

Étude expérimentale hydrodynamique des suspensions non-newtoniennes de particules dures sphériques en solution de carboxyméthylcellulose dans une conduite horizontale

Benoit Fanou Z. FAGLA^{1*}, Michel GRADECK², Christophe BARAVIAN² et Michel LÉBOUCHE²

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Appliquée (LEMA), Ecole Polytechnique d'Abomey-Calavi/Université d'Abomey-Calavi, 01 BP 2009 Cotonou, Bénin

²Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA) CNRS/ INPL / UHP1, Avenue de la forêt de Haye - BP 160, 54504 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex, France

* Correspondance, courriel : fbzfacla@yahoo.fr

Résumé

En industrie agro-alimentaire de nouveaux produits constitués de fluides sont souvent chargés en particules solides qui modifient complètement l'hydrodynamique du fluide porteur. C'est pour mettre en évidence ces interactions, que nous avons conduit des travaux de recherches sur l'hydrodynamique des suspensions pour bien appréhender les problèmes liés à l'influence de la phase dispersée des écoulements chargés en particules sphériques dures. Dans ce papier nous présentons les résultats de ces travaux. Cette étude expérimentale a permis de vérifier si les modèles rhéologiques établis pour les suspensions de sphères dures de structure microscopique peuvent s'appliquer à des suspensions de « grosses » sphères dures de structure macroscopique de diamètre $d = 4,4$ mm et d'expliquer les problèmes liés au mécanisme de transport des écoulements chargés en particule d'aspect $\frac{d}{D} = 0,13$ dans une conduite horizontale de diamètre $D = 30$ mm. Ces résultats ont permis de mettre en évidence l'influence de la phase des particules solides en suspension dans une solution de Carboxyméthylcellulose (C.M.C.), fluide au comportement non newtonien. Ils ont validé l'hypothèse du milieu effectif pour l'étude la perte de charge des suspensions de grosses particules à l'aide du facteur de correction de Quemada.

Mots-clés : *suspension, solide-liquide, rhéologie, sphère, hydrodynamique, non-newtonien.*

Abstract

Experimental hydrodynamic study of non-newtonian suspensions made of hard spherical particles in a carboxymethylcellulose solution in a horizontal duct

In food industry new products are often made up of fluids with entrained solids that completely alter the hydrodynamics of the carrier fluid. This is to highlight these interactions, we conducted research work on the hydrodynamics of suspensions for understanding the constraints linked to the influence of the dispersed phase flows loaded of hard spherical particles. In this paper we present the results of this work. This experimental study to determine whether the established rheological models for suspensions of hard

spheres of microscopic structure can be applied to suspensions of "big" hard spheres with macroscopic structure of diameter $d = 4,4$ mm and explain problems related to the transport of mechanism flow of particles with dimension $\frac{d}{D} = 0,13$ in a horizontal pipe part with a diameter $D = 30$ mm. These results allowed to highlight the influence of the phase of solid particles suspended in a solution of Carboxyméthylcellulose (C.M.C.), Non-Newtonian fluid behavior. They validated the hypothesis of effective medium to study the drop of suspensions of large particles using the Quemada's correction factor.

Keywords : *suspension, solid-liquid, rheology, sphere, hydrodynamics, non-newtonian.*

Nomenclature

- A constante liée au fluide ;
 k constante de Boltzmann $E=6\pi.R.\eta$;
 C_D coefficient de traînée ;
 C_f coefficient de frottement ;
 t_c temps caractéristique (s) ;
 $C_{f_{mono}}$ coefficient de frottement pour le milieu monophasique ;
 D diamètre de la conduite (m) ;
 g gravité (m/s^2) ;
 L longueur totale de la veine de mesures (m) ;
 p pression (Pa) ;
 U vitesse d'une sphère (m/s) ;
 T temps critique (s) ;
 n indice de structure ;
 $\Delta \hat{p}$ chute de pression avec $\Delta \hat{p} = p + \rho g z$ (Pa) ;
 Q_v débit volumique du fluide (m^3/s) ;
 K indice de consistance ;
 Z distance axiale (ou encore x , abscisse suivant l'axe du tube (m) ;
 \bar{U} vitesse moyenne (m/s) ;
 U_d vitesse débitante du mélange (m/s) ;
 U_{max} vitesse maximale (m/s) ;
 q $q = \eta \cdot \phi_m$ est le produit de ϕ_m (fraction volumique maximum, appelée encore fraction d'empilement maximum des particules) par la viscosité intrinsèque du fluide seul ;
 $\dot{\gamma}$ taux de cisaillement (1/s) ;
 $\dot{\gamma}_p$ taux de cisaillement de la particule (1/s) ;
 $\dot{\gamma}_c$ taux de cisaillement critique (avec $\dot{\gamma}_c = kT / \eta \cdot a^3$) ;
 ϕ fraction volumique en particules (en %) ;
 ϕ_m fraction volumique maximum en particules (en %) ;
 η_0 viscosité du fluide suspendant (Pa.s) ;
 η_0 viscosité dynamique au taux de cisaillement nul [avec $\eta_0 = A \cdot \exp(-kT/E)$] ;

- η_α viscosité dynamique apparente du mélange (Pa.s) ;
- η_{eff} viscosité dynamique effective de la suspension (Pa.s) ;
- $\eta(\phi)$ viscosité dynamique fonction de la concentration en sphères dures (Pa.s) ;
- $\eta_{\mu\sqrt{\lambda\alpha\nu\gamma\epsilon}}$ viscosité dynamique du mélange (Pa.s) ;
- η_ρ viscosité dynamique relative avec $\eta_r = \frac{\eta_a}{\eta_0} = \eta_r(\phi, Pe, De)$;
- ρ masse volumique ($\frac{kg}{m^3}$) ;
- Re nombre de Reynolds ;
- τ contrainte de cisaillement ou contrainte tangentielle (avec $\tau = K\dot{\gamma}^n$) (Pa) ;
- τ_p contrainte pariétale (avec $\tau_p = \frac{\Delta\hat{p} \cdot D}{4 \cdot L}$) (Pa) ;
- De nombre de Deborah ;
- Pe_{hydro} nombre de Péclet hydrodynamique ;
- R rayon de la sphère dure
- Re_0 nombre de Reynolds monophasique ;
- Reg nombre de Reynolds généralisé ;
- Re_a nombre de Reynolds apparent calculé à l'aide de la viscosité apparente ;
- Re_{eff} nombre de Reynolds effectif calculé à l'aide de la viscosité effective ;

1. Introduction

Le secteur de l'agro-alimentaire est l'un des secteurs économiques en plein essor. L'imagination dont font preuve les industriels pour vendre plus et aussi satisfaire le besoin en produits nouveaux du consommateur pose sans cesse de nouveaux problèmes aux scientifiques. Ces produits nouveaux (desserts lactés, sauces, soupes, plats cuisinés,...) ont souvent un comportement rhéologique complexe, non newtonien. De plus, ces fluides sont de plus en plus souvent chargés en particules solides, de forme sphérique ou non, (yoghourts avec des morceaux de fruits, confitures,...) qui modifient complètement l'hydrodynamique et la thermique de l'écoulement du fluide porteur. Les mélanges produits par les industries agro-alimentaires présentent des propriétés rhéologiques plus ou moins complexes. La connaissance de ces propriétés est fondamentale pour comprendre la modification hydrodynamique des suspensions non newtoniennes qui intervient au cours des multiples transformations physico-chimiques lors des phases de transport des suspensions.

Dans une étude des suspensions non newtoniennes, Chhabra (1990) [1] a montré l'influence du caractère non newtonien d'un liquide pseudoplastique ($\tau_p = K\dot{\gamma}^n$) sur le coefficient de traînée C_D d'une sphère. L'ajout de particules sphériques solides dans un liquide agit sur la masse volumique du mélange dont l'expression est :

$$\rho_m = \frac{1}{\sum \frac{C_{mi}}{\rho_i}} = \sum \phi_i \rho_i \tag{1}$$

où C_{mi} est la concentration massique de la phase i

ϕ_i est la concentration volumique de la phase i

ρ_i est la masse volumique de la phase i

Cette formule s'applique aux mélanges considérés comme pseudo homogènes. Il est clair que la masse volumique va influencer le nombre de Reynolds de la particule et la vitesse limite de chute par le terme $(\rho_p - \rho_f)$, où ρ_p : masse volumique de la particule et ρ_f : masse volumique du fluide.

La connaissance de la forme géométrique de la particule et de son orientation dans l'écoulement est un élément important pour une analyse approfondie des suspensions. Parmi les différents rapports de forme, la sphéricité est la plus souvent employée (Brown et al, 1950) [2]. Le coefficient de sphéricité Ψ est égal à la surface du volume sphérique équivalent au volume de particule rapporté à la surface de la particule. Pour les particules de formes irrégulières, Brown et al (1950) [2] ont mis en évidence le coefficient de sphéricité sous une autre forme:

$$\Psi = \frac{d_m}{n_s \cdot d_s} \quad (2)$$

où d_m - la taille moyenne des particules, d_s - le diamètre d'une sphère ayant le même volume que la particule et n_s - la surface par unité de masse des particules rapportée à celle des sphères de diamètre d_s . Pour une particule parfaitement sphérique, Ψ est égale à 1.

Ces différents paramètres interviennent dans le transport des suspensions isothermes ou non et contribuent à la compréhension des mécanismes qui sous-tendent l'écoulement des suspensions. Pour des concentrations (très diluées) inférieures à 0,5% en particules, on remarque, dans un premier temps, que la viscosité relative est linéairement dépendante de la concentration volumique ϕ (**Figure 1**). Ensuite et très rapidement, on s'éloigne de cette loi linéaire et la viscosité croît à l'infini lorsque l'on se rapproche d'une concentration volumique limite dite fraction volumique d'empilement maximal (**Figure 1**). Pour un fluide porteur newtonien et pour des suspensions faiblement chargées, Einstein (1905) [3] a proposé une relation simple liant la viscosité du fluide porteur à la viscosité du mélange (fluide-particules) (**Figure 1**):

$$\eta_{susp} = \eta_0 (1 + 2,5 \cdot \phi) \quad (3)$$

où η_0 est la viscosité du fluide porteur et ϕ la fraction volumique de particules. Dans ce cas, les particules sont suffisamment éloignées les unes des autres pour que l'on puisse estimer le champ des vitesses du fluide porteur autour de chaque particule. Les interactions hydrodynamiques entre les particules sont négligeables pour les faibles concentrations. On remarque alors que η_{susp} ne dépend ni du nombre de Deborah (De), ni du nombre de Péclet hydrodynamique (Pe_{hydrod}). Il en est ainsi de η_{susp} qui ne dépend pas du caractère brownien ou non des particules. La distance sur laquelle est perturbé l'écoulement est de l'ordre de la particule.

1-1. Suspension à concentrations modérées

Le calcul de la viscosité d'une suspension pour une concentration supérieure à quelques pour cent pose d'énormes problèmes car des interactions hydrodynamiques se développent effectivement : les perturbations du champ des vitesses induites par la présence d'une particule ne sont plus négligeables aux environs des particules voisines. Le champ des vitesses au sein du fluide porteur peut donc être très complexe. De nombreuses approches, théoriques, semi-empiriques ou empiriques ont été proposées pour estimer la viscosité d'une suspension de particules rigides lorsque ϕ est supérieure à quelques pour cent selon Kamal et al (1985) [4], Utracki (1988) [5] et Metzner (1985) [6]. La plupart des formules obtenues prédisent des valeurs de viscosité assez proches et ont deux caractéristiques principales :

- elles sont identiques à la formule d'Einstein lorsque ϕ tend vers zéro, éventuellement moyennant quelques hypothèses concernant la valeur de la concentration d'entassement maximal (ϕ_m) utilisée dans le modèle.
- elles prédisent, comme le confirment en première approximation les observations expérimentales, que la viscosité tend vers l'infini lorsque la concentration tend vers une concentration critique qui est souvent assimilée à ϕ_m , mais qui s'avère être seulement une concentration de référence pour des suspensions de particules de formes quelconques.

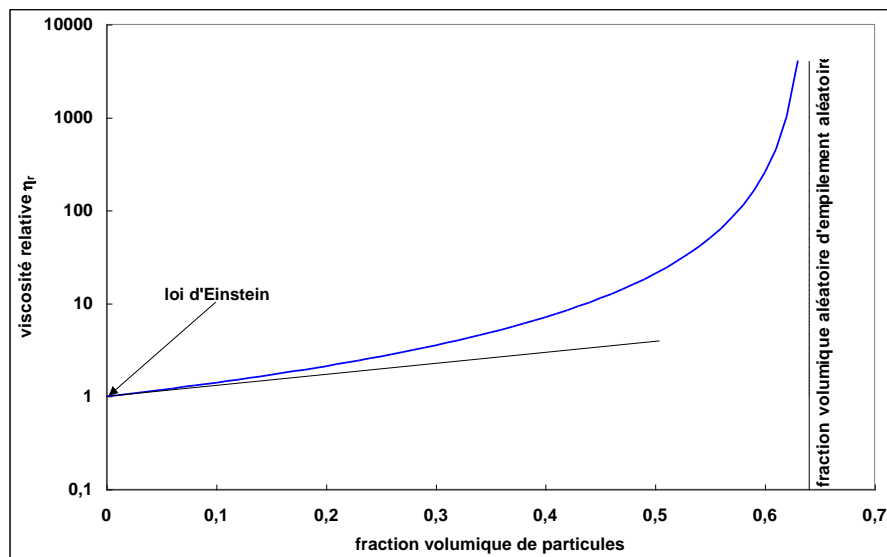


Figure 1 : Exemple de variation de la viscosité avec la fraction volumique

Thomas (1965) [7] a proposé une expression de la viscosité relative de particules fines en solution dans l'eau :

$$\eta_r = \frac{\eta_m}{\eta_0} = 1 + 2,5\phi + 10,05\phi^2 + 0,00273e^{16,6\phi} \tag{4}$$

Cette corrélation a été appliquée à plusieurs écoulements tels que les mélanges en eau-charbon ou eau-billes de verre. La formule de Thomas n'est valable que si les particules sont non interactives. La taille des particules n'affecte pas la relation qui ne dépend que de la fraction volumique de particules.

Par ailleurs l'expression de la viscosité du mélange (Coussot, 1999) [8] est donnée par l'expression empirique suivante :

$$\frac{\mu_m}{\mu_0} = \left(1 + \frac{2,5 \cdot \phi}{2 \left(1 - \frac{\phi}{0,605} \right)} \right)^2 \tag{5}$$

Pour des concentrations supérieures à 60 %, il a été difficile de mesurer la viscosité du mélange car elle tend vers l'infini pour $\phi = 0,605$.

Des formules semi-empiriques ont été proposées par Chong et al. (1971) [9]. Elles ont été établies par calage des résultats obtenus avec un grand nombre de suspensions monodisperses et polydisperses de la forme :

$$\eta = \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\phi}{(\phi_m - \phi)} \right)^2 \quad (6)$$

On retrouve la formule d'Einstein lorsque $\phi \rightarrow 0$ si on prend $\phi_m = 0,605$, ce qui correspond à peu près à la concentration solide d'un empilement désordonné de sphères.

Une autre approche s'appuie sur l'hypothèse selon laquelle chaque particule « voit » autour d'elle un fluide homogène dont la viscosité ne dépend que de la concentration en particules et de la viscosité du fluide interstitiel. Ceci est une approximation puisque les particules proches de cette particule ont une plus grande influence que les particules éloignées. Dans ces conditions on recherche la viscosité de la suspensions sous la forme suivante appelée encore la viscosité relative de la suspension est donnée sous la forme :

$$\eta_r = \frac{\eta_m}{\eta_0} = f(\phi) \quad (7)$$

Dans le cas des suspensions à concentrations élevées, il n'y a pas une théorie élaborée. Les interactions hydrodynamiques multiples ne sont plus négligeables. Lorsque le liquide est saturé en particules, il se comporte comme un solide d'où la viscosité de la suspension qui tend vers l'infini (**Figure 2**). Lorsqu'on fait subir une force à un amas de particules désordonné le volume augmente car le fluide qui était à la surface est aspiré et le comportement du mélange s'apparente à un solide (viscosité qui tend vers l'infini). Si on cesse toute action sur l'amas, les particules se remettent dans leur état d'équilibre et on obtient à nouveau un fluide. La fraction volumique obtenue expérimentalement lors d'un empilement de sphère aléatoire est de 0,637. Celle de l'empilement le plus compact qui puisse être obtenu, est de 0,72.

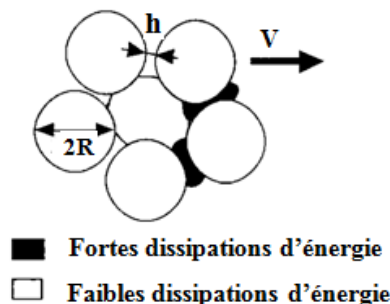


Figure 2 : localisation de deux types de volume fluide au sein d'une suspension, donnant lieu à des dissipations d'énergie très différentes lorsque la fraction volumique en particules tend vers la concentration d'entassement maximal (Fagla, 2002) [10]

D'autres auteurs ont travaillé aussi sur des écoulements diphasiques solide-liquides. El Rhafiki et al (2009) [11] ont étudié le stockage et de distribution du froid par chaleur latente en traitant, d'une manière essentiellement numérique, les écoulements diphasiques avec changement de phase solide-liquide dans un échangeur. Deux types de matériaux à changement de phase ont été testés : coulis de glace et coulis stabilisés. Le coulis de glace est une suspension composée d'une phase porteuse. Des auteurs tels que Ayukawa (1970) [12] et Kyokai (1981) [13] ont travaillé sur des suspensions de grosses particules enfin d'en analyser la particularité de leur dimension caractéristique sur la dynamique et sur la thermique de l'écoulement de la suspension. Dans la méthode usuelle de recherche de la perte de charge dans un écoulement diphasique, les caractères essentiels peuvent ne pas être révélés parce que cachés derrière les différents facteurs empiriques se trouvant dans les formules.

Des modèles détaillés de ce genre d'écoulement devraient être analysés afin de révéler la nature essentielle et d'atteindre des conclusions avec une large validité. Ce problème est apparu au moment de mesurer le profil de vitesse, d'obtenir la distribution de concentration et du caractère de la turbulence dans la conduite selon les travaux de Ayukawa (1969) [14] et de Silin et al (1969) [15]. Ayukawa (1970) [12] a encore fait une analyse phénoménologique du profil de vitesse en considérant les interactions entre les particules et le fluide, la formule du profil de vitesse, en relation avec la distribution de la concentration à partir de simples hypothèses de la diffusion tourbillonnaire. L'auteur a fait des recherches expérimentales sur le profil de vitesse, sur la distribution de la concentration des particules et la perte de charge d'un écoulement diphasique dans une conduite horizontale droite transparente faite de plaque de vinyle de section carrée de 40 mm de côté. Les différentes mesures effectuées sur cet écoulement l'ont été dans la zone pleinement développée de profil de vitesse stationnaire. L'auteur a utilisé de l'eau comme fluide interstitiel et de perles de polycarbonate de masse volumique égale à 1165 kg/m³. Ces perles sont de dimension presque uniforme. Leur taille caractéristique est estimée à 3,06 mm : La vitesse du fluide a été mesurée à l'aide du tube de Pitot de 1mm de diamètre.

Kyokai (1981) [13] a orienté ses recherches vers des suspensions de grosses particules. Il a travaillé sur une conduite de forme U, horizontale faite de chlorite de vinyle et de plastique de méthacryl de 50 mm et de 100 mm de diamètre et d'environ 14 m de longueur. La partie en méthacryl est d'environ de 3 à 4 m, de forme carrée et transparente. Une partie de la conduite de 1 m de long de forme circulaire permet d'observer facilement le mouvement des particules. L'auteur a utilisé quatre sortes de sphères plastiques de masse volumique allant de 1440 kg/m³ à 1050kg/m³ et de ratio de diamètre de la sphère par rapport à la conduite compris entre 0,12 à 0,38 ; ce qui est similaire au ratio usuellement pratiqué dans le transport hydraulique de grosses particules. Les diamètres des sphères varient de 6 mm à 38 mm augmentant à raison de 2 mm. L'eau est utilisée comme fluide interstitiel et sa vitesse moyenne est contrôlée entre 0,4 à 2,4 m/s à intervalles réguliers de 0,2 m/s à l'aide d'une soupape. L'auteur a montré que le ratio $(\frac{u_p}{u_e})$ (23) des vitesses moyennes dépend principalement du nombre de Froude (*Fr*) calculé sur la base de la vitesse des sphères par rapport à l'écoulement de l'eau, et de du ratio des diamètres à faibles concentrations de sphères dans la conduite comme c'est exprimé par l'équation :

$$\frac{u_p}{u_e} = 1 - \exp[-a \cdot (\frac{d}{D}) \cdot (Fr + b)] \tag{8}$$

où a et b sont des constantes obtenues expérimentalement ; *u_e* et *u_p* sont respectivement les vitesses de l'eau et des particules. La forme générale du nombre de Froude est donnée par l'expression suivante :

$$Fr = \frac{\rho \frac{u^2}{D}}{\rho g} = \frac{u^2}{Dg}, \tag{9}$$

Ce nombre représente le rapport des forces d'inertie aux forces de pesanteur.

Des travaux entrepris par Hoareau et Lebouché (1996) [16] sur les suspensions solide-liquide ont permis la caractérisation de la perte de charge d'un mélange diphasique en fonction de la concentration volumique en particules solides. Cette concentration (ou fraction volumique de particules) est le rapport du volume occupé par les particules sphériques dures sur le volume total du mélange ; nous la notons ϕ tel que

$$\phi = \frac{\text{volume occupé par les sphères dures}}{\text{volume total}} \tag{10}$$

L'un des paramètres intervenant dans la dynamique des suspensions à concentrations modérées est la viscosité et son calcul pose d'énormes problèmes car des interactions hydrodynamiques se développent. Ces interactions prédisent, comme le confirment en première approximation les observations expérimentales, que la viscosité tend vers l'infini lorsque la concentration tend vers une concentration critique qui est souvent assimilée à ϕ_m (avec ϕ_m , la fraction volumique d'empilement maximum des particules).

La viscosité relative de la suspension est donnée sous la forme :

$$\eta_r = \frac{\eta_m}{\eta_0} = f(\phi) \quad (11)$$

La fraction volumique obtenue expérimentalement lors d'un empilement de sphères aléatoires est de 0.637. Elle caractérise le rapport de volume maximum de particules sur la somme du volume des particules et du volume du fluide porteur. Toute valeur supérieure à 0.637 provoque la sédimentation des particules lors de l'écoulement du mélange et tout finit par un bouchon qui bloque l'écoulement. Il est alors nécessaire d'introduire **la notion de viscosité effective** qui prend en compte, à la fois, les interactions entre le fluide porteur et la phase dispersée. Elle est notée :

$$\eta_r = \left[1 - \frac{\phi}{\phi_m} \right]^{-q} \quad (12)$$

avec $q = \eta \cdot \phi_m$ (12) est le produit de ϕ_m (fraction volumique d'empilement maximum des particules) par la viscosité intrinsèque du fluide seul. L'écoulement est caractérisé par le nombre de Reynolds généralisé de Metzner et Reed (1955) [17] calculé sur la base de la vitesse moyenne de l'écoulement (\bar{U}). Davis et Acrivos (1985) [18], ont montré qu'à faible nombre de Reynolds, l'influence des particules environnantes est proportionnelle à la fraction volumique des sphères dures. Ainsi la problématique de la présente étude est de vérifier si le caractère hétérogène de la suspension peut être pris en compte par une approche du type "milieu effectif" indépendamment de la nature du fluide porteur. La viscosité dynamique de la suspension est plus ou moins élevée selon que la suspension est très diluée, diluée, à concentration modérée ou concentrée. La viscosité η dépend de ϕ , du nombre de Péclet (Pe), du nombre de Déborah (De) et de la viscosité de la phase suspendant.

1-2. Viscosité d'une suspension de particules-modèle de sphères dures (non déformables)

La viscosité de la suspension est plus ou moins élevée selon que la suspension est très diluée, diluée, à concentration modérée ou concentrée. Quand les particules ne sédimentent pas, c'est qu'elles ont toute la même densité (isodensité), ou qu'elles sont soumises au mouvement brownien, qui les maintient en suspension. La viscosité η dépend de ϕ , du nombre de Péclet (Pe), du nombre de Déborah (De) et de la viscosité de la phase suspendant. Ainsi pour la première fois, une analyse dimensionnelle a été appliquée au cas le plus simple par Krieger (1963) [19]. L'auteur a utilisé des suspensions de petites sphères dures monodisperses de rayon R , suspendues dans un fluide newtonien, de viscosité η de même masse spécifique que les particules solides avec uniquement des interactions hydrodynamiques. Krieger (1963) [19] a montré que la viscosité relative η_r devrait avoir la forme générale suivante :

$$\eta_r = \frac{\eta}{\eta_0} = \eta_r(\phi, Pe, De) \quad (13)$$

En régime permanent (i.e. cisaillement constant), le nombre de Deborah De tend vers 0 et l'équation (11) est réduite à $\eta_r = \frac{\eta}{\eta_0} = \eta_r(\phi, Pe)$ qui peut être représentée, (à $\phi = \text{Constante}$) par la courbe maîtresse de la figure 3 à savoir :

$$\eta_r = \frac{\eta}{\eta_0} = \eta_r(\phi) \tag{13 bis}$$

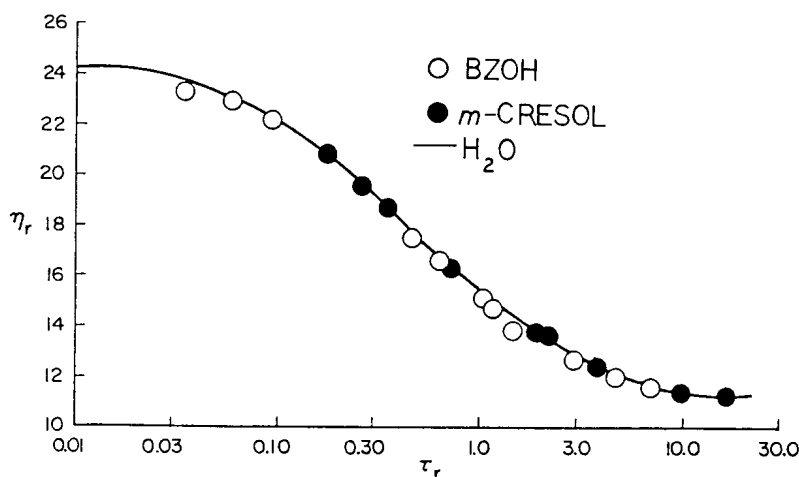


Figure 3 : Courbe maîtresse $\eta_r = f(Pe)$ à partir des analyses dimensionnelles (Krieger, 1963) [19]

2. Matériel et méthodes

2-1. Matériel

2-1-1. Dispositif expérimental

2-1-1-1. Schéma de la boucle d'essais

Nous donnons ici la description générale du dispositif expérimental. Ce montage schématisé sur la **Figure 4** est essentiellement constitué d'une boucle d'essais et d'une veine d'expérience. Le montage est composé d'un groupe motopompe (2), d'un échangeur tubulaire en graphite (3), d'un bac en amont (4), d'un tube de PVC (chlorure de polyvinyle) placé en aval du bac en amont, d'un tube de PMMA (polyméthacrylate de méthyle) transparent, d'une veine de mesure, d'une conduite de dérivation, d'un débitmètre électromagnétique (7) et d'un bac aval (1). La présence d'une phase de particules solides sensible aux contraintes mécaniques a déterminé le choix du groupe motopompe. Celui que nous avons utilisé, est suffisamment puissant pour permettre l'écoulement des produits très visqueux à des débits approchant les 12 m³/h (vitesse débitante $U_d = 4,6$ m/s). C'est une pompe centrifuge à roue semi-ouverte et à rotor hélicoïdal afin de ne pas dégrader trop vite la phase solide. En sortie de pompe, le mélange aspiré du bac aval est refoulé dans un échangeur tubulaire en graphite, destiné à réguler la température du mélange. La température d'entrée de la suspension dans la veine d'essais est maintenue constante avec une précision de 0,2°C.

Ensuite, le mélange arrive dans un bac amont destiné à amortir les pulsations dans l'écoulement induites par la pompe à homogénéiser le mélange liquide-solide et la température. Un tube de chlorure de polyvinyle (P.V.C.) d'une longueur de 34,54 diamètres (soit 1,05 m), et un autre tube transparent de polyméthacrylate de méthyle (P.M.M.A.) d'une longueur de 39,87 diamètres (soit 1,212 m), disposés successivement en série et de même diamètre (0,0304 m), permettent d'obtenir l'établissement dynamique de l'écoulement. Ils sont suivis de la veine d'expérience qui est aussi en P.M.M.A. Une conduite de dérivation relie la sortie du bac amont au bac aval ; elle permet d'adapter le débit du mélange aux conditions de manipulation désirées. En sortie de la zone de mesures, un débitmètre électromagnétique, constitué d'un élément cylindrique en Téflon et de deux électrodes de platine, mesure le débit en temps réel.

Un bac en aval, placé en sortie de la veine d'expérience et de la conduite de dérivation, a pour but de tranquilliser l'écoulement, d'assurer une charge minimale sur la pompe et d'introduire les phases solide et liquide dans la conduite. Des prises de pression à l'entrée et à la sortie de la veine d'essais permettent la mesure des pertes de charge à l'aide d'un capteur de pression différentiel (6) de la **Figure 4**.

2-1-1-2. Les tubes et les veines d'expérience

Pour effectuer la mesure de la perte de charge dans une conduite, nous avons utilisé un tube de P. M. M. A. . Deux prises de pression placées à chaque extrémité du tube P. M. M. A. permettent d'effectuer la mesure de perte de charge sur une longueur de 2,225 m. Les tubes sont adaptés à la mise en œuvre de diverses techniques de mesures telles que l'utilisation de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler et la vélocimétrie laser à effet Doppler (L D A). Pour les essais en situation anisotherme, on utilise une veine d'essais en cuivre (longueur totale, 2,16 m) autour de laquelle un fil chauffant (Thermocoax) est bobiné. Cette veine permet un chauffage électrique pariétal à densité de flux constante (Puissance maximale : 4126 W) ; 55 thermocouples insérés dans la paroi permettent de mesurer la température pariétale locale le long du tube en cuivre (5) de la **Figure 4**.

2-1-1-3. Le fluide suspendant

Le fluide suspendant utilisé est la solution de Carboxyméthylcellulose appelée communément le C.M.C.. Il a un comportement non-newtonien. C'est un éther cellulosique qui s'obtient sous forme de sel de sodium en faisant agir le monochloracétate de sodium sur la sodicocellulose. La carboxyméthylcellulose à bas degré de substitution est soluble dans l'eau. Ce fluide est, en fait, une suspension colloïdale formée de très fines particules. Pour s'affranchir des dégradations bactériennes, on y a ajouté quelques grammes de sulfate de cuivre. Le fluide est transparent et permet l'utilisation de la LDA. La viscosité fluide porteur pris seul est de $\eta_0 = 0,3149 \text{ Pa.s}$. Quelques auteurs tels que Shaver et al (1959) [20], Ernst (1965) [21] et Bassett et al (1975) [22] ont utilisé le C.M.C. du fait de sa nature pseudoplastique, non réducteur de frottement pour des concentrations suffisantes (supérieures à 0,05 %).

2-1-1-4. La phase dispersée utilisée

La phase dispersée est constituée de sphères dures d'alginate d'un diamètre moyen de l'ordre de $d = 0,0044 \text{ m}$. Elles sont obtenues en faisant tomber, goutte à goutte, une solution liquide d'alginate dans un bain de chlorure de calcium où les sphères formées pendant leur chute polymérisent une fois en contact avec la solution.

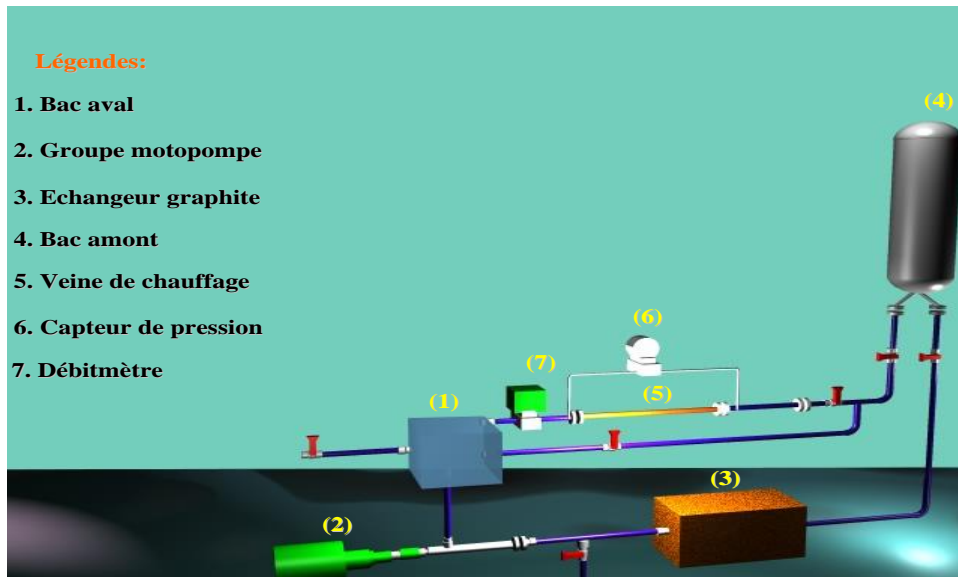


Figure 4 : Schéma de la boucle d'essais

2-2. Méthodes

2-2-1. Introduction de la notion de la viscosité effective

Dans le but de mettre en évidence l'influence de la concentration sur la viscosité (les dépendances) $\eta(\phi)$, Krieger et Dougherty (1972) [23], ont donné une solution correcte de l'approche théorique de Mooney (1951) [24].

Dans une forme générale, cette solution peut être écrite de la manière suivante :

$$\eta_r = \left[1 - \frac{\phi}{\phi_m} \right]^{-q} \tag{14}$$

où $q = [\eta] \cdot \phi_m$ (14) est le produit de ϕ_m . (la fraction volumique maximum, appelée encore fraction d'empilement maximum des particules) par la viscosité intrinsèque du fluide seul. La limite d'Einstein dans des milieux très dilués pour des suspensions de sphères donne $\eta = 2,5$ Pa.s. En résumé, la relation de Krieger (1963) [19] est de la forme :

$$\eta_{r0} = \left(1 + \frac{\phi}{0,57} \right)^{1,52} \quad \text{pour } Pe \rightarrow 0 \tag{15}$$

$$\eta_{r\infty} = \left(1 + \frac{\phi}{0,68} \right)^{1,82} \quad Pe \rightarrow \infty \tag{15 bis}$$

Le modèle de Quemada (1998) [25] est de la forme :

$$\eta_{r0} = \left(1 + \frac{\phi}{0,63} \right)^{-2} \quad Pe \rightarrow 0 \tag{16}$$

$$\eta_{r\infty} = \left(1 + \frac{\phi}{0,72} \right)^{-2} \quad Pe \rightarrow \infty \tag{16 bis}$$

La détermination des propriétés rhéologiques des suspensions est complexe car bien souvent on observe une hétérogénéité de la concentration volumique locale. D'autres auteurs tels que Pan et Padoan (2010) [26] ont présenté un modèle pour analyser la vitesse relative d'inertie de particules dans des écoulements turbulents. Notre formulation générale provient de deux termes en référence avec les termes de l'accélération généralisée et du cisaillement généralisé car ils se réduisent à l'accélération et au cisaillement bien connus dans les limites de Saffman – Turner. Ils ont montré que le terme de cisaillement généralisé représente la mémoire de particule de la différence de vitesse de l'écoulement le long de leurs trajectoires et dépend de l'inertie de la dispersion d'une paire de particule. Les calculs pour le cas de bidisperse montrent qu'à l'échelle de temps de friction d'une particule fixe, la vitesse relative en fonction du temps de friction de l'autre particule. Ils ont montré que la principale contribution à l'immersion est de la durée de cisaillement généralisé, tandis que le terme d'accélération généralisée est dominant pour les particules de tailles très différentes.

Les auteurs V. M. Alipchenkov et al., (2010) [27] ont travaillé sur un modèle algébrique non linéaire pour mettre en évidence la viscosité turbulente non linéaire. Le but de l'étude est de présenter un modèle explicite algébrique auto-cohérent des tensions de Reynolds (viscosité turbulente non linéaire) pour le calcul de deux phases s'écoule chargé de petites particules lourdes. Le modèle est testée par des moyens de comparaison avec les résultats de la solution d'un système d'équations différentielles pour toutes les composantes des tensions de Reynolds et les données de calcul numérique directe dans un flux de cisaillement homogène de particules. D'autres auteurs tels que Zaichik et al., (2012) [28] ont, dans un premier temps, présenté et analysé les statistiques de la température des particules en non-isotherme écoulement turbulent entièrement développé d'une suspension gaz-solide dans un canal pour une large gamme d'inertie des particules afin de mieux comprendre les mécanismes de transfert de chaleur des particules et dans un second temps examiné la performance d'un récent modèle de Probability Density Function (PDF) i.e. de la fonction de densité de probabilité. Pour y arriver, ils ont fait une Simulation numérique directe (DNS) couplé avec un suivi de particules de Lagrange (LPT) utilisé pour recueillir des statistiques de fluide et de la température des particules à particules atteignent un régime statistiquement stationnaire.

Ils ont montré que les statistiques sur les températures des particules qui est observée inertie augmente. Un comportement non monotone de la statistique de la température de particule s'observe comme une inertie qui augmente. Les auteurs ont aussi montré la concurrence entre les différents mécanismes (l'effet d'inertie de filtrage, la concentration préférentielle, la production de quantités fluctuantes induites par la présence de gradient de vitesse moyenne et / ou de gradient de température moyenne) sont responsables d'un tel comportement. En utilisant ces données, la précision d'un modèle de PDF est également évaluée dans la deuxième partie. A partir de cette évaluation, on constate que, malgré les hypothèses formulées, le modèle conduit à une prédiction satisfaisante de la plupart des statistiques de température des particules pour une inertie trop élevée de particules. De même, Les auteurs Zaichik et al., (2011) [29] ont travaillé sur un modèle statistique pour prédire la transmission de la chaleur de particules solides dans d'écoulements turbulents.

L'objectif qu'ils se sont fixé est double. Il s'agit, d'une part, de présenter un modèle statistique de transport de particules et le transfert de chaleur dans les écoulements turbulents et d'autre part, d'examiner les performances de ce modèle dans divers écoulements turbulents allant d'un simple flux à un plus compliqué. Ce modèle est basé sur une équation cinétique pour la fonction de densité de probabilité de la vitesse des particules et de la température dans les distributions anisotropes écoulement turbulent. Les prédictions du modèle comparées aux simulations numériques et aux reproductions propres sont en adéquation les grandes tendances de calculs effectués sont performants dans des divers écoulements turbulents.

2-2-2. Les régimes d'écoulement des suspensions

Dans le cas d'écoulement solide-liquide en conduite cylindrique horizontale, on rencontre quatre régimes d'écoulement tel que la suspension symétrique, la suspension asymétrique, le lit circulant, la suspension asymétrique et le lit stationnaire. Davis et Acrivos (1985) [18], dans leurs travaux, ont montré qu'à faible nombre de Reynolds, l'influence des particules environnantes est proportionnelle à la fraction volumique des particules.

• **Hypothèses du fluide « homogène »**

Si on considère que le mélange diphasique se comporte comme un fluide homogène newtonien équivalent (fluide porteur newtonien), on peut déduire, des relations (17) et (17 bis), la viscosité apparente des suspensions à partir des mesures de débit et de perte de charge, pour un écoulement en conduite :

$$\tau_p = \frac{\Delta P \cdot D}{4L} \tag{17}$$

$$\text{avec } \tau_p = \eta_a \left(\frac{8U_d}{D} \right) \tag{17 bis}$$

et η_a est la viscosité apparente du mélange. On définit alors la viscosité équivalente relative (18):

$$\eta_r = \frac{\eta_a}{\eta_0} \tag{18}$$

avec η_0 , la viscosité du fluide porteur.

2-2-3. Etude des pertes de charge

Dans un régime d'écoulement quasi-homogène, (Reg = 589), les vitesses mesurées des suspensions restent inférieures à celles mesurées pour le fluide interstitiel en écoulement avec un régime laminaire établi ou non établi, ou un régime turbulent. Dans le cas de l'écoulement laminaire établi des suspensions, on note la relation liant la chute de pression $\Delta \bar{p}$ à la contrainte pariétale τ_p telle que $\tau_p = \frac{\Delta \bar{p} \cdot D}{4.L}$ avec

$$\bar{p} = p + \rho g z.$$

L'expression du débit dans le tube est donnée par l'équation de Rabinowitch-Mooney de la forme:

$$\frac{Q_v}{\pi R^3} = \frac{1}{\tau_p} \int_0^{\tau_p} \tau^2 f(\tau) d\tau.$$

Après intégration, la loi relie la perte de pression au débit, tout particulièrement dans le cas d'un écoulement de suspensions dans le tube:

$$\frac{\Delta \bar{p} \cdot D}{4.L} = f \left(\frac{8.Q_v}{\pi D^3} \right) \tag{19}$$

Pour les fluides non newtoniens du type pseudoplastique, les relations suivantes s'appliquent aussi bien aux liquides monophasiques qu'aux suspensions.

En prenant la loi de comportement $\tau = K \dot{\gamma}^n$ et en appliquant la relation de Rabinowitch-Mooney, nous obtenons :

$$\frac{8.Q_v}{\pi D^3} = \frac{n}{3n+1} \left(\frac{\tau_p}{K} \right)^{1/n} \quad (20)$$

d'où

$$\Delta p = 4KL \left(\frac{6n+2}{n} \right)^n \left(\frac{\bar{U}^n}{D^{n+1}} \right) \quad (21)$$

Avec

$$\tau_p = K \left(\frac{3n+1}{4n} \right) \cdot \left(\frac{8Ud}{D} \right)^n \quad (22)$$

$$\text{et } \gamma = \frac{8Ud}{D} \quad (23)$$

Ces relations permettent de définir les paramètres rhéologiques des suspensions. Le coefficient de frottement peut se mettre sous la forme: $Cf = \frac{16}{\text{Re } g}$

$$\text{Avec } \text{Re } g = \frac{\rho U_d^{2-n} D^n}{\left[\left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n \cdot 8^{n-1} \right]} \quad (24)$$

où $\text{Re } g$ est le nombre de Reynolds généralisé de Metzner et Reed (1955) [23]. $\text{Re } g = \frac{\rho \bar{U}^{2-n} D^n}{8^{n-1} K \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n}$,

avec la contrainte pariétale $\tau_p = K \left(\frac{8\bar{U}}{D} \right)^n$

Pour un écoulement en tube cylindrique, Cho et Hartnett (1985) [30] ont donné plusieurs définitions du nombre de Reynolds dont le nombre de Reynolds basé sur la viscosité effective.

2-2-4. Rhéologie

2-2-4-1. Cas newtonien

Pour un cas newtonien, la contrainte pariétale est donnée par l'expression: $\tau_p = \eta \frac{8\bar{U}}{D}$; et le nombre de Reynolds par $\text{Re} = \frac{\rho \bar{U} D}{\eta}$ et la contrainte pariétale est donnée par l'expression du nombre de Reynolds basé sur la viscosité effective :

$$\tau_p = \eta_{\text{eff}} \frac{8\bar{U}}{D} \quad (25)$$

et le nombre de Reynolds par $\text{Re}_{\text{eff}} = \frac{\rho \bar{U} D}{\eta_{\text{eff}}}$ (26)

2-2-4-2. Cas non newtonien

Pour le cas non newtonien, nous utilisons le nombre de Reynolds généralisé défini par Metzner et Reed.

La contrainte pariétale est donnée par l'expression du nombre de Reynolds généralisé de Metzner et Reed

$$\tau_p = K \left(\frac{8\bar{U}}{D} \right)^n \text{ et le nombre de Reynolds par } Re_g = \frac{\rho \bar{U}^{2-n} D^n}{8^{n-1} K \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n}$$

La contrainte pariétale est donnée par l'expression du nombre de Reynolds basé sur une viscosité pariétale

$$\tau_p = \eta_a \dot{\gamma}_p \text{ et } \dot{\gamma}_p = \left(\frac{3n+1}{4n} \right) \left(\frac{8\bar{U}}{D} \right) \text{ et le nombre de Reynolds par } Re_a = \frac{\rho \bar{U} D}{\eta_a}.$$

Mills et Snabre (1995) [31] ont donné l'expression de la viscosité apparente de cisaillement des suspensions de sphères dures en considérant un volume élémentaire contenant un fluide (de densité ρ_f) et de sphères dures (de densité ρ_p) dans des interactions purement hydrodynamiques, et en partant de l'expression du champ de vitesse moyennée du volume V :

$$V = \phi V_p + (1-\phi) V_f \tag{27}$$

où V_p , V_f , respectivement la vitesse moyennée du volume des particules et du fluide porteur ϕ , fraction volumique en particules.

3. Résultats et discussion

3-1. Résultats expérimentaux

3-1-1. Pertes de charge dans les suspensions à base de la solution de carboxyméthylcellulose (C.M.C.)

Nous nous proposons d'étudier l'influence des sphères dures sur la perte de charge dans le cas des suspensions non newtoniennes et de donner des corrélations pour les différents cas étudiés. L'étude à partir d'un rhéomètre nous a permis d'obtenir le modèle de comportement suivant:

$$\eta = \frac{\eta_0}{\left(1 + (t_c \cdot \dot{\gamma}_p)^{0,5} \right)} \tag{28}$$

avec la viscosité $\eta_0 = 0,3149 \text{ Pa.s}$ à cisaillement nul à 20°C. Voici le modèle élaboré

$$\eta = \frac{0,3149}{1 + (0,032 \cdot \dot{\gamma}_p)^{0,5}} \tag{28 bis}$$

Nous avons procédé à l'étude expérimentale du coefficient de frottement dans les cas de lois de comportement considérés. Le premier est **le modèle d'Ostwald** (de forme $\tau = K \dot{\gamma}^n$ et $\tau_p = K \left(\frac{8\bar{U}}{D} \right)^n$) couvrant une partie de la plage de cisaillement et le second est un modèle complet (28 bis) que nous avons élaboré. Ce nouveau modèle a pour avantage de couvrir toute la plage de cisaillement en y incluant le modèle d'Ostwald. Ces deux modèles sont bien en adéquation avec les données expérimentales (**Figure 5**).

Le léger écart constaté est probablement dû aux instabilités hydrodynamiques provoquées non seulement par la présence de la phase dispersée mais aussi par les perturbations liées au passage de la viscosité dynamique de la zone de transition à la plage où les interactions hydrodynamiques deviennent prédominantes. Tout ceci explique l'écart qui s'accroît pour des $Reg_{Ostwald}$ élevés. Le modèle d'Ostwald est difficilement transposable au cas des suspensions. En étudiant la viscosité dynamique de la suspension sur toute la plage du taux de cisaillement (depuis le cisaillement zéro jusqu'au taux de cisaillement le plus élevé en nous appuyant sur les travaux effectués par les auteurs tels que Krieger (1963) [19], Krieger et Dougherty (1959) [32] et Krieger (1972) [23] nous avons alors constaté qu'à faible taux de cisaillement, ce sont les agitations thermiques des molécules du fluide qui sont prédominantes et qu'à fort taux de cisaillement ce sont les interactions hydrodynamiques qui prédominent. Le modèle d'Ostwald appartient à la zone de transition entre la forme d'agitation thermique des particules moléculaires à la forme des interactions hydrodynamiques.

3-1-2. Etude de la viscosité des suspensions en écoulement isotherme

Nous nous sommes intéressés à la variation de la viscosité en fonction des fractions volumiques de particules dans les suspensions en écoulement isotherme. Nous avons calculé la viscosité effective issue du modèle de sphères dures de Quemada et comparée à la viscosité calculée à partir des données expérimentales. Les résultats obtenus nous permettent de dire qu'il y a un bon accord entre le modèle de sphères dures de Quemada et le modèle que nous avons élaboré à la vitesse débitante constante de 2,49 m/s (*Figure 5*).

3-1-3. Etude comparative de la loi de comportement du fluide non newtonien du type d'Ostwald aux données expérimentales

Nous avons procédé à l'étude expérimentale du coefficient de frottement pour chacune des lois de comportement considérées (modèle d'Ostwald et modèle élaboré). Cette étude est menée à la température d'entrée constante de 20° C.

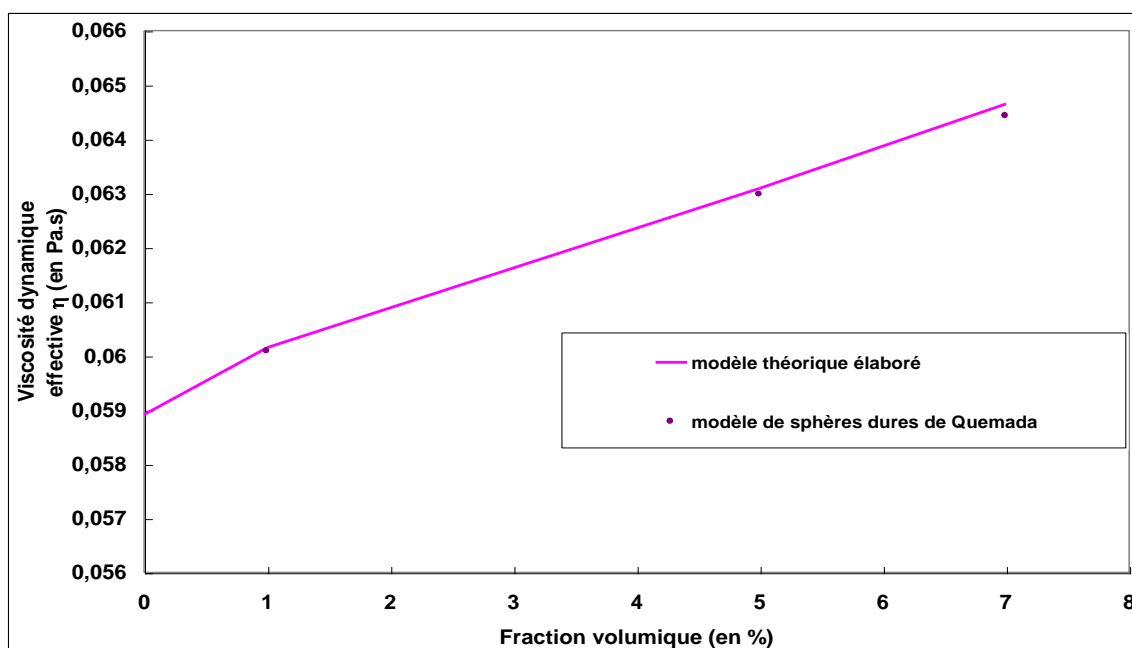


Figure 5 : Comparaison de la viscosité calculée à partir des données expérimentales et le modèle de sphères dures de Quemada à la vitesse constante de 2,49 m/s

Les résultats de ces analyses nous ont permis de constater que la théorie d'Ostwald est en adéquation avec les résultats expérimentaux avec un écart de 7,22 %. Cependant, le modèle d'Ostwald est difficilement transposable au cas des suspensions (**Figure 6**). En revanche, avec le modèle élaboré, la modification de viscosité par ajout de sphères dures est pris en compte par le terme correcteur suivant :

$$\left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_m}\right)^{-2} \tag{29}$$

C'est donc ce modèle que nous conservons pour la suite. Ainsi nous étudions la perte de charge des suspensions non newtoniennes en écoulement *isotherme* laminaire et turbulent en analysant la perte de charge de la Carboxyméthylcellulose monophasique en écoulement isotherme laminaire et turbulent. Pour un écoulement laminaire isotherme le coefficient de frottement est obtenu à partir de la loi de Poiseuille :

$$Cf = 16(Re\ g)^{-1} \tag{30}$$

$$\text{Avec } Re\ g = \frac{\rho DU}{\eta} \tag{30\ bis}$$

et pour le régime turbulent isotherme, la loi de Blasius. Ainsi le coefficient de frottement est *la relation suivante* :

$$Cf = 0,079(Reg)^{0,25} \tag{31}$$

Cette solution a une loi de comportement du type d'Ostwald ($\tau_p = K\dot{\gamma}^n$) avec une consistance $K = 0,8$ et un indice de structure $n = 0,6706$. Ce modèle n'est valable que $Reg \leq 1000$. Au-delà de ce nombre de Reynolds, il est difficile de modéliser l'effet de la concentration en sphères dures sur la consistance et l'indice de structure ; ce qui justifie un modèle de comportement qui prend en compte la concentration en sphères dures. Ce modèle issu des considérations physiques, a l'avantage de couvrir toute la plage de cisaillement; ce sont les relations (28) et (28 bis).

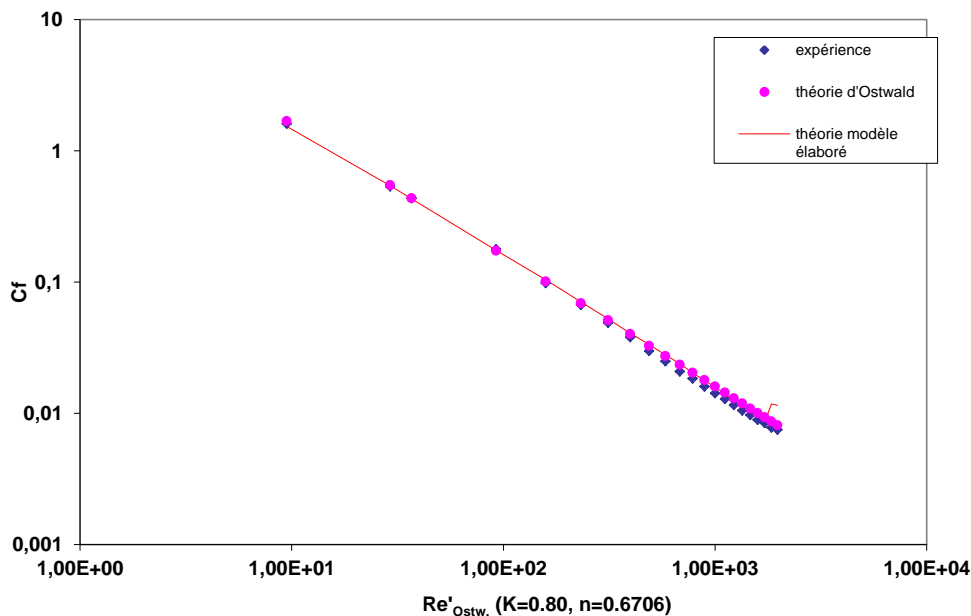


Figure 6 : Mise en évidence de la validité de la théorie élaborée ; elle est comparée à la théorie de la loi de comportement non newtonien du type d'Ostwald et aux données expérimentales

3-2. Discussion

3-2-1. Perte de charge des suspensions mono-dispersés

En faisant l'hypothèse du milieu homogène applicable aux suspensions monodisperses $\eta_{mélange} = \eta_0$ (32) pour plusieurs fractions volumiques (monophasique, 1%, 5%, 7%), on a déterminé le coefficient de frottement qui tient compte du nombre de Reynolds obtenu sur la base de la viscosité apparente du fluide porteur (**Figure 7**). Ensuite on fait le même calcul, mais en prenant le nombre de Reynolds issu de la viscosité modifiée par le facteur de correction du modèle de milieu effectif (Quemada, 1998) [25]. Il s'agit de la viscosité effective notée η_{eff} .

3-2-1-1. Hypothèse du milieu homogène applicable aux suspensions monodisperses ($\eta_{mélange} = \eta_0$)

Nous avons ensuite procédé à l'étude de l'écoulement des particules sphériques solides ($d = 4,4$ mm) en suspensions monodisperses dans la C.M.C. pour plusieurs fractions volumiques (0%, 1%, 5%, 7%). La détermination du coefficient de frottement est faite dans les deux cas suivants :

Premièrement, nous avons calculé le coefficient de frottement en tenant compte du nombre de Reynolds calculé sur la base de la viscosité apparente du fluide porteur (**Figure 7**). Nous constatons qu'il n'y a pas une loi unique, indépendamment de la fraction volumique. Nous avons aussi remarqué que l'introduction du modèle de Quemada (en considérant les suspensions comme un milieu effectif) a apporté une différence sensible.

Dans un deuxième temps, nous avons fait ensuite le même calcul, mais en prenant le nombre de Reynolds issu de la viscosité modifiée par le facteur de correction du modèle de Quemada. En observant les résultats obtenus, nous remarquons que le coefficient de frottement de la C.M.C. monophasique isotherme (C_{fmono}) superpose les résultats de la suspension à 1% et les deux courbes sont très légèrement décalées de la courbe maîtresse. Ceci serait dû à un échauffement causé par la dissipation visqueuse du fluide porteur (**Figure 7**).

Par contre les courbes des suspensions à 5% et à 7% en sphères dures s'écartent de la courbe maîtresse ; l'écart à 7 % est plus accentué que celui à 5%. La quantité substantielle de sphères dures dans le mélange est à la base de ces écarts constatés. Les résultats obtenus montrent à travers la **Figure 8** qu'il n'y a pas unicité de loi indépendante de la fraction volumique en sphères dures.

Nous remarquons que le coefficient de frottement de la C.M.C. monophasique isotherme (C_{fmono}) superpose la courbe maîtresse (**Figure 7**) ce qui donne une bonne adéquation entre la courbe monophasique et la courbe théorique. Il en est ainsi de même des résultats des suspensions à 1% en sphères dures qui entraînent une modification insignifiante de la viscosité. Ce qui montre l'absence d'écart entre la courbe à 1% et la courbe maîtresse que nous avons observée. Ces écarts sont dus à la présence des sphères dures dans l'écoulement. Ils s'expliquent par la modification de l'hydrodynamique du mélange c'est-à-dire une variation de la viscosité apparente. En effet le coefficient de frottement est déterminé en fonction du nombre de Reynolds calculé à partir de la viscosité monophasique ce qui ne prend pas en compte cette modification de la viscosité du fluide porteur. Cet écart est probablement accentué par la dissipation visqueuse du fluide porteur.

Nous remarquons aussi que plus le nombre de Reynolds monophasique (Re_0) est élevé plus l'écart s'accroît (**Figure 7**). Ceci s'explique par le fait que la fraction volumique ϕ en sphères dures est proportionnelle à l'évolution de la viscosité dynamique. Ainsi plus fraction volumique ϕ est élevée, plus

la viscosité dynamique augmente ; la dissipation croît avec la viscosité dynamique; celle-ci baisse sous l'effet de l'échauffement. La conséquence d'une telle situation est la faible viscosité dynamique due à l'accroissement du nombre de Reynolds puisque la masse volumique ρ du mélange a varié très peu et le débit de l'écoulement est resté constant au cours des manipulations.

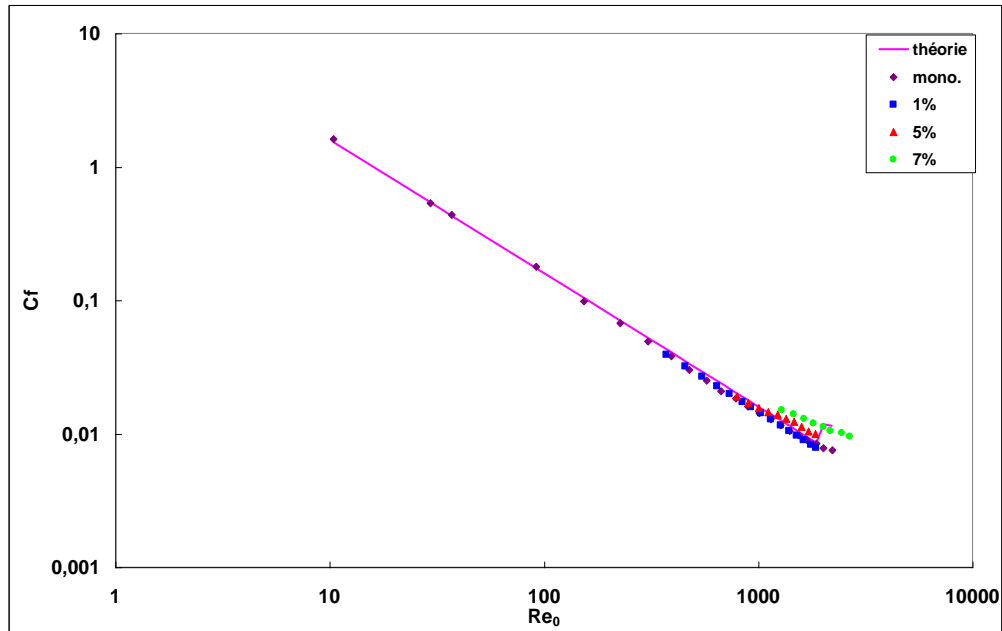


Figure 7 : Evolution du coefficient de frottement des suspensions dans la C.M.C. à différentes fractions volumiques en fonction du nombre de Reynolds du fluide porteur (Re_0) calculé sur la base de la viscosité apparente du fluide porteur η_0

3-2-1-2. Hypothèse du milieu effectif aux suspensions monodisperses des suspensions ($\eta_{mélange} = \eta_{eff}$)

A l'instar des fluides newtoniens, nous avons aussi vérifié s'il est possible d'appliquer la notion de milieu effectif à des suspensions de grosses particules dont le fluide porteur est non newtonien. Ainsi en faisant l'hypothèse du milieu effectif des suspensions applicable aux suspensions monodisperses (à savoir la viscosité $\eta_{mélange} = \eta_{eff}$), nous avons vérifié qu'il est possible d'appliquer la notion de milieu effectif à des suspensions de grosses sphères dures. On s'est intéressé aussi à l'étude de la variation de la viscosité en fonction des fractions volumiques de sphères dures dans les suspensions en écoulement isotherme. La viscosité dynamique effective déterminée est issue du modèle de sphères dures de Quemada (1998) [2]; elle est comparée à la viscosité dynamique calculée à partir des données expérimentales. Les résultats obtenus nous permettent d'affirmer qu'il y a une bonne corrélation entre le modèle de sphères dures de Quemada et le modèle que nous avons élaboré à la vitesse débitante constante de 2,49 m/s (**Figure 8**).

Ainsi se trouve validée l'approche du milieu effectif de Quemada pour les sphères dures de grand diamètre $d = 4,4$ mm. Mais il y a un décalage au niveau de la fraction volumique à 5% que nous n'expliquons pas. (**Figure 8**)(Fagla et al, 2013) [33].

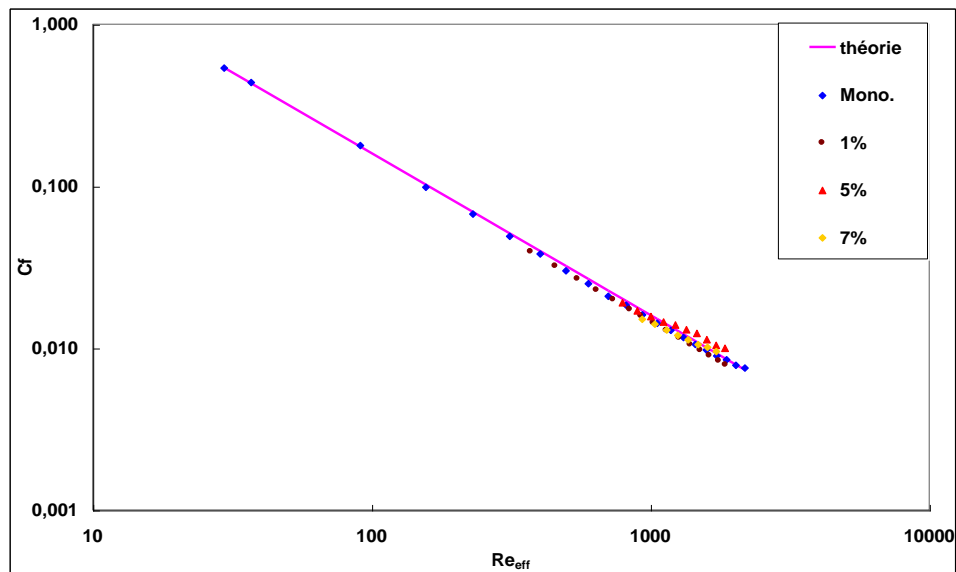


Figure 8 : Détermination du coefficient de frottement des sphères dures en suspensions dans la CMC à différentes fractions volumiques (mono-, 1%, 5%, 7%) en fonction du nombre de Reynolds du fluide porteur corrigé avec le modèle de Quemada, (Fagla et al., 2013) [33]

4. Conclusion

A travers la présente étude nous avons obtenu des résultats fondamentaux concernant l'hydrodynamique du fluide non newtonien, visqueux, thermodépendant chargé de sphères dures en écoulement dans une conduite horizontale. Les résultats obtenus au cours de la présente étude a mis en évidence les problèmes liés au mécanisme de transport des écoulements établis et son influence sur le fluide non newtonien, visqueux, thermodépendant.

Ces résultats ont permis d'élaborer de nouvelle loi de comportement théorique. Cette loi modifiée par le terme correcteur de Quemada est efficace dans l'étude des suspensions avec l'approche du milieu effectif dans l'analyse des fluides chargés que l'on rencontre dans l'industrie alimentaire. C'est une avancée importante dans l'étude des suspensions dont la phase dispersée est faite de grosses particules sphériques et dont le rapport d'aspect $d/D \approx 0,15$. Ce qui montre que l'approche du milieu effectif de Quemada n'est pas uniquement utilisée pour les fluides chargés des particules dont les dimensions sont de l'ordre du micron. Ainsi indépendamment de la nature rhéologique du fluide porteur, on constate la validation des lois hydrodynamiques classiques utilisées pour l'écoulement monophasique.

Elle a aussi montré leur transposition au cas diphasique par la même approche. Les différents résultats obtenus nous renseignent sur le fait que la loi élaborée et l'approche du milieu effectif de Quemada peuvent contribuer à favoriser l'étude les suspensions de particules sphériques dures macroscopiques dans l'industrie alimentaire.

Références

- [1] - R. P. CHHABRA, "Motion of spheres in power law (visciinelastic) fluids at intermediate Reynolds numbers: an unified approach", *Chem. Eng. Process*, 28 (1990) 89-94.
- [2] - G. G. BROWN, "Unit Operations", John Wiley and Sons, Inc., New York. (1950)
- [3] - A. Einstein, *Ann. Phys., Lpz.*, 19, (1906) 289.
- [4] - M. R. KAMAL, and A. MUTEL, "Rheological propertis of suspensions in Newtonian and non Newtonian fluids". *J. Polymer Eng. 5* (1985) 293-392.
- [5] - L. A. UTRACKI, "The rheology of two phase flows. In *rheometrical Measurement*", A.A. Collyer and D. W. Clegg (Ed.), Amsterdam, Elsevier Applied Science, 15 (1988) 479-594.
- [6] - A. B. METZNER, "Rheology of suspensions in polymeric liquid". *J. Rheol.* 29 (1985) 739-775.
- [7] - D. G. THOMAS, "Transport characteristics of suspension". *J. Colloid. Sci.*, 20 (1965) 267-277.
- [8] - P. COUSSOT et Ch. ANCEY, "Rhéophysique des pâtes et des suspensions". édition EDP Sciences. (1999).
- [9] - J. S., CHONG E. B. CHRISTIANSEN, et A. D., BAER. "Rheology of Concentrated Suspensions". *Journal of Applied Polymer Science*, 15 (1971) 2007-2021.
- [10] - F. Z. B. FAGLA, "Etude thermomécanique de suspensions solide-liquide newtonienne et non newtonienne en écoulement dans une conduite horizontale", *Thèse en Mécanique-Energétique INPL. Vandoeuvre-lès-Nancy, France, (2002) 245.*
- [11] - T. EL RHAFIKI; E. SCHALL Y. MIMET.; ZERAOULI "Modélisation et étude numérique d'un écoulement diphasique solide-liquide subissant un changement de phase dans un échangeur de chaleur", *Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour et Université Abdel Malek Essaidi, Tetouan, Maroc, 1 (2009) 188.*
- [12] - K. AYUKAWA, "Velocity distribution and pressure drop of heterogeneously suspended flow in hydraulic transport through a horizontal pipe", *First International Conference on the hydraulic transport of solids in pipes. (1970).*
- [13] - O. KYOKAI, "Trajectory and Diffusion of Particles in Liquid-Solid Flow of Slurry Pipeline"., Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam- Printed in The Netherlands, *Journal of Pipelines 1 (1981) 211-223.*
- [14] - K. AYUKAWA, "Velocity profile in a horizontal duct in the hydraulic transport of solide". *Proceedings of 47th Congress of Japan Soc. Mech. Engineers. (1969).*
- [15] - N. A, SILIN, Yu. K., VITOSHKIN, V. M KARASIK and V. E., OCHERETKO,. *Research on solid liquid flows with high consistency. Proceedings of 13th Congress of I. A. H. R., 2 (1969) 147-156.*
- [16] - F. HOAREAU, "Etude dynamique et thermique de suspensions solides-liquides Non-Newtoniennes en conduite". *Thèse Université de Nancy I. (1996).*
- [17] - A. B. METZNER and J. C. REED, "Flow of Non-Newtonian fluids correlation of the laminar, transition and turbulent flow regions". *AICHE, 01 (1955) 434.*
- [18] - R. H. DAVIS, and A. ACRIVOS, ., "Sedimentation of noncolloidal particles at low Reynolds". *A. Rev. Fluid Mech. 17 (1985) 91-118.*
- [19] - I. M. KRIEGER, *Trans. Soc. Rheol.* 7101. (1963).
- [20] - R. G. SHAVER, and E. W. MERRIL, "Turbulent flow of pseudoplastic polymer solutions in straight cylindrical tubes". *AICHE Journal, 5, 2 (1959) 181-188.*
- [21] - W. D. ERNST, "Investigation of turbulent shear flow of dilute aqueous C.M.C. solutions". *AICHE Journal 12, 3 (1965) 581-586.*
- [22] - C. E. BASSETT, and J. R. WELTY, "Non Newtonian heat transfer in the thermal entrance region of uniformly heated horizontal pipes". *AICHE Journal 21, (1975) 699.*

- [23] - I. M. KRIEGER, "Rheology of monodisperse lattices Advan". *Colloid Interface Sci.* 3 (1972) 111-136.
- [24] - M. MOONEY, *J. Colloid Sci.* 6 (1951) 162-170.
- [25] - D. QUEMADA, "Rheological modelling of complex fluid I. The concept of effective volume fraction revisited". *Eur. Phys. J. AP*, 1 (1998) 119-127.
- [26] - L. Pan and P. Padoan, "Relative velocity of inertial particles in turbulent flows" *J. FLUIDE MECH*, 661 (2010) 73-107.
- [27] - V. M. Alipchenkov, L. I. Zaichik "Nonlinear algebraic model of the Reynolds stresses for a disperse turbulent flow with low-inertia particles", *FLUID DYN*, 45, 6, (2010) 909-923.
- [28] - L. I. Zaichik, B. Arcen, A. Tanière, et M. Khalij, "Heat transfer in a turbulent particle - laden channel flow" *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55, 23-24 (2012) 6519-6529.
- [29] - L. I. Zaichik, M. Vladimur, A. Alipchenkov, R. Avetissian, "A Statistical Model for Predicting the Heat Transfer of Solid Particles in Turbulent Flows", *FLOW TURBUL COMBUST*, 86, 3, (2011) 497-518.
- [30] - Y. I. CHO and J. P. HARTNETT. "Non Newtonian fluids", *hand book of heat transfer Applications*. Ed. W. Rohsenow, J. P. Hartnett and E.N. Ganic, 2nd Ed. Chap 2, (1985)1-50.
- [31] - P. MILLS and P. SNABRE, "Rheology and Structure of Concentrated Suspensions of Hard spheres. Shear Induced Particle Migration". *J. Phys.* 10 (1995) 1597-1608.
- [32] - I. M. KRIEGER, T. J. DOUGHERTY, "A mechanism for Non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres". *Trans. Soc. Rhéol.* 3 (1959)137-152.
- [33] - F. Z. B. FAGLA, M. GRADECK, C. BARAVIAN, and M. LÉBOUCHE, "Modeling Rheology of isothermal flow of Carboxymethylcellulose-Alginate Suspension in horizontal conduit", *Journal of Applied Science and Technology*, 18, Nos 1&2 (2013) 8-13.