



HAL
open science

Influence du frittage interne sur la vitesse de restructuration d'un agglomérat

Frédéric Gruy

► **To cite this version:**

Frédéric Gruy. Influence du frittage interne sur la vitesse de restructuration d'un agglomérat. Congrès Matériaux 2010, Oct 2010, Nantes, France. emse-03760350

HAL Id: emse-03760350

<https://hal-emse.ccsd.cnrs.fr/emse-03760350v1>

Submitted on 25 Aug 2022

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

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

Influence du frittage interne sur la vitesse de restructuration d'un agglomérat

Frédéric Gruy

Ecole des Mines, 158 Cours Fauriel, 42023 Saint-Etienne, gruy@emse.fr

RESUME:

Lors d'un procédé métallurgique, le métal liquide peut contenir des inclusions d'oxydes qui se présentent sous la forme d'agglomérats de particules primaires. Les agglomérats se forment suite à la collision des particules primaires dans un fluide plus ou moins turbulent. Les phénomènes mis en jeu sont donc les suivants : collision sous cisaillement local, collage initial des particules grâce à des forces physiques et frittage, voire coalescence, des particules primaires entre elles. Les agglomérats isolés se restructurent, au cours du temps, par interaction inter-particulaire ou interaction fluide-agglomérat. Cette restructuration, peu étudiée, résulte en une compaction. Nous proposons dans cet article une modélisation de la restructuration d'un agglomérat isolé par interaction inter-particulaire, contrariée par l'effet d'un frittage lent.

MOTS-CLES : agglomérat, restructuration, frittage, modélisation

1. Introduction

Une suspension de microparticules dans un liquide est souvent le lieu d'une rapide agglomération suivie d'une lente restructuration des agglomérats. La modélisation de la collision et de la formation des agglomérats en présence de forces physiques, y compris dans ses aspects morphologiques, est bien connue.

Deux phénomènes concurrents se produisent lors de la restructuration : la restructuration elle-même et le frittage des particules primaires.

La restructuration a diverses causes pouvant conduire à des évolutions de morphologie différentes :

- élongation de l'agglomérat et donc développement de son anisotropie
- compaction isotrope

Les différentes causes envisagées sont les suivantes :

- interaction physique (attractive) entre particules primaires. Cette interaction se traduit par une compaction isotrope.
- interaction entre les particules primaires et le fluide environnant. Des simulations semblent montrer qu'elle conduit à une élongation de l'agglomérat pouvant aller jusqu'à sa rupture en plusieurs morceaux. On peut aussi observer une compaction : la surface accessible au fluide (en amont du fluide) subit une compression et acquiert une vitesse relative par rapport aux particules internes ou en aval.
- fragmentation-réagglomération renforçant la cohésion du nouvel objet et donc produisant une compaction isotrope

Parallèlement, les différentes formes de transfert de matière consolident la liaison entre particules primaires : ainsi, un frittage lent peut rigidifier la structure de l'agglomérat, tout en maintenant une porosité élevée. A l'opposé, un frittage rapide peut conduire à une forme de coalescence, réduisant fortement la taille et la porosité de l'agglomérat.

La quantification de ces phénomènes fait appel aux grandeurs physiques suivantes : surface spécifique, distance inter-particulaire, nombre de coordination, rigidité, volume poreux, rayon de giration, dimension fractale.

L'étude bibliographique révèle les éléments suivants :

Une littérature [1] abondante existe sur la formation d'agglomérats dans des réacteurs à flamme. Le frittage des agglomérats formés est pris en compte par l'introduction de la variable interne « surface spécifique »

dans le bilan de population et d'une loi de réduction de surface spécifique (loi de relaxation avec un temps caractéristique correspondant au frittage-coalescence visqueux). Ulrich et Subramanian [2] ont une modélisation simplifiée (hypothèse d'un agglomérat monodisperse) du même problème (calcul du nombre moyen de particules primaires par agglomérat en fonction du temps). Johannessen et al. [3] améliore la loi de frittage (réduction de la surface spécifique), tout en conservant une modélisation simplifiée (hypothèse d'un agglomérat monodisperse) : Ils utilisent toujours une loi de relaxation, mais celle-ci fait intervenir le nombre de contact entre particules primaires dans l'agglomérat et la vitesse de coalescence d'un doublet de particules primaires. Di Stasio [4] montre expérimentalement que des agglomérats de suie se restructurent sans frittage : il s'agit d'une compaction, dont la cause (chimique et thermique) serait une oxydation différentielle des particules primaires à l'intérieur de l'agglomérat. De façon similaire, Adachi et al. [5] montrent que les petits floccs de polystyrène se restructurent (se compactent) en milieu agité ou non et que la cinétique de restructuration est corrélée à la cinétique d'adsorption d'un polyélectrolyte présent en solution. De façon similaire, Yu et al. [6] montrent que de grands floccs de kaolin, formés en présence de polyélectrolytes, se compactent par augmentation de dimension fractale.

Higashitani et al. [7] étudient la déformation d'un agglomérat plongé dans un écoulement en utilisant une modélisation DEM (Discrete Element Modelling). Il est tenu compte des forces physiques entre particules primaires, de forces de contact (élastiques) et de la traînée (mais uniquement sur les particules primaires en surface). L'application visée est la fragmentation sous cisaillement : les agglomérats tournent dans le champ d'écoulement, s'allongent, se placent dans le sens du courant, puis se fragmentent en 3-4 morceaux. La taille finale des fragments s'exprime comme une fonction du rapport des forces de cisaillement et de cohésion :

$$\langle i \rangle = 27.9 \left(\frac{6\pi\mu R^2 \gamma}{AR/12\delta^2} \right)^{-0.872}$$

Où μ , R , γ , A et δ sont respectivement la viscosité dynamique, le rayon de la particule primaire, le cisaillement, la constante de Hamaker et la distance minimale entre particules primaires.

Yang et Biswas [8] étudient l'effet (morphologique) du frittage sur des petits agglomérats (par simulation). Les particules primaires sont regroupées par paires ou triplets. Ces paires ou triplets coalescent en conservant le centre de masse de la paire. On contracte le nouveau cluster à partir du centre de masse du cluster. D'après ces auteurs, l'effet du frittage est insignifiant pour des agglomérats fractals ($N > 100$) et conduit à une augmentation de la dimension fractale pour des agglomérats plus petits.

Al Zaitone et al. [9] ont simulé l'agglomération accompagnée de frittage et de croissance surfacique. Les mécanismes élémentaires, modélisés très sommairement, sont caractérisés par 3 temps caractéristiques t_a , t_c et t_f (agglomération, croissance et frittage). Les auteurs montrent que la dimension fractale est une fonction croissante d'un temps caractéristique T , fonction des 3 autres :

$$T = f \left(\frac{t_a}{t_f}, \frac{t_a}{t_c} \right)$$

Brasil et al. [10] simulent des agglomérats fractals. Le frittage est caractérisé par un coefficient de recouvrement (pénétration) entre particules primaires. La restructuration (compaction) se décompose en 3 étapes : collision, rotation, rapprochement (soit, globalement, une augmentation du nombre de contact). L'effet du frittage se traduit par une diminution du rayon de giration. La distribution des nombres de coordination est décalée vers les grandes valeurs. La dimension fractale ne change pas, tandis que le facteur de structure est une fonction croissante du coefficient de recouvrement. L'effet de la restructuration est similaire à celui du frittage pour la distribution du nombre de coordination. Rayon de giration et facteur de structure sont peu modifiés, alors que la dimension fractale augmente.

2. Modélisation

Nous allons modéliser la restructuration d'un agglomérat contrariée par un frittage lent.

On va considérer une restructuration (compaction) par interaction attractive entre particules primaires. Chaque particule primaire est soumise aux forces attractives des autres particules et à la force de frottement du fluide environnant (régime Stokien), lequel est au repos. Une vitesse limite est rapidement atteinte, laquelle sera donnée par un bilan des forces. La compaction étant isotrope, nous allons travailler sur un rayon de l'agglomérat et considérer un problème 1D. La particule primaire au centre de l'agglomérat sera immobile par symétrie.

2.1 restructuration sans frittage

On considère une chaîne de N particules primaires (figure 1), dont la première, indiquée 1, est immobile. Les particules sont supposées identiques, sphériques de rayon R .

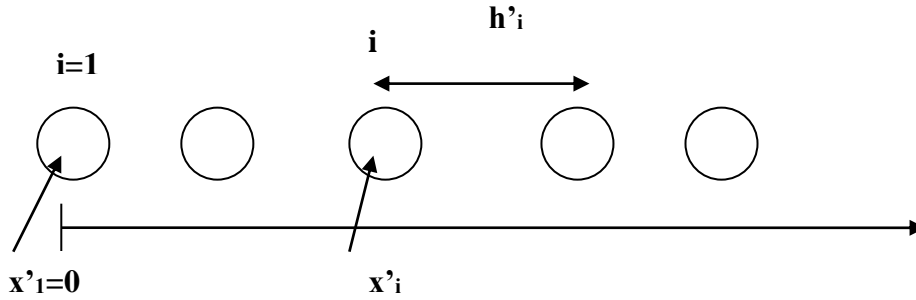


Figure 1 : chaîne de particules primaires suivant un rayon de l'agglomérat

Chaque particule primaire, indiquée i , est soumise à l'interaction physicochimique de ses 2 plus proches voisines $i-1$ et $i+1$. Cette interaction, attractive, est celle de Van der Waals. L'expression correspondante du potentiel d'interaction V entre 2 particules primaires distantes de r (distance entre les centres) est due à Hamaker :

$$V(r) = -\frac{A}{6} \left[\frac{2R^2}{r^2 - 4R^2} + \frac{2R^2}{r^2} + \ln \frac{r^2 - 4R^2}{r^2} \right] \quad (1)$$

A est la constante de Hamaker du système (matériau constituant les particules et milieu environnant).

La force d'interaction obéit à l'expression :

$$F = -dV(r)/dr \quad (2)$$

La particule i est caractérisée par la distance x_i entre son centre et le centre de la particule indiquée 1. Le principe fondamental de la dynamique appliqué à la particule i tient compte des forces de Van der Waals et de la traînée occasionnée par le fluide (viscosité dynamique μ) :

$$m \frac{d^2 x_i}{dt^2} = F(h_{i-1}) - F(h_i) - 6\pi\mu R \frac{dx_i}{dt} \quad (3a)$$

Avec

$$h_i = x_{i+1} - x_i \quad (3b)$$

L'approximation de Stokes, utilisée pour la traînée, est justifiée par les valeurs très faibles du nombre de Reynolds particulaire.

L'adimensionnement conduit à :

$$B \frac{d^2 x'_i}{dt'^2} = F'(h'_{i-1}) - F'(h'_i) - \frac{dx'_i}{dt'} \quad (4)$$

avec

$$t = t' \tau \quad \tau = 72\pi\mu R^3 / A \quad (5a)$$

$$B = \frac{\rho_s A}{324\pi\mu^2 R} \quad (5b)$$

$$F'(r') = \frac{4r'}{r'^2 - 4} - \frac{8r'}{(r'^2 - 4)^2} - \frac{8}{r'^3} - \frac{4}{r'} \quad (5c)$$

Les distances et le temps sont adimensionnés respectivement par le rayon R des particules et τ . Dans les conditions habituelles, le nombre sans dimension B est très petit devant 1. Par conséquent :

$$\frac{dx'_i}{dt'} = F'(h'_{i-1}) - F'(h'_i) \quad i > 1 \quad (6)$$

Au cours du temps, les particules vont se regrouper par amas (dont les particules primaires deviennent solidaires). La taille des amas va augmenter et leur nombre diminuer. Il convient alors de considérer les interactions entre amas et non plus entre particules primaires isolées (Figure 2).

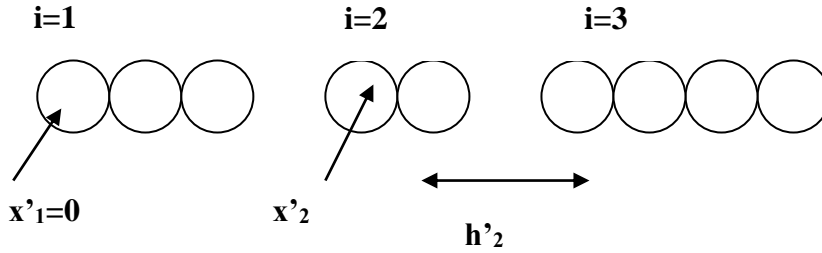


Figure 2 : chaîne d'amas suivant un rayon de l'agglomérat

La force d'attraction entre deux amas indicés i et $i+1$ est la somme de toutes les forces inter-particulaires :

$$F_{i,i+1}^a = \sum_{m_i=0, m_{i+1}=0}^{M_i-1, M_{i+1}-1} F'(h'_i + 2m_{i+1} + 2M_i - 2 - 2m_i) \quad (7)$$

M_i représente le nombre de particules primaires dans l'amas i . h'_i est la distance entre le centre de la dernière particule de l'amas i et le centre de la première de l'amas $i+1$. Un amas sera repéré par la position du centre de sa première particule primaire.

La force de traînée adimensionnée relative à un amas peut être calculée suivant Batchelor [11] et Rogak et Flagan [12] :

$$T'_i = -\Omega_i \frac{dx'_i}{dt'} \quad (8a)$$

avec

$$\Omega_i = \frac{2}{3} (M_i^2 - 1)^{1/2} \left[\frac{\varepsilon + 0.307\varepsilon^2}{1 - 0.5\varepsilon} + 0.426\varepsilon^3 \right] \quad (8b)$$

et

$$\varepsilon = 1 / \ln(2M_i) \quad (8c)$$

Cependant, la force de Stokes n'est valable que si l'amas est isolé de ses voisins. Une correction, basée sur la théorie de la lubrification, doit être effectuée ; elle rend compte de la résistance hydrodynamique croissante quand une particule s'approche d'une autre. Suivant Zeichner et Schowalter [13], l'effet de la force attractive qu'exerce $i+1$ sur i est donc réduit par un facteur :

$$G_{i,i+1} = (h'_i - 2) / (h'_i - 2 + C) \quad (9)$$

Où C est une constante prise égale à 0.25.

Finalement, le mouvement de l'amas i obéit à l'équation :

$$\frac{dx'_i}{dt'} = (F_{i-1,i}^a (h'_{i-1}) G_{i-1,i} - F_{i,i+1}^a (h'_i) G_{i,i+1}) / \Omega_i \quad i > 1 \quad (10a)$$

avec

$$x'_i = \sum_{j=1}^{j=i-1} 2M_j - 2 + h'_j \quad i > 1 \quad (10b)$$

Le logiciel Matlab est utilisé pour résoudre les équations 10a-b. Un algorithme récursif a été mis en œuvre. Supposons qu'à un instant donné, il y ait N_a amas ; le système d'équations 10a-b est résolu pour ce nombre d'amas ; la résolution sera stoppée quand deux amas entreront en collision pour n'en former qu'un seul ; une nouvelle configuration apparaît avec N_a-1 amas ; le processus précédent est alors répété, jusqu'à l'obtention d'un amas unique.

2.2 Restructuration avec frittage

Nous entendons par frittage de deux particules primaires le renforcement du col par transfert de matière. Le frittage entre particules primaires rigidifie l'agglomérat. La modélisation unidimensionnelle, stricto sensu, ne peut en tenir compte : le frittage, consécutif à la collision, ne modifie pas l'amas et sa dynamique. Par contre, le frittage ortho-radial (entre une particule primaire de la chaîne et une particule primaire d'une chaîne voisine) va ralentir la progression de la particule primaire.

Le frittage considéré est lié au transfert de matière du fluide vers le col, lieu du contact entre deux particules primaires. La force motrice peut en être la sursaturation. Le flux de matière conduit à une augmentation de la surface de contact A entre particules primaires. Mumtaz [14] a montré que celle-ci obéit à l'équation :

$$A = \pi (kC_0\Omega / \sin \vartheta)^2 t^2 \quad (11)$$

k , C_0 , Ω , θ sont respectivement la constante de vitesse (premier ordre) de croissance, la concentration en soluté au col, le volume molaire, l'angle d'ouverture du col. Mumtaz montre que C_0 dépend très peu du temps.

La consolidation du col est contrariée par le cisaillement interne $\dot{\gamma}$ à l'agglomérat ; la force correspondante est :

$$F_c = 4.83\mu\dot{\gamma}(2R)^2 = 4.83\mu V_r 2R \quad (12)$$

V_r , qui est la vitesse relative entre particules primaires (ou amas) voisines, sera prise égale à :

$$V_r = (|U_i - U_{i-1}| + |U_{i+1} - U_i|) / 2 \quad (13)$$

La contrainte σ_c exercée sur le col par le fluide répond à l'expression :

$$\sigma_c = F_c / A \quad (14)$$

Quand cette contrainte est supérieure à la cohésion σ_{coh} de la matière du col, les deux particules primaires se séparent. Dans le cas contraire, les particules restent définitivement ensemble.

La surface A contient les contributions de toutes les surfaces de contact : $n_{co}A$, où n_{co} est le nombre de points de contact sur une particule primaire. Kusters [15] a montré que :

$$n_{co} = 15\phi^{1.2} \quad (15)$$

ϕ est la fraction volumique locale en particules primaires.

On prendra :

$$\phi = \phi_i = (4 / (4 + h'_{i-1} + h'_i))^3 \quad (16)$$

La frontière entre $\sigma_{coh} < \sigma_c$ et $\sigma_{coh} > \sigma_c$ correspond à un changement brutal de comportement : la particule primaire de la chaîne s'immobilisera. Pour tenir compte du frittage, l'expression 10a sera modifiée suivant :

$$H_i \frac{dx'_i}{dt} = (F_{i-1,i}^a(h'_{i-1})G_{i-1,i} - F_{i,i+1}^a(h'_i)G_{i,i+1}) / \Omega_i \quad i > 1 \quad (17)$$

Avec

$$H_i = e^{\sigma_{coh} / \sigma_c} \quad (18a)$$

En utilisant les expressions (11-14),

$$\sigma_{coh} / \sigma_c = K_{fr} t^{1/2} n_{co} / V_r \quad (18b)$$

et

$$K_{fr} = 1.95\alpha\beta^2 \quad \alpha = \sigma_{coh}\pi R^2 / (AR/12R^2) \quad \beta = \frac{kC_0\Omega}{R\sin\vartheta} \tau$$

L'effet du frittage sur la restructuration se fait au travers de la constante de frittage (sans dimension) K_{fr} . Celle-ci fait apparaître deux nombres sans dimension :

- α est le rapport entre la force de cohésion entre 2 particules soudées (col rempli de matière) et la force de Van der Waals entre 2 particules distantes de R
- β est le rapport entre le temps (caractéristique) de collision entre 2 particules initialement distantes de R et le temps mis pour remplir de matière le col entre 2 particules primaires

3. Résultats

3.1 Restructuration sans frittage

Les agglomérats réels contiennent en général un nombre limité de particules primaires (inférieur à quelques milliers). Par conséquent, le nombre N de particules primaires dans la chaîne sera limité à 30. Nous avons examiné le cas de chaînes de particules avec équidistance initiale entre particules primaires.

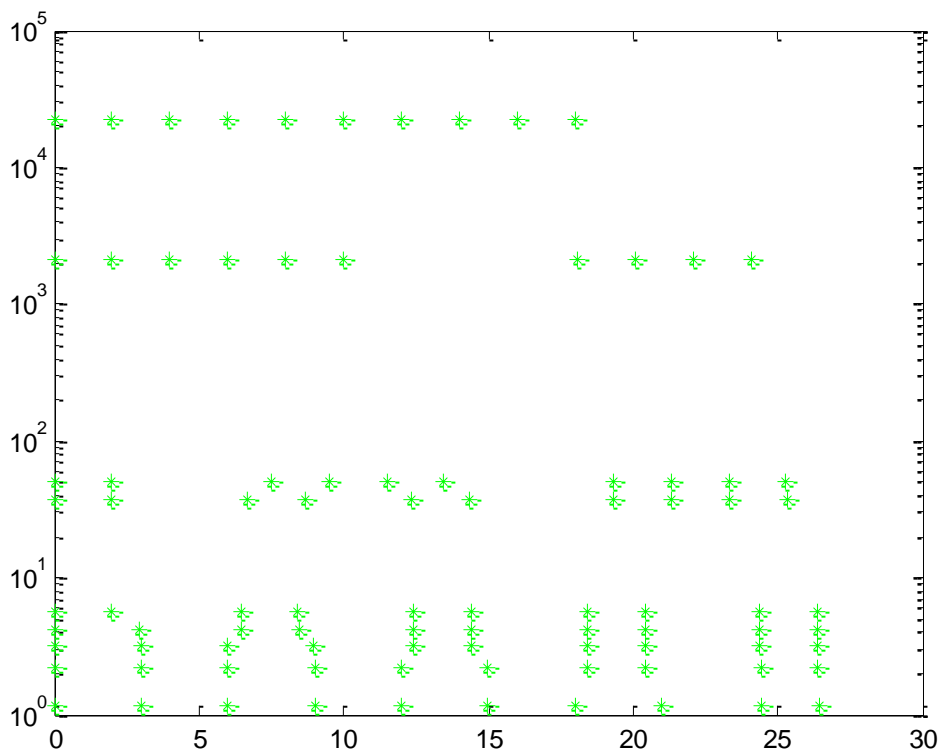


Figure 3a : Evolution de la chaîne de particules primaires en fonction du temps ($N=10$)

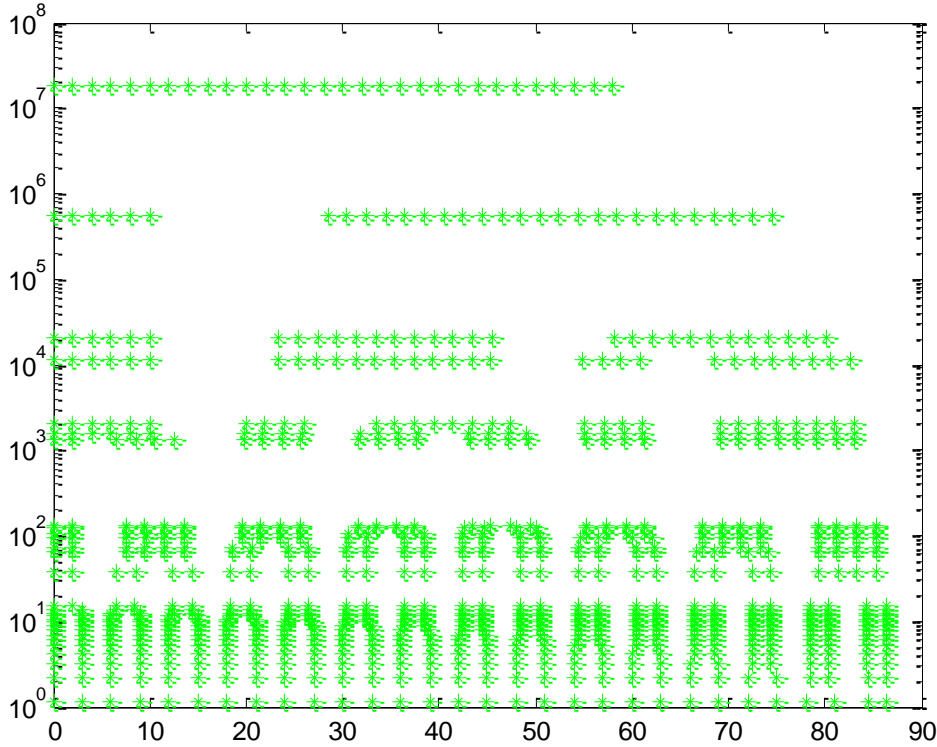


Figure 3b : Evolution de la chaîne de particules primaires en fonction du temps ($N=30$)

Les figures 3a-b représentent l'évolution d'une chaîne de 10 et 30 particules en fonction du temps. Un ensemble de points horizontal représente la chaîne à un instant donné (le temps adimensionné est en ordonnée). Les distances adimensionnées initiales entre particules primaires sont identiques et égales à 3. La contraction de l'agglomérat se fait par étapes successives, bien séparées les unes des autres. Une étape donnée est aussi la succession d'étapes élémentaires, qui sont des réarrangements internes sans contraction.

Des simulations ont été réalisées pour les valeurs suivantes des paramètres :

- N : [4, 6, 10, 20, 30, 40]
- $h'(t=0)$: [3, 4, 6] soit $\phi_0 = 2/h'_0$: [0.667, 0.5, 0.333]

Le temps et la position de chaque particule primaire dans une chaîne donnée ont été enregistrés au moment où une collision dans l'agglomérat se produit. Ces enregistrements ont été effectués pour chaque couple N, h'_0 . Ces données sont converties en un graphe représentant la fraction volumique globale en particule en fonction du temps. La figure 4 représente ainsi les courbes correspondant à $h'_0=1$ et différents N .

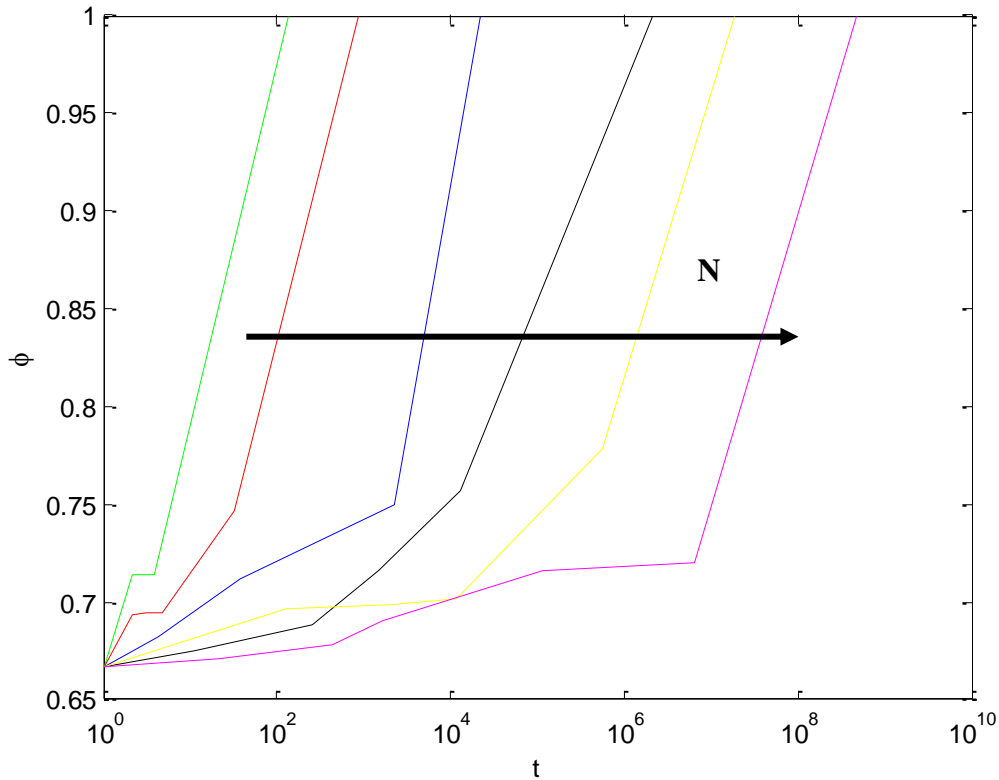


Figure 4 : fraction volumique en fonction du temps pour différentes valeurs de N .

Enfin, l'ensemble des résultats peut être reporté sur un graphe unique (figure 5) :

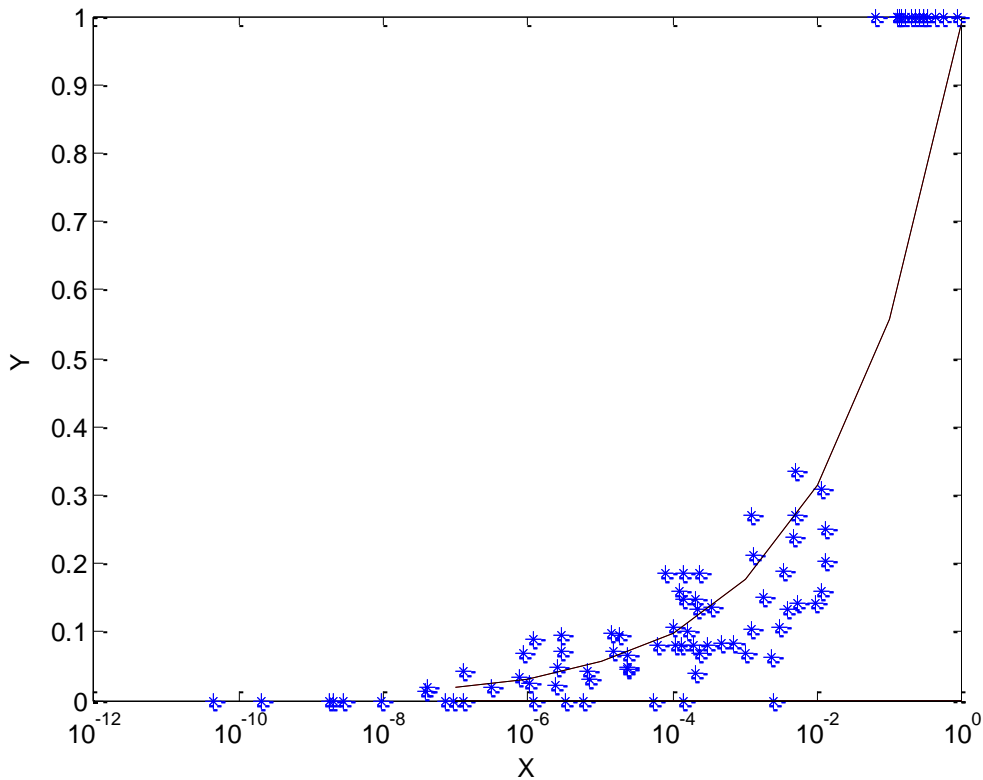


Figure 5 : fraction volumique normalisée en fonction du temps normalisé. Les points correspondent aux valeurs simulées ; la courbe est interpolée.

X et Y sont définis par les relations :

$$X = t' [X_0 (1 - \phi_0)]^{-5.5} \quad (19a)$$

$$Y = (\phi - \phi_0) / (1 - \phi_0) \quad (19b)$$

X_0 est la taille de l'agglomérat (distance entre les centres des première et dernière particules primaires).
La courbe d'interpolation a pour expression (celle-ci n'est pas unique) :

$$Y = 1 - e^{-3X^{0.4}} \quad (19c)$$

La figure 5 montre que la contraction de l'agglomérat reste modeste tant que $X < 10^{-2}$, mais qu'elle devient complète pour $X \approx 0.1$, soit pour le temps :

$$t' \approx 0.1 [X_0 (1 - \phi_0)]^{5.5} \quad (20)$$

3.2 Restructuration avec frittage

Nous allons examiner l'effet de la constante de frittage adimensionnée K_{fr} sur la dynamique de compaction. Prenons l'exemple d'un agglomérat avec $N=4$. Sans frittage, les 3^{ème} et 4^{ème} particules primaires s'agrègent, puis les 1^{ère} et 2^{ème} et enfin les 2^{ème} et 3^{ème}. Tant que la valeur de la constante est faible, seule la dernière étape (très lente) de la compaction est affectée. En fait, seule cette étape est stoppée sur une très grande plage de la valeur de la constante [0, 1]. Pour des valeurs comprises entre 1 et 2, le blocage touche les étapes intermédiaires. Pour une valeur de la constante de frittage supérieure à 2, le blocage est immédiat.

La figure 6 représente le temps de stabilisation de l'agglomérat (t) et la position (x) de la 3^{ème} particule primaire en fonction de la constante de frittage (adimensionnée) quand seule la dernière étape est concernée. Schématiquement, l'état final est l'amas compact pour $K_{fr} < 2 \cdot 10^{-6}$. Pour K_{fr} supérieure à cette valeur, l'état final est plus aéré et est atteint d'autant plus rapidement que K_{fr} est élevée.

La même étude a été réalisée pour $N=10$ ($h'_0=1$) et $N=20$ ($h'_0=1$ et $h'_0=4$). Les mêmes comportements ont été observés. Pour $N=10$ ($h'_0=1$), l'état final est l'amas compact pour $K_{fr} < k_{max}=10^{-12}$. ($<10^{-18}$ pour $N=20$ et $h'_0=1$; $<10^{-27}$ pour $N=20$ et $h'_0=4$) Pour K_{fr} supérieure à cette valeur, l'état final est plus aéré et est atteint d'autant plus rapidement que K_{fr} est élevée. Pour $K_{fr} > 1$ (idem pour $N=20$), l'agglomérat est immédiatement rigidifié dans son état initial. On peut ainsi calculer la fraction volumique (ou la porosité) finale de l'agglomérat et le temps mis pour l'atteindre en fonction de K_{fr} . La figure 7a représente la fraction volumique finale (normalisée) Y_f en fonction de K_{fr} pour $N=10$ et $N=20$. La figure 7b représente le temps t_f mis pour l'atteindre en fonction de K_{fr} pour $N=10$ et 20. Dans cette dernière figure, K_{fr} a été remplacée par

$$Z = K_{fr} [X_0 (1 - \phi_0)]^{16.5} \quad (21)$$

de façon à regrouper les trois courbes sur une courbe unique.

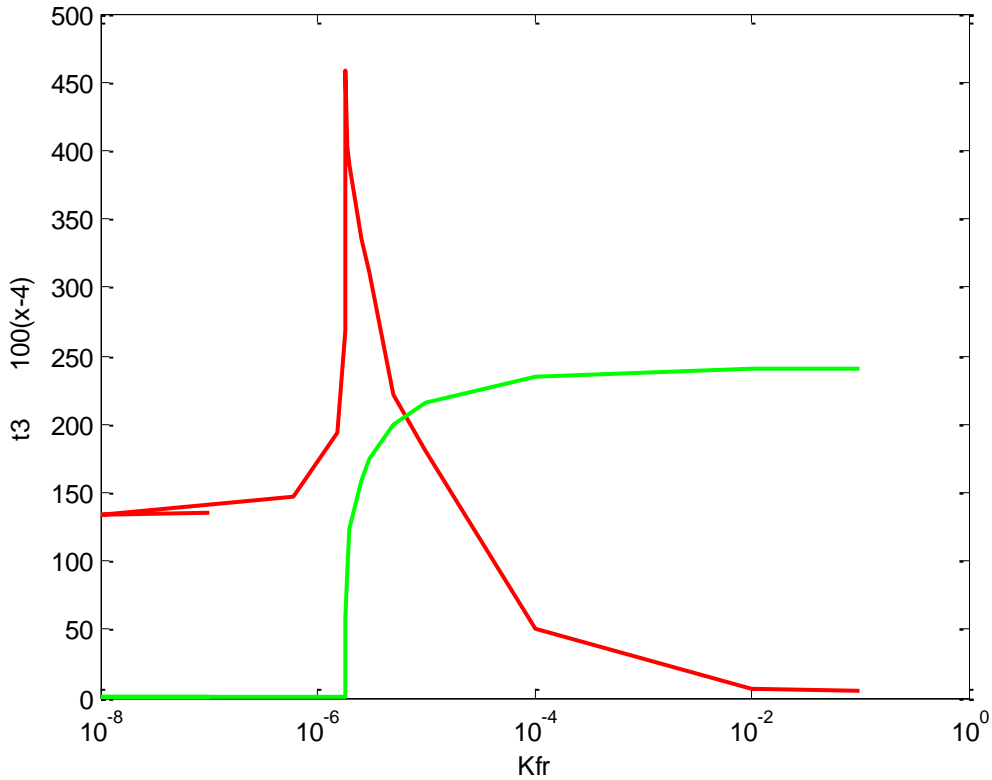


Figure 6 : temps de stabilisation de l'agglomérat (t_3 courbe en rouge) et position (x courbe en vert) de la 3^{ème} particule primaire en fonction de la constante de frittage (adimensionnée) pour $N=4$

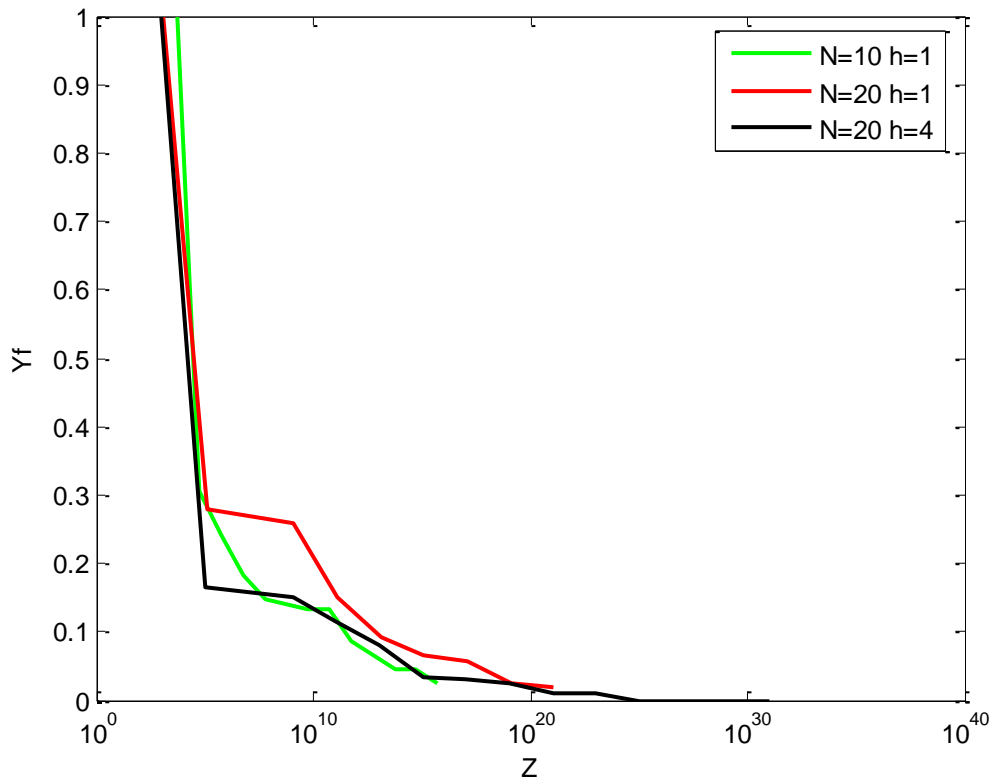


Figure 7a : fraction volumique finale normalisée en fonction du paramètre Z , proportionnel à la constante de frittage

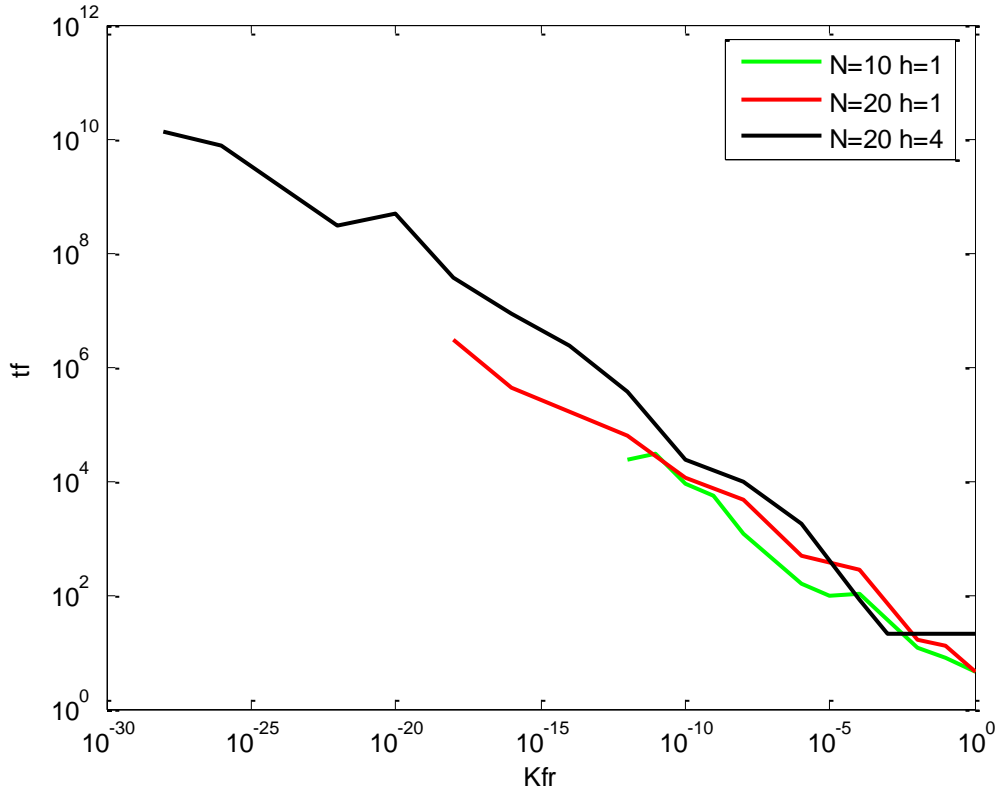


Figure 7b : temps mis pour parvenir à l'état final en fonction de la constante de frittage

L'état final de l'agglomérat reste proche de son état initial (aéré) si $K_{fr} [X_0(1-\phi_0)]^{16.5} > 10^5$ et sera compact si $K_{fr} [X_0(1-\phi_0)]^{16.5} < 10^5$. On constate que, pour les cas étudiés, le temps mis pour parvenir à l'état final est une fonction unique de la constante de frittage. On a ainsi :

$$t'_f K_{fr}^{1/3} \approx 10 \quad (22)$$

4. Conclusion

Le modèle présenté permet d'estimer :

- le temps de contraction d'un agglomérat soumis à des forces attractives de Van der Waals entre particules primaires
- la porosité finale d'un agglomérat et le temps pour y parvenir quand la contraction est contrariée par le frittage lent des particules primaires

Ces grandeurs ont été exprimées en fonction d'un temps caractéristique τ et des paramètres sans dimension $X_0(1-\phi_0)$ et K_{fr} .

Ce modèle est adapté à des agglomérats constitués de moins de 50000 particules primaires colloïdales. Cette étude sera complétée par celle de la restructuration d'agglomérats de particules primaires micrométriques dans un écoulement cisailé.

Références

1. Y. Xiong and S.E. Pratsinis, Formation of agglomerate particles by coagulation and sintering : Part1 : a two-dimensional solution of the population balance equation, J. Aerosol Sci., 24, p283, 1993
2. G.D. Ulrich and N.S. Subramanian, Coalescence as a rate-controlling process, Combustion Science & Technology, 17, p119, 1977
3. T. Johannessen, S.E. Pratsinis & H. Livbjerg, Computational fluid-particle dynamics for the flame synthesis of alumina particles, Chem. Eng. Sci, 55, p177, 2000
4. S. di Stasio, Observation of restructuring of nanoparticle soot aggregates in a diffusion flame by static light scattering, Aerosol Sc., 32, p509, 2001
5. Y. Adachi and K. Aoki, Restructuring of small flocs of polystyrene latex with polyelectrolyte, Colloids and Surfaces A : Physico-chemical and Engineering Aspects, 342, p24, 2009

6. J. Yu, D. Wang, X. Ge, M. Yan, M. Yang, Flocculation of kaolin particles by two typical polyelectrolytes: a comparative study on the kinetics and floc structures, *Colloids and Surfaces A : Physico-chemical and Engineering Aspects*, 290, p288, 2006
7. K. Higashitani, K. Imura, H. Sanda, Simulation of deformation and breakup of large aggregates in flows of viscous fluids, *Chem. Eng. Sci.*, 56, p2927, 2001
8. G. Yang and P. Biswas, Computer simulation of the aggregation and sintering restructuring of fractal-like clusters containing limited numbers of primary particles, *J. Colloid & Interf. Sci.*, 211, p142, 1999
9. B. Al Zaitone, H.J. Schmid, W. Peukert, Simulation of structure and mobility of aggregates formed by simultaneous coagulation, sintering and surface growth, *Aerosol Sci.*, 40, p950, 2009
10. A.M. Brasil, T.L. Farias, M.G. Carvalho, U.O. Koylu, Numerical characterization of the morphology of aggregated particles, *Aerosol Sci.*, 32, p489, 2001
11. G.K. Batchelor, Slender-body theory for particles of arbitrary cross-section in Stokes flow, *J. Fluid. Mech.*, 44, p419, 1970
12. S.N. Rogak and R.C. Flagan, Stokes drag on self-similar clusters of spheres, *J. Colloid & Interf. Sci.*, 134, p206, 1990
13. G.R. Zeichner and W.R. Schowalter, Use of trajectory analysis to study stability of colloidal dispersions in flow fields, *AIChE J.*, 23, p243, 1977
14. H.S. Mumtaz, M.J. Hounslow, N.A. Seaton, W.R. Patterson, Orthokinetic aggregation during precipitation, *Trans IChemE*, 75A, p152, 1997
15. K.A. Kusters, The influence of turbulence on aggregation of small particles in agitated vessel, PhD Thesis, TU Eindhoven, 1991