



Etude Thermique Expérimentale des Suspensions Non-Newtoniennes en Solution de Carboxyméthylcellulose en Ecoulement dans une Conduite Horizontale à Section Constante

Thermal Experimental Study of Non-Newtonian Suspensions in Carboxymethylcellulose Solution flowing in a Horizontal Conduit of Constant Section

Fagla B. F. Z.¹, Gradeck M.², Baravian C.², Vianou A.³, Lebouché M.²

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Appliquée (LEMA), Ecole Polytechnique d'Abomey-Calavi/Université d'Abomey-Calavi 01 B.P. 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).

³Laboratoire de Caractérisation Thermophysique des Matériaux et d'Appropriation Energétique (C.T.M.A.E.), Ecole Polytechnique d'Abomey-Calavi/Université d'Abomey-Calavi 01 B.P. 2009 Cotonou (Bénin).

Nom, Adresse et téléphone et e-mail privés: Docteur Benoît Fanou Zinsou FAGLA
06 B.P. 987 PK3 COTONOU, Bénin.

fbzfagla@yahoo.fr Tél (GSM): 00 229 94 03 35 05.

Received Juillet 2014

Résumé

En industrie Agro-Alimentaire, la stérilisation, en continu, de fluides alimentaires complexes chargés de type suspensions solide-liquide non-newtoniennes dans une conduite horizontale nécessite la mise en œuvre de nouveaux échangeurs et pose un problème majeur pour les industriels et les chercheurs. Il s'agit, en fait, de transmettre suffisamment de puissance thermique à la phase solide et liquide pour garantir leur aseptisation sans dénaturer l'une ou l'autre des phases. Cette La phase solide est composée de particules dures sphériques de grandes dimensions (diamètre $D \approx 4,4$ mm et un rapport d'aspect $d/D \approx 0,13$). Sur ce présent papier sont exposés les résultats d'une étude expérimentale du traitement thermique et hydrodynamique des suspensions à base de la solution de Carboxyméthylcellulose (C.M.C.). Il modifie la rhéologie du fluide porteur. La qualité aseptique et organoleptique de ces produits dépend surtout du chauffage en continu. Nous présentons ici une étude dynamique et thermique mettant en évidence l'influence de la phase solide sur l'écoulement (rhéologie, perte de charge et le coefficient de transfert de chaleur).

Mots clefs: Chauffage ; Suspension ; Solide-liquide ; Particule ; Agroalimentaire.

Abstract

In Food industry, continuous sterilization, complex loaded food fluids like suspensions solid-liquid Non-Newtonian in a horizontal pipeline requires the implementation of new heat exchangers and poses a major problem for manufacturers and researchers. It is in fact to transmit sufficiently the thermal power to the solid and the liquid phases to secure their sterilization without altering one or the other of the phases. This solid phase is made of hard spherical particles of large dimensions (diameter $D \approx 4.4$ mm and aspect ratio $d / D \approx 0.13$). On this paper we present the results of an experimental study of heat treatment and hydrodynamics of suspensions based on the solution of carboxymethylcellulose (CMC). It modifies the rheology of the carrier fluid. Aseptic and organoleptic quality of these products depends primarily on the continuous heating. We present a dynamic and heating study highlighting the influence of the solid phase on the flow (rheology, pressure drop and the heat transfer coefficient).

Keys-words: Heating, Suspensions, Solid-liquid, Particle, food-industry.

1. Introduction

Dans l'industrie Agro-alimentaire, les spécialistes font preuve de beaucoup d'imagination et d'ingéniosité pour mettre au point de nouveaux produits en vue de satisfaire le consommateur. Ceci pose, sans cesse, de nouveaux problèmes aux scientifiques; c'est pour apporter des réponses nécessaires à leurs préoccupations que la présente étude a été menée à partir des mesures des températures à la paroi. Les industriels du secteur agro-alimentaire font preuve d'imagination en proposant de plus en plus de produits nouveaux aux consommateurs. Ceci pose de nouveaux problèmes à résoudre notamment pour garantir des propriétés organoleptiques et stériles de ces produits destinés à une consommation à grande échelle. Ces nouveaux produits tels que les desserts lactés, sauces, ...etc, ont souvent un comportement rhéologique complexe, non newtonien. De plus, ces fluides sont de plus en plus chargés en particules solides tels que les yoghourts avec des morceaux de fruits, confitures,... qui modifient complètement l'hydrodynamique et la thermique de l'écoulement du fluide porteur. La plupart des fluides et mélanges produits par les industries agroalimentaires présentent des propriétés rhéologiques complexes, éventuellement dépendantes du temps et de la température. La connaissance de ces propriétés est primordiale afin de modéliser, avec précision, toutes les phases d'un procédé pendant lequel le produit va subir de multiples transformations physico-chimiques lors des phases de transport, de réchauffage, de refroidissement et de conditionnement. Dans le cas des fluides très visqueux ou à seuil, chargés en particules ou non, le transfert thermique s'effectue essentiellement par conduction de la paroi de l'échangeur vers le cœur de l'écoulement. Ce mode de transfert accentue les temps de séjour et peut conduire à des dénaturations du produit dans la zone pariétale (encrassement en paroi, brûlage) sans garantir l'aseptisation complète du fluide et des

particules. Il existe déjà des procédés permettant un brassage correct des fluides très visqueux (échangeurs à surface raclée, échangeurs chaotiques). L'emploi d'échangeurs à plaques est délicat voire impossible dans le cas des suspensions solide-liquide car ils peuvent occasionner une dénaturation des particules et leur diamètre hydraulique est trop faible pour permettre le passage de la suspension. Les mécanismes de transfert entre le liquide chargé et la paroi, entre le liquide et les particules sont encore des problèmes mal maîtrisés. Les enjeux importants qu'ils suscitent, méritent des études théoriques et expérimentales afin de pallier à ce manque de connaissance. Les facteurs influant sur le transport et le transfert de chaleur des liquides chargés ont été identifiés. Il s'agit de la taille des particules, de la concentration en particules, du régime d'écoulement de la suspension, des caractéristiques rhéologiques des fluides porteurs, du diamètre hydraulique et du rapport de densité fluide-particule. L'hydrodynamique de ces fluides chargés de particules est parfois régie par une loi de comportement qui subit des variations selon les conditions de transport et de chauffage dans lesquelles s'effectue l'écoulement de ce mélange. Les auteurs Kono et al (1979) ont établi des lois de transfert pour des suspensions de sphères de résine ou de verre dans l'eau, dans un tube vertical où les rapports d'aspect diamètres (d/D) varient de $7,910^{-3}$ à $12,510^{-3}$. Ils ont calculé pour le mélange le nombre de Nusselt $Nu = h.D/\lambda$ en faisant l'hypothèse que les sphères et le fluide sont à la même température. Les températures sont mesurées à la paroi par des thermocouples. Le réchauffage du mélange est assuré par un dispositif de circulation d'eau chaude donnant une température de paroi constante. Kono et al. ont pris en compte la

correction de viscosité par le facteur $\left(\frac{\eta_P}{\eta_m}\right)$. La plupart des auteurs proposent une solution du type

Graetz dans laquelle le caractère non newtonien est pris en compte dans le profil des vitesses. Lyche et Bird (1956) ont travaillé sur fluide pseudoplastique. Ainsi pour la première fois, une analyse dimensionnelle a été appliquée au cas le plus simple par Krieger (1963). L'auteur a utilisé des suspensions de petites sphères dures monodisperses de rayon a , suspendues dans un fluide newtonien, de viscosité, de même masse spécifique que les particules solides avec uniquement des interactions hydrodynamiques.

Dans le cas d'un fluide non newtonien, les caractéristiques rhéologiques du fluide peuvent être très dépendantes de la température. Cette évolution rhéologique influe sur le gradient pariétal de vitesse ; elle agit donc sur le profil de température de la zone du mélange. Scirocco (1985) a repris l'expression introduite par Joshi et Bergles (1982) qui traduit la thermodépendance de la consistance à flux de chaleur imposée. Ramasubramanian et Pandey (1995) ont utilisé un vase cylindrique à fond plat et en acier, et des particules faites de poudre de magnésium suivi d'une couche de touffe de laine et aussi du sable et des échantillons de charbon en poudre dans le but de minimiser l'effet de la taille des particules pendant les études du transfert de chaleur dans les suspensions. Plusieurs auteurs ont proposé des corrélations empiriques sur le transfert thermique ; c'est le cas des corrélations Skelland (1967), Cho et Hartnett (1982) et Antonini (1984). El Ouardighi (1990), dans une étude numérique et expérimentale de l'écoulement et du transfert de chaleur pour des fluides non newtoniens thermodépendants en conduites industrielles, a montré que le facteur pseudoplasticité à la puissance tiers prend bien en compte l'effet de la pseudoplasticité. La mesure des vitesses du fluide monophasique et des particules a permis de contrôler la vitesse de glissement. La comparaison du coefficient de transfert de chaleur par convection h avec les études précédentes, a montré un accroissement de h par rapport à l'étude de Lee et Singh (1990) et un recouvrement partiel des valeurs de Sastry et al (1990), de Heppell (1985) et de Stoforos et al (1991). Balasubramanian et Sastry (1996) ont implanté un thermocouple émetteur miniaturisé dans une particule sphérique et cylindrique. La température de la particule libre au sein du fluide est transmise à un récepteur qui enregistre son évolution temporelle. Les coefficients d'échange (à $Nu = 3,6$ à $17,3$) mesuré à l'aide de cette technique non intrusive sont largement supérieurs à la valeur limite 2. Les travaux de Farbar et Depew (1963) ont mis en évidence l'influence de la taille des particules sur le transfert thermique. Ils ont montré qu'en combinant un fort ratio en poids avec les petites particules en suspensions, on note une augmentation significative du transfert de chaleur. A l'aide des mesures effectuées sur la distribution de la concentration de

particules et sur les vitesses de glissement, Soo et al., (1964) ont constaté que la concentration est légèrement plus grande près de la paroi que partout ailleurs. Ce qui leur a permis de montrer que les particules influent sur le transfert thermique qui a lieu entre la paroi et le fluide c'est-à-dire le transfert de chaleur particule/fluide, le transfert de chaleur particule/particule et le transfert de chaleur particule/particule selon Saxena (1978). Kiviany (1988) a étudié numériquement le mouvement d'une particule unique en écoulement dans un canal bidimensionnel avec pour objectif de comprendre l'augmentation de la convection due à la présence de particule et d'estimer le phénomène de la conduction durant l'impact de la particule sur la paroi du canal. Pour mieux analyser le phénomène, l'auteur a fait des hypothèses simplificatrices en prenant une particule de forme géométrique carrée, et la durée de l'impact est déterminée en supposant une collision élastique de l'équivalent d'une sphère. Dans une étude précédente, Pandey (1978) a analysé l'effet de la vitesse de l'agitateur sur le transfert de chaleur dans des suspensions sable/eau et charbon/eau. Il a montré que le coefficient de transfert de chaleur augmente avec la croissance de la vitesse de l'agitation pour deux suspensions sable/eau et charbon/eau. Il a mis, ainsi en évidence, qu'une grande vitesse d'agitation intensifie la turbulence, et qu'une turbulence est à la base de l'augmentation du transfert thermique. Ceci contribue au fait que la vitesse élevée intensifie la turbulence à l'intérieur de l'équipement chauffant qui conduit au transfert effectif de la chaleur. L'analyse des données suggère une relation en loi de puissance (1) entre les nombres de Nusselt et de Reynolds d'où :

$$Nu = B. (Re)^n \quad (1)$$

avec $n = 0,7$ pour les deux suspensions et B varie avec les propriétés physico-chimiques du liquide porteur et reste constant uniquement pour une composition donnée de particules solides en suspensions. (figures 1 et 2). Les auteurs, ont surtout voulu montrer l'effet de la concentration de particules sur le transfert thermique. Ainsi, ils ont mis en évidence l'influence de la conductivité thermique, la taille des particules et la concentration des suspensions qui sont les paramètres les plus importants qui gouvernent le rôle des particules pendant le transfert thermique dans les suspensions. Plus loin, la vitesse de particule et la population de particule dans n'importe quelle partie du vase, dépend de la taille de la particule, de la densité, de la concentration et de la profondeur de l'agitateur et la vitesse de l'agitation de la suspension.

Dans le cas d'un fluide non newtonien, les caractéristiques rhéologiques du fluide peuvent être très dépendantes de la température. Cette évolution rhéologique influe sur le gradient pariétal de vitesse ; elle agit donc sur le profil de température de la zone du mélange. L'auteur Scirocco (1985) a

repris l'expression introduite par Joshi et Bergles (1982) qui traduit la thermodépendance de la consistance à flux de chaleur imposée.

$$-\frac{\partial K}{\partial T} \frac{\varphi_p D}{K} = \frac{b\varphi_p D}{2\lambda} \quad (2)$$

et a cherché une expression du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Cameron,

$$Nu(z) = \varepsilon \cdot \left(\frac{b\varphi_p D}{2\lambda} \right)^{\alpha_1} (X^+)^{\alpha_2} \quad (3)$$

où ε , α_1 et α_2 sont des constantes.

A partir de nombreux résultats expérimentaux, l'auteur a proposé pour une solution de carboxyméthylcellulose (C.M.C.) :

$$Nu(z) = 1,369 \left(\frac{b\varphi_p D}{2\lambda} \right)^{0,177} (X^+)^{-0,319} \quad (4a)$$

Plusieurs auteurs ont proposé des corrélations empiriques sur le transfert thermique ; c'est le cas des corrélations Skelland (1967), Cho et Hartnett (1982) et Antonini (1984).

El Ouardighi (1990), dans une étude numérique et expérimentale de l'écoulement et du transfert de chaleur pour des fluides non newtoniens thermodépendants en conduites industrielles, a montré que le facteur pseudoplasticité à la puissance 1/3 soit $(\Delta^{1/3})$ prend bien en compte l'effet de la pseudoplasticité. Ainsi, pour $\varphi_p =$ Constante l'auteur a utilisé la formule suivante :

$$Nu = 1,41 \cdot \Delta^{1/3} \cdot Gz^{1/3} \quad (4b)$$

pour différentes valeurs de l'indice de structure, il représente le nombre de Nusselt local réduit

$$\left(\frac{Nu}{\Delta^{1/3}} \right) \text{ en fonction du nombre de Cameron } (X^+).$$

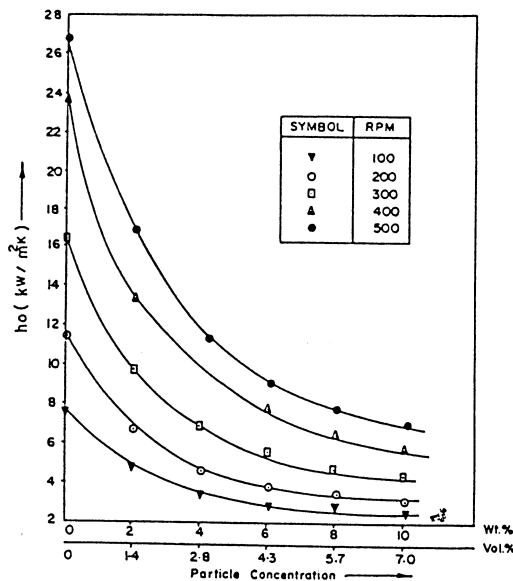


Figure 1. Influence de la concentration de particule sur le coefficient de transfert de chaleur h pour des suspensions sable-eau (Hoareau, 1996).

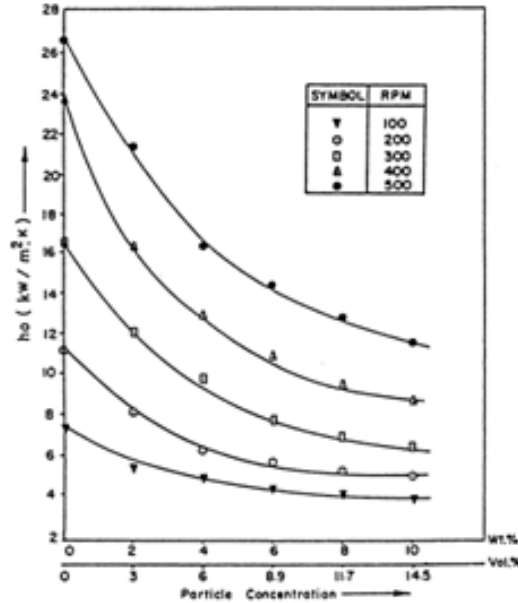


Figure 2. Influence de la concentration de particule sur le coefficient de transfert de chaleur h pour des suspensions charbon-eau (Hoareau, 1996).

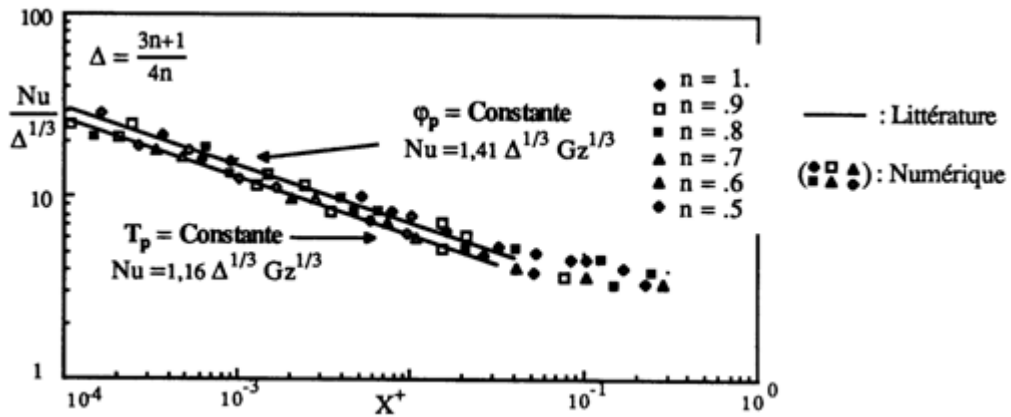


Figure 3. Evolution du nombre de Nusselt réduit en fonction du nombre de Cameron (El Ouardighi, 1990).

On remarque alors, que les courbes correspondant à différentes valeurs de l'indice de structure se regroupent en une seule. L'auteur a ainsi montré que $\Delta^{1/3}$ corrèle bien l'effet de la pseudoplasticité. La formule fondamentale est celle de Pigford (1955) :

$$Nu_m = 1,75 G_z^{1/3} \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{1/3} \quad (5)$$

Un certain nombre de facteurs correctifs sont appliqués pour tenir compte des variations de propriétés rhéologiques du fluide avec la température. La plupart des auteurs corrigent le nombre de Nusselt par un facteur de viscosité du type Sieder et Tate (1936) :

$$F_c = \left(\frac{K_m}{K_p} \right)^t, \quad (6)$$

Metzner et al (1959) qui ont établi l'expression suivante :

$$F_s = \left[\frac{K_m}{K_p} \right]^{0,14} \quad (7)$$

Dans le cas des suspensions diluées ($\phi \leq 2\%$) les interactions hydrodynamiques de paires de particules ne sont pas négligeables. 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. 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). Elles ont été établies par calage des résultats obtenus avec un grand nombre de suspensions monodisperses et polydisperses de

$$\text{la forme (8) } \eta = \left(1 + \frac{3}{4} \left(\frac{\phi}{\phi_m - \phi} \right) \right)^2 \quad (8)$$

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. Dans 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. 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. Ensuite, si on enlève la contrainte appliquée en (1) (figure 4), le système est à nouveau hors d'équilibre de solide. 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.

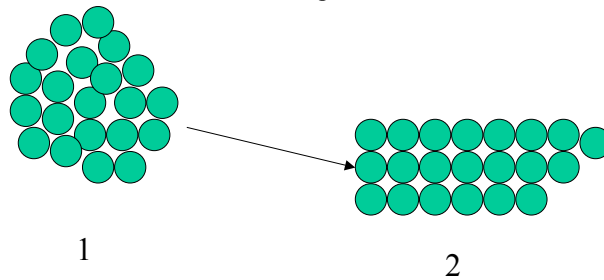


Figure 4. Diverses configurations des particules sphériques dans un arrangement précis.

L'étude menée par Zarraga et al., (2000) a montré, à titre exceptionnel, la simulation ou de modélisation de la microstructure pour estimer les mesures expérimentales de contraintes normales dans les flux de suspensions. Ils ont également montré que le tenseur des flux droite a donné des formes pour les différences de la contrainte normale de la pression de particules. Les travaux exécutés par Fang et al. (2002) ont montré que des suspensions fournissent des informations supplémentaires sur le comportement d'écoulement non-isotrope des suspensions, ils ont montré que les différences de contraintes normales n'ont pas affecté uniquement des flux curvilignes, mais aussi des flux dans lequel les courants sont linéaires; ici les effets ont été en termes de taux de migration et les profils de concentration dans des géométries telles que celle de l'écoulement de Poiseuille. Klewicki et al., (2007) a montré que les flux de avec parois turbulentes (c'est-à-dire couche limite, de tuyaux et de flux de canal d'écoulement) présente de mesure supplémentaire comme des défis par rapport à ces écoulements turbulents de cisaillement libre. La présence physique de la paroi, les limites et les

influences qu'elle présente sur la mise en œuvre de technologies de détection a permis de créer certains de ces problèmes. Kishore et al. (2007) a étudié le transfert de masse de l'ensemble sphères et fluides visqueux newtoniens à des nombres de Reynolds et de Péclet modérés. Ils ont observé que les effets de rapport de viscosité sur le nombre de Sherwood local et moyen est moins significatif pour les faibles valeurs du nombre de Peclet (Pe) pour toutes les valeurs de la concentration de la phase dispersée. (Kishore et al., 2007). Comme la valeur du rapport de la viscosité augmente, le nombre moyen de Sherwood diminué pour toutes les valeurs de la concentration des gouttelettes et le nombre de Reynolds. Ardekani et al., (2009) a étudié expérimentalement la collision de particules -paroi dans les fluides viscoélastiques. Une sphère a été libérée dans une cuve remplie d'un poly (oxyde d'éthylène) (PEO) mélangé avec de l'eau à des concentrations variables jusqu'à 1,5%. Il a été observé que la pente, au cours de laquelle, le coefficient de restitution a augmenté avec le nombre de Stokes est plus faible pour les nombres de Deborah plus élevé. L'auteur montre que la

reprise plus élevée se produit pour une plus grande concentration du PEO dans le même nombre de stokes.

2. Matériel et méthodes

2.1. Matériel

2.1.1. Dispositif expérimental

Le montage expérimental schématisé sur la figure 5 ci-dessous est essentiellement constitué d'une boucle d'essais et d'une veine d'expérience (5). Le montage est composé d'un groupe motopompe (2), d'un échangeur tubulaire en graphite (3), d'un bac en amont, d'un tube de PVC (chlorure de polyvinyle) placé en aval du bac en amont (4), d'un tube de PMMA (poly méthacrylate de méthyle) transparent, d'une veine de mesure, d'une conduite de dérivation, d'un débitmètre électromagnétique 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 poly méthacrylate 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 (7), 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). 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 (LDA). 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 (5). Cette veine permet un chauffage électrique pariétal à densité de flux constante (Puissance maximale est de 4126 W) ; 55 thermocouples insérés dans la paroi permettent de mesurer la température pariétale locale le long du tube en cuivre. Les températures mesurées sont enregistrées avec une centrale d'acquisition des données du type AOIP SA 70, pilotée à l'aide d'un Personal Computer muni d'un logiciel d'exploitation "AOIP Instrumentation".

2.1.1 Fluides et Mélanges

Les fluides porteurs newtoniens, objets de notre étude est du sirop de glucose et l'eau. Le sirop de glucose que nous avons utilisé pour notre étude, est fabriqué à partir de blé, a une masse volumique de 1437,1 kg/m³ ; nous étudions ses propriétés physiques. Il a une viscosité constante de 24,63 Pa.s à 20°C ; c'est un fluide newtonien très visqueux et thermodépendant avec une conductivité thermique (λ) égale à 0,404 W/m. °C (données fournies par le fabricant). Sa viscosité étant élevée, nous l'avons dilué à différentes concentrations. Nous avons dilué du sirop de glucose dans de l'eau, à de différentes concentrations soit 11 %, 20 %, 35 % et 89% en volume. Les différents essais que nous avons faits nous ont permis de constater que la solution de glucose à 89 % a une viscosité trop élevée et ne correspond pas à celle que nous recherchons alors qu'à 65 %, elle est trop diluée. Après plusieurs tests, nous avons choisi la solution de glucose à 80% dont la masse volumique est de 1141,3 kg/m³.

2.1.2 Production des sphères d'alginate et les problèmes d'écoulements de la phase solide en suspension (mélange)

La phase solide est constituée de sphères dures d'alginate d'un diamètre moyen de l'ordre de 4,4 mm. Elles sont obtenues en faisant tomber, goutte à goutte, une solution liquide d'alginate dans un bain de chlorure de calcium (CaCl₂) où les sphères formées pendant leur chute polymérisent une fois en contact avec cette solution. Une solution à 3% d'alginate (Protanal L F 10/60 ou Protanal S F 120) soit 600 grammes de Protanal pour 20 litres d'eau permutée. La solution a été brassée jusqu'à homogénéisation complète. Un dispositif permet de faire couler cette solution gouttes à gouttes dans un

bac contenant une solution de chlorure de calcium (CaCl_2) à raison de 20 grammes par litres. La goutte, prenant la forme d'une sphère pendant la chute libre, polymérise en surface au contact de la

solution saline. Il faut environ 1 heure pour assurer une complète polymérisation des sphères mais leur tenue mécanique est d'autant meilleure que le temps passé dans la solution est long.

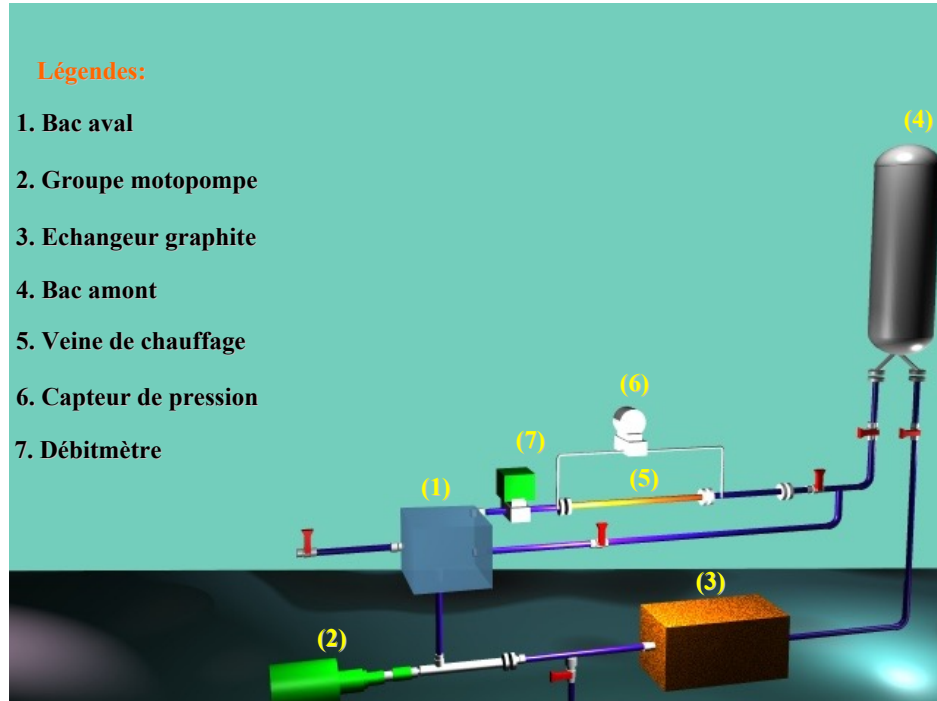


Figure 5. Schéma de la boucle d'essais

2.1.3 Etude dynamique

2.1.3.1 Pertes de charge dans les suspensions à base du Carboxyméthylcellulose

A l'entame de cette étude, la caractérisation rhéologique de la solution du CMC est faite. Les analyses à l'aide d'un rhéomètre nous ont permis d'élaborer un modèle de comportement de la viscosité du fluide porteur avec le modèle de comportement défini par la relation (9) en vue d'étudier les pertes de charge des suspensions (fluide porteur C.M.C.).

$$\eta = \frac{\eta_0}{\left(1 + (\dot{\gamma}_c \dot{\gamma}_p)^{0,5}\right)} \quad (9)$$

avec la viscosité à « cisaillement nul à 20°C » soit $\eta_0 = 0,3149$ Pa.s.

Ce qui a permis de constater l'influence des particules sur la perte de charge et de donner des corrélations pour les différents cas étudiés. Cependant, le modèle d'Ostwald est difficilement transposable au cas des suspensions. En revanche, avec le modèle élaboré, la modification de viscosité par ajout de particules solides est prise en compte

par le facteur de correction de Quemada de la forme (10) :

$$\left(1 - \frac{\Phi}{\Phi_p}\right)^{-2} \quad (10)$$

d'où la viscosité du fluide suspensé η_0 , de la fraction volumique de particules ϕ et avec $\phi_p \approx 0,64$: fraction d'empilement maximale. C'est

la loi de Quemada (11): $\eta_{eff} = \eta_0 \left(1 - \frac{\phi}{\phi_p}\right)^{-2}$

(11)

Dans l'analyse de la perte de charge du Carboxyméthylcellulose (C.M.C.) monophasique en écoulement isotherme, l'application des lois de

Poiseuille $C_f = \frac{16}{Re g}$ et de Blasius

$C_f = 0,079 Re g^{-0,25}$ respectivement pour les régimes laminaire et turbulent a permis de déterminer le coefficient de frottement à partir du

nombre Reynolds généralisé. La viscosité du fluide porteur est η de la forme (12):

$$\eta = \frac{0,3149}{1 + (0,032 \cdot \dot{\gamma}_p)^{0,5}} \quad (\text{Fagla et al., 2013}). \quad (12)$$

2.2 Etude thermique d'une solution de Carboxyméthylcellulose (CMC) et des suspensions en écoulements laminaire et turbulent

2.2.1 Etude du Chauffage de l'écoulement monophasique-fluide porteur non newtonien

Cette étude consiste à déterminer les lois de transfert thermique entre le fluide (ou la suspension) et la paroi, pour les différents régimes d'écoulement. La détermination du coefficient d'échange h suppose la connaissance des champs dynamique et thermique, et donc, la résolution des trois équations (de continuité, de mouvement et de chaleur). En faisant l'hypothèse de propriétés physiques constantes, on peut découpler les équations et entrer le champ de vitesse isotherme dans l'équation de l'énergie. Nous procédons ici à l'étude expérimentale de transfert de chaleur dans un écoulement de suspensions avec la solution de CMC. Cette étude nous permet de mettre en évidence l'influence des particules sur la convection. Graetz (1883) a résolu cette équation dans le cas newtonien en négligeant la dissipation visqueuse et la diffusion radiale (problème de Graetz). L'équation qui gouverne ce comportement est de la forme (13):

$$\rho C_p u \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (13)$$

Les nombres adimensionnels et les variables qui interviennent dans la détermination des lois de transfert sont le nombre de Nusselt local $Nu(z)$ défini par l'expression (14):

$$Nu(z) = \frac{h(z) \cdot D}{\lambda} = \frac{\varphi_p \cdot D}{[T_p(z) - T_m(z)] \cdot \lambda} \quad (14)$$

La température du mélange solide/liquide $T_m(z)$ est obtenue à partir du bilan d'un élément chauffé sur la longueur z (15) :

$$T_m(z) = T_e + \frac{\pi \cdot D \cdot \varphi_p \cdot z}{\dot{M} \cdot C_p} \quad (15)$$

La position axiale z est souvent présentée sous forme adimensionnelle. Le nombre de Cameron

$$X^+ \text{ est défini par (16) } X^+ = \frac{2(z/D)}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \quad (16)$$

et le nombre de Cameron est inversement proportionnel au nombre de Graetz (Gz) soit la relation (17) :

$$Gz = \frac{\pi \text{RePr}}{4z/D} \quad (17)$$

$$\text{ou encore } Gz = \frac{\pi}{2X^+}$$

Les travaux menés par Scirocco (1985) ont permis d'obtenir la relation (18)

$$Nu_{mn}(z) = \varepsilon \cdot (X^+)^{-1/3} \quad (18)$$

$$\varepsilon = 1,64 \left[\frac{b \cdot \varphi_p \cdot D}{2\lambda} \right]^{0,14} \quad (19)$$

En tenant compte de l'effet de la pseudo-plasticité pour un fluide d'Ostwald on a une nouvelle modification de la loi d'échange.

$$Nu_n(z) = \xi (X^+)^{-1/3} \quad \text{avec } \xi = \varepsilon \cdot \Delta^{1/3} \quad (20)$$

et Δ est rapport du gradient pariétal de vitesse pour le fluide non newtonien à celui obtenu pour le fluide newtonien. En effet, le coefficient d'échange est proportionnel à la puissance 1/3 du gradient pariétal de vitesse. Dans un écoulement en conduite cylindrique $\Delta = (3n+1)/4n$. Cette corrélation est surtout valable pour des faibles valeurs du nombre de Cameron ($X^+ < 10^{-3}$) dans la zone d'établissement du régime thermique. Dans le cas du CMC, la thermodépendance est prise en compte par le coefficient ε avec

$$\varepsilon = \left[\left(-\frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dT} \right) \frac{\varphi_p \cdot D}{2\lambda} \right]^\alpha = \left[\frac{b \cdot \varphi_p \cdot D}{2\lambda} \right]^\alpha \quad (21)$$

$$b = \left[-\frac{\partial \eta}{\eta \partial T} \right] \quad (22)$$

Dans la formule (22), le terme traduit la thermodépendance du CMC. Il est très important de connaître précisément ce paramètre thermorhéologique du fluide. La valeur de b pour le CMC utilisé est de 0,043 obtenu à partir de la

caractérisation thermorhéologique du fluide effectuée sur un rhéomètre à contrainte imposée.

3. Résultats et discussion

3.1 Elaboration du modèle de calcul adapté à l'écoulement monophasique du fluide porteur

Sur la figure 6, il est procédé à la comparaison des modèles de Scirocco (1985), de El Ouardighi (1990) et de Moudachirou (1992) avec nos propres résultats expérimentaux d'un écoulement du CMC monophasique.

Le modèle de Scirocco (1985) est de la forme:

$$Nu(X^+) = 1,369 \left(\frac{b\varphi_p D}{2\lambda} \right)^{0,177} (X^+)^{-0,319} \quad (23)$$

Le modèle d'El Ouardighi (1990) pour les fluides pseudoplastiques est de la forme:

$$Nu(X^+) = 2,8 \cdot \left(\frac{b\varphi_p D}{2\lambda} \right)^{0,14} (X^+)^{-0,26} \quad (24)$$

Le modèle de Moudachirou (1992) est de la forme:

$$Nu(X^+) = 1,64 \left(\frac{b\varphi_p D}{2\lambda} \right)^{0,14} (X^+)^{-1/3} \quad (25)$$

Dans la figure 6, il est à constater les écarts relatifs moyens entre nos résultats expérimentaux et les différents modèles. Nous constatons que le modèle qui répond le mieux à notre étude est celui de Moudachirou (1992). Ainsi nous avons élaboré un modèle (26) pour analyser le chauffage des suspensions à base de CMC en écoulement qui se présente comme suit:

$$Nu_{n.n} = 1,06 \cdot (X^+)^{-1/3} \quad (26)$$

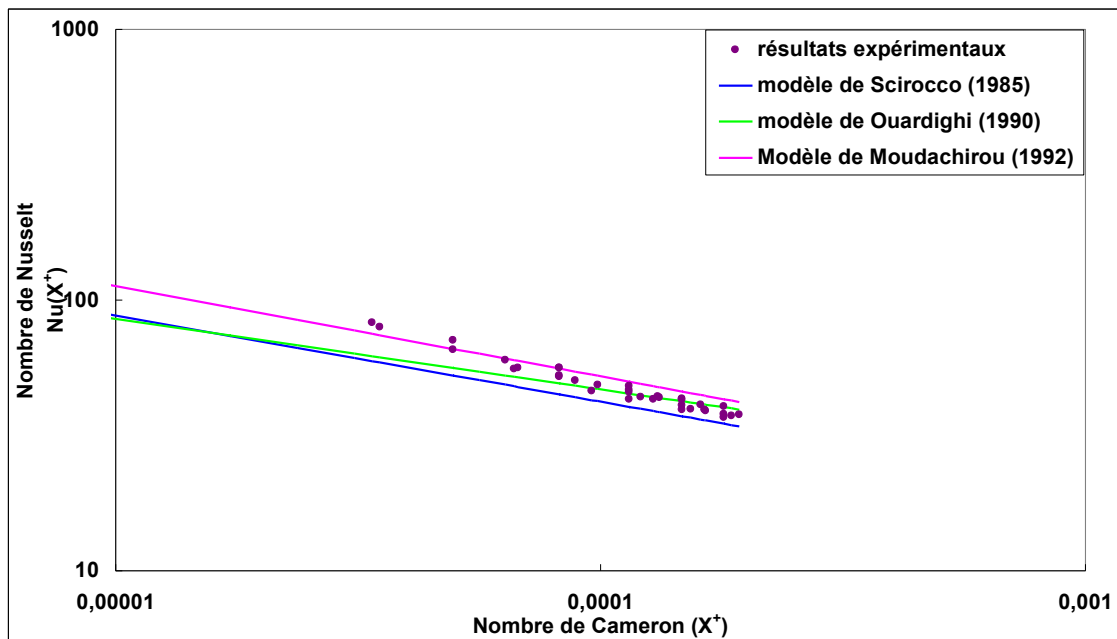


Figure. 6 : Etude comparative des modèles de Scirocco (1985), d'El Ouardighi (1990) et de Moudachirou (1992) à la densité de flux de chaleur φ_p constante égale à 15 000 W/m² et la vitesse U_a constante égale à 3,83 m/s (Re = 876).

3.1.2 Thermodépendance du fluide

La thermodépendance de la solution est mise en évidence sur la figure 7. En effet nous traçons l'évolution du nombre de Nusselt locale pour plusieurs densités de flux de chaleur. On constate les effets de la thermodépendance du fluide par une translation des courbes. Plus la densité de flux est élevée, plus le nombre de Nusselt local est grand.

De même on remarque que le régime thermique reste non établi quelle que soit la puissance utilisée. A l'exception de la densité de flux de chaleur égale à 1000 W/m², les résultats amorcent un début d'établissement pour $X^+ \geq 0,007$ (figure 7).

A l'instar du glucose, les résultats expérimentaux issus du chauffage de la CMC en régime laminaire est en adéquation avec le modèle choisi. L'effet de

la thermodépendance est visible. Nous n'avons pas pu atteindre la turbulence développée. Ceci est lié à

la consistance du produit étudié.

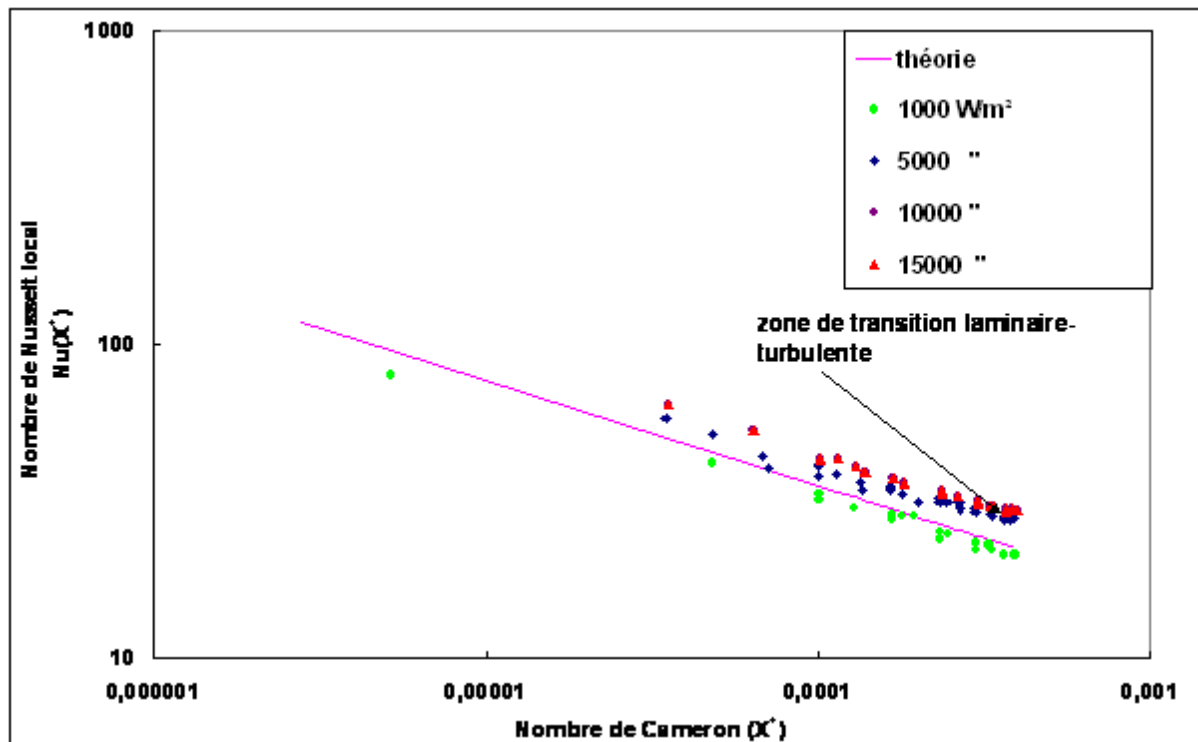


Figure 7. Evolution de la CMC en écoulement monophasique en fonction du nombre de Cameron pour différentes densités de flux de chaleur $Re = 1126$.

3.2 Chauffage de l'écoulement diphasique-fluide porteur non newtonien et influence du débit

Sur la figure 8, nous donnons l'évolution du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Cameron pour différentes valeurs de débits pour

une concentration volumique donnée (5%). Nous constatons que plus le débit est élevé (nombre de Reynolds croissant), plus le nombre de Nusselt augmente. Nous avons procédé à l'étude du transfert de chaleur dans une solution chargée de particules à différentes fractions volumiques (1 % et 5 %).

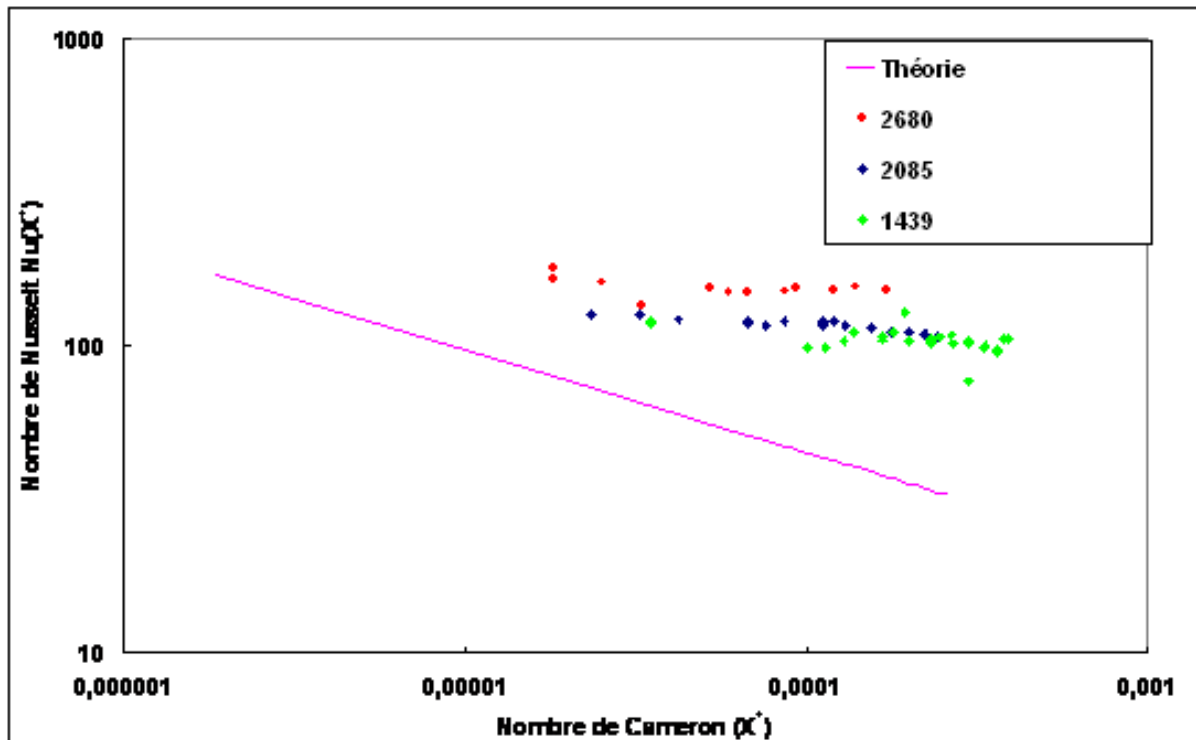


Figure 8. Evolution du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Cameron pour différentes valeurs de débit (le nombre de Reynolds basé sur la viscosité apparente avec la suspension de CMC chargée à 5% et à la densité $\rho_p = 5\,000\text{ W/m}^2$).

3.3 Influence de la concentration

Nous constatons que l'ajout de particules influence nettement le transfert de chaleur. Comme dans le cas du fluide newtonien, le régime thermique

semble s'établir très rapidement. Le nombre de Nusselt est quasi-constant pour toutes les concentrations étudiées ; il augmente à mesure que la concentration augmente (figure 9).

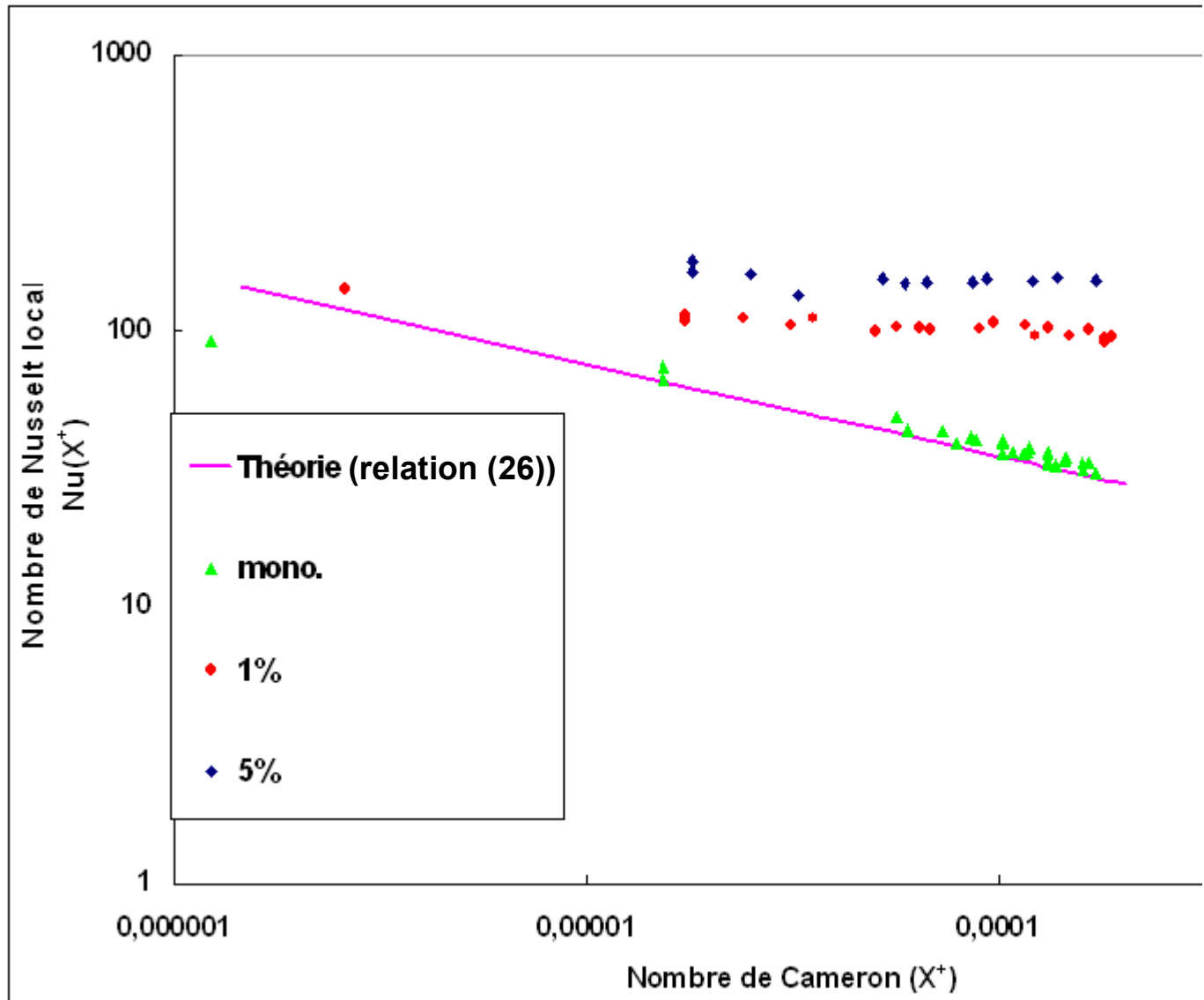


Figure 9. Evolution du nombre de Nusselt local en fonction du nombre de Cameron pour différentes fractions volumiques pour une densité de flux de chaleur constante ϕ_p égale à 5000 W/m^2 à une vitesse U_d constante égale à $3,44 \text{ m/s}$.

3.4 Profils longitudinaux de température

La répartition des thermocouples le long du tube chauffé nous permettent d'obtenir des profils de la température de paroi tels que ceux présentés sur la figure 10.

Les suspensions considérées sont des suspensions non-newtoniennes (solution de CMC + particules). Ces relevés expérimentaux confirment les résultats bien connus relatif à la théorie des couches limites. En effet, pour les faibles valeurs de z/D , nous observons une augmentation rapide de la température, suivie d'un accroissement moins marqué. Ces évolutions correspondent bien à la naissance et au développement d'une couche limite thermique. De plus, nous pouvons affirmer que :

Pour un même nombre de Reynolds $Re = 2007$, la température pariétale est toujours plus élevée dans le cas monophasique que dans le cas des suspensions ($T_e = 20^\circ\text{C}$; vitesse débitante constante). La température pariétale diminue à mesure que la fraction volumique des particules augmente (figure 10). L'analyse des profils longitudinaux de températures mesurées à la paroi chauffée pour les suspensions newtoniennes et les suspensions non-newtoniennes (solution de CMC avec des particules) est faite. La répartition des thermocouples le long du tube chauffé ont permis d'obtenir des profils de la température de paroi tels que ceux présentés sur la figure 2. Ces relevés expérimentaux confirment les résultats bien connus relatif à la théorie des couches limites. En effet, pour les faibles valeurs de z/D , nous observons une

augmentation rapide de la température, suivie d'un accroissement moins marqué. Ces évolutions correspondent bien à la naissance et au développement d'une couche limite thermique. Pour un même nombre de Reynolds $Reg = 2007$, la température pariétale est toujours plus élevée dans le cas monophasique que dans le cas des suspensions ($T_e = 20^\circ\text{C}$; vitesse débitante constante). La température pariétale diminue à mesure que la fraction volumique des particules augmente (Cf. Figure 10). Les effets convectifs des particules (perturbation de la couche limite) conduit à un accroissement du coefficient d'échange donc à une diminution de la température pariétale et à un

établissement plus rapide du régime thermique connus pour la turbulence. En nous appuyant sur les travaux antérieurs, il nous semble judicieux de prendre comme référence les lois telles que :

en régime thermique non établi pour un fluide newtonien et dans le cas d'un chauffage à densité de flux constante imposée, le nombre de nusselt local est donné par Graetz (1885), soit :

$$Nu(z) = Cte. (X^+)^{-1/3} \quad (27)$$

avec des solutions analytiques ont été proposées pour le transfert de chaleur d'un fluide newtonien non thermodépendant.

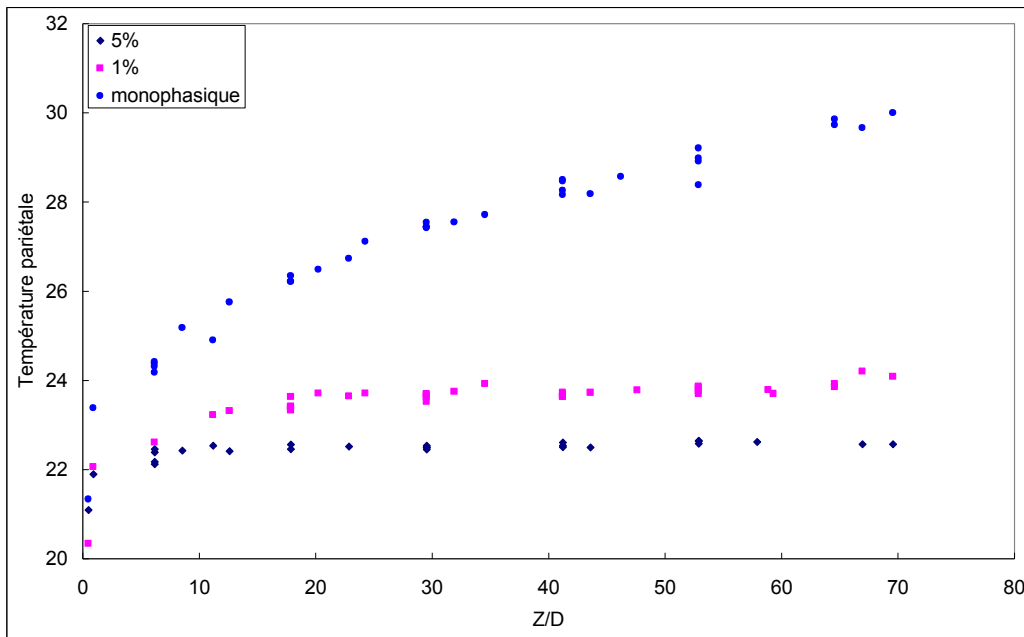


Figure 10. : Evolution longitudinale de la température à la paroi – CMC à la vitesse de l'écoulement U_d constante égale à 2,11 m/s et à la densité de chaleur constante j_p égale à 5000 W/m².

4. Conclusion

Au cours de la présente étude les moyens expérimentaux mis en œuvre (rhéométrie pour la caractérisation des fluides porteurs, mesure de température par thermocouple) ont permis d'apporter des résultats fondamentaux concernant les écoulements établis de fluide non-newtonien, visqueux, thermodépendant chargés de particules en conduite cylindrique avec chauffage pariétal uniforme. Il est apparu nécessaire de connaître précisément le comportement rhéologique des suspensions non newtoniennes avec des particules d'aspect $d/D = 0,15$ et de connaître aussi le fluide suspensé utilisé qui est une solution de Carboxyméthylcellulose (CMC) diluée. Cette étude de chauffage a permis de comprendre l'hydrodynamique des suspensions et de mettre en évidence l'influence des sphères dures sur l'écoulement et la modification de la rhéologie du

mélange. La migration des particules sphériques de grande taille vers l'axe de la conduite a contribué aussi au changement de la viscosité du mélange et à la modification globale de l'écoulement. L'étude hydrodynamique des suspensions en situation de chauffage pariétal uniforme a montré l'intérêt de l'approche « milieu effectif » qui n'est pas applicable au transfert thermique dans les suspensions. A contrario, l'approche du milieu effectif de Quemada appliquée dans le cas de l'hydrodynamique des suspensions, malgré la grande dimension de la taille des particules, est validée. Le régime thermique s'établit plus proche de l'entrée de la veine chauffée avec l'augmentation de la fraction volumique en particules. Selon la nature du fluide porteur, le régime thermique reste non établi avec un régime dynamique laminaire. La présente étude

met en évidence que le transfert thermique est meilleur dans un régime turbulent que dans un régime laminaire et que ce transfert est influencé par la présence des particules. Les observations faites sur la présente étude thermique ont montré que le régime thermique s'établit d'autant plus rapidement que le nombre de Reynolds est élevé, c'est à dire que l'augmentation de la concentration en particules n'a pour effet que d'augmenter le nombre de Nusselt. On ne constate pas d'effet marqué d'une transition de régime thermique due à l'augmentation de la concentration en particules. Ces observations permettent d'évaluer l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de Reynolds basé sur la viscosité du fluide porteur et du milieu effectif. Ce résultat essentiel, a permis de valider les lois de transfert thermique classiques utilisées pour les écoulements monophasiques et de montrer leur transposition au cas diphasique par l'approche faite liée à la nature du fluide porteur non newtonien. L'objectif affiché de des propositions faites est de maîtriser la stérilisation en continu des fluides alimentaires chargés de particules, par des procédés thermiques.

REFERENCES

- [1] H. Kono, E. Harada, M. Toda, M. Kuriyama, and M. Asano, "Heat transfer of solid liquid mixtures in vertical downward flow". Dept. Of Cem. Eng., Yamagata Univ., Yonezawa, 1979, p. 992.
- [2] B. C. Lyche and R. B., Bird, "The Graetz Nusselt problem for a power law non newtonian fluid", Chem. Eng. Sci., (6), 1956, pp. 35.
- [3] V. Scirocco, "Convection thermique pour un fluide pseudoplastique en conduite cylindrique", Thèse de doctorat-Ingénieur, Université de Nancy I. 1985.
- [4] S. D. Joshi and A. E Bergles, "Heat transfer laminar flow of non newtonian pseudoplastic fluids in tubes", Heat Transfer, (3), 1982, pp. 51-56.
- [5] A. Ramasubramanian and S. K. Pandey, "Agitation and Heat Transfer Studies in Suspensions", Trans. Of the ASME, (117), 1995, pp. 224-226.
- [6] A. H. P. Skelland, "Non newtonian flow and Heat transfer", Wiley, New York. 1967.
- [7] Y. I. Cho and J. P. Hartnett, "Non-newtonian fluids in circular pipe flow", Adv. Heat Transfer, (15), 1982, p. 101.
- [8] G. Antonini, J. P. Pain and F., Napitupulu, "Sonde de mesure in situ de la conductivité thermique dans les suspensions solide liquide concentrées", Com. Sem. Therm. Liq. Compl.. 1984.
- [9] A. El Ouardighi, "Etude numérique et expérimentale de l'écoulement et du transfert de chaleur pour les fluides non newtoniens thermo-dépendants en conduite industrielle", Thèse de Doctorat. INPL. Nancy, 1990.
- [10] J. H. Lee and R. K. Singh, "Particle residence time distribution in scraped surface heat exchanger", Paper N° 90-6522. Presented at the International Winter Meeting of American Society of Agricultural Engineers, Dec 18-21, 1990, Chicago, Il.
- [11] S. K. Sastry and D. Bhasar, "Velocity distributions of food particles suspensions in holding tube flow", J. Food Sci., (55), 1990, pp. 1148-1453.
- [12] N. J. Heppell, "Measurement of the liquid-solid heat transfer coefficient during continuous stabilization of foodstuffs containing particles", IuFoST Symposium on aseptic processing and packing of foods : proceedings. 1985, pp. 108-114. Sep. 9-12. Tylosand, Sweden.
- [13] N. G. Stoforos, and R. L. Merson, "Measurement of heat transfer coefficients in rotating liquid/particulate systems", Biotechnology Progress, (7), 1991, pp. 267-271.
- [14] V. M. Balasubramanian, and S. K. Sastry, "Liquid-to-particle heat transfer in continuous tube flow : Comparison between experimental techniques", International Journal of Food Science and Technology, (31), 1996, pp. 177-187.
- [15] L. Farbar, et C. A. Depew, "Heat transfer to pneumatically conveyed glass particles of fixed size", J. Heat Transfer 85c, 1963, pp. 164-172.
- [16] S. L. Soo, G. J. Trezek, R. C. Dimick and G. F. Hohnstreiter, "Concentration and Mass Flow Distributions in a Gas-Solid Suspension", Ind. Eng. Chem. Fundam., (3), 1964, pp. 96-106.
- [17] S. C. Saxena, "Heat Transfer between a Gas Fluidized Bed and Immersed Tubes", Adv. Heat transfer, (14), 1978, pp. 149-247.
- [18] M. Kaviany, "Effect of moving particle on wall heat transfer in a channel flow. Numerical Heat Transfer" (13), 1988, pp. 111-124.
- [19] S. K. Pandey, "Heat Transfer for Agitated Liquids Studies", Chemical Engineering World, XIII (9) 1978, pp. 47-59.
- [20] F. Hoareau, "Etude dynamique et thermique de suspensions solides-liquides non-newtoniennes en conduite", Thèse Université de Nancy I, 1996.
- [21] R.L. Pigford, Chem. ENG. Prog. Symp. Ser., (51), N°17, 1955, p.79.
- [22] E. N. Sieder, and G. E. Tate, "Heat transfer and pressure drop of liquids in tube". Ind. Eng. Chem. (28), 1936, pp. 1429.
- [23] A. B Metzner and P.S. Friend, "Heat transfer to turbulent non newtonian fluids", Ind. Eng. Chem. J., (51), 1959, pp. 879.
- [24] J. S. Chong, E. B. Christiansen and A. D. Baer, "Rheology of Concentrated Suspensions", Journal of Applied Polymer Science, (15), 1971, pp. 2007-2021.

- [25] D. Quemada, “The concept of effective volume fraction revisited”, *Rheological modelling of complex fluid I.* Eur. Phys. J. AP (1), 1998, pp. 119-127.
- [26] F.Z.B. Fagla, M. Gradeck, C. Baravian, M. Lebouché, “Modeling rheology of isothermal flow of Carboxymethylcellulose-alginate suspension in a horizontal conduit”, *Journal of applied Science and Technology (JAST)*, (18), Nos 1 & 2, 2013, pp. 8-13.
- [27] L. Graetz, *Ann. Physik*, (18), 1883, pp.79.
- [28] I. Moudachirou, “Transfert thermique et perte de charge pour un fluide de Herschel –Bulkley thermodépendant”, Thèse de doctorat de l’Université de Nancy I. 1992.
- [29] I. E. Zarraga, D.A. Hill and D. T. Leighton Jr., “The characterization of the total stress of concentrated suspensions of noncolloidal spheres in Newtonian fluids”, *J. Rheol.*, (44), 2000, pp. 185–220.
- [30] Z. Fang , A. A. Mammoli, J. F. Brady , M. S. Ingber , L. A. Mondy and A. L.Graham, “Flow-aligned tensor models for suspension flows”, *International Journal of Multiphase Flow.*, N° 28, 2002, pp. 137 - 166.
- [31] N. Kishore, R. P. Chhabra and V. Eswaran, “Mass Transfer from ensembles of Newtonian fluid Spheres at moderate Reynolds and Peclet numbers” , *Chemical Engineering Research & Design*, (85), N°. 8, 2007, pp. 1203 – 1214.
- [32] J. Klewicki, W. Saric, I. Marusic and J.Eaton, “Wall-bounded flows, *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*”, 2007, pp. 871 – 907.
- [33] A.M. Ardekani, D.D. Joseph, D. Dunn-Rankin & Rangel R. H., “Particle-wall collision in a viscoelastic fluid”. *J. Fluid Mech.*, 2009, (633), pp. 475 – 483.