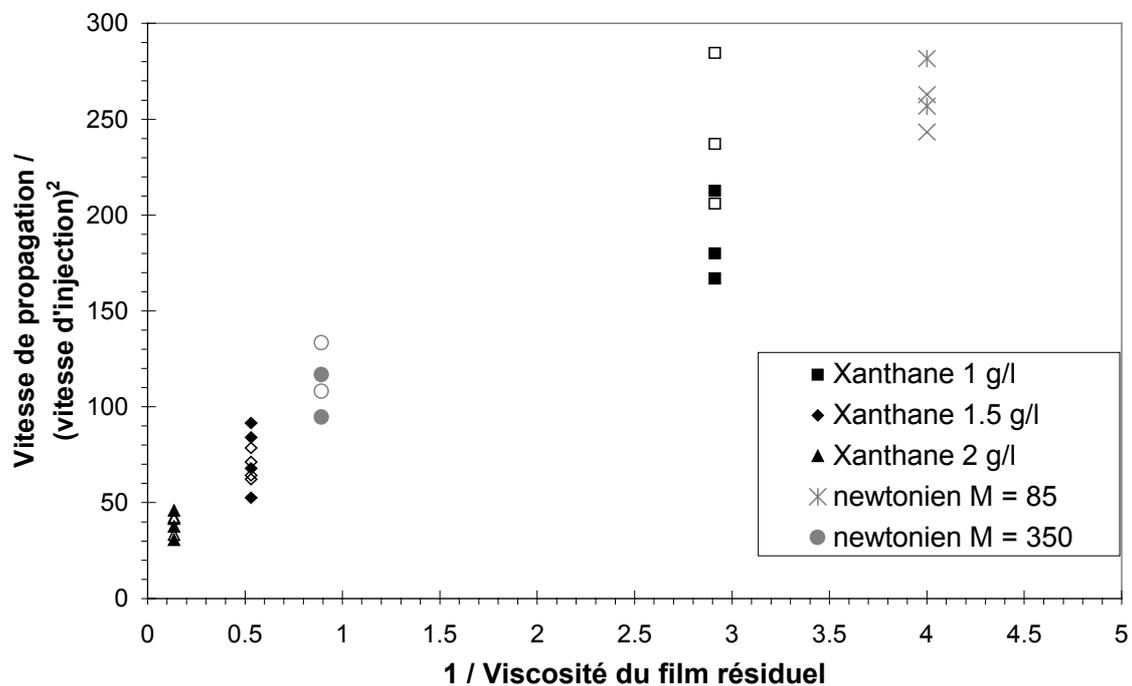


Figure V.14 : Déplacement isodensité ($\rho = 1.0101 \text{g/cm}^3$) de solutions de Xanthane par une solution aqueuse newtonienne de viscosité égale à 0.00107 Pas et déplacements quasi isodensité ($\rho = 1.24 \text{g/cm}^3$ et $\rho = 1.26 \text{g/cm}^3$) de fluides newtoniens de rapport de viscosité respectivement égal à 85 et à 350. Les viscosités des fluides déplacés (2) et déplaçants (1) dans ce cas sont respectivement $\eta_2 = 0.25 \text{ Pas}$, $\eta_1 = 0.0029 \text{ Pas}$ et $\eta_2 = 1.12 \text{ Pas}$, $\eta_1 = 0.0032 \text{ Pas}$. Evolution du rapport de la vitesse de propagation de la perturbation initiale d'amplitude finie et du carré de la vitesse d'injection en fonction de l'inverse de la viscosité du fluide du film résiduel. Les résultats issus de l'analyse des diagrammes spatio-temporels et des mesures acoustiques sont représentés respectivement par des symboles pleins et vides. La dépendance est globalement linéaire, avec une tendance à la saturation aux faibles viscosités.

Etant donné que les viscosités des fluides newtoniens injectés que nous avons utilisés pour nos déplacements expérimentaux, sur la Figure V.14, diffèrent d'un déplacement à un autre (ajustement des densités des fluides et donc modification sensible de la viscosité), la dépendance linéaire et l'unicité apparente de la relation pour les fluides rhéofluidifiants et newtoniens de la Figure V.14 tend à montrer que les paramètres physiques et rhéologiques déterminants pour les caractéristiques des instabilités sont ceux relatifs au film résiduel.

Comment peut-on alors expliquer, dans ce cas, le comportement apparemment identique des solutions newtoniennes et des fluides rhéofluidifiants ? En fait, les films de Xanthane sont très faiblement cisailés et sont donc dans le domaine de leur caractéristiques rhéologique où la viscosité est presque constante (plateau newtonien). Leur comportement diffère donc très peu des fluides newtoniens et il est

alors normal de trouver les mêmes caractéristiques d'instabilités pour ces deux types de déplacements.

V.2.3.3 Vitesses de propagation des instabilités développées

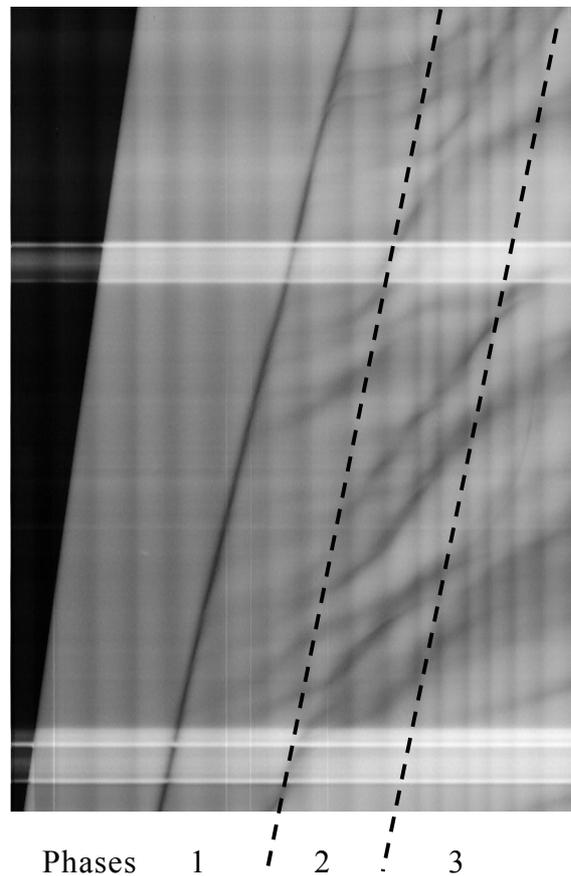


Figure V.15 : Diagramme spatio-temporel du déplacement d'une solution de Xanthane 1 g/l par une solution isodensité eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas pour une vitesse d'injection égale à 0.0022 m/s.

Qu'elles soient déclenchées prématurément par la propagation d'une perturbation initiale d'amplitude finie ou qu'elles se développent spontanément, on observe trois phases distinctes de développement des instabilités. Le diagramme spatio-temporel ci-dessous montre les trois phases distinctes du développement des instabilités pour le déplacement d'une solution de Xanthane 1 g/l par une solution isodensité eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas pour une vitesse d'injection égale à 0.0022 m/s.

On distingue 3 phases distinctes de développement des instabilités, que présente la Figure V.15 :

1. une première phase de formation et de croissance pendant laquelle leur vitesse de propagation est faible et lentement croissante (très inférieure à la vitesse de propagation de la deuxième phase). Dans la majorité des cas, lorsque les instabilités sont non axisymétriques et se présentent sous la forme d'une hélice, cette première phase, trop brève dans ce cas, n'est pas visible sur les diagrammes spatio-temporels.
2. une deuxième phase de propagation des instabilités formées, d'amplitude marquée. La vitesse de propagation, constante, est beaucoup plus élevée qu'au cours de la première phase. Nous présentons ci-dessous sur la Figure V.16 la dépendance de la vitesse de propagation par rapport aux propriétés physiques et rhéologiques de l'écoulement et des fluides.
3. une troisième phase de diminution progressive et continue de l'amplitude des instabilités, après injection d'une quantité de fluide plus ou moins importante. Le diamètre moyen du doigt croît, les fluctuations relatives de l'interface diminuent. La vitesse de propagation de ces instabilités faiblement marquées diminue significativement. Elles ne sont plus détectables sur les diagrammes spatio-temporels et il ne nous est pas possible de les déterminer quantitativement.

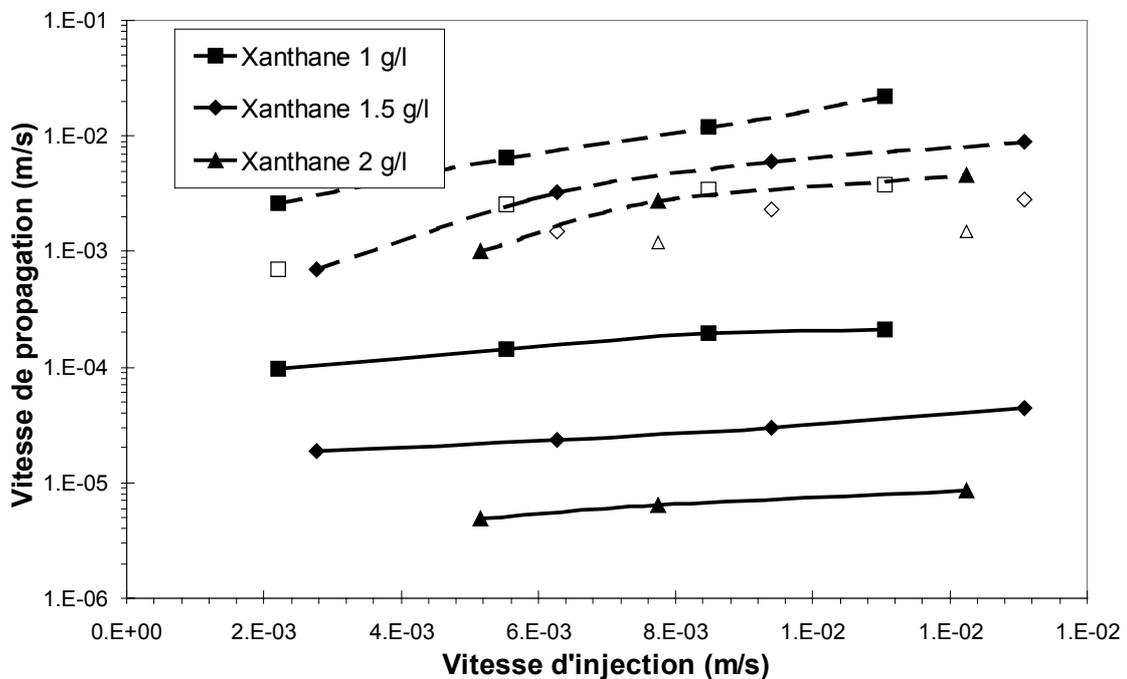


Figure V.16 : Vitesse de propagation des instabilités développées comparées à celle de la perturbation d'amplitude finie, pour les mêmes déplacements hétérogènes de fluides newtoniens et de solutions eau-Xanthane. Les vitesses de propagation expérimentales des instabilités sont représentées par des symboles vides ; celles des perturbations initiales sont représentées par des

symboles pleins, reliés par une ligne en tirets pointillés. L'évaluation de la vitesse du fluide à l'interface non perturbée déterminée grâce au modèle d'écoulement quasi-parallèle est représentée par ces mêmes symboles, mais pleins et reliés par une ligne continue.

La Figure V.16 présente la vitesse de propagation des instabilités formées, qui correspond à la vitesse de propagation quasi-constante des instabilités dans la deuxième phase du développement présentée sur le diagramme spatio-temporel de la Figure V.15.

On note que la vitesse de propagation des instabilités est sensiblement plus faible (entre 2 et 5 fois plus faible selon la vitesse d'injection) que la vitesse de propagation de la perturbation initiale d'amplitude finie de chacun des déplacements.

V.2.4 Evolution de l'épaisseur moyenne du film résiduel.

Lorsque les instabilités se développent, on observe de fortes variations spatiales et temporelles de la position de l'interface, comme le montre la Figure V.17.

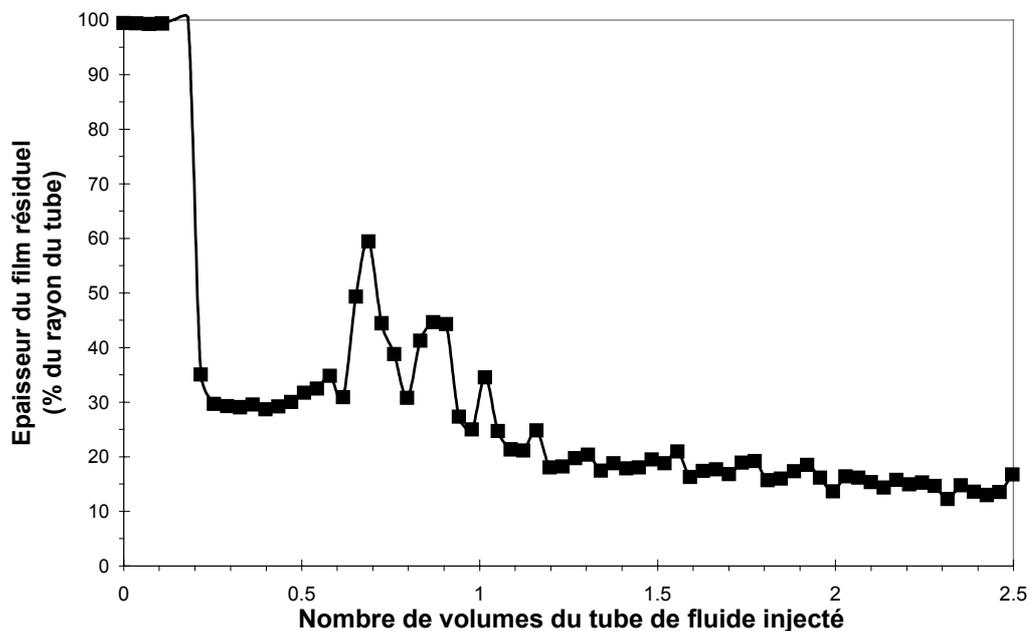


Figure V.17 : Evolution de l'épaisseur du film résiduel lors du déplacement d'une solution de Xanthane 1.5 g/l par une solution aqueuse de viscosité égale à 0.00107 Pas pour une vitesse d'injection de 0.013 m/s. Données obtenues par mesure acoustique pour un transducteur situé à 80 cm de la zone d'injection du tube. On remarque l'arrivée de la perturbation, correspondant à une brusque et brève augmentation de l'épaisseur du film résiduel. On observe ensuite les fortes variations spatiales et temporelles de la position de l'interface. Les fluctuations relatives de

l'épaisseur du film de fluide résiduel augmentent continûment lors de la première phase de la déstabilisation, puis diminuent progressivement.

Les fluctuations relatives de l'épaisseur du film de fluide résiduel augmentent continûment lors de la première phase de la déstabilisation, puis diminuent progressivement. Après l'injection un certain volume de fluide injecté, les fluctuations relatives de l'épaisseur du film en paroi deviennent de plus en plus faibles et l'interface entre les fluides devient de plus en plus plate.

Dans le même temps, le diamètre moyen du doigt s'accroît et l'épaisseur du film résiduel diminue.

L'amincissement du film est d'un intérêt pratique et, plus particulièrement industriel. En effet, il permet d'augmenter l'efficacité d'un déplacement, ce qui est l'objectif recherché de toute application industrielle. Améliorer l'efficacité d'un déplacement consiste à diminuer le nombre de volumes de fluide injecté correspondant à un amincissement donné, en modifiant les caractéristiques physiques, hydrodynamiques et rhéologiques de l'écoulement. Il est donc très intéressant de caractériser précisément les variations temporelles de l'épaisseur du film en fonction du nombre de volumes de fluide injecté.

Nous avons évalué, grâce aux données des mesures acoustiques, la dépendance de la variation temporelle de l'épaisseur relative du film résiduel par rapport à la vitesse d'injection et à la rhéologie des fluides. Les Figure V.18, Figure V.19 et Figure V.20 présentent ces caractéristiques.

Les épaisseurs relatives du film résiduel sont évaluées en moyennant, pour un nombre de volumes de fluide injecté donné, les épaisseurs obtenues par mesure acoustique sur plusieurs transducteurs, régulièrement espacés. Il s'agit donc d'une moyenne de l'épaisseur du film résiduel le long du tube.

On remarque l'influence très sensible de la vitesse d'injection et de la rhéologie du fluide déplacé sur la diminution de l'épaisseur relative du film résiduel. Certes, nous nous attendions à ce qu'une augmentation de la vitesse d'injection et une diminution de la viscosité du fluide déplacé favorisent l'élimination rapide du film résiduel.

Toutefois, l'importance de cette influence est quelque peu surprenante.

En effet, on note l'amélioration de la réduction de l'épaisseur du film résiduel de 35% à 90% quand la vitesse d'injection est augmentée d'un facteur 10.

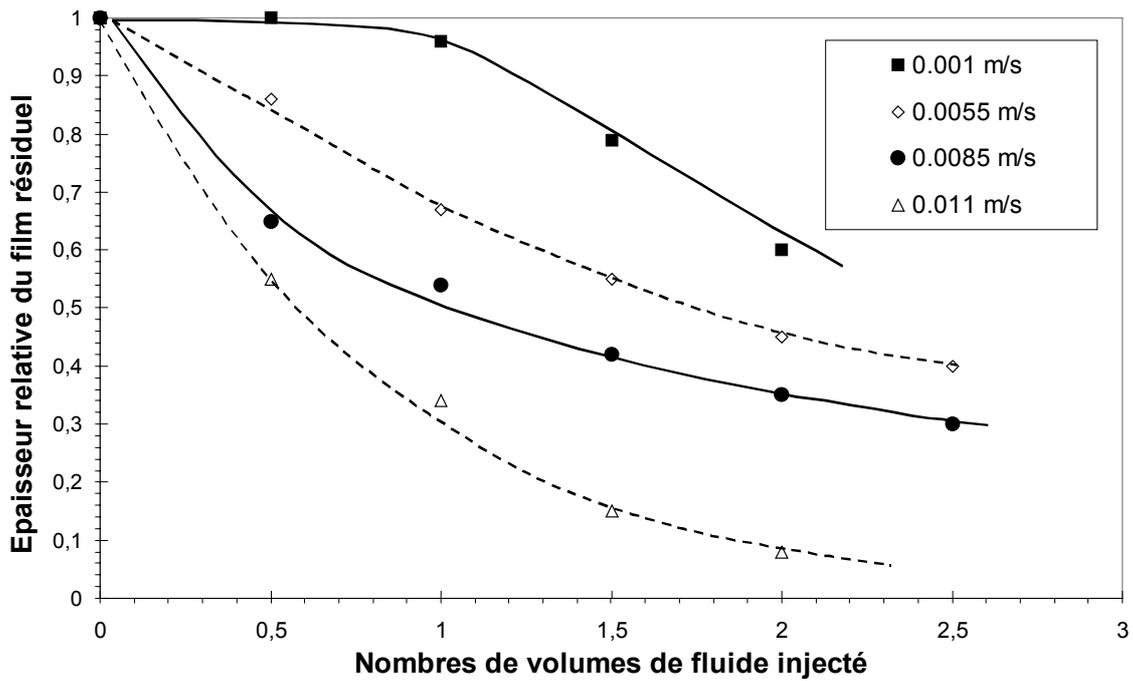


Figure V.18 : Variation de l'épaisseur relative du film résiduel par rapport à sa valeur initiale en fonction de la vitesse d'injection du fluide pour un déplacement d'une solution de Xanthane 1 g/l. On note que l'augmentation de la vitesse d'injection améliore sensiblement l'élimination du film résiduel grâce au développement rapide d'instabilités. Pour une vitesse d'injection élevée (0.011 m/s), il est possible de déplacer 90 % du film résiduel après avoir injecté 2 volumes de fluide.

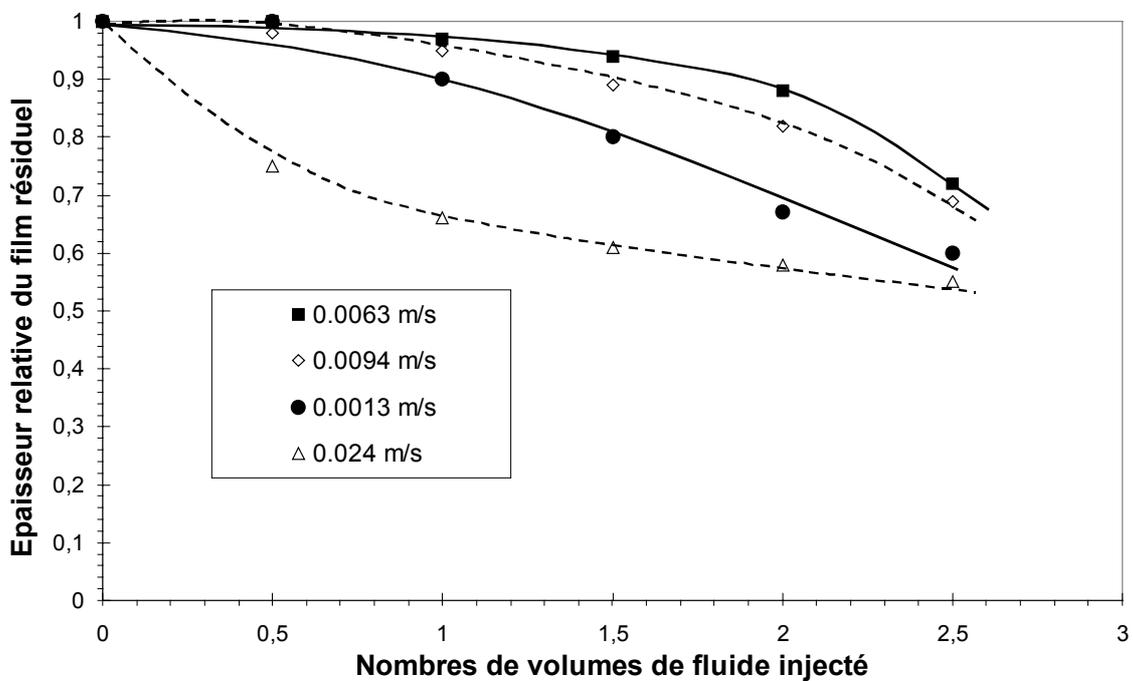


Figure V.19 : Variation de l'épaisseur relative du film résiduel par rapport à sa valeur initiale en fonction de la vitesse d'injection du fluide pour un déplacement d'une solution de Xanthane 1.5 g/l. On note que l'augmentation de la vitesse d'injection améliore beaucoup plus faiblement

l'élimination du film résiduel, en comparaison au déplacement d'une solution de Xanthane 1 g/l. Pour une vitesse d'injection élevée (0.013 m/s), il n'est possible de déplacer que 40 % du film résiduel après avoir injecté 2 volumes de fluide (au lieu des 90% dans le cas du Xanthane 1 g/l).

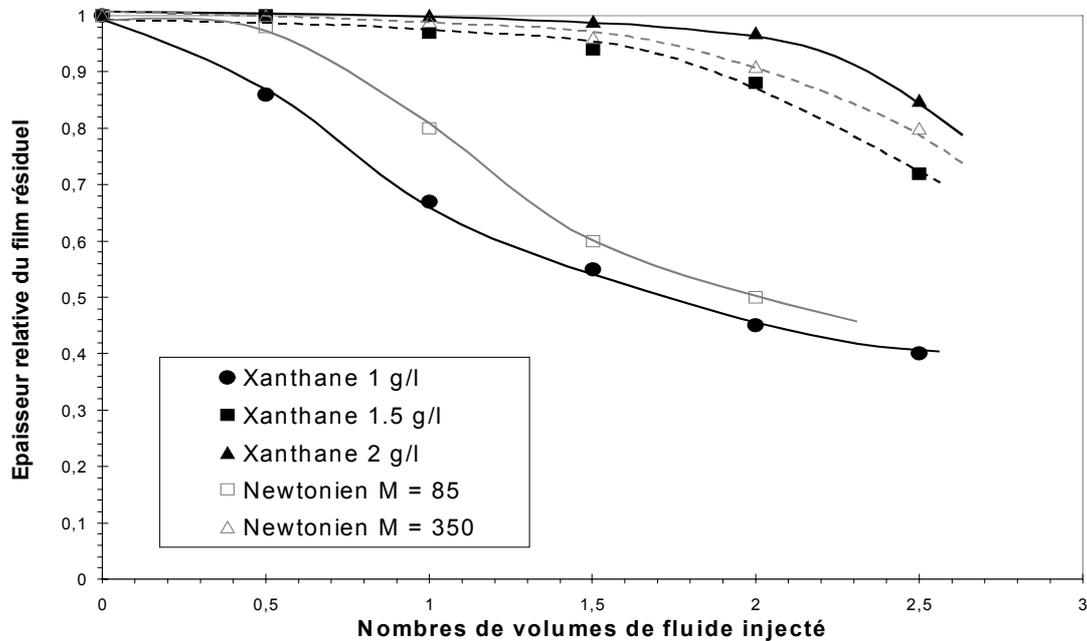


Figure V.20 : Variation de l'épaisseur relative du film résiduel par rapport à sa valeur initiale en fonction de la rhéologie des fluides pour des déplacements de vitesse d'injection égale à 0.0055 m/s en fonction de la rhéologie des fluides. On note le faible déplacement du film résiduel (inférieur à 20%) pour 2 volumes de fluide injecté lorsque le fluide déplacé devient plus visqueux.

De façon analogue, on remarque la faible élimination du film résiduel (10% au lieu de près de 50%), après l'injection de deux volumes de fluide, lorsque le rapport de viscosité des fluides newtoniens est 4 fois plus élevé.

La diminution sensible de l'épaisseur du film résiduel lorsqu'on augmente la vitesse d'injection du déplacement ou que l'on diminue la viscosité du film de fluide résiduel nous a conduit à analyser plus précisément la variation temporelle de l'épaisseur du film résiduel en fonction des caractéristiques du déplacement pour différents volumes de fluide injectés. Nous avons donc représenté sur la Figure V.21 l'épaisseur du film de fluide résiduel en fonction du rapport de la vitesse d'injection et de la viscosité du fluide déplacé pour 4 différents volumes de fluide injecté ($N = 0.5, 1, 1.5$ et 2 fois le volume du tube expérimental).

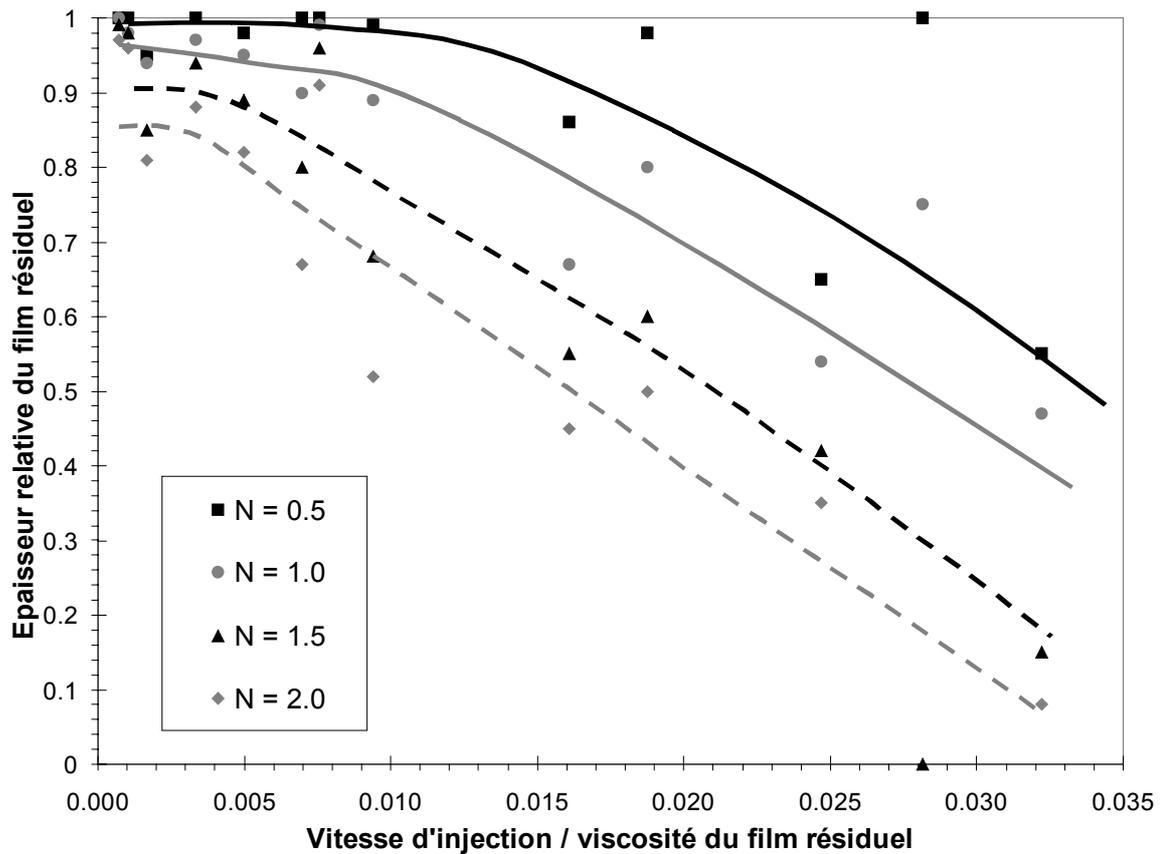


Figure V.21 : Epaisseur relative du film résiduel par rapport à sa valeur initiale pour différents déplacements de fluides newtoniens et rhéofluidifiants (pour une large gamme de vitesse d'injection) en fonction du rapport de la vitesse d'injection et de la viscosité du film de fluide résiduel. Les quatre séries de points représentent respectivement l'épaisseur relative du film résiduel pour quatre volumes successifs de fluide injecté N : $N = 0.5$, $N = 1$, $N = 1.5$ et $N = 2$ (N représente le rapport entre le volume de fluide injecté et celui du tube expérimental). On remarque que chaque série de points correspondant à un volume donné de fluide injecté se positionne sur une courbe unique identique quand on change de couple de fluides.

On remarque que chaque série de points (correspondant à un volume précis de fluide injecté), pour différents déplacements de fluides newtoniens et rhéofluidifiants et pour une large gamme de vitesses d'injection, se positionne avec une bonne approximation sur une courbe unique. Il est intéressant d'observer cette unicité de la courbe représentant la variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction du rapport de la vitesse d'injection et de la viscosité du film de fluide résiduel, quelles que soit la nature des fluides, leurs propriétés rhéologiques et les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement. Cette observation est essentielle pour les applications industrielles. Il ne faut pas oublier, en effet, que l'objectif recherché lors d'un déplacement de fluides dans un contexte industriel est généralement l'élimination du film résiduel en paroi à moindre coût, c'est à dire en utilisant le volume de fluide injecté le plus faible possible. Il est donc nécessaire de connaître la

variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction des paramètres de l'écoulement, et plus particulièrement de la vitesse d'injection, pour une configuration de fluides et de rhéologies donnée, afin d'ajuster le volume de fluide injecté utilisé et d'optimiser l'efficacité du déplacement par conséquent. Nos résultats expérimentaux ont montré qu'un ajustement judicieux de la rhéologie du fluide déplacé et de la vitesse d'injection, permettait d'obtenir l'évolution temporelle souhaitée de l'épaisseur du film en paroi, dans le cas des fluides ne présentant pas de contrainte seuil.

V.2.4.1 Taux de croissance du diamètre du doigt de digitation visqueuse

Le paramètre qui permet de caractériser précisément l'évolution temporelle d'un déplacement, et plus particulièrement du diamètre du doigt de digitation visqueuse est le taux de croissance de ce diamètre (ou le taux de «décroissance» de l'épaisseur du film résiduel. Il faut noter que la croissance du diamètre du doigt de digitation visqueuse est liée, comme nous venons de le voir au développement des instabilités au sein du film résiduel, qui favorise son élimination. A partir d'une analyse dimensionnelle des différents paramètres physiques, nous avons évalué ce taux de croissance caractéristique. En effet, le rapport de la pente de variation de l'épaisseur relative du film résiduel en fonction du volume d'injection (prise au point correspondant de chaque courbe pour un nombre N de volumes de fluides injecté égal à 2) et de la vitesse d'injection (m/s) est homogène à un taux d'accroissement (1/s).

Nous présentons l'évaluation de ce taux de croissance pour chaque couple de fluides en fonction de la vitesse d'injection du déplacement sur la Figure V.22.

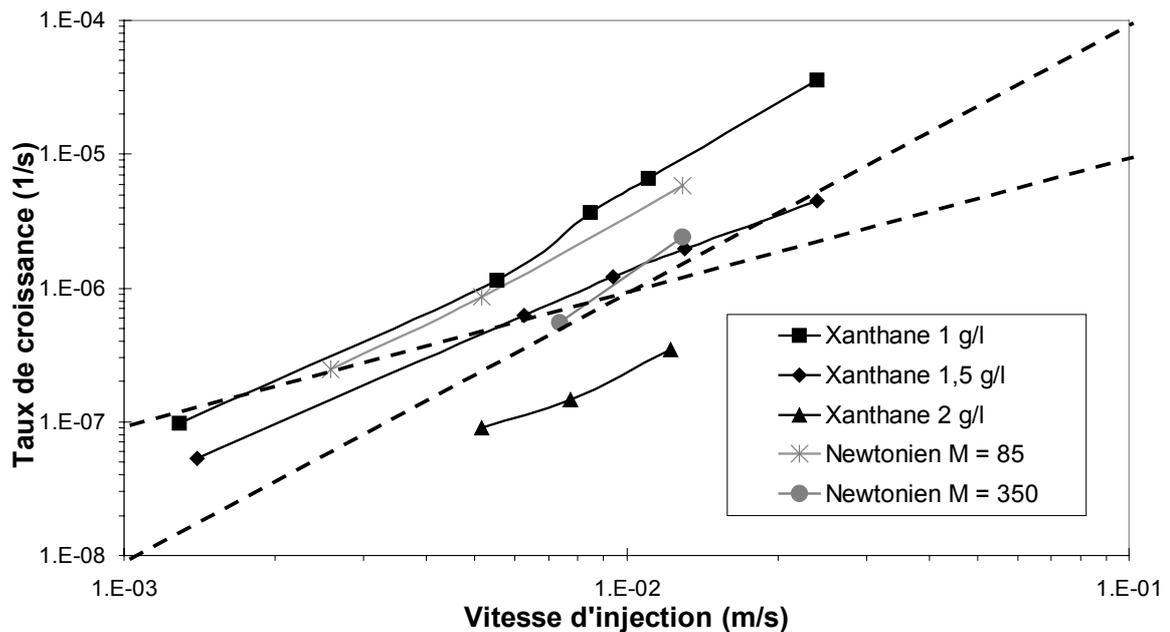


Figure V.22 : Taux de croissance pour chaque couple de fluides en fonction de la

vitesse d'injection du fluide déplaçant, calculé à partir de la variation de la diminution relative de l'épaisseur du film résiduel. Le taux de croissance augmente avec la vitesse d'injection, et diminue sensiblement avec la viscosité du fluide du film résiduel.

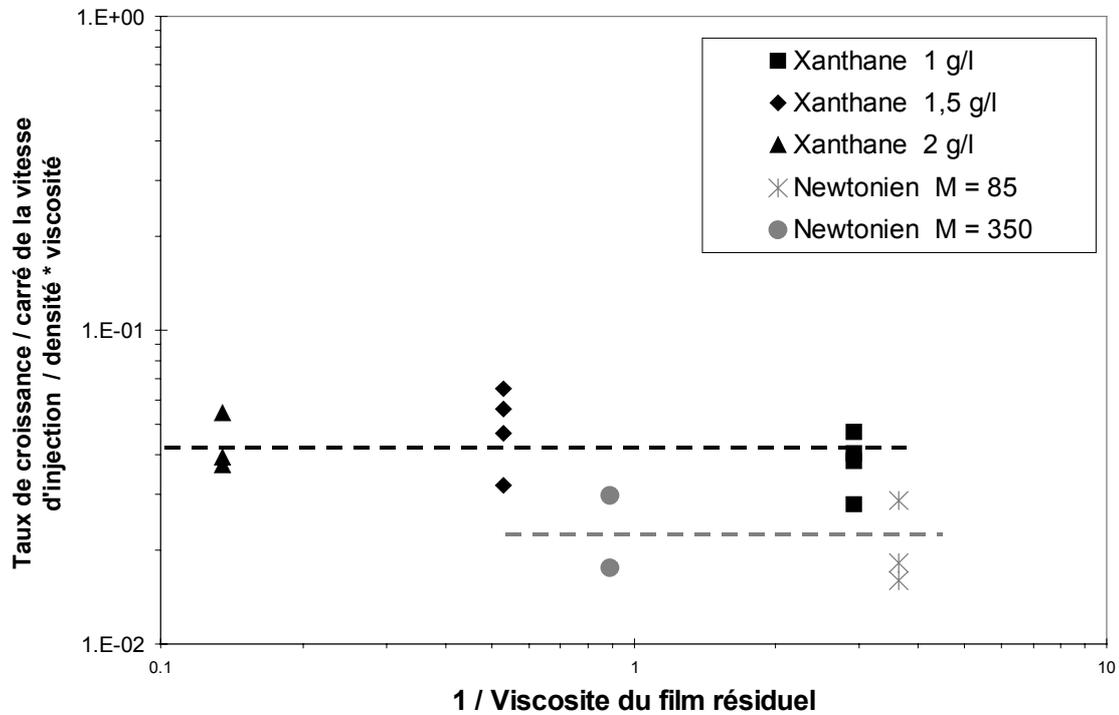


Figure V.23 : Produit du taux de croissance, normalisé par le carré du débit d'injection et la densité de chaque couple de fluides, par la viscosité du film résiduel en fonction de l'inverse de cette viscosité. Le taux de croissance a été calculé à partir de la variation de la diminution relative de l'épaisseur du film résiduel. Malgré la dispersion des données, on observe une variation linéaire du taux de croissance avec le carré du débit et l'inverse de la viscosité du film résiduel.

La Figure V.22 montre une augmentation du taux de croissance du diamètre du doigt de digitation visqueuse pour chaque couple de fluides avec la vitesse d'injection lors du déplacement. Par ailleurs, elle diminue lorsqu'on augmente la viscosité du film résiduel. Nous avons voulu analyser plus précisément l'influence des différents paramètres physiques et rhéologiques de l'écoulement sur le taux de croissance. Pour cela, nous avons tracé sur la Figure V.22 deux droites, respectivement de pente 1 et 2. Il semble que le taux de croissance dépende sensiblement du carré de la vitesse d'injection. Aussi, nous avons représenté le produit du taux de croissance, normalisé par le carré du débit d'injection et la densité de chaque couple de fluides, par la viscosité du film résiduel en fonction de l'inverse de la viscosité du film résiduel sur la Figure V.23.

On note la variation linéaire (Figure V.23), malgré la dispersion des données, du taux de croissance (normalisé par la densité de chacun des couples de fluides) avec le

carré du débit et l'inverse de la viscosité du film résiduel. Précisons une nouvelle fois que le taux de croissance que nous présentons dans cette section est celui du diamètre du doigt de digitation visqueuse.

Il faut noter que le mécanisme des instabilités que nous observons lors de nos écoulements expérimentaux est identique à celui décrit par Charru et Boyd. Seules les caractéristiques des instabilités (longueur d'onde, vitesse de phase, taux de croissance) sont modifiées, car les conditions aux limites de l'écoulement diffèrent du nôtre. Dans le cas où le rapport de viscosité entre les fluides est élevé, ce qui correspond à la configuration de nos déplacements, seule la viscosité du fluide déplacé, le plus visqueux va déterminer la vitesse de propagation des instabilités.

Il est nécessaire de comprendre les mécanismes physiques qui déterminent les caractéristiques des instabilités en fonction des paramètres physiques et rhéologiques de l'écoulement. Aussi, nous avons cherché à modéliser physiquement les caractéristiques du déplacement, et plus particulièrement des instabilités, à l'origine de l'élimination du film résiduel, en nous appuyant sur l'argumentation physique de Hinch (1984) sur les mécanismes de développement des instabilités et sur plusieurs discussions personnelles.

V.3 Modélisation physique

V.3.1 Vitesse de propagation de la perturbation d'amplitude finie

Nous avons analysé la configuration locale de l'écoulement et de la déformation de l'interface en présence de la perturbation initiale d'amplitude finie, afin d'évaluer la vitesse de propagation de cette perturbation.

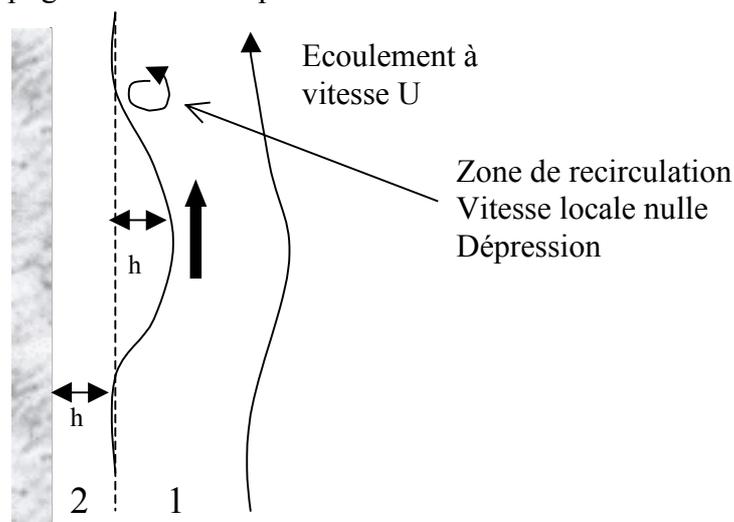


Figure V.24 : Configuration locale de l'écoulement au niveau de l'interface en présence de la perturbation initiale d'amplitude finie. La position de l'interface non perturbée est représentée par

une ligne en pointillés. L'épaisseur du film résiduel est égale à h et on suppose que l'amplitude de la déformation (pincement) de l'interface due à la perturbation est également égale à h . La vitesse moyenne de l'écoulement, ascendant vertical, dans le doigt de digitation visqueuse est supposée égale à U .

En aval du pincement de l'interface (pour le fluide injecté au centre du tube) du à la présence de la perturbation se crée une zone de recirculation. La vitesse locale moyenne peut être considérée comme nulle dans cette zone.

Pour un nombre de Reynolds au sein du fluide injecté, supérieur à 10 (ce qui correspond à la configuration de nos écoulements expérimentaux), les forces inertielles dominant au sein du fluide injecté, le moins visqueux. La dépression de Bernouilli en aval du pincement dans le fluide injecté crée une différence de pression en ρU^2 entre l'amont et l'aval de l'écoulement, où ρ est la densité du fluide et U la vitesse d'injection. Cette dépression aspire le pincement et propage ainsi la perturbation le long de l'interface.

A l'opposé, la vitesse d'écoulement est très faible dans le fluide déplacé (en paroi), beaucoup plus visqueux. Les termes non-linéaires du gradient de pression jouent un rôle significatif et, par conséquent, les forces visqueuses dominant au sein du film de fluide déplacé.

En analysant les différentes contraintes agissant localement sur l'interface au niveau de la perturbation, on écrit l'équation qui traduit l'équilibre entre les forces visqueuses au sein du film de fluide résiduel et l'aspiration de la perturbation par la dépression :

$$\rho U^2 = \mu_+ \frac{U_{\text{perturbation}}}{h}, \quad (\text{Equation V.1})$$

où ρ est la densité de fluide injecté (au centre du tube),

U est la vitesse d'injection,

h est l'épaisseur du film résiduel,

μ_+ est la viscosité du fluide déplacé en paroi,

Et $U_{\text{perturbation}}$ est la vitesse de propagation de la perturbation.

d'où

$$U_{\text{perturbation}} = \frac{\rho U^2 h}{\mu_+} \quad (\text{Equation V.2})$$

Si aucune perturbation initiale d'amplitude finie ne se forme, il n'existera pas de dépression au sein de l'écoulement et les instabilités apparaîtront spontanément de manière homogène le long de l'interface.

Cette relation justifie le type de variation de la vitesse de propagation de la perturbation d'amplitude finie que nous avons observée expérimentalement : nous avons en effet trouvé que cette vitesse était proportionnelle au carré de la vitesse d'injection et à l'inverse de la viscosité du film résiduel.

V.3.2 Taux de croissance du diamètre du doigt de digitation visqueuse

En s'appuyant sur un autre argument physique de Hinch (1984) sur les mécanismes de développement des instabilités, et sur plusieurs communications personnelles, nous avons modélisé physiquement le taux de croissance du diamètre du doigt de digitation visqueuse, dont la croissance est liée au développement des instabilités, dans le cas des déplacements expérimentaux que nous avons réalisés.

Hinch considère la propagation d'une instabilité à l'interface entre deux fluides. Celle-ci est modélisée par une cellule perturbée qui prend son origine à l'interface (de longueur d'onde égale à k^{-1}) et qui s'étend verticalement (et perturbe donc l'écoulement localement sur k^{-1}).

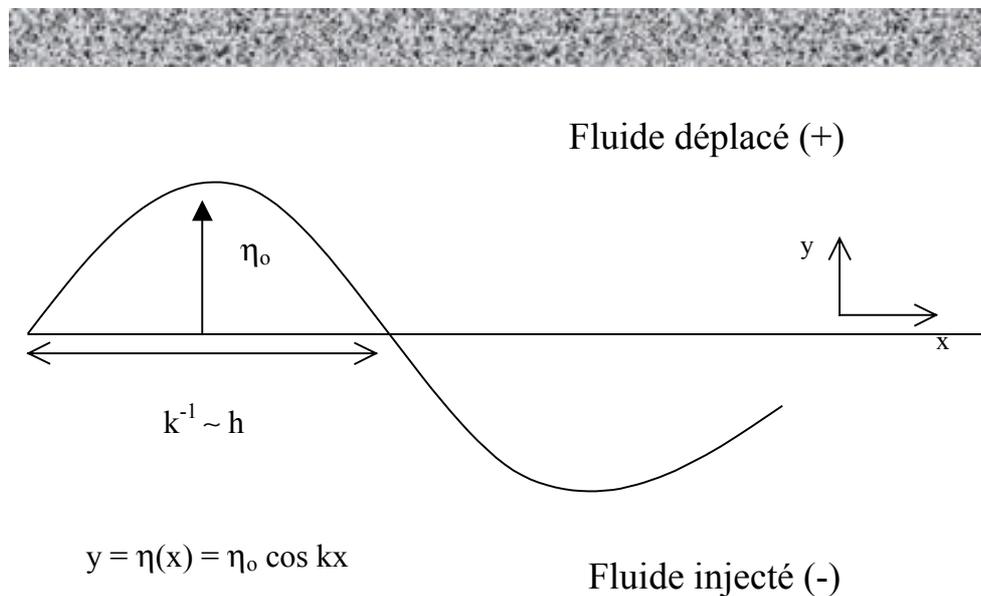


Figure V.25 : Cellule perturbée.

La vorticité due à la viscosité de chacun des fluides, peut être considérée comme étant de l'ordre du rapport de la vitesse perturbée et de l'amplitude de la perturbation. Elle s'écrit donc :

$$\omega_{\pm} = \frac{\text{vitesse} \cdot \text{perturbée}}{\text{amplitude}} = \gamma_{\pm} \eta_0 k, \quad (\text{Equation V.3})$$

où γ_- et γ_+ sont les taux de cisaillements respectivement au sein du fluide le moins visqueux au centre du tube et au sein du fluide le plus visqueux.

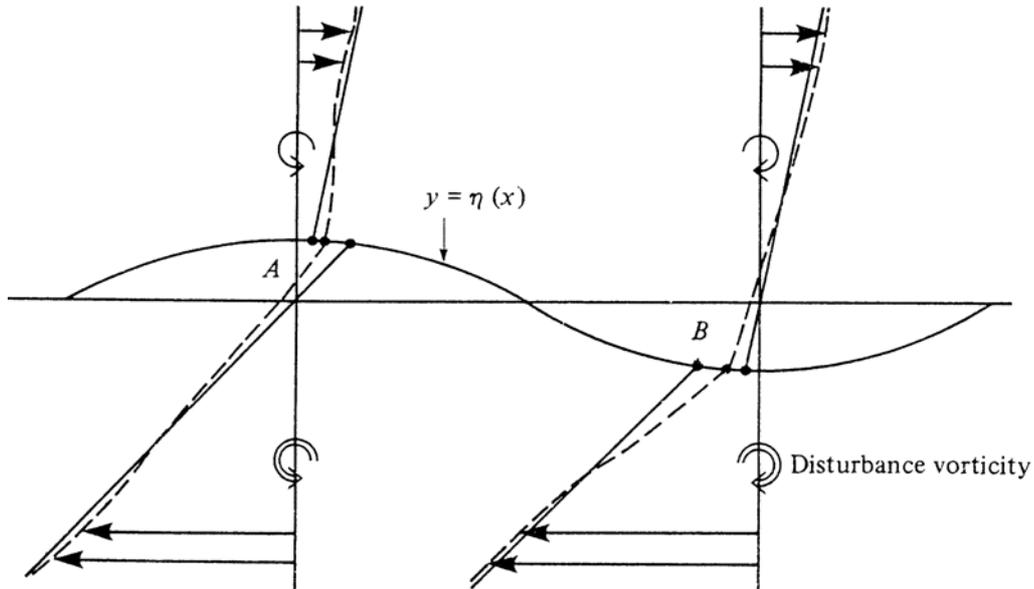


Figure V.26 : Profils de vitesses horizontales. Les lignes continues correspondent au cisaillement non perturbé et les lignes en pointillés aux profils perturbés.

La perturbation est à la fois advectée par l'écoulement (l'écoulement est inertielle) et diffusée au sein du fluide. L'importance des termes d'inertie et de viscosité est évaluée, comme il est usuel, grâce au nombre Reynolds défini par :

$$\text{Re} = \frac{\rho \gamma_{\pm}}{\mu_{\pm} k^2}, \quad (\text{Equation V.4})$$

où γ_{\pm}/k correspond à une vitesse caractéristique et $1/k$ à une longueur caractéristique.

On écrit alors l'équation de transport de la vorticité ω , en négligeant les termes instationnaires et les termes nuls en analyse bidimensionnelle.

$$(\text{diffusion}) \quad \mu \Delta \omega = \rho (\vec{v} \cdot \text{grad}) \omega \quad (\text{convection}) \quad (\text{Equation V.5})$$

La vorticité ω , qui est advectée est alors notée ω' . Par la suite ω' est diffusée. On obtient donc :

$$\mu \cdot \omega_{\pm} \cdot k^2 = \rho \cdot \frac{\gamma_{\pm}}{k} \cdot \omega'_{\pm} \cdot k \quad (\text{Equation V.6})$$

d'où :

$$\begin{aligned} \omega'_{\pm} &= \frac{\rho \gamma_{\pm}}{\mu_{\pm} k^2} \omega_{\pm} \\ &= \frac{\rho \gamma_{\pm}^2 \eta_0}{\mu_{\pm} k} \end{aligned} \quad (\text{Equation V.7})$$

Initialement les vorticités locales non perturbées, séparées d'une demi-longueur d'onde, sont en opposition de phase. Les vorticités locales perturbées, sont advectées par les gradients de cisaillement, créant ainsi de faibles composantes en opposition de phase, qui induisent alors un mouvement vertical de l'interface (Figure V.27). Or l'inertie est naturellement plus marquée dans le fluide le moins visqueux (fluide -). Aussi, c'est surtout au sein du fluide injecté que va se propager la vorticité, responsable du développement des instabilités. Le fluide déplacé, plus visqueux (fluide +) est perturbé, sous l'effet du fluide injecté, par les perturbations de pression à l'interface. La perturbation de vorticité ω'_- induit une surpression, qui déplace différemment le fluide visqueux (+) du fluide injecté (-) avec une vitesse verticale

égale à $\omega'_+ = \frac{\mu_- \omega'_-}{\mu_+}$. (Equation V.8)

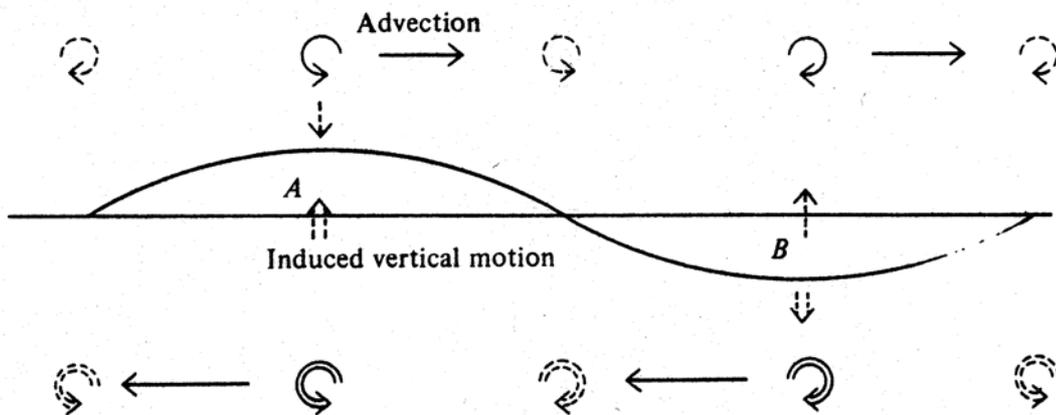


Figure V.27 : Les vorticités locales, perturbées, représentées en ligne continue, sont advectées par les gradients de cisaillement, créant ainsi de faibles composantes en opposition de phase, qui induisent alors un mouvement vertical de l'interface.

A l'interface, la vitesse verticale du fluide le plus visqueux s'écrit donc :

$$u_+ = \frac{\mu_- \varpi_-'}{\mu_+ k} = \frac{\mu_- \rho \gamma_- \varpi_-}{\mu_+ k \mu_- k^2} = \frac{\rho \gamma_-^2 \eta_0}{\mu_+ k^2} \quad (\text{Equation V.9})$$

On obtient alors le taux de croissance de l'instabilité à l'interface : $\sigma = \frac{u_+}{\eta_0}$

$$\sigma = \frac{\rho \gamma_-^2}{\mu_+ k^2} = \frac{\rho \gamma_-^2 h^2}{\mu_+} \quad (\text{Equation V.10})$$

où $k = \frac{1}{h}$ et h est l'épaisseur du film.

Une estimation de la vitesse d'injection est $\gamma_- * r_i = \gamma_- * h = \frac{Q}{\pi r_i^2}$,

où $r_i = h$ est une approximation correcte au premier ordre.

On calcule donc finalement le taux de croissance de l'instabilité, avec :

$$\sigma = \frac{\rho Q^2}{\pi \mu_+ r_i^4} = \frac{\rho U_{\text{injection}}^2}{\mu_+ r_i^2} \quad (\text{Equation V.11})$$

où $U_{\text{injection}}$ et r_i sont respectivement la vitesse d'injection que nous avons définie lors de nos déplacements expérimentaux et la position radiale de l'interface entre les fluides.

Cette relation est justifiée en observant la variation du taux de croissance expérimental du diamètre du doigt en fonction des paramètres de l'écoulement : elle est proportionnelle au carré de la vitesse d'injection et à l'inverse de la viscosité du film résiduel (Figure V.23)

V.4 Conclusion

L'objectif du présent chapitre était d'étudier l'influence des propriétés rhéologiques des fluides et de la vitesse d'injection de l'écoulement sur l'apparition

et le développement de ces instabilités lors des déplacements de fluides ne présentant pas de contrainte seuil.

Nous avons ainsi analysé les conditions d'apparition de ces instabilités, leur mode de développement, ainsi que la dépendance de leurs caractéristiques géométriques par rapport à la rhéologie des fluides et la vitesse d'injection.

Les conclusions que nous avons pu déduire des différents déplacements que nous avons réalisés sont les suivantes :

- le développement spontané, en l'absence d'une perturbation initiale, d'instabilités axisymétriques, sous forme de «saucisses» de l'interface dans un plan contenant l'axe du tube. Plus ou moins rapidement, elles semblent devenir progressivement non axisymétriques et se transformer en «hélices».
- l'apparition d'instabilités non-axisymétriques, sous forme d'«hélices», qui se forment en arrière d'une perturbation initiale d'amplitude finie produite par la commutation de la vanne d'injection, au début de l'expérience, sans que l'on puisse établir un quelconque lien entre la présence de cette perturbation et le type de géométrie des instabilités.

La réalisation de diagrammes spatio-temporels à partir des images vidéo et leur combinaison avec les données des mesures acoustiques de concentration moyenne ont permis une analyse plus complète de ces instabilités, et plus particulièrement des vitesses de propagation de la perturbation et des instabilités.

Dans tous les cas d'apparition d'instabilités de l'interface, nous avons observé des fluctuations spatiales et temporelles importantes de la position de celle-ci, une diminution progressive de l'épaisseur moyenne du film résiduel de fluide déplacé puis une réduction de l'amplitude relative des fluctuations d'épaisseur dans la phase finale du déplacement. Nous avons mis en évidence l'unicité de la courbe représentant l'amincissement du film résiduel en fonction du rapport de la vitesse d'injection et de la viscosité du film de fluide résiduel, quelles que soit la nature des fluides, leurs propriétés rhéologiques et les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement.

Cette observation est essentielle pour les applications industrielles. Il est en effet nécessaire de connaître la variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction des paramètres de l'écoulement, et plus particulièrement de la vitesse d'injection, pour une configuration de fluides et de rhéologies donnée, afin d'ajuster le volume de fluide injecté utilisé et d'optimiser l'efficacité du déplacement par conséquent. Nos résultats expérimentaux ont montré qu'un ajustement judicieux de la rhéologie du fluide déplacé et de la vitesse d'injection, permettait d'obtenir l'évolution temporelle

souhaitée de l'épaisseur du film en paroi, dans le cas des fluides ne présentant pas de contrainte seuil.

Enfin, nous avons consacré la dernière section de ce chapitre à l'analyse théorique de ces instabilités. Nous avons cherché à modéliser physiquement les caractéristiques des instabilités, à l'origine de l'élimination du film résiduel, en nous appuyant sur l'argumentation physique de Hinch (1984) sur les mécanismes de développement des instabilités et sur plusieurs discussions personnelles. Nous avons justifié les résultats expérimentaux, et plus particulièrement la proportionnalité du taux de croissance des instabilités par rapport au carré de la vitesse d'injection et à l'inverse de la viscosité du film résiduel.

VI Simulations numériques des déplacements de fluides miscibles.

Le but de cette partie du travail est d'évaluer la possibilité de reproduire les principales caractéristiques des phénomènes que nous avons étudiés expérimentalement, à l'aide de logiciels numériques commerciaux : une telle validation permettrait ensuite, d'un point de vue pratique, de prédire les résultats. Nous allons présenter dans cette section les caractéristiques du code numérique commercial Fidap, que nous avons utilisé, la méthodologie choisie pour réaliser les simulations des écoulements expérimentaux et les résultats obtenus.

Nous avons tout d'abord cherché à valider le code numérique de simulations Fidap pour des écoulements caractéristiques, pour lesquels nous avons possédons des résultats expérimentaux ou éventuellement des prédictions théoriques. Cette opération de validation ayant été effectuée, il est alors possible d'appliquer le code à des valeurs de paramètres et à des types d'écoulements pour lesquels nous n'avons pas de données expérimentales ou théoriques.

Outre la possibilité de guider le choix des fluides et des conditions d'écoulement, les résultats de telles simulations sont évidemment précieux pratiquement pour aider au choix des procédures dans les opérations de terrain

VI.1 Caractéristiques du code Fidap

Le logiciel Fidap a été conçu pour modéliser, entre autres, les configurations d'écoulements telles que le déplacement d'un fluide par un autre fluide en géométrie fixée. Nous avons développé des simulations transitoires axisymétriques en utilisant la version 8.52 de Fidap sur station HP. Il faut noter que ces simulations transitoires axisymétriques de la phase initiale du déplacement des fluides s'appliquent parfaitement à la phase stable des déplacements de fluides, mais ne peuvent en aucun cas représenter les caractéristiques 3D des instabilités. Fidap est un code utilisant une méthode de volume élémentaire de fluides pour calculer les déplacements de fluides.

La méthode de volume élémentaire de fluides modélise le déplacement comme l'advection d'un scalaire passif. A la place de l'équation cinématique de l'interface, couramment utilisée pour analyser le déplacement de 2 fluides, cette méthode considère l'advection d'une concentration moyenne c de fluides. $C = 1$ correspond à la présence du fluide 1 seul et $c = 0$ à celle du fluide 2. Ainsi, il existe de part et

d'autre de l'interface une faible zone diffuse de concentration intermédiaire ($c \approx 0,5$) à la place d'une interface abrupte. Cette diffusion est une diffusion numérique. Il n'y a pas dans la modélisation de terme additionnel de diffusion naturelle des fluides.

La diffusion numérique générale est inévitable, mais elle reste faible, restreinte à un ou deux éléments du maillage. Cette diffusion numérique permet en fait de faire intervenir dans les simulations une diffusion des fluides analogue à la diffusion réelle des fluides miscibles en écoulements. Il ne nous est toutefois pas possible d'imposer la valeur de cette diffusion pour qu'elle corresponde à la valeur réelle de diffusion des fluides expérimentaux.

VI.1.1 Géométrie de l'écoulement et de l'injection

La géométrie considérée est une géométrie axisymétrique dans un tube de rayon R . Les déplacements sont restreints au cas iso-densité, les densités des fluides sont donc égales et notées ρ_k : $k=1, 2$. Seuls les écoulements axisymétriques sont étudiés. Une des difficultés majeures des simulations numériques de déplacement de fluides est d'imposer des conditions interfaciales compatibles entre les deux fluides lorsqu'ils sont tous les deux présents à l'intérieur du tube.

Pour résoudre ce problème, voici les caractéristiques des simulations numériques que nous avons réalisées. Nous avons imposé un écoulement axisymétrique, ce qui n'était pas une restriction puisque les écoulements expérimentaux sont eux aussi axisymétriques. Nous n'avons donc pris en compte qu'une demi-conduite. Le tube est initialement rempli du fluide 2, dont l'écoulement est stationnaire de vitesse constante avec le temps. Suivant le profil de vitesse imposé à l'entrée, il évoluera vers le profil stationnaire lorsqu'on s'éloigne de l'entrée. Aux parois, nous interdisons tout glissement.

Plusieurs profils de vitesse initiaux ont été imposés successivement :

1. un profil uniforme de vitesse U_0 parallèle à l'axe du tube
2. un profil de Poiseuille,
3. un profil « restreint » de Poiseuille localisé dans la partie centrale du tube et nul à l'extérieur de cette région. Ce profil a été établi, car il reflète la géométrie réelle d'injection des expériences que nous avons réalisées. En effet, la section d'injection à l'intérieur du tube est inférieure à son diamètre intérieur: le profil initial de vitesse est donc localisé dans la partie centrale du tube.

Lorsque nous avons cherché à valider le code numérique Fidap en simulant des écoulements caractéristiques, pour lesquels nous disposions de résultats expérimentaux, nous avons utilisé les mêmes paramètres d'écoulement que ceux des expériences : rhéologie, densité, débit. Ainsi, la gamme des nombres de Reynolds

correspondant aux fluides déplacés lors de nos expériences est $Re = 10^{-4} - 10^{-1}$ et celle correspondant aux fluides déplaçants (principalement des solutions eau-glycérol de faible viscosité) est $Re = 10^1 - 10^3$. Les déplacements se font donc à très faibles nombres de Reynolds, si l'on considère le fluide déplacé.

On remarque que l'établissement du profil de vitesse d'équilibre du fluide s'effectue sur une longueur de quelques diamètres à partir de l'entrée du tube. La longueur du tube étant choisie beaucoup plus grande que le rayon ($L=30 \cdot R$), l'écoulement peut être considéré comme établi sur une grande partie de la longueur du tube.

La solution stationnaire obtenue pour le fluide 2 est utilisée comme condition initiale pour l'étape suivante de déplacement par le fluide 1. Au temps $t = 0$, le fluide 1 est injecté à $x = 0$, avec le même profil de vitesse que celui de la solution stationnaire pour le fluide 2. Le front initial d'interface étant plat, il y a continuité des contraintes entre les deux fluides au temps $t = 0$ (car la seule contrainte qui intervient est alors la pression). La compatibilité des conditions initiales à l'interface entre les deux fluides est ainsi réalisée. Le temps de simulation imposé est $t = 30$ (temps physique d'environ une heure), ce qui correspond au déplacement d'environ un volume de fluide.

Les équations utilisées par Fidap pour résoudre un problème d'écoulement de fluides sont les équations de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie), issues des premiers principes fondamentaux. Elles sont associées à des équations d'état, des conditions aux limites, des conditions initiales, ainsi qu'à des modèles de viscosité et, si nécessaire, à des modèles de réaction chimiques, de types d'écoulement, de milieux poreux et d'écoulement multiphasiques.

Les équations de conservation sont les suivantes :

Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\rho u_j)_{,j} = 0,$$

où ρ est la densité et u_j la vitesse moyenne.

Conservation de quantité de mouvement

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \cdot u_{i,j} \right) = \sigma_{ij,j} + \rho f_i,$$

où σ_{ij} est le tenseur des contraintes et f_i la ou les forces extérieures par unité de masse.

Conservation de l'énergie

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_i T_{,i} \right) = -q_{i,i} + H,$$

où T est la température, c_p le coefficient de chaleur spécifique à pression constante, q_i le flux de chaleur et H le terme de génération d'énergie thermique. Notre écoulement est isotherme, cette équation ne joue donc aucun rôle dans notre cas.

Le fluide est incompressible et la densité des fluides est constante. On suppose les termes convectifs non-linéaires négligeables dans l'équation de la quantité de mouvement. Plusieurs simulations comparatives avec et sans termes convectifs non-linéaires ont conduit à la conclusion que l'estimation de l'épaisseur de film est quasiment identique (à moins de 3% de divergence). Ces termes convectifs peuvent donc être négligés, ce qui peut s'avérer être une information intéressante pour les futurs développements de modèles théoriques. L'approximation de lubrification est donc tout à fait correcte.

Pour définir complètement un problème d'écoulement, il faut écrire les conditions aux limites appropriées pour chaque domaine. Il s'agit pour nous d'imposer les conditions sur les composantes de la vitesse aux limites des domaines et les contraintes de surface. Il est nécessaire d'adimensionnaliser les paramètres physiques des écoulements correspondant à nos expériences avant de réaliser les simulations numériques.

Les principaux paramètres physiques nécessaires à la description des déplacements de fluides sont les suivants :

1. le rayon R de la conduite
2. la vitesse d'injection U_0 du fluide déplaçant
3. les caractéristiques rhéologiques des deux fluides
4. les densités des fluides

Nous avons choisi l'adimensionnalisation suivante de tous les paramètres physiques de l'écoulement :

1. l'échelle des longueurs est R ,
2. l'échelle de temps est $\frac{R}{U_0}$,
3. l'échelle des vitesses est U_0 , où U_0 est la vitesse initiale moyenne,
4. l'échelle des accélérations est $\frac{U_0^2}{R}$,
5. l'échelle des densités est ρ_2 ,
6. l'échelle des pressions et des contraintes est $\rho_2 U_0^2$,

7. l'échelle des viscosités est $\rho_2 U_0 R$

Cette adimensionnalisation des paramètres est personnelle, et nous sommes conscients qu'elle n'est pas unique.

VI.1.2 Modèles rhéologiques

La viscosité est une des plus importantes propriétés des problèmes de dynamique des fluides. Fidap propose plusieurs modèles rhéologiques susceptibles de représenter le comportement rhéologique des fluides non-newtoniens.

Les quatre modèles proposés sont les suivants :

1. Fluide de Bingham

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \mu_0 d_{ij} + gD^{-1} d_{ij} && \text{pour } \tau \geq g \\ \text{et } d_{ij} &= 0 && \text{pour } \tau < g, \end{aligned}$$

$$\text{où } d_{i,j} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(\frac{du_i}{dx_j} + \frac{du_j}{dx_i} \right), \quad \tau^2 = \frac{1}{2} \tau_{ij} \tau_{ij}, \quad D^2 = \frac{1}{2} d_{ij} d_{ij} \quad (\text{définition selon le code}$$

Fidap) et g est le seuil de contrainte.

2. Loi de puissance

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \mu_0 K D^{(n-1)} d_{ij}, \\ \mu &= \mu_0 K D^{(n-1)} \end{aligned}$$

où K permet d'ajuster le modèle au comportement réel.

3. Carreau

$$\mu = \mu_\infty + (\mu_0 - \mu_\infty) \left(1 + K^2 D^2 \right)^{(n-1)/2},$$

où K est la constante de temps et μ_∞ sont respectivement les viscosités à faible et à fort taux de cisaillement.

Par ailleurs, il est possible de spécifier d'autres modèles rhéologiques personnalisés par l'intermédiaire d'un sous-programme utilisateur. C'est ce que nous avons fait pour modéliser au mieux nos données rhéologiques expérimentales.

La viscosité μ d'un fluide rhéofluidifiant tel que le Xanthane, est décrite par la loi rhéologique de Cross.

Nous avons utilisé la forme suivante de cette loi :

$$\mu = \mu_{\infty} + \frac{(\mu_0 - \mu_{\infty})}{\left(1 + \left(K \dot{\gamma}\right)^p\right)},$$

où

1. μ_0 est la viscosité à très faible taux de cisaillement,
2. μ_{∞} est la viscosité a taux de cisaillement infini,
3. K est le coefficient de viscosité,
4. p l'indice de structure.

La viscosité μ d'un fluide rhéofluidifiant présentant une contrainte seuil tels que les fluides de forages est généralement modélisée par la loi rhéologique Herschel-Bulkley :

$$\mu = K \left(\dot{\gamma}\right)^{n-1} + \frac{\tau_{k,y}}{\dot{\gamma}},$$

$$\tau = \tau_{k,y} + K \left(\dot{\gamma}\right)^n.$$

Le comportement des fluides à seuil que nous avons utilisés, telles que les solutions de laponite ou de Carbopol est parfaitement décrit par cette loi rhéologique d'Herschel-Bulkley, comme nous l'avons décrit précédemment dans ce chapitre. Or cette loi rhéologique pose quelques problèmes de résolution numérique.

En effet, à taux de cisaillement nul, la viscosité va diverger. Il apparaît donc indispensable d'effectuer une régularisation de la viscosité des fluides présentant un seuil en contrainte.

Nous avons choisi le modèle rhéologique régularisé suivant:

$$\mu = K \left(\dot{\gamma}\right)^{n-1} + \frac{\tau_{k,y}}{\left(\dot{\gamma} + \varepsilon\right)},$$

où $\varepsilon = 10^{-3}$ est le paramètre numérique de régularisation. La régularisation choisie est personnelle et n'est pas unique. Ce modèle régularisé ne modifie que très peu la description rhéologique du fluide et évite la divergence de cette loi à cisaillement nul. De nombreuses simulations s'étant avérées robustes par rapport à de faibles

variations de la régularisation (différentes valeurs de ϵ), notre choix s'est donc porté définitivement sur celui ci.

VI.1.3 Description du maillage

Le choix du maillage s'est fait sur les arguments suivants :

1. L'écoulement en entrée du tube n'est pas stationnaire, alors qu'à sa sortie, il est complètement développé. Il est par conséquent nécessaire d'affiner le maillage selon l'axe Ox (axe du tube) dans la zone d'entrée.
2. L'objectif de ces simulations est d'estimer l'épaisseur de film en paroi, qui est de l'ordre de 20 à 30% du rayon du tube. Les éléments de maillage sont donc plus fins dans la zone proche de la paroi.

La longueur du tube est 30 et son rayon 1. Expérimentalement, le tube est d'une longueur de 1m environ et de 12 mm de rayon. Les éléments du maillage sont rectangulaires, au nombre de 180 dans la direction axiale et de 15 dans la direction radiale. Entre $x = 0$ et $x = 12$, parmi ces 90 éléments, la longueur varie entre 0.07 et 0.2, avec le maillage le plus raffiné au niveau de l'entrée du tube. Au-delà de $x = 12$, les 90 éléments ont une longueur constante égale à 0.2. Dans la direction radiale, les éléments varient de 0.03 en paroi à 0.12 au centre du tube.

Les équivalences entre le maillage numérique utilisé et le dispositif expérimental sont donc les suivantes : l'espacement entre 2 nœuds du maillage correspond à environ 5.5 mm dans la direction axiale et à 0.4 mm pour la zone du maillage la plus raffinée près de la paroi, dans la direction radiale, là où nous souhaitons mesurer l'épaisseur du film.

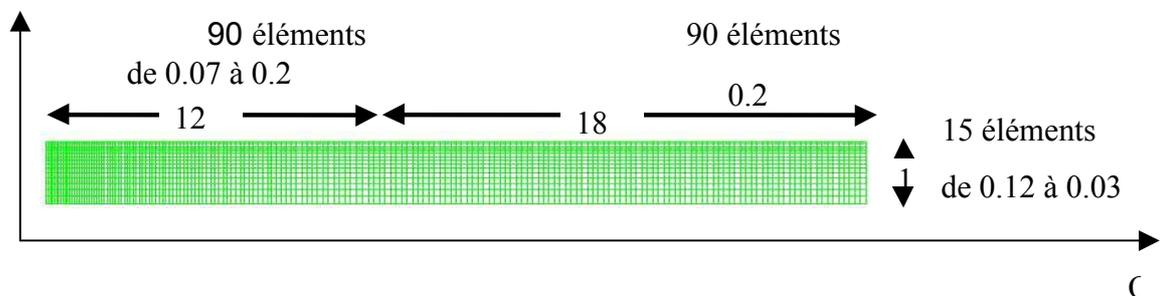


Figure VI.1: Description du maillage utilisé pour les simulations numériques avec le code `Fluap`.

Nous avons réalisé toutes nos simulations avec un temps de simulation de $t = 30$, ce qui permettait de déplacer au minimum un volume de fluide, quelle que soit la

rhéologie des fluides considérée. On remarque que les différentes propriétés rhéologiques des fluides (rhéologie newtonienne, caractère rhéofluidifiant, fluides à seuil) n'ont quasiment pas d'influence sur les temps de calcul du code.

On utilise des paramètres rhéologiques adimensionnés, dont l'adimensionnalisation est identique à celle présentée au chapitre 4, lors de la description du modèle d'écoulement quasi-parallèle. La vitesse d'injection imposée à l'entrée est donc égale à 1.

Ce temps de calcul est d'environ 1 heure.

VI.1.4 Détermination de l'épaisseur du film résiduel

Les différentes simulations que nous avons réalisées avec Fidap nous ont permis d'analyser les caractéristiques générales du déplacement de fluides et principalement celles du film résiduel du fluide déplacé.

La méthode d'estimation de l'épaisseur du film résiduel grâce aux simulations de Fidap est la suivante :

1. Choix d'une durée de simulation pour laquelle un doigt stationnaire s'est développé et a atteint l'extrémité avant du tube.
2. Définition d'une «fenêtre de mesure» pour laquelle nous allons calculer la concentration moyenne de fluide. Il s'agit de définir une abscisse minimale x_{\min} et une abscisse maximale x_{\max} qui délimitent une zone rectangulaire à l'intérieur du tube (incluant toute la largeur de celui-ci : de $r = 0$ à $r = 1$). La longueur du tube étant $L = 30$, nous avons choisi $x_{\min} = 14.8$ et $x_{\max} = 25.2$, de sorte que la zone rectangle considérée soit éloignée des deux extrémités du tube, où l'écoulement est perturbé par les effets de bords. Il est important de choisir ces deux abscisses, pour qu'elles coïncident avec deux nœuds du maillage.
3. On intègre alors la concentration moyenne de fluide sur cette zone. L'épaisseur moyenne du film résiduel est obtenue en divisant la valeur de cette intégrale par l'intervalle $x_{\max} - x_{\min}$. L'épaisseur du film résiduel que nous calculons est donc une valeur moyenne sur un intervalle fixé.

Cette méthode est donc applicable aux cas où le doigt de fluide déplaçant est stationnaire et de diamètre constant sur la majeure partie de la longueur du tube. Lorsque le déplacement développe des instabilités, il devient impossible de définir une épaisseur moyenne de film résiduel. Par la suite, nous ne prendrons en compte que les déplacements stables, lorsque nous étudierons l'influence des paramètres physiques de l'écoulement sur l'épaisseur du film résiduel.

VI.2 Robustesse des simulations

Avant d'effectuer les différentes simulations de nos déplacements expérimentaux puis d'utiliser le code sur une plus large gamme de paramètres hydrodynamiques et rhéologiques, nous avons voulu vérifier la robustesse des simulations. Pour cela, nous avons testé plusieurs configurations de paramètres d'entrée, devant conduire à la même prédiction des propriétés du déplacement.

Ces paramètres d'entrée sont les suivants :

1. le profil de vitesse,
2. le raffinement du maillage

Par ailleurs, nous avons déterminé les plus larges gammes de rapport de viscosité et de nombre de Reynolds permettant d'obtenir des déplacements stables, sans instabilités numériques. Nous avons distingué, dans la mesure du possible, les instabilités physiques, dont l'apparition est liée aux paramètres physiques et rhéologiques du déplacement, des instabilités numériques, dont l'apparition est plus aléatoire et ne se justifie pas par une simple analyse physique des paramètres de l'écoulement.

VI.2.1 Profil de vitesse

Nous avons tout d'abord évalué la robustesse des résultats de nos simulations en vérifiant que la prédiction du diamètre du doigt de digitation visqueuse était indépendante du profil de vitesse imposé en entrée, à vitesse moyenne donnée.

Nous avons donc imposé plusieurs profils de vitesse initiaux, c'est à dire successivement :

1. un profil uniforme de vitesse U_0 parallèle à l'axe du tube
2. un profil de Poiseuille,
3. un profil « restreint » de Poiseuille localisé dans la partie centrale du tube et nul à l'extérieur de cette région. Ce profil a été utilisé, car il reflète la géométrie réelle d'injection des expériences que nous avons réalisées. En effet, la section d'injection à l'intérieur du tube est inférieure au diamètre intérieur du tube : le profil initial de vitesse est donc localisé dans la partie centrale du tube.

L'établissement du profil de vitesse d'équilibre du fluide s'effectue sur une longueur de quelques diamètres à partir de l'entrée du tube. La longueur du tube étant choisie beaucoup plus grande que le rayon ($L=30 \cdot R$), l'écoulement est établi

sur une grande partie de la longueur du tube. Le développement du doigt de digitation visqueuse après une longueur de quelques diamètres à partir de l'entrée du tube doit donc être indépendant des caractéristiques du profil initial.

Les résultats des simulations d'un déplacement d'une solution de Xanthane 1 g/l par une solution eau-glycérol de viscosité égale à 0.00107 Pas dans une large gamme de vitesses d'injection et pour ces trois différents profils de vitesse initiaux sont présentés sur la Figure VI.2.

On note la très faible influence du profil de vitesse sur l'épaisseur prédite du film de fluide résiduel, qui confirme bien la robustesse de nos résultats de simulation.

Bien que cela puisse paraître quelque peu surprenant, le profil de vitesse initial uniforme de vitesse U_0 a conduit aux déplacements les plus «stables» numériquement, c'est à dire se traduisant par l'évolution d'un doigt dont l'interface est relativement plate, et ne développant pas d'instabilités le long de l'interface. Les deux autres profils de vitesse, plus «centrés» ont laissé apparaître quelques instabilités numériques supplémentaires aux vitesses d'injection élevées. Cette observation et le fait que la détermination du diamètre du doigt soit apparue indépendante de la forme du profil de vitesse en entrée nous a conduit à choisir le profil de vitesse uniforme pour toutes les simulations que nous avons réalisées ultérieurement.

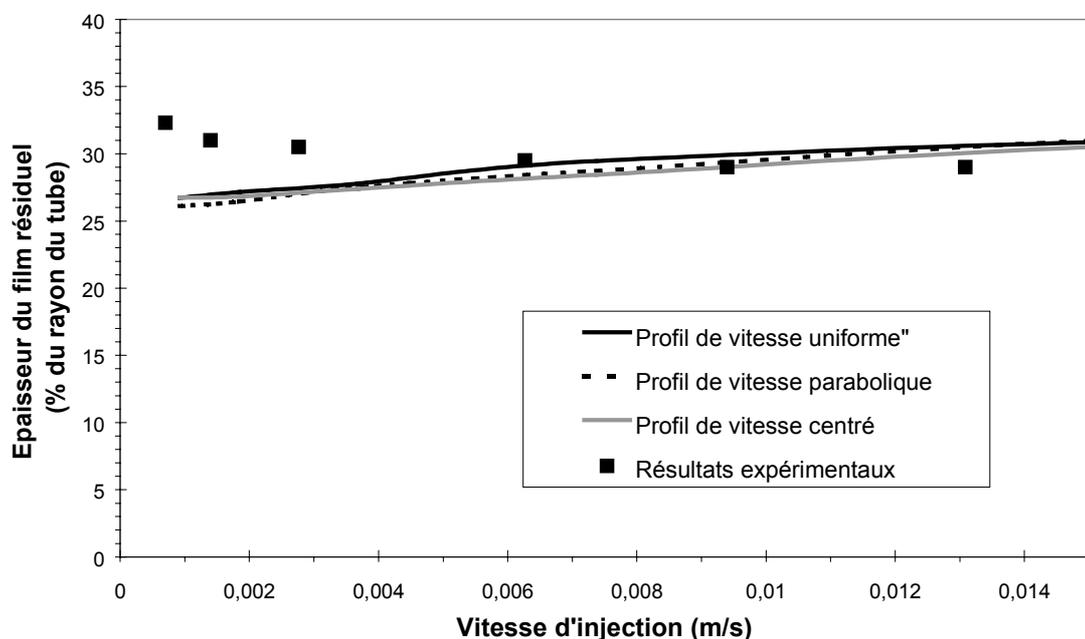


Figure VI.2 : Simulations du déplacement d'une solution de Xanthane 1.5 g/l par une solution eau-glycérol pour une large gamme de vitesses d'injection. Trois différents profils de vitesse initiaux ont été imposés à l'entrée du tube. On note que les résultats des simulations sont relativement indépendants des caractéristiques du profil de vitesse imposé à l'entrée.

Il faut noter l'accord très correct entre l'épaisseur du film résiduel expérimentale et celle prédite par les simulations dans la limite d'une vitesse d'injection élevée. La divergence de ces deux valeurs, à faible vitesse d'injection est, par contre, très sensible.

VI.2.2 Raffinement du maillage

Le maillage que nous avons présenté précédemment a été choisi après un certain nombre d'essais comparatifs de divers raffinements. Le choix d'un maillage résulte d'un compromis. En effet, d'une part, il est nécessaire d'utiliser un maillage très raffiné pour augmenter la précision des calculs numériques, d'autre part, il est évident qu'un faible nombre de nœuds d'un maillage conduit à un temps de calcul plus faible. Ce dernier varie selon une loi de puissance avec le nombre de nœuds dans une des directions du maillage.

Les éléments du maillage que nous avons choisis sont les suivants : ils sont rectangulaires au nombre de 180 en direction axiale et de 15 en direction radiale. Entre $x = 0$ et $x = 12$, parmi ces 90 éléments, la longueur varie entre 0.07 et 0.2. Au-delà de $x = 12$, les 90 éléments ont une longueur constante de 0.2. Dans la direction radiale, les éléments varient de 0.03 en paroi à 0.12 au centre du tube.

Nous voulons mesurer une épaisseur radiale de film, nous avons donc, par conséquent, réalisé plusieurs simulations en doublant et quadruplant le nombre d'éléments dans la direction radiale.

Les résultats sont présentés sur la Figure VI.3 :

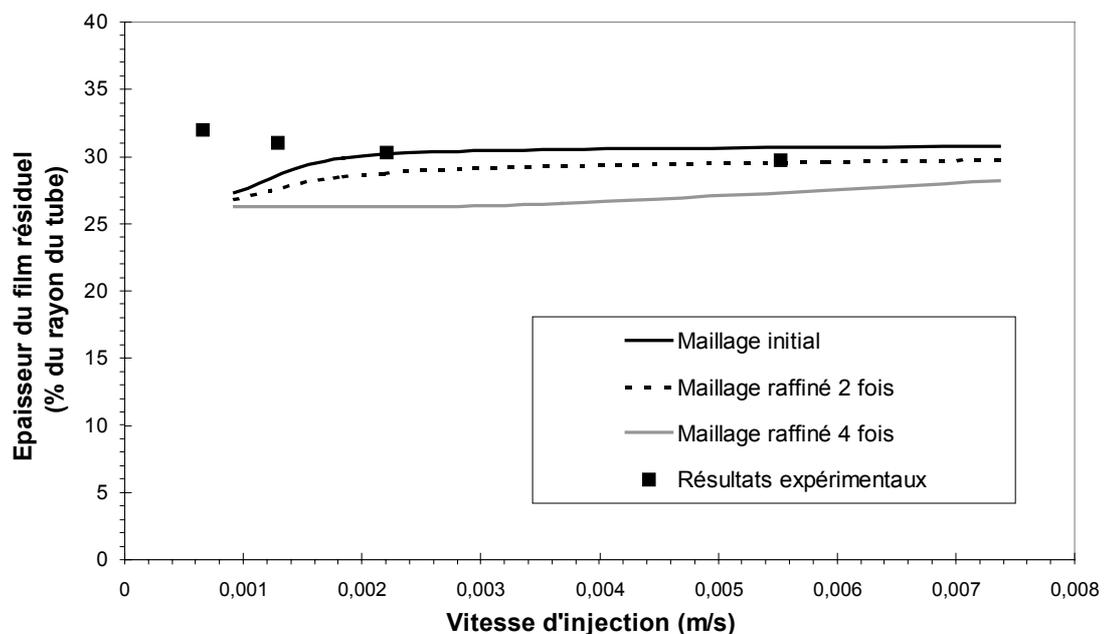


Figure VI.3 : Simulations du déplacement d'une solution de Xanthane 1 g/l par une solution eau-glycérol pour une large gamme de vitesses d'injection. Trois raffinements différents du maillage ont

été imposés. On note l'accord globalement correct entre les résultats des simulations pour le maillage initial et pour le maillage deux fois raffiné. Les résultats des simulations réalisées avec le maillage le plus raffiné ont montré de nombreuses instabilités numériques, donnant ainsi de plus mauvaises estimations de l'épaisseur du film résiduel.

On note une très faible variation de la prédiction de l'épaisseur du film résiduel lorsque l'on double le raffinement du maillage, à partir du choix initial. Il est intéressant de noter la divergence plus sensible de l'épaisseur prédite lors de l'utilisation du maillage quatre fois plus raffiné. Le maillage que nous avons choisi, conduisant donc à la même précision que le maillage doublement raffiné, nous avons décidé de le garder.

Il faut noter que le quadruplement du raffinement du maillage dans la direction radiale a conduit à un temps de calcul environ dix fois plus élevé. Par ailleurs, nous avons observé l'apparition plus fréquente d'instabilités numériques lorsque nous avons utilisé le maillage le plus raffiné. Ces observations ne sont pas surprenantes. En effet, une trop grande précision conduit souvent à des calculs plus instables. L'effet de moyennation en utilisant un maillage moins raffiné favorise en effet le «lissage» de certaines perturbations.

En conclusion, il est nécessaire de trouver un compromis entre un maillage suffisamment raffiné, mais pas exagérément, afin d'obtenir une précision correcte des calculs sans augmenter trop sévèrement le temps de calcul et favoriser le développement d'instabilités numériques. Il est donc nécessaire de faire une étude préalable.

VI.2.3 Instabilités numériques et résolution

Comme nous venons de le dire dans la partie précédente, plusieurs simulations ont laissé apparaître des instabilités numériques, qui rendent difficiles, voire impossible, la détermination du diamètre moyen du doigt de digitation visqueuse.

Un rapport de viscosité entre les fluides trop faible ($M < 50$) ou trop élevé (il est difficile d'en définir la valeur, de l'ordre de 10000) a favorisé l'apparition de ces instabilités. Par ailleurs, l'augmentation de la vitesse d'injection a déclenché de plus nombreuses instabilités. S'il s'est avéré difficile de distinguer précisément les instabilités physiques des instabilités numériques lorsqu'on augmente la vitesse d'injection, l'influence de la valeur du rapport de viscosité sur l'apparition d'instabilités numériques a été très nette. Ces instabilités sont apparues lors de certaines simulations, alors que les déplacements expérimentaux associés ne laissent apparaître aucune instabilité.

La gamme de vitesses d'injection utilisables s'est donc révélée limitée et dépend de plus des caractéristiques rhéologiques des fluides. Ainsi, la gamme des nombres

de Reynolds correspondant aux fluides déplacés lors de nos expériences est $Re = 10^{-4} - 10^{-1}$ et celle correspondant aux fluides déplaçants (principalement des solutions d'eau-glycérol de faible viscosité) est $Re = 10^1 - 10^3$. Les déplacements se font donc à très faibles nombres de Reynolds, si l'on considère le fluide déplacé.

Par ailleurs, nous savons que, d'après les constructeurs eux-mêmes, le domaine de validité du code est limité pour des rapports de viscosité élevés entre les fluides. Cette gamme de validité n'est toutefois pas définie précisément. Des contrôles très soigneux seront donc nécessaires pour la validation des résultats obtenus à rapports de viscosité élevés même en l'absence d'instabilités numériques.

VI.3 Prédiction des épaisseurs des films résiduels expérimentaux.

Nous avons tout d'abord cherché à valider le code numérique de simulation Fidap pour des écoulements caractéristiques, pour lesquels nous disposons de résultats expérimentaux ou éventuellement de prédictions théoriques. Nous avons analysé tout d'abord les déplacements de fluides newtoniens, dont les caractéristiques sont très précisément définies. Lorsque cette phase de validation du code aura été effectuée et se sera avérée positive, nous allons utiliser les possibilités du code en les appliquant aux déplacements de fluides complexes, tels que les fluides rhéofluidifiants et les fluides viscoplastiques.

VI.3.1 Fluides newtoniens

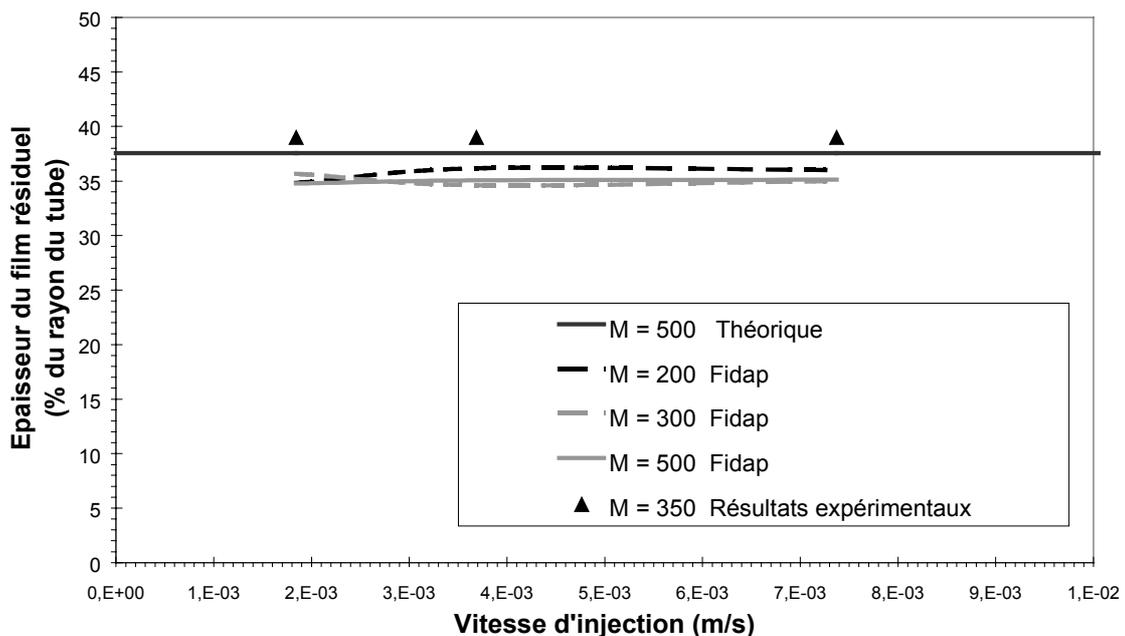


Figure VI.4 : Epaisseur du film résiduel en fonction de la vitesse d'injection lors du déplacement de fluides newtoniens isodensité à grand rapport de viscosité ($M = 200, 300, 350$ et 500). Pour de tels

rapports de viscosité, l'épaisseur du film résiduel correspond à la valeur asymptotique de l'épaisseur du film résiduel d'un déplacement de fluides newtoniens à rapport de viscosité infini. Analyse comparative des résultats des simulations numériques avec nos résultats expérimentaux et avec les données théoriques établies.

Nous avons réalisé des simulations de fluides newtoniens de rapport de viscosité élevé, pour une large gamme de vitesse d'injection, de façon à comparer les résultats des simulations avec nos résultats expérimentaux et les données théoriques établies. Nous présentons sur la Figure VI.4 le déplacement de fluides newtoniens isodensité de rapport de viscosité compris entre $M = 200$ et $M = 500$, car ces déplacements étaient stables et ne présentaient aucune instabilité numérique. Pour des rapports de viscosité inférieurs à $M = 200$ et supérieurs à $M = 500$, nous avons observé quelquefois des instabilités numériques, comme nous l'avons indiqué précédemment.

On note que l'épaisseur du film résiduel prédite par nos simulations est constante à moins de 5% près lorsque la vitesse d'injection varie. On s'attend en effet, pour un déplacement à nombre de Péclet élevé et à rapport de viscosité très élevé, à une épaisseur du film résiduel constante par rapport à la vitesse d'injection et égale à 37.8 % du rayon du tube (simulations de Chen en 1996). On sous-estime légèrement, cette épaisseur asymptotique du film résiduel à rapport de viscosité infini (35% - 36%). Il s'agit apparemment d'une sous-estimation systématique, observée dans une large part des simulations.

Après cette première phase d'analyse du déplacement de fluides newtoniens, nous pouvons donc considérer le code comme validé, malgré tout. Nous allons maintenant étendre son utilisation aux déplacements de fluides rhéofluidifiants.

VI.3.2 Fluides à caractère rhéofluidifiant sans seuil de contrainte

VI.3.2.1 Comparaison avec nos résultats expérimentaux

Nous allons tout d'abord analyser les prédictions numériques de l'épaisseur du film résiduel, obtenues pour des couples de fluides et de vitesse d'écoulement correspondant à nos déplacements expérimentaux de solutions de Xanthane.

La prédiction de l'épaisseur du film résiduel dans la limite d'une vitesse d'injection élevée est globalement en accord avec les résultats des déplacements expérimentaux, sauf pour le déplacement de la solution de Xanthane la plus concentrée (3 g/l). Cet écart est certainement imputable au rapport de viscosité trop élevé entre les deux fluides, qui est en dehors du domaine de validité du code pour ces déplacements. On note donc un accord correct pour la valeur asymptotique de l'épaisseur du film résiduel. Là encore, il semble que les résultats des simulations

sous-estiment très légèrement les valeurs expérimentales des épaisseurs, même dans le régime des vitesses d'injection les plus élevées.

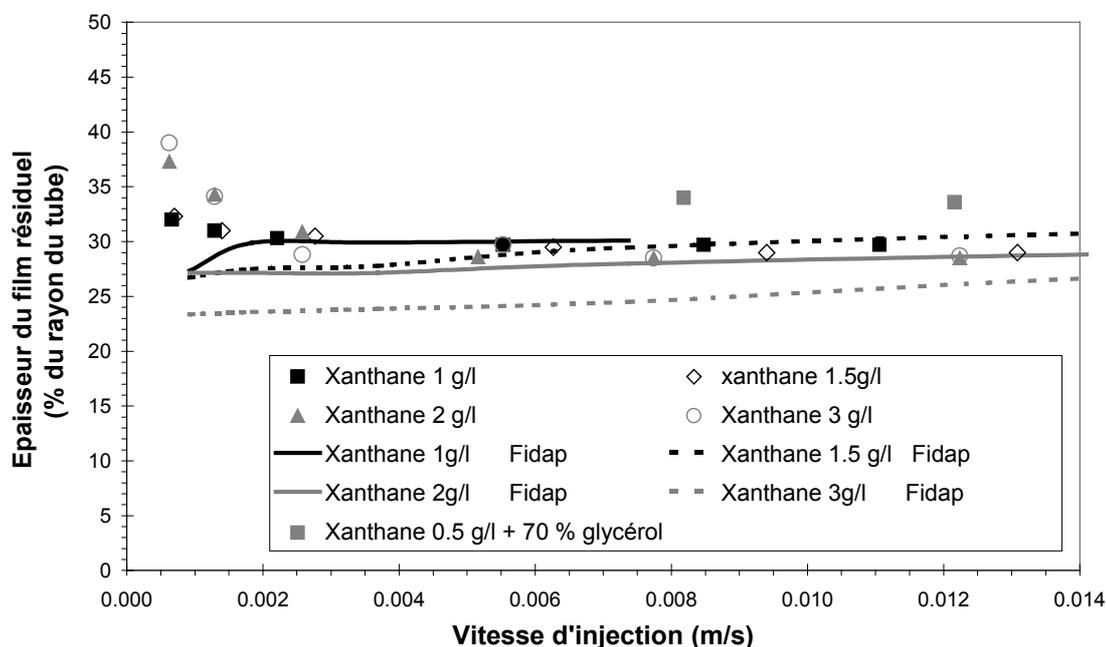


Figure VI.5 : Simulation numérique de l'épaisseur du film résiduel des déplacements de solutions de Xanthane 1 g/l, 1.5 g/l, 2 g/l et 3 g/l par une solution eau-glycérol (eau-sucre pour le déplacement de la solution de Xanthane 0.5 g/l + 70 % glycérol) pour une large gamme de vitesses d'injection. Comparaison avec les résultats expérimentaux. On note une prédiction globalement correcte de l'épaisseur du film résiduel dans la limite d'une vitesse d'injection élevée, sauf pour le déplacement de la solution de Xanthane la plus concentrée (3 g/l) . A faible débit, on observe une influence radicalement différente de la vitesse d'injection pour les prédictions et les résultats expérimentaux.

A faible vitesse d'injection, l'influence de la vitesse d'injection sur l'épaisseur du film résiduel révélée par les simulations est toutefois radicalement différente du comportement observé expérimentalement. On a en effet observé lors de nos expériences une diminution sensible de l'épaisseur du film résiduel à très faible vitesse d'injection pour tendre vers une valeur asymptotique. Les données des simulations numériques montrent, elles, une légère augmentation de cette épaisseur de film. Nous n'avons pas pour l'instant d'explication de cette divergence des résultats à faible vitesse d'injection.

En conclusion, il faut noter que les épaisseurs de film résiduel prédites par les simulations reproduisent correctement les caractéristiques essentielles des déplacements de fluides rhéofluidifiants que nous avons observées lors de nos déplacements expérimentaux, à savoir la diminution sensible de l'épaisseur du film lorsque le fluide déplacé est rhéofluidifiant.

Les déplacements expérimentaux des solutions de Xanthane que nous avons réalisés se sont naturellement restreints à une faible gamme des valeurs de paramètres rhéologiques des fluides rhéofluidifiants. Nous avons donc étendu l'analyse des caractéristiques des déplacements de fluides complexes, tels que les fluides rhéofluidifiants, en appliquant le code de simulation sur une large gamme de paramètres rhéologiques.

VI.3.2.2 Dépendance des déplacements de fluides rhéofluidifiants en fonction de leurs paramètres rhéologiques

Nous avons cherché à généraliser les résultats que nous avons présentés dans la section précédente. Pour cela, nous avons étudié les caractéristiques de déplacements isodensité de fluides rhéofluidifiants, à grand rapport de viscosité dans la limite d'une vitesse d'injection élevée, à savoir pour une vitesse d'injection de 0.0184 m/s. Nous avons considéré pour tous les déplacements que le fluide déplaçant est une solution aqueuse de viscosité égale à 0.001 Pas. Nous avons alors fait varier les propriétés rhéologiques du fluide déplacé, afin d'analyser leur influence sur l'épaisseur du film résiduel. La gamme de paramètres rhéologiques que nous avons utilisée a toutefois été limitée par les conditions d'utilisation fiable de Fidap, à savoir un déplacement stable ne présentant d'instabilités numériques, et un rapport de viscosité pas trop élevé.

Nous présentons les résultats des simulations ayant conduit à un déplacement stable, sans instabilité numérique. L'intérêt principal de l'utilisation de simulations numériques pour analyser les caractéristiques des déplacements de fluides rhéofluidifiants réside dans le fait qu'il est souhaitable de ne varier qu'un seul paramètre rhéologique du fluide déplacé, indépendamment des autres, de manière à observer sa seule influence.

Les propriétés rhéologiques du fluide déplacé initialement suivent la loi rhéologique de Cross :

$$\eta = \eta_{\infty} + \frac{\eta_0 - \eta_{\infty}}{1 + \left(K \dot{\gamma} \right)^p},$$

avec :

1. η_0 : viscosité du plateau newtonien de viscosité constante, à faible taux de cisaillement = 1 Pas
2. η_{∞} : viscosité à taux de cisaillement élevé = 0.001 Pas
3. K : paramètre temporel = 1 s

4. p : indice rhéofluidifiant, que nous faisons varier entre 0.2 et 1.0
 Le couple de fluide de référence est le suivant :

- Fluide 2 (déplacé) $\eta = 0.001 + \frac{1-0.001}{1 + \left(\dot{\gamma}\right)^p}$ Pas
- Fluide 1 (injecté) $\eta = 0.001$ Pas.

Nous allons alors faire varier successivement un paramètre rhéologique de la loi de Cross du fluide 2, en maintenant les autres constants.

La Figure VI.6, la Figure VI.7 et la Figure VI.8 présentent l'évolution de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la variation des valeurs de la viscosité du plateau newtonien, du paramètre temporel K et de l'indice rhéofluidifiant p , pour une vitesse d'injection élevée. Nous avons choisi la valeur de la vitesse d'injection, de sorte que le déplacement du couple de fluide de référence, en utilisant les paramètres rhéologiques adimensionnés, se positionne dans la gamme des déplacements pour laquelle nous avons un accord très correct entre les épaisseurs prédites par les simulations et les résultats expérimentaux. Nous devons ensuite contrôler la validation des résultats lorsque nous ferons varier les paramètres dans une large gamme.

Rappelons que la loi rhéologique d'un fluide newtonien peut s'écrire sous la forme d'une loi rhéologique de Cross avec un indice rhéofluidifiant p égal à 0 ou un paramètre temporel K très faible.

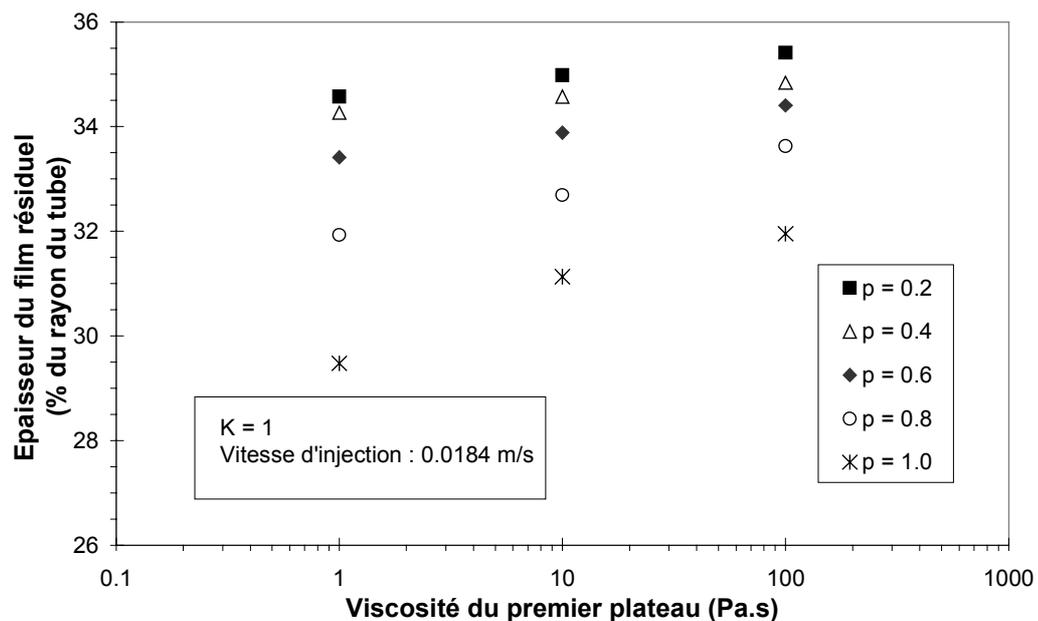


Figure VI.6: Déplacement d'un fluide rhéofluidifiant par une solution isodensité newtonienne de viscosité égale à 0.001 Pas. Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la valeur de la

viscosité du premier plateau (à bas taux de cisaillement) du fluide déplacé, défini à partir de la loi rhéologique de Cross. On note une augmentation sensible de l'épaisseur du film résiduel, pour des fluides très rhéofluidifiants, lorsque le fluide déplacé présente une viscosité à bas taux de cisaillement plus élevée. Il faut noter qu'en augmentant la viscosité du premier plateau, on tend vers le cas du déplacement d'un fluide newtonien à rapport de viscosité élevé.

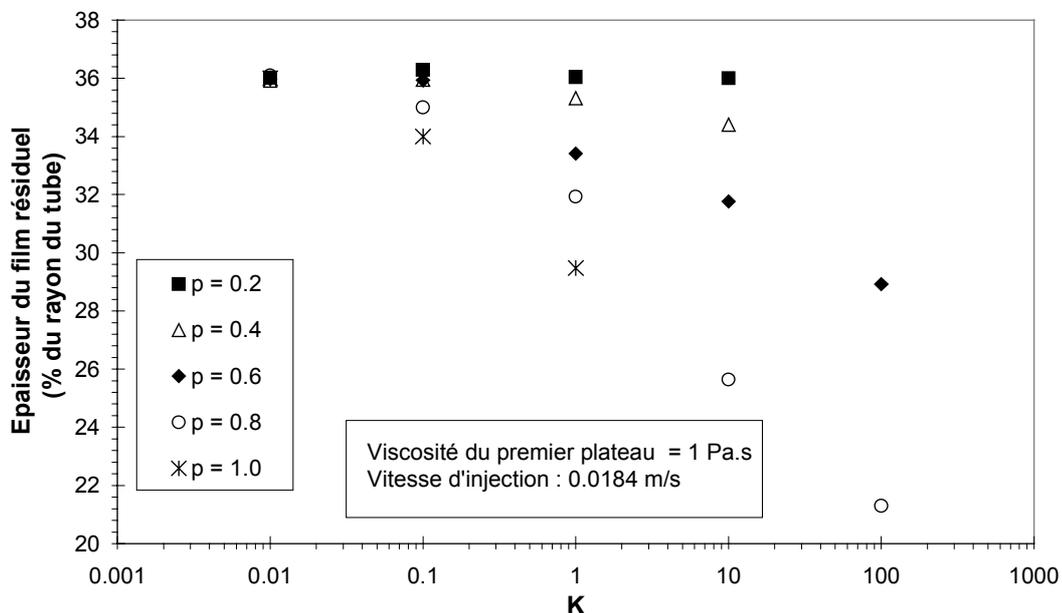


Figure VI.7 : Déplacement d'un fluide rhéofluidifiant par une solution isodensité newtonienne de viscosité égale à 0.001 Pas. Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la valeur du paramètre temporel K du fluide déplacé, décrit par la loi rhéologique de Cross. On note une diminution sensible de l'épaisseur du film résiduel lorsqu'on augmente la valeur du paramètre temporel K, d'autant plus marquée que l'indice rhéofluidifiant du fluide déplacé est proche de 1.

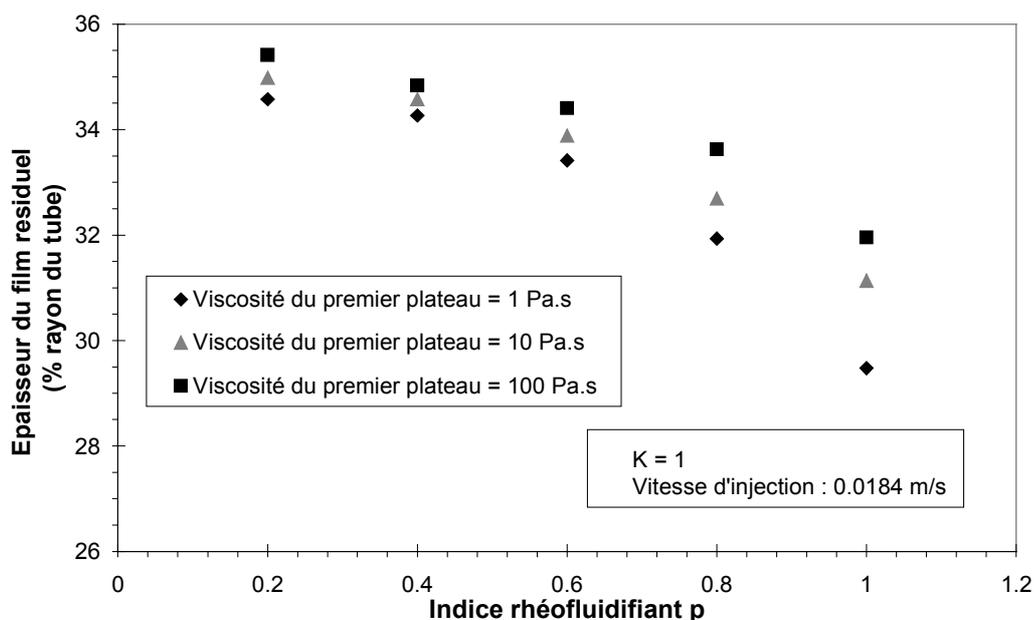


Figure VI.8 : Déplacement d'un fluide rhéofluidifiant par une solution isodensité newtonienne de viscosité égale à 0.001 Pas. Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de l'indice

rhéofluidifiant p du fluide déplacé, décrit par la loi rhéologique de Cross. On note une diminution sensible de l'épaisseur du film résiduel lorsque l'indice rhéofluidifiant augmente, c'est à dire lorsque le fluide déplacé présente un caractère rhéofluidifiant plus marqué. Il faut noter qu'en diminuant p vers 0, on tend naturellement vers le cas newtonien, et une épaisseur de film résiduel proche de 36 % du rayon du tube. Ces résultats confirment donc nos résultats expérimentaux et permettent de les étendre.

Les conclusions que nous pouvons dégager des simulations du déplacement d'un fluide rhéofluidifiant par un fluide newtonien isodensité sont les suivantes :

1. l'épaisseur du film résiduel augmente avec l'accroissement de la valeur de la viscosité à bas taux de cisaillement. Il faut noter qu'en augmentant la viscosité du plateau newtonien à bas taux de cisaillement, on tend vers le cas du déplacement d'un fluide newtonien à rapport de viscosité élevé. L'épaisseur du film résiduel prédite par les simulations s'approche donc naturellement d'une valeur de 36 % du rayon du tube.
2. l'épaisseur du film résiduel diminue sensiblement lorsque l'indice rhéofluidifiant p du fluide déplacé tend vers 1 (c'est à dire lorsque le fluide déplacé présente un caractère rhéofluidifiant marqué) ou lorsqu'on augmente la valeur du paramètre temporel K . Il est intéressant de noter qu'en diminuant p vers 0, on tend naturellement vers le cas newtonien, et une épaisseur de film résiduel proche de 36 % du rayon du tube. Ces résultats confirment donc nos résultats expérimentaux et permettent de les étendre.
3. lorsque le fluide déplacé présente un paramètre temporel K élevé et un indice rhéofluidifiant tendant vers 1, il est possible d'obtenir un film résiduel d'épaisseur inférieure ($< 22\%$ du rayon du tube) à l'épaisseur minimale (29.3%) obtenue pour un déplacement de fluides newtoniens de faible rapport de viscosité. Il s'agit pourtant d'un déplacement de fluides à rapport de viscosité élevé. Cette observation est très intéressante, car elle suggère qu'il est possible d'augmenter sensiblement l'efficacité d'un déplacement de fluides à rapport de viscosité élevé, en augmentant quelque peu le caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé sans diminuer la viscosité à bas taux de cisaillement.

Les caractéristiques générales des déplacements de fluides rhéofluidifiants que les simulations numériques ont permis de dégager, ont donc conforté l'analyse que nous avons faite de ces déplacements grâce à nos expériences. L'épaisseur du film résiduel, et donc l'efficacité d'un déplacement, est très sensible au caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé. Un caractère rhéofluidifiant marqué de ce dernier permet d'améliorer significativement l'efficacité du déplacement. Il ne faut pas oublier qu'en améliorant le déplacement initial, on peut dans certains cas gêner l'apparition d'instabilités et ainsi laisser une épaisseur finale plus grande.

La principale conclusion que nous pouvons dégager de ces résultats est que l'on observe une variation continue et non brusque de l'épaisseur du film résiduel en

fonction des paramètres K et p . En effet, en faisant varier progressivement K et p vers 0, on tend vers le cas d'un déplacement de fluide newtonien et l'épaisseur prédite du film résiduel augmente continûment pour atteindre une valeur d'environ 36 % du rayon du tube, ce que nous avons obtenu lors du déplacement de fluides newtoniens.

Par ailleurs, nous avons observé une large gamme d'épaisseur de film résiduel (d'une valeur inférieure à 20 % du rayon du tube jusqu'à la valeur maximale correspondant au cas newtonien), dans laquelle se situaient les valeurs de nos déplacements expérimentaux. Nous avons donc réellement étendu notre domaine d'analyse de l'influence des paramètres rhéologiques sur l'épaisseur du film résiduel.

Les fluides complexes à caractère rhéofluidifiant, et plus particulièrement les fluides de forage, peuvent présenter un seuil de contrainte. Nous allons donc analyser, grâce aux simulations numériques, l'influence de la présence d'un tel seuil sur les caractéristiques d'un déplacement.

VI.3.3 Fluides viscoplastiques

VI.3.3.1 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Comme dans le cas du déplacement de fluides rhéofluidifiants sans seuil de contrainte, nous allons tout d'abord analyser les prédictions numériques de l'épaisseur du film résiduel pour les déplacements de fluides viscoplastiques correspondant à nos conditions expérimentales. Cette comparaison nous permettra d'évaluer le domaine de validité du code.

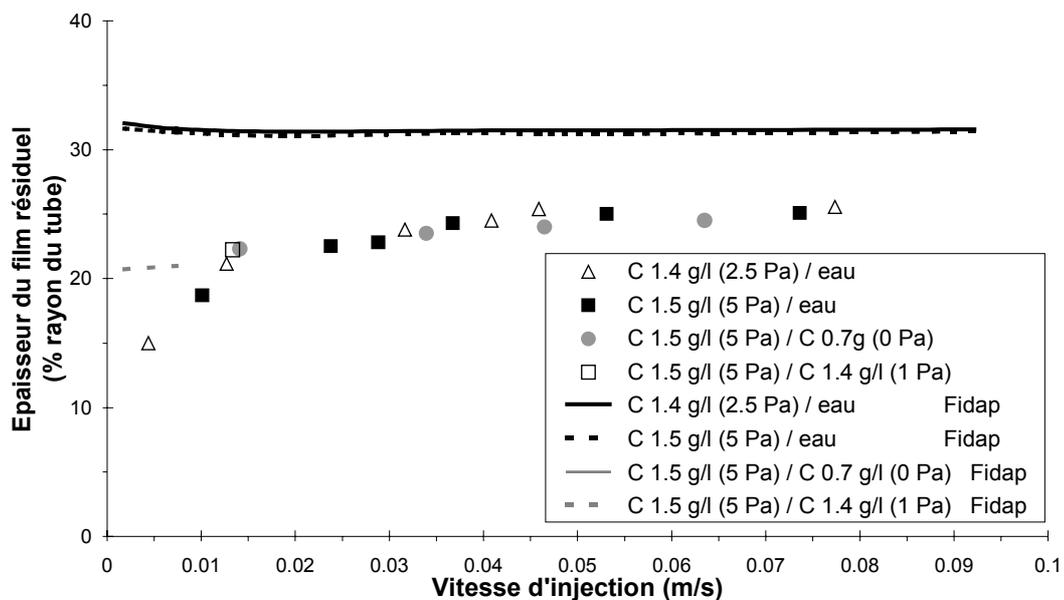


Figure VI.9 : Prédiction numérique de l'épaisseur du film résiduel des déplacements de solutions de Carbopol (fluides viscoplastiques) par une solution eau-sucre, pour une large gamme de vitesses

d'injection (lignes continues et pointillées). Comparaison avec les résultats expérimentaux (représentés par les symboles). La prédiction de l'épaisseur du film résiduel est mauvaise lorsque le fluide déplacé est une solution aqueuse newtonienne de faible viscosité. A l'opposé, le déplacement d'une solution de Carbopol par une autre solution de Carbopol avec ou sans contrainte seuil est correct pour les valeurs d'injection utilisées. La faible augmentation de l'épaisseur du film résiduel avec la vitesse d'injection, que nous observons sur les résultats expérimentaux, est relativement bien prédite par les simulations.

On note deux cas distincts, comparant l'épaisseur du film résiduel expérimentale et celle prédite par les simulations. Selon la nature du fluide déplacé, on observe un accord plus ou moins correct avec les résultats expérimentaux. En effet, lorsque le fluide déplaçant est une solution aqueuse newtonienne de faible viscosité (0.0018 Pas), les simulations numériques surestiment exagérément l'épaisseur du film résiduel. A l'opposé, lorsque le fluide déplaçant est une solution de Carbopol, avec ou sans seuil, mais de viscosité plastique élevée, l'accord entre les points expérimentaux et les prédictions numériques est globalement correct.

Il semble que l'observation de ces déplacements mettent en évidence, encore une fois, les limitations de la validité du code dans le cas d'un rapport de viscosité élevé entre les fluides (qui peut atteindre ici une valeur supérieure à 10000), alors même qu'aucune instabilité numérique n'était observée. Nous ne pouvons donc pas reproduire les résultats de nos déplacements expérimentaux de fluides viscoplastiques par une solution newtonienne de faible viscosité grâce aux simulations. Nous nous focaliserons donc sur les déplacements de solutions de Carbopol par d'autres solutions de Carbopol, pour lesquels le rapport de viscosité est moins élevé. Pour ces déplacements, la prédiction d'une faible augmentation de l'épaisseur du film résiduel par rapport à la vitesse d'injection est bien observée également sur les données expérimentales.

Les simulations numériques des déplacements de fluides viscoplastiques ont mis en évidence les limitations de la validité du code dans le cas d'un rapport de viscosité élevé entre les fluides, que nous avons déjà observée lors des déplacements de fluides newtoniens et rhéofluidifiants. Il faut être prudent avant d'utiliser ce code pour analyser les caractéristiques des déplacements de fluides de rapport de viscosité élevé.

Pour des contrastes de viscosité plus modérés, les prédictions numériques montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux. En se limitant à ce cas, il est donc possible d'effectuer des simulations de déplacements de fluides viscoplastiques. Nous allons maintenant analyser les résultats de ces simulations pour différentes caractéristiques rhéologiques des fluides et différents paramètres d'écoulement.

VI.3.3.2 Caractéristiques des déplacements de fluides viscoplastiques

Le couple de fluide que nous avons utilisé a les caractéristiques rhéologiques suivantes :

- Fluide 2 (déplacé) : $\tau = 0.5 + 0.1 * \left(\dot{\gamma}\right)^1$
- Fluide 1 (déplaçant) : $\tau = 0.2 + 0.01 * \left(\dot{\gamma}\right)^1$

Ce sont des fluides de Bingham et leur étude permet d'étudier l'influence d'un seuil indépendamment de n. Rappelons que dans la définition de la loi rhéologique en puissance, l'indice rhéofluidifiant est noté n, alors qu'il est noté p dans la loi rhéologique de Cross. Nous analyserons ensuite l'influence du caractère rhéofluidifiant propre à un fluide Herschel-Bulkley (fluide de Bingham généralisé) en faisant varier leur indice rhéofluidifiant n, égal à 1 dans le cas d'un fluide de Bingham.

Ce couple de fluides dont les paramètres rhéologiques sont adimensionnés représente un déplacement réel, d'un fluide de contrainte seuil et de viscosité plastique égales respectivement à 5 Pa et 0.1 Pas par un fluide viscoplastique de contrainte seuil et de viscosité plastique égales respectivement à 2 Pa et 0.01 Pas, à une vitesse d'injection de 0.1 m/s, dans une conduite cylindrique de rayon égal à 0.01 m.

Il s'agit du même couple de fluides que nous avons utilisé pour analyser les caractéristiques des prédictions de l'épaisseur maximale h_{max} et de l'épaisseur h_{cir} , correspondant aux deux modélisations du déplacement de fluides viscoplastiques, que nous avons développées au chapitre 4. Notre objectif était alors d'être en mesure de comparer les prédictions de ces deux modèles avec celles du code Fidap.

Il faut noter que seules les simulations numériques nous permettent d'analyser séparément l'influence de chacun des paramètres rhéologiques, à savoir la contrainte seuil τ_y , la viscosité plastique K et l'indice rhéofluidifiant n, indépendamment des autres, sur la prédiction de l'épaisseur du film résiduel, ce que nous n'avons pu réaliser avec les déplacements expérimentaux. En effet, nous avons utilisé expérimentalement différentes solutions de Carbopol, en faisant varier leur concentration. Or les paramètres rhéologiques de ces solutions sont liés à la concentration et ne peuvent être sélectionnés indépendamment les uns des autres.

La Figure VI.10, la Figure VI.11 et la Figure VI.12 présentent l'évolution de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la variation des valeurs de la contrainte seuil, de la viscosité plastique et de l'indice rhéofluidifiant n du fluide déplacé.

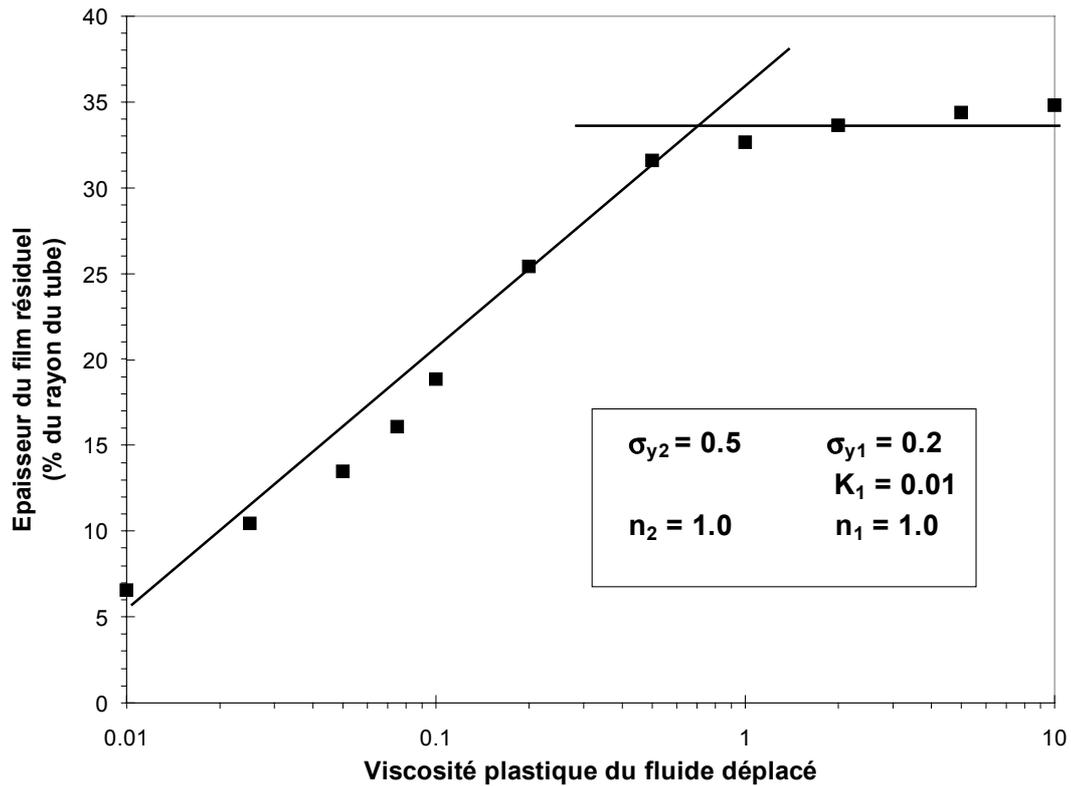


Figure VI.10 : Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la valeur de la viscosité plastique du fluide déplacé. On observe une augmentation significative de l'épaisseur du film résiduel lorsque le fluide déplacé présente une viscosité plastique plus élevée. On note que la variation de l'épaisseur du film résiduel est relativement proportionnelle à celle de la viscosité plastique du fluide déplacé puis atteint une valeur asymptotique aux valeurs élevées de la viscosité plastique. On tend alors vers le cas newtonien l'influence de la contrainte seuil est alors négligeable par rapport à l'influence de la viscosité plastique et on observe en effet une épaisseur d'environ 35 % du rayon du tube.

Les conclusions que nous pouvons dégager des simulations du déplacement d'un fluide viscoplastique par un autre fluide viscoplastique isodensité sont les suivantes :

1. on observe une augmentation significative de l'épaisseur du film résiduel lorsque la viscosité plastique du fluide déplacé devient plus élevée.
2. une augmentation de la contrainte seuil du fluide déplacé conduit à une diminution significative de l'épaisseur du film résiduel. Ces simulations confirment l'influence contre-intuitive de la contrainte seuil du fluide déplacé sur les caractéristiques du déplacement, que nous avons semblé observée lors de nos déplacements expérimentaux.
3. de façon analogue au cas des fluides rhéofluidifiants sans contrainte seuil, on remarque que le caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé tend à diminuer l'épaisseur du film résiduel.

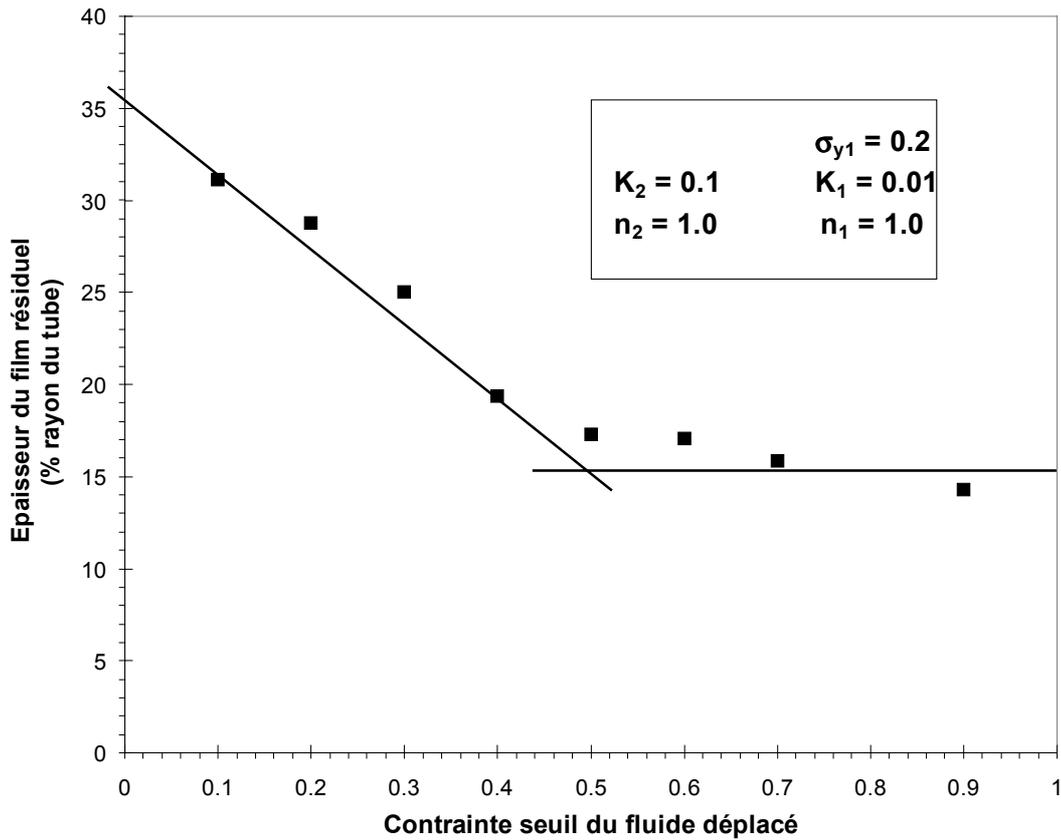


Figure VI.11 : Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la contrainte seuil du fluide déplacé. On observe une diminution significative de l'épaisseur du film résiduel lorsque la contrainte seuil du fluide déplacé croît. On observe une variation relativement proportionnelle de l'épaisseur du film résiduel avec la variation de la contrainte seuil du fluide déplacé aux faibles valeurs de la contrainte seuil, puis une saturation à une valeur minimale. Lorsque la contrainte seuil tend vers 0, on tend continûment vers le cas du déplacement de fluides newtoniens à rapport de viscosité élevé, et l'épaisseur prédite du film résiduel est égale à environ 36 % du rayon du tube.

On observe donc, contrairement au cas des déplacements de fluides rhéofluidifiants, des valeurs caractéristiques des paramètres de contrôle au-delà desquels l'épaisseur du film résiduel varie très peu.

Les simulations de déplacements de fluides viscoplastiques nous ont permis, non seulement de confirmer l'influence marquée du caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé sur l'efficacité du déplacement, mais également de mettre en évidence l'influence surprenante et très sensible de la contrainte seuil sur ces caractéristiques. En effet, nos mesures expérimentales indiquaient déjà clairement qu'une augmentation de la contrainte seuil du fluide déplacé conduisait à une diminution de l'épaisseur du film résiduel, aussi non intuitif que cela puisse paraître au premier abord. Mais la faible gamme de propriétés rhéologiques de fluides viscoplastiques utilisée ne nous permettait pas de généraliser cette observation à tous les fluides viscoplastiques.

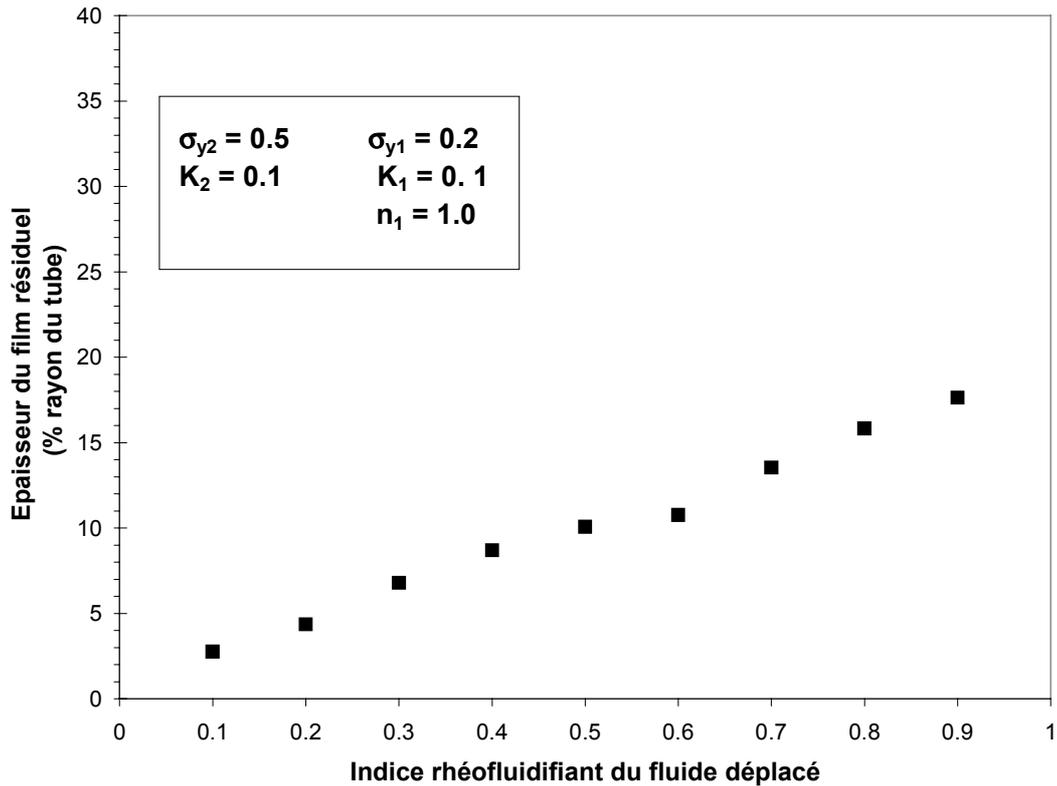


Figure VI.12 : Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de l'indice rhéofluidifiant du fluide déplacé. Lorsqu'on augmente l'indice rhéofluidifiant du fluide déplacé ($n = 1$, le fluide est newtonien), l'épaisseur du film résiduel croît. De façon analogue au cas des fluides rhéofluidifiants sans contrainte seuil, on observe donc que le caractère rhéofluidifiant du fluide déplacé tend à diminuer l'épaisseur du film résiduel.

VI.3.3.3 Comparaison des prédictions du modèle de recirculation et des simulations numériques dans le cas d'un fluide à seuil

Comme nous l'avons dit dans le paragraphe précédent, nous avons utilisé le même couple de fluides qui nous avait permis d'évaluer les prédictions de l'épaisseur du film résiduel h_{cir} par le modèle dit «recirculation» que nous avons développé. Notre objectif était alors de comparer les prédictions de ce modèle avec celles des simulations numériques.

Rappelons les paramètres rhéologiques de ce couple de fluides :

- Fluide 1 : $\tau = 0.5 + 0.1 * \left(\dot{\gamma}\right)^1$
- Fluide 2 : $\tau = 0.2 + 0.01 * \left(\dot{\gamma}\right)^1$

Ce couple de fluides dont les paramètres rhéologiques sont adimensionnés peut être utilisé pour représenter le déplacement d'un fluide par un autre, de contrainte seuil et de viscosité plastique égales respectivement à 5 Pa et 0.1 Pas par un fluide viscoplastique de contrainte seuil et de viscosité plastique égales respectivement à 2 Pa et 0.01 Pas, à une vitesse d'injection de 0.1 m/s, dans une conduite cylindrique de rayon égal à 0.01 m.

Comparons maintenant sur la même figure (Figure VI.13), l'évolution de l'épaisseur du film résiduel en fonction d'un seul paramètre rhéologique du fluide déplacé, obtenue par le modèle dit de « recirculation » et les simulations numériques.

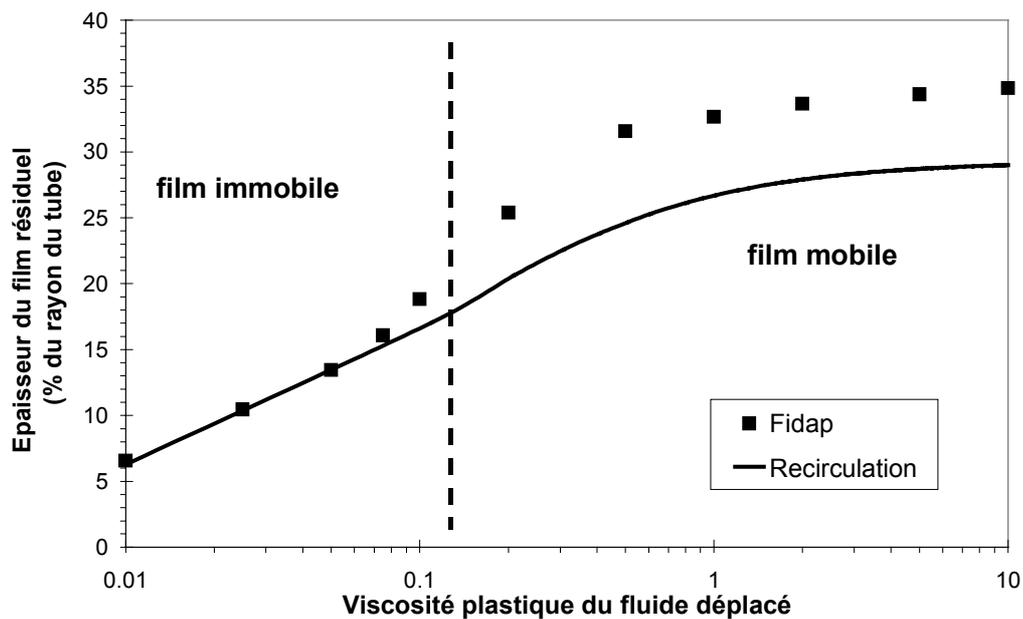


Figure VI.13 : Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la valeur de la viscosité plastique du fluide déplacé. $\tau_{y,2} = 0.5$, $\tau_{y,1} = 0.1$, $K_1 = 0.01$, $n_2 = 1$ et $n_1 = 1$. Comparaison des prédictions du modèle de recirculation et des simulations numériques.

On remarque l'accord très correct, lorsque le film résiduel est immobile, entre les prédictions du modèle de recirculation et les valeurs obtenues par les simulations numériques, en fonction des trois paramètres rhéologiques caractéristiques du fluide déplacé. Nous avons déterminé la mobilité ou l'immobilité du film résiduel en analysant l'évolution temporelle, en fonction du volume de fluide injecté, de l'épaisseur du film résiduel pour chacun des déplacements considérés. Nous avons ainsi distingué les déplacements où le film en paroi est statique de ceux où le film est mobile et dont l'épaisseur diminue continûment avec l'injection du déplaçant.

Rappelons que le développement du modèle dit de «recirculation» a pour objectif la détermination de l'épaisseur du film résiduel lorsque celui-ci est immobile, et uniquement dans ce cas (on parlait alors de couche statique en paroi).

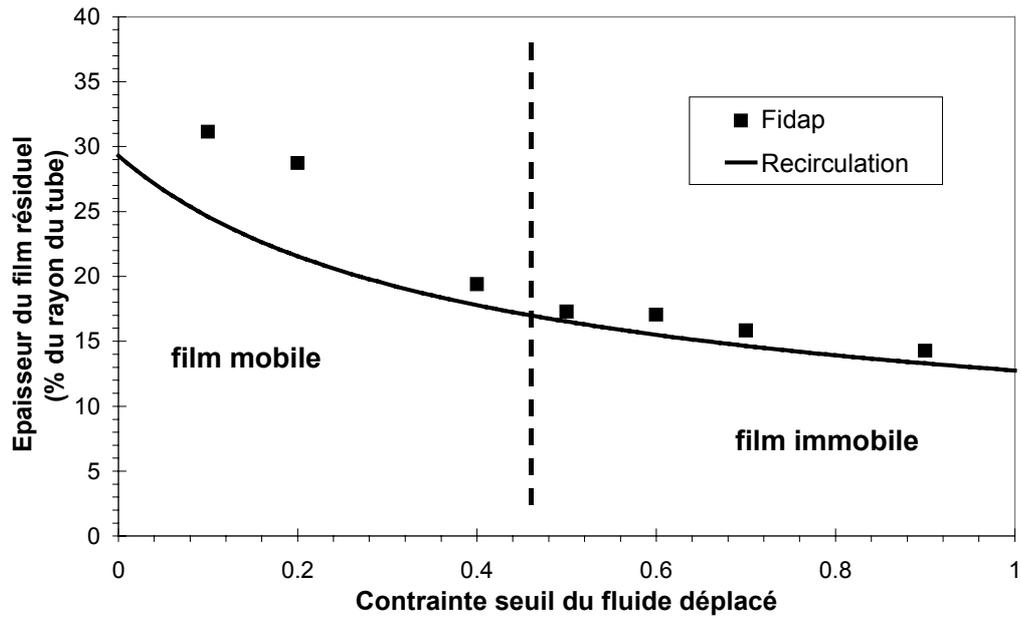


Figure VI.14 : Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de la contrainte seuil du fluide déplacé. $\tau_{y,1} = 0.1$, $K_2 = 0.1$, $K_1 = 0.01$, $n_2 = 1$ et $n_1 = 1$. Données prédites par le modèle de recirculation d'une part et les simulations numériques d'autre part.

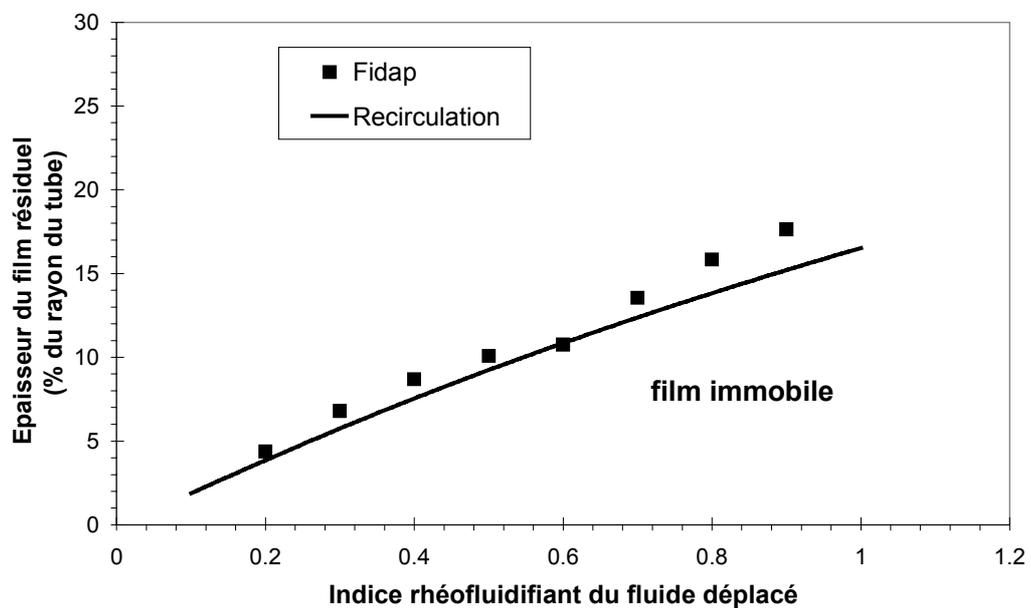


Figure VI.15 : Variation de l'épaisseur du film résiduel en fonction de l'indice rhéofluidifiant du fluide déplacé. $\tau_{y,2} = 0.5$, $\tau_{y,1} = 0.1$, $K_2 = 0.1$, $K_1 = 0.01$ et $n_1 = 1$. Données prédites par le modèle de recirculation d'une part et les simulations numériques d'autre part.

L'observation de h_{circ} et de l'épaisseur du film prédite par les simulations nous permet donc de déterminer, par simple comparaison, la nature mobile ou immobile du film résiduel en paroi. Il ne faut pas oublier que la prédiction, par les simulations, d'une vitesse nulle en paroi du film résiduel nous permet également d'évaluer la mobilité ou l'immobilité de ce film.

Nous avons également comparé l'évolution de l'épaisseur du film résiduel en fonction d'un seul paramètre rhéologique du fluide déplaçant, obtenue par le modèle dit de «recirculation» et les simulations numériques. Rappelons que nous avons observé une influence nulle des paramètres rhéologiques du fluide déplacé sur la valeur de h_{circ} dans le modèle de recirculation. Nous avons également observé que cette influence était négligeable lors des simulations avec le code Fidap.

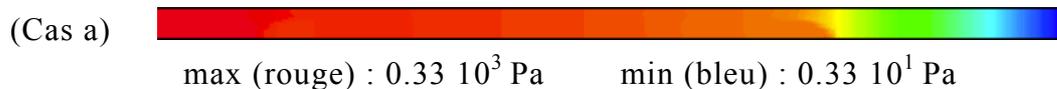
Cette analyse est très intéressante, car elle compare les résultats d'un déplacement provenant d'un modèle d'écoulement supposé quasi-stationnaire aux prédictions d'un code numérique prenant en compte les effets transitoires. L'accord correct entre les deux prédictions semble confirmer l'hypothèse que le déplacement est quasi-stationnaire.

VI.4 Caractéristiques des déplacements

Nous avons vu précédemment que les simulations nous ont permis de confirmer les variations expérimentales de l'épaisseur du film résiduel en fonction des paramètres rhéologiques des fluides.

Nous avons également utilisé le code Fidap pour étudier les configurations de l'écoulement hydrodynamique et, plus particulièrement, pour justifier les hypothèses hydrodynamiques et les observations que nous avons faites sur le déplacement du doigt de digitation visqueuse. Ainsi nous avons analysé le champ de pression (afin de confirmer notre hypothèse d'équilibre transverse), le champ de vorticité et le champ de vitesse (afin de vérifier l'absence de recirculation au sein de l'écoulement et la mobilité ou l'immobilité du film).

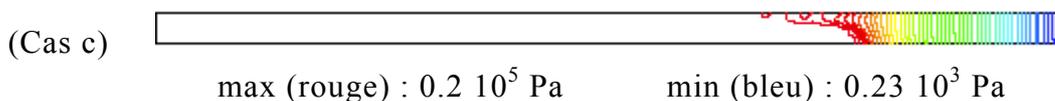
VI.4.1 Profils transverses de pression



Cas (a) : $M = 200$, vitesse d'injection : 0.074 m/s.

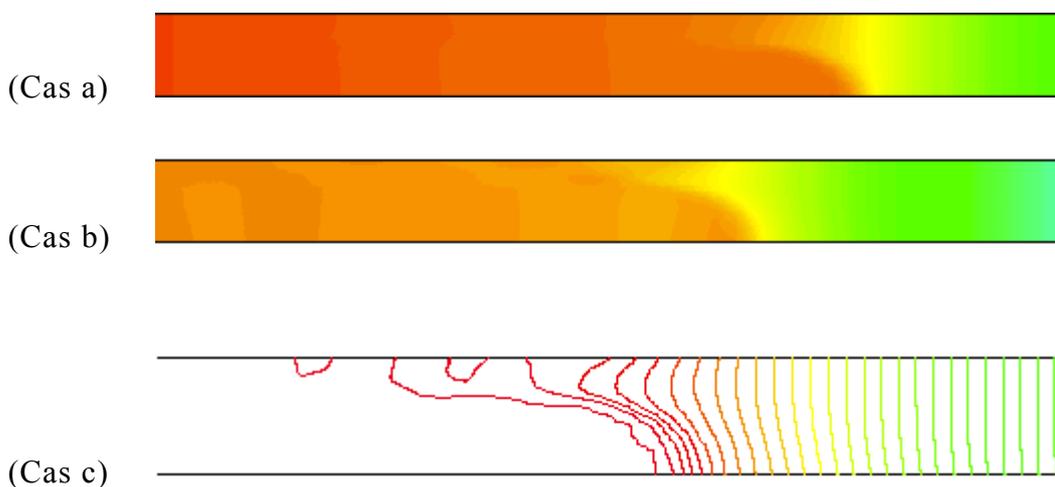


Cas (b) : Solution de Xanthane 1.5 g/l déplacée par une solution aqueuse de viscosité égale à 0.00107 Pas : vitesse d'injection : 0.0074 m/s.



Cas (c) : Solution de Carbopol 1.5 g/l (contrainte seuil 5 Pa) déplacée par une solution aqueuse de viscosité égale à 0.018 Pas : vitesse d'injection : 0.0074 m/s.

Vue du déplacement sur toute la longueur du tube



Zoom des trois vues précédentes sur la zone centrée sur le front avant de déplacement.

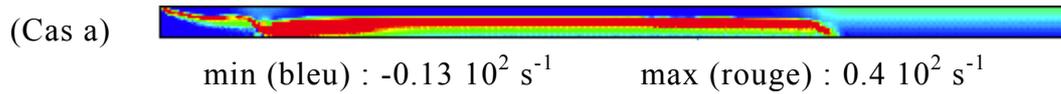
Figure VI.16 : Profils transverses de pression le long du tube pour trois déplacements de fluides newtoniens (Cas a), rhéofluidifiants (Cas b) et viscoplastiques (Cas c).

Les valeurs maximales sont représentées par la couleur rouge et les valeurs minimales par la couleur bleue. On remarque que les profils transverses de pression sont perturbés localement près du front avant du doigt, mais qu'ils sont constants dès que l'on s'éloigne de ce front. Nous avons choisi de présenter le cas c en contours linéaires et non pas solides, comme les cas a et b, pour mettre en évidence la forme des contours iso-pression.

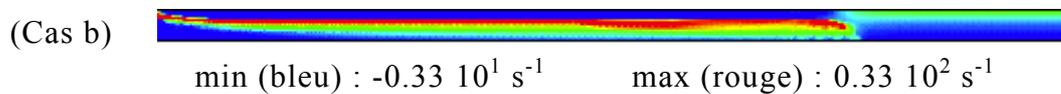
On remarque, pour tous les déplacements, quelle que soit la nature du fluide déplacé, que les profils transverses de pression sont perturbés localement près du front avant du doigt, mais qu'ils sont constants dès que l'on s'éloigne de ce front.

Ces observations justifient donc l'hypothèse d'équilibre des gradients de pression transverses loin du front avant du doigt, que nous avons faite lors du développement du modèle d'écoulement quasi-parallèle et du modèle de recirculation.

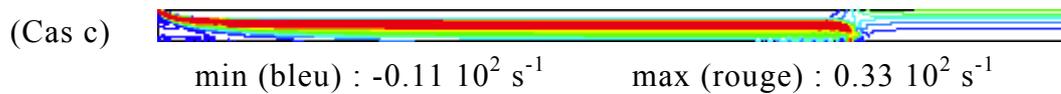
VI.4.2 Champ de vorticité



Cas (a) : $M = 200$, vitesse d'injection : 0.074 m/s

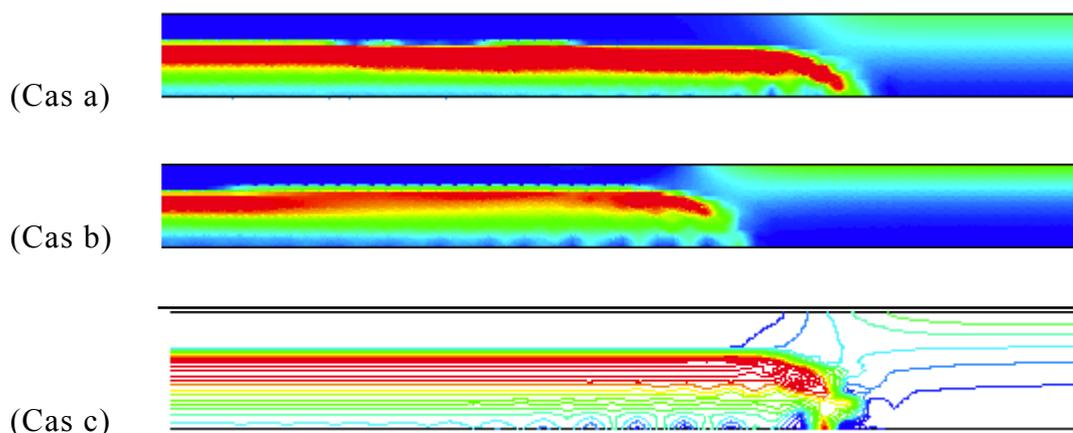


Cas (b) : Solution de Xanthane 1.5 g/l déplacée par une solution aqueuse de viscosité égale à 0.00107 Pas : vitesse d'injection : 0.0074 m/s .



Cas (c) : Solution de Carbopol 1.5 g/l (5 Pa) déplacée par une solution aqueuse de viscosité égale à 0.018 Pas : vitesse d'injection : 0.0074 m/s .

Vue du déplacement sur toute la longueur du tube



Zoom des trois vues précédentes sur la zone centrée sur le front avant de déplacement.

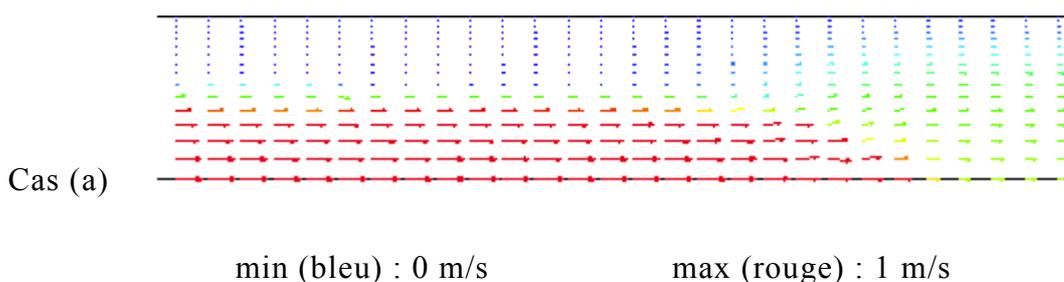
Figure VI.17 : Profils transverses de vorticité le long du tube pour trois déplacements de fluides newtoniens (Cas a), rhéofluidifiants (Cas b) et viscoplastiques (Cas c).

Les valeurs maximales sont représentées par la couleur rouge et les valeurs minimales par la couleur bleue. Le film résiduel apparaît et correspond à la couleur bleue pour les trois cas de déplacements distincts. Les gradients de vorticité les plus élevés (couleur rouge) apparaissent près de l'interface dans le fluide injecté. Il faut noter que, dans les trois cas de déplacement, les perturbations de la vorticité dans le doigt, près de l'axe du tube, sont certainement dues à des instabilités numériques. Il est toutefois intéressant d'observer la configuration tridimensionnelle de la vorticité dans la zone localisée près du front avant du doigt. Là encore, nous avons choisi de présenter le cas c en contours linéaires et non pas solides, comme les cas a et b, pour mieux mettre en évidence la forme des contours iso-vorticité.

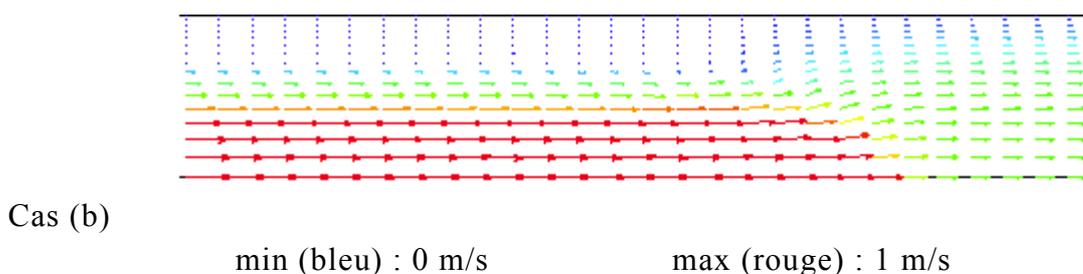
En observant les champs de vorticité pour ces trois déplacements distincts, on ne remarque aucune zone de recirculation au sein de l'écoulement, qui se marquerait, en effet, par un extremum de vorticité et des changements de signes sensibles et très marqués. Cette observation justifie l'hypothèse faite précédemment, dans le quatrième chapitre, d'absence de recirculation au sein de l'écoulement.

Le champ de vorticité de chacun des trois déplacements laisse apparaître des lignes iso-vorticité quasi-parallèles, ce qui tend à prouver que l'écoulement est lui aussi quasi-parallèle. En outre, l'écartement marqué des lignes iso-vorticité au sein du film résiduel, pour les déplacements de fluides viscoplastiques (cas c), prouve que le film est quasi-statique.

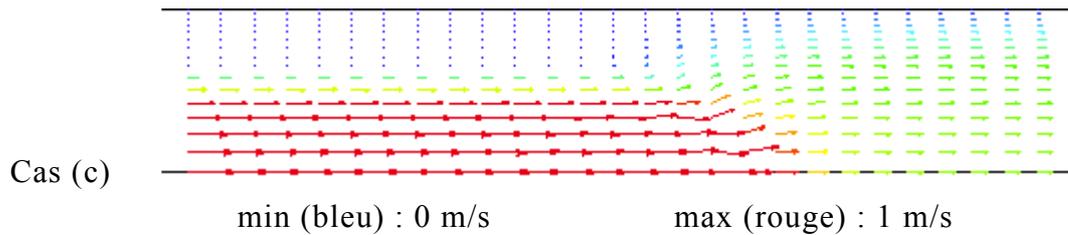
VI.4.3 Champ de vitesse



Cas (a) : $M = 200$, vitesse d'injection : 0.074 m/s



Cas (b) : Solution de Xanthane 1.5 g/l déplacée par une solution aqueuse de viscosité égale à 0.00107 Pas : vitesse d'injection : 0.0074 m/s.



Cas (c) : Solution de Carbopol 1.5 g/l (5 Pa) déplacée par une solution aqueuse de viscosité égale à 0.018 Pas : vitesse d'injection : 0.0074 m/s.

Zoom centré sur la zone du front avant de déplacement

Figure VI.18 : Profils transverses de vitesse le long du tube pour les trois déplacements de fluides newtoniens (Cas a), rhéofluidifiants (Cas b) et viscoplastiques (Cas c) déjà présentés sur la Figure VI.16 et la Figure VI.17.

Les valeurs maximales sont représentées par la couleur rouge et la valeur minimale correspondant à une vitesse nulle par la couleur bleu. On observe, dans les trois cas, une vitesse nulle du fluide déplacé sur toute l'épaisseur du film. Le film est donc immobile ou très faiblement mobile.

On observe, dans les trois cas, une vitesse nulle du fluide déplacé au sein du film résiduel près de la paroi. Dans le cas du déplacement de fluides viscoplastiques (cas c), cette vitesse est nulle sur toute l'épaisseur du film, de la paroi jusqu'à l'interface. Pour les autres déplacements (cas a et cas b), on observe une vitesse faible non nulle près de l'interface au sein du film résiduel. L'observation de la prédiction du champ de vitesse par les simulations prouve donc que, seul le film résiduel dans le cas du déplacement de fluides viscoplastiques (fluides présentant une contrainte seuil) est réellement statique.

Par ailleurs, aucune zone de recirculation n'est observée, ce qui justifie notre hypothèse d'absence de recirculation au sein de ces écoulements lors que nous avons développé le modèle de recirculation.

VI.4.4 Conclusions

Les simulations numériques ont globalement confirmé les caractéristiques des déplacements que nos expériences avaient montrées (ou suggérées). Par ailleurs, elles ont présenté un accord correct avec les résultats obtenus grâce au modèle physique de «recirculation» (écoulement quasi-parallèle) que nous avons développé pour les déplacements de fluides viscoplastiques, et plus particulièrement l'absence de recirculation au sein de l'écoulement. Ces simulations ont également fourni des données complémentaires, comme le champ de pression ou celui de vorticité.

VI.5 Applicabilité des simulations du code Fidap

Les différentes simulations que nous avons réalisées, correspondant à nos valeurs de paramètres expérimentaux ou dans des conditions générales, ont mis en évidence les spécificités du code Fidap. Elles ont ainsi révélé ses limites, principalement en ce qui concerne le domaine utilisable du rapport de viscosité entre les fluides. En outre, elles ont laissé apparaître, dans le cas générique simple du déplacement de fluides newtoniens une légère sous-estimation de l'épaisseur du film résiduel.

Néanmoins, ces simulations ont permis de dégager les influences respectives des différents paramètres rhéologiques des fluides sur l'épaisseur du film résiduel. Elles ont confirmé les caractéristiques des déplacements que nos expériences avaient montrées ou seulement suggéré. Par ailleurs, elles ont présenté un accord correct avec les résultats obtenus grâce au modèle physique de «recirculation» (écoulement quasi-parallèle) que nous avons développé pour les déplacements de fluides viscoplastiques. Elles ont également donné des prédictions pour une gamme plus large des valeurs des paramètres de contrôle que les expériences. Elles ont montré, en particulier, une variation continue de l'épaisseur du film résiduel à partir du cas newtonien avec les paramètres caractérisant le caractère rhéofluidifiant et viscoplastique des fluides.

Il est donc nécessaire de rester prudent lors de l'utilisation de ce code, pour prédire de manière quantitative les propriétés d'un déplacement. Toutefois, il se révèle être utile pour la détermination de l'influence des paramètres rhéologiques des fluides sur l'efficacité du déplacement, qui est d'un intérêt majeur pour une application industrielle.

Conclusion

Nous avons étudié, au cours de ce travail de thèse, l'instabilité de «digitation visqueuse» également appelée instabilité de Saffman-Taylor, que l'industrie pétrolière a mis en évidence très tôt, en analysant les propriétés de récupération du pétrole. Lorsqu'un fluide visqueux (pétrole) est déplacé par un fluide moins visqueux (eau), l'interface entre les deux fluides est instable et prend la forme de «doigts» du fluide le moins visqueux qui envahissent le plus visqueux. Ce même phénomène de digitation visqueuse est observé lors de la phase primaire de cimentation des puits de pétrole, qui consiste à déplacer les boues de forage par du ciment dans l'espace annulaire compris entre le tube en acier et la paroi rocheuse (on note que dans ces cas les fluides en présence sont miscibles, mais les instabilités de digitation visqueuse n'en sont pas moins présentes). L'analyse de ce problème industriel en vue d'une meilleure compréhension des caractéristiques de ce déplacement a été à l'origine de notre travail de thèse. La particularité de ce déplacement réside dans le fait que les fluides sont miscibles, de nature complexe et de rhéologie non-newtonienne. Ce sont en effet, dans la majorité des cas, des fluides viscoplastiques (il est nécessaire de dépasser un seuil de contrainte pour mettre le fluide en mouvement), et/ou à caractère rhéofluidifiant (leur viscosité diminue quand les gradients de vitesse auxquels ils sont soumis augmentent).

Nous avons donc réalisé une étude de l'instabilité de «digitation visqueuse» pour des fluides de rhéologie non-newtonienne, en analysant, d'une part, l'influence du caractère rhéofluidifiant grâce à des solutions de polymère et, d'autre part, l'influence d'une contrainte seuil grâce à des solutions d'argiles et de polymères. Nous nous sommes essentiellement focalisés sur les déplacements de fluides à rapport de viscosité élevé. D'un point de vue fondamental, nous avons cherché à comprendre les mécanismes physiques fondamentaux des déplacements de fluides miscibles non-newtoniens grâce à des expériences en laboratoire à petite échelle. Nous nous sommes concentrés sur l'étude des instabilités d'origine visqueuse en

laissant de côté les instabilités provoquées par la différence de densité entre deux fluides miscibles. Pour cela, nous avons réalisé des expériences de déplacement en tube, dans la limite des grands nombres de Péclet (régime non diffusif). La vitesse d'écoulement est alors suffisamment élevée pour que les deux fluides, bien que miscibles, n'aient pas le temps de se mélanger. Il est donc possible de définir précisément une interface, de sorte que cette situation est formellement semblable à l'écoulement de deux fluides non miscibles avec une tension de surface rigoureusement nulle.

Les étapes de cette étude fondamentale ont été les suivantes :

1. Analyser l'évolution de l'épaisseur du doigt issu du déplacement de fluides non-newtoniens en conduite cylindrique en fonction des caractéristiques de l'écoulement et des fluides utilisés : propriétés rhéologiques, vitesse d'injection, géométrie ...
2. Etudier théoriquement ces phénomènes par une modélisation en supposant les écoulements quasi-parallèles et développer un modèle physique, dit modèle de «recirculation», déterminant l'épaisseur de la couche statique en paroi, dans le cas des déplacements de fluides viscoplastiques.
3. Analyser la stabilité du doigt et la dynamique du développement des instabilités du film résiduel puis évaluer leur impact probable sur le processus de déplacement final.
4. Confronter ces résultats à des simulations numériques axisymétriques obtenues par le code commercial de CFD Fidap.
5. Utiliser Fidap pour obtenir des prédictions dans un domaine plus général de rhéologies et de paramètres géométriques.

Dans une première étape, nous avons analysé les caractéristiques du déplacement laminaire de fluides miscibles newtoniens dans un tube cylindrique conduisant, dans la configuration de viscosité qui nous intéresse, à l'instabilité de digitation visqueuse. Cette étude nous a en effet servi de référence pour l'analyse ultérieure des propriétés des déplacements de fluides de rhéologie non-newtonienne. Elle nous a également permis de tester et de valider notre montage expérimental et notre système de mesure en comparant nos résultats expérimentaux avec les différents travaux existants. Notre objectif était de déterminer le diamètre initial du doigt de digitation visqueuse, lorsqu'il est totalement développé au cours de la première phase du déplacement, avant l'apparition éventuelle d'instabilités.

Nous avons observé que la sélection du diamètre du doigt de digitation visqueuse dans le cas des fluides newtoniens dépendait du rapport de viscosité entre les fluides et était indépendante de la vitesse d'injection. Nous avons montré que cette étude

préliminaire était en bon accord avec les résultats expérimentaux de Petitjeans et al et les simulations numériques de Chen et al. Les principales caractéristiques que nous avons dégagées de cette étude sont les suivantes : l'épaisseur du film résiduel est d'environ 29 % du rayon du tube lorsque le rapport de viscosité entre les fluides tend vers 1, et croît continûment avec le rapport de viscosité pour atteindre la valeur asymptotique de 38 %, correspondant à un rapport de viscosité infini. Il faut noter que la quantité m de fluide laissée en arrière du doigt lorsque les fluides sont d'égale viscosité est de 0.5. Cette valeur correspond à la limite d'apparition de recirculation au sein de l'écoulement. Pour tout $m > 0.5$, il n'existe pas de zone de recirculation. Aucune analyse n'a cependant, pour l'instant, permis de démontrer l'existence d'une relation entre la sélection du diamètre du doigt de digitation visqueuse et l'absence de recirculation au sein de l'écoulement.

Nous avons ensuite analysé l'influence des propriétés rhéologiques non-newtoniennes des fluides sur les caractéristiques du déplacement de digitation visqueuse, et plus particulièrement sur l'épaisseur du film résiduel. Afin de déterminer, dans la mesure du possible, l'influence respective de chacun des paramètres rhéologiques des fluides, nous avons réalisé, dans un premier temps, des expériences de déplacement de fluides à caractère rhéofluidifiant (solutions de Xanthane), puis de fluides viscoplastiques (solutions de Carbopol). Dans chaque cas, nous avons caractérisé les propriétés non-newtoniennes des fluides utilisés, puis nous avons étudié l'effet de ces propriétés sur la fraction résiduelle du fluide déplacé.

On observe un amincissement sensible du film résiduel de paroi et un aplatissement du doigt lorsque le fluide déplacé est rhéofluidifiant. Cette diminution de l'épaisseur du film résiduel est d'autant plus marquée que l'indice rhéofluidifiant p de la loi rhéologique de Cross décrivant le fluide est élevé. Il est intéressant de noter que l'épaisseur minimale que nous ayons observée est d'environ 29 % du rayon du tube, qui est égale à celle obtenue dans le cas du déplacement de fluides newtoniens à faible rapport de viscosité.

Nous avons alors développé un modèle physique d'écoulement quasi-parallèle afin de déterminer les profils de vitesses et de cisaillements en aval du front de déplacement, là où l'épaisseur du film de fluide résiduel est quasi-constante avec la distance et l'écoulement quasi-parallèle. Il serait nécessaire de réaliser une étude complète des caractéristiques de l'écoulement, car il semble que la géométrie tridimensionnelle de l'écoulement au niveau du front du doigt soit responsable de la sélection exacte du diamètre du doigt. Les calculs réalisés dans la région d'écoulement quasi-parallèle montrent que les films de paroi sont presque statiques. Dans le cas des déplacements de fluides à seuil, lorsque l'épaisseur du film est inférieure à l'épaisseur maximale possible h_{\max} , les films sont réellement statiques. Ces résultats indiquent que l'épaisseur du film laissé en arrière du doigt serait

déterminée par l'écoulement en amont du front avant du déplacement, où il est nécessaire de prendre en compte la structure tridimensionnelle de l'écoulement.

Il serait nécessaire de réaliser des déplacements expérimentaux mettant en jeu des fluides de caractère rhéofluidifiant plus marqué que ceux que nous avons utilisés, afin de voir s'il est possible d'observer une épaisseur du film résiduel inférieure à 29% du rayon du tube, à savoir l'épaisseur minimale observée dans le cadre du déplacement de fluides newtoniens.

La seconde partie de notre travail s'est focalisée sur l'influence de la présence d'une contrainte seuil du fluide déplacé sur l'épaisseur du film résiduel. Nous avons observé expérimentalement une diminution supplémentaire de cette épaisseur avec l'augmentation de la valeur de la contrainte. Malheureusement, il s'est avéré très difficile expérimentalement de faire varier la valeur de la contrainte seuil sur une large gamme. Cette réduction de l'épaisseur du film de fluide résiduel est au premier abord surprenante : on se serait, en effet, attendu intuitivement à voir laisser sur les parois un film résiduel de forte épaisseur. Une analyse du profil des contraintes au sein de l'écoulement a montré que le film de fluide résiduel en paroi était immobile, et dans la plupart des cas d'épaisseur inférieure à la limite supérieure pour un film statique.

Nous avons développé, pour expliquer ces résultats, un modèle dit de « recirculation », considérant un déplacement quasi-stationnaire de fluides viscoplastiques et déterminant l'épaisseur du film résiduel, lorsque celui-ci est immobile. Ce modèle est basé sur l'hypothèse qu'une minimisation de l'énergie dissipée dans l'écoulement est obtenue au seuil d'apparition d'une recirculation en amont du front de déplacement, et que l'écoulement ajuste l'épaisseur du film pour se placer à ce seuil.

Cette approche ne peut cependant pas être utilisée pour des fluides rhéofluidifiants sans seuil. Nous avons donc réalisé des simulations numériques à l'aide du code Fidap, aussi bien dans le cas de fluides rhéofluidifiants que dans celui des fluides à seuil et des fluides newtoniens. Malgré des limitations sur les valeurs du rapport de viscosité entre les fluides injecté et déplacé, ces simulations ont confirmé les tendances des résultats expérimentaux et ont permis de faire des prédictions dans une plus large gamme de caractéristiques de fluides que celle utilisée expérimentalement.

L'analyse que nous avons réalisée grâce aux résultats de nos déplacements expérimentaux et des simulations numériques est donc encourageante en vue d'une future compréhension des mécanismes de sélection du doigt de digitation visqueuse dans le cas des fluides rhéofluidifiants et montre des effets très importants des propriétés rhéologiques. Il sera nécessaire de la généraliser, aussi bien expérimentalement que théoriquement et numériquement.

La deuxième phase de notre étude a porté sur l'analyse du développement d'instabilités, qui sont apparues après un temps plus ou moins long, au cours de presque tous nos déplacements expérimentaux de fluides newtoniens et de solutions de Xanthane. Il faut noter qu'aucune instabilité n'a été observée lors des déplacements de fluides viscoplastiques. Nous n'avons néanmoins aucun argument physique justifiant ce comportement. Lors des déplacements de fluides newtoniens et de solutions de Xanthane, deux types distincts d'instabilités sont apparus : des instabilités axisymétriques et non-axisymétriques. Ces caractéristiques sont identiques à celles présentées par Scoffoni et al. pour le déplacement de fluides miscibles newtoniens. Nous avons étudié le profil de cisaillement au sein du film résiduel et montré que celui-ci est inférieur au cisaillement critique laissant apparaître le caractère rhéofluidifiant du fluide. Le fluide du film résiduel se comporte donc, dans ce cas, comme un fluide newtonien de viscosité égale à celle du «palier» correspondant aux faibles taux de cisaillement. Il est donc naturel d'observer des instabilités dont les caractéristiques sont identiques à celle d'un déplacement de fluides newtoniens.

L'augmentation de l'amplitude des instabilités, après la première phase de leur développement, favorise l'évacuation du fluide déplacé et aboutit à un amincissement sensible du film de fluide résiduel, qui présente alors de fluctuations d'amplitude plus réduites.

Si l'analyse des caractéristiques des instabilités est d'un intérêt fondamental certain, elle est également utile pour les applications industrielles. Les instabilités vont en effet permettre de déplacer progressivement le film résiduel et de réduire ainsi son épaisseur. Or l'objectif recherché lors d'un déplacement de fluides dans un contexte industriel est généralement l'élimination du film résiduel en paroi à moindre coût, c'est à dire en utilisant le volume de fluide injecté le plus faible possible. Il est donc particulièrement utile de connaître la variation de l'épaisseur du film résiduel, après le développement puis l'amortissement des instabilités, en fonction des paramètres de l'écoulement, et plus particulièrement de la vitesse d'injection, pour une configuration de fluides et de rhéologies donnés. Il est ainsi possible d'ajuster le volume de fluide injecté utilisé et d'optimiser l'efficacité du déplacement par conséquent. Nous avons donc analysé la diminution du film résiduel pour nos déplacements expérimentaux en fonction du nombre de volumes de fluide injecté et des paramètres physiques et rhéologiques. Nous avons ainsi observé que, si l'augmentation de la vitesse d'injection tend dans un premier temps à augmenter l'épaisseur du film résiduel initial, elle favorise également l'apparition et le développement des instabilités, conduisant ultérieurement à un amincissement rapide du film et à une quantité de fluide déplacé résiduel plus faible.

En se basant sur l'analyse physique développé par Hinch, nous avons évalué l'évolution de la vitesse de propagation et du taux de croissance des instabilités en

fonction des paramètres physiques et rhéologiques du déplacement. Elles ont présenté une variation linéaire avec le carré de la vitesse d'injection et l'inverse de la viscosité du fluide déplacé. Cette évolution est également en accord avec les résultats théoriques et expérimentaux présentés par Charru.

Dans une étape ultérieure, et malgré les résultats positifs obtenus par nos évaluations physiques, il serait utile de réaliser une analyse de stabilité plus complète, pour déterminer plus quantitativement le taux de croissance des instabilités en fonction des paramètres physiques et rhéologiques du déplacement, et par conséquent l'évolution temporelle de l'amincissement du film résiduel. Cette étude s'avère difficile, car les instabilités sont non-linéaires et leur conformation géométrique est hélicoïdale et donc tridimensionnelle. Elle sera entreprise au cours d'une thèse encadrée par I. Frigaard.

En résumé, notre étude a permis d'étendre aux fluides non-newtoniens l'analyse déjà réalisée sur les caractéristiques des déplacements de fluides newtoniens. Les résultats que nous avons obtenus expérimentalement et par modélisation physique ont démontré une influence très importante des caractéristiques rhéofluidifiantes et de la présence d'un seuil d'écoulement sur l'épaisseur initiale du film de fluide déplacé. Les simulations numériques ont permis d'étendre ces résultats à des gammes de caractéristiques de fluides plus larges que celles étudiées expérimentalement : il sera important de vérifier ultérieurement expérimentalement la validité de ces résultats. Une approche théorique de l'évaluation de l'épaisseur initiale du film résiduel de fluide déplacé, dans le cas de fluides à seuil, a pu être menée à bien : elle est basée sur l'évaluation du seuil d'apparition d'une recirculation en amont du front de déplacement. Il serait important de généraliser cette approche au cas des fluides rhéofluidifiants sans seuil (ou de développer des approches alternatives). Le rôle apparemment clé de la présence (ou de l'absence) d'une zone de recirculation dans le fluide déplacé devra, en particulier, être compris.

Par ailleurs, notre étude expérimentale des instabilités a montré à quel point celles-ci ont un rôle important pour l'élimination du film résiduel en paroi, après un temps d'injection suffisamment long. Elles ont aussi montré que ces instabilités ne semblaient pas apparaître quand le fluide présente une contrainte seuil. Une analyse plus complète au départ, par une approche de type stabilité linéaire, pourrait permettre de généraliser ces résultats.

Annexe

Rappelons ici les principales caractéristiques et les profils de vitesses des écoulements de fluides de rhéologie non-newtonienne. Pour les fluides non-newtoniens, l'équation de Navier-Stokes n'est plus valable. En se limitant au cas de fluides de caractéristiques indépendantes du temps et isotropes (on néglige la thixotropie et la viscoélasticité), il existe une relation définie et fonction du matériau entre taux de cisaillement et contraintes visqueuses. Dans une géométrie axiale simple, le taux de cisaillement $\partial v_x / \partial r$ n'est plus simplement proportionnel à la contrainte visqueuse, mais présente une variation plus complexe $f(\sigma'_{xr})$. Cela revient à dire qu'on prend en compte les caractéristiques rhéofluidifiantes ou rhéoépaississantes mais pas la thixotropie ou la viscoélasticité. Par ailleurs, on continue de supposer que le gradient de pression $\partial p / \partial x$ est constant dans une section du tube : cela est vérifié si on atteint un régime d'écoulement établi suivant Ox. Même si des gradients de pression transverses apparaissent à cause de contraintes normales, ils seront constants avec la distance.

1. Ecoulement stationnaire d'un fluide non-newtonien en géométrie cylindrique.

On considère un écoulement stationnaire axial : les tranches de fluides situées entre r et $r + \delta r$ doivent être en équilibre mécanique, ce qui impose que la condition $\sigma'_{xr}(r + \delta r) = \sigma'_{xr}(r)$ soit réalisée pour toutes les valeurs de r et δr . La contrainte visqueuse σ'_{xr} doit être constante dans toute la couche fluide ce qui impose que le taux de cisaillement $\partial v_x / \partial r = f(\sigma'_{xr})$ soit également constant. On a donc, comme pour un fluide newtonien un écoulement de cisaillement simple.

On étudie d'abord l'écoulement axial le long de l'axe Ox pour les fluides newtoniens. La projection de l'équation de mouvement générale

$$\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = \rho f_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma'_{ij}}{\partial x_j}$$

peut s'écrire, en géométrie cylindrique :

$$\frac{\partial}{\partial r} (\sigma'_{xr} r) = r \frac{\partial p}{\partial x}$$

(on suppose la direction radiale verticale pour ne pas avoir à faire intervenir l'accélération de la pesanteur). On a supposé de nouveau $\sigma'_{xr} = 0$ sur l'axe $r = 0$, car le transport de quantité de mouvement n'a pas de raison de s'effectuer dans une direction plutôt que dans une autre. On a alors par intégration

$$\sigma'_{xr} = \frac{r}{2} \frac{\partial p}{\partial x}$$

Pour une relation force-déformation $\partial v_x / \partial r = f(\sigma'_{xr})$, on en déduit la relation :

$$v_x(r) = - \int_r^R f\left(\frac{u}{2} \frac{\partial p}{\partial x}\right) du$$

On peut alors calculer le débit Q par intégration de $2\pi r v_x(r)$ suivant r . Après intégration par parties, on obtient finalement :

$$Q = -\pi \int_r^R r^2 f\left(\frac{r}{2} \frac{\partial p}{\partial x}\right) dr$$

On vérifie en prenant $f(u) = u/\eta$, on retrouve bien les équations pour les fluides newtoniens. On remplace dans cette dernière équation r et $(\partial p / \partial x)$ en fonction de σ'_{xr} et de la contrainte σ'_w à la paroi en utilisant la relation $\sigma'_{xr} = \frac{r}{2} \frac{\partial p}{\partial x}$ et la relation $\sigma'_{xr} = \sigma'_w r / R$ qui en dérive. On a alors

$$Q = -\pi \frac{R^3}{\sigma_w'^3} \int_0^{\sigma_w'} \sigma_{xr}'^2 f(\sigma_{xr}') d\sigma_{xr}' \quad \text{soit :} \quad Q \sigma_w'^3 = -\pi R^3 \int_0^{\sigma_w'} \sigma_{xr}'^2 \gamma_{xr}' d\sigma_{xr}'$$

Dérivons cette équation par rapport à σ'_w :

$$3Q + \sigma_w \frac{dQ}{d\sigma_w} = -\pi R^3 \dot{\gamma}_w \quad \text{ou} \quad \dot{\gamma}_w = -\frac{Q}{\pi R^3} \left(3 + \frac{d \ln Q}{d \ln \Delta p} \right)$$

2. Profils de vitesse pour des lois rhéologiques simples.

- Fluides en loi de puissance

On suppose que $\sigma'_{xr} = D(\partial v_x / \partial r)^{1-\alpha}$, correspondant à une viscosité effective en $(\partial v_x / \partial r)^{-\alpha}$; cette loi se réduit à la loi des fluides newtoniens pour $\alpha=0$ et $D=\eta$. Pour $\alpha < 0$, la viscosité apparente $\sigma'_{xr} / (\partial v_x / \partial r)$ augmente avec le taux de cisaillement (fluide rhéoépaississant). Pour $\alpha > 0$, la viscosité apparente $\sigma'_{xr} / (\partial v_x / \partial r)$ diminue avec le taux de cisaillement (fluide rhéofluidifiant). On a alors $f(u) = D^{-1/(1-\alpha)} u^{1/(1-\alpha)}$. On obtient ainsi les profils de vitesse dans un tube cylindrique :

$$v_x(r) = \frac{1-\alpha}{2-\alpha} \left[\frac{1}{2D} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \right]^{\frac{1}{1-\alpha}} \left(R^{\frac{2-\alpha}{1-\alpha}} - r^{\frac{2-\alpha}{1-\alpha}} \right)$$

La valeur du débit correspondant est donc :

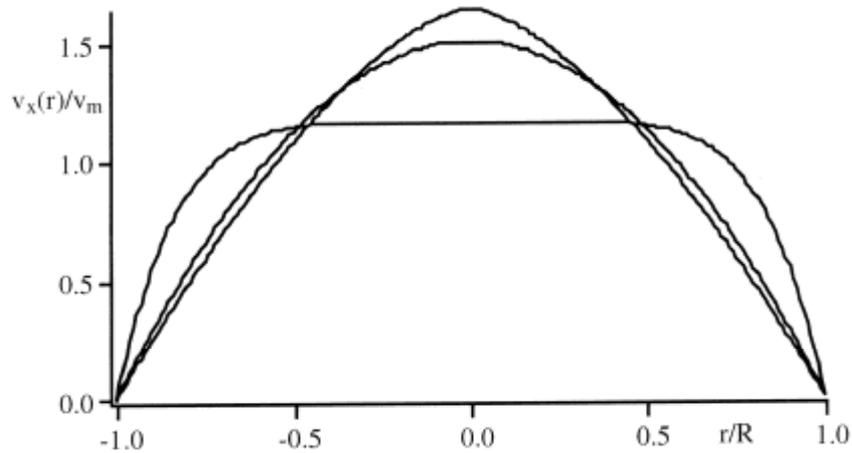
$$Q = \frac{\pi(1-\alpha)}{4-3\alpha} \left[\frac{1}{2D} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \right]^{\frac{1}{1-\alpha}} \left(R^{\frac{4-3\alpha}{1-\alpha}} \right)$$

On constate que pour $\alpha > 0$, l'exposant de la loi de variation du débit avec l'ouverture des canaux à gradient de pression donné est plus élevé que les lois en R^4 obtenues pour des fluides newtoniens (l'exposant de T peut en effet être écrit $4 + \alpha / (1 - \alpha)$). Le contraste de débit entre deux canaux de section différente sous une différence de pression donnée est donc augmenté par les caractéristiques rhéofluidifiantes du fluide.

Soit $v_m = Q / \pi R^2$ la valeur moyenne de la vitesse, on peut donc réécrire le profil de vitesse sous la forme :

$$\frac{v_x}{v_m} = \frac{4-3\alpha}{2-\alpha} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{2-\alpha}{1-\alpha}} \right]$$

On voit que les profils de vitesse obtenus pour $\alpha > 0$ (fluides rhéofluidifiants) sont plus aplatis que le profil parabolique correspondant aux fluides newtoniens ($\alpha = 0$). Par contre, pour les fluides rhéoépaississants, les profils sont plus pointus.



Profil diamétral du rapport de la vitesse locale et de la vitesse moyenne dans un tube cylindrique pour des fluides présentant des caractéristiques rhéologiques en loi de puissance : courbe supérieure : $\alpha = -0.8$ (fluide rhéoépaississant), courbe intermédiaire $\alpha = 0$ (fluide newtonien), profil le plus aplati : $\alpha = 0.8$ (fluide rhéofluidifiant).

- Fluides de Bingham en tube

Comme nous l'avons déjà dit, ce sont des fluides à seuil pour lesquels on a une relation linéaire entre contrainte et déformation au-dessus du seuil σ_y .

Les propriétés rhéologiques d'un fluide de Bingham sont les suivantes.

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_y + K * \dot{\gamma} & \text{si } |\tau| > \tau_y \\ \dot{\gamma} &= 0 & \text{si } |\tau| \leq \tau_y, \text{ où } \tau_y \text{ est la contrainte seuil du fluide.} \end{aligned}$$

En suivant la même démarche que précédemment, on obtient le profil de vitesse dans un tube cylindrique :

$$\begin{aligned} v_x(r) &= \frac{1}{4K} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| [R - r][R + r - 2r_0] & \text{pour } r > r_0, \\ v_x(r) &= \frac{1}{4K} \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| [R - r_0]^2 & \text{pour } r > r_0, \end{aligned}$$

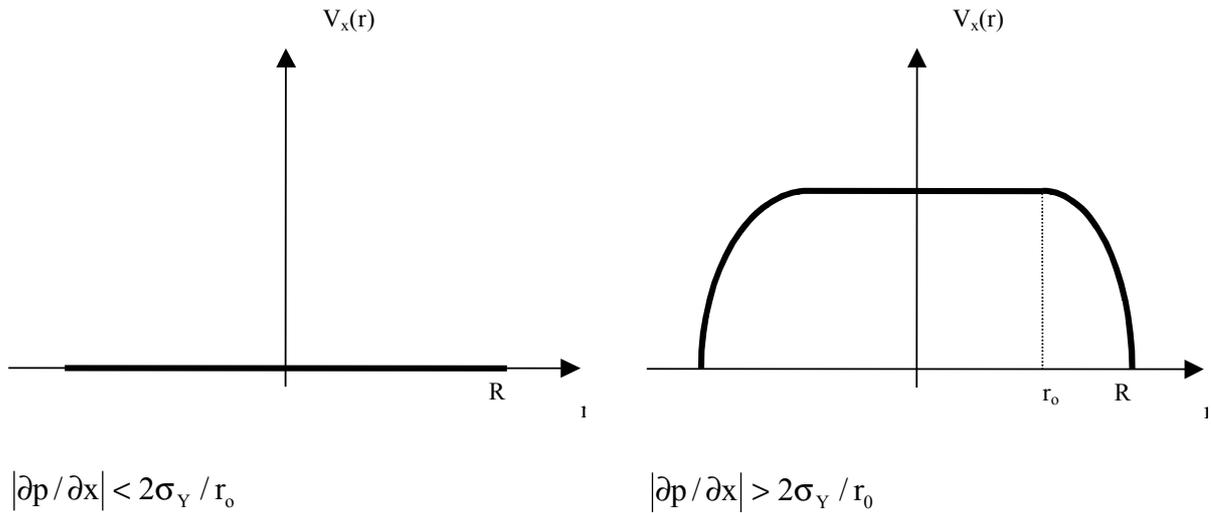
où $\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right|$ est le gradient de pression de l'écoulement,

et R est le rayon du tube.

On détermine la valeur de r_0 , en calculant le débit total de l'écoulement :

$$\frac{Q}{2\pi R^3} \left(\frac{D}{\tau_y} \right) \left(\frac{r_0}{R} \right) = \left(1 - \frac{r_0}{R} \right)^2 \left(\frac{1}{2} \right) \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{r_0}{R} \right) + \frac{1}{12} \left(1 - \frac{r_0}{R} \right)^2 \right]$$

Les différents profils de vitesse possibles pour cet écoulement sont les suivants :



Profils de vitesse observés pour un fluide de Bingham pour diverses valeurs du gradient de pression longitudinal.

Le gradient de vitesse $\frac{\partial v_x}{\partial r}$ est nul dans la région centrale du profil jusqu'à un rayon r_0 vérifiant $r_0 = 2\sigma_y / \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right|$.

On aura dans cette zone une vitesse constante V_{\max} , qui est nulle si $r_0 > R$. La détermination du champ de vitesse d'un fluide viscoplastique en écoulement est liée à la détermination de la valeur de r_0 . La région centrale, de vitesse constante est communément appelée zone «bouchon». En effet, elle correspond à la partie du profil non cisailée, on dit donc qu'elle se déplace en «bouchon».

- Fluides de Herschel-Bulkley en tube

Lorsque la rhéologie des fluides est plus complexe, telle que celle des fluides suivant une loi d'Herschel-Bulkley, la détermination du rayon r_0 s'avère plus difficile et nécessite de plus amples calculs. Plusieurs méthodes ont été développées

pour tenter de déterminer cette surface, notamment celles de Wilson en 1993, Wilson & Taylor en 1996 et Wilson et Bittleston en 1991.

Les fluides d'Herschel-Bulkley sont des fluides à seuil à caractère rhéofluidifiant. La relation entre la contrainte et la déformation au-dessus du seuil σ_y n'est pas linéaire.

Les propriétés rhéologiques d'un fluide d'Herschel-Bulkley sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_y + K * (\dot{\gamma})^n & \text{si } |\tau| > \tau_y \\ \dot{\gamma} &= 0 & \text{si } |\tau| \leq \tau_y, \text{ où } \tau_y \text{ est la contrainte seuil du fluide.} \end{aligned}$$

En suivant la même démarche que précédemment, on obtient le profil de vitesse dans un tube cylindrique :

$$v_x(r) = \left(\frac{n}{n+1} \right) \left(\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| * \frac{1}{2K} \right)^{\frac{1}{n}} \left[(R - r_0)^{\frac{n+1}{n}} - (r - r_0)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad \text{pour } r > r_0,$$

$$v_x(r) = \left(\frac{n}{n+1} \right) \left(\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| * \frac{1}{2K} \right)^{\frac{1}{n}} \left[(R - r_0)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad \text{pour } r > r_0,$$

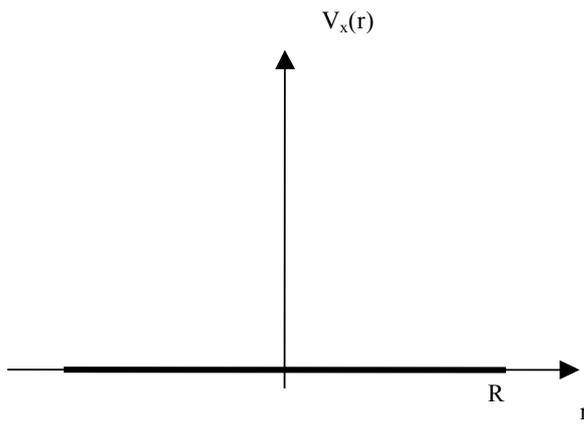
où $\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right|$ est le gradient de pression de l'écoulement,

et R est le rayon du tube.

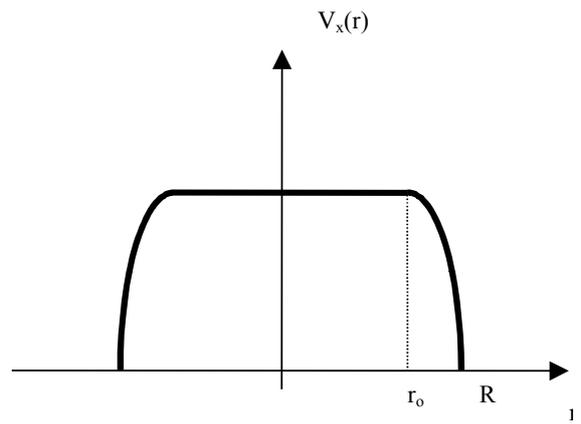
On détermine la valeur de r_0 , en calculant le débit total de l'écoulement :

$$\frac{Q}{2\pi R^3} \left(\frac{D}{\tau_y} \right)^{\frac{1}{n}} \left(\frac{r_0}{R} \right)^{\frac{1}{n}} = \left(1 - \frac{r_0}{R} \right)^{\frac{n+1}{n}} \left(\frac{n}{n+1} \right) \left[\frac{1}{2} - \frac{n}{2n+1} \left(1 - \frac{r_0}{R} \right) + \frac{n}{2n+1} \frac{n}{3n+1} \left(1 - \frac{r_0}{R} \right)^2 \right]$$

Le gradient de vitesse $\frac{\partial v_x}{\partial r}$ est nul dans la région centrale du profil jusqu'à un rayon r_0 vérifiant $r_0 = 2\sigma_y / \left| \frac{\partial p}{\partial x} \right|$. On aura dans cette zone une vitesse constante V_{\max} , qui est nulle si $r_0 > R$. La détermination du champ de vitesse d'un fluide viscoplastique en écoulement est liée à la détermination de la valeur de r_0 . La région centrale, de vitesse constante est communément appelée zone «bouchon». En effet, elle correspond à la partie du profil non cisailée, on dit donc qu'elle se déplace en «bouchon».



$$|\partial p / \partial x| < 2\sigma_Y / r_0$$



$$|\partial p / \partial x| > 2\sigma_Y / r_0$$

Profils de vitesse observés pour un fluide d'Herschel-Bulkley pour diverses valeurs du gradient de pression longitudinal.

Bibliographie

- 1 Abdelhaye Y., Daccord G., Duval F., Louge A. & Van Damme H., (1997). La fracturation hydraulique des gels colloïdaux. *C. R. Acad. Sci. Paris, t. 325, Série II b*, p. 221-227.
- 2 Alderman N.J. & Maitland G.C., (1987). The Haake HPHT rheometer fault diagnosis and problem solving. *Schlumberger Cambridge Research*, Internal Manual, SCR/M/1987/004/RFP/C.
- 3 Alderman N.J., (1989). Gelation history of bentonite suspensions. *Schlumberger Cambridge Research. Departmental note: RFP/111*.
- 4 Alexandrou A.N. & Entov V., (1997). On the steady-state advancement of fingers and bubbles in a Hele-Shaw cell filled by a non-Newtonian fluid. *Euro. J. Appl. Math.* 8, 73-87.
- 5 Allouche M. and Frigaard I. A., (2000). Static wall layers in the displacement of two visco-plastic fluids in a plane channel. *J. Fluid. Mech.*, vol. 424, pp. 243-277.
- 6
- 7 Allouche M., (1998). Mud on the Wall. Two-dimensional transient computations. *Schlumberger Riboud Product Center Research Department note, number RDP 99-013*.
- 8 Aul R.W. & Olbricht W.L., (1990). Stability of a thin annular film in a pression-driven low-Reynolds-number flow through a capillary. *J. Fluid Mech.*, vol. 215, pp. 585-599.

- 9 Bacri J.-C., Hoyos M., Rakotomalala N., Salin D., Bourlion M., Daccord G., Lenormand R. & Soucemarianadin S., (1991). Ultrasonic diagnostic in porous media and suspensions. *J. Phys. III France* 1455-1466.
- 10 Bai R., Chen K. & Joseph D.D., (1992). Lubricated pipelining: stability of core-annular flow. Part 5. Experiments and comparison with theory. *J. Fluid Mech.*, vol. 240, pp. 97-132.
- 11 Barthelet P. & Charru F., (1998). Benjamin-Ferri and Eckaus instabilities with galilean invariance: the case of interfacial waves in viscous shear flows. *Eur. J. Mech., B/Fluids*, 17, n° 1, 1-18.
- 12 Barthelet P., Charru F. & Fabre J., (1995). Experimental study of interfacial long waves in a two-layer shear flow. *J. Fluid. Mech.*, vol. 303, pp. 23-53.
- 13 Beirute R.M. & Flummerfelt R.W., (1977). Mechanics of the displacement process of drilling muds by cement slurries using an accurate rheological model. *Society of Petroleum Engineers, paper number SPE 6801*.
- 14 Benamar M. & Poiré E.C., (1999). Pushing a non-newtonian fluid in a Hele-Shaw cell: From fingers to needles. *Phys. Fluids, Vol. 11, No. 7*.
- 15 Bensimon D., (1985). Stability of viscous fingering. *Phys. Rev. A., Vol. 33 : 1302-1308*.
- 16 Bewersdorff H.-W. & Singh R.P., (1988). Rheological and drag reduction characteristics of Xanthan gum solutions. *Rheologica Acta* 27 : 617-627.
- 17 Billingham J. & Ferguson J.W.J., (1993). Laminar, unidirectional flow of a thixotropic fluid in a circular pipe. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 47 21-55.
- 18 Bittleston S.H., (1990). Laminar displacement in a vertical eccentric annulus. *SCR Report: SCR/SR/1990/003/FLM/C*.
- 19 Bittleston S.H., (1990). Laminar displacement in an inclined eccentric annulus. *SCR Report: SCR/SR/1990/032/FLM/C*.
- 20 Bonn D., Kellay H. & Meunier J., (1998). Viscous fingering and related instabilities in complex fluids. *Philosophical Magazine B*, 78, 131.
- 21 Bonn D., Kellay H., Benamar M. & Meunier J., (1995). Viscous finger widening with surfactants and polymers. *Phys. Rev. Lett.*, 75, 2132.

- 22 Bonn D., Kellay H., Bräunlich M., Benamar M. & Meunier J., (1995). Viscous fingering in complex fluids. *Physica A*, 220, 60.
- 23 Bonn D., Kellay H., Tanaka H. & Wegdam G.. Laponite: What is the difference between a gel and a glass?
- 24 Brady S. D., Drecq P.P., Baker K.C. & Guillot D.J., (1992). Recent technological advances help solve cement placement problems in the gulf of Mexico. *Society of Petroleum Engineers, paper number SPE 23927*.
- 25 Bretherton F.P., (1961). The motion of long bubbles in tubes. *J. Fluid Mech.*, 10: 166-88.
- 26 Cachile M., Chertcoff R., Calvo A., Rosen M., Hulin J.P. & Cazabat A.M., (1996). Residual film dynamics in glass capillaries. *Journal of Colloid and Interface Science*, 182, 483-491.
- 27 Charles M.E. & Lilleleht L.U., (1965). An experimental investigation of stability and interfacial waves in co-current flow of two liquids. *J. Fluid Mech.*, vol. 22, part 2, pp. 217-224.
- 28 Charru F., (1998). « Phase diagram » of interfacial instabilities in two-layer shear flows. *Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98*.
- 29 Chen C.Y. & Meiburg E., (1996). Miscible displacements in capillary tubes. Part.2 numerical simulations. *J. Fluid Mech.*, 326: 57-90.
- 30 Cockburn B. & Shu C.-W., (1994). Non-linear stable compact schemes for shock calculations. *SIAM J. Numer. Anal.* 31(3), pp. 607-627.
- 31 Combescot R., Dombre T., Hakim V. & Pomeau Y., (1986). Shape selection of the Saffman-Taylor fingers. *Phys. Rev. Lett.*, 56: 2036-2039.
- 32 Combescot R., Dombre T., Hakim V. & Pomeau Y., (1988). Analytic theory of the Saffman-Taylor fingers. *Phys. Rev. A.*, 37: 1270-1283.
- 33 Couarraze G., Grossiord J.L., (1991). Initiation à la rhéologie. *Lavoisier – Tec & Doc*.
- 34 Coussot P., (1999). The Saffman-Taylor instability in yield stress fluids. *J. Fluid Mech.*, 380, 63.
- 35 Couturier M., Guillot D., Hendriks H. & Callet F., (1990). Design rules and associated spacer properties for optimal mud removal in eccentric annuli. *Society of Petroleum Engineers, paper number SPE 21594*.
- 36 Cox B.G., (1962). On driving a viscous fluid out of a tube. *J. Fluid Mech.* 14, 81.

- 37 Crawshaw J. P. & Nijs O., (1997). Experimental investigation of the stability of a sharp fluid/fluid interface. *Scientific Note. Schlumberger Cambridge Research. SCR/SN/1997/037/FCP/C.*
- 38 Dahlin A., Pafitis D.G. & Sayers C.M., (1992). Comparison of rheological and ultrasonic measurements on cement slurries. *Schlumberger Cambridge Research, SCR/SN/1992/041/WPC/C.*
- 39 Dombre T. & Hakim V., (1986). Quelle est la largeur des « doigts » de Saffman et Taylor ? *La Recherche, No. 181, Vol. 17, 1260-1262.*
- 40 Fenie H. & Frigaard I. A., (1999). Transient fluid motions in a simplified model for oilfield plug cementing. *Math. Comp. Mod.*
- 41 Fenie H. & Frigaard I.A., (1998). Computing interface propagation in a slot exchange flow of two Bingham fluids; a test problem for axial displacements. *Schlumberger Riboud Product Center Research report, number RD 98-007.*
- 42 Flummerfelt R.W., (1973). An analytical study of laminar non-newtonian displacement. *Society of Petroleum Engineers, paper number SPE 4486.*
- 43 Frigaard I. A. & Scherzer O., (1998). Uniaxial exchange flows of two Bingham fluids in a cylindrical duct. *IMA J. Appl. Math., 61, 237-266.*
- 44 Frigaard I. A. & Scherzer O., (1999). The effects of yield stress variation on uniaxial exchange flows of two Bingham fluids in a pipe. *J. Appl. Math.*
- 45 Frigaard I. A., (1998). Stratified exchange flows of two Bingham fluids in an inclined slot. *J. Non-Newtonian Fluid Mech. 78, 61-87.*
- 46 Frigaard I. A., (2001). Uniqueness and non-uniqueness in the steady displacement of two visco-plastic fluids. *To appear in ZAMM vol. 81(2), pp. 99-118.*
- 47 Frigaard I.A., (1999). Micro-annulus prediction: a simplified model for laminar fluid-fluid displacements of two non-Newtonian fluids in a slot. *Schlumberger Riboud Product Center Research report, number RD 99-002.*
- 48 Frigaard I.A., Howison S.D. & Sobey I.J., (1994). On the stability of Poiseuille flow of a Bingham fluid. *J. Fluid Mech., 263 pp. 133-150.*
- 49 Goldsmith H. L. & Mason S.G., (1963). The flow of suspensions through tubes, Part II. Single large bubbles. *J. Colloid Sci. 18, 237.*

- 50 Gorodtsov V.A. & Yentov V.M., (1997). Instability of the displacement fronts of non-Newtonian fluids in a Hele-Shaw cell. *J. Appl. Maths Mechs.*, 61(1) pp. 111-126.
- 51 Guyon E., Hulin J.P., Petit L., (1991). Hydrodynamique Physique. Interedition.
- 52 Hammond P.S., (1983). Non-linear adjustment of a thin annular film of viscous surrounding a thread of another within a circular cylindrical pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 137, pp. 363-384.
- 53 Hickox C. E., (1971). Instability due to viscosity and density stratification in axisymmetric pipe flow. *Phys. Fluids*, vol. 14, number 2.
- 54 Hinch E.J., (1984). A note on the mechanism of the instability at the interface between two shearing fluids. *J. Fluid Mech.* 144, 463-465.
- 55 Homsy G.M., (1987). Viscous fingering in porous media. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 19: 271-311.
- 56 Homsy G.M., (1988). The effect of dispersion on fingering in miscible displacements. In *Disorder and Mixing*, pages 237-250. Eds E. Guyon, J.P. Nadal and Y. Pomeau (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht).
- 57 Hong D. C. & Langer J.S., (1986). Analytic theory of the selection mechanism in the Saffman-Taylor problem. *Phys. Rev. Lett.*, 56: 2032-2035.
- 58 Hooper A.P. & Boyd W.G.C., (1987). Shear-flow instability due to a wall and a viscosity discontinuity at the interface. *J. Fluid Mech.*, vol. 179, pp. 201-225.
- 59 Joseph D.D. & Renardy Y.Y., (1992). Fundamentals of two fluid dynamics, Part II. Lubricated Transport drops and Miscible Liquids (Springler Verlag, Berlin).
- 60 Joseph D.D., (1990). Fluid dynamics of two miscible liquids with diffusion and gradient stresses. *Eur. J. Mech. B/Fluids*, 9: 565-96.
- 61 Joseph D.D., Bai R., Chen K.P. & Renardy Y.Y., (1997). Core-annular flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 29: 65-90.
- 62 Joseph. D. & Renardy Y.. Fundamentals of two-fluid dynamics, Part I. & Part II.. *Interdisciplinary Applied mathematics*, Springer-Verlag.
- 63 Joseph. D., Renardy M. & Renardy Y., (1984). Instability of the flow of two immiscible liquids with different viscosities in a pipe. *J. Fluid Mech.*, vol. 141, pp. 309-317.

- 64 Kao T.W. & Park C., (1972). Experimental investigations of the stability of channel flows. Part 2. Two-layered co-current flow in a rectangular channel. *J. Fluid Mech.*, vol. 52, part 3, pp. 401-423.
- 65 Kelessidis V.C., Guillot D.J., Rafferty R., Borriello G. & Merlo A., (1993). Field data demonstrate improved mud removal techniques lead to successful cement jobs. *Society of Petroleum Engineers, paper number SPE 26982*.
- 66 Lajeunesse E., Martin J., Rakotomalala N., & Salin D., (1997). 3D instability of miscible displacements in a Hele-Shaw cell. *Phys. Rev. Lett.*, 79: 5254-57.
- 67 Lajeunesse E., Martin J., Rakotomalala N., Salin D. & Yortsos Y., Miscible displacements in a Hele-Shaw cell at high rates, (1999). *J. Fluid Mech.*, vol. 398, pp. 299-319.
- 68 Li J. & Renardy Y., (1999). Direct simulation of unsteady axisymmetric core-annular flow with high viscosity ratio. *J. Fluid. Mech.*, vol. 391, pp. 123-149.
- 69 Lin J. & Hwang C., (2000). Finite amplitude long-wave instability of power-law liquid films. *International Journal of Non-Linear Mechanics* 35, 769-777.
- 70 Lindner A., (2000). Instabilité de Saffman-Taylor dans les fluides complexes : relation entre les propriétés rhéologiques et la formation des motifs. *Thèse de doctorat, soutenue le 08/09/2000*.
- 71 Liu J., Paul J. D. & Gollub J.P., (1993). Measurements of the primary instabilities of film flows. *J. Fluid Mech.*, vol. 250, pp. 69-101.
- 72 Maitland G., (1991). Rheology in oilfield drilling and pumping operations. *Brit. Soc. Rheol. Bull.*, 33 (4) 78-88.
- 73 Manickam O. & Homsy G.M., (1993). Stability of miscible displacements in porous media with nonmonotonic viscosity profiles. *Phys. Fluids. A* 5.
- 74 McLean J.W. & Saffman P.G., (1980). The effect of surface tension on the shape of fingers in a Hele-Shaw cell. *J. Fluid. Mech.*, 102: 455-69.
- 75 Mineev-Weinstein M., (1998). Selection of the Saffman-Taylor finger in the absence of surface tension: an exact result. *Phys. Rev. Lett.*, 80: 2113-16.
- 76 Mourchid A. & Levitz P., (1998). Long-term gelation of laponite aqueous dispersions. *Phys. Rev. E, Volume 57, Number 5*.

- 77 Mourchid A., Delville A. & Levitz P., (1995). Sol-gel transition of colloidal suspensions of anisotropic particles of laponite. *Faraday Discuss.*, 101, 275-285.
- 78 Mourchid A., Delville A., Lambard J., Lécolier E. & Levitz P., (1995). Phase diagram of colloidal dispersions of anisotropic charged particles: equilibrium properties, structure and rheology of laponite suspensions. *Langmuir*, Vol. 11, No. 6.
- 79 Mourchid A., Lécolier E., Van Damme H. & Levitz P., (1998). On viscoelastic, birefringent and swelling properties of laponite clay suspensions: revisited phase diagram. *Langmuir*, 14, 4718-4723.
- 80 Muller G., Lecourtier J., Chauveteau G. & Allain C., (1984). Conformation of the Xanthan molecule in an ordered structure. *Makromol. Chem., Rapid Commun.* 5, 203-208.
- 81 Pafitis D.G., (1992). A comparison of the bob and vane techniques for rheological measurements on setting cements. *Schlumberger Cambridge Research, SCR/SN/1992/029/WPC/C*.
- 82 Pafitis D.G., (1992). Experimental investigation of cement slurry shear properties. *Schlumberger Cambridge Research, SCR/SN/1992/023/WPC/C*.
- 83 Patterson L., (1985). Fingering with miscible fluids in a Hele-Shaw cell. *Phys. Fluids* 28, 26.
- 84 Petijeans P. & Maxworthy T., (1996). Miscible displacements in capillary tubes. Part.1 experiments. *J. Fluid Mech.*, 326: 37-56.
- 85 Petijeans P. & Maxworthy T., (1997). Fluides non miscibles / fluides miscibles : des similitudes intéressantes. *C. R. Acad. Sci. Paris, t. 325, Série II, p. 587-592*.
- 86 Petijeans P., (1996). Une tension de surface pour les fluides miscibles. *C.R. Acad. Sci.*, 322: 673-79.
- 87 Pignon F., Magnin A. & Piau J. M., (1997). Butterfly light scattering pattern and rheology of a sheared thixotropic clay gel. *Phys. Rev. Lett.*, Volume 79, Number 23.
- 88 Pignon F., Magnin A. & Piau J. M., (1998). Thixotropic behaviour of clay dispersions: combinations of scattering and rheometric techniques. *J. Rheol.* 42(6).
- 89 Pinarbasi A. & Liakopoulos A., (1995). Stability of two-layer Poiseuille flow of a Carreau-Yasuda and Bingham-like fluids. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 57 pp. 227-241.

- 90 Poiré E.C. & Benamar M., (1998). Finger behaviour of a shear-thinning fluid in a Hele-Shaw cell. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, No. 10: 2048-2051.
- 91 Pozrikidis C., (1997). Instability of two-layer creeping flow in a channel with parallel-sided walls. *J. Fluid Mech.*, vol. 351, pp. 139-165.
- 92 Rabaud M., Couder Y. & Gerard N., (1988). Dynamic and stability of anomalous Saffman-Taylor fingers. *Phys. Rev. A*, 37: 935-47.
- 93 Rakotomalala N., Salin D. & Watzky P., (1997). Miscible displacement between two parallel plates: BGK lattice gas simulations. *J. Fluid Mech.*, vol. 338, pp. 277-297.
- 94 Rakotomalala N., Salin D. & Watzky P., (1997). Short communication. fingering in 2D parallel viscous flow. *J. Phys. II France* 7, 967-972.
- 95 Ramsay J.D.F., (1986). Colloidal properties of synthetic hectorite clay dispersions. *J. of Colloid and Interface Science*, Vol. 109, No. 2.
- 96 Reinelt D.A. & Saffman P.G., (1985). The penetration of a finger onto a viscous fluid in a channel and tube. *SIAM J. Sci. Comput.*, 6: 542-651.
- 97 Renardy Y., (1987). Viscosity and density stratification in vertical Poiseuille flow. *Phys. Fluids* 30 (6).
- 98 Saffman P.G. & Taylor G.I., (1958). The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid. *Proc. R. Soc. Lond.*, 245: 312-329.
- 99 Sarkissian A. & Levine H., (1998). Comment on «selection of the Saffman-Taylor finger in the absence of surface tension: an exact result ». *Phys. Rev. Lett.*, 81: 4528-4529.
- 100 Sayers C.M. & Grenfell R.L., (1992). Ultrasonic propagation through hydrating cements. *Schlumberger Cambridge Research*, SCR/SR/1992/016/WPC/C.
- 101 Scoffoni J., Lajeunesse E. & Homsy G.M., (2000). Interface instabilities during displacements of two miscible fluids in a vertical pipe. *En cours de publication*.
- 102 Shraiman B.I., (1986). Velocity selection and the Saffman-Taylor problem. *Phys. Rev. Lett.*, 56: 2028-2031.
- 103 Szabo P. & Hassager O., (1992). Flow of viscoplastic fluids in eccentric annular geometries. *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 45 pp. 149-169.

- 104 Szabo P. & Hassager O., (1997). Displacement of one newtonian fluid by another: density effects in axial annular flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 23 (1), pp. 113-129.
- 105 Taylor G. I., (1961). Deposition of a viscous fluid on the wall of a tube. *J. Fluid Mech.* 10, 161.
- 106 Tehrani A., Bittleston S.H. & Long P.J.G., (1993). Flow instabilities during annular displacement of one non-newtonian fluid by another. *Experiments in Fluids* 14, pp. 246-256.
- 107 Tehrani A., Ferguson J. & Bittleston S.H., (1992). Laminar displacement in annuli: a combined experimental and theoretical study. *Society of Petroleum Engineers, paper number SPE 24569*.
- 108 Tehrani M.A., (1991). Investigation of the removal of wall layers by a DS spacer and the role of radial flow instabilities. *SCR Report: SCR/SR/1991/024/FLM/C*.
- 109 Templeton C. C. (1953). A study of displacements in microscopic capillaries. *Petrol. Trans. AIME* 33,162.
- 110 Thompson D.W. & Butterworth J.T., (1992). The nature of laponite and its aqueous dispersions. *J. of Colloid and Interface Science, Vol. 151, No. 1*.
- 111 Van Damme H, (1994). Physique et mécanique des boues et des glaises. Rapport DGA No. 90, 851.
- 112 Walton I.C. & Bittleston S.H., (1991). The axial flow of a Bingham plastic in a narrow eccentric annulus. *J. Fluid Mech.*, 222 pp. 39-60.
- 113 Walton I.C., (1990). Displacement of two Bingham plastic fluids in a concentric annulus. *SCR Report: SCR/SR/1990/002/FLM/C*.
- 114 Walton I.C., (1990). Displacement of two Bingham plastic fluids in a eccentric annulus. *SCR Report: SCR/SR/1990/014/FLM/C*.
- 115 Walton. I.C., (1989). Displacement of two Newtonian fluids in a uniform vertical slot. *SCR Report: SCR/SR/1989/002/FLM/C*.
- 116 Willenbacher N., (1996). Unusual thixotropic properties of aqueous dispersions of laponite RD. *J. of Colloid and Interface Science, Vol. 182, 501-510*.
- 117 Wilson S.D.R. & Taylor A. J., (1996). The channel entry problem for a yield stress fluid. *J. Non-Newtonian Fluid. Mech.* 65, 165-176.
- 118 Wilson S.D.R., (1990). The Saffman-Taylor problem for a non-newtonian liquid. *J. Fluid. Mech.* 220, 413-425.

- 119 Wilson S.D.R., (1993). Squeezing flow of a Bingham material. *J. Non-Newtonian Fluid. Mech.* 47, 211-219.
- 120 Wilson S.D.R., (1993). Squeezing flow of a yield stress fluid in a wedge of slowly varying angle. *J. Non-Newtonian Fluid. Mech.* 50, 45-63.
- 121 Yang Z. & Yortsos Y.C., (1997). Asymptotic solutions of miscible displacements in geometries of large aspect ratio. *Phys. Fluids*, 9: 286-98.
- 122 Yih C., (1967). Instability due to viscosity stratification. *J. Fluid. Mech.*, vol. 27, part 2, pp. 337-352.