

Matériau réel

Nous allons ici déterminer le plus précisément possible le comportement d'une boue de forage à l'huile dont la formulation est donnée au chapitre précédent. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les problèmes qui nous intéressent ici se trouvent au niveau du régime solide, pour le redémarrage des fluides après un temps de repos, et au niveau de l'arrêt de l'écoulement c'est-à-dire lors de la transition liquide/solide. On étudiera donc dans ce chapitre successivement le régime solide du matériau réel en s'appuyant sur le protocole de mesures normalisées de « gel », puis le régime liquide, et enfin la transition entre ces deux régimes.

3.1 Régime solide

L'une des problématiques apparentées aux forages complexes est la prédiction de la pression nécessaire au redémarrage du fluide de forage dans le puit. Effectivement, en fonction du temps d'arrêt de circulation (temps de repos), la pression ou contrainte seuil nécessaire pour permettre l'écoulement du fluide augmente sensiblement. Après un long temps de repos, pour des raisons de maintenance par exemple, il est dans certains cas impossible de remettre en circulation le fluide si les pompes à boue ont été mal dimensionnées au départ. Ici nous allons nous intéresser à l'évolution de la contrainte de redémarrage dans le cas de notre boue de forage réelle après différents temps de repos. De ce fait nous étudions les propriétés mécaniques créées pendant ce temps de repos. Puis nous verrons comment à partir d'un modèle simple de fluide à seuil thixotrope, nous pourrions, à partir de mesures réalisables sur chantier, prédire l'élévation du niveau du seuil apparent conduisant au redémarrage de ces fluides complexes.

3.1.1 Evolution de la contrainte de démarrage après un temps de repos

Nous réalisons des mesures de « gel », c'est-à-dire des mesures nous donnant la contrainte maximum atteinte pour un cisaillement imposé de 5.1 s^{-1} , ce qui correspond aux mesures normalisées A.P.I.. Pour réaliser ces mesures nous utilisons le rhéomètre à contrainte imposée Haake RS 150 avec la cuve rainurée et la géométrie vane comme mobile. Nous appliquons alors le protocole décrit au chapitre 2.

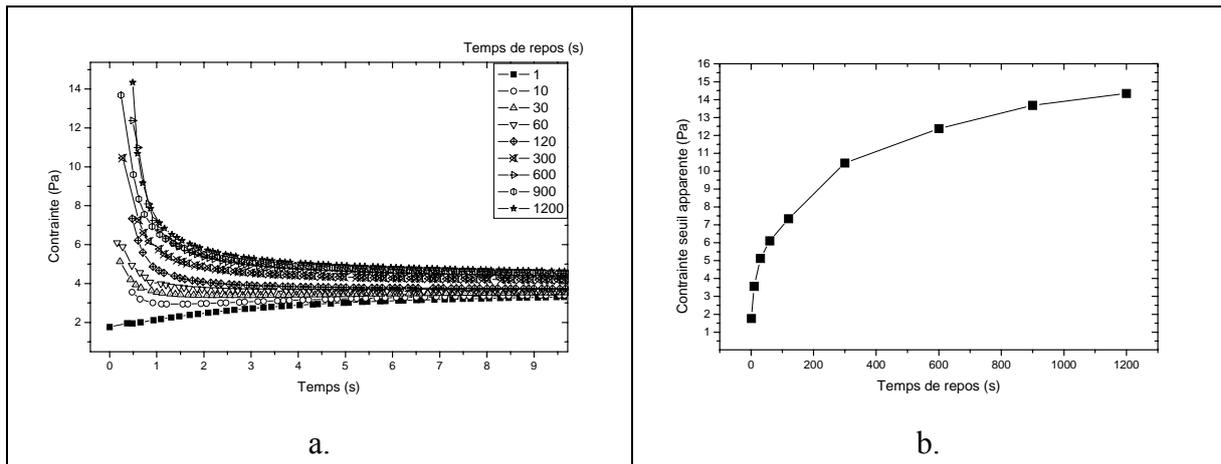


Figure 31-1 : a. Mesure de « gel » à différents temps de repos pour un cisaillement de 5.1 s^{-1} , b. Evolution de la contrainte seuil apparente avec le temps de repos pour le système réel.

Sur la figure 31-1 a., nous observons tout d'abord aux temps courts que la contrainte apparente augmente avec le temps de repos avant de relaxer vers un niveau commun à toutes les mesures autour de 4 Pa. Au repos le matériau se structure progressivement avec le temps et se déstructure sous cisaillement vers un état structural d'équilibre pour le cisaillement imposé considéré ici. Nous avons donc accès ici, sans réaliser de mesures dans le domaine solide proprement dit (dans le régime linéaire voir chapitre 1) au niveau de structuration en fonction du temps de repos. Pour observer plus précisément son évolution, nous traçons la contrainte seuil apparente, correspondant au pic de contrainte (Figure 31-1 a.), en fonction du temps de repos imposé (Figure 31-1 b.). Nous remarquons alors que la contrainte seuil apparente augmente très rapidement lors des premiers instants du repos, et sature sur les temps plus longs. La structure réalisée au repos évolue très rapidement au temps courts puis progressivement, la structuration ralentit vers un niveau maximal. La physico-chimie du système réel présente une structuration élevée sur les premiers instants.

3.1.2 Modélisation

Sur le lieu du forage, la thixotropie est évaluée en regardant l'élévation de la contrainte seuil suivant les mesures normalisées avec et sans temps de repos. Cette méthode ne prend pas en compte les différents aspects des fluides thixotropes comme la cinétique de structuration mais seulement les modifications mécaniques à l'issue d'un repos de 10 min. seulement (« gel 10 »). Nous proposons dans cette partie une description plus complète des propriétés thixotropes du fluide de forage étudié. La méthode suivante est basée sur le même type de mesures simples, mais l'utilisation d'un modèle thixotrope nous permet ici de prendre en compte la cinétique de structuration sur des temps beaucoup plus longs et d'une manière beaucoup plus juste.

Nous avons vu que l'évolution du seuil apparent d'écoulement était fonction de la structuration du fluide au repos et que le cisaillement imposé permettait de casser la structure créée, tendant à faire couler le fluide initialement à différents niveaux de structure vers un état

fluide similaire. Pour décrire cela, nous allons maintenant utiliser le modèle thixotrope simple décrit au chapitre 1.

i. Contrainte seuil apparente

Ce modèle ne décrit pas intrinsèquement l'arrêt de l'écoulement ou son démarrage et ne peut prédire la transition solide / liquide pour un matériau initialement au repos. Cependant, pour résoudre notre problème, nous considérons que le matériau est initialement au repos dans un état structurel λ_0 et nous imposons une contrainte constante τ . Le modèle prédit que quand τ est inférieur à une valeur critique (τ_c), λ augmente avec le temps et tend vers l'infini et donc la viscosité tend également vers l'infini. On considère alors que l'écoulement apparent du matériau s'arrête. Ici le terme de structuration domine la compétition. Lorsque τ est plus grand que τ_c , le matériau s'écoule en régime permanent. On retrouve alors bien un comportement similaire observé lors de nos mesures de « gels ». Nous pouvons écrire la contrainte seuil à partir des équations 1.31 et 1.33 :

$$\tau_0(\lambda_0) = \frac{\eta_0(1 + \lambda_0^n)}{\alpha\theta\lambda_0} \approx \frac{\eta_0}{\alpha\theta} \lambda_0^{n-1} \quad 3.10$$

Considérons maintenant notre expérience de mesure de « gel ». Le matériau a donc été précisailé à un fort cisaillement puis laissé au repos durant un temps Δt . A la fin du précisaillement le paramètre de structure λ est très faible ($\lambda_i \ll 1$). Alors le matériau se restructure comme l'indique l'équation 1.33 avec $\dot{\gamma} = 0$. Nous avons donc à la fin de la période de repos $\lambda = \lambda_i + \Delta t/\theta$ qui peut être simplifié par $\Delta t/\theta$ tant que $\Delta t > \theta$. Nous déduisons alors l'expression de la contrainte seuil apparente après un fort précisaillement et un temps de repos Δt :

$$\tau_0(\Delta t) \approx \frac{\eta_0}{\alpha\theta} \left(\frac{\Delta t}{\theta} \right)^{n-1} \quad 3.11$$

ii. Détermination expérimentale des paramètres

Nous venons de définir l'expression de la contrainte seuil apparente dans nos conditions d'expériences, nous cherchons maintenant à déterminer les paramètres du modèle thixotrope à partir d'une expérience simple réalisable sur chantier. Nous reprenons alors la méthodologie des mesures normalisées A.P.I. de « gels ». Comme décrit dans le chapitre 2. Ces dernières se limitent à une mesure des propriétés initiales, le « gel₀ », réalisée pour un temps de repos de $\Delta t_0 = 10$ s, et à laquelle correspond la valeur de contrainte seuil apparente τ_0 , et à une mesure à $\Delta t_1 = 600$ s donnant τ_1 et correspondant à la mesure normalisée « gel₁₀ ». A partir de mesures sur chantier, il est également possible d'obtenir la valeur de contrainte d'équilibre τ_∞ obtenue dans l'état stationnaire représenté sur la figure 31-1 a. par la valeur du plateau aux temps

longs. A l'état stationnaire le fluide soumis à un gradient de vitesse $\dot{\gamma}_s$ a un paramètre de structure atteignant la valeur $\lambda_s = 1/\alpha\theta\dot{\gamma}_s$ et d'après les équations 1.32 et 1.33 la contrainte s'écrit :

$$\tau_s = \eta_0 \left[1 + \left(\frac{1}{\alpha\theta\dot{\gamma}_s} \right)^n \right] \dot{\gamma}_s \quad 3.12$$

A partir du protocole A.P.I. et de l'équation 3.11, nous pouvons déterminer la valeur du paramètre n en faisant le rapport entre les valeurs τ_1 et τ_2 de $\tau_c(\Delta t)$ prises aux différents temps de repos Δt_1 et Δt_0 respectivement :

$$n = 1 + \frac{\ln(\tau_1 / \tau_0)}{\ln(\Delta t_1 / \Delta t_0)} \quad 3.13$$

A partir des courbes de la figure 31-1a. menant vers l'écoulement permanent à l'équilibre, nous avançons que la contrainte atteint approximativement la valeur $(\tau_c + \tau_\infty)/2$ au temps $\Delta_{1/2} = \ln 2 / \alpha\dot{\gamma}$, à partir duquel nous déterminons le second paramètre :

$$\alpha = \frac{\ln 2}{\dot{\gamma} \Delta_{1/2}} \quad 3.14$$

Maintenant, en utilisant l'équation pour θ déterminée à partir de l'équation 3.11 dans l'expression du régime permanent 3.14, nous avons :

$$\eta_0 = \frac{\tau_\infty}{\dot{\gamma}} - \left(\frac{1}{\alpha\dot{\gamma}} \right)^n \frac{\alpha\tau_1}{\Delta t_1^{n-1}} \quad 3.15$$

et

$$\theta = \left(\frac{\eta_0}{\alpha\tau_1} \right)^{1/n} \Delta t_1^{1-1/n} \quad 3.16$$

A partir des expériences représentées sur les figures 31-1 a. et b. nous déterminons les valeurs nécessaires au calcul des paramètres du modèle : on trouve $\tau_0=5.8$ Pa et $\tau_1=14$ Pa, on détermine le temps $\Delta_{1/2}=0.6$ s. Nous pouvons maintenant calculer les paramètres du modèle d'après les équations 3.13, 3.14, 3.15 et 3.16, on trouve :

n	1.215
α	0.227
η_0 (Pa.s)	0.073
θ (s)	0.140

iii. Validation du modèle

Nous appliquons maintenant le modèle sur les données expérimentales en utilisant l'équation 3.13 et les paramètres calculés plus haut :

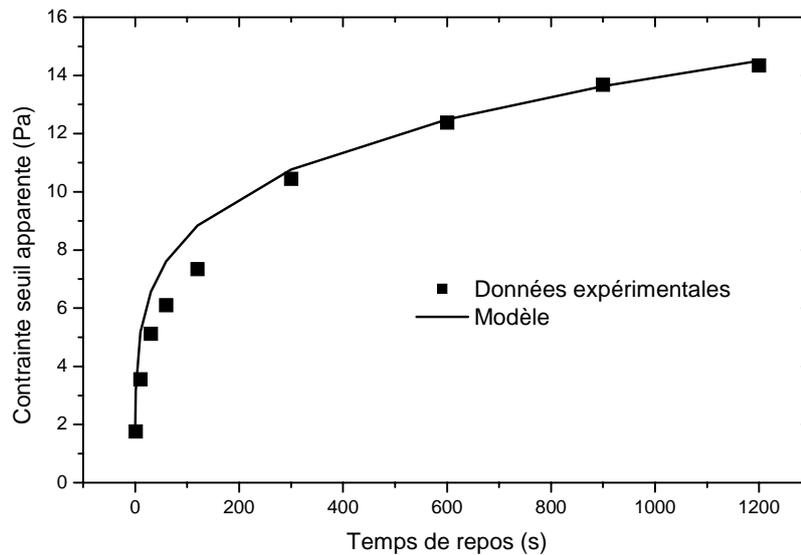


Figure 31-2 : Prédiction et validation du modèle en terme d'évolution de la contrainte seuil apparente en fonction du temps de repos.

Nous pouvons voir sur la figure 31-2 le très bon accord entre le modèle thixotrope et les données expérimentales. Il faut cependant remarquer que les expériences ont été réalisées avec un rhéomètre de laboratoire évolué, mesurant avec précision le pic de contrainte. La lecture de la déviation maximale avec le Fann[®] 35 est loin d'être aussi précise.

iv. Application : cas du redémarrage du fluide dans une conduite

Nous considérons maintenant un fluide de forage thixotrope circulant rapidement à travers l'annulaire d'une conduite concentrique de longueur ΔL et de rayon interne R_{int} et externe R_{ext} . Nous prendrons dans la suite pour simplifier un rayon équivalent R correspondant au cas d'une conduite simple et fonction des caractéristiques rhéologiques de la boue de forage considérée. La boue de forage circulant rapidement i.e. à un haut gradient de vitesse, suffisamment longtemps, nous admettons que le fluide est complètement déstructuré et donc que son paramètre de structure est proche de zéro. Nous supposons un arrêt de circulation puis une période de repos Δt . La circulation du fluide est relancée et comme dans nos expériences rhéométriques, la pression dans l'annuaire augmente rapidement avant d'atteindre un maximum à ΔP et de diminuer ensuite vers un état d'équilibre. La valeur de ΔP peut être prédite comme nous l'avons fait précédemment pour les caractéristiques rhéologiques.

A partir de l'équation des moments à l'équilibre dans la conduite, en supposant une vitesse uniforme sur ΔL , et en négligeant les effets dus à la gravité et la pression hydrostatique, on a :

$$\Delta P \pi R^2 - 2\pi R \Delta L \tau_w = 0$$

Et donc :

$$\tau_w = \frac{\Delta P R}{\Delta L 2} \quad 3.17$$

Après un temps de repos, la contrainte seuil apparente de la boue est donnée par 3.11, et nous en déduisons la valeur maximum de pression après un temps de repos et au moment du redémarrage :

$$\Delta P = \frac{2\eta_0}{\alpha\theta R} \left(\frac{\Delta t}{\theta} \right)^{n-1} \Delta L \quad 3.18$$

Cette valeur peut être comparée à la valeur en écoulement permanent pour un débit donné Q , dans ce cas, en considérant qu'il n'y a pas de glissement à la paroi, le gradient de vitesse newtonien à la paroi est donné par :

$$\dot{\gamma} = \frac{8u}{2R} = \frac{4Q}{\pi R^3} \quad 3.19$$

Et le gradient de vitesse à la paroi est donné par l'équation 3.12, nous obtenons cette fois la pression atteinte en régime permanent :

$$\frac{\Delta P_s}{\Delta L} = \frac{8\eta_0 Q}{\pi R^4} \left[1 + \left(\frac{\pi R^3}{4\alpha\theta Q} \right)^n \right] \quad 3.20$$

Nous pouvons maintenant calculer pour exemple la pression nécessaire au redémarrage et la pression en régime stationnaire pour différents temps de repos. Nous considérons un rayon équivalent R de $5.1 \cdot 10^{-2}$ m et un débit de $1.5 \cdot 10^3$ L/min soit $9 \cdot 10^{-2}$ m³/h.

Temps de repos (heure)	Pression de redémarrage (Pa/m)	Pression nécessaire au régime stationnaire (Pa/m)
0.5	700	770
1	813	770
12	1388	770
24	1611	770

Cette estimation grossière montre comment les propriétés de vieillissement de la boue (thixotropie) modifient la pression de redémarrage nécessaire. En effet, nous voyons que cette dernière double en 12 heures de repos et surtout devient également deux fois plus grande que la valeur dans le régime stationnaire. Ceci n'est pas prédit par les calculs approximatifs réalisés à partir des mesures de Gel_0 et Gel_{10} actuellement en place car les phénomènes transitoires ne sont pas pris en compte et le pic de pression initial n'est pas considéré dans les calculs hydrauliques.

3.2 Régime liquide

Nous allons maintenant nous intéresser à l'écoulement du fluide de forage lorsque la contrainte appliquée est supérieure à la contrainte seuil apparente du matériau, son régime liquide.

3.2.1 Mesures normalisées

Une première étude rhéologique a mis en évidence l'existence d'un gradient de vitesse critique et d'une forte thermodépendance de ce dernier [45] (voir chapitre 1). Pour notre part, nous nous attacherons à étudier la rhéologie de ce fluide aux bas gradients de vitesse pour une seule température.

Dans un premier temps, nous réalisons les mesures normalisées A.P.I. avec le viscosimètre Fann® 35 (Figure 32-1) suivant le protocole défini au chapitre 2.

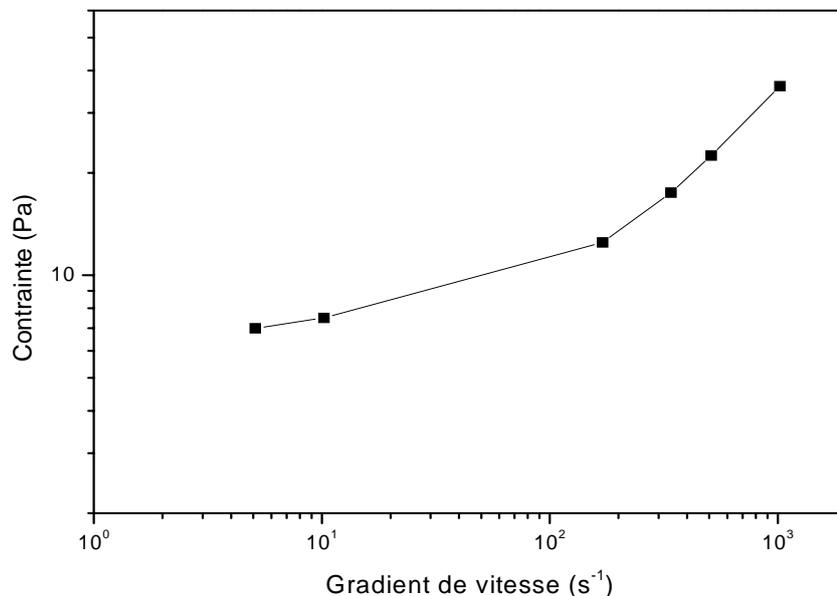


Figure 32-1 : Mesures normalisées A.P.I. réalisées avec le viscosimètre Fann® 35.

La courbe d'écoulement sur la figure 32-1 est réalisée en rampe de vitesses de rotation imposées décroissantes et fait apparaître la limite du viscosimètre Fann® 35, puisque le gradient de vitesse minimum possible est 5.1 s^{-1} . Des plus hauts aux plus bas cisaillements imposés, la courbe décrit l'atteinte d'un plateau associé dans les mesures A.P.I. au seuil de contrainte du matériau. Ces mesures sommaires restent toutefois utiles puisque même si la valeur du seuil est surévaluée, elles permettent de dimensionner grossièrement et dans le cas de forages simples certains paramètres comme la pression de redémarrage.

Il est donc nécessaire de caractériser cette boue par un appareil de mesure plus précis.

3.2.2 Courbe d'écoulement

Nous utilisons le rhéomètre Haake RS 150, avec lequel nous réalisons les mesures pour établir une courbe d'écoulement suivant le protocole défini au chapitre 2. Ce protocole nous permet d'observer le comportement du fluide aux bas gradients de vitesse.

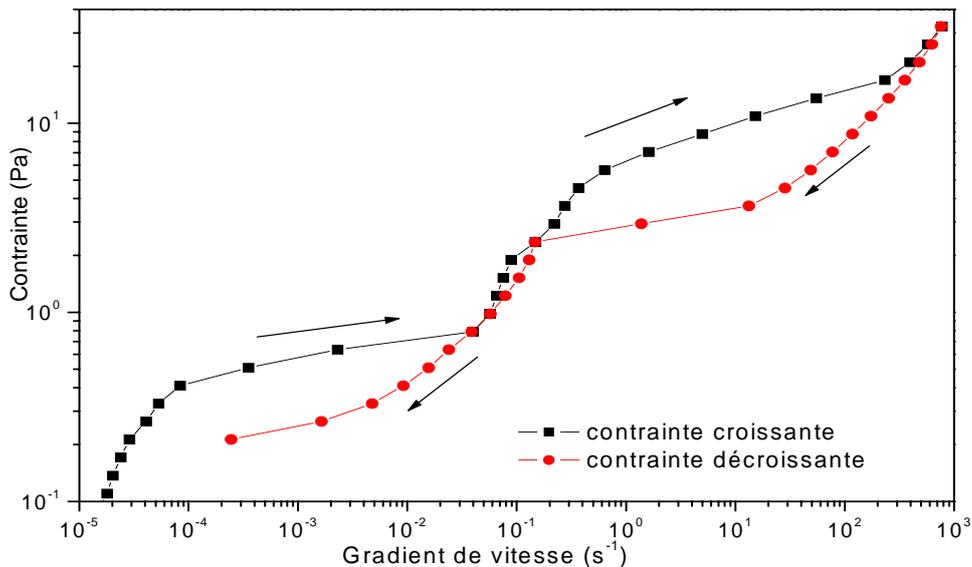


Figure 32-2 : Courbe d'écoulement de la boue de forage.

Sur la figure 32-2, la rampe croissante de contraintes imposées a une partie initiale à faible cisaillement correspondant classiquement au régime viscoélastique, solide du matériau, i.e. le matériau se déforme sous de faibles contraintes, inférieures à la contrainte seuil [26]. Après cette première partie, on peut voir une transition relativement douce vers le régime liquide qui se caractérise par un plateau pour des contraintes inférieures à 1 Pa. Ce plateau est alors suivi par des changements de pentes de cette partie de la courbe d'écoulement. De plus, on peut voir une hystérésis importante entre la courbe de contraintes croissantes et la courbe en contraintes décroissantes. Comme nous le précisons au chapitre 1.2.2, cette hystérésis est caractéristique des effets thixotropes. La courbe d'écoulement décroissante correspondant en théorie à un écoulement stationnaire et a une première partie classique pour les fluides à

seuil : en échelle logarithmique, des hauts au bas gradients de vitesse, sa pente décroît progressivement vers zéro avec un plateau le plus souvent associé à la contrainte seuil du matériau.

Avant d'atteindre la région correspondant aux bas gradients, une rupture de pente apparaît (Figure 32-3).

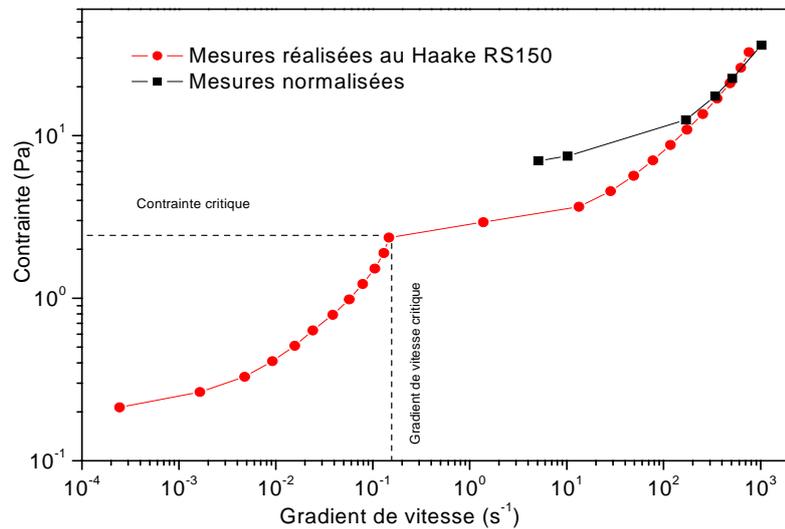


Figure 32-3 : Courbe d'écoulement en contraintes imposées décroissantes. Rupture de pente abrupte. Comparée à la courbe d'écoulement obtenue par les mesures normalisée (issues de la figure 32-1).

L'aspect de cette courbe d'écoulement n'est pas "classique" et est proche de l'aspect typique des courbes d'écoulement avec un glissement aux parois important [14, 68], seulement ici nous utilisons des surfaces rugueuses qui empêchent en principe l'apparition de tels effets. Une observation phénoménologique de la viscosité apparente de la boue laissée au repos tend à indiquer qu'un régime d'écoulement stationnaire sous faibles contraintes est inattendu. En effet, la boue laissée au repos a l'aspect d'une pâte qui semble incapable de s'écouler en dessous d'une contrainte appliquée suffisante. Cette rupture de pente permet de définir deux valeurs critiques : $\dot{\gamma}_c$ et τ_c , valeurs respectives du gradient de vitesse critique et de la contrainte critique. On peut alors donner $\dot{\gamma}_c = 0.147s^{-1}$ et $\tau_c = 2.36Pa$ à la rupture de pente mesurée.

La comparaison avec la courbe d'écoulement obtenue à partir des mesures normalisées met en exergue la mauvaise évaluation des paramètres rhéologiques du fluide de forage sur chantier. En effet, la contrainte seuil du matériau est surévaluée et la gamme de mesure beaucoup trop restreinte pour avoir une bonne observation du comportement complexe de ce matériau. Le comportement aux faibles gradients de vitesse ne peut être mesuré par le viscosimètre Fann® 35.

3.3 Transition liquide/solide

Nous venons d'étudier les propriétés rhéologiques du fluide après différents temps de repos (régime solide) puis lorsqu'il s'écoule (régime liquide). Dans le but d'apporter des réponses sur la rhéologie des fluides de forage aux faibles gradients de vitesse, nous nous intéressons maintenant à l'arrêt de l'écoulement du matériau, le passage du régime liquide au régime solide : la transition liquide / solide.

3.3.1 Rhéométrie conventionnelle

i. Fluages et bifurcation de viscosité

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la thixotropie peut être mesurée par des expériences de fluage, ici en appliquant des contraintes autour de la contrainte seuil du matériau (définissant la transition), à partir d'un même état structural dans notre matériau suivant le protocole décrit au chapitre 2.

Nous réalisons donc ici des fluages systématiques à différents niveaux de contrainte après un précisaillement de 1020 s^{-1} et nous observons les caractéristiques de l'écoulement aux temps longs.

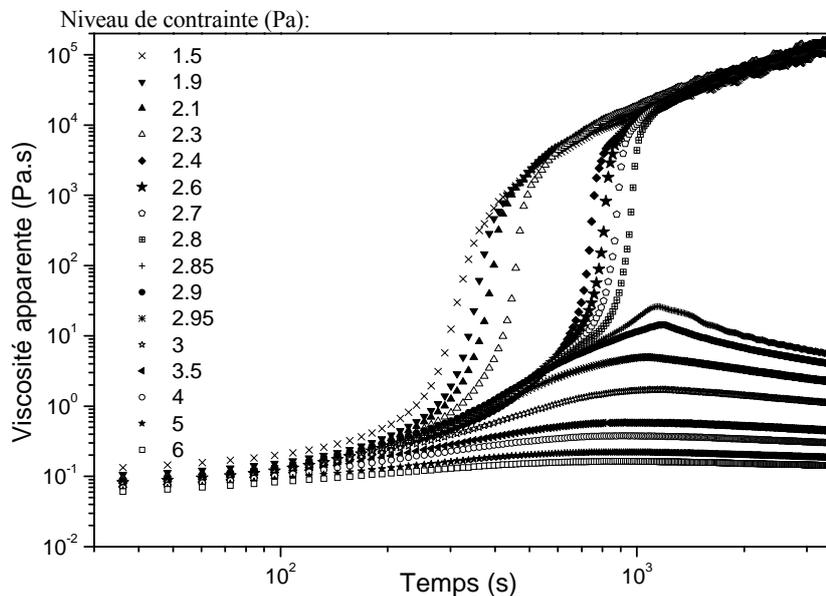


Figure 33-1 : Viscosité apparente en fonction du temps pour différents niveaux de contrainte appliqués pour le même matériau précisailé avant chaque essai.

Les résultats sont regroupés sur la figure 33-1. Durant un temps relativement long (environ 200 s), la viscosité apparente est approximativement constante et croît légèrement avec le niveau de contrainte. Puis, la viscosité commence à augmenter dans des proportions différentes suivant la contrainte imposée. On peut alors distinguer deux régimes : au dessus d'une valeur critique de la contrainte, comprise entre 2.80 et 2.85 Pa, la viscosité atteint

différentes valeurs finies en fonction du niveau de contrainte appliqué. Au dessous de cette valeur critique, la viscosité augmente de plusieurs décades et atteint une valeur très élevée, indépendante de la contrainte appliquée, mais le matériau semble continuer de s'écouler. Dans ce cas, la déformation est tellement faible sur ces périodes que l'échantillon se situe dans un régime solide apparent. Cette différence de comportement fait apparaître une large différence entre la viscosité élevée atteinte dans le premier régime et celle atteinte dans le second : la viscosité passe rapidement d'une valeur finie (5 Pa.s) à une viscosité presque infinie à la valeur de la contrainte critique. Le matériau ne peut donc pas atteindre d'écoulement stationnaire à une valeur apparente du gradient de vitesse en dessous de 0.57 s^{-1} (valeur issue des mesures du gradient de vitesse apparent lors des mêmes expériences de fluages pour une contrainte imposée de 2.85 Pa). Ce comportement correspond au phénomène de bifurcation de viscosité observé pour différents matériaux (voir chapitre 1) et décrit par Coussot et al. [23, 24]. La particularité de ces résultats est que la bifurcation démarre après un temps très significatif d'écoulement dans un régime quasi newtonien et que le matériau n'arrête jamais complètement de s'écouler et atteint une unique viscosité apparente lorsque la contrainte imposée est plus faible que la contrainte critique. Il est important de noter également que l'effet de bifurcation est extrêmement clair ici grâce à l'intervalle entre les contraintes appliquées autour de la valeur critique. Proche de cette valeur critique on peut voir "l'hésitation" du matériau à atteindre le second régime, en effet le matériau semble en première approximation s'arrêter, puis il change brutalement de chemin et se dirige vers le premier régime d'écoulement après quelques temps.

Avec ce type de mesure, une des caractéristiques de l'écoulement est la possibilité de l'existence d'une région non cisailée près du cylindre externe, lorsque l'on applique une contrainte inférieure à la contrainte seuil apparente du matériau. Il est possible de calculer l'épaisseur cisailée à l'intérieur de l'entrefer de la géométrie Couette à partir de fluages à différentes contraintes imposées, en considérant que l'écoulement stationnaire en dessous de $\tau_0 = 2.85 \text{ Pa}$ est négligeable. Pour cela, nous partons de l'équation 1.29 avec $M = 3.07 \cdot 10^{-4} \text{ Nm}$ et nous calculons le rayon r_0 correspondant à la contrainte seuil apparente du matériau τ_0 dans notre géométrie. Nous obtenons $r_0 = 2.07 \text{ cm}$. L'épaisseur cisailée, e , le long du cylindre interne équivaut alors à la différence entre r_0 et r_i (le rayon du cylindre interne) soit $e \approx 1.7 \text{ mm}$. Dans ce cas seule une couche de matériau près de la paroi intérieure en rotation est cisailée. Il suit que dans cette zone cisailée le gradient de vitesse effectif pour τ_1 est plus grand que $(r_e - r_i)/e$ fois le gradient de vitesse apparent. On en déduit que le gradient de vitesse critique en dessous duquel nous ne pouvons pas obtenir d'écoulement stable est de l'ordre de $1,47 \text{ s}^{-1}$ pour notre jeu de géométrie.

ii. Evolution des rhéogrammes apparents

En utilisant la série des gradients de vitesse apparents obtenus pour différentes valeurs de contraintes à différents temps, nous pouvons construire la courbe d'écoulement apparente en relevant pour différents temps les gradients de vitesse atteints pour les différentes contraintes imposées et observer son évolution en fonction du temps (Figure 33-2). Cette dernière peut être

bien représentée par un modèle en loi de puissance (voir chapitre 1) où l'exposant n décroît de 0.65 pour un temps de 12.4s à approximativement 0.4 pour un temps de 240s. Plus précisément, après 100s d'écoulement l'aspect de la courbe d'écoulement devient plus complexe et trois régions peuvent être distinguées. Pour des contraintes inférieures à environ 2.35 Pa, la viscosité apparente continue d'augmenter et tend vers l'infini mais étonnamment le gradient de vitesse tend à être indépendant de la contrainte appliquée. Pour des contraintes supérieures à environ 2.85 Pa le comportement apparent du matériau rejoint celui d'un simple fluide à seuil, avec la spécificité qu'un écoulement stable ne peut être obtenu en dessous d'un gradient de vitesse critique. Pour les contraintes intermédiaires (entre 2.35 et 2.85 Pa), la courbe d'écoulement est approximativement verticale pendant une première période, i.e. le gradient de vitesse apparent n'évolue pas dans cette gamme de contraintes, puis le gradient de vitesse décroît rapidement et atteint le niveau de la première région. La région où le gradient de vitesse apparent semble constant est la caractéristique de l'apparition de certaines instabilités d'écoulement, puisque le matériau ne peut s'écouler de manière homogène à différents gradients de vitesse pour une même contrainte. Nous pouvons supposer que ce phénomène est fortement lié à une localisation de la déformation au sein de l'entrefer [60, 31], nous ne pouvons cependant pas à ce stade avoir une explication complètement satisfaisante.

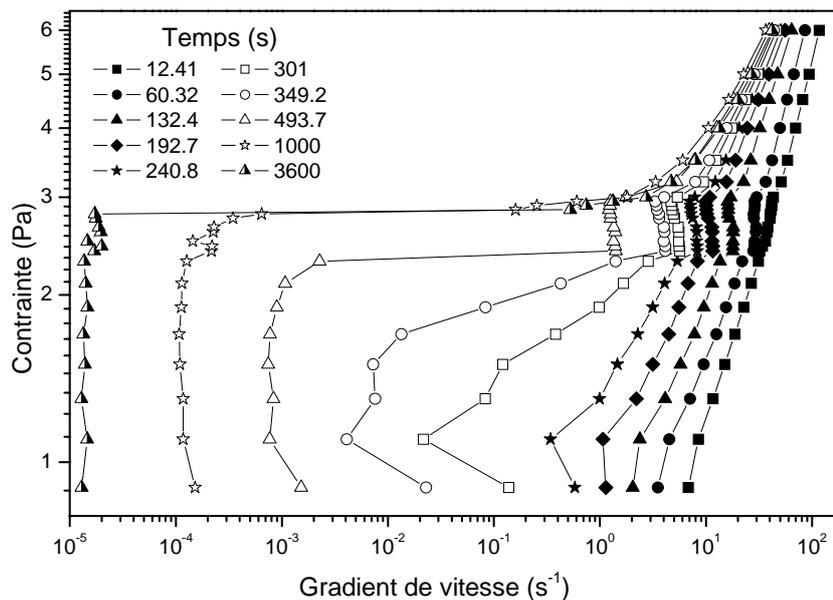


Figure 33-2 : Courbe d'écoulement apparente pour différents temps.

3.3.2 Vélométrie IRM

Les mesures par rhéométrie conventionnelle sont des mesures apparentes correspondant à la mesure moyennée le long du cylindre interne en rotation. Les fluides thixotropes ont un comportement rhéologique complexe qui dépend fortement de la distance à la paroi en rotation dans notre cas. Pour étudier plus avant le comportement de ce fluide, nous allons

réaliser des mesures de profils de vitesse par vélocimétrie IRM qui nous permettent d'obtenir des mesures locales dans l'entrefer d'une géométrie à cylindres coaxiaux.

i. Profils de vitesse et bandes de cisaillement

Profils de vitesse

Sur la figure 33-3 est présenté l'aspect typique de profils de vitesse successifs en fonction du temps pour une vitesse imposée de 8 tr/min. Ces mesures sont réalisées suivant le protocole décrit au chapitre 2.

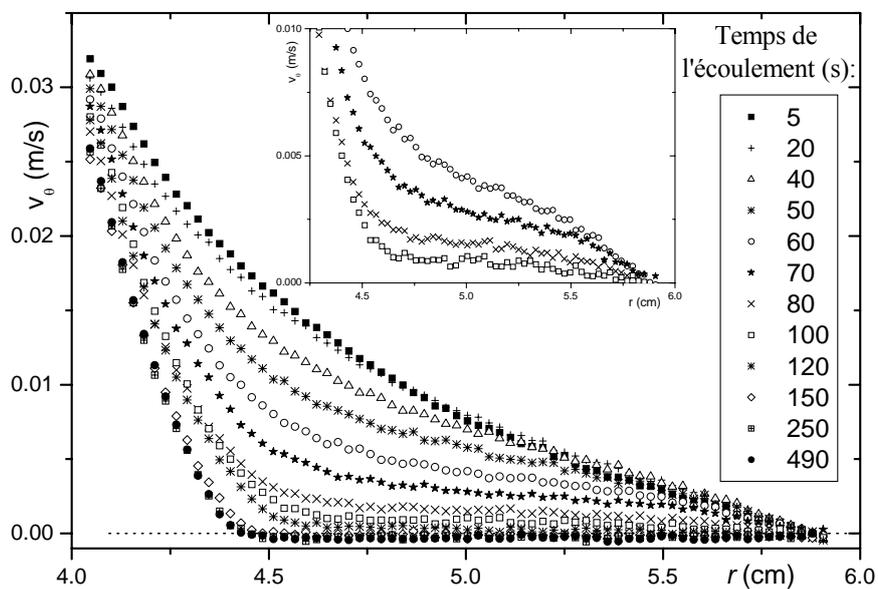


Figure 33-3 : Profils de vitesse à 8 tr/min. En insert, aspect de certains profils de vitesse à une plus petite échelle.

Durant une première période le fluide est complètement cisailé dans l'entrefer et les profils de vitesse sont les mêmes pendant une durée qui augmente avec la vitesse de rotation imposée. Le comportement rhéologique du fluide à ces temps est celui d'un simple fluide en loi de puissance : le profil de vitesse correspondant dans le cas d'un écoulement de Couette, i.e. $v_{\theta}(r) \propto r(r_i^{-2/n} - r_e^{-2/n})$ où r est la distance depuis l'axe de rotation [26], peut être bien appliqué sur les données (Figure 33-4) avec n décroissant de 0.7 à 0.25 quand la vitesse décroît de 100 à 6 tr/min. Ces valeurs semblent ne pas être en bon accord avec les valeurs de la loi de puissance issues des résultats en rhéométrie conventionnelle.

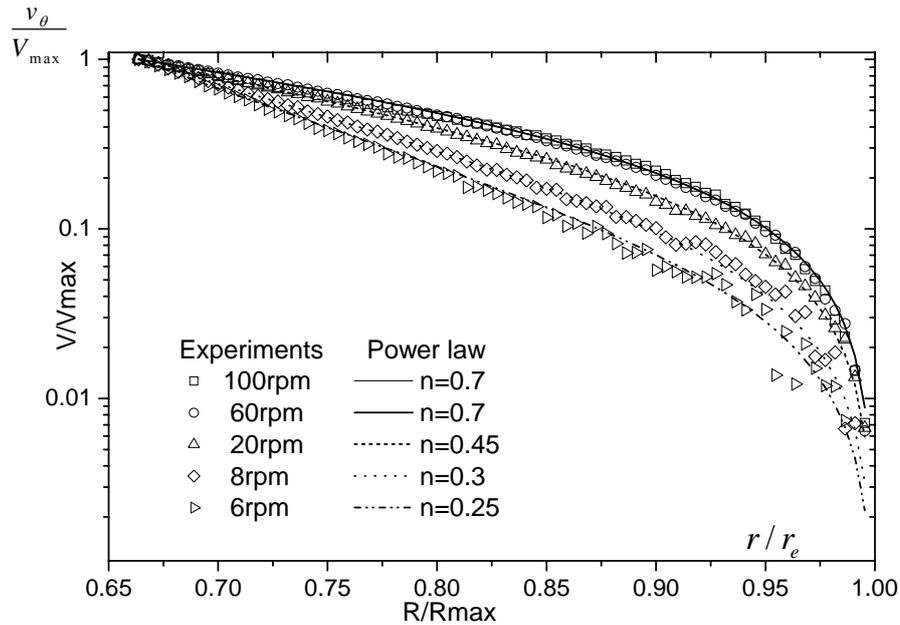


Figure 33-4 : Premiers profils de vitesse pour différentes vitesses de rotation imposées. Les lignes correspondent à une simple loi de puissance appliquée sur les données avec différents exposants n .

En fait, la gamme de gradient de vitesse observée en rhéométrie IRM pour une vitesse de rotation donnée est très restreinte, typiquement de l'ordre de $\dot{\gamma}_0$ à $4\dot{\gamma}_0$ avec $\dot{\gamma}_0$ allant de 0.6 s^{-1} à 10 s^{-1} quand la vitesse de rotation augmente de 6 à 100 tr/min. Finalement, dans la gamme de gradients de vitesse couverte par les résultats en rhéométrie conventionnelle (entre 6 s^{-1} et 40 s^{-1}) les exposants de la loi de puissance obtenus par les deux techniques (0.65 et 0.7) sont en relativement bon accord avec la courbe d'écoulement apparente initiale.

Bandes de cisaillement

Dans une deuxième période, les profils de vitesse évoluent et atteignent leur forme à l'état stationnaire. Un effet particulier apparaît dans le régime transitoire, deux parties peuvent être distinguées sur les profils de vitesse (Figure 33-5) : Près du cylindre interne (région A), le profil de vitesse prend la forme correspondant à un fluide en loi de puissance mais, proche du cylindre externe, les vitesses mesurées décroissent en fonction du temps (région B). Le profil de vitesse dans cette région paraît pratiquement horizontal avec un niveau moyen tendant progressivement vers zéro. La pente plus petite dans la région B lorsque la contrainte varie peu dans l'entrefer (comme l'opposé de la distance au carré), indique que la viscosité dans la région B est plus grande que dans la région A. De plus, le fait que le niveau du plateau tende vers zéro démontre que la viscosité dans la région B augmente continûment et tend apparemment vers l'infini. Il y a donc une bifurcation de viscosité analogue à celle observée lors des fluages en rhéométrie conventionnelle.

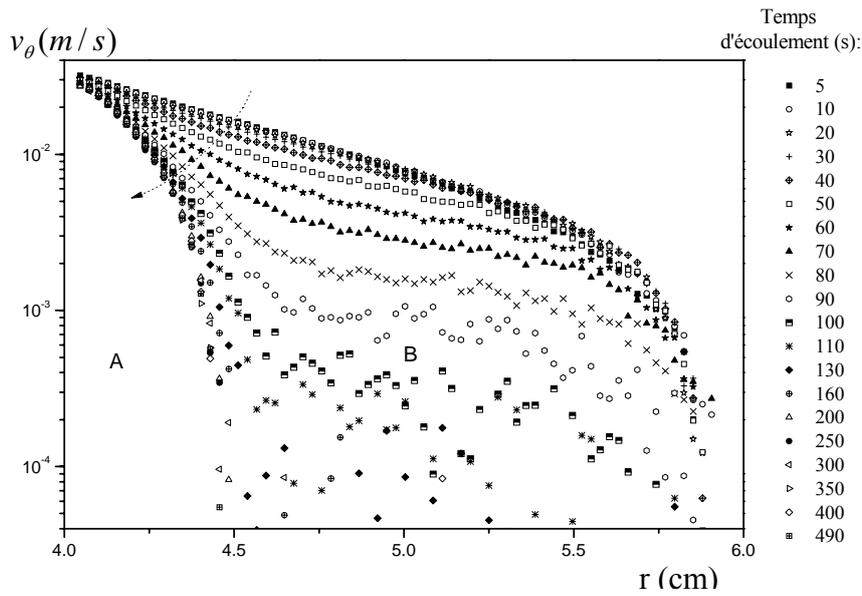


Figure 33-5 : Profils de vitesse de la figure 33-3 en échelle logarithmique.

Du fait de cet arrêt d'écoulement proche du cylindre externe, l'état stationnaire fait apparaître une région non cisailée dont la largeur augmente avec la vitesse de rotation imposée (Figure 33-6).

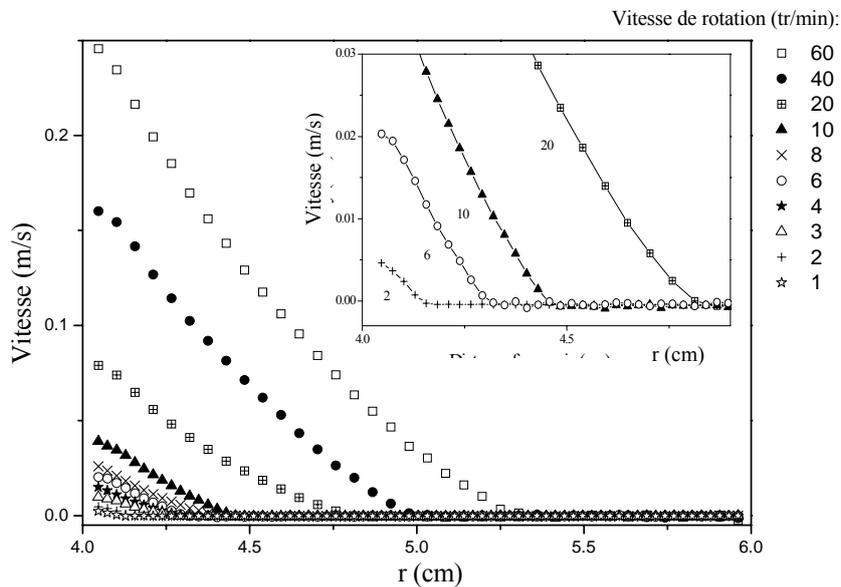


Figure 33-6 : Etat stationnaire apparent des profils de vitesse à différentes vitesse de rotation. En insert, aspect de certains profils à une plus petite échelle.

Ce comportement a des similarités avec celui d'un simple fluide à seuil. Cependant, à l'approche de la zone non cisailée, la pente du profil de vitesse est finie et de plus constante sur plusieurs millimètres (voir l'insert de la figure 33-6). Il semble que le gradient de vitesse apparent chute d'une valeur finie à zéro au niveau de l'interface entre les deux régions alors

que la contrainte continue de diminuer avec la distance à l'axe. Ce comportement a déjà été observé pour différents matériaux pâteux [24]. Plus précisément, la valeur des pentes correspondant à l'interface entre les deux régimes est proche pour différentes valeurs de vitesses de rotation imposées, ce qui tend à prouver que c'est un paramètre rhéologique intrinsèque au comportement du matériau. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus en fluage : on ne peut obtenir d'écoulement stable en dessous d'un gradient de vitesse critique ($\dot{\gamma}_c$). La valeur de $\dot{\gamma}_c$ apparaît fluctuante dans la gamme de gradients de vitesse [2.5 ; 7 s⁻¹]. Ces variations peuvent être dues à des incertitudes sur notre procédure globale (préparation, mesures, etc.) laquelle est très difficile à estimer. Nous retiendrons cependant que la valeur moyenne de $\dot{\gamma}_c$ (4.5 s⁻¹) est plus grande que la valeur limite basse déduite à partir de l'analyse des fluages, i.e. $\dot{\gamma}_c = 1.47 s^{-1}$.

Courbe maîtresse

Avant toute supposition concernant l'équation constitutive du fluide étudié, nous pouvons utiliser une procédure qui rend possible l'étude de la cohérence des données obtenues pour différentes vitesses de rotation [26]. En considérant que le fluide reste homogène, que les surfaces libres restent horizontales et que les effets de bord et d'inertie sont négligeables, le gradient de vitesse ($\dot{\gamma}$) et la contrainte (τ) sont donnés par les équations 1.28 et 1.29.

Dans nos expériences, à chaque vitesse imposée correspond un rayon critique (r_c) associé à la localisation de l'interface liquide-solide. A cette distance la pente du profil de vitesse correspond au gradient de vitesse effectif à une distance r (équation 1.28) avec $\dot{\gamma}(r) = \partial v_\theta / \partial r - v_\theta / r^2$ et $v_\theta(r_c) = 0$. La contrainte correspondante est τ_c et nous avons alors $M = 2\pi H r_c^2 \tau_c$. En utilisant cette expression, la contrainte à n'importe quelle distance peut être écrite comme $\tau(r) = \tau_c (r_c / r)^2 = \tau_c / R = \tau(R)$, où $R = r / r_c$ est la distance adimensionnelle depuis l'axe. Dans ce type de représentation, puisque la contrainte critique est fixée, la distribution des contraintes ne change pas avec la vitesse de rotation imposée, seule la gamme couverte par la contrainte augmente comme r_c augmente avec la vitesse de rotation du cylindre interne. De plus, dans cette représentation, la distribution du gradient de vitesse ($\dot{\gamma}(R)$) associée avec la distribution des contraintes via une unique équation constitutive du fluide cisailé doit aussi être similaires pour différentes vitesses imposées. Puisque cette distribution du gradient de vitesse est aussi reliée au profil de vitesse $V(R) = v_\theta / r_c$ via $\dot{\gamma}(R) = |R \partial(V/R) / \partial R|$, nous déduisons que les différents profils de vitesse obtenus avec un seul matériau et exprimés sous la forme de $V(R)$ doivent être similaires. C'est effectivement ce qui apparaît de nos données expérimentales (Figure 33-7) après une remise à l'échelle en utilisant les valeurs de r_c estimées à partir de la localisation des ruptures de pente sur la figure 41-6 : tous les profils de vitesses tombent le long d'une courbe maîtresse, excepté les profils de vitesse pour des vitesses de rotation supérieures à 40 tr/min.

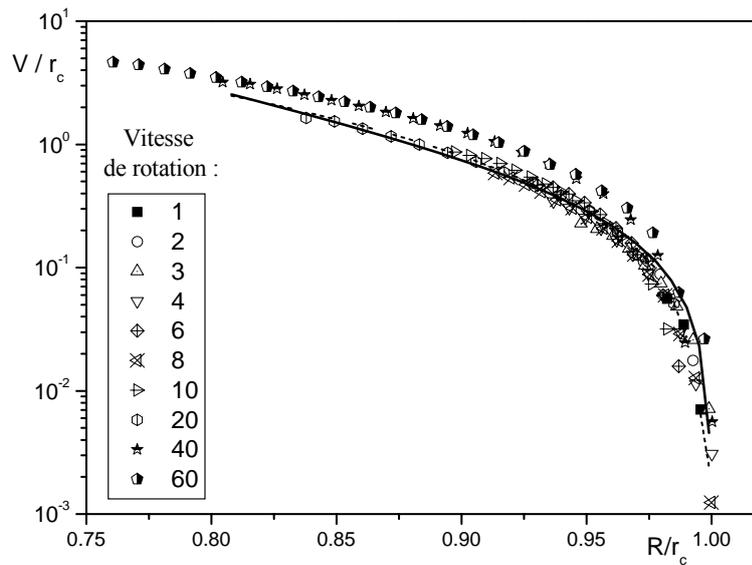


Figure 33-7 : Etat stationnaire des profils de vitesse représenté en terme de vitesse adimensionnée par la distance critique (r_c) correspondant à l'interface liquide solide comme une fonction de la distance adimensionnée par r_c . En ligne continue est représenté le fit par la loi de puissance (équation 4.12) et en pointillés le fit par le modèle thixotropique dans le régime permanent.

Instabilités et temps de repos

Pour les mesures réalisées à des vitesses imposées supérieures à 30tr/min, et dans le cadre d'un écoulement de Couette dans un entrefer large, nous avons calculé la valeur du nombre de Taylor-Couette critique (T_{ac}) pour lequel les instabilités du même nom peuvent apparaître (voir chapitre 1). Nous prenons ici la valeur locale de la viscosité calculée à partir de la valeur du gradient de vitesse local et de la contrainte correspondante en rhéométrie conventionnelle. Pour une vitesse de rotation supérieure à 40 tr/min, les valeurs de T_a obtenues près du cylindre interne sont plus grandes que la valeur critique du nombre de Taylor-Couette. Cela veut dire que des instabilités d'écoulement de Taylor-Couette peuvent apparaître, donnant alors des vortex plus ou moins importants avec la même valeur de la vitesse de rotation.

Finalement nos résultats pour des vitesses de rotation imposées inférieures à 40 tr/min (pour lesquelles $T_a < T_{ac}$) montrent toute la cohérence de notre hypothèse sur l'existence d'un rayon critique associé à une valeur de gradient de vitesse critique et à une contrainte critique, et donc l'existence d'un seul comportement rhéologique pour le fluide dans la région d'écoulement. Maintenant, la courbe maîtresse peut être comparée avec l'équation de la vitesse adimensionnelle pour un fluide en loi de puissance dans une géométrie de Couette :

$$V(R) = \frac{n}{2} \dot{\gamma}_c \left(R^{-2/n} - 1 \right) R \quad 3.21$$

avec $n=0.21$ et $\dot{\gamma}_c = 0.46s^{-1}$.

Ces valeurs ne semblent pas complètement en accord avec la moyenne de la pente apparente de la courbe d'écoulement en échelle logarithmique dans cette gamme de gradients de vitesse comme obtenue par la rhéométrie conventionnelle (dernière courbe d'écoulement apparent à 3600s sur la figure 33-2). En fait, le domaine de validité de ce comportement de fluide à seuil est encore plutôt limité, la gamme de gradients de vitesse couverte par nos données dans ces expériences étant effectivement $[4.6 ; 24.7s^{-1}]$. D'autre part ceci suggère que l'équation constitutive complète est plus complexe qu'un simple comportement en loi de puissance. Nous avons également réalisé des expériences avec différents temps de repos avant d'imposer une vitesse de rotation constante. Les profils de vitesse résultants montrent les aspects qualitatifs décrits ci-dessus, mais le temps caractéristique auquel la transition entre le régime où le matériau est complètement cisailé et le régime stationnaire démarre semble décroître lorsque le temps de repos augmente (Figure 33-8).

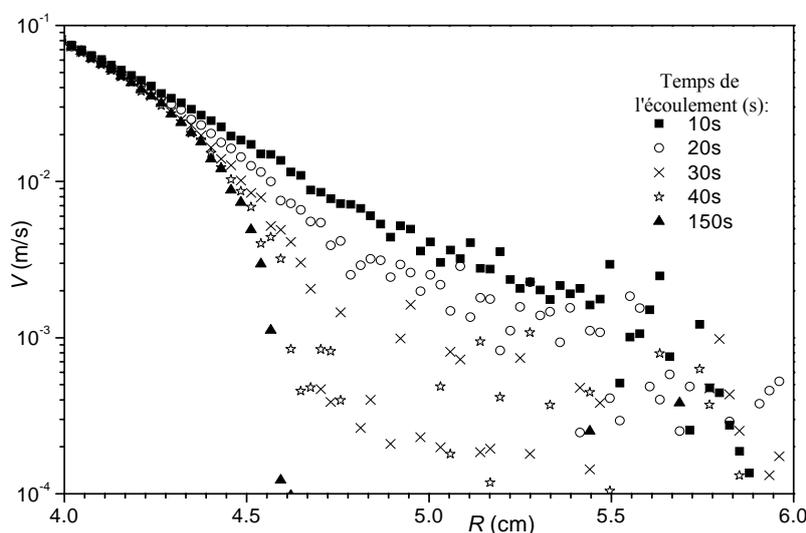


Figure 33-8 : Profils de vitesse mesurés pour une vitesse de rotation imposée de 20tr/min après un temps de repos de 600s.

ii. Rhéogramme local

A partir des mesures de vitesses dans l'entrefer pour une vitesse de rotation de 8tr/min et du couple appliqué pour obtenir cette vitesse de rotation, nous sommes capable de calculer le gradient de vitesse local et la contrainte locale dans l'entrefer. Pour cela, nous utilisons les équations 1.28 et 1.29. Nous sommes alors en mesure de construire le rhéogramme local correspondant (Figure 33-9).

Nous retrouvons alors les comportements décrits lors de l'étude du régime transitoire à partir des profils de vitesse. En effet, nous observons que pour les premiers temps de l'écoulement le comportement du matériau correspond à celui d'un fluide en loi de puissance. Puisque, progressivement, les réarrangements internes prennent le pas sur le cisaillement imposé et le matériau se restructure, faisant apparaître un seuil d'écoulement. Cette partie correspond bien

au début de la localisation du cisaillement dans l'entrefer de la géométrie de Couette. Enfin au terme de la transition, le régime permanent fait apparaître un quasi plateau de contrainte i.e. variation de 0.3Pa pour une gamme de gradients de vitesse allant de 0.3 à 4 s⁻¹. Nous remarquons également que pour les contraintes entre 3.3 et 3.7 Pa, les gradients de vitesse atteints augmentent au cours du temps. On retrouve ce phénomène sur les profils de vitesse puisque progressivement, durant le régime transitoire précédant la localisation finale du cisaillement dans l'entrefer, la pente de la partie cisailée s'accroît. Cette dernière étant reliée au gradient de vitesse local, il est donc normal d'observer une augmentation de celui-ci au cours du temps pour les plus hautes contraintes. Par contre, la diminution du gradient de vitesse apparent de la figure 33-2 ne peut s'expliquer que par un changement structurel.

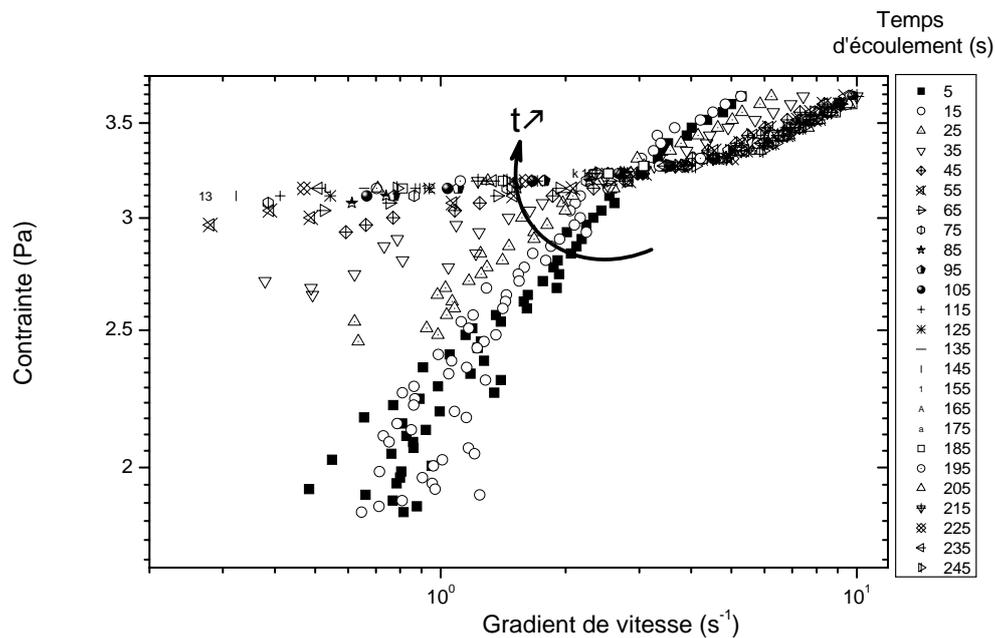


Figure 33-9 : Evolution temporelle du rhéogramme local construit à partir des profils de vitesse à 8tr/min.

3.2.3 Interprétation physique

Dans ce paragraphe nous allons considérer, comme nous le montre d'ailleurs l'ensemble des résultats présentés précédemment, qu'après un précisaillement ou une forte agitation le matériau a le comportement rhéologique d'un simple matériau en loi de puissance sur une gamme de gradients de vitesse incluant zéro, comme si il était déstructuré. Si la contrainte appliquée est plus faible que sa valeur critique, il commence à se restructurer après un certain temps augmentant avec le niveau de contrainte et sa viscosité apparente croît et tend progressivement vers l'infini. Si la contrainte appliquée est supérieure à la valeur critique, la déstructuration prend le pas sur la structuration et le matériau s'écoule. Pour tester cette idée, on peut comparer ces résultats expérimentaux aux prédictions du modèle thixotrope présenté au chapitre 1 qui, rappelons le, décrit le matériau en termes de sa viscosité apparente (η) fonction de l'état de la structure du matériau contrôlé par un seul " paramètre de structure " λ [92] suivant les équations 1.32 et 1.33. A chaque instant, nous avons calculé numériquement

la valeur de ce paramètre suivant l'équation 1.33 puis celle de la viscosité suivant l'équation 1.32 pour toutes les positions dans l'entrefer suivant un pas d'espace de $40\mu\text{m}$. Nous avons alors réitérer le calcul au pas de temps suivant. Nous avons pris comme condition initiale un paramètre de structure $\lambda = \lambda_0$ (matériau complètement déstructuré), une vitesse nulle à la paroi du cylindre externe, une vitesse imposée au niveau de la paroi du cylindre interne correspondante à la vitesse de rotation imposée et comme limite d'espace la taille de l'entrefer.

i. Résultats

Ce modèle apparaît dans un premier temps capable de prédire les propriétés de l'état stationnaire de notre matériau (Figure 33-7) (la forme des profils de vitesse adimensionnés en écoulement de Couette peut en effet être prédite uniquement par la valeur du paramètre n , les autres paramètres ne contrôlant que la chute de la courbe à 1).

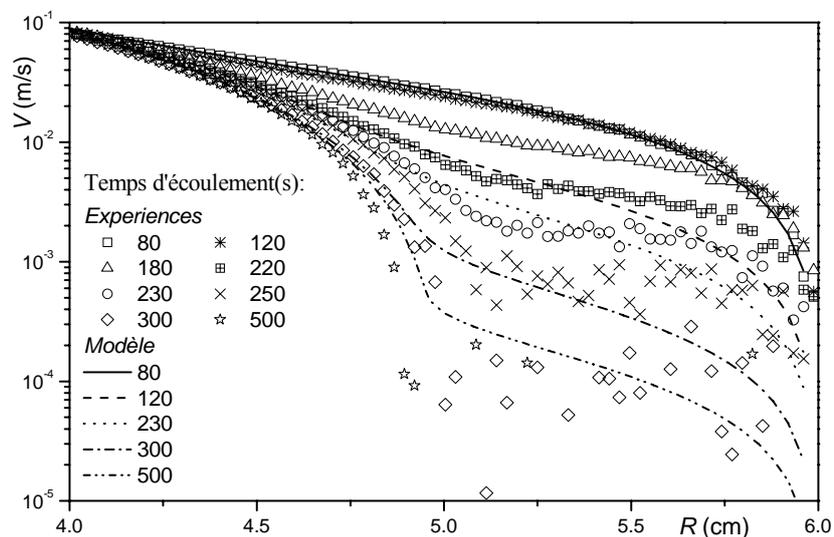


Figure 33-10 : Profils de vitesse en fonction du temps pour une vitesse de rotation imposée de 20tr/min . Les lignes continues et en pointillés correspondent au modèle thixotropique appliqué sur les données (voir texte).

De ce fit nous déduisons la valeur de $n = 1.043$. Alors, nous pouvons comparer ces prédictions avec nos données dans le régime transitoire. Un exemple est donné sur la figure 33-10 sur laquelle nous avons fait correspondre au mieux les valeurs de θ et α ($\theta = 0.45\text{s}$ et $\alpha = 0.15$). Nous pouvons remarquer que bien que les temps expérimentaux ne sont pas quantitativement prédits par le modèle, il est toutefois remarquable de noter que ce dernier reproduit effectivement le développement du pseudo-plateau près du cylindre externe observé expérimentalement. Le modèle est par contre incapable de prédire la décroissance de l'épaisseur cisailée dans le régime permanent quand le temps de repos est significatif, i.e. lorsque les effets de structuration ont évolué au repos de façon assez conséquente (Figure 33-11).

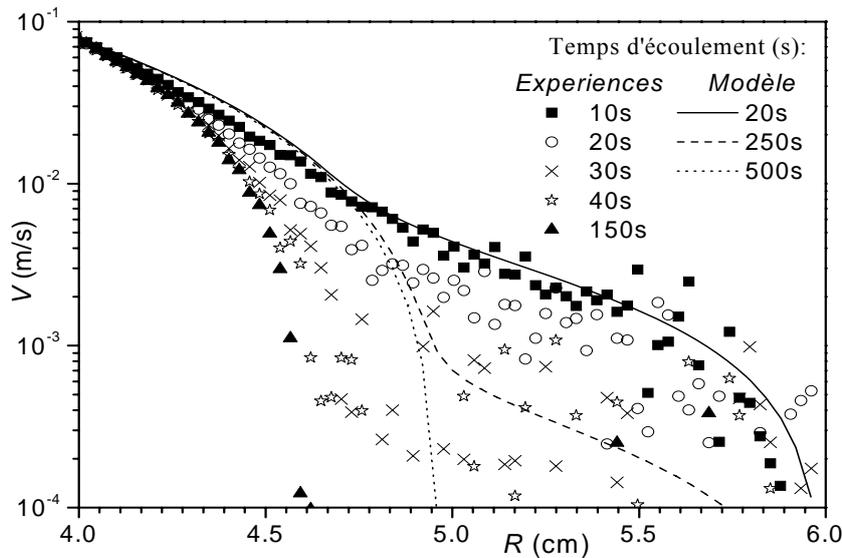


Figure 33-11 : Profils de vitesse en fonction du temps pour une vitesse de rotation imposée de 20 tr/min et un temps de repos de 600s. Les lignes continue et en pointillés correspondent au modèle thixotrope fitté sur les données.

L'utilisation de ce modèle, d'un point de vue global, décrit remarquablement les tendances rhéologiques principales de notre système, mais, du fait de sa simplicité, il est incapable de décrire certaines caractéristiques en détail.

ii. Caractéristiques détaillées de l'écoulement

Nous allons maintenant examiner les caractéristiques détaillées de l'écoulement de ce matériau et discuter de ses origines physiques. En premier lieu, on peut remarquer que le comportement initial (en loi de puissance) au dessus d'une certaine gamme de contraintes après un précisaillement indique que le matériau est dans un état déstructuré et qu'il a donc perdu temporairement son caractère de fluide à seuil. La longue durée de la période initiale en loi de puissance indique que la restructuration est un processus associé à des réarrangements structuraux qui prennent place après des temps assez longs.

Au dessus d'une contrainte critique, le matériau subit une structuration croissante prouvée par l'augmentation de la viscosité apparente mais il continue de s'écouler. En dessous de cette contrainte critique, le matériau se restructure aussi mais mène à un arrêt complet du matériau. En fait un effet particulier apparaît durant cette période : lorsque le matériau s'arrête progressivement dans la région B, des fluctuations de vitesses, plus grandes que l'incertitude de mesure de l'IRM (10^{-4} m.s^{-1}), se développent. Ceci implique que la vitesse peut être en certains points plus élevée alors que la contrainte est plus petite (distance à l'axe plus grande), une situation qui ne peut apparaître dans un fluide que dans le cas d'instabilité d'écoulement.

Un autre effet original peut être observé à partir des profils de vitesse en échelle linéaire (voir figure 33-3). La pente du profil de vitesse apparaît comme étant plus petite dans la région B, dans un premier temps, que la pente près du cylindre externe. Cela veut dire que le gradient de vitesse local (indirectement relié à la pente du profil de vitesse) pour de tels écoulements transitoires augmente d'une façon monotone alors que la contrainte décroît continûment du cylindre interne au cylindre externe. C'est en fait ce que tend à confirmer notre description de l'état du matériau dans la région B, comparé à un solide fragile : il se comporte comme une matière granulaire qui peut avoir un comportement le long d'une paroi solide très différent du comportement de l'ensemble. En pratique, ceci explique la localisation transitoire du cisaillement que peut développer le matériau le long du cylindre externe même si ce dernier est rugueux et si le reste du matériau s'écoule. De tels effets expliquent donc la forme des courbes dans le régime transitoire (voir figure 33-3) : En dessous de 2.4 Pa, le matériau se restructure complètement et il n'y a pas de possibilité de localisation du cisaillement le long des parois ; Entre 2.4 et 2.82 Pa, il y a une localisation transitoire le long de la paroi externe lorsque l'ensemble du matériau se restructure dans sa majeure partie et également peut être près de la paroi.

3.4 Conclusion

Nous pouvons donc conclure ici que le régime solide du matériau réel est marqué par une structuration au repos induisant des élévations significatives de la contrainte seuil du matériau. En utilisant un modèle simple de thixotropie, nous avons montré qu'il est possible de prédire la pression de redémarrage pour une boue de forage à l'huile. A partir de ce modèle nous montrons bien que le comportement du matériau est confronté à une compétition entre structuration au repos (vieillessement) et déstructuration sous cisaillement (rajeunissement). Au repos le vieillissement induit des changements structurels qu'il est nécessaire de prendre en compte lorsque l'on veut prédire par exemple la pression de redémarrage du fluide structuré, ce qui est une partie importante de notre problématique.

L'étude de la transition liquide / solide au sein du matériau réel montre qu'à partir de fluages systématiques combinés avec des mesures de vélocimétrie par IRM, il apparaît, lorsque le fluide s'écoule, un gradient de vitesse critique marquant l'effet de bifurcation de viscosité obtenu lors des fluages : En dessous d'une contrainte critique le fluide s'arrête progressivement alors qu'au dessus il continue de s'écouler à un gradient de vitesse supérieur à une valeur finie, comme démontré par les fluages et la rupture de pente visualisée sur les profils de vitesse délimitant l'interface liquide/solide. Le comportement thixotrope de ce matériau peut être bien représenté par un modèle thixotrope très simple. De plus, nous avons vu en examinant plus particulièrement les données issues de vélocimétrie IRM, que dans la région B où la viscosité augmente, le matériau se transforme lentement en un solide fragile qui conduit à l'arrêt total de l'écoulement. Ce matériau fragile est également capable de développer une localisation transitoire du cisaillement près de la paroi externe (rugueuse), qui pourrait être à l'origine de la forme particulière des profils de vitesse et surtout de la particularité de la courbe d'écoulement apparente (la partie verticale de gradient de vitesse constant, figure 33-2). Nous pouvons sans trop de difficultés dire que cet effet est dû à la fragilité de la structure formée. Concernant la sédimentation dynamique des agents alourdissant, l'étude rhéologique sur ce matériau réel nous donne de précieuses informations, en particulier concernant le temps d'apparition de la bifurcation de viscosité. Cette dernière pourrait en effet gouverner l'occurrence de la sédimentation aux très faibles cisaillements. Plus précisément, la sédimentation pourrait apparaître si la partie de l'écoulement correspondant à un fluide en loi de puissance est suffisamment étendue.