

N° d'ordre : 2549

THÈSE

présentée pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE
L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : MEGeP
Spécialité : Dynamique des fluides

Par **Renaud ANSART**

*ÉMISSION DE POUSSIÈRES LORS DE LA MANIPULATION
DE POUDRE : INTERACTION ENTRE
LES PARTICULES EN MOUVEMENT ET L'AIR AMBIANT*

Soutenue le 29 novembre 2007, devant le jury composé de :

M. Noël MIDOUX	Président
M. Pierre GUIGON	Rapporteur
M. Jean-Pierre HULIN	Rapporteur
M. François CHARRU	Examineur
M. Emmanuel GARCIA	Examineur
M. Fabien GERARDIN	Examineur
M. Alain de RYCK	Directeur de thèse
M. John A. DODDS	Co-Directeur de thèse

Dans la vie, rien n'est à craindre, tout est à comprendre !

Marie Curie

Je souhaite tout d'abord remercier le Professeur François Charru qui m'a proposé pour ce sujet de thèse et qui a permis à cette aventure d'exister.

Un grand merci à l'Institut National de Recherche et Sécurité qui au travers de cette Action Concertée Incitative a créé une collaboration scientifique avec le Centre de Recherche RAPSODEE de l'Ecole des Mines d'Albi. Je voudrais également remercier Messieurs Jean-Raymond Fontaine, Fabien Gerardin et Michel Pourquet de l'INRS pour les discussions que nous avons pu partager sur ce sujet de recherche.

Je remercie Jacques Fages, Directeur du Centre RAPSODEE, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je tiens à remercier tous les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté de participer à ce grand jour de ma carrière. Plus particulièrement, un grand merci aux Professeurs Jean-Pierre Hulin et Pierre Guigon pour la qualité scientifique de leurs rapports sur mon manuscrit de thèse et le Professeur Noël Midoux, Président de mon jury de thèse, pour les échanges passionnants que nous avons eu au cours de cette soutenance.

J'adresse mes plus sincères remerciements à mes Directeurs de thèse les Professeurs Alain de Ryck et John Dodds pour les discussions scientifiques passionnantes que nous avons pu avoir ensemble et pour les moments de convivialités partagés.

Une pensée toute particulière à mon équipe de covoiturage qui a su transformer ces longs trajets ennuyeux en moments très sympathiques. Merci Rachel, Séverine, Vérane, Florian et Jean-Jacques.

Je souhaite également exprimer ma gratitude aux Enseignants Chercheurs de tous les Centres de Recherche de l'Ecole des Mines pour les discussions scientifiques que nous avons échangées.

Sans oublier mes collègues de bureau Carol, Serkan et Christelle, et mes collègues thésards, nous avons vraiment partagé de bons moments.

Enfin, j'aurais une très forte pensée pour les techniciens du Centre, Séverine, Sylvie, Laurent et Philippe, pour l'aide précieuse qu'ils ont su m'apporter tout au long de ma thèse et pour les discussions matinales de la salle café. Plus particulièrement, je voudrais remercier Olivier Ezequel technicien du Centre pour l'aide et les conseils réguliers qu'il a pu m'apporter.

Pour finir, je remercie mes parents qui m'ont soutenu et épaulé pendant les moments durs de ce voyage de thèse, ainsi que ma compagne Aména pour la qualité des plans du pilote expérimental qu'elle a su réaliser et pour le soutien quotidien qu'elle m'a apporté. Merci Aména, je sais que je n'ai pas été tous les jours facile à vivre...

Publications

Dust emission by powder handling : numerical analysis and experimental results.

R. Ansart, M. Roudet, A. de Ryck, F. Charru, D. Fabre, J. A. Dodds. *Powder Technology*.
Publication acceptée.

Flow of granular material on an incline : semi-analytical approach.

A. de Ryck, R. Ansart, J. A. Dodds. *Granular matter*. Publication soumise.

Communications dans des congrès nationaux et internationaux

9th International Conference on Bulk Materials, Storage, Handling and Transportation. Octobre 2007, Université de Newcastle, Australie.

Dust emission by powder handling : influence of the outlet on the dust plume.

R. Ansart, J.J. Letourneau, A. de Ryck, J.A. Dodds. Communication avec acte.

11^e Congrès de la Société Française de Génie des Procédés, Octobre 2007, École des Mines de Saint-Etienne. Dust emission in powder handling : free falling particle plume.

R. Ansart, A. de Ryck, J.A. Dodds. Poster avec acte.

BioPowders Mini-Conference. Septembre 2007, Budapest.

Dust emission by falling particle streams.

R. Ansart, J.A. Dodds, A. de Ryck. Communication avec acte.

Congrès Science et Technologies des Poudres. Mai 2007, École des Mines d'Albi.

Numerical analysis for a particles column during a free falling process.

R. Ansart, J.A. Dodds, A. de Ryck. Communication avec acte.

Dust emission by powder handling : free falling particle plume, comparison theoretical model and experimental results.

R. Ansart, M. Roudet, D. Fabre, F. Charru. Poster avec acte.

10^{eme} Congrès Francophone de Techniques Laser. Septembre 2006, ONERA, Toulouse.

Émission de poussières dans l'atmosphère : distribution de vitesses et de granulométrie dans un jet de poudre.

R. Ansart, J.A. Dodds, A. de Ryck. Poster avec acte.

Table des matières

Remerciements	5
Publications et communications	I
Table des matières	III
Introduction	1
I Étude phénoménologique	9
1 Écoulements granulaires sur plan incliné	11
2 Phénomènes physiques	33
3 Travail de Liu	53
4 Modèle physique	73
II Description et exploitation du pilote expérimental	93
5 Dispositif expérimental	95
6 Caractérisation du panache	119
7 Influence de la géométrie de sortie sur l'émission de poussières	141
Conclusion	162
A Tests d'empoussiérage	163
Bibliographie	167
Index	171

Introduction

Des procédés qui utilisent ou produisent des matériaux sous forme pulvérulente se rencontrent dans presque tous les secteurs industriels : l'agro-alimentaire, la métallurgie, la pharmacie ou encore la meunerie, la boulangerie, la chimie fine, l'industrie minérale... Quand des matériaux pulvérulents sont manipulés ou empaquetés, il est presque inévitable qu'une partie soit dispersée dans l'atmosphère environnante, ce qui conduit à des dépôts sur les surfaces et à la mise en suspension dans l'air de particules.

La mise en suspension de fines particules, dites "poussières", se produit essentiellement au niveau des zones de transferts (FIG. 1) : transfert de poudre d'un tapis convoyeur à un autre, déversement de poudre ou remplissage d'un silo de stockage. Cette libération de poussières durant la chute est générée par l'interaction entre l'air ambiant et les particules en chute.

La quantité de poussières émises dans l'atmosphère correspond tout d'abord à un coût. En effet, la fraction de poudre émise dans l'atmosphère se traduit par une perte de produit et donc par une perte financière.

Hormis cet aspect purement financier, les poussières présentent un danger direct pour le manipulateur, ainsi que pour l'ensemble des personnes présentes sur les lieux de travail. Prenons l'exemple d'un boulanger qui quotidiennement déverse de la farine pour fabriquer son pain. Ce déversement provoque la mise en suspension de fines particules de farine qui vont être inhalées ou ingérées par le boulanger en contact direct avec le produit. De plus, ce nuage de poussières très volatil va également contaminer l'espace de travail des autres personnes présentes dans la boulangerie et qui seront susceptibles de respirer la farine.

Ce type de contamination directe ou indirecte se produit de manière similaire dans de nombreuses manipulations quotidiennes telles que la fabrication du béton ou du mortier sur les chantiers de construction, qui nécessite l'utilisation de ciment conditionné sous forme de sacs. Le déversement de ces sacs de ciment dans des bétonnières ou dans des bassines conduit à une mise en suspension très importante de poussières, visible par la formation d'un nuage blanc ou gris caractéristique.

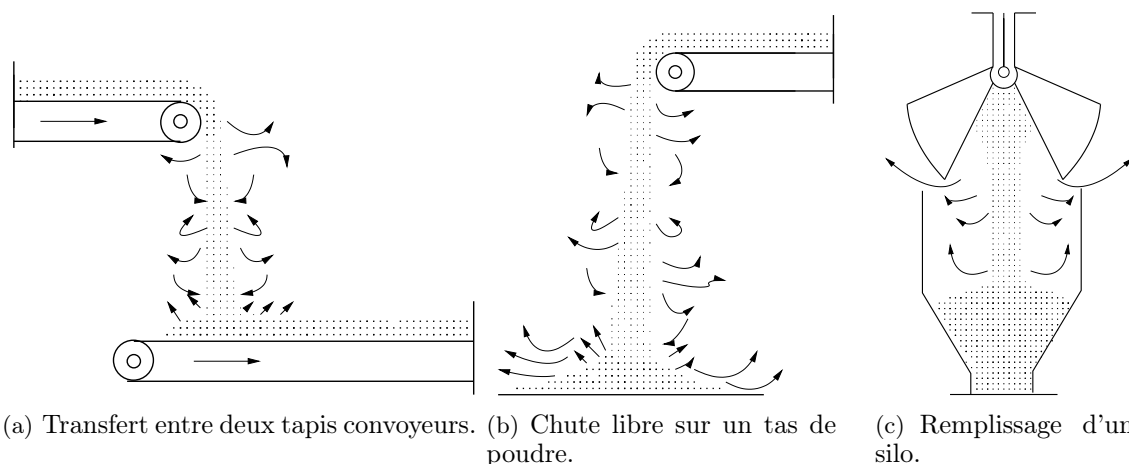


FIG. 1 – Exemples de procédés générant des émissions importantes de poussières.

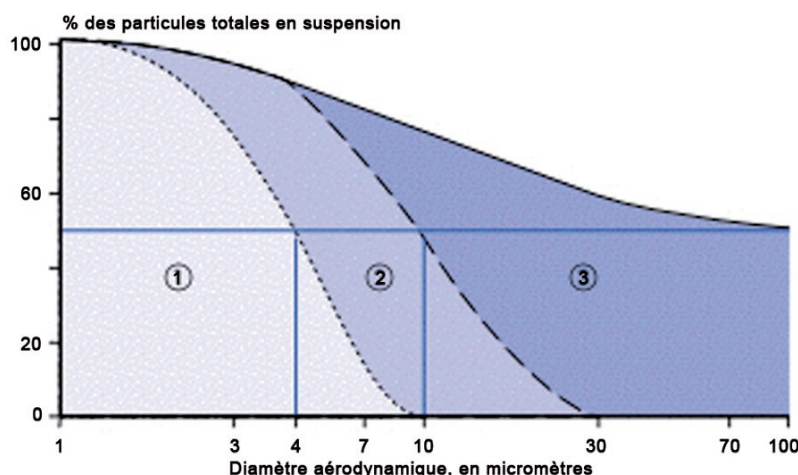


FIG. 2 – Les fractions conventionnelles sont représentées par les zones que délimitent les courbes. ① : alvéolaire ; ② : trachéo-bronchite ; ①+② : thoracique ; ③ : extrathoracique ; ①+②+③ : inhalable. INRS ND 2098.

“L’empoussiéragé” d’une poudre, ou encore son potentiel à générer de la poussière, peut être considéré comme une propriété de la poudre qui engendre une émission de poussières lorsqu’elle est manipulée ou mise sous contrainte. Caractériser cette propriété permettrait d’une part de pouvoir classer différentes poudres en fonction du risque de génération de poussières occasionné par leur manipulation, et surtout d’estimer la quantité de poussières libérées, ainsi que leur concentration, en fonction de la mise sous contrainte de la poudre.

Des études menées par l’Institut National de Recherche et Sécurité (INRS), ont démontré que l’ingestion et la respiration quotidienne de poussières de farine étaient responsables de l’apparition de cancer des voies respiratoires, notamment au niveau des poumons. En fonction de leur taille et de leur concentration, les particules de poussières pénètrent plus ou moins profondément dans le système respiratoire (FIG. 2). Plus les particules sont fines, plus elles pénètrent profondément dans le système respiratoire avec moins de possibilité d’être éliminées par l’organisme.

De nombreux dispositifs de tests ont été conçus pour estimer le potentiel à générer des poussières d’une poudre. L’ensemble des dispositifs répertoriés (Ansart et al., 2007) peut être classé en quatre grands groupes (Annexe A page 163), en fonction du type de mise sous contrainte de la poudre : chute dans une colonne, chute dans une enceinte de mesure, mise en fluidisation et mise en rotation dans un tambour.

Le déroulement de l’ensemble de ces tests se décompose en quatre étapes : prise d’échantillon de la poudre, mise sous contrainte de l’échantillon, échantillonnage de la poussière générée et analyses. L’analyse de la poussière s’effectue le plus souvent par des mesures optiques ou par des pesées, qui sont soit directes en mesurant la masse de la poussière générée, soit indirectes en comparant la masse de poudre non mise en suspension après la mise sous contrainte, à la masse de l’échantillon initial testé.

La diversité de ces très nombreux tests ne fait que souligner la complexité de ces mesures. Les différentes études menées ont montré qu’il était difficile de corréler ou de comparer les différents tests entre eux, car chacun est adapté à un type de poudre pour un type de sollicitation. Prenons le cas d’un test de chute (FIG. 3 page suivante), il permet de distinguer entre deux poudres, celle qui émettra beaucoup de poussière de celle qui restera



FIG. 3 – Test d’empoussiérage par chute libre dans une colonne.

quasi-propre. En revanche, ce type de test ne fournit aucun résultat extrapolable sur la manière dont la poussière a été mise en suspension, et ne permet pas de déterminer la zone contaminée, ainsi que sa concentration.

De plus, des études menées sur les tests de chute ont montré qu’un seul déversement ne permettait pas à la poudre de libérer la totalité de son potentiel de poussière. Ainsi, une expérience a montré que, après dix-neuf chutes successives de la même poudre reversée, la dernière chute génère une quantité de poussière correspondant à 80 % de celle émise lors de la première chute (Wells and Alexander, 1978).

Le caractère purement relatif de ces mesures ne permet pas d’obtenir des données techniques utiles à la conception de systèmes de ventilation. En effet, pour diminuer les risques liés à l’émission de ces poussières, il n’existe que peu de palliatifs plus ou moins bien appropriés tels que porter des masques de protection, ou bien essayer de manière empirique de capter par des ventilations les poussières émises, ou encore sur certains sites de stockage aérien arroser avec de l’eau les tas de poudre pour augmenter la cohésion des particules entre elles.

C’est pourquoi, il est nécessaire d’accéder à des données quantitatives sur le comportement de la poussière émise. Quel volume d’air est contaminé par la poussière ? Quelle est la concentration de particules mises en suspension durant une opération donnée ? Quelle contrainte est nécessaire pour mettre les fines particules de la poudre en suspension ?

Cependant, les phénomènes physiques mis en jeu lors de l’arrachement des fines particules depuis une poudre en mouvement et leur mise en suspension dans l’air environnant, sont mal connus. Une meilleure compréhension implique de meilleures connaissances sur la structure des poudres en écoulement (dilatation, cisaillement, ségrégation des particules, distribution de porosité...) en relation avec les caractéristiques de la poudre en mouvement. En outre, ces phénomènes d’interaction entre l’air et les particules cohésives ne sont pas susceptibles de prévisions théoriques et restent à la limite des possibilités de la simulation numérique.

Face à ce besoin industriel, et au peu de recherches menées sur la compréhension de cette interaction air-poudre, une Action Concertée Incitative pilotée par l’INRS a été lancée en novembre 2004. Le projet initial se composait de trois équipes ayant trois rôles complémentaires. Cependant, le projet s’est limité ensuite à deux équipes : la première, expérimentale, travaillant à l’École des Mines d’Albi (EMAC) en charge de réaliser des expérimentations en laboratoire sur les situations de vidange ou remplissage de conteneurs de poudre, pour

mettre en évidence des phénomènes de mise en suspension de particules en fonction des poudres et des manipulations ; une deuxième équipe, numérique, menée par l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse avec pour objectif initial d'effectuer des simulations numériques des flux d'air engendrés autour et dans la poudre en mouvement, pour quantifier les sollicitations sur les particules inhalables.

Le travail présenté dans ce manuscrit se compose du travail expérimental que j'ai réalisé au sein de l'EMAC durant ma thèse, ainsi que d'un travail de modélisation que j'ai mené avec la collaboration de l'IMFT.

L'étude proposée s'est focalisée sur le déversement de poudre d'un silo qui est la phase générant le plus d'émissions de poussières lors de la manipulation de poudre. Ce procédé permet de comprendre l'interaction entre l'air et la poudre conduisant à l'émission de poussières.

Le manuscrit se divise en deux grandes parties. La première, découpée en quatre chapitres, est essentiellement une étude phénoménologique bibliographique, analytique et numérique, du procédé de déversement de la poudre d'un silo générant la mise en suspension de particules.

Le premier chapitre de la thèse présente et décrit les écoulements granulaires denses sur plan incliné, ce qui constitue la première étape de l'étude des écoulements dans le convergent d'un silo conduisant à la formation d'un panache de poudre en sortie de ce silo.

Le deuxième chapitre a pour objectif de décrire les phénomènes physiques mis en jeu durant la formation du panache de poudre et la mise en suspension de la poussière. Cette description est réalisée sans l'utilisation d'outil mathématique afin d'augmenter la clarté du discours.

Le troisième chapitre, quant à lui, est une étude bibliographique sur le travail réalisé par une équipe australienne (Liu, 2001) sur la même problématique qui a orienté et guidé notre démarche.

Enfin, le dernier chapitre de cette partie présente le modèle numérique établi avec l'IMFT, qui a pour but de décrire les deux phases de l'écoulement produit par la chute d'une colonne de grains. Ce modèle est par la suite comparé aux modèles proposés par l'équipe australienne.

L'ensemble de cette partie a permis de concevoir le pilote expérimental dont la présentation et l'exploitation sera effectuée au sein de la deuxième partie.

Cette deuxième partie se compose, quant à elle, de trois chapitres : les cinquième, sixième et septième de la thèse.

Le cinquième chapitre décrit avec précision le pilote expérimental réalisé, ainsi que les instruments de mesures mécaniques, électroniques et optiques implantés et utilisés. En outre, ce chapitre caractérise la poudre utilisée pour les mesures, tout en expliquant son choix.

Le sixième chapitre présente les résultats obtenus pour caractériser le panache formé lors de la chute de poudre par : la distribution de taille des particules, ainsi que son évolution dans le jet réalisée par granulométrie laser ; des mesures de concentration effectuées au

centre du panache et à sa périphérie ; des mesures de la quantité d'air induit dans le panache obtenues par bilans globaux ; les profils de distribution de vitesse des particules dans le panache mesurée par Particle Image Velocimetry. Ensuite, ce chapitre compare les résultats expérimentaux mesurés sur la vitesse des particules du panache de poudre au modèle numérique de Liu.

Le dernier chapitre, quant à lui, se propose d'étudier l'influence sur le panache de poudre de différents types de géométrie de sortie de l'orifice de la trémie. Pour ce faire, une technique d'analyse d'images à été développée.

Première partie

Étude phénoménologique

Chapitre 1

Écoulements granulaires sur plan incliné

L'étude du déversement de poudre d'un silo pose inévitablement la problématique de l'écoulement du milieu granulaire. Quels sont les différents types d'écoulement possibles ? Quelle forme prend le champ de vecteurs vitesse des grains ? A partir de quel seuil de contrainte y a-t-il mise en mouvement ? Ce chapitre décrit la physique et la mécanique des matériaux granulaires en écoulement, plus particulièrement lors d'un écoulement dit dense, sur un plan incliné.

Sommaire

Résumé	13
Introduction	15
1.1 Écoulements denses	16
1.1.1 Écoulement plan cisailé	16
1.1.2 Loi constitutive tensorielle	17
1.2 Étude semi-analytique d'un écoulement sur plan incliné	18
1.2.1 Formulation mathématique	18
1.2.2 Frottement constant	20
1.2.3 Taux de contrainte dépendant du coefficient de friction	22
Conclusion	28
Nomenclature	30
Table des figures	31

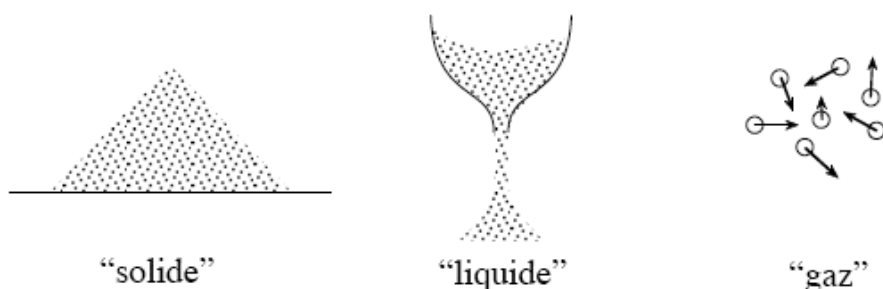


FIG. 1.1 – Les trois états d’écoulements granulaires (Pouliquen, 2004).

Introduction

Les matériaux granulaires font l’objet depuis plusieurs années de nombreuses recherches (Chevoir et al., 2001), (Duran, 1997), (de Gennes, 1998), (Guyon and Troadec, 1994), (Pouliquen, 2004). Ces travaux ont apporté de nombreuses études expérimentales, des résultats de simulations numériques, des concepts nouveaux et des modèles théoriques. Toutefois, les milieux granulaires restent très complexes et conservent toujours une grande partie de mystère.

Les matériaux granulaires ont la particularité de pouvoir se comporter comme un solide, un liquide ou encore un gaz (FIG. 1.1) selon la sollicitation imposée (Jaeger and Nagel, 1996). Aucune théorie n’est pour l’instant capable d’unifier ces trois états, ce qui implique de distinguer trois régimes pour étudier les écoulements granulaires.

Le régime quasi statique est obtenu lorsque les déformations sont lentes, par exemple lorsqu’une construction est posée sur le sol. Le milieu est souvent décrit dans le cadre de théories de plasticité développées en mécanique des sols. Le matériau commence à évoluer à partir de son état initial, puis atteint un état qualifié de critique. Un exemple simple venant à l’esprit est celui d’un tas de poudre.

A l’opposé de ce comportement, se trouvent deux régimes d’écoulement. En effet, les matériaux granulaires peuvent se mouvoir tels des fluides. Deux exemples classiques sont celui de l’écoulement du sablier et celui d’une avalanche de grains sur un tas de sable.

Le régime collisionnel correspond à un milieu très agité et dilué, les grains interagissent essentiellement entre eux par des collisions. Ce régime peut être comparé à un gaz dense dissipatif où les particules jouent le rôle de molécules. Cette analogie est à l’origine de théories développées sur les milieux granulaires (Jenkins and Savage, 1983).

Enfin, le régime dense s’apparente plus à un liquide. Un réseau de contacts, plus ou moins percolant, existe au sein du matériau granulaire. Continuellement, des contacts se forment et se cassent, mais la durée moyenne des contacts est grande devant celle d’une collision. Les transitions entre ces trois régimes restent floues et font l’objet de recherches actives.

L’objet de ce chapitre est l’étude des écoulements générés par un plan incliné. Cette étude est la première démarche nécessaire à l’étude des écoulements dans le convergent d’un silo, et permet d’appréhender de nombreux phénomènes physiques mis en jeu.

1.1 Écoulements denses

Entre le régime quasi statique et le régime collisionnel, se trouve le régime d'écoulements denses. Les grains s'écoulent comme un fluide, mais restent en contact pendant une longue durée les uns avec les autres.

L'approche choisie est macroscopique, et a permis à l'aide d'une simple analyse dimensionnelle de proposer une loi constitutive pour ces écoulements (Jop et al., 2006).

Le point de départ de cette approche est l'étude d'un écoulement plan généré par un cisaillement, avant de proposer une généralisation tensorielle.

1.1.1 Écoulement plan cisailé

Cette partie présente des travaux récents (Da Cruz et al., 2005), (Jop et al., 2006) qui constituent un préambule nécessaire à notre étude.

Le matériau granulaire constitué de grains sphériques de même diamètre d , et de masse volumique ρ_g est confiné entre deux plaques rugueuses. Le milieu est soumis à une pression moyenne P et à un cisaillement $\dot{\gamma}$ (FIG. 1.2). Ce cisaillement représente l'évolution de la vitesse horizontale dans le milieu en fonction de la hauteur du lit de grains, $\dot{\gamma} = \frac{\partial w}{\partial y}$

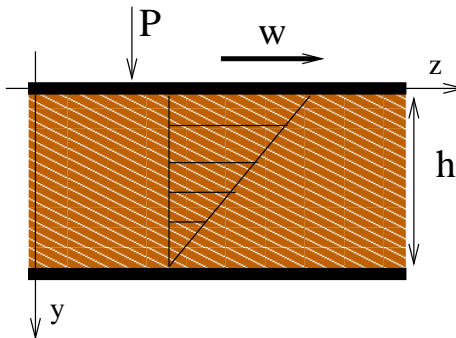


FIG. 1.2 – Sollicitations du milieu granulaire.

Le problème est de savoir quelle est l'évolution de la contrainte tangentielle τ et la fraction volumique Φ en fonction du cisaillement et de la pression imposée. Dans la limite où les grains sont suffisamment rigides, il subsiste seulement deux temps caractéristiques dans le problème : le temps inertiel $\tau_i = d\sqrt{\frac{\rho_g}{P}}$ qui correspond au temps microscopique que met un grain à tomber dans un trou de taille d , et le temps de cisaillement $\tau_c = \frac{1}{\dot{\gamma}}$ correspondant au temps macroscopique de déformation du milieu, à partir desquels peut être défini un nombre sans dimension, baptisé nombre inertiel I :

$$I = \frac{\tau_i}{\tau_c} = d\dot{\gamma}\sqrt{\frac{\rho_g}{P}}. \quad (1.1)$$

Ce nombre sans dimension est la racine carrée du nombre de Savage ou du nombre de Coulomb introduits par certains auteurs.

Hormis des dépendances liées aux caractéristiques mécanique et géométrique du matériau, les propriétés de l'écoulement dépendent essentiellement de I . Les régimes d'écoulement

peuvent donc être classés en fonction de I (Chevoir et al., 2007). Quand le nombre inertiel augmente, la durée des contacts diminue et le milieu se dilate. Pour $I \leq 10^{-3}$, le régime est quasi statique. Pour $I \geq 10^{-1}$, le régime est collisionnel. Le régime intermédiaire, dense, est défini pour $10^{-3} \leq I \leq 10^{-1}$, le matériau est au-dessus de son seuil d'écoulement, dans un état liquide plutôt que gazeux.

Pour des particules rigides, I est le seul nombre sans dimension (Da Cruz et al., 2005). Par conséquent, la contrainte de cisaillement s'exprime uniquement comme une fonction de I que multiplie la pression, et la fraction volumique n'est fonction que du nombre inertiel I :

$$\tau = P\mu(I) \quad \Phi = \Phi(I). \quad (1.2)$$

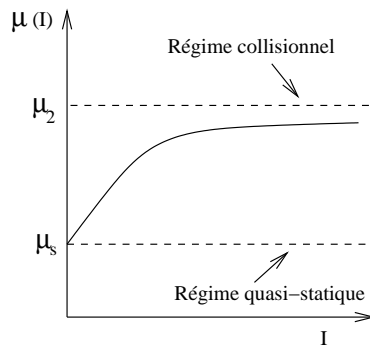


FIG. 1.3 – Coefficient de friction en fonction du nombre inertiel.

Le coefficient de friction présente une valeur minimale μ_s dans le régime statique (qui peut s'identifier au frottement interne dans l'état critique), augmente approximativement linéairement dans le régime dense, et semble saturer dans le régime collisionnel (FIG. 1.3). La contrainte de cisaillement est ainsi la somme d'une contribution associée à la loi de Coulomb dans l'état plastique, et d'une contribution visqueuse associée aux collisions. La fraction volumique, quant à elle, décroît linéairement avec I . Le matériau granulaire en écoulement dense apparaît ainsi comme un fluide visco-plastique. Jop proposa l'expression suivante pour modéliser le coefficient de friction :

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{I_0/I + 1}, \quad (1.3)$$

où I_0 est une constante. Pour le sable qu'il a utilisé, si les grains sont supposés sphériques, les constantes sont égales $\mu_s = \tan(21^\circ)$, $\mu_2 = \tan(33^\circ)$, $I_0 = 0,3$.

Cette expression scalaire permet de décrire des écoulements dans différentes configurations quand le cisaillement est plan, c'est à dire quand les gradients de pression n'existent que dans une seule direction. En revanche, pour des écoulements plus complexes où les déformations sont tridimensionnelles, ce modèle doit être généralisé à une expression tensorielle.

1.1.2 Loi constitutive tensorielle

La généralisation de la loi de friction est basée sur l'hypothèse de colinéarité du tenseur des contraintes τ_{ij} et du tenseur des taux de déformation $\dot{\gamma}_{ij}$ (hypothèse utilisée dans les fluides

à seuil de type Bingham). Le modèle proposé se réduit à celui d'un fluide incompressible ($\dot{\gamma}_{ii} = 0$). En effet, les variations de fraction volumique sont négligées car faibles dans les régimes d'écoulements denses. Le tenseur des contraintes prend donc la forme suivante :

$$\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \tau_{ij}, \quad \tau_{ij} = \frac{\mu(I)P}{|\dot{\gamma}|} \dot{\gamma}_{ij}, \quad (1.4)$$

où P est la pression isotrope, $|\dot{\gamma}| = \sqrt{\frac{1}{2}\dot{\gamma}_{ij}\dot{\gamma}_{ij}}$ représente le second invariant du tenseur des taux de déformation, et le coefficient de friction $\mu(I)$ est donné par l'équation (1.3).

Le terme $\frac{\mu(I)P}{|\dot{\gamma}|}$ peut être assimilé à une viscosité effective. Le seuil d'écoulement peut être défini à partir du critère de Coulomb : $|\tau_{ij}| < \mu_s P$, où $|\tau_{ij}|$ représente le second invariant du tenseur des taux de déformation.

A partir de cette loi, prédire un écoulement granulaire revient à résoudre pour la vitesse de l'écoulement u_i la conservation de la masse et l'équation de Cauchy avec les conditions aux limites appropriées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \\ \rho_g \phi \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \rho_g \phi g_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \end{array} \right. \quad (1.5)$$

Jop a confronté avec pertinence cette loi tensorielle à trois types d'expériences d'écoulements sur plan incliné. Le rhéologie visco-plastique permet donc de prédire quantitativement la vitesse des grains de l'écoulement dans un régime dense. Cette approche comporte toutefois des limites : les seuils d'écoulement ne sont pas correctement prédits.

1.2 Étude semi-analytique d'un écoulement sur plan incliné

Le modèle décrit ci-dessus est capable de prédire un écoulement granulaire dense à partir de l'équation d'équilibre de Cauchy, dont le taux de contrainte dépend du coefficient de friction. Les modèles précédemment développés dans la littérature, supposant une friction constante, étaient incapables de prédire ce type d'écoulement. Néanmoins, des calculs basés sur la méthode des caractéristiques ont été menés au cours des dernières décennies (Jenike, 1987).

L'étude qui va être développée dans cette partie a pour but de présenter un modèle semi-analytique pour un écoulement de grains sur un plan incliné identique à celui présenté ci-dessus, à partir de la méthode des caractéristiques employée par Jenike. Dans une première partie le coefficient de frottement sera supposé constant, puis dépendant du taux de contrainte dans une seconde partie.

1.2.1 Formulation mathématique

Considérons un lit de particules supposé incompressible, d'épaisseur h en écoulement stationnaire sur une largeur $2a$, généré par une inclinaison d'un angle θ du plan (FIG. 1.4).

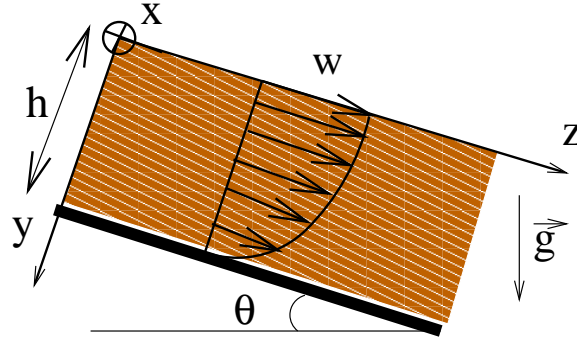


FIG. 1.4 – Écoulement sur plan incliné.

L'origine des coordonnées est prise à la surface libre, l'axe y représente la profondeur du lit orienté vers le bas, et l'axe z est parallèle au plan incliné. La vitesse $w(x,y)$ est le long de l'axe z et est indépendante de z . L'écoulement est invariant par translation suivant z . Les lignes de courant sont par définition tangentes aux vecteurs vitesses. Elles prennent donc la forme de lignes droites parallèles au plan. Les termes de convection sont négligés dans les équations de Navier-Stokes qui peuvent être mises sous la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\rho g} \frac{\partial P}{\partial x} = 0, \\ \frac{1}{\rho g} \frac{\partial P}{\partial y} - \cos \theta = 0, \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{P}{\rho g} \frac{\partial w}{\partial x} / |\dot{\gamma}| \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu q \frac{\partial w}{\partial y} / |\dot{\gamma}| \right) + \sin \theta = 0, \end{array} \right. \quad (1.6)$$

où $P = \frac{\sigma_{ii}}{3}$ représente la pression moyenne.

La deuxième équation de ce système conduit à une pression moyenne P hydrostatique : $P = \rho g \cos \theta y$.

L'équation d'équilibre suivant z est une équation différentielle partielle hyperbolique. Nous pouvons utiliser la méthode des caractéristiques pour la résoudre. Pour ce faire, définissons un angle α tel que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin \alpha = - \frac{\frac{\partial w}{\partial x}}{|\dot{\gamma}|}, \\ \cos \alpha = - \frac{\frac{\partial w}{\partial y}}{|\dot{\gamma}|}. \end{array} \right. \quad (1.7)$$

α est l'angle local formé par les courbes d'iso-vitesse et l'axe des x . Le profil de vitesse suivant z est symétrique par rapport au plan médian du canal de normal $\frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0$, c'est à dire $\alpha|_{x=0} = 0$.

Ce système va tout d'abord être intégré avec une condition de non glissement à la paroi $w|_{x=\pm a} = 0$, dans le cas où le coefficient de friction est constant (Section 1.2.2 page suivante), puis dans un cas plus général (Section 1.2.3 page 22).

1.2.2 Frottement constant

Avec l'hypothèse de frottement constant, la troisième équation du système (1.6) devient :

$$y(\cos \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial x} - \sin \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial y}) + \cos \alpha - \frac{\tan \theta}{\mu} = 0. \quad (1.8)$$

Cette équation peut être intégrée comme une équation différentielle ordinaire le long d'une courbe paramétrée par s :

$$\begin{cases} \frac{dx}{ds} = \cos \alpha y, \\ \frac{dy}{ds} = -\sin \alpha y. \end{cases} \quad (1.9)$$

Sur cette courbe d'iso-vitesse, normale au gradient de vitesse, nous avons :

$$\frac{d\alpha}{ds} = R - \cos \alpha, \quad (1.10)$$

où $R = \frac{\tan(\theta)}{\mu}$. Cette courbe peut être intégrée à partir du point $(0, h)$ pour lequel $\alpha = 0$ par symétrie, ce qui nous ramène au point $(0, 1)$ si les longueurs x et y sont adimensionnées par la profondeur h :

$$\begin{cases} X = \frac{x}{h}, \\ Y = \frac{y}{h}. \end{cases}$$

L'intégration des équations (1.7) et (1.8) conduit aux équations paramétriques suivantes pour les courbes d'iso-vitesse :

$$\begin{cases} X = \frac{s + \frac{R}{k} \sin(ks)}{1 + R}, \\ Y = \frac{R + \cos(ks)}{1 + R}, \end{cases} \quad (1.11)$$

où $k = \sqrt{R^2 - 1}$.

Si l'inclinaison de la pente est inférieure à $\tan(\mu)$ alors k est un nombre imaginaire pur et l'iso-vitesse est une courbe convexe (FIG. 1.5 page ci-contre, ligne discontinue) qui rencontre le fond ou le bord du canal et n'atteint pas la surface libre, ce qui implique que $w = 0$ partout.

Si l'inclinaison de la pente est supérieure à $\tan(\mu)$, alors la courbe d'iso-vitesse est une cycloïde (FIG. 1.5, ligne continue). Il faut remarquer que la courbe n'atteint pas la surface du lit de poudre. De plus, il n'y a pas de solution stable, si la courbe d'iso-vitesse ne touche pas la paroi latérale avant que $\alpha = \frac{\pi}{2}$.

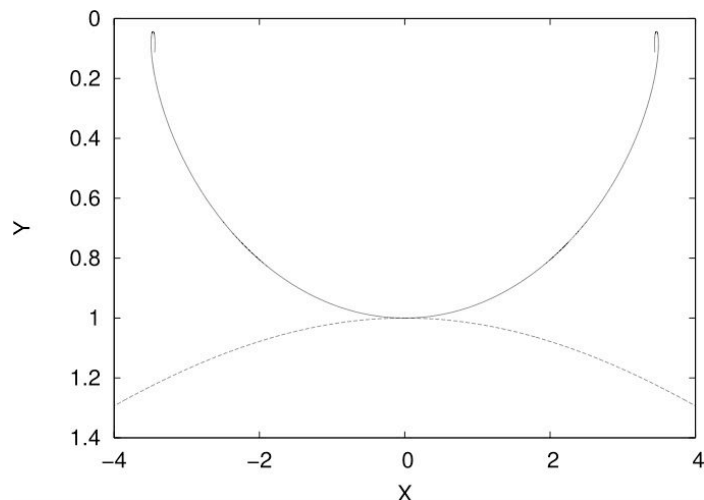


FIG. 1.5 – Courbes caractéristiques pour un coefficient de friction constant. $R = 0,96$ (trait discontinu) et $R = 1,09$ (trait plein).

Pour conclure, ce modèle de frottement constant ne permet de définir qu'une zone morte, où le champ de vitesse est nul, dont la forme peut être caractérisée par le rapport de forme $\lambda = \frac{1}{x}|_{\alpha=\pi/2}$ de la caractéristique tangente à la paroi latérale. Nous avons :

$$\lambda = \frac{1 + R}{1 + \frac{1}{k} \arccos(-1/R)}. \quad (1.12)$$

Si la profondeur de la couche est supérieure à λa , la zone morte minimale est atteinte (FIG. 1.6). La zone morte à la paroi débute à $Y_{min}a = (1 - 1/R)a$. Au contraire, si la profondeur de la couche est plus faible que λa , nous pouvons nous attendre, avec une forte probabilité, à une zone d'écoulement $2a\lambda/D$, où D est la largeur du lit de grains. Nous pouvons également nous attendre, mais avec une plus faible probabilité, à un comportement instable.

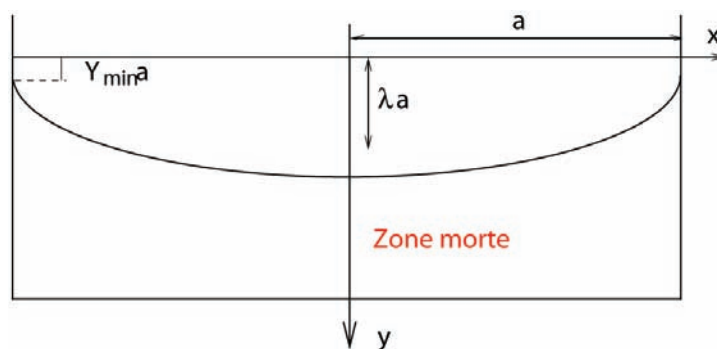


FIG. 1.6 – Zone morte pour $R = 1,09$ dont la profondeur du lit de grain est égale à λ fois la largeur.

Dans cette modélisation, le gradient de vitesse peut prendre n'importe quelle valeur. Pour parfaire la résolution du modèle d'écoulement, nous devons incorporer un taux de contrainte dépendant du coefficient de friction.

1.2.3 Taux de contrainte dépendant du coefficient de friction

Formulation mathématique du problème

Supposons maintenant que le taux de contrainte dépende du coefficient de friction, la troisième équation du système (1.6) prend alors la forme suivante :

$$\mu y \cos \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial x} - \mu y \sin \alpha \frac{\partial \alpha}{\partial y} + \sin \alpha \frac{\partial(\mu y)}{\partial x} + \cos \alpha \frac{\partial(\mu y)}{\partial y} = \tan \theta. \quad (1.13)$$

Cette équation peut être intégrée le long d'une courbe paramétrée définie par :

$$\begin{cases} \frac{dx}{ds} = \cos \alpha \mu y, \\ \frac{dy}{ds} = -\sin \alpha \mu y. \end{cases} \quad (1.14)$$

Sur cette courbe $\frac{dw}{ds} = 0$, donc la vitesse w est constante. Pour indexer ces courbes d'iso-vitesse, définissons le paramètre ξ :

$$\frac{dw}{d\xi} = \frac{\partial w}{\partial x} \frac{dx}{d\xi} + \frac{\partial w}{\partial y} \frac{dy}{d\xi} = -\sin \alpha |\dot{\gamma}| \frac{dx}{d\xi} - \cos \alpha |\dot{\gamma}| \frac{dy}{d\xi}. \quad (1.15)$$

Définissons une seconde famille de caractéristiques orthogonales à celles de la première famille par :

$$\begin{cases} \frac{dx}{d\xi} = \sin \alpha, \\ \frac{dy}{d\xi} = \cos \alpha. \end{cases} \quad (1.16)$$

Sur ces caractéristiques, nous avons $dw/d\xi = -|\dot{\gamma}|(\xi)$. Une ξ -ligne particulière est l'axe des Y sur lequel le gradient du profil de vitesse est noté $\Phi(h)$. Pour une courbe d'iso-vitesse débutant au point $(0, h)$, nous avons $|\dot{\gamma}|(\xi) = -\Phi(h)$. L'équation (1.15) devient donc :

$$\frac{d\alpha}{ds} = \tan \theta - \frac{d(\mu y)}{d\xi}, \quad (1.17)$$

qui peut être étendue à l'iso-vitesse débutant au point $(0, h)$:

$$\frac{d\alpha}{ds} = \tan \theta - \mu \cos \alpha - \frac{d\mu}{dI} I \left(B(h) \frac{y}{h} - \frac{1}{2} \cos \alpha \right), \quad (1.18)$$

avec $B(h) = \frac{\Phi'(h)}{\Phi(h)} h$.

Pour des raisons pratiques, les échelles de longueur vont être adimensionnées par une longueur de référence ℓ , définie par $\ell = \frac{\Phi^2(y_o) d^2}{(I_o^2 g \cos \theta)}$, où I_o est une constante arbitraire. Les

variables de longueur adimensionnées sont : $X = x/\ell$, $Y = y/\ell$ et $H = h/\ell$. Par conséquent, le nombre inertiel s'écrit : $I = \frac{I_0}{\sqrt{Y}}$.

Le système d'équations à résoudre prend la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{dX}{ds} = \cos \alpha \mu(Y)Y, \\ \frac{dY}{ds} = -\sin \alpha \mu(Y)Y, \\ \frac{d\alpha}{ds} = \tan \theta - \mu(Y) \cos \alpha + 2 \frac{d\mu}{dY} Y \left(B(H) \frac{Y}{H} - \frac{1}{2} \cos \alpha \right). \end{cases} \quad (1.19)$$

La zone d'écoulement est obtenue en calculant les caractéristiques atteignant la surface. Comme elles sont montantes, il faut que $\frac{d\alpha}{ds} > 0$ quand $\cos \alpha = 0$, ce qui fournit la condition suivante $B < B_{max}$, avec :

$$B_{max} = \frac{1}{2} + \frac{\tan \theta - \mu(H)}{\left(\frac{d\mu}{dY} I \right) \Big|_{I=\frac{1}{\sqrt{H}}}}. \quad (1.20)$$

Nous allons maintenant dériver et intégrer successivement la première équation du système (1.19), afin de s'affranchir de la variable α pour obtenir l'équation suivante :

$$\frac{dX}{ds} = (Y - H) \tan \theta + 2 \frac{B}{H} \int_H^Y Y^2 \frac{d\mu}{dY} dY + \mu(H)H. \quad (1.21)$$

Cette expression peut alors être introduite dans l'équation suivante, qui est obtenue en combinant les deux premières équations du système (1.19) :

$$\left(\frac{dY}{ds} \right)^2 = \mu^2 Y^2 - \left(\frac{dX}{ds} \right)^2. \quad (1.22)$$

Si $B < B_{max}$, le diagramme de phase fait une boucle (FIG. 1.7 page suivante). En général, cette boucle est bornée par une valeur strictement positive. La condition nécessaire pour que cette boucle atteigne la surface $Y = 0$ correspond à $\frac{dX}{ds} \Big|_{Y=0} = 0$, ce qui définit une valeur B^* pour le terme B donné par :

$$B^* = H^2 \frac{\tan \theta - \mu(H)}{\int_0^H Y \frac{d\mu}{dY} dY}. \quad (1.23)$$

Cette dernière équation donne une équation différentielle pour le gradient de vitesse $\Phi(H)$ que nous étudierons en définissant la fonction ψ par :

$$\Phi(h) = -\frac{\sqrt{g \cos \theta} y_0}{d} e^{\psi(h)}, \quad (1.24)$$

dont le diagramme de phase est implicitement donné par :

$$\psi = -\frac{1}{2} \log H, \quad \frac{d\psi}{d \log h} = B^* - \frac{1}{2}. \quad (1.25)$$

La résolution du problème dépend donc fortement de la forme du diagramme de ψ -phase. Pour ce faire, un taux de contrainte particulier va être utilisé.

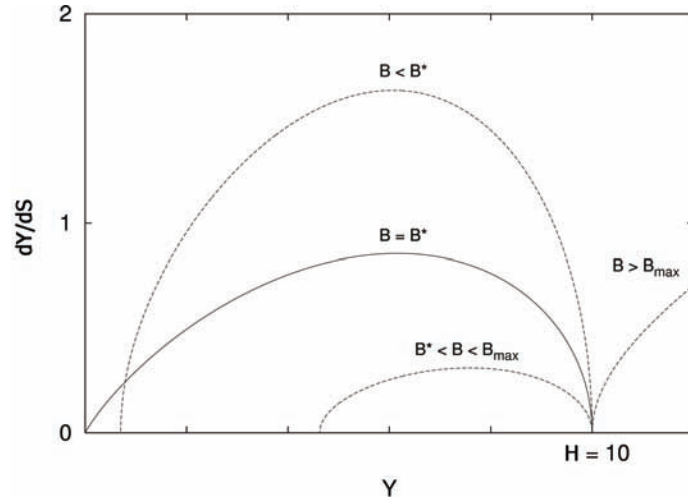


FIG. 1.7 – Diagramme de phase pour $H = 10$. Les caractéristiques atteignent la surface si $B = B^*$ et $B^* < B_{max}$.)

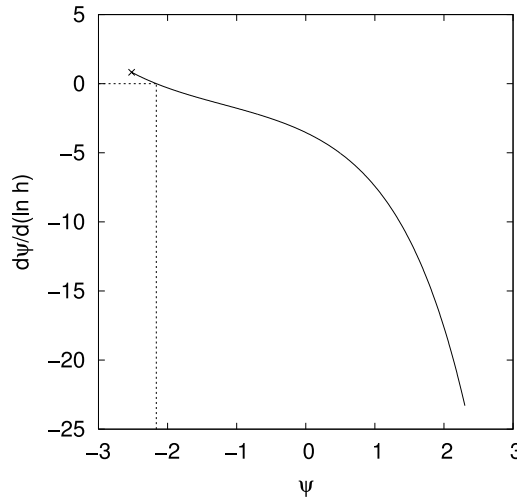


FIG. 1.8 – Diagramme de phase de la fonction ψ . À gauche de la croix, il n'y a pas de solution ($B > B^*$.)

Résolution à partir d'une relation sur le coefficient de friction donnée

L'expression du coefficient de frottement utilisé pour les calculs à venir, est celle obtenue par Jop pour le sable qu'il a utilisé (section 1.1.1 page 16) :

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{\sqrt{I} + 1}, \quad \mu_s = 0,382 \quad \mu_2 = 0,643. \quad (1.26)$$

A partir de cette expression, le diagramme de phase de la fonction ψ est déterminé (FIG. 1.8). Il n'existe pas de solution pour ψ inférieure au point fixé car aucune caractéristique n'atteint la surface libre quand $B > B_{max}$. Une divergence du gradient de vitesse se produit avant que h n'atteigne zéro.

Par conséquent, l'unique solution pour un angle θ donné est obtenue par le point fixé. Le profil du gradient de vitesse prend donc la forme d'une parabole :

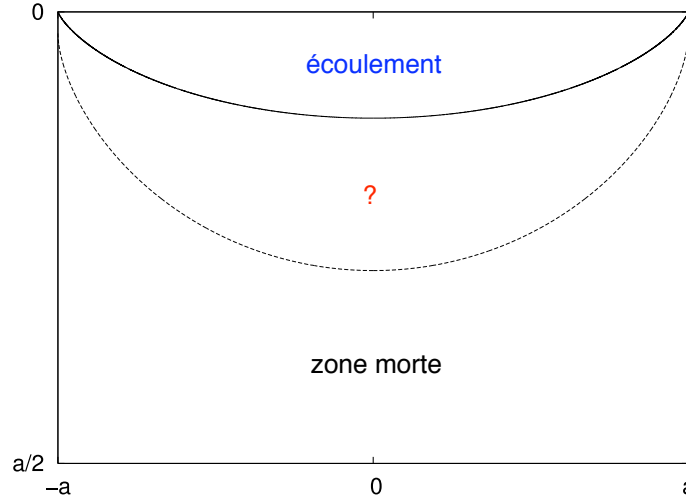


FIG. 1.9 – Zone d'écoulement limitée par la courbe d'iso-vitesse touchant la surface en $x = a$ (ligne continue) pour $\theta = 22,6^\circ$. La limite de la zone morte donnée par la figure (1.5 page 21) est la courbe discontinue.

$$\Phi(h) = -\frac{I_o}{d} \sqrt{\frac{g \cos \theta y_o}{H^*}}, \quad (1.27)$$

où H^* est la hauteur adimensionnée pour laquelle $B^* = \frac{1}{2}$:

$$\frac{\tan \theta - \mu(H^*)}{\mu_2 - \mu_s} \frac{H^{2*}}{\int_0^{H^*} \frac{U^{3/2}}{(U^{1/2}+1)^2} dU} = \frac{1}{2}. \quad (1.28)$$

Construction du champ de l'écoulement

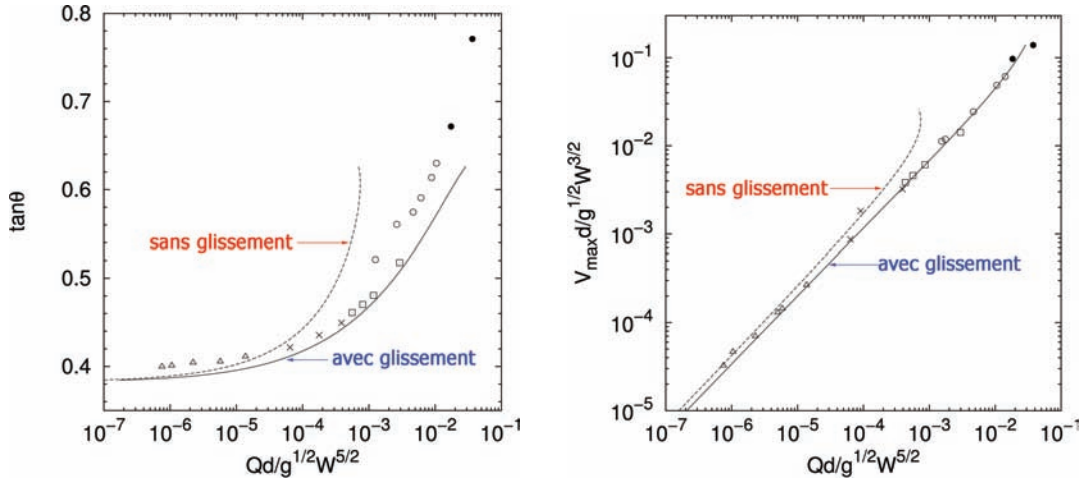
L'écoulement est décrit par l'équation (1.27) : l'écoulement est de type Bagnold (gradient de vitesse proportionnel à la racine carrée de la profondeur).

La figure (1.9) donne accès à la forme de l'iso-vitesse pour $\theta = 22,6^\circ$ (ligne continue). La zone d'écoulement est donnée par les courbes concentriques au dessus de celle qui atteint la surface libre à la paroi. Ces courbes d'iso-vitesse touchent la surface libre avec une pente finie donnée par :

$$\left. \frac{dY}{dX} \right|_{Y=0} = -\sqrt{\left(\frac{\mu_2}{\tan \theta} \right)^2 - 1}. \quad (1.29)$$

A partir de cette équation, nous pouvons conclure que la largeur de la zone d'écoulement tend vers zéro quand la pente du plan incliné tend vers μ_2 . L'équation (1.29) décrit également une zone entre la zone d'écoulement et la zone morte qui reste encore indéterminée, visible sur la figure (1.9).

Une intégration du gradient de vitesse (équation 1.27), en utilisant une condition de non glissement à la paroi, permet d'accéder à la vitesse maximale V_{max} atteinte à la surface, à mi-chemin des parois latérales :



(a) Pente du plan incliné en fonction du flux de matériau granulaire.

(b) Vitesse maximale adimensionnée en fonction du flux adimensionné.

FIG. 1.10 – Ligne discontinue : non glissement à la paroi. Ligne continue : l'axe y est le principal axe du tenseur des contraintes à la paroi. Points : valeurs expérimentales pour différentes largeurs du canal (Jop et al., 2006).

$$V_{max} = \frac{2}{3} \frac{I_o}{d} \sqrt{\frac{g \cos \theta}{Y_o^*}} (h_{max})^{3/2}. \quad (1.30)$$

Une deuxième intégration fournit le flux de grains par unité de largeur ($W = 2a$) :

$$Q = \frac{1}{W} \frac{4}{21} \frac{I_o}{d} \sqrt{\frac{g \cos \theta}{Y_o^*}} L_\theta (h_{max})^{7/2}. \quad (1.31)$$

Dans ces équations, h_{max} est la profondeur maximale de la zone en écoulement et L_θ la longueur curviligne de la courbe d'iso-vitesse allant d'une extrémité à une autre du canal adimensionnée par la largeur W . Pour un plan incliné dont la pente est comprise entre μ_s et μ_2 , L_θ reste inférieur à 2,05 %. Les quantités Q , V_{max} et h_{max} sont représentées sur les figures (1.10) et (1.11) en lignes discontinues.

Cette hypothèse de non glissement à la paroi génère un ordre de grandeur pertinent pour le champ de vitesse et le flux de grains pour de faibles pentes du plan incliné. Toutefois, cette hypothèse conduit à des écoulements de surface irréalistes quand la pente approche de μ_2 .

Appariement entre la zone morte et l'écoulement

Si nous assouplissons la condition de non glissement à la paroi, nous pouvons nous pencher sur un appariement entre la zone d'écoulement et la zone morte.

Dans ce cas, les contraintes normales et tangentielles (respectivement $\tau_p = \mu P \cos \alpha_p$ et $\sigma_p = \mu P$) sont reliées entre elles par $\tau_p = \min(\mu_p, \mu) \sigma_p$. P est la pression locale moyenne,

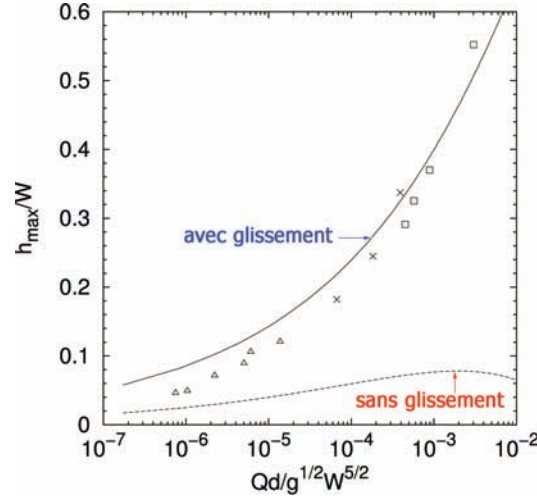


FIG. 1.11 – Profondeur maximale de la zone d’écoulement adimensionnée en fonction du flux. Ligne discontinue : non glissement à la paroi. Ligne continue : l’axe y est le principal axe du tenseur des contraintes à la paroi. Points : valeurs expérimentales pour différentes largeurs du canal (Jop et al., 2006).

μ_p le frottement entre la paroi et les grains et α_p la valeur prise par l’angle α à la paroi. Les lignes d’iso-vitesse atteignent la paroi avec un angle $\alpha_p = \arccos \min\left(\frac{\mu_p}{\mu}, 1\right)$.

Nous présentons un tel appariement dans le cas d’un mur rugueux pour lequel les lignes arrivent tangentiellement à la paroi. A partir de ces hypothèses, nous obtenons une équation différentielle ordinaire implicite pour $\psi(h)$ en utilisant l’équation (1.25). De plus, H et B sont liés dans l’intégration du système (1.19) auquel est imposé la condition $\alpha_{|x=\pm a} = \frac{\pi}{2}$ ($\frac{\partial w}{\partial y}|_{x=\pm a} = 0$), c’est à dire :

$$X_{|\alpha=\frac{\pi}{2}} = \frac{aH}{h}. \quad (1.32)$$

L’intégration de ψ donne accès aux profils de vitesse en $x = 0$. La figure (1.12) représente un de ces profils, obtenu pour $\theta = 22,6^\circ$ (ligne continue).

Pour différentes valeurs de la pente du plan incliné comprises entre μ_s et μ_2 , la valeur de la profondeur de la zone en écoulement a été calculée h_{max} , ainsi que la vitesse maximale V_{max} et le flux de grains. Ces données sont reportées dans les figures (1.10) et (1.11) en lignes continues. Les résultats sont proches des résultats expérimentaux de Jop.

Toutefois, cet appariement n’est pas régulier car la valeur de h_{max} est supérieure à la profondeur de la zone morte déterminée dans le cas d’un frottement constant λ_a , où λ est donné par l’équation (1.12).

Résolution dans le cas général

Dans le cas particulier décrit dans les sections précédentes, trois zones différentes ont été distinguées dans l’écoulement : une première zone dite de Bagnold car le gradient de vitesse croît avec la racine carrée de la profondeur et dont le nombre inertiel est constant ; une

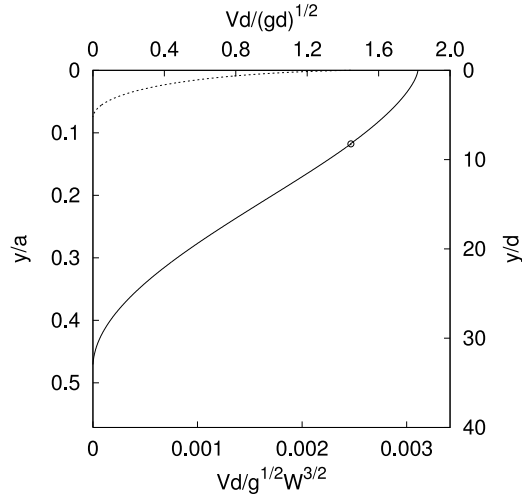


FIG. 1.12 – Profil de vitesse adimensionnée au centre ($x = 0$, ligne continue) et aux parois ($x = \pm a$, ligne discontinue). Le cercle donne le début de la zone intermédiaire ($w = w(\pm a, 0)$.)

seconde zone dite morte au sein de laquelle le champ de vitesse est nul ; enfin une zone d'appariement intermédiaire qui chevauche la zone morte obtenue pour un coefficient de friction constant.

Afin d'éviter le glissement sur la paroi, il faut une relation sur le coefficient de frottement effectif $\mu(I)$ menant à des lignes d'iso-vitesse normales à la surface libre. L'étude des équations (1.21) et (1.22) dans un cas général impose :

$$\frac{d\mu}{dP} P \xrightarrow{P \rightarrow 0} A \text{ ou } \infty, \quad (1.33)$$

où A est un nombre non nul. Dans le premier cas, μ diverge de manière logarithmique quand P tend vers 0. Dans le deuxième cas, nous pouvons avoir accès à une loi de friction $\mu \approx P^n$, avec $-1 < n < 0$.

Conclusion

Une brève introduction aux milieux granulaires a tout d'abord été réalisée, et trois régimes d'écoulement ont été distingués : un régime collisionnel s'apparentant à un gaz dissipatif, un régime quasi statique où le matériau se comporte comme un solide, et enfin un régime intermédiaire dit d'écoulement dense dont le comportement peut être assimilé à celui d'un liquide.

L'étude s'est focalisée sur les écoulements granulaires denses. L'importance du nombre inertiel qui régit la loi de frottement du matériau a été mise en évidence. En premier lieu, une présentation des dernières avancées dans ce domaine de l'équipe d'Olivier Pouliquen a été réalisée, décrivant une loi constitutive liant par une relation visco-plastique, le coefficient de frottement au tenseur des contraintes. Cette loi a été utilisée dans le cadre de notre étude, afin de décrire l'écoulement sur un plan incliné par une approche semi-analytique.

Une méthode générale a été développée afin d'obtenir un champ de vitesse moyen des grains dont le coefficient de friction dépend du nombre inertiel dans le cas d'écoulement

parallèle. Cette méthode basée sur l'étude des caractéristiques a été testée avec une relation particulière du coefficient de frottement effectif, et a fourni un bon accord avec les données expérimentales si le glissement est autorisé à la paroi. Cet exemple souligne le caractère non régulier de la solution dans certain cas.

Le travail présenté a été étendu récemment au cas d'une poudre avec une cohésion résiduelle lors de l'écoulement.

Nomenclature

Symboles grecs :

$\alpha(s)$: angle d'inclinaison des lignes d'iso-vitesses avec l'axe x	[rad]
$\dot{\gamma}$: cisaillement appliqué au milieu granulaire	[s ⁻¹]
$\dot{\gamma}_{ij}$: tenseur des taux de déformation	[s ⁻¹]
$\mu(I)$: coefficient de frottement effectif	[-]
$\mu(s)$: valeur minimale du coefficient de frottement effectif	[-]
$\mu(2)$: limite asymptotique du coefficient de frottement effectif	[-]
ϕ : fraction volumique de particules	[-]
Φ : gradient de vitesse	[s]
ρ_g : masse volumique des grains	[kg · m ⁻³]
σ_{ij} : tenseur des contraintes	[Pa]
τ : contrainte tangentielle à l'intérieur du milieu granulaire	[Pa]
τ_c : temps de cisaillement	[s]
τ_i : temps inertiel	[s]
θ : angle d'inclinaison du canal	[rad]
ξ : paramètre de la deuxième famille de caractéristique	[-]

Symboles romans :

x, y, z : variables de l'espace	[m]
X, Y, Z : variables adimensionnées	[-]
d : diamètre des grains	[m]
D : largeur du lit de grains	[m]
g : accélération de la pesanteur	[m · s ⁻²]
h : profondeur du canal	[m]
H : profondeur adimensionnée du canal	[-]
I : nombre inertiel	[-]
L_θ : longueur curviligne adimensionnée du canal	[-]
ℓ : longueur de référence	[m]
P : pression appliquée au milieu granulaire	[Pa]
Q : flux de grains par unité de largeur	[m ² · s ⁻¹]
s : paramètre de la première famille de caractéristique	[-]
V_{max} : vitesse maximale atteinte à la surface	[m · s ⁻¹]
w : vitesse des particules projetée sur l'axe z	[m · s ⁻¹]
W : largeur du canal ($W=2a$)	[m]

Figures

1.1	Les trois états d'écoulements granulaires.	15
1.2	Sollicitations du milieu granulaire.	16
1.3	Coefficient de friction en fonction du nombre inertiel.	17
1.4	Écoulement sur plan incliné.	19
1.5	Courbes caractéristiques pour un coefficient de friction constant.	21
1.6	Coupe de la zone morte.	21
1.7	Diagramme de phase pour $H = 10$	24
1.8	Diagramme de phase de la fonction ψ	24
1.9	Zone d'écoulement.	25
1.10	Pente du plan incliné et vitesse maximale en fonction du flux de grains.	26
	(a) Pente du plan incliné en fonction du flux de matériau granulaire.	26
	(b) Vitesse maximale adimensionnée en fonction du flux adimensionné.	26
1.11	Profondeur maximale de la zone en écoulement adimensionnée.	27
1.12	Profil de vitesse adimensionnée.	28

Chapitre 2

Phénomènes physiques

Ce chapitre vise à décrire l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu au cours de la chute d'une colonne de grains. Cette description est réalisée sans avoir recours à une équation, juste avec "les mains". Pour ce faire, le point de départ de cette étude est le système d'une sphère isolée en chute libre, auquel vont s'ajouter différentes ramifications qui vont permettre d'arriver à l'étude du panache de poudre dans son ensemble.

Sommaire

Résumé	35
Préambule	37
2.1 Sphère isolée	37
2.1.1 Chute libre	37
2.1.2 Interaction avec l'air	38
2.1.3 Vitesse terminale	41
2.2 Influence mutuelle de deux sphères	41
2.2.1 Vitesse terminale	41
2.2.2 Cohésion et forces interparticulaires	42
2.3 Groupe de sphères	43
2.4 Jet de poudre	44
2.4.1 Forme du jet	44
2.4.2 Émissions de poussière	45
2.4.3 Paramètres influant sur la quantité de poussières mises en sus- pension	46
2.4.4 Instabilités	48
Conclusion	49
Table des figures	51

Préambule : classification des matériaux granulaires

Avant de commencer cet exposé, il est important de se familiariser avec les différentes terminologies et classifications des milieux granulaires. La terminologie présentée ici fait autorité en la matière (Brown and Richards, 1970).

Un matériau granulaire est un matériau composé de solides discrets qui restent, la plupart du temps, en contact. Une poudre, quant à elle, est un matériau granulaire composé de particules de tailles inférieures à cent microns, que nous classerons en trois catégories : les poudres granulaires ont une taille comprise entre dix et cent microns, les poudres super fines ou fines entre un et dix microns, alors que les ultrafines sont réparties entre un dixième de micron et un micron.

Un solide granulaire est un matériau constitué de grains dont la taille se situe entre cent et trois cents microns. Ainsi, ces définitions permettent de réduire l'intervalle d'étude d'une poudre à des particules de taille comprise entre un et cent microns.

Cette classification par la taille permet de dégager des ordres de grandeur, afin de distinguer les différents phénomènes physiques mis en jeu. Ainsi, les gros grains millimétriques sont beaucoup moins sensibles aux mouvements de leur environnement gazeux que les petits grains plus légers, et ils ne subissent que des chocs et des freinages.

Les particules fines ou ultrafines sont, quant à elles, sensibles à la température ambiante et risquent d'être animées d'un mouvement brownien. Ce phénomène a été décrit à l'origine par le botaniste écossais Robert Brown, en 1827, à propos de l'étude des mouvements erratiques de pollen en suspension dans un fluide. Mais, ce mouvement microscopique et aléatoire des particules ne fut expliqué qu'en 1905, par Albert Einstein, dans un article publié dans la revue allemande *Annalen der Physik*, où Einstein soutenait que ce mouvement était causé par les impacts entre atomes et molécules. Cette théorie était innovante, car à l'époque, l'existence des atomes était encore un sujet à débat dans le monde scientifique. Toutefois, Gilles de Gennes suppose que l'influence de cette agitation thermique peut être considérée comme négligeable pour des particules supérieures au micron (de Gennes, 1998). Dans notre étude, le mouvement brownien aura un effet uniquement sur les poussières ultrafines et sera donc négligé.

Enfin, les poudres subissent un frottement visqueux, en raison de leur taille intermédiaire entre les fines particules et les gros grains, qui sera décrit par la suite.

2.1 Sphère isolée

Afin d'appréhender la chute d'une colonne de grains, l'étude du modèle basique d'une sphère isolée en chute libre est un point de départ intéressant. Pour cela, considérons une sphère parfaite dont le diamètre est de l'ordre de cent microns, lâchée sans vitesse initiale dans de l'air au repos.

2.1.1 Chute libre

La chute libre est le cas idéal de la chute d'un corps sans interaction avec l'air. Ce phénomène bien qu'étudié depuis l'Antiquité a été longtemps mal compris.

Galileo Galilei - chute des corps :

Avant les premières expériences de chute libre de Galilée au *XVII^e* siècle (Hawking, 2005), la plupart des scientifiques s'accordaient avec Aristote, qui pensait que l'état naturel d'un corps était le repos et qu'il ne se mettait en mouvement que sous l'effet d'une force de poussée, ce qui sous-entendait qu'un corps lourd devait tomber plus vite qu'un corps léger puisqu'il subissait une attraction plus forte vers la Terre.

La légende veut que ce soit en lâchant plusieurs poids du haut de la tour penchée de Pise que Galilée démontra qu'Aristote se trompait. L'anecdote a peu de chance d'être vraie. En revanche, il réalisa une expérience équivalente, qualifiée de chute libre ralentie, en faisant rouler sur un plan incliné des balles de poids différents. Le procédé s'apparente à celui qui consiste à laisser tomber des corps verticalement, mais l'observation est facilitée par le fait que la vitesse du corps en déplacement est plus faible.

Les mesures de Galilée montrèrent que la vitesse de tous les corps augmente de la même façon. Évidemment, dans la pratique, un morceau de plomb tombe plus vite qu'une plume, parce que la plume est ralentie par la résistance de l'air (Section 2.1.2). Si deux objets qui offrent peu de résistance, comme deux morceaux de plomb de poids différents, sont lancés, ils arriveront en même temps.

La force gravitationnelle

Newton au *XVII^e* siècle se servit des travaux de Galilée pour établir ses lois sur le mouvement. Les expériences menées par Galilée avaient montré qu'un corps roulant sur une pente est constamment poussé par une force (pesanteur terrestre) qui a pour effet d'augmenter constamment sa vitesse. Cette force est universelle, toutes les particules la subissent en proportion de leur masse ou de leur énergie.

La sphère de notre étude lâchée en chute libre est soumise à la pesanteur terrestre. Cette force volumique appelée poids est proportionnelle à sa masse et est orientée verticalement. La force gravitationnelle est le moteur de l'écoulement de la colonne de grains. Pour les hauteurs de chute restreintes considérées dans cette expérience, l'accélération gravitationnelle est considérée constante. Par conséquent, si la sphère est uniquement soumise à la force de pesanteur, sa vitesse de chute augmentera en fonction de la hauteur de chute. Envisageons une hauteur de chute infinie au sein de laquelle l'accélération de la pesanteur serait constante, la sphère atteindrait donc une vitesse infinie, ce qui semble paradoxal.

Ce modèle simple de chute libre où la particule est soumise à une force unique, n'est pas en accord avec la réalité. L'idée d'une vitesse infinie paraît peu réaliste et le modèle de chute libre est incomplet, et nécessite d'être complété en prenant en compte le rôle de l'air environnant supposé au repos dans lequel la particule est en mouvement.

2.1.2 Interaction avec l'air

Dans le vide, la sphère en chute est uniformément accélérée sous l'effet de la pesanteur. La présence de l'air a pour effet de ralentir sa chute par l'action de deux forces, l'une volumique, la poussée d'Archimède, l'autre surfacique, la traînée, qui s'opposent au mouvement.

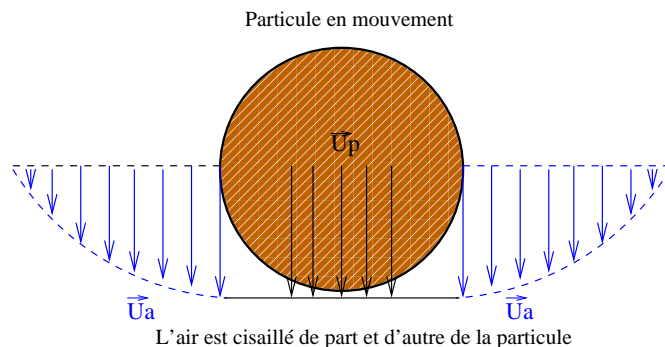


FIG. 2.1 – Profil de vitesse autour d'une sphère en chute libre.

Traînée

Au cours de la chute, les couches d'air se séparent en deux à l'amont de la sphère pour épouser son contour et se reforment à l'aval de celle-ci. Le contact entre la surface de la sphère et le fluide, se traduit par une adhérence de l'air sur la sphère. Au niveau de la surface de contact, l'air se déplace à la même vitesse que la particule. Un cisaillement se produit entre les différentes couches de fluides d'air ayant des vitesses différentes, par frottement, diffusant ainsi la quantité de mouvement de la particule dans le fluide. Une zone se forme autour de la sphère au sein de laquelle la vitesse de l'air passe d'une valeur nulle loin de la sphère, à une valeur égale à celle de la sphère à son contact (FIG. 2.1). Cette zone de frottement, où un gradient de vitesse se forme, entraîne un ralentissement du mouvement de la particule. L'énergie de la particule liée à son déplacement se dissipe suite au frottement visqueux de l'air. La force appliquée par l'air environnant sur la particule qui s'oppose au déplacement de la sphère par frottement visqueux, est appelée force de traînée.

Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds a été mis en évidence en 1883 par Osborne Reynolds, et caractérise la nature d'un écoulement. Ce nombre sans dimension représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

Le comportement de l'écoulement en aval d'une sphère pour différents nombres de Reynolds a fait l'objet de très nombreuses études. L'écoulement dit de Stokes se produit aux faibles nombres de Reynolds (très petits devant l'unité), les forces de viscosité y sont prépondérantes. Les lignes de courant sont parfaitement symétriques entre l'amont et l'aval de la sphère (FIG. 2.2(a) page suivante). Lorsque le nombre de Reynolds devient supérieur à l'unité, les effets d'inertie ne peuvent plus être négligés et l'écoulement perd son caractère symétrique. Taneda (Taneda, 1956) a utilisé une méthode de visualisation de l'écoulement pour étudier le sillage d'une sphère placée dans un écoulement pour $5 < Re < 300$ où Re est le nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la sphère. Il détermina qu'une séparation se produisait à l'arrière de la sphère pour $Re \approx 24$. Ce décollement à l'aval de la sphère conduit à la génération d'anneaux tourbillonnaires axisymétriques (FIG. 2.2(b) page suivante). Lorsque le nombre de Reynolds est très grand devant l'unité, les forces d'inerties deviennent prépondérantes. Un sillage turbulent caractérisé par une zone de recirculation apparaît à l'arrière de la sphère. Le sillage moyen devient non axisymétrique (FIG. 2.3(a) page suivante) pour $210 < Re < 270$ (Nakamura, 1976), conduisant à un écoulement instationnaire, instable (FIG. 2.3(b) pour $270 < Re < 280$ (Johnson and Patel,

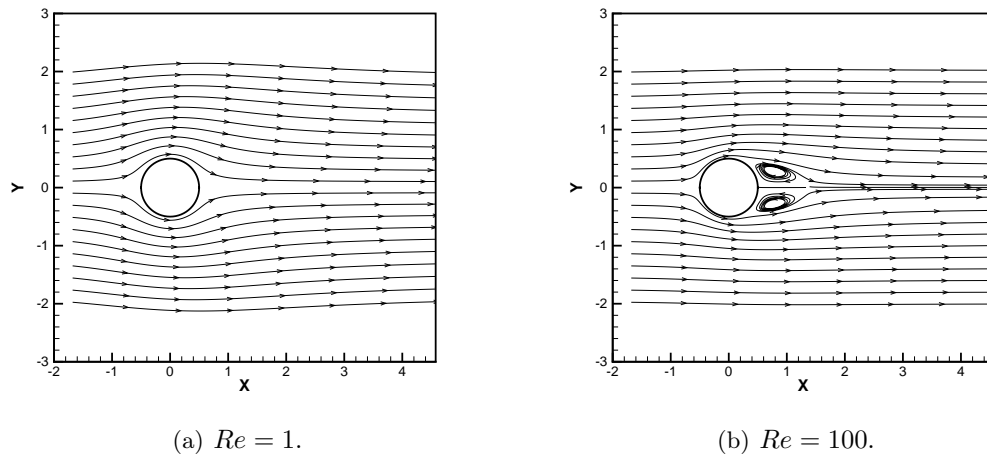


FIG. 2.2 – Ligne de courant autour d’une sphère. Simulation numérique code JADIM, IMFT

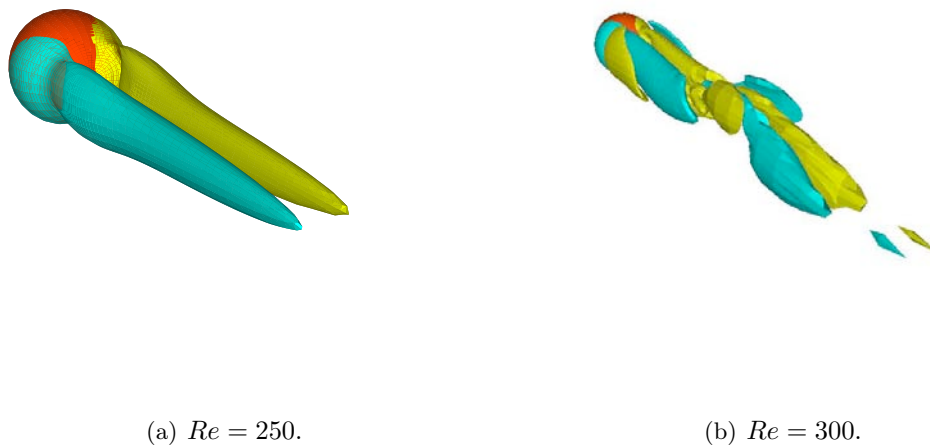


FIG. 2.3 – Iso-niveaux de vorticité axiale autour d’une sphère. Simulation numérique code JADIM, IMFT

1999). L’évolution de ce sillage en fonction du nombre de Reynolds fait toujours l’objet de nombreuses études.

Poussée d’Archimède

La légende prétend qu’Archimède (287-212 avant J-C) s’écria “Eurêka!” en sortant de sa baignoire après avoir mis en évidence la force de poussée portant désormais son nom. Le principe de la poussée d’Archimède s’énonce : “Tout corps plongé dans un liquide en reçoit une poussée ascendante égale au poids du liquide déplacé”. Dans le cas de la chute d’une sphère, la force d’Archimède s’oppose au poids de la sphère et donc à son mouvement. Toutefois, le fluide déplacé étant l’air, l’intensité de la poussée d’Archimède est quasi négligeable devant le poids du solide. En effet, pour un même volume, l’air est mille fois plus léger que la sphère.

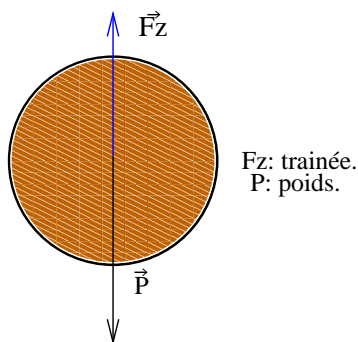


FIG. 2.4 – Bilan des forces agissant sur une sphère isolée en chute.

Bilan des forces

Un bilan des forces a permis de recenser trois forces agissant sur la sphère, dont une, la poussée d'Archimède, est négligée devant la force de traînée et la force de gravité. Ces deux dernières forces sont opposées l'une à l'autre, et le jeu de leur interaction pilote le mouvement de cette sphère (FIG. 2.4).

2.1.3 Vitesse terminale

La particule chutant sans vitesse initiale dans l'air au repos va voir sa vitesse augmenter au cours de sa chute, suite à l'action de la gravité. En revanche, son accélération va quant à elle diminuer, jusqu'à devenir égale à zéro. L'action de la gravité terrestre aura été compensée par l'action de la force de traînée. La sphère atteint une vitesse maximale de chute qualifiée de "terminale". Cette vitesse dite de sédimentation d'une particule isolée en chute libre dans l'air au repos a été calculée par George Stokes et porte désormais son nom.

2.2 Influence mutuelle de deux sphères

2.2.1 Vitesse terminale

Étendons le problème de Stokes à celui de deux sphères en chute libre. Pour cela, envisageons le cas de deux sphères identiques, sédimentant dans de l'air au repos, et suffisamment proches l'une de l'autre pour que le champ de vitesse créé par le déplacement de chacune des sphères influence le mouvement de l'autre. La vitesse de sédimentation peut être évaluée en ajoutant la vitesse propre de sédimentation d'une sphère à celle induite par le mouvement de l'autre. Cette interaction mutuelle conduit à une augmentation de la vitesse de sédimentation des deux sphères (Guyon et al., 2001).

Si deux sphères en chute libre sont suffisamment proches, elles modifient mutuellement leur course en diminuant la force de traînée agissant sur chacune d'elle. L'air est piégé entre les deux particules et ne peut pas circuler librement (FIG. 2.5 page suivante), ce qui diminue le freinage exercé par le frottement de l'air sur les particules et a pour conséquence d'augmenter leur vitesse terminale de chute. Mais, l'influence mutuelle des deux sphères ne se limite pas exclusivement à l'écoulement d'air autour des sphères. Leur proximité va permettre l'apparition d'autres forces dites de cohésion et d'interaction.

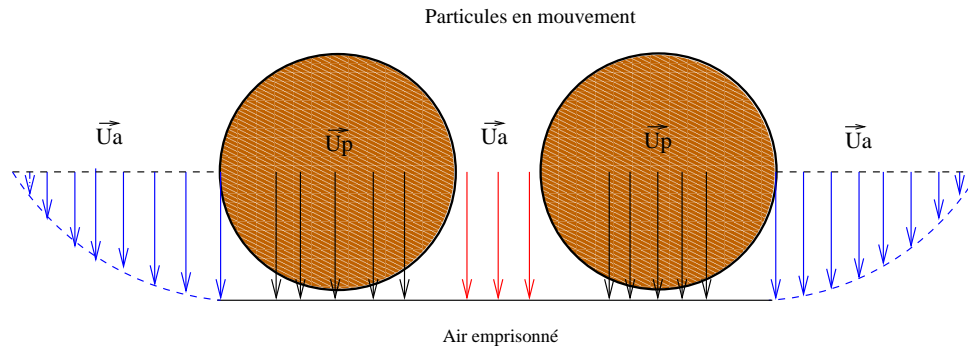


FIG. 2.5 – Influence mutuelle de deux sphères en chute libre.

2.2.2 Cohésion et forces interparticulaires

Dans de nombreux problèmes industriels et géophysiques, les forces de cohésion entre les particules ne peuvent plus être négligées (Condotta, 2005). Ces forces attractives sont généralement classées en trois catégories selon leur origine physique : forces capillaires, ponts solides, et adhésion directe entre la surface des grains associée aux forces de Van Der Waals. Les forces électrostatiques sont, quant à elles, des forces d'interaction entre les particules qui peuvent être soit attractives, soit répulsives.

Forces de Van der Waals

La force d'interaction interparticulaire trouve son origine dans les forces intermoléculaires regroupées sous le nom générique de forces de Van der Waals. Ces forces ont un effet attractif entre les particules, qui décroît avec l'augmentation de la distance séparant les particules suivant une loi de type puissance. Ces forces bien que très faibles ne sont pas négligeables pour les poudres très fines en comparaison de la force de gravité (Seville et al., 1998).

La poudre devient cohésive quand cette force d'attraction devient supérieure à la force de gravité, ce qui se produit pour des particules dont le diamètre est de l'ordre de la dizaine de microns.

Forces capillaires

Quand la surface des particules est mouillée par une certaine quantité de liquide mobile, une interaction nommée pont liquide ou force capillaire se crée. Cette interaction est caractérisée par la présence d'un ménisque liant les deux particules (FIG. 2.6 page ci-contre).

Cette force d'interaction entre particules se compose de la tension superficielle de l'interface liquide (force par unité de ligne) et de la force résultant de la pression hydrostatique du ménisque (force par unité de surface). La cohésion engendrée par la résistance du pont liquide diminue avec l'augmentation de la distance entre les particules.

Ponts solides

Les ponts solides permettent de consolider deux particules entre elles par une phase solide. Une collision entre deux particules de tailles différentes peut facilement conduire à la formation d'une phase solide et à la création d'un agglomérat (FIG. 2.7 page suivante).

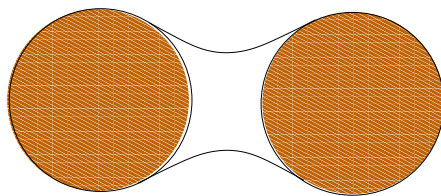


FIG. 2.6 – Ménisque liquide entre deux particules sphériques identiques.

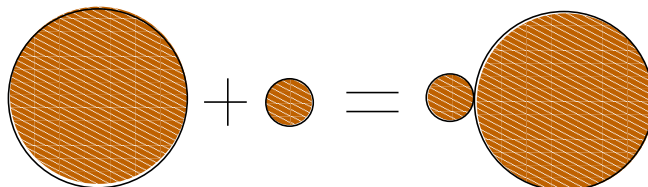


FIG. 2.7 – Agglomération entre particules par collision.

Forces électrostatiques

La triboélectrification, ou électrification par frottement, est une manière de générer de l'électricité statique. Une expérience simple permet de percevoir cette force : il suffit de frotter une règle en plastique avec un chiffon bien sec et de l'approcher de petits bouts de papier pour qu'ils se collent à la règle.

Les particules peuvent avoir des interactions de type électrostatique. Les particules accumulent des charges électriques par frottement conduisant à des interactions attractives ou répulsives. Ce phénomène est fortement observé lors du transport pneumatique des poudres ou la décharge d'un silo. Ces opérations induisent un frottement de la poudre sur la paroi du tube convoyeur ou du silo. Ce phénomène, bien que connu (Revel, 2003), est très dangereux pour la manipulation de poudre car il peut conduire à de fortes explosions (FIG. 2.8 et 2.9) pour les poudres organiques (céréales, farine...).

2.3 Groupe de sphères

Deux sphères proches en chute libre modifient mutuellement leur vitesse de chute libre atteignant une vitesse supérieure à la vitesse de sédimentation d'une sphère individuelle. Intéressons-nous maintenant au cas d'un groupe de sphères en chute libre. Au fur et à mesure de la chute, l'action de l'air sur le groupement de particules entraîne l'arrachement de particules.



FIG. 2.8 – Silo avant l'accident.

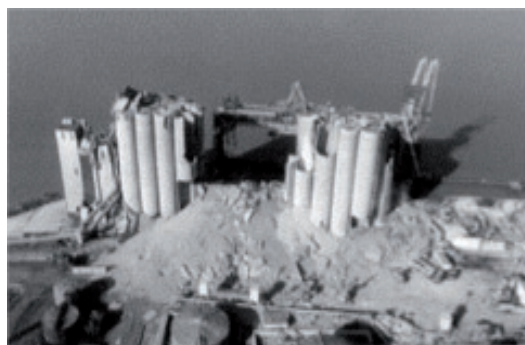


FIG. 2.9 – Silo après l'accident.

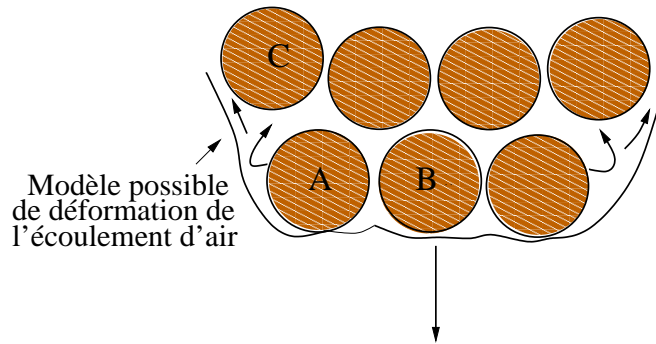


FIG. 2.10 – Groupement de particules.

Étudions le cas d'une particule A situé dans un groupe de particules en chute (FIG. 2.10). La force de traînée agissant sur cette particule A n'agit pas de manière égale autour de la surface de cette particule. Le tracé de l'écoulement d'air autour de la particule A est modifié par le mouvement du groupe de particules. Sur le côté gauche de la particule A, ce tracé peut se développer progressivement dans la direction opposée au mouvement de la particule, entraînant un sillage turbulent. Cet effet entraîne une diminution progressive de la pression sur le côté gauche de la particule A. Cependant, le tracé de l'écoulement d'air sur le côté droit de la particule A, ne peut pas se développer pleinement du fait de la présence de la particule B. La force de traînée située à gauche de la particule A est plus grande que celle située sur la partie droite. Par conséquent, la particule A aura tendance à se mettre en rotation dans le sens horaire, en fonction de l'intensité de la force de traînée. De plus, les forces de traînée agissant sur la particule A sont supérieures à celles agissant sur la particule B (si la forme et la masse des particules sont les mêmes). Par conséquent, la particule A pourra avoir une vitesse inférieure à celle de la particule B.

Quand la force de traînée atteint une certaine valeur, qui dépend essentiellement de la vitesse de chute de la particule, la particule A est arrachée du groupe de particules. La particule A s'échappe dans l'air ambiant pour devenir une particule de poussière fugitive. De la même manière, la particule C a la possibilité de se détacher du noyau de l'écoulement suite à l'action inégale des forces de traînée (Liu et al., 1999).

La force de traînée qui agit sur une particule pour qu'elle se détache du groupe de particules et devienne volatile, doit être supérieure à la somme des forces gravitationnelles et de cohésion agissant au sein des particules (Schofield, 1981).

L'étude de la chute d'un groupe de particules permet d'appréhender le cas plus complexe d'un jet de poudre se déversant d'une trémie. En effet, un jet de poudre est un empilement successif de groupes de particules en chute et en interaction mutuelle.

2.4 Jet de poudre

2.4.1 Forme du jet

Le comportement d'un jet de poudre en chute d'une trémie dépend de nombreux paramètres (débit massique, granulométrie des poudres, hygrométrie...). Cependant, deux cas extrêmes de formes de jets possibles, ont pu être définis (Cooper and Arnold, 1995). Le premier correspond à des particules massives en chute libre, influencées uniquement par les forces

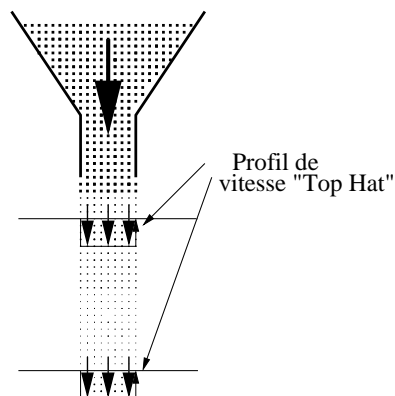


FIG. 2.11 – Jet de poudre en masse.

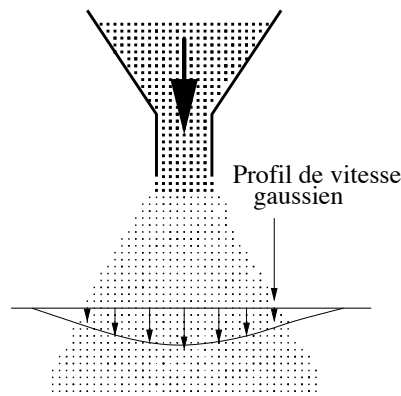


FIG. 2.12 – Jet de poudre en forme de panache.

de gravité (force de traînée négligeable). Le jet a une forme cylindrique (FIG. 2.11), et le profil de vitesse des particules a une forme rectiligne sur une section horizontale. Cette forme est obtenue pour des débits massiques importants, c'est à dire pour une importante quantité de grains sortant de la trémie par seconde. Le débit massique à la sortie de la trémie est fonction essentiellement de deux paramètres : la taille des particules et le diamètre de l'orifice de sortie (Beverloo et al., 1961) (Gu et al., 1992). Les grosses particules ont une bien meilleure coulabilité que les fines particules, elles s'affranchissent bien plus facilement des forces de cohésion car la force gravitationnelle est plus importante. Enfin, il est facile de comprendre le rôle de la section de sortie du silo dans le débit massique : plus elle est grande, plus elle permet le déversement d'une grande quantité de poudre.

La deuxième forme envisageable est celle d'un panache au sein duquel le profil de vitesse prend l'allure d'une gaussienne sur une section horizontale (FIG. 2.12), avec un maximum au niveau du centre du jet. Au cours d'un déversement de poudres (FIG. 2.13 page suivante), l'air ambiant s'insère entre les particules, provoquant une dilatation et une expansion du jet, et une augmentation de la porosité du mélange air-poudre. La porosité est définie comme le rapport du volume d'air d'un volume de contrôle sur le volume total du volume de contrôle, qui se décompose en un volume d'air et un volume de poudre. En complément, est définie la fraction volumique de particules qui correspond au rapport du volume de particules sur le volume total.

L'expansion du panache provoque la formation de deux zones différentes. Dans une zone centrale appelée "noyau", la fraction volumique élevée diminue au fur et à mesure de la chute. Suite au frottement de l'air sur les particules, les particules les plus fines sont arrachées du noyau et se mélangent à l'air environnant pour alimenter la deuxième zone, appelée "couche limite de poussières". Cette couche limite a une porosité relativement importante et est composée essentiellement de fines particules.

2.4.2 Émissions de poussière

Deux phénomènes physiques sont à l'origine des émissions de poussières au cours d'un déversement de poudres. Le premier se manifeste le long du jet par l'arrachement des particules du noyau au profit de cette couche limite de poussières. Cette zone est composée de fines particules, dont le diamètre peut descendre jusqu'au micron, qui sont portées par les mouvements de l'air ambiant. Ce phénomène est important pour les écoulements de type panache.

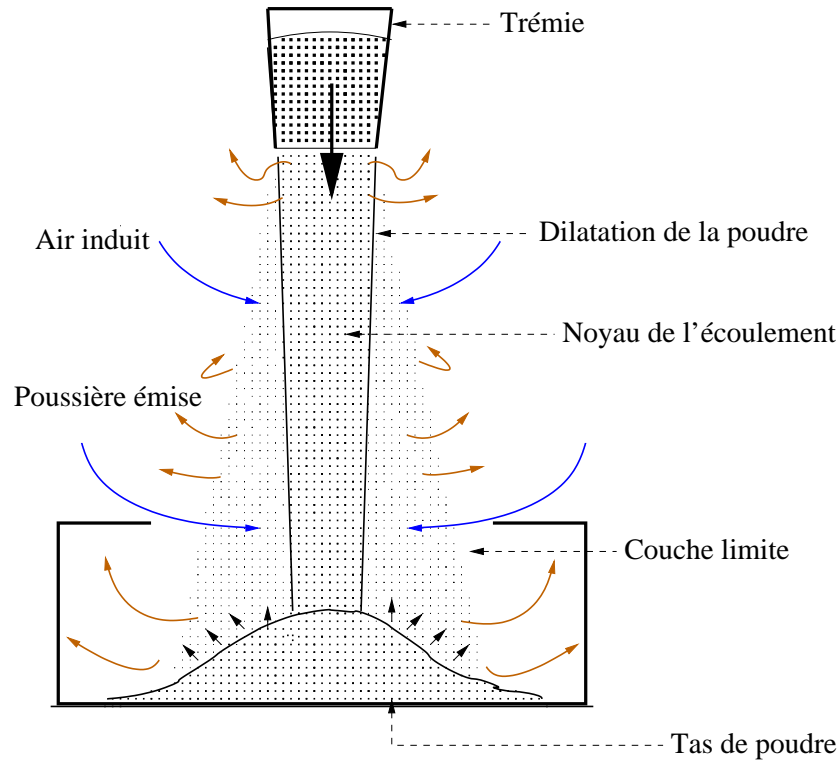


FIG. 2.13 – Génération de poussières lors du déversement d'une trémie.

Le deuxième phénomène se produit au niveau de l'impact (Liu et al., 1999). Quand les particules atteignent le tas de poudre formé au pied de la trémie et provoquent un impact, l'air accumulé au cours de la chute entre les particules est expulsé (FIG. 2.14 page suivante). Cet air expulsé à grande vitesse lèche le tas de poudre, provoquant un cisaillement sur les particules. Si ce frottement est suffisamment fort pour contrebalancer le poids des particules, alors ces particules sont capturées par le mouvement d'air et mises en suspension dans l'air ambiant. De plus, des particules reposant sur le tas de poudre sont mises en suspension par rebond dynamique provoqué par le choc des particules du jet. Ce phénomène est très important pour les écoulements à forts débits massiques car les particules ont une forte énergie cinétique.

L'objet des travaux menés durant cette thèse a été orienté vers le premier phénomène physique d'émission de poussières, au cours de la chute au niveau du panache. Toutefois, dans la section suivante où sont abordés les paramètres influant l'émission de poussières, des détails sont fournis sur l'influence au niveau de l'impact afin de bien dissocier les deux phénomènes.

2.4.3 Paramètres influant sur la quantité de poussières mises en suspension

Tout au long de la chute d'un panache de poudre, de l'air est induit à l'intérieur du panache provoquant son expansion et la mise en suspension des particules. Ce phénomène capital peut être influencé par de nombreux paramètres du procédé de déversement : le débit massique, la granulométrie, la hauteur de chute et l'hygrométrie.

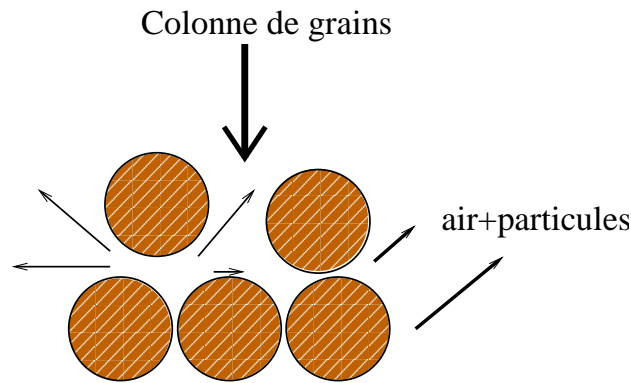


FIG. 2.14 – Émission de poussières lors de l’impact du jet.

Débit massique

Ainsi que nous l’avons mentionné précédemment, le débit massique influence fortement la forme du panache et son expansion. La forme dite “panache” est obtenue pour de faibles débits massiques. Plus le débit massique est faible, plus la zone où le panache va s’élargir va être proche de l’origine de sortie. En effet, à faible débit massique, les particules ont des vitesses relativement faibles, ce qui permet à l’air de circuler facilement entre les particules, augmentant la porosité du mélange et arrachant des particules du noyau pour alimenter la couche limite de poussière. Toutefois, il est impossible de définir une gamme de débit massique formant un panache de poussière, car le rôle de la granulométrie est essentiel et ne peut être négligé.

Au niveau de l’émission de poussière à l’impact, l’influence du débit massique est inverse. Plus le jet atteint le tas de poudre avec un débit massique initial important, plus il émet de poussières. Quand le débit massique est important, le jet prend la forme d’un jet en masse concentré au sein duquel les particules accumulent une énergie cinétique importante, qui est faiblement dissipée par le peu d’air induit.

Granulométrie

Imaginons deux poudres de granulométries différentes : la première est composée de grosses particules et la deuxième de fines particules avec une cohésion plus importante. Pour un même diamètre d’orifice de sortie de la trémie, la deuxième poudre aura un débit massique beaucoup plus faible que la première à cause des forces de cohésion. Pour les fines particules dont la cohésion est plus importante, un effet de taille apparaît dans la valeur du débit massique.

De plus, un panache composé de fines particules aura un angle d’étalement bien supérieur à celui d’un panache composé de grosses particules. Les gros grains chutent avec une vitesse plus importante et sont moins facilement arrachés du noyau par l’air. Ainsi, la taille des grains est un facteur clef de l’émission de poussières. En outre, les risques d’inhalation sont intimement liés à la granulométrie de la poudre. Plus les particules sont fines, plus elles se déposent en profondeur dans l’appareil respiratoire.

Hauteur de chute

La hauteur de chute de la poudre est un paramètre fondamental. Ceci est facilement vérifiable en prenant un sac de n'importe quelle poudre, par exemple du ciment : plus le ciment sera déversé d'une hauteur importante, plus il émettra de poussière que ce soit au niveau de la chute ou de l'impact. En effet, plus la hauteur de chute est importante, plus le panache aura accumulé d'air et la couche limite se sera développée. En ce qui concerne l'émission au niveau de l'impact, plus cette hauteur est importante, plus les particules auront accumulé d'énergie cinétique, qui sera libérée à l'impact et émettra des poussières.

Hygrométrie

L'hygrométrie caractérise l'humidité relative de l'air, à savoir la proportion de vapeur d'eau contenu dans l'air. Une humidité relative faible peut générer des charges électriques entre les particules (Section 2.2.2 page 42). Ces charges, soit attractives, soit répulsives, selon leur polarité, affectent le mouvement des particules. Prenons le cas d'une poudre réceptive aux charges électrostatiques : bien qu'au repos en forme de tas, si cette poudre est fortement chargée, ses particules vont se mettre en mouvement par des oscillations désordonnées, en donnant l'impression de faire des bonds. Ces charges peuvent également provoquer le collage des particules aux parois des installations, ou encore une agglomération entre elles. Ce type d'interaction peut devenir très perturbant lorsque les particules sont sèches et ont un diamètre inférieur à cent microns.

En revanche, si l'hygrométrie est importante, les forces capillaires augmentent et les particules se colmatent l'une à l'autre. Ainsi, l'expérience courante des châteaux de sable nous apprend que le sable mouillé est beaucoup plus résistant que le sable sec qui s'effrite aisément. Cet effet perturbateur est d'autant plus évident que les particules sont petites, tout simplement parce que les forces capillaires peuvent, dans ce cas-là, devenir du même ordre de grandeur que les forces de gravité qui régissent l'écoulement.

La question de l'hygrométrie est un problème essentiel, quasiment impossible à contrôler à moins de manipuler et de stocker la poudre à l'intérieur d'une enceinte où l'humidité et la température sont contrôlées.

Bien que difficile à contrôler, la formation de ponts liquides entre les particules est un facteur limitant l'émission de poussières au cours de la chute (Wypych et al., 2005).

2.4.4 Instabilités

Une question raisonnable à se poser est de savoir quel sera le régime de l'écoulement dans le jet : laminaire ou turbulent. En régime laminaire, la vitesse est constante ou lentement variable au cours du temps et de la distance de parcours. Ce type d'écoulement s'oppose à la notion d'écoulement turbulent caractérisé par une composante de vitesse qui fluctue rapidement au cours du temps et avec la distance.

Le but de cette section n'est pas de décrire la turbulence pouvant se produire dans la couche limite de poussières, mais de présenter un type d'instabilité se développant à la périphérie du jet et pouvant conduire à de la turbulence.

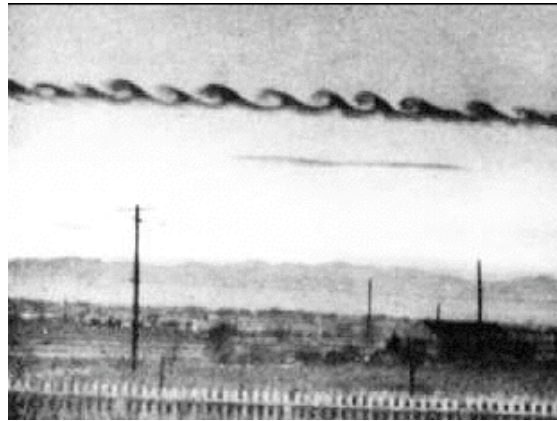


FIG. 2.15 – Instabilité de Kelvin-Helmholtz entre deux couches d’air sur une échelle géophysique. Cliché P.E. Branstine 1954, près de Denver, Colorado (Drazin and Reid, 1981)

Comme nous l’avons expliqué au cours du déversement du panache de poudre, les fines particules sont arrachées du noyau, et migrent vers la périphérie du jet afin d’alimenter la couche limite. Ces fines particules sont portées par un écoulement d’air. A l’opposé de ce mouvement d’air vers la périphérie, se développe un mouvement d’air engendré par l’air induit dans le panache. La mise en contact de ces deux couches d’air animées de vitesses parallèles différentes, forme une couche de mélange et constitue une situation privilégiée de manifestation de l’instabilité hydrodynamique, dite de Kelvin-Helmholtz (FIG. 2.15).

En ce qui concerne le régime stationnaire de l’écoulement en sortie de la trémie, une première comparaison venant à l’esprit est l’écoulement de grains dans un sablier. En effet, la variation du débit de grains en chute dans un sablier est très fine, à la différence d’une colonne d’eau dont le débit diminue continuellement au cours du temps. Par conséquent, le débit massique de poudre en sortie du silo peut être espéré constant. Toutefois, les expériences menées montrent que ce n’est pas tout à fait le cas, et que l’écoulement en sortie de silo est instationnaire et conduit à la formation de bouffées de particules au centre du jet.

Au cours du déversement de particules, un autre type d’instabilité se produit par la formation de clusters rendant le jet saccadé. Cette instabilité mal connue (Mobius, 2006) a été identifiée pour des particules de cent microns et semble ne plus apparaître pour des grains supérieurs à deux cents microns. Cet effet de taille pousserait à attribuer l’origine de cette instabilité, toujours non identifiée, à la cohésion entre les particules. La présence de cette instabilité permet d’affirmer qu’une description continue n’est pas adaptée pour décrire ce phénomène.

Conclusion

Le déversement de poudre d’une trémie met en jeux de nombreux phénomènes physiques parfois difficiles à contrôler et à dissocier. La description du modèle simplifié d’une sphère en chute libre isolée a permis d’appréhender une partie des phénomènes. Mais cet exemple, bien que simple, est loin d’avoir livré tous ses secrets.

Par la suite, ce modèle a été ramifié, jusqu’à une description complète de l’ensemble du jet. Deux zones d’émissions de poussières se créent au cours du déversement, l’une au cours

de la chute formant une couche limite de poussières, et l'autre au niveau de l'impact. Les travaux présentés dans les parties suivantes de cette thèse ont été orientés sur le jet de poudre en forme de panache et la formation de poussières dans la couche limite, au travers de l'étude de l'écoulement diphasique air-poudre.

Cette quantité de poussières émises est influencée par de nombreux paramètres du procédé, très difficiles à faire varier indépendamment les uns des autres. De plus, dans toute cette étude, les particules ont été supposées parfaitement sphériques, ce qui est loin d'être le cas pour des poudres industrielles telles que la farine ou le ciment. En effet, la forme des particules est rarement assimilable à celle d'une sphère et se rapproche souvent de cristaux avec des formes quelconques.

Enfin, l'air induit dans le panache est le facteur clef de l'élargissement du panache et de l'émission de poussière. Toutefois, l'origine de cette induction est mal connue et peut être attribuée à des instabilités hydrodynamiques.

Figures

2.1	Profil de vitesse autour d'une sphère en chute libre.	39
(a)	$Re = 1$	39
(b)	$Re = 100$	39
(a)	$Re = 250$	39
(b)	$Re = 300$	39
2.2	Ligne de courant autour d'une sphère, code JADIM IMFT	40
2.3	Iso-niveaux de vorticité axiale autour d'une sphère, code JADIM IMFT.	40
2.4	Bilan des forces agissant sur une sphère isolée en chute.	41
2.5	Influence mutuelle de deux sphères en chute libre.	42
2.6	Ménisque liquide entre deux particules sphériques identiques.	43
2.7	Agglomération entre particules par collision.	43
2.8	Silo avant l'accident.	43
2.9	Silo après l'accident.	43
2.10	Groupement de particules.	44
2.11	Jet de poudre en masse.	45
2.12	Jet de poudre en forme de panache.	45
2.13	Génération de poussières lors du déversement d'une trémie.	46
2.14	Émission de poussières lors de l'impact du jet.	47
2.15	Instabilité de Kelvin-Helmholtz entre deux couches d'air.	49

Chapitre 3

Travail de Liu

L'émission de poussières au cours du déversement de poudre a fait l'objet de peu de recherches ces cinquante dernières années. Toutefois, les études menées à l'Université de Wollongong (Australie) par l'équipe du Professeur Paul Cooper, qui se sont achevées par la thèse de Ze Qun Liu, ont été très pertinentes et ont fait fortement progresser la compréhension et la prédiction de ce phénomène complexe. Ce chapitre a pour but de présenter les travaux de Liu sur la modélisation du panache formé au cours de la chute de poudre, et de décrire le dispositif expérimental qui lui a permis de confronter ces prédictions numériques. Ces travaux ont constitué le point de départ de nos recherches.

Sommaire

Résumé	55
Introduction	57
3.1 Modèles numériques	57
3.1.1 Modèles antérieurs	57
3.1.2 Description du modèle de Liu	60
3.1.3 Comparaison des modèles	62
3.2 Pilote expérimental	63
3.3 Résultats	65
3.3.1 Mesures de la vitesse des particules	65
3.3.2 Débit d'air induit	66
3.3.3 Profil de vitesse de l'air induit	67
Conclusion	68
Nomenclature	70
Table des figures	71

Introduction

Les panaches de poudres au cours de leur chute induisent de l'air dans leur mouvement, engendrant une mise en suspension de poussière. Pouvoir prédire la quantité d'air induit durant le déversement est vital pour le dimensionnement du système de ventilation.

Les travaux les plus récents et les plus pertinents menés pour modéliser l'écoulement diphasique du panache de poudre ont été réalisés par Ze Quin Liu à l'Université de Wollongong (Australie), concluant ainsi dix années de recherche menée par l'équipe du Professeur Paul Cooper.

Ce chapitre est essentiellement dédié aux travaux de thèse de Liu au travers du modèle numérique mis en place, du protocole expérimental utilisé et des résultats fondamentaux ressortis de ces travaux.

3.1 Modèles numériques

Les recherches antérieures aux travaux de Liu pour modéliser la quantité d'air induit dans le jet sont peu nombreuses. Nous présenterons deux modèles, celui d'Hemeon qui est le premier modèle tentant de quantifier ce volume d'air et celui de Cooper et Arnold qui a fortement inspiré celui de Liu.

3.1.1 Modèles antérieurs

Hemeon, modèle de la particule isolée

Hemeon, en 1963, a entrepris les premières recherches dans ce domaine, et a développé une méthode pour prédire la quantité d'air induit, basée sur la théorie d'une particule isolée en chute dans de l'air au repos (Hemeon, 1998). Ce modèle est toujours utilisé dans certaines industries bien qu'il surestime fortement la quantité d'air induit. Cependant, ce modèle a servi de point de départ à de nombreuses études et à des modèles numériques visant à quantifier l'air induit dans le jet. Il est basé sur l'hypothèse que le travail fourni par la force de traînée sur une particule en chute, accélérée par la gravité à partir d'une vitesse nulle pour atteindre sa vitesse terminale, est égal au travail nécessaire à l'air induit pour accélérer d'un état de repos initial jusqu'à une vitesse d'entraînement.

Une particule en mouvement dans de l'air sous l'action de la gravité subit l'action de la force de traînée qui réduit sa vitesse, ou la maintient à la vitesse terminale de chute libre.

Le travail de la force de traînée sur la particule le long de son trajet est égal à :

$$W_{F_D} = \int_0^h F_D dy, \quad (3.1)$$

où h est la hauteur de chute.

La puissance développée par l'écoulement de particules est donnée par :

$$P = \frac{Q_m}{m_p} \int_0^h F_D dy, \quad (3.2)$$

où Q_m est le débit massique de particules et m_p la masse d'une particule, et $\frac{Q_m}{m_p}$ représente le nombre de particules par unité de temps. L'expression de la puissance ci-dessus est une mesure du taux d'énergie transférée à l'air, se traduisant par un mouvement d'air et de la chaleur. Le mouvement d'air peut être supposé en partie tourbillonnaire (un mouvement typiquement turbulent) et en partie linéaire dans la direction du mouvement de la particule.

Supposons que l'énergie transformée en chaleur soit négligeable et que la résultante du mouvement de l'air soit complètement linéaire, alors toute l'énergie potentielle peut être supposée transformée en énergie cinétique de l'air. Pour simplifier les calculs, la vitesse de la particule est prise égale à la vitesse de chute libre : $u_p = 2gh$, où g est l'accélération gravitationnelle. Pour une particule en chute, la force de traînée s'écrit :

$$F_D = \frac{C_y \rho_a \pi d^2 u_p^2}{8}, \quad (3.3)$$

où le coefficient de traînée C_y est supposé égal à 0,44 pour un écoulement turbulent et d est le diamètre de la particule.

En reportant l'équation (3.3) dans l'équation (3.2) nous obtenons :

$$P = \frac{Q_m C_y \rho_a \pi d^2}{8 m_p} \int_0^h u_p^2 dy. \quad (3.4)$$

Sachant que $u_p^2 = 2gh$, nous obtenons :

$$P = \frac{Q_m C_y \rho_a \pi d^2 g h^2}{8 m_p}. \quad (3.5)$$

Hemion exprime l'équation de la puissance de l'air induit par :

$$P = \tilde{Q}_a P_t, \quad (3.6)$$

où \tilde{Q}_a est le débit d'air entraîné et P_t est la pression totale de l'écoulement d'air. La pression dynamique du mouvement d'air est donnée par $P_v = \frac{\rho_a u^2}{2}$, où u est la vitesse de l'air entraîné dans le jet de particules.

D'après les hypothèses précédentes, la pression totale P_t de l'écoulement est le seul moteur du mouvement de l'air qui passe d'une vitesse nulle à une vitesse u . En utilisant $P_t = P_v$, l'équation (3.6) s'écrit :

$$P = \tilde{Q}_a^3 \frac{\rho_a}{2A^2}, \quad (3.7)$$

où A est la surface de la section transversale du jet.

En combinant les équations (3.5) et (3.7), l'expression du débit d'air induit s'écrit :

$$\tilde{Q}_a^3 = \frac{Q_m}{4m_p} C_y \pi d^2 A^2 g h^2. \quad (3.8)$$

En prenant :

$$C_y = 0,44 \quad m_p = \frac{1}{6} \rho_p \pi d_p^3,$$

où ρ_p est la masse volumique d'une particule, l'expression du débit d'air induit s'écrit :

$$\tilde{Q}_a = \sqrt[3]{\frac{0,66 Q_m g h^2 A^2}{d_p \rho_p}}. \quad (3.9)$$

Ce modèle prédit la quantité d'air induit dans le panache en supposant que les forces agissant sur l'ensemble des particules sont égales aux forces agissant sur une particule isolée en chute, sommées sur l'ensemble des particules du système.

Cooper et Arnold, modèle de panache

Cooper et Arnold ont proposé une approche différente pour modéliser l'air induit dans un jet de poussières de matériaux pulvérulents (Cooper and Arnold, 1995). Le jet est supposé se développer comme un panache composé de deux zones, un noyau et une couche limite de poussière, présentées dans le chapitre précédent.

Un modèle analytique simple de panache peut être utilisé pour décrire le phénomène d'entraînement d'air pour des poudres dans des conditions de chute libre. Il s'appuie sur les travaux de Batchelor et Morton réalisés sur les panaches, (Batchelor, 1954), (Morton et al., 1956) :

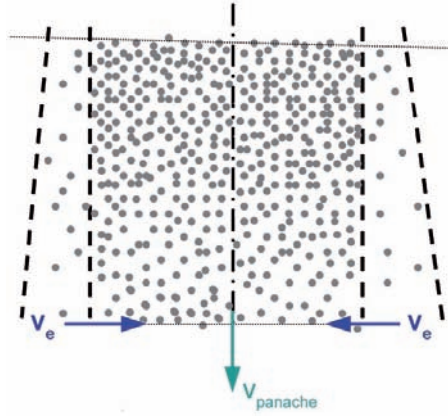
$$\tilde{Q}_a = C \left(g \frac{Q_m}{\rho_p} \right)^{\frac{1}{3}} h^{\frac{5}{3}}, \quad (3.10)$$

où C est une constante à relier à la constante d'entraînement de l'air α .

Dans le cas de panache dit de "Boussinesq" où la différence de masse volumique entre le panache et l'air est faible, la constante d'entraînement de l'air est supposée égale aux rapports entre la vitesse horizontale de l'air entrant dans le panache et la vitesse verticale moyenne au centre, à une hauteur fixée : $\alpha = \frac{V_e}{V_{panache}}$ (FIG. 3.1 page suivante). Une grande constante d'entraînement indique une vitesse d'entraînement élevée et donc un volume d'air entraîné important.

Les études entreprises sur les panaches de type Boussinesq par Batchelor et Morton peuvent être rapprochées des études menées sur les panaches de type non Boussinesq (Rooney and Linden, 1996), sur les panaches de bulles (McDougall, 1978) (Milgram, 1983) et enfin sur les sprays liquides (Gosh et al., 1993).

Le modèle de Cooper et Arnold a été confronté avec succès à des mesures expérimentales, en ajustant par la meilleure valeur de la constante C . Ce modèle ne peut donc pas être utilisé pour prédire la quantité d'air induit, car la constante C n'est pas prédictible.


 FIG. 3.1 – Constante d'entraînement de l'air, α .

3.1.2 Description du modèle de Liu

Ce modèle décrit le comportement du panache formé lors du déversement de poudre d'une trémie. Il repose sur la conservation de trois équations : la conservation de la quantité de mouvement pour les particules, de la quantité de mouvement pour l'air et de la masse.

Coefficient de traînée

La force de traînée agissant sur une particule sphérique en chute libre s'exprime :

$$F_D = \frac{C_y \rho_a \pi d^2 (u_p - u)^2}{8}. \quad (3.11)$$

Malheureusement, cette équation ne peut pas être utilisée directement pour décrire l'écoulement car les particules n'ont pas assez de liberté dans leur mouvement, en particulier dans le noyau, pour se mouvoir indépendamment les unes des autres.

Liu a modifié cette force de traînée en introduisant un coefficient sans dimension C_s afin d'exprimer la somme des forces de traînée agissant sur n particules par seconde :

$$F = n C_s F_D, \quad (3.12)$$

où $n = \frac{Q_m}{m_p} = \frac{Q_m \rho_p}{\mathcal{V}_p}$, et $\mathcal{V}_p = \frac{\pi d^3}{6}$ est le volume d'une particule. Le nombre de particules libérées de la trémie par seconde s'exprime comme le débit volumique de particules à la sortie de la trémie sur le volume d'une particule (supposée sphérique). De plus, le débit massique s'exprime à partir de la vitesse des particules u_{p0} et la fraction volumique de particules ϕ_0 , définies à la sortie de la trémie par $Q_m = u_{p0} \rho_p \phi_0 \pi r_0^2$. Ce nombre de particules s'écrit donc :

$$n = \frac{6}{d^3} \phi_0 u_{p0} r_0^2, \quad (3.13)$$

où r_0 le rayon de cet orifice et ρ_b la masse volumique apparente tassée du lit de poudre.

Le coefficient de traînée, quant à lui, est pris égal à :

$$C_y = \frac{10}{Re^{2/3}} = \frac{10}{\left(\frac{\rho_a(u_p-u)d}{\mu_a}\right)^{2/3}} \quad 1,75 < Re < 200, \quad (3.14)$$

où μ_a est la viscosité dynamique de l'air. Il est important de noter que cette expression du coefficient de traînée n'est pas définie et ne permet pas d'obtenir l'expression du coefficient de traînée de Stokes lorsque le nombre de Reynolds est très petit devant l'unité.

Le coefficient C_s est exprimé en fonction de la porosité du noyau (Wen and Yu, 1996), $C_s = \varepsilon_{noyau}^{-4,7}$. La puissance est obtenue par un ajustement de mesures expérimentales (R.H. and Kwauk, 1948) (Lewis et al., 1949) et (Richardson and Zaki, 1954). Au cours de la chute, la porosité du noyau va augmenter, entraînant une diminution du coefficient C_s . Toutefois, cette diminution ne devrait être visible que proche de l'orifice de sortie de la trémie, car Liu s'est basé sur deux hypothèses restrictives : le rayon du noyau est supposé constant et égal au rayon de l'orifice de sortie.

Quantité de mouvement des particules

La somme des forces de gravité et d'Archimède agissant sur un nombre de particules par seconde s'écrit :

$$B = (\rho_p - \rho_a) \frac{\pi}{6} d^3 gn = (\rho_p - \rho_a) \pi g \phi_0 u_{p0} r_0^2. \quad (3.15)$$

La variation de la quantité de mouvement de particules en chute libre avec la hauteur de chute se met sous la forme :

$$Q_m u_p \frac{du_p}{dy} = B - F, \quad (3.16)$$

où F représente la traînée modifiée définie par l'équation (3.12 page ci-contre).

Quantité de mouvement du flux d'air entraîné

Au cours de la chute libre, l'air ambiant est entraîné et incorporé dans l'écoulement de poudre. L'augmentation de la quantité de mouvement de l'air entraîné est pilotée par la force de traînée exercée sur les particules. La quantité de mouvement du flux d'air entraîné prend la forme :

$$M_a = \rho_a \pi r_a^2 u^2. \quad (3.17)$$

D'après de la deuxième loi de Newton, la variation de quantité de mouvement du flux d'air entraîné avec la hauteur de chute, est égale à la somme des forces de traînée agissant sur les particules par unité de hauteur :

$$\frac{dM_a}{dy} = \frac{F}{u_p}. \quad (3.18)$$

Constante d'entraînement

Liu a recouru à la constante d'entraînement α , définie dans les panaches de Boussinesq, pour rendre compte de l'élargissement du panache. Ce paramètre supposé constant dans le panache de particules permet d'écrire la conservation de la masse au cours de la chute.

Des mesures expérimentales du débit d'air induit pour différentes poudres, hauteurs de chute et débits massiques, ont été utilisées par Liu pour déterminer la constante α en ajustant le modèle théorique par une méthode des moindres carrés.

Système d'équations

Le modèle de Liu décrivant l'écoulement diphasique dans le panache à partir de trois équations de conservation prend la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dy} (\pi r_a^2 u) = 2\pi r_a \alpha u, \\ Q_m \frac{du_p}{dy} = \frac{1}{u_p} \left(B - K (u_p - u)^{\frac{4}{3}} C_s \right), \\ \frac{d}{dy} (\rho_a \pi r_a^2 u^2) = K (u_p - u)^{\frac{4}{3}} C_s \frac{1}{u_p}, \end{array} \right. \quad (3.19)$$

où $K = \frac{15}{2} \pi \phi_0 u_{p0} r_0^2 \rho_a^{1/3} \mu_a^{2/3} d^{-5/3}$.

Ce modèle permet de prédire, en fonction de la hauteur de chute, la vitesse des particules et de l'air au centre du jet, ainsi que la quantité d'air induit dans le panache tout au long de la chute.

3.1.3 Comparaison des modèles

Trois modèles viennent d'être présentés pour prédire le volume d'air induit dans le jet.

Le premier et plus ancien est celui d'Hemeon qui utilisa un modèle basé sur une particule isolée en chute libre dans de l'air au repos, pour prédire la quantité d'air induit dans le panache de poudre. Toutefois, les forces aérodynamiques agissant sur une particule à l'intérieur d'un écoulement de particules sont très différentes de celles agissant sur une particule isolée en chute.

Le deuxième modèle est celui de Cooper et Arnold, qui est établi à partir d'études menées sur les panaches miscibles.

Enfin, le troisième est celui de Liu qui repose sur les mêmes hypothèses que le modèle précédent, mais qui en plus décrit l'évolution de la vitesse des particules et de l'air dans le panache. Toutefois, la faiblesse majeure de ces deux modèles est qu'ils ne possèdent pas un caractère réellement prédictif. En effet, ils reposent tous les deux sur la constante d'entraînement de l'air qui n'est pas prédictible. Les constantes C et α ne sont pas déterminées par la théorie et sont donc des valeurs ajustables expérimentalement.

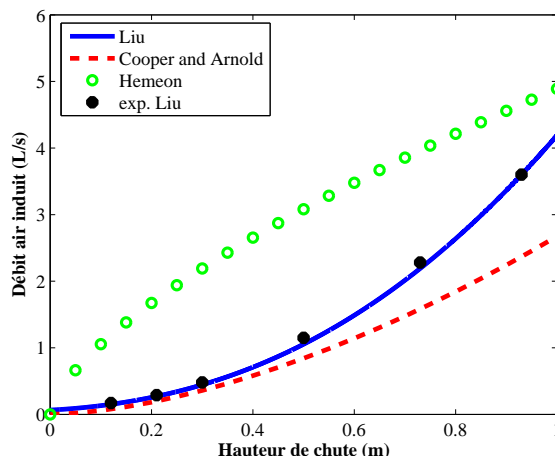


FIG. 3.2 – Comparaison des prédictions du volume d’air induit dans le jet.

La figure (3.2) compare les prédictions fournies par ces trois modèles pour la quantité d’air induit dans le jet, pour un cas où la constante C du modèle de Cooper et Arnold, et la constante d’entraînement α présente dans le modèle de Liu, ont été déterminées par ajustement des mesures expérimentales. Les valeurs respectives de ces constantes sont $C = 0,031$ et $\alpha = 0,0196$ pour de l’alumine déversée dans les conditions suivantes : $Q_m = 66,6 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $d = 96 \text{ }\mu\text{m}$, $\rho_p = 2465 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $\rho_b = 1010 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ et $r_0 = 9 \text{ mm}$.

Bien que la constante C du modèle de Cooper et Arnold soit liée à la constante d’entraînement α , les valeurs déterminées ne sont pas les mêmes. Tout en étant du même ordre de grandeur, la constante d’entraînement est bien supérieure.

Les trois modèles suivent la même évolution : la quantité d’air induit augmente avec la hauteur de chute. Toutefois, celui d’Hemeon surestime fortement. De plus, dans la formule de Hemeon, le rayon choisi pour calculer la surface d’une section du jet, a été pris égal à celui de l’orifice de sortie. Donc, cette prédiction correspond à la valeur minimale fournie par ce modèle et ne prend pas en compte l’élargissement du jet.

Il faut également remarquer que les courbes des deux modèles de panache évoluent avec la hauteur de chute à la puissance $5/3$, alors que la courbe du modèle d’Hemeon évolue à la puissance $2/3$. Les deux modèles de panache fournissent des valeurs très proches, légèrement plus faibles pour le modèle de Cooper et Arnold.

Les deux modèles de panaches semblent fournir des valeurs proches pour la quantité d’air induit, mais le modèle de Liu a fait l’objet de plus de vérifications expérimentales, et il est plus complet car il permet de prédire également la vitesse maximale des particules au centre du panache.

3.2 Pilote expérimental

Afin de confronter son modèle numérique à des mesures expérimentales, Liu a utilisé un pilote éprouvé, ayant fait l’objet de nombreux travaux (Woodall, 1993) (Smithers, 1994) (Glutz, 1995) et publications (Cooper and Arnold, 1995) (Cooper et al., 1998).

Une description de ce pilote expérimental et des différentes mesures mises en place va permettre de mieux comprendre les résultats obtenus par Liu, et servira d’introduction à la conception du pilote utilisé dans notre étude, fortement inspiré par celui de Liu.

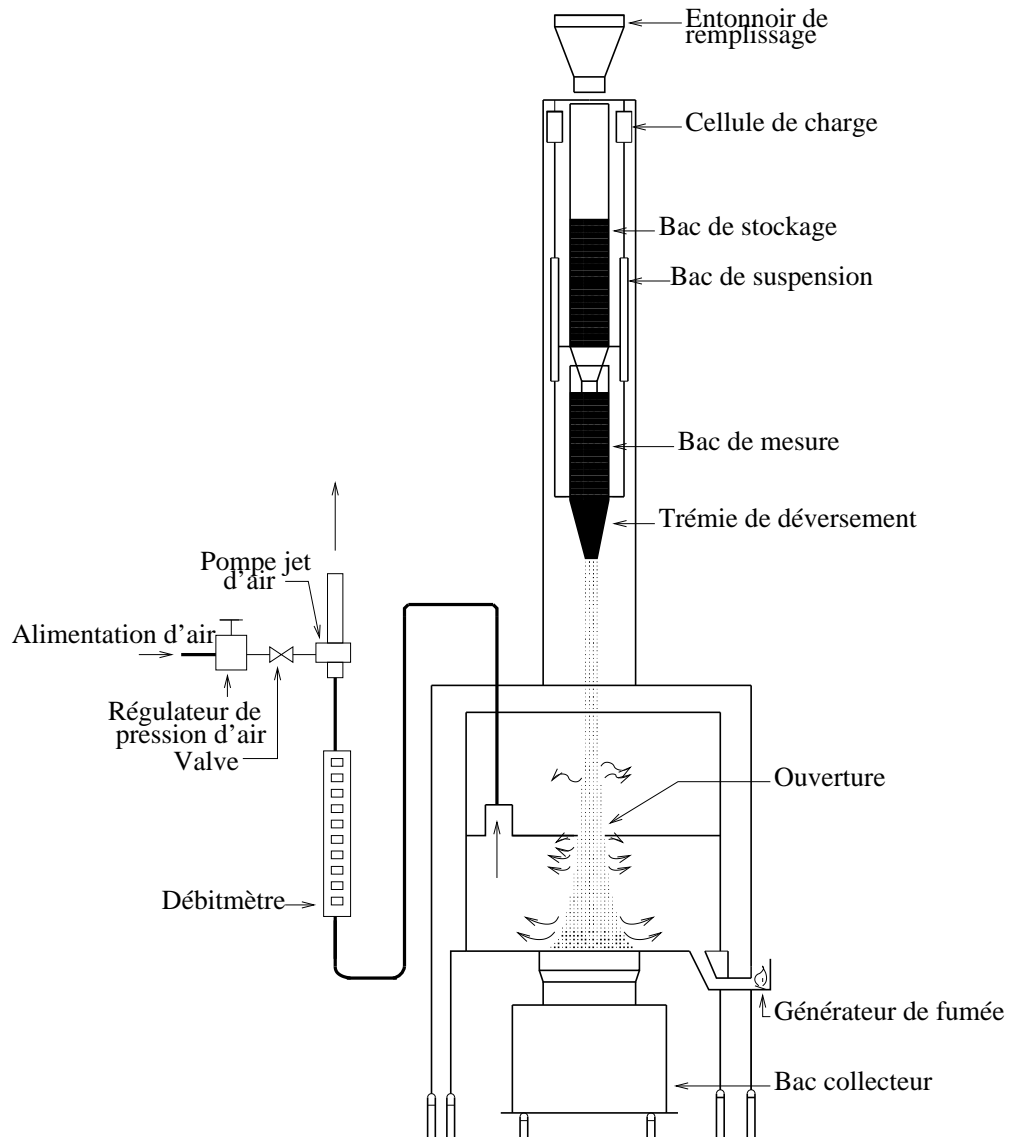


FIG. 3.3 – Banc expérimental de Liu.

Le banc expérimental de Liu (FIG. 3.3) a été réalisé pour utiliser différentes poudres et faire varier les procédés de déversement de matière (débit massique et hauteur de chute). Il se compose dans la partie haute d'un arrangement de double trémie permettant de conserver un niveau de poudre constant, au cours du déversement, dans la trémie basse. En effet, les débits massiques sont relativement importants, et une variation importante de la hauteur du lit de poudre durant la mesure peut induire des variations du débit massique (Gu et al., 1992). Cet ensemble est suspendu à des cellules de charge afin de mesurer le débit massique durant le déversement. L'ensemble des deux trémies est disposé sur une armature en acier qui peut être montée et descendue, afin de faire varier la hauteur de chute de matière. Le débit massique peut être modifié en changeant le diamètre des convergents de l'orifice de sortie de la trémie.

La poudre se déverse à travers les deux trémies et tombe en chute libre dans l'enceinte de mesures de la partie basse du banc. L'enceinte de mesures permet de recevoir les particules en chute et de mesurer la quantité d'air entraîné lors du déversement des poudres. Elle est séparée en deux par une plaque horizontale en acier, comportant un orifice en son centre de

diamètre variable, qui permet à la fois d'éviter la recirculation de poudre après l'impact sur le tas et de créer une zone de mesure de l'air induit. Les particules en chute libre passent à travers l'orifice de la plaque de tôle, arrivent dans la zone de mesure et tombent sur le tas de poudre.

L'air entraîné à l'intérieur du panache de particules est extrait de la partie basse de l'enceinte par un système d'extraction d'air. La hauteur du tas de poudre doit être maintenue constante pendant la chute, afin que l'air extrait de la zone de mesure corresponde uniquement au volume d'air, et non au volume d'air additionné à celui de poudre. La matière solide en excès se déverse donc directement à travers une fente annulaire dans un bac collecteur. Le débit d'air aspiré est ajusté à l'aide d'un générateur de fumée permettant de visualiser si la différence de pression entre la zone de mesure et l'air extérieur est nulle. Nous aborderons plus en détail cette méthode lors de la présentation des mesures effectuées sur notre banc expérimental.

Enfin, une caméra a été utilisée pour effectuer des visualisations de l'écoulement et des mesures de vitesse.

3.3 Résultats

Les résultats expérimentaux obtenus par Liu ont permis de tester les propriétés expérimentales de la poudre, de mesurer le débit d'air induit, de déterminer le profil d'air induit et d'estimer la vitesse des particules.

Liu a utilisé trois poudres monodisperses différentes dont la granulométrie est comprise entre $96 \mu\text{m}$ pour la poudre la plus fine, et $367 \mu\text{m}$ pour la poudre la plus grosse, avec des masses volumiques vraies très différentes.

3.3.1 Mesures de la vitesse des particules

Les mesures de la vitesse des particules ont été réalisées par Liu avec une caméra qui a permis, par l'étude de deux images successives, d'obtenir une mesure de la vitesse au centre du jet. Ces essais ont été effectués pour de faibles débits massiques de $0,3 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ à $4 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

Les images ont montré que l'écoulement peut être divisé en trois zones. Dans la première, l'écoulement se contracte immédiatement après la sortie de la trémie pour rester constant durant une certaine hauteur. La deuxième zone voit le jet se dilater de façon inhomogène et des "bouffées" de particules apparaissent au sein du noyau. Enfin, dans la dernière zone, le noyau diminue et les bouffées disparaissent laissant place à un mélange relativement dilué.

L'étude du profil de vitesse obtenu pour un débit massique faible (FIG. 3.4 page suivante) montre que lorsque les particules sont proches de l'orifice de sortie, leur vitesse est proche de la vitesse de chute libre. Cette vitesse semble parcourir trois zones différentes : la première proche de l'orifice de sortie où la vitesse serait égale à la vitesse de chute libre, la deuxième zone où la vitesse continuerait à croître mais où l'accélération diminuerait, et la troisième où la vitesse semblerait tendre vers une vitesse terminale.

Le conditionnel est utilisé pour décrire ces résultats car la répétabilité des mesures semble sujette à discussion. En effet, pour une même hauteur de chute, nous pouvons observer

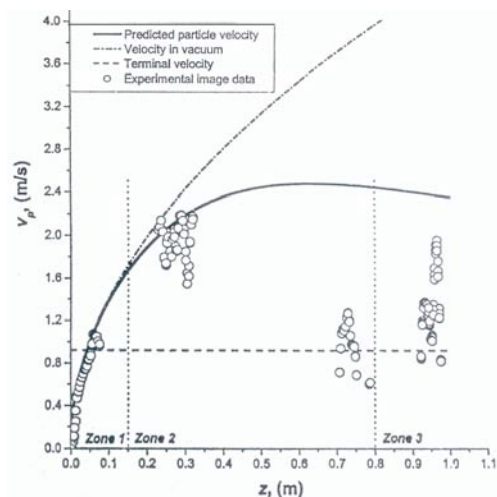


FIG. 3.4 – Profil de vitesse particules d'alumine, $d = 96 \mu\text{m}$, $Q_m = 1,1 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ (Liu, 2001).

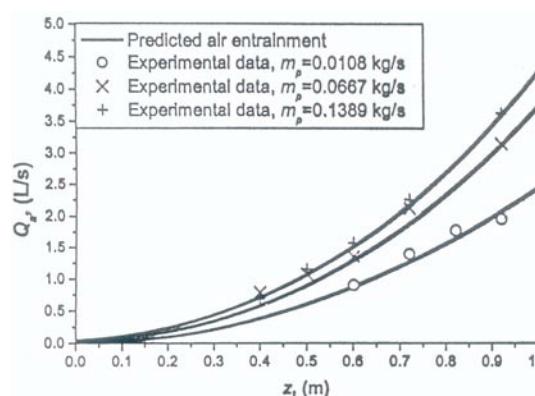


FIG. 3.5 – Débit d'air induit dans le panache, particules de sable, $d = 367 \mu\text{m}$ (Liu, 2001).

des écarts de mesures de plus de 70 %, ce qui limite la portée de ces résultats et remet en cause la technique de mesure utilisée.

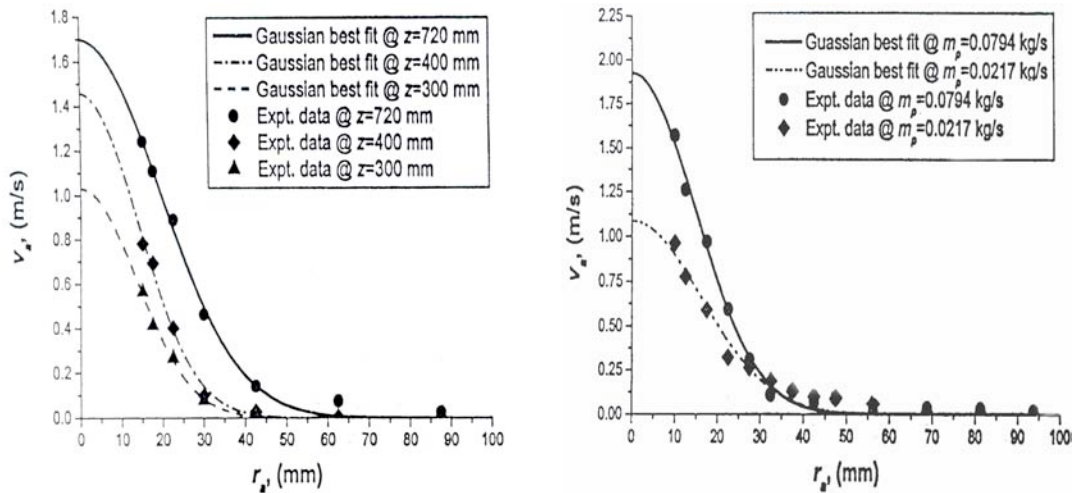
Enfin, cette disparité au niveau des vitesses mesurées ne permet absolument pas de conclure sur la validité du modèle de Liu quant à la prédiction de la vitesse des particules.

3.3.2 Débit d'air induit

A partir des valeurs de la constante d'entraînement, déterminées par ajustement de la quantité d'air induit, il paraît intéressant de déterminer les paramètres influents. Pour une même poudre, à même granulométrie, α ne semble pas être influencé de façon significative par le débit massique et peut être supposé constant. Liu suppose également que la valeur de α ne varie pas avec la hauteur durant la chute. En revanche, il semble que cette constante soit fortement influencée par le type de poudre et ses propriétés (coulabilité, déferlement...). Enfin, aucun test n'a été réalisé pour déterminer l'influence de la granulométrie sur la constante d'entraînement de l'air.

Les mesures de débits d'air induit dans le jet, réalisées par aspiration d'air dans la partie basse de l'enceinte, ont montré que la quantité d'air augmentait avec la hauteur de chute et le débit massique (FIG. 3.5), et dépendait fortement des propriétés de la poudre.

Par un ajustement approprié des mesures expérimentales, le modèle numérique prédit remarquablement bien l'évolution de l'air induit en fonction de la hauteur de chute. Toutefois, aucune précision n'est fournie sur le diamètre de l'orifice de la plaque intermédiaire séparant l'enceinte de mesure en deux parties. Nous savons que le diamètre de cette plaque peut varier, mais nous ne savons pas pour quelle section d'orifice ces mesures ont été réalisées. Les seules données disponibles sur ce sujet sont présentes dans un article antérieur aux mesures de Liu (Cooper and Arnold, 1995) où le diamètre est de 57 mm. Nous pouvons supposer que Liu a utilisé le même diamètre de plaque. La question du choix du diamètre de l'orifice de la plaque reste en suspens : pourquoi cette taille ? La quantité d'air induit augmenterait-elle si le diamètre était augmenté ? Nous pouvons le penser. L'intégralité du panache passe-t-elle à travers cet orifice ?



(a) Particules de corvic de vinyl, $d = 116 \mu\text{m}$, $Q_m = 28,7 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

(b) Particules d'alumine, $d = 96 \mu\text{m}$, $z = 920 \text{ mm}$.

FIG. 3.6 – Profil de vitesse de l'air induit dans le jet (Liu, 2001)

Il semble également pertinent de se demander de quelle est la fiabilité de la mesure de la différence de pression entre l'intérieur de l'enceinte et l'air ambiant par un générateur de fumée ?

3.3.3 Profil de vitesse de l'air induit

Le rapport entre le débit d'air induit et la surface de l'orifice de la plaque de l'enceinte de mesure a permis à Liu d'accéder à la vitesse moyenne de l'air induit dans le jet pour ce diamètre d'orifice. De plus, par différence entre deux sections successives, une vitesse moyenne a pu être définie sur la section annulaire :

$$u_i = \frac{Q_{a(i)} - Q_{a(i-1)}}{\pi (r_{p(i)}^2 - r_{p(i-1)}^2)}. \quad (3.20)$$

Ainsi, à une hauteur fixée, Liu a pu établir le profil de vitesse de l'air, moyenné sur des sections annulaires, pour différents débits massiques et hauteurs de chute. Ces profils ont été interpolés par une gaussienne dont le maximum se situe au centre du jet. Pour un même débit massique, cette courbe s'élargit et augmente en intensité avec la hauteur de chute (FIG. 3.6(a)). De plus, la vitesse de l'air augmente avec le débit massique à une hauteur fixée (FIG. 3.6(b)).

Il est également important de remarquer que toutes ces mesures ont été réalisées pour des débits massiques importants (supérieurs à $20 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$), où le panache est dense.

Enfin, il convient de noter que Liu n'a effectué aucune comparaison entre le modèle théorique et les valeurs mesurées de la vitesse de l'air induit dans le panache.

Pour conclure cette section concernant les mesures d'air induit et de vitesse de l'air, nous nous interrogerons sur la validité de l'hypothèse justifiant ces mesures, à savoir : est-il

raisonnable de supposer que la présence de la plaque avec l'orifice en son centre n'a pas de réelle influence sur le développement du panache ? Le développement du panache se réaliserait-il exactement de la même manière sans la présence de la plaque ? La plaque change-t-elle les conditions à l'infini ?

Conclusion

Prédire la quantité d'air induit dans un panache de poudre en chute a fait l'objet de nombreuses études ces dix dernières années. Le modèle le plus ancien, celui d'Hemeon, suppose que les forces agissant sur les particules du panache peuvent être calculées comme la somme des forces agissant sur chaque particule isolée, ce qui semble être une hypothèse un peu grossière. Quant au modèle de Cooper et Arnold, il a le même défaut que celui de Liu : il dépend de la constante d'entraînement de l'air, qui n'est pas prédictible pour chaque procédé.

Liu a utilisé le même dispositif expérimental que Cooper et Arnold pour tester son modèle. Ce banc expérimental permet de reproduire une situation industrielle de déversement de poudre d'une trémie à grande échelle, en faisant varier les paramètres du procédé, tels que la hauteur de chute et le débit massique. La métrologie utilisée permet d'accéder à la vitesse des particules, et au débit d'air induit dans le panache, et de remonter ainsi à la vitesse de cet air.

Les valeurs de la vitesse des particules ne sont pas réellement exploitables car peu reproductibles. Cependant, les visualisations obtenues à l'aide d'une caméra ont permis de distinguer trois zones du jet.

Le débit d'air induit mesuré en fonction de la hauteur de chute a permis de déterminer la constante d'entraînement de l'air, en ajustant au mieux les valeurs prédites par le modèle de Liu en fonction des mesures. L'auteur de ces mesures a une bonne confiance dans son modèle, car la valeur de cette constante semble peu varier pour une même poudre, et reproduit remarquablement bien l'évolution du débit avec la hauteur. La quantité d'air induit augmente fortement avec la hauteur de chute et le débit massique.

Un chapitre quasi entier a été consacré à la présentation des résultats clefs de la thèse de Liu, afin de servir de base à notre étude. Le pilote expérimental de Liu nous a fortement inspiré dans la conception de notre banc d'essai, auquel nous avons surtout apporté des modifications au niveau de la métrologie et du contrôle des flux d'air. En effet, la méthode adoptée par Liu pour mesurer la vitesse des particules dans le jet n'est pas du tout appropriée.

Un système d'extraction d'air industriel doit aspirer la bonne quantité d'air pour empêcher l'émission de poussières, mais il doit également savoir quelle va être la concentration en particules du nuage de poussières aspiré. Liu a réussi à très bien quantifier la quantité d'air induit par des mesures pertinentes, mais il n'a pas estimé la concentration volumique dans les différentes zones du panache. Enfin, les mesures ont été exclusivement réalisées avec des poudres monodisperses, dont le diamètre le plus petit est de l'ordre de la centaine de microns. Hors, les poudres les plus dangereuses pour les travailleurs sont les fines qui se propagent en profondeur dans le système respiratoire.

La modélisation de l'écoulement diphasique air-poudre engendré par le déversement de poudre d'une trémie a été réalisée à partir d'un modèle de panache. Ce modèle mérite

d'être confronté à de nouvelles mesures expérimentales, notamment au niveau de la phase solide, en validant la vitesse des particules. Mais, il paraît tout de même judicieux de développer un modèle diphasique qui s'affranchirait de cette constante d'entraînement α .

Nomenclature

Symboles grecs :

α : constante d'entraînement de l'air	[-]
ε : porosité du milieu	[-]
μ_a : viscosité dynamique de l'air	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]
ϕ_0 : fraction volumique à la sortie de la trémie	[-]
ρ_a : masse volumique de l'air	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]
ρ_b : masse volumique apparente tassée du lit de poudre	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]
ρ_p : masse volumique d'une particule	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]

Symboles romans :

A : surface de la section transversale du jet	[m^2]
B : force de flottabilité agissant sur un nombre de particules	[$\text{N} \cdot \text{s}^{-1}$]
C_y : coefficient de traînée d'une particule isolée	[-]
d : diamètre des particules	[m]
F : somme des forces de traînée agissant sur une particule	[$\text{N} \cdot \text{s}^{-1}$]
F_D : force de traînée agissant sur une particule isolée	[N]
g : accélération gravitationnelle	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$]
h : hauteur de chute	[m]
M_a : quantité de mouvement de l'air entraîné dans le panache	[N]
m_p : masse d'une particule	[kg]
n : nombre de particules par seconde	[s^{-1}]
P : puissance développée par l'écoulement de particules	[$\text{N} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
P_t : pression totale de l'écoulement d'air	[Pa]
P_v : pression dynamique de l'écoulement d'air	[Pa]
\tilde{Q}_a : débit d'air induit dans le panache	[$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$]
Q_m : débit massique de particules	[$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$]
r_0 : rayon de l'orifice de sortie de la trémie	[m]
r_p : rayon de l'orifice au centre de la plaque	[m]
u : vitesse de l'air entraîné dans le jet	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
u_p : vitesse de la particule	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
u_{p0} : vitesse moyenne des particules à la sortie de la trémie	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
V_e : vitesse à la périphérie du panache	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
$V_{panache}$: vitesse moyenne au centre du panache	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
\mathcal{V}_p : volume d'une particule	[m^3]

Figures

3.1	Constante d'entraînement de l'air, α	60
3.2	Comparaison des prédictions du volume d'air induit dans le jet.	63
3.3	Banc expérimental de Liu.	64
3.4	Profil de vitesse particules d'alumine, (Liu, 2001).	66
3.5	Débit d'air induit dans le panache, particules de sable, (Liu, 2001).	66
3.6	Profil de vitesse de l'air induit dans le jet (Liu, 2001)	67
	(a) Particules de corvic de vinyl, $d = 116 \mu\text{m}$, $Q_m = 28,7 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	67
	(b) Particules d'alumine, $d = 96 \mu\text{m}$, $z = 920 \text{ mm}$	67

Chapitre 4

Modèle physique

Ce chapitre présente un modèle diphasique ne dépendant pas de la constante d'entraînement de l'air qui décrit la chute d'une colonne de grains à travers deux équations différentielles couplées. Ce modèle quasi unidimensionnel permet de quantifier le rôle essentiel de la densité initiale de l'écoulement sur la vitesse de l'air et des particules, et donc sur la quantité d'air induit. Le modèle confronté avec succès au modèle de Liu pour des écoulements denses, ne traduit pas la convergence de la vitesse vers une vitesse terminale, et donc est mis en échec lorsqu'il s'agit de décrire des écoulements dilués ou de fortes hauteurs de chute.

Sommaire

Résumé	75
Introduction	77
4.1 Préambule : dynamique des particules sphériques solides . . .	77
4.1.1 Hypothèses	77
4.1.2 Action de la gravité : force d'Archimède	78
4.1.3 Écoulement permanent uniforme : force de traînée	78
4.1.4 Écoulement uniforme accéléré : force d'histoire et force de masse ajoutée	79
4.2 Modèle diphasique physique	79
4.2.1 Hypothèses et définitions	79
4.2.2 Équations de conservation	81
4.2.3 Système d'équations gouvernant l'écoulement diphasique	84
4.2.4 Représentation graphique	85
4.2.5 Effet de la prise en compte des fluctuations	87
4.3 Comparaison modèle diphasique - modèle de Liu	87
4.3.1 Écoulement dense	87
4.3.2 Écoulement dilué	88
Conclusion	89
Nomenclature	91
Table des figures	92

Introduction

Au cours du déversement de poudre d'une trémie, l'interaction air-poudre génère l'arrachement de particules du panache et l'émission de poussières. Comprendre cette interaction et le rôle joué par chacune des deux phases, est essentiel pour définir avec précisions les différents tests à mettre en place pour quantifier cette émission de poussières.

Ce chapitre vise à présenter un modèle diphasique indépendant de la constante d'entraînement de l'air α , utilisée dans les modèles de panache (Cooper and Arnold, 1995)(Liu, 2001). Les hypothèses et équations de bases de ce modèle ont été écrites par Matthieu Roudet lors de son stage de Master Recherche (Roudet, 2005).

Tout d'abord, une présentation de la dynamique d'une particule solide va permettre de poser les bases de la modélisation des écoulements diphasiques. Ensuite, la description du modèle proposé et l'élaboration des équations le gouvernant seront réalisées, ainsi qu'une quantification des effets des différents facteurs le composant. Le modèle proposé, quasi unidirectionnel, ne prend pas en compte les profils à l'intérieur du jet à l'exception de l'existence de deux zones. Enfin, ce modèle diphasique sera confronté au modèle de Liu dans des cas validés expérimentalement.

4.1 Préambule : dynamique des particules sphériques solides

Les écoulements diphasiques à phase dispersée sont constitués de particules. Dans le cas de notre étude, la "phase dispersée" correspond à la poudre, et la "phase continue" à l'air ambiant. La nature d'un système fluide-particules peut être définie à l'aide du rapport des viscosités et des masses volumiques de chaque phase :

$$\Phi_\mu = \frac{\mu_p}{\mu_a} \quad \Phi_\rho = \frac{\rho_p}{\rho_a}. \quad (4.1)$$

Ainsi, compte tenu des contrastes de masse volumique et de viscosité de l'écoulement étudié, le mouvement d'une sphère solide dont la viscosité dans l'air ambiant peut être assimilée à une particule de viscosité infinie, correspond à $\Phi_\mu \rightarrow \infty$ et $\Phi_\rho \rightarrow \infty$

4.1.1 Hypothèses

La deuxième loi de Newton écrite pour une particule de masse m_p se déplaçant à une vitesse u_p dans l'air ambiant de viscosité μ_a et de masse volumique ρ_a soumis à l'accélération de la pesanteur, prend la forme suivante :

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = m_p \vec{g} + \vec{F}_f. \quad (4.2)$$

La résultante des forces exercées par l'air sur la surface \mathcal{A}_p de la particule s'écrit :

$$F_f = \int_{\mathcal{A}_p} (-p_a \vec{n} + \Sigma_a \vec{n}) d\mathcal{A}. \quad (4.3)$$

Cette force \vec{F}_f doit être exprimée lorsque l'écoulement est a priori quelconque.

4.1.2 Action de la gravité : force d'Archimède

L'intensité de cette force est proportionnelle au volume du corps, à la masse volumique du fluide et à la gravité :

$$\vec{F}_a = -\rho_a \mathcal{V}_p \vec{g} = -m_a \vec{g}, \quad (4.4)$$

où $m_a = \rho_a \mathcal{V}_p$ est la masse du fluide déplacé. La résultante des actions de gravité, c'est-à-dire le poids et la poussée d'Archimède, est appelée flottabilité :

$$\vec{F}_g = (m_p - m_a) \vec{g}. \quad (4.5)$$

Dans la suite de l'étude, la poussée d'Archimède sera négligée car l'intensité de la poussée d'Archimède est mille fois inférieure à celle du poids, $\Phi_\rho = \frac{\rho_p}{\rho_a} \simeq 1000$.

4.1.3 Écoulement permanent uniforme : force de traînée

L'ensemble des actions exercées par le fluide (force d'Archimède exclue) sur la particule est appelée force de traînée. Cette force s'oppose au mouvement relatif entre la particule et le fluide, et s'exprime sous la forme :

$$\vec{F}_D = C_y \frac{\pi d^2}{8} \rho_a \|\vec{u} - \vec{u}_p\| (\vec{u} - \vec{u}_p), \quad (4.6)$$

où $\pi d^2/4$ est le maître couple offert au mouvement relatif $u - u_p$, et C_y est le coefficient de traînée.

L'analyse dimensionnelle du problème montre que la force de traînée est fonction de 6 variables d , $u - u_p$, ρ_p , ρ_a , μ_a et μ_p . Trois dimensions interviennent (longueur, masse et temps). Le théorème de Vaschy-Buckingham dit que le coefficient de traînée est fonction de trois nombres sans dimension, par exemple le nombre de Reynolds $Re = d\rho_a \|u - u_p\| / \mu_a$, et des rapports des viscosités $\Phi_\mu = \mu_p / \mu_a$ et des masses volumiques $\Phi_\rho = \rho_p / \rho_a$, soit :

$$C_y = C_y(Re, \Phi_\rho, \Phi_\mu). \quad (4.7)$$

Solution de Stokes

La solution analytique la plus ancienne pour un écoulement autour d'une sphère remonte aux travaux de Stokes (Stokes, 1851). Cette solution stationnaire est valable pour des nombres de Reynolds très faibles ($Re \ll 1$). Dans ces conditions, le mouvement du fluide autour de la particule est décrit par les équations de Navier-Stokes simplifiées, en négligeant les termes inertiels devant les termes visqueux. La force de traînée prend la forme suivante :

$$\vec{F}_D = 6\pi\mu_a \frac{d}{2} (\vec{u} - \vec{u}_p). \quad (4.8)$$

La vitesse terminale de chute dite “vitesse de Stokes” s’écrit :

$$\vec{u}_{St} = \frac{1}{18} \frac{\rho_p d^2}{\mu_a} \vec{g}. \quad (4.9)$$

Il est intéressant pour modéliser cet écoulement de définir un temps de relaxation correspondant au temps de réponse de la particule aux sollicitations du fluide, ce qui se traduit par le temps nécessaire à la particule pour atteindre sa vitesse terminale de chute :

$$\tau_r = \frac{\rho_a d^2}{24\mu_a}. \quad (4.10)$$

Écoulement décollé

Comme nous l’avons déjà abordé (Chapitre 2 “Phénomènes physiques”), l’écoulement autour d’une sphère solide devient complexe quand le nombre de Reynolds devient très grand devant l’unité, compte tenu de la présence d’un décollement. Un lâcher tourbillonnaire apparaît lorsque le nombre de Reynolds est suffisamment grand. Pour des nombres de Reynolds restant inférieurs à 20, l’écoulement n’est pas décollé mais devient dissymétrique entre l’amont et l’aval, lorsque Re augmente suite à l’influence croissante des effets d’inertie non linéaires.

4.1.4 Écoulement uniforme accéléré : force d’histoire et force de masse ajoutée

Lorsque le mouvement relatif entre la particule et le fluide est instationnaire ($u(t)$ ou $u_p(t)$), la force de traînée n’est plus la seule force qu’exerce l’écoulement sur la particule. La particule subit l’action de deux autres forces liées aux effets visqueux et aux effets d’inertie de l’écoulement, respectivement la force d’histoire et la force de masse ajoutée. La force d’histoire peut être négligée quand $\Phi_\mu \rightarrow 0$. La force de masse ajoutée, quant à elle, est négligeable car la masse volumique de la particule est très grande devant la masse volumique de l’air.

Dans le modèle présenté par la suite, l’action de ces deux forces ne sera pas prise en compte car l’écoulement est supposé stationnaire.

4.2 Modèle diphasique physique

Le modèle théorique proposé vise à mettre en équation l’écoulement diphasique d’une colonne de grains contenue dans le noyau du jet en chute libre dans de l’air au repos. Un système d’équations couplées permet d’estimer la vitesse de l’air et du nuage de particules.

4.2.1 Hypothèses et définitions

Hypothèses de départ

La colonne de poudre de section constante S est supposée uniforme. Un volume de contrôle est défini par le volume contenu dans une tranche fine de section S du noyau et d’épaisseur

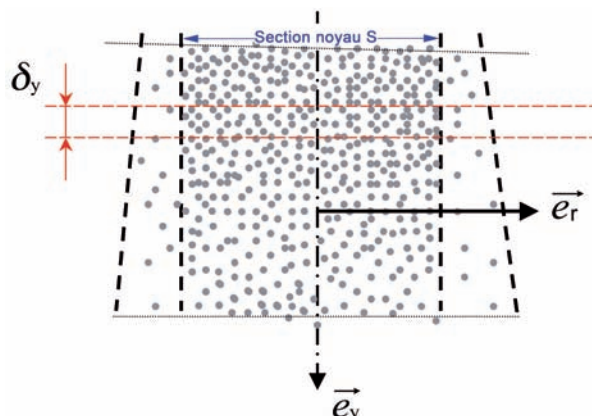


FIG. 4.1 – Volume de contrôle.

δ_y (FIG. 4.1). L'épaisseur δ_y est suffisamment faible pour négliger les variations de masse volumique du mélange air-poudre, et affirmer que les gradients de vitesse sont très faibles. L'air est supposé incompressible. L'écoulement est supposé stationnaire et unidirectionnel selon la composante y .

Les particules sont parfaitement sphériques. Une seule taille de grains est prise en compte, correspondant à la plus grosse granulométrie. Les effets de cohésion tels que l'humidité ne sont pas pris en compte. Le nombre de particules par unité de volume est donné par $n(y) = \frac{\phi \rho_p}{m}$, où $\phi(y)$ est la fraction volumique locale de particules.

La vitesse des particules est définie par une vitesse moyenne $\bar{u}_p(y)$ et une partie fluctuante u'_p . La moyenne de la composante radiale est supposée nulle. La vitesse radiale des particules n'est composée que de la partie fluctuante.

La vitesse de l'air a, quant à elle, une composante radiale $v(R, y)$ afin de décrire le flux d'air entrant radialement dans le noyau.

Définitions : les moyennes

Deux types de moyennes sont utilisés pour cette étude : la moyenne d'ensemble pour la vitesse des particules, et la moyenne spatiale pour la vitesse de l'air.

La moyenne prise sur l'ensemble de toutes les réalisations possibles d'un écoulement turbulent, n'est autre que la moyenne statistique. Elle s'obtient directement par estimation statistique selon un opérateur classique du type :

$$\bar{A}(x_j, t) \simeq \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \hat{A}_n(x_j, t). \quad (4.11)$$

Cette estimation est appliquée à une collection d'échantillons $\hat{A}_n(x_j, t)$ représentatifs de la fonction aléatoire. La moyenne spatiale est introduite sur une réalisation quelconque d'un champ turbulent :

$$\langle A \rangle (t) = \lim_{D \rightarrow \infty} \frac{1}{D} \int \int \int_D \hat{A}(x_j, t) dv. \quad (4.12)$$

L'homogénéité horizontale permet d'affirmer que la moyenne d'ensemble est équivalente à la moyenne spatiale sur une ligne horizontale.

Définitions : les débits

Le débit volumique d'air traversant une section du noyau S est défini par :

$$Q_a = \overline{\int_S u(y) dS} \quad Q_a = S(1 - \phi) \bar{u}(y), \quad (4.13)$$

ce qui permet de définir le flux d'air (Bertho et al., 2002) $q_a = \frac{Q_a}{S} = (1 - \phi) \bar{u}$.

De la même manière, nous définirons le débit volumique de particules Q :

$$Q_p = \overline{\int_S u_p(y) dS} \quad Q_p = S(1 - \phi) \bar{u}_p(y). \quad (4.14)$$

Le flux de particules q s'écrit : $q = \frac{Q_p}{S} = (1 - \phi) \bar{u}_p$.

4.2.2 Équations de conservation

Cet écoulement diphasique peut être décrit par la conservation de quatre équations : le nombre de particules, la quantité de mouvement des particules, la quantité de mouvement de l'air, et le débit volumique d'air.

Conservation du nombre de particules

Aucune particule n'est éjectée hors du volume de contrôle par la surface latérale, donc les particules qui entrent par la surface $S(y)$ doivent se retrouver en sortie à la surface $S(y + \delta_y)$:

$$(Sn\bar{u}_p)(y) - (Sn\bar{u}_p(y + \delta_y)) = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{d}{dy}(\phi\bar{u}_p) = 0. \quad (4.15)$$

L'équation de conservation de la matière prend la forme :

$$\frac{d}{dy}(n\bar{u}_p) = 0. \quad (4.16)$$

En intégrant, nous obtenons :

$$\phi\bar{u}_p = q_0, \quad (4.17)$$

où $q_0 = \frac{Q_m}{\rho_b \pi r_0^2}$ est le flux de particules à la sortie de la trémie, r_0 est le rayon de l'orifice de sortie, et ρ_b la masse volumique apparente tassée de la poudre.

Conservation de la quantité de mouvement des particules

Considérons une particule, le bilan lagrangien s'écrit :

$$m \frac{d}{dt} (u_p) = mg + F_D, \quad (4.18)$$

où F_D est définie par l'équation (4.6).

Dans une première approche, le coefficient de traînée peut être pris égal à $C_y = \frac{24}{Re}$ correspondant à l'écoulement de Stokes (Section 4.1.3 page 78). Toutefois, les premières modélisations ont montré que le nombre de Reynolds de la particule était supérieur à l'unité. La solution de Stokes n'est donc plus valable. Les expériences de Schiller et Nauman (Clift et al., 1978) ont montré que la loi de Stokes pouvait être étendue à des Reynolds basés sur le diamètre de la particule allant jusqu'à 800, en prenant :

$$C_y = \frac{24}{Re} (1 + 0,15Re^\gamma) \quad Re < 800, \quad (4.19)$$

où $\gamma = 0,687$. Cette expression est égale à celle de Stokes quand Re tend vers zéro.

La force de traînée agissant sur un groupe de particules est supérieure à celle agissant sur une particule isolée. Il est donc important de prendre en compte l'effet de groupe lié au nuage de particules. Pour ce faire, exprimons l'effet de concentration sur la vitesse relative u_o entre l'air et les particules par (Maude, 1958) :

$$\bar{u}_0 = \frac{\bar{u} - \bar{u}_p}{(1 - \phi)^{(\beta-1)}}, \quad (4.20)$$

où $\beta = 5,5$.

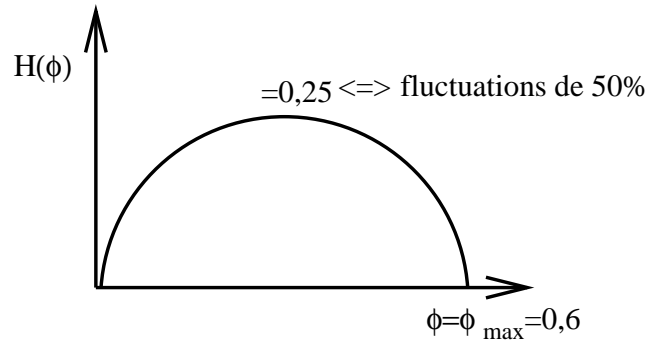
Quand la fraction volumique de particules ϕ tend vers zéro, la vitesse relative \bar{u}_0 tend vers $\bar{u} - \bar{u}_p$. Avec la hauteur de chute, la fraction volumique de particules diminue, ce qui permet à la force de traînée agissant sur le nuage de particules de diminuer. La force de traînée pour ce nuage de particules s'écrit :

$$F_D = 6\pi\mu \frac{d}{2} \frac{(\bar{u} - \bar{u}_p)}{(1 - \phi)^{(\beta-1)}} (1 + 0,15Re^\gamma). \quad (4.21)$$

Le transfert de quantité de mouvement entre l'air interstitiel et les particules, lié aux fluctuations de vitesse, peut être modélisé par la quantité H fonction de la fraction volumique de particules tel que (Batchelor, 1988) :

$$\rho_p \bar{u}_p^2 = \rho_p H(\phi) (\bar{u}_p^2), \quad (4.22)$$

où la fonction sans dimension $H(\phi)$ varie quadratiquement avec l'augmentation de la fraction volumique de particules : il n'y a pas de fluctuation en l'absence d'interaction hydrodynamique entre les particules, donc H tend vers zéro quand ϕ tend vers zéro.


 FIG. 4.2 – Diagramme de la fonction H .

Dans l'autre cas extrême, quand ϕ approche de la compacité maximale ϕ_{cp} , les fluctuations de vitesse doivent encore être nulles, ce qui se traduit par H tend vers zéro quand ϕ tend vers ϕ_{cp} . La compacité maximale est prise égale à 0,6, ce qui correspond à la compacité maximale d'un lit de grains constitué de sphères parfaites et identiques. La fonction $H(\phi)$ admet un maximum égal à 0,25 pour lequel les fluctuations de vitesse sont de 50 % en moyenne (FIG. 4.2). Batchelor proposa l'expression suivante pour $H(\phi)$:

$$H(\phi) \approx \frac{\phi}{\phi_{cp}} \left(1 - \frac{\phi}{\phi_{cp}} \right). \quad (4.23)$$

Finalement, l'équation de quantité de mouvement pour les particules s'écrit :

$$\bar{u}_p \frac{d\bar{u}_p}{dy} = g + \frac{6\pi\mu a}{m} \frac{(\bar{u} - \bar{u}_p)}{(1 - \phi)^{(\beta-1)}} (1 + 0,15Re^\gamma) - \frac{1}{\phi\rho_p} \frac{d}{dy} \left(\phi\rho_p \frac{\phi}{\phi_{cp}} \left(1 - \frac{\phi}{\phi_{cp}} \right) \bar{u}_p^2 \right). \quad (4.24)$$

Conservation de la quantité de mouvement de l'air

Lors d'un procédé de chute libre de particules, l'air ambiant est induit dans le panache, et s'incorpore à l'écoulement de matière. L'augmentation de la quantité de mouvement vertical de l'air entraîné est pilotée par la force de traînée exercée sur les particules en chute libre.

Un bilan eulérien sur une tranche d'air d'épaisseur δ_y donne :

$$\frac{d}{dy} [\rho_a S (1 - \phi) \bar{u}^2] \delta_y = -F_D n S \delta_y. \quad (4.25)$$

Afin de s'affranchir de la géométrie cylindrique et de considérer que localement la surface du noyau est plane, supposons que l'épaisseur caractéristique de diffusion visqueuse est faible. La zone de cisaillement entre l'air contenu dans le noyau et l'air ambiant est assimilée à une couche limite laminaire de type Blasius (FIG. 4.3 page suivante). L'équation de conservation se met donc sous la forme :

$$\frac{d}{dy} [\rho_a S (1 - \phi) \bar{u}^2] \delta_y = -F_D n \pi R^2 \delta_y + \sigma_p 2\pi R \delta_y, \quad (4.26)$$

où R est le rayon du noyau pris égal au rayon de l'orifice de sortie de la trémie, et σ_p est la contrainte pariétale égale à $\sigma_p = -0,332\rho_a\nu_a^{\frac{1}{2}}y^{-\frac{1}{2}}\bar{u}^{\frac{3}{2}}$ dans le cas d'une couche limite de Blasius, ν_a étant la viscosité cinématique de l'air.

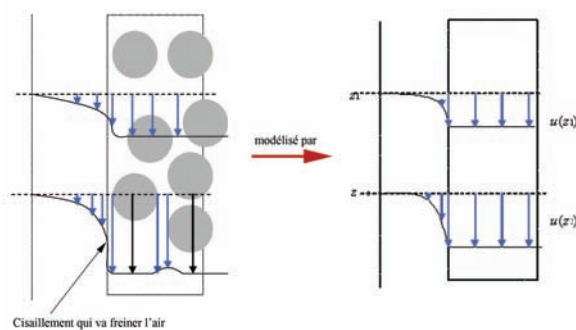


FIG. 4.3 – Frottement air-air à la limite de la colonne.

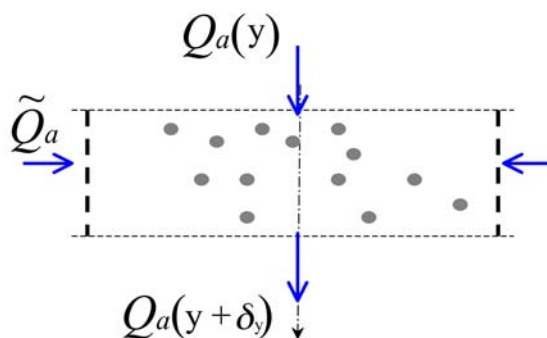


FIG. 4.4 – Conservation du flux d'air.

Conservation du débit volumique d'air

La différence entre le débit d'air sortant $Q_a(y + \delta_y)$ et le débit d'air entrant $Q_a(y)$ dans la tranche d'air, est égale au débit d'air induit \tilde{Q}_a (FIG. 4.4), ce qui s'écrit :

$$\tilde{Q}_a = Q_a(y + \delta_y) - Q_a(y) = \pi R^2 [(1 - \phi)\bar{u}(y + \delta_y) - (1 - \phi)\bar{u}(y)]. \quad (4.27)$$

4.2.3 Système d'équations gouvernant l'écoulement diphasique

Le système décrivant cet écoulement diphasique air-poudre avec le respect de la continuité, de la conservation de la quantité de mouvement des particules et de la quantité de mouvement de l'air, se met sous la forme :

$$\begin{cases} \bar{u}_p \frac{d\bar{u}_p}{dy} = g + \frac{6\pi\mu a}{m} \frac{(\bar{u} - \bar{u}_p)}{(1 - \phi)^{(\beta-1)}} (1 + 0,15Re^\gamma) - \frac{1}{\phi\rho_p} \frac{d}{dy} \left(\phi\rho_p \frac{\phi}{\phi_{cp}} \left(1 - \frac{\phi}{\phi_{cp}} \right) \bar{u}_p^2 \right), \\ \frac{d}{dy} [(1 - \phi)\bar{u}^2] = -\frac{6\pi\mu a}{m} \frac{(\bar{u} - \bar{u}_p)}{(1 - \phi)^{(\beta-1)}} \frac{\rho_p}{\rho_a} \phi (1 + 0,15Re^\gamma) - \frac{0,664\pi}{R} \nu^{\frac{1}{2}} y^{-\frac{1}{2}} \bar{u}^{\frac{3}{2}}. \end{cases} \quad (4.28)$$

Afin d'adimensionner ce système, trois échelles de références ont été choisies :

- Échelle de longueur : $\tau_r^2 g$ (longueur nécessaire à une particule pour atteindre sa vitesse terminale).

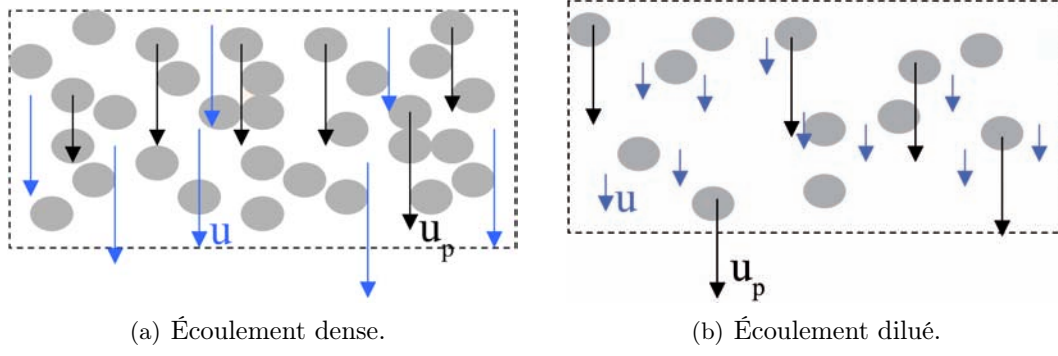


FIG. 4.5 – Schématisation de la colonne de grains.

- Échelle de temps : τ_r (temps de relaxation d'une particule).
- Échelle de vitesse : $\tau_r g$ (vitesse terminale d'une particule).

Deux nombres sans dimension peuvent être dégagés : l'un faisant intervenir le rapport $\frac{\rho_p}{\rho_a}$ qui varie peu dans notre étude, et un autre très pertinent pour notre modèle $Q = \frac{q_0}{\tau_r g}$.

Le système adimensionné prend donc la forme suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q = \phi \bar{u}_p^*, \\ \frac{d\bar{u}_p^*}{dy^*} = \frac{\phi_{cp}^2 \bar{u}_p^{*2}}{\phi_{cp}^2 \bar{u}_p^{*2} + Q} \left(\frac{1}{\bar{u}_p^*} + \bar{u}_p^{*\beta-2} \frac{(\bar{u}^* - \bar{u}_p^*)}{(\bar{u}_p^* - Q)^{\beta-1}} \alpha \right), \\ \frac{d\bar{u}^*}{dy^*} = \frac{-Q}{2\bar{u}^* (\bar{u}_p^* - Q)} \left[\frac{\phi_{cp}^2 \bar{u}_p^{*2}}{\phi_{cp}^2 \bar{u}_p^{*2} + Q} \left(1 + \bar{u}^{*\beta-1} \frac{(\bar{u}^* - \bar{u}_p^*)}{(\bar{u}_p^* - Q)^{\beta-1}} \alpha \right) + \bar{u}_p^{*\beta-1} \frac{(\bar{u}^* - \bar{u}_p^*)}{(\bar{u}_p^* - Q)^{\beta-1}} \frac{\rho_p}{\rho_a} \alpha \right] \\ \quad - \frac{0,49\lambda}{\bar{u}_p^* - Q} \left(\frac{\rho_p}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\bar{u}^*}{y^*} \right)^{\frac{1}{2}} \bar{u}_p^*. \end{array} \right. \quad (4.29)$$

avec $\alpha = 1 + 0,15 \left(\frac{\rho_a}{\mu_a} 2a\tau_r g \frac{\|\bar{u}^* - \bar{u}_p^*\| \bar{u}_p^{*\beta-1}}{(\bar{u}_p^* - Q)^{\beta-1}} \right)^\gamma$, $\gamma = 0,687$ and $\lambda = \frac{d}{2R}$.

4.2.4 Représentation graphique

Effet du nombre adimensionnel Q

Afin d'estimer les effets du nombre adimensionnel $Q = \phi \bar{u}_p^*$, les profils de vitesse des particules et de l'air ont été estimés pour deux cas extrêmes du nombre Q (FIG. 4.6 page suivante), en fonction de la hauteur de chute adimensionnée. Au niveau de l'orifice de sortie de la trémie, pour une vitesse des particules fixée, le nombre Q est fonction de la fraction volumique ϕ_0 .

Quand la fraction volumique de particules à la sortie de la trémie est proche de la capacité maximale, l'air est emprisonné entre les particules et n'a donc aucune possibilité

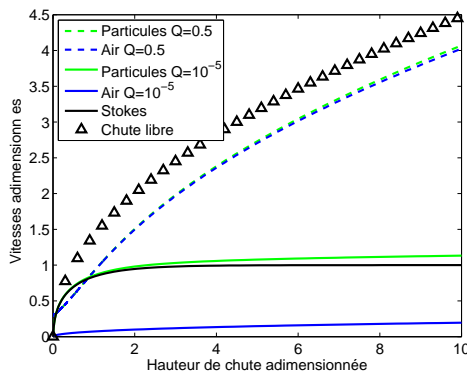


FIG. 4.6 – Distribution de vitesse pour $Q = 0,5$ et $Q = 10^{-5}$.

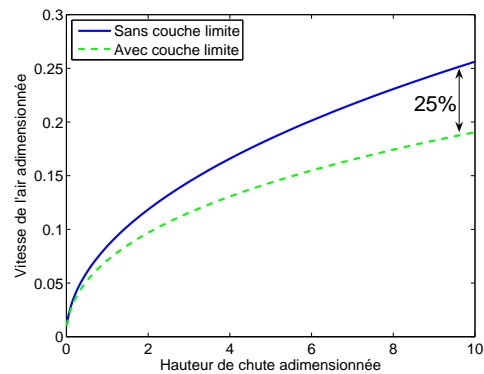


FIG. 4.7 – Influence de la couche limite sur le profil de vitesse de l'air.

de mouvement (FIG. 4.5(a) page précédente). Quand $Q = 0,5$, le profil de vitesse de l'air est pratiquement confondu avec celui des particules. Les particules en chute ne peuvent donc pas être freinées par l'air en mouvement. Les particules sont uniquement ralenties par l'air environnant autour de la colonne au niveau de la couche limite, ce qui permet aux particules d'avoir une vitesse relativement proche de la vitesse de chute libre.

Au contraire, quand la porosité est maximale à la sortie de la trémie, il n'y a plus d'interaction entre les particules, l'air peut circuler librement entre les particules de la colonne (FIG. 4.5(b) page précédente), et donc dissiper leur énergie cinétique. Quand $Q = 10^{-5}$, la vitesse de l'air est très faible, proche de zéro. Les particules sont quasiment isolées les unes des autres, l'effet de concentration du nuage de grains qui augmente la vitesse n'agit plus, et la vitesse des particules est proche de la vitesse de Stokes.

Effet de la couche limite

Le frottement entre l'air induit dans le jet et l'air au repos autour de la colonne, a été modélisé par une couche limite laminaire de type Blasius sur plaque plane.

La figure (4.7) présente l'effet de la prise en compte de cette couche limite sur la vitesse de l'air. Ce frottement visqueux va diminuer de 25 % la vitesse de l'air pour un écoulement dilué, ce qui se répercute par une diminution sur la vitesse des particules de 5 %. Cette dissipation d'énergie augmente avec la hauteur de chute.

Cette diminution est très peu perceptible pour des écoulements denses (environ 0,3 % pour la vitesse de l'air et des particules). En effet, quand l'écoulement est dense, l'air est emprisonné par le nuage de particules et peut difficilement être freiné par l'air ambiant au repos.

Effet de la correction sur le terme de traîné

La solution de Stokes est uniquement valable pour des nombres de Reynolds basés sur le diamètre de la particule et faibles devant l'unité. Or, les premiers calculs montrent que le nombre de Reynolds est de l'ordre de la dizaine. L'expression de la traînée de Stokes n'étant plus valable, une correction a été nécessaire.

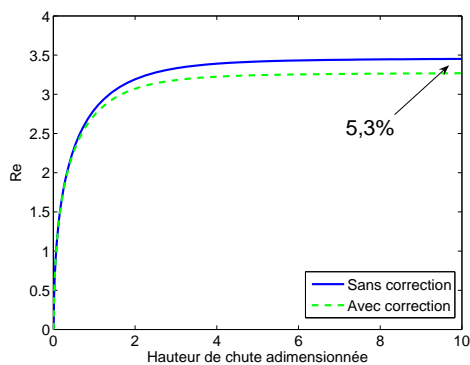


FIG. 4.8 – Influence de la correction de la traînée sur le nombre de Reynolds, $Q = 10^{-5}$.

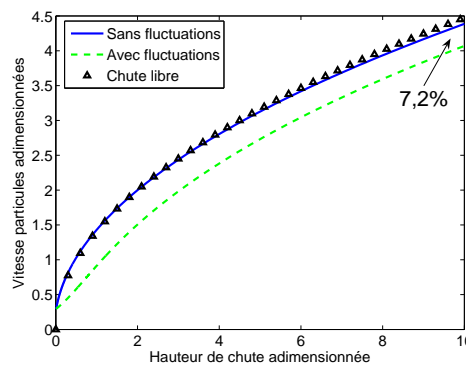


FIG. 4.9 – Influence des fluctuations de vitesse sur le profil de vitesse des particules, $Q = 0,5$.

Le graphe (4.8) présente l'influence de la correction Schiller et Nauman sur le nombre de Reynolds de l'écoulement. Comme nous l'avions prédit, le nombre de Reynolds est supérieur à l'unité, ce qui justifie cette correction. Cette correction a pour effet d'augmenter la force de traînée, et de diminuer le nombre de Reynolds de plus de 5 % pour un écoulement dilué, ce qui se traduit par une diminution de la vitesse des particules de 4 % et une augmentation de 2,5 % de la vitesse de l'air.

4.2.5 Effet de la prise en compte des fluctuations

La prise en compte des fluctuations de vitesse des particules engendre une diminution de 7,2 % de la vitesse de l'air et des particules (FIG. 4.9). La diminution est la même pour les vitesses de l'air et des particules, car l'écoulement est dense et leurs vitesses sont confondues.

En revanche, pour des écoulements dilués, les fluctuations de vitesse n'induisent aucune modification sur la vitesse de l'air ou des particules, car l'intensité de ces fluctuations augmente avec la fraction volumique de particules de l'écoulement (équation 4.23 page 83). Donc, quand l'écoulement est dilué, ϕ est proche de zéro.

4.3 Comparaison modèle diphasique - modèle de Liu

4.3.1 Écoulement dense

Nous avons démontré (Chapitre 3 "Travail de Liu") que le modèle de Liu était le modèle de la littérature qui décrivait le mieux la chute d'un panache de poudre, en étant cependant dépendant d'une constante d'entraînement. Le modèle diphasique mis en place ici est, quant à lui, indépendant de cette constante. Afin de valider ce modèle et de confronter les hypothèses restrictives le définissant, nous allons le comparer à celui de Liu. Toutefois, Liu n'a validé son modèle que pour certains cas, et exclusivement sur les prédictions de l'air induit. La comparaison se limitera donc à ces cas précis.

Les valeurs du modèle de Liu ne sont pas adimensionnées, donc par souci de clarté les valeurs du modèle diphasique proposé seront dimensionnées. Le graphe (4.10) présente les

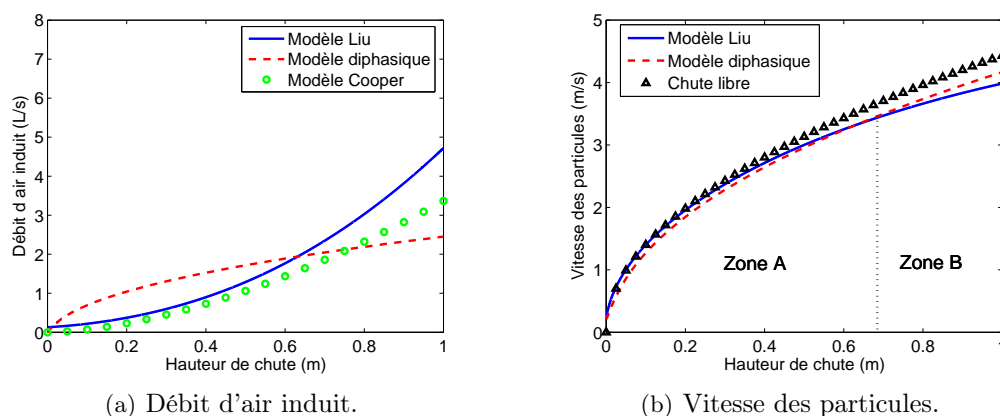


FIG. 4.10 – $Q_m = 131 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $d = 96 \text{ } \mu\text{m}$, $\rho_p = 2465 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$, $\rho_b = 1010 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$, $r_0 = 14 \text{ mm}$, $\alpha = 0,0196$.

valeurs prédites par le modèle diphasique et par celui de Liu pour un écoulement dense, dont le débit massique est important. La poudre utilisée, de l'ordre du micron, a une constante α faible, ce qui peut laisser supposer un faible élargissement du panache.

Le modèle diphasique est relativement proche de celui de Liu et de celui de Cooper. Toutefois, deux points importants sont à relever. D'une part, le modèle diphasique évolue avec la hauteur de chute à la puissance n , inférieure à 1, alors que celui de Liu et celui de Cooper évoluent à la puissance $5/3$. D'autre part, à partir de 70 cm de hauteur de chute, la valeur du débit d'air induit du modèle diphasique devient inférieure à celle de Liu, et cette différence semble augmenter fortement avec la hauteur de chute. Une comparaison de la vitesse des particules décrite par ces deux modèles (FIG. 4.10(b)) montre exactement le même phénomène. Les vitesses sont confondues et proches de la vitesse de chute libre jusqu'à 70 cm de hauteur de chute (zone A). À partir de cette distance, le gradient de la vitesse de Liu diminue fortement, alors que celui du modèle diphasique reste quasiment constant (zone B). Le modèle diphasique ne semble pas décrire la diminution de l'accélération des particules due à l'augmentation de la porosité dans le panache.

4.3.2 Écoulement dilué

Afin de corroborer cette théorie, une comparaison dans le cadre d'un écoulement dilué, avec un élargissement plus important faisant apparaître cette diminution du gradient de vitesse plus rapidement, est essentielle. La figure (4.11(a)) présente le cas d'une poudre en écoulement, avec une constante α plus importante que précédemment, dont le débit massique est faible.

Le débit d'air induit, fourni par le modèle diphasique, est excessivement faible et bien inférieur à celui de Liu. L'explication de ce phénomène se retrouve sur le graphique (4.11(b)). La vitesse des particules du modèle de Liu et de notre modèle sont en accord dans la zone A où le gradient de vitesse est important, permettant à la vitesse des particules de coïncider avec la vitesse de chute libre. En revanche, dès que la hauteur de chute passe dans la zone B (à partir de 10 cm), le gradient de la vitesse de Liu diminue jusqu'à devenir négatif, engendrant une diminution de la vitesse des particules vers une vitesse terminale que le modèle diphasique proposé ne peut prédire. En effet, si nous cherchons une solution

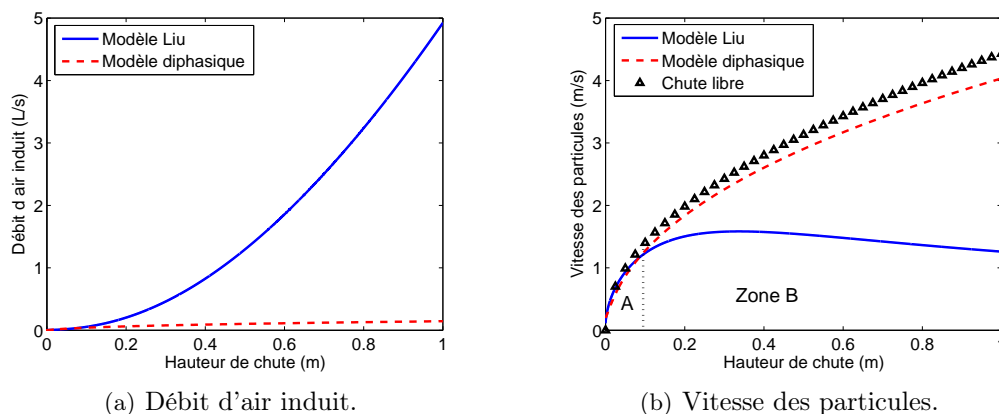


FIG. 4.11 – $Q_m = 2,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $d = 116 \text{ } \mu\text{m}$, $\rho_p = 1487 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$, $\rho_b = 512 \text{ kg} \cdot \text{m}^3$, $r_0 = 3,5 \text{ mm}$, $\alpha = 0,0327$.

d'équilibre du système couplant la conservation de la quantité de mouvement de l'air et des particules, pour laquelle les vitesse de l'air et des particules atteignent une vitesse terminale, l'équation (4.25) impose une égalité de ces deux vitesses, ce qui se répercute sur l'équation (4.18) par une accélération gravitationnelle g égale à zéro. Or, il est impossible que l'accélération gravitationnelle soit nulle car c'est le moteur de l'écoulement.

Le modèle diphasique décrit est pertinent pour des écoulements très denses ou dans une zone relativement proche de l'orifice de sortie, où l'élargissement du panache est quasiment nul. Ceci s'explique par les hypothèses restrictives prises comme point de départ du modèle : le rayon de la colonne de grains est supposé constant et ne prend pas en compte l'élargissement du panache, et la concentration de particules est supposée constante sur une section du panache. Le modèle devrait prendre en compte la réduction de la section du noyau avec la hauteur de chute et l'augmentation de la largeur du panache, en incluant une variation de la concentration particulaire sur cette section.

Conclusion

Le modèle présenté dans ce chapitre s'affranchit de la constante d'entraînement de l'air α présente dans les modèles de panache classiques. Il décrit la chute d'une colonne de grains d'une trémie en prenant en compte les phénomènes physiques dominants : l'action de la gravité et de la résistance de l'air sur le mouvement des grains, et l'écoulement d'air induit par la chute des grains. Dans le cas stationnaire étudié, le système est basé sur deux équations différentielles, suivant la direction verticale, couplées par la force de traînée entre les grains.

De plus, à ce modèle de base ont été ajoutés : une correction sur le terme de traînée augmentant sa validité pour des nombres de Reynolds supérieurs à l'unité, la prise en compte des fluctuations de vitesse créant une diffusion des poussières vers l'extérieur de la colonne, et le développement spatial d'une couche limite laminaire traduisant le passage d'une vitesse de l'air non nulle dans le noyau, à une vitesse nulle à l'extérieur, par un fort cisaillement visqueux.

Ce modèle diphasique a mis en avant le rôle de la porosité initiale : si cette porosité est importante, l'entraînement de l'air est peu efficace, et la différence de vitesse entre les

grains et l'air reste grande. Inversement, si la porosité initiale est faible, l'air est entraîné efficacement, et la différence de vitesse est faible. En outre, les effets de la correction de traînée, des fluctuations de vitesse et de la couche limite ont été quantifiés sur les vitesses.

Une confrontation du modèle diphasique avec celui de Liu a permis de pointer les limites de cette simulation. En effet, le modèle présenté décrit relativement bien la quantité d'air induit dans le jet pour des écoulements denses. En revanche, cet accord n'est plus vrai pour des écoulements plus dilués à forte expansion, où la vitesse de l'air tend rapidement vers une vitesse terminale de chute. Le modèle élaboré pour la chute d'une colonne de grains proche de l'orifice de sortie de la trémie, est rapidement mis en défaut dès que la hauteur de chute augmente fortement ou dès que la colonne s'élargit en panache. Les hypothèses de départ supposant une section du noyau constante et homogène en concentration, ne sont plus valables.

Le modèle diphasique présenté nécessite d'être amélioré pour mieux prédire l'écoulement sur des hauteurs importantes. L'hypothèse de section constante du noyau doit être changée pour décrire l'expansion et le comportement du panache. Enfin, il paraît également important d'implanter dans le modèle une distribution bi-modale de granulométrie : d'une part des grains de quelques dizaines de micromètres, qui jouent un rôle majeur dans l'accélération de la colonne et de l'air ambiant, et d'autre part des poussières de diamètre inférieur à dix micromètres, qui suivent les mouvements de l'air sans dynamique propre, et modifient seulement sa masse volumique apparente.

Nomenclature

Symboles grecs :

ε : porosité du milieu	[-]
μ_a : viscosité dynamique de l'air	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]
μ_p : viscosité dynamique de la phase solide	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]
ν_a : viscosité cinématique de l'air	[$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]
ϕ : fraction volumique de particules	[-]
ϕ_{cp} : compacité maximale du milieu	[-]
Φ_μ : rapport des viscosités phase solide-gazeuse	[-]
Φ_ρ : rapport des masses volumiques phase solide-gazeuse	[-]
ρ_a : masse volumique de l'air	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]
ρ_b : masse volumique apparente tassée du lit de poudre	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]
ρ_p : masse volumique d'une particule	[$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]
σ_p : contrainte pariétale	[$\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$]
τ_r : temps de relaxation	[s^{-1}]

Symboles romans :

\mathcal{A}_p : surface de la particule	[m^2]
C_y : coefficient de traînée	[-]
d : diamètre des particules	[m]
F_f : résultante des forces exercées par l'air sur la particule	[N]
F_D : force de traînée	[N]
F_g : force de flottabilité	[N]
g : accélération gravitationnelle	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$]
m_p : masse d'une particule	[kg]
n : nombre de particules	[-]
q : flux de particules	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
q_a : flux d'air	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
\tilde{Q}_a : débit d'air induit dans le panache	[$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$]
Q : nombre adimensionnel	[-]
Q_a : débit volumique d'air	[$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$]
Q_m : débit massique de particules	[$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$]
Q_p : débit volumique de particules	[$\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$]
R : rayon du noyau	[m]
Re : nombre de Reynolds basé sur le diamètre des particules	[-]
r_o : rayon de l'orifice de sortie de la trémie	[m]
S : section du noyau	[m^2]
u : vitesse de l'air entraîné dans le jet	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
u_p : vitesse des particules	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
u_{St} : vitesse de Stokes	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
v : composante radiale de la vitesse de l'air	[$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
\mathcal{V}_p : volume d'une particule	[m^3]
z : hauteur de chute	[m]

Figures

4.1	Volume de contrôle.	80
4.2	Diagramme de la fonction H	83
4.3	Frottement air-air à la limite de la colonne.	84
4.4	Conservation du flux d'air.	84
4.5	Schématisation de la colonne de grains.	85
	(a) Écoulement dense.	85
	(b) Écoulement dilué.	85
4.6	Distribution de vitesse pour $Q = 0,5$ et $Q = 10^{-5}$	86
4.7	Influence de la couche limite sur le profil de vitesse de l'air.	86
4.8	Influence de la correction de la traînée sur le nombre de Reynolds.	87
4.9	Influence des fluctuations de vitesse sur le profil de vitesse des particules.	87
	(a) Débit d'air induit.	87
	(b) Vitesse des particules.	87
4.10	Comparaison modèles : $Q_m = 131 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	88
4.11	Comparaison modèles : $Q_m = 2,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	89
	(a) Débit d'air induit.	89
	(b) Vitesse des particules.	89

Deuxième partie

Description et exploitation du pilote expérimental

Chapitre 5

Dispositif expérimental



L'étude d'un jet de poudre produit lors d'opérations de déversement a nécessité la conception et la réalisation d'un dispositif expérimental reproduisant des expériences les plus proches possibles des conditions industrielles. La conception du pilote s'est fortement appuyé sur les travaux de Liu et les expériences qu'il a pu réaliser, tout en présentant de fortes innovations du point de vue du pilote, de la métrologie mise en place et enfin du type de poudre utilisée.

Sommaire

Résumé	97
Introduction	99
5.1 Pilote expérimental	99
5.1.1 Armature	99
5.1.2 Silo	99
5.1.3 Enceinte	100
5.1.4 Convoyeur pneumatique	101
5.1.5 Aéraulique du pilote	101
5.2 Métrologie expérimentale	102
5.2.1 Vélodimétrie par Images de Particules ou PIV	102
5.2.2 Granulométrie optique	108
5.2.3 Capteurs électroniques	112
5.3 Poudre utilisée	113
5.3.1 Granulométrie	113
5.3.2 Caractéristiques du gel de silice	114
5.3.3 Potentiel électrostatique	115
Conclusion	116
Table des figures	117

Introduction

Ce pilote expérimental a été conçu afin de pouvoir reproduire des situations industrielles de manipulations générant de fortes émissions de poussières au cours de la vidange de conteneurs. Le dispositif expérimental doit permettre d'une part de comprendre l'interaction air-poudre et de quantifier l'émission de poussière générée, et d'autre part de servir de base de données pour guider et alimenter la modélisation numérique.

Liu a mené de nombreuses expériences sur le déversement de poudre (Chapitre 3 "Travail de Liu") en utilisant un dispositif expérimental fonctionnant depuis une dizaine d'années. La conception de notre pilote expérimental a été guidée par le pilote utilisé par Liu, auquel un certain nombre d'améliorations ont été apportées. L'analyse approfondie des résultats obtenus par Liu, ainsi que des qualités et des faiblesses de son montage, a permis de concevoir et de réaliser un pilote performant et innovant répondant à des besoins précis.

Ce chapitre est une description précise du dispositif expérimental mis en place permettant d'étudier les émissions de poussières au cours du déversement de poudre, au travers du bâti expérimental, de la métrologie utilisée et de la poudre sélectionnée.

5.1 Pilote expérimental

5.1.1 Armature

L'armature conçue a été pensée pour être adaptable à différentes configurations expérimentales, et être facilement modifiable (FIG. 5.1 page suivante). La structure est très légère, composée uniquement de barres en aluminium. Grâce à sa souplesse de modification et à la légèreté de ses composants, cette armature prévue initialement pour accueillir un silo, est capable de porter deux silos superposés ou tout autre matériel pouvant déverser des poudres, tel qu'un lit fluidisé ou un doseur volumétrique à vis.

Cette armature permet de faire varier la hauteur de chute, paramètre fondamental de la quantité de poussières émises. Un monte-charge, sur lequel repose l'enceinte de mesure, permet de faire varier sa hauteur de ± 50 cm.

5.1.2 Silo

La poudre est stockée dans un silo d'une capacité de 20 litres, dont les parois en plexiglas permettent de visualiser la hauteur du lit de poudre. Ce silo se termine par une partie convergente réalisant un angle de 30° avec la verticale (FIG. 5.2 page 101). La poudre se déverse du silo par un orifice circulaire placé à l'extrémité du convergent. Différents convergents de même pente sont ajustables, permettant de faire varier le diamètre de l'orifice de sortie et par conséquent le débit massique de poudre. Le diamètre D_0 de ces orifices compris entre 6 mm et 25 mm donne accès à des débits massiques compris entre $0,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ et $30 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, pour les poudres utilisées dans notre étude.

Au cours des différents tests réalisés, des fluctuations ont été observées au niveau du débit massique de poudre provenant de l'orifice de sortie du silo. Ces fluctuations sont dues à

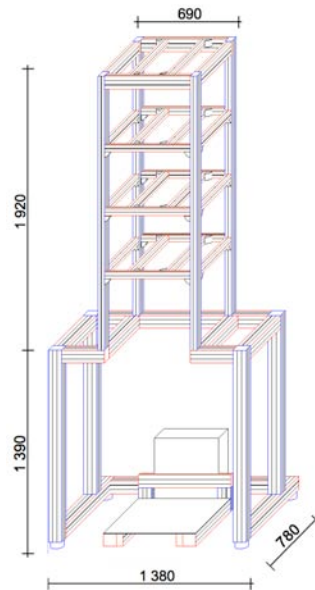


FIG. 5.1 – Armature du banc expérimental.

la présence de pressions d'air résiduelles entre les particules, bloquant le flux de matière. En effet, des gradients de pression à l'intérieur du lit de poudre peuvent engendrer des oscillations de l'écoulement (Wu et al., 1993), (Veje and Dimon, 2001). Le milieu poreux fait obstacle au mouvement de l'air (Mobius, 2006). Ce phénomène est très important pour notre étude car il se manifeste essentiellement pour des particules dont la taille est inférieure à $100 \mu\text{m}$.

Afin de diminuer ce phénomène, un tube creux en inox, de 6 mm de diamètre interne, relié à l'air libre a été disposé à l'intérieur du silo. L'extrémité basse de ce tube est située quelques millimètres au-dessus de l'orifice de sortie (FIG. 5.2 page suivante). L'utilisation de ce tuyau a permis d'augmenter la coulabilité du lit de poudre et de limiter les oscillations du débit massique à $\pm 0,5 \%$ autour d'une valeur moyenne. Toutefois, les différentes études sur le signal du débit massique, entreprises à l'aide d'une FFT (Fast Fourier Transform), n'ont pas permis de dégager de période propre à ce phénomène de fluctuations, que ce soit avec ou sans tuyau dans le silo.

La poudre se déverse du silo dans une enceinte de mesure par un manchon de protection, afin d'éviter toute émission de poussières dans le laboratoire. Ce manchon en caoutchouc est extensible pour suivre les variations de hauteur du monte-charge.

5.1.3 Enceinte

Le panache de poudre se développe dans l'enceinte de mesure et impacte sur le fond. Cette enceinte est suffisamment large pour que le jet de poudre se développe sans interaction avec les parois latérales (FIG. 5.4 page 102). Elle est découpée en deux parties par une plaque en bois dont le diamètre de l'orifice central est variable, afin de distinguer les deux zones d'émissions de poussières : la chute et l'impact. Cette plaque, déjà présente sur le montage de Liu, empêche les particules mises en suspension à l'impact du jet de remonter dans le panache en chute et de le perturber, et permet également d'effectuer différentes mesures (Chapitre 6 "Caractérisation du panache"). Les parois transparentes en plexiglas permettent

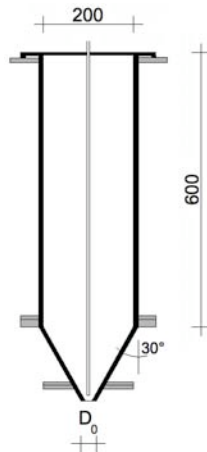


FIG. 5.2 – Silo en coupe.

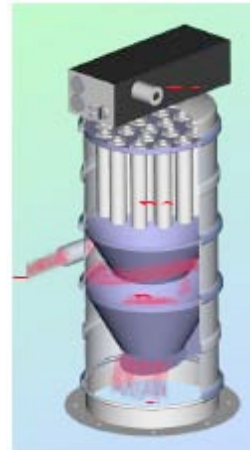


FIG. 5.3 – Convoyeur pneumatique.

d'effectuer des mesures optiques de vitesse et de granulométrie en ligne (Section 5.2 page suivante).

Après le déversement, la poudre est acheminée de l'enceinte dans le silo à l'aide d'un convoyeur pneumatique.

5.1.4 Convoyeur pneumatique

Un convoyeur pneumatique disposé sur le silo (FIG. 5.3), permet d'acheminer la poudre du fond de l'enceinte dans le silo en évitant tout risque pour l'opérateur (chute du haut de l'armature ou inhalation de poudre).

Le transport de la poudre s'effectue à l'aide d'une pompe à vide, dont le vide est généré par la détente de l'air comprimé dans un Venturi, ce qui a pour avantage d'éliminer tout risque de contamination du produit par des huiles de lubrification.

5.1.5 Aéraulique du pilote

Une difficulté majeure de la conception du pilote a été de contrôler l'aéraulique du système. En effet, l'objectif de ce banc expérimental était de recréer un déversement de poudre dans des conditions industrielles où le panache se développe dans une source d'air infinie.

La figure (5.5) présente les mouvements d'air dans le dispositif expérimental : un signe positif correspond à un flux d'air entrant et un signe négatif correspond à un flux d'air sortant.

Quand la poudre chute, une dépression se crée à l'intérieur du silo. Deux événements ont été disposés sur la partie haute du silo afin de permettre à l'air d'entrer, et d'éviter la formation de cette dépression qui perturbe et peut même stopper l'écoulement.

Pour se développer, le panache a besoin de s'alimenter en air. Deux événements ont également été placés sur le haut de la boîte afin de créer une source infinie d'air pour le panache.

Enfin, quand le jet pénètre dans la partie basse de la boîte et produit un impact sur le fond, une surpression se crée correspondant au volume de poudre et au volume d'air induit

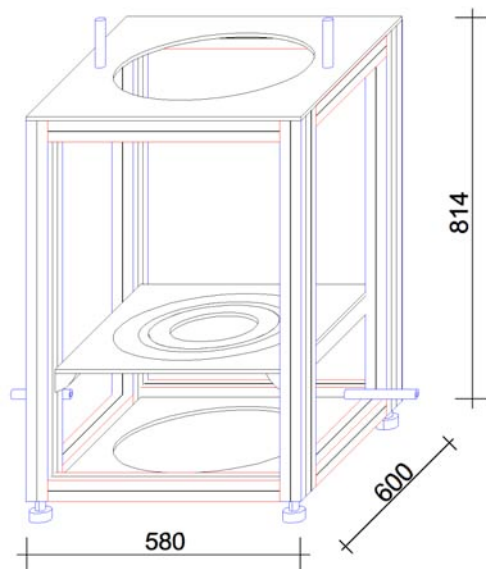


FIG. 5.4 – Enceinte de mesure.

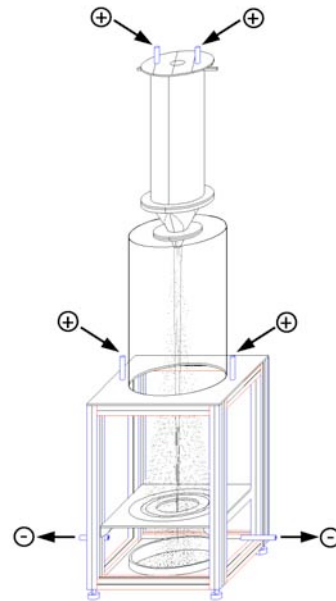


FIG. 5.5 – Flux d'air entrant \oplus et sortant \ominus au niveau des événements au cours du déversement.

dans le panache. Deux événements situés au niveau de la partie basse de la boîte, permettent à l'air de s'échapper, et d'éviter que cette surpression ne remonte dans la partie haute de la boîte et ne perturbe l'écoulement.

Ces six événements ont été dimensionnés en utilisant des capteurs de pression, afin de s'assurer que la différence de pression entre la partie du pilote où la mesure est effectuée (le silo par exemple) et l'air ambiant, soit nulle durant le déversement.

5.2 Métrologie expérimentale

La métrologie disposée sur le dispositif expérimental se décompose en deux parties : une partie optique comprenant des mesures de PIV et de granulométrie avec le Spraytec de Malvern Instrument (FIG. 5.6 page suivante), et une partie électronique constituée de capteurs et de leur chaîne d'acquisition.

5.2.1 Vélocimétrie par Images de Particules ou PIV

Depuis une vingtaine d'années, la Particle Image Velocimetry (PIV) a fait son apparition dans le monde scientifique. Cette technique de mesure présente trois caractéristiques. La première est qu'elle ne perturbe pas l'écoulement (contrairement à l'anémométrie fil chaud), car elle est non intrusive comme la Laser Doppler Velocimetry (LDV). En outre, cette technique, à la différence de la LDV, présente la caractéristique de pouvoir évaluer un champ instantané de vitesses plutôt qu'une vitesse en un point en fonction du temps. Enfin, avec la PIV, il est possible d'accéder à des quantités qui, autrefois, étaient impossibles à mesurer, telle que la vorticité instantanée.

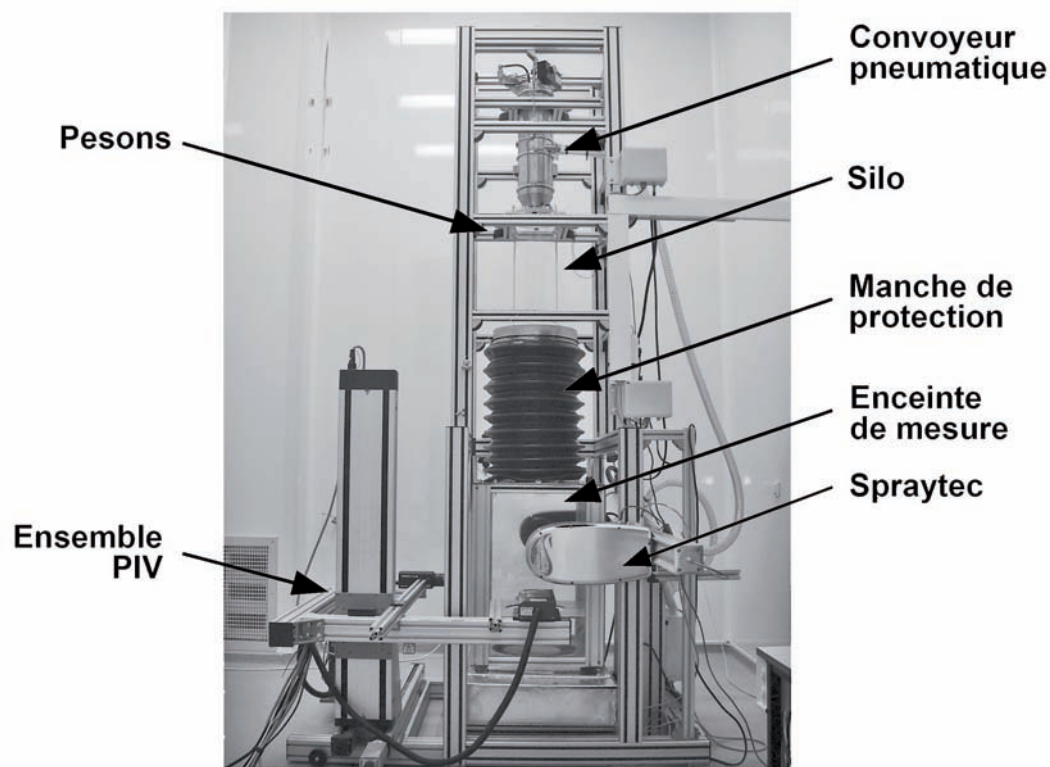


FIG. 5.6 – Photo du pilote expérimental.

Principe de la PIV

La Vélocimétrie par Images de Particules est basée, comme la Vélocimétrie Laser Doppler, sur la mesure de la vitesse de particules jouant le rôle de traceur dans le fluide. Toutefois, plutôt que de concentrer la lumière dans un petit volume de mesure, une tranche de l'écoulement est illuminée. Cet éclairage est produit à l'aide d'un feuillet lumineux très mince. Les particules servant de traceurs sont ainsi rendues visibles, et des images de ces particules à des instants successifs vont pouvoir être enregistrées. Le déplacement des traceurs est acquis par une analyse des images obtenues. La vitesse instantanée d'un fluide est donc mesurée par la détermination du déplacement de chaque traceur éclairé par un feuillet lumineux.

Techniques d'illumination

La première étape de mesure consiste à enregistrer les images. Cet enregistrement peut être aussi bien effectué avec de la lumière blanche qu'avec un laser. Toutefois, le laser permet de réaliser beaucoup plus aisément des feuillets minces. Il faut en effet éclairer uniquement une tranche de l'écoulement et le champ de vitesse obtenu correspondra au plan coïncident.

Dans toutes les applications dont les écoulements ont une vitesse supérieur à $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, un laser Nd-Yag est utilisé. Ce type de laser peut produire des émissions de 20 à 500 millijoules d'énergie, et des éclairages très brefs (environ 10 ns). Il peut assurer une séquence d'éclairage répétée à une fréquence de 10 à 20 Hz.

Le laser utilisé dans notre étude est un Nd-Yag délivrant une énergie de 30 mJ à une fréquence de 15 Hz pour une durée de pulse de 4 ns.

Saisies d'images

Un appareil photo (ou une caméra vidéo) est placé selon un axe perpendiculaire à la tranche laser. La pellicule (ou le capteur électronique) est impressionnée en activant le laser plusieurs fois avec un minimum de deux tirs. Les traceurs produisent ainsi deux images chacun, correspondant à leur position respective aux moments des tirs lasers.

Particules traceurs

Habituellement, des traceurs sont ajoutés à l'écoulement afin de le suivre. Ces particules ont une faible taille et une forme relativement sphérique, afin d'éviter des effets de portance dans les zones à fort gradient de vitesse. Toutefois, ces particules doivent produire suffisamment de lumière diffractée pour pouvoir assurer un enregistrement, et cela interdit l'usage de particules trop petites. Le plus souvent, les particules utilisées mesurent de 1 à 10 microns.

Dans notre étude, la phase solide de l'écoulement est naturellementensemencée en particules, puisque nous souhaitons accéder à la vitesse des particules de la poudre. Toutefois, en ce qui concerne la phase gazeuse, des recherches ont été menées pour évaluer la faisabilité de tracer l'écoulement d'air et de le cartographier. Il est légitime de supposer que les plus petites particules de poudre, celles qui se sont fractionnées et qui ont une taille typiquement de l'ordre du micron, suivront les mouvements de l'air.

Mais comment faire la différence entre ces petites particules et les plus grosses, à partir de quelle granulométrie est-il possible d'affirmer que ces particules suivent rigoureusement l'écoulement d'air ? Si l'écoulement est directementensemencé par des traceurs classiques d'écoulement gazeux, la principale difficulté réside dans la différenciation, sur les images prises, des traceurs de l'air et de la poudre en mouvement.

Une idée envisagée fut de mettre des traceurs fluorescents dans l'air qui réémettraient la lumière du laser avec une longueur d'onde différente. En appliquant un filtre approprié sur la caméra, il aurait été possible de ne voir que les traceurs de l'air. La rhodamine R590 présente l'avantage d'absorber la longueur d'onde de 532 nm du laser de la PIV, pour réémettre autour de 565 nm. Cette fluorescence peut donc être collectée via un filtre interférentiel approprié.

En principe, ce mode de collection devrait permettre de tracer les particules de rhodamine dans l'air en s'affranchissant de la longueur d'onde de 532 nm de la poudre, tout en ayant un fort signal puisque l'absorption de la rhodamine est élevée à cette longueur d'onde. Néanmoins, la toxicité de la rhodamine (cancérigène) combinée à l'échelle expérimentale importante nous a contraint à abandonner cette idée. L'utilisation de la PIV dans notre étude s'est donc limitée à cartographier la phase solide de l'écoulement. La vitesse de l'air induit dans le jet n'a pu être mesurée par le système de PIV.

La concentration des particules traceurs est un facteur essentiel dans les mesures PIV. Si la concentration des traceurs est trop élevée, le mode de diffusion de la lumière ne sera plus de

la PIV pure. Les traceurs ne seront plus visibles individuellement et le mode de travail sera dit de Vélocimétrie par “Speckle”. Dans ce cas, l’image présentera une apparence nuageuse avec des taches multiples qui se déplacent. Il n’est pas impossible de mesurer des vitesses dans ce mode, mais le rapport signal sur bruit est beaucoup plus faible qu’en mode PIV. Dans le mode PIV, la concentration est telle que les images individuelles des particules sont visibles.

Si la concentration est trop faible, les particules ne seront pas distribuées partout, et la vitesse ne pourra pas être obtenue en tous les points du champ étudié. Il est donc essentiel d’ajuster avec le plus grand soin la concentration de traceurs de telle sorte qu’elle soit la plus élevée possible mais sans entrer dans le mode de “Speckle”. En pratique, le mode de PIV est obtenu pour une concentration de 10^{10} à 10^{11} par m^3 , alors qu’il faut environ 10^{11} à 10^{12} particules par m^3 pour être en mode de “Speckle”.

Technique vidéo

Malgré sa haute résolution, la prise d’images par photographie présente de nombreux inconvénients pratiques tel que le délai entre la prise de vue et l’observation du résultat. Les progrès de la PIV sont donc passés par la technique vidéo. La caméra vidéo remplace l’appareil photo et est reliée à un ordinateur équipé d’une carte d’acquisition d’images. La caméra utilisée est une caméra à trames non-entrelacées PIVCAM 1030 modèle 630046 de Nikon, commercialisée par la société TSI.

Cette caméra peut fonctionner selon deux modes possibles : soit elle enregistre plusieurs images consécutives d’une particule sur une même image vidéo (le laser a été déclenché au moins deux fois) et le système fonctionne en auto-corrélation, soit elle est capable d’enregistrer une paire d’images séparées par un intervalle de 10 secondes minimum. Dans ce dernier cas, la première exposition est très courte, d’une durée de $255 \mu s$ (temps nécessaire au laser pour déclencher l’impulsion) et le système fonctionne en inter-corrélation. La deuxième exposition est beaucoup plus longue, 30 ms (temps nécessaire pour le transfert de la première image). La prise de paires d’images est privilégiée dans notre étude.

L’image enregistrée est recueillie par le capteur photosensible de la caméra CCD qui est constitué de cellules photosensibles carrées appelées pixels. L’image PIV porte des images de particules illuminées. La taille des images de particules est fixée par la limite de diffraction de l’objectif de la caméra. Les images que nous enregistrons ont une taille d’environ $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

La lumière diffusée par les particules impressionne les cellules photosensibles et laisse ainsi une trace de leur passage. Les particules apparaissent comme des points lumineux sur un fond noir. Ceci est appelé une “image analogique”. L’image bidimensionnelle peut alors être définie par une fonction-image $f(x, y)$ appelée “niveau de gris”, qui désigne la luminosité ou l’intensité de lumière au point (x, y) .

Méthode de traitement des images - Analyse numérique

La numérisation de l’image analogique est obtenue grâce à la conversion analogique numérique de la sortie du capteur CCD. Le convertisseur analogique-numérique permet d’échantillonner la fonction “image” en une matrice de point (x_i, y_i) et d’affecter à chaque point une valeur $f(x_i, y_i)$ relative à sa luminosité moyenne.

L'image numérique est ensuite divisée en un grand nombre de fenêtres de petite dimension. Le déplacement d'ensemble des traceurs est ensuite analysé, c'est-à-dire que le déplacement moyen des traceurs, fenêtre par fenêtre, est déterminé. Cette analyse est une auto-corrélation dans le cas de l'enregistrement multiple sur une image, et une inter-corrélation dans le cas de l'enregistrement sur des images successives.

L'auto-corrélation bidimensionnelle : la fonction de corrélation dérive de l'intégrale de convolution. La convolution d'une fonction $f(\vec{x})$ sur elle-même est donnée par :

$$f(\vec{x}) \otimes f(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{x}) \cdot f(\vec{x} - \vec{u}) d\vec{u}. \quad (5.1)$$

Si $f(\vec{x})$ est complexe et $f^*(\vec{x})$ est son complexe conjugué, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} f(\vec{x}) * f(\vec{x}) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{u}) \cdot f^*(\vec{u} - \vec{x}) d\vec{u}, \\ f(\vec{x}) * f(\vec{x}) &= \int_{-\infty}^{\infty} f^*(\vec{u}) \cdot f(\vec{u} + \vec{x}) d\vec{u}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

Le moyen le plus économique en temps afin d'obtenir les fonctions de corrélation est l'analyse de Fourier. Si une fonction $f(\vec{x})$ a une transformée $F(\vec{s})$, sa fonction d'auto-corrélation a pour transformée de Fourier : $|F(\vec{s})|^2$.

L'auto-corrélation peut ainsi être calculée à l'aide de deux transformées de Fourier. La première d'entre elles va nous donner l'équivalent des franges d'interférence connues sous le nom de franges de Young. La périodicité et l'orientation de ces franges sont obtenues à l'aide de la seconde transformée.

La fonction d'auto-corrélation présente trois principaux termes : $H(x, y)$ centré à l'origine, $H(\delta x, \delta y)$ et $H(-\delta x, -\delta y)$ qui sont décalés. La topologie de la fonction d'auto-corrélation permet d'obtenir le déplacement moyen des particules dans la fenêtre en cherchant la position du maximum de $H(x + \delta x, y + \delta y)$ ou de $H(x - \delta x, y - \delta y)$.

Toutefois, la symétrie de la fonction d'auto-corrélation par rapport à zéro entraîne une importante limitation : a priori nous ne savons pas quel pic choisir (FIG. 5.7 page ci-contre), car une ambiguïté existe sur la direction du déplacement. En effet, il est impossible sur le cliché enregistré de déterminer quelle image a été capturée la première. Un autre inconvénient découle de la présence du pic à l'origine. Pour des déplacements de petite amplitude, le sommet de corrélation correspondant se confondra avec le pic de zéro, et il sera impossible de déterminer son maximum.

L'inter-corrélation bidimensionnelle : elle se pratique sur deux fenêtres extraites de deux images enregistrées à deux instants successifs. Ces fenêtres occupent respectivement la même place dans l'image.

L'inter-corrélation $h(\vec{x})$ de deux fonctions réelles $f(\vec{x})$ et $g(\vec{x})$ peut être définie comme :

$$h(\vec{x}) = f(\vec{x}) * g(\vec{x}) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\vec{x}) \cdot g(\vec{x} - \vec{u}) d\vec{u}. \quad (5.3)$$

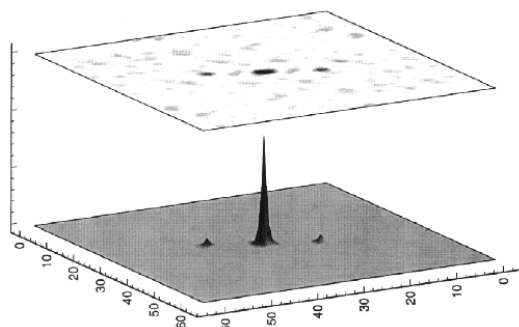


FIG. 5.7 – Carte d’auto-corrélation d’une fenêtre 64x64 pixels (Reithmuller, 2005).

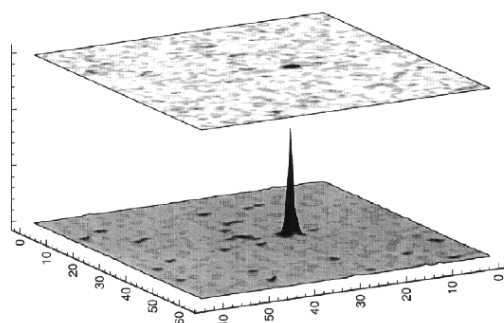


FIG. 5.8 – Carte d’inter-corrélation d’une fenêtre 64x64 pixels (Reithmuller, 2005).

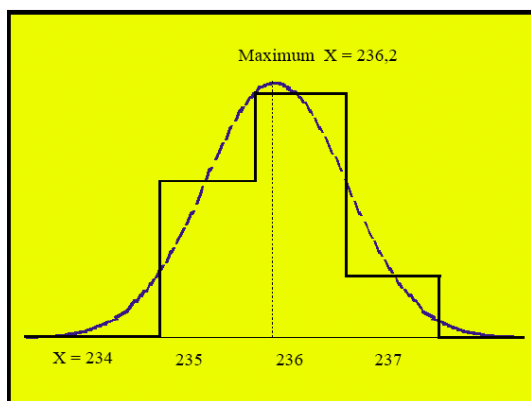


FIG. 5.9 – Interpolation sub-pixels par une fonction de Gauss.

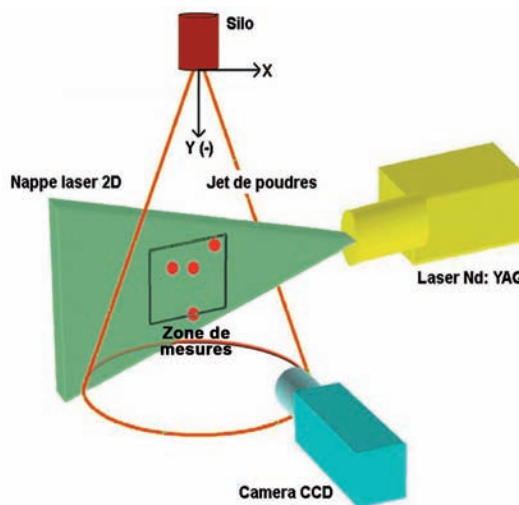


FIG. 5.10 – Schéma du montage PIV.

Pour les mêmes raisons que pour l’auto-corrélation, il est préférable d’avoir recours aux transformées de Fourier. La fonction d’inter-corrélation est obtenue en évaluant la transformée de Fourier du produit de la transformée de la première image multipliée par le complexe conjugué de la transformée de la seconde image.

L’inter-corrélation $G(x, y)$ est donc une fonction centrée en $(x + \delta x, y + \delta y)$, lieu du déplacement moyen. La fonction d’inter-corrélation (FIG. 5.8), contrairement à la fonction d’auto-corrélation, ne présente pas d’ambiguïté dans la direction du mouvement, puisqu’il n’y a qu’un seul pic. De plus, ce pic unique a une grande amplitude, ce qui permet à la méthode de présenter une plus grande immunité au bruit. Enfin, de petits déplacements sont également détectables puisqu’il n’y a aucun sommet à l’origine. L’absence de l’ambiguïté de direction découle du fait que l’ordre de prise des deux images est connu.

Cette comparaison entre la méthode d’auto-corrélation et celle d’inter-corrélation justifie fortement le choix de notre étude de travailler avec deux images inter-corrélées.

Détermination du déplacement des traceurs (interpolation sub-pixels) : le résultat du calcul de la corrélation est un nombre entier de pixels, ce qui limite la précision. En réalité, il est possible de déterminer le déplacement avec une résolution inférieure au pixel. Cet accroissement de résolution est obtenu en interpolant différentes valeurs entières

de la fonction de corrélation. Il faut tout d'abord déterminer la position du maximum. Les valeurs avoisinantes de cette fonction sont également calculées pour déduire le maximum sub-pixel par interpolation.

Différentes méthodes d'interpolation sont présentées dans la littérature. La première est la méthode du centroïde consistant à calculer le centre de gravité correspondant au maximum et aux pixels les plus proches. La deuxième méthode consiste à faire passer une parabole par les points proches du maximum. La troisième, la plus utilisée et sans doute la plus fiable, consiste à faire passer une fonction de Gauss par le pic de maximum de corrélation. Cette hypothèse est vérifiée dans la réalité. La figure (5.9) illustre cette méthode dans le cas d'une interpolation unidirectionnelle. Les valeurs discrètes obtenues sont visibles sur trois pixels.

Protocole de mesure

L'ensemble caméra et laser de l'installation PIV a été monté sur un banc motorisé, afin de pouvoir faire varier la mesure du champ de vitesse des particules dans le panache, en hauteur (axe Y) et en largeur (axe X), (FIG. 5.10 page précédente).

5.2.2 Granulométrie optique

L'analyse de la taille d'une particule (Allen, 1988) pose le problème de la description d'un objet à trois dimensions, à l'aide uniquement d'un seul nombre. Un seul et unique nombre est souhaitable pour estimer facilement et efficacement l'effet de la taille des grains de la poudre sur les mesures expérimentales.

Sphère équivalente

Pour une particule sphérique donnée, chercher à déterminer sa taille équivaut naturellement à mesurer son diamètre. Le problème devient beaucoup plus complexe si la particule a une forme quelconque. Ce problème peut être surmonté en définissant que la particule est équivalente en taille à une sphère dont la taille est définie uniquement par son diamètre. La figure (5.11) illustre ce point.

Ce schéma montre qu'une particule peut être équivalente à une particule sphérique en fonction de certains paramètres. La taille de ces différents diamètres équivalents n'est pas identique, donc une particule irrégulière n'aura pas une taille unique. Pour étudier la granulométrie, il convient de bien choisir quel type de diamètre est le plus pertinent pour l'étude.

Diamètre particules :

Voici une liste de diamètres utilisés en granulométrie optique :

- d_v : diamètre volumique équivalent = diamètre d'une sphère ayant le même volume que la particule,

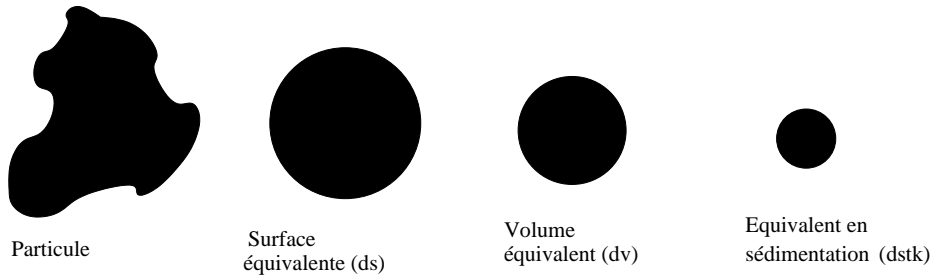


FIG. 5.11 – Concept de sphère équivalente.

- d_s : diamètre surfacique = diamètre d’une sphère ayant la même surface que la particule,
- d_{sv} : diamètre surface volume équivalent = diamètre d’une sphère ayant le même rapport surface/volume que la particule,
- d_{sth} : diamètre de Stokes = diamètre de chute libre d’une particule dans un fluide en écoulement laminaire, de nombre de Reynolds $R_e < 0,2$.

Distribution granulométrique

Dans bien des cas, la distribution obtenue prend la forme d’une distribution log-normale plutôt que d’une distribution normale (sauf, par exemple, pour des particules très monodisperses, un milieu polyphasique...) :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma_g \sqrt{2\pi}} e^{-\left(\frac{\ln^2(x/x_0)}{2\sigma_g^2}\right)}, \quad (5.4)$$

où σ_g est l’écart-type et x_0 la moyenne.

Différents types de distribution :

- Monodisperse : lorsque l’écart type est très faible (i.e. Dirac),
- Polydisperse : lorsque l’écart type est important (i.e. étalée),
- Mono-modale : lorsqu’elle présente un seul pic (ex : log-normale),
- Multi-modale : lorsqu’elle présente plusieurs pics (ex : superposition de plusieurs log-normales).

Diamètres moyens

Compte tenu des formes et de la complexité que peuvent prendre certaines particules, et de la nécessité de réduire le nombre de paramètres du problème, la définition d’un diamètre moyen et d’un écart-type devient nécessaire pour une population de particules données. Le diamètre moyen est le plus souvent un diamètre sphérique équivalent. Il correspond au diamètre moyen d’une population de particules en même nombre, de même surface moyenne ou de volume équivalent. De plus, le problème du choix d’un diamètre moyen “pertinent” se pose du point de vue de l’écoulement (inertie, traînée aérodynamique, etc.), des transferts (surface spécifique), des processus chimiques (volume spécifique).

De ce fait, en fonction de l'information recherchée, plusieurs diamètres moyens sont définis :

$$\langle d_q^p \rangle^{p-q} = \frac{\int_{r_{min}}^{r_{max}} d^p f(r) dr}{\int_{r_{min}}^{r_{max}} d^q f(r) dr}, \quad (5.5)$$

où $f(r)$, r_{min} , r_{max} définissent respectivement la forme et les bornes minimales et maximales de la distribution des rayons des particules mesurées.

Les diamètres les plus fréquemment utilisés sont :

- d_0^1 : le diamètre moyen nombre-longueur ou diamètre arithmétique ("moyenne classique" sans pondération).

$$X_{nl} = \frac{\sum dL}{\sum dN} = \frac{\sum x dN}{\sum dN}.$$

- d_0^2 : le diamètre moyen nombre-surface ou diamètre surfacique. La moyenne ainsi définie, privilégie les effets de surface (étude des phénomènes de transfert). Physiquement, ce diamètre moyen est celui d'une particule dont la surface est égale à la surface moyenne des particules de l'écoulement.

$$X_{ns} = \frac{\sqrt{\sum dS}}{\sum dN} = \frac{\sqrt{\sum x^2 dN}}{\sum dN}.$$

- d_0^3 : le diamètre moyen nombre-volume ou diamètre volumique. Cette moyenne privilégie les effets de volume et donc les flux (étude des effets inertiels, du transport de la masse). Physiquement, ce diamètre moyen est celui d'une particule dont le volume est égal au volume moyen des particules dans l'écoulement.

$$X_{nv} = \frac{\sqrt[3]{\sum dV}}{\sum dN} = \frac{\sqrt[3]{\sum x^3 dN}}{\sum x^0 dN}.$$

- d_2^3 : le diamètre moyen surface-volume ou diamètre de Sauter. Cette moyenne est pondérée par la surface et permet de comparer les effets de volume (inertie...) aux effets de surface (traînée). Physiquement, ce diamètre moyen est celui d'une particule dont le volume est égal au volume moyen, et sa surface, à la surface moyenne des particules de l'écoulement.

$$X_{sv} = \frac{\sum dV}{\sum dS} = \frac{\sum x^3 dN}{\sum x^2 dN}.$$

- d_3^4 : le diamètre moyen volume-moment ou diamètre de De Brouckere. Cette moyenne est pondérée par le volume.

$$X_{vm} = \frac{\sum dM}{\sum dV} = \frac{\sum x^4 dN}{\sum x^3 dN}.$$

L'objet d'une moyenne est de représenter un groupe de valeurs individuelles sous une forme simple et concise, afin de permettre la connaissance de ce groupe. Il est donc important que la moyenne soit représentative de ce groupe. Toutes les moyennes sont une mesure d'une tendance centrale qui n'est pas affectée par les valeurs extrêmes, relativement peu nombreuses.



FIG. 5.12 – Granulomètre laser Spraytec.

Le choix du diamètre dépendra dans cette étude du type de poudre choisie et de la physique étudiée. Par exemple, le d_2^3 privilégiera un suivi de fines particules dans un mélange alors que le d_3^4 représentera mieux l'évolution de grosses particules du mélange.

La valeur la plus fréquente de la distribution ou mode, correspond au pic de la courbe de distribution relative. C'est donc la valeur pour laquelle la fréquence est maximale.

La ligne médiane divise la distribution en deux parties égales ; elle représente la ligne des 50 % sur la courbe de distribution cumulée. Le diamètre médian (d_{50}) est défini comme le diamètre correspondant à la ligne médiane.

Granulomètre laser

Suivre l'évolution de la granulométrie au sein du panache de poudre pose le problème de la prise de mesure. En effet, les granulomètres laser classiques tels que le Mastersizer 2000 ont besoin de travailler sur des échantillons de poudre. Prélever des échantillons dans le panache de poudre est une méthode intrusive et perturbatrice de l'écoulement.

Le granulomètre laser Spraytec de la société Malvern Instrument permet, grâce à des mesures in-situ, de suivre l'évolution de la granulométrie dans le panache. Son principe de fonctionnement est exactement le même que celui du Mastersizer 2000 : la distribution granulométrique est déduite de l'interaction entre un ensemble de particules et le faisceau laser incident, par l'analyse de la tache de diffraction du faisceau.

Le Spraytec est composé d'un émetteur laser et d'un récepteur disposés de part et d'autre du panache sur une barre d'alignement optique (FIG. 5.12), afin de pouvoir varier la hauteur et la profondeur de mesure dans l'écoulement. Le faisceau laser éclaire les particules, et la lumière diffractée par les particules est collectée par les détecteurs de formes logarithmiques du récepteur, afin de mesurer l'intensité lumineuse. L'angle de la lumière diffractée par la particule est inversement proportionnel à la taille des particules. Par exemple, pour des particules de dix microns, l'écartement maximal entre l'émetteur et le récepteur est de un mètre.

Le granulomètre laser Spraytec calcule la taille de la particule en comparant la forme de la lumière diffractée perçue, à un modèle optique qui prédit comment la particule diffracte la lumière en fonction de sa taille, à partir de la théorie de la diffusion.

Le Spraytec émet un faisceau laser dont le diamètre efficace de mesure est égal à 10 mm. Ce diamètre est trop important pour les panaches axisymétriques mesurés qui ont un rayon

de l'ordre de 5 cm. Afin d'obtenir des mesures plus précises et permettre de mieux suivre les mouvements migratoires, un réducteur de faisceau a été disposé devant la source pour obtenir un faisceau plus fin égal à 6 mm.

Diffusion de la lumière : Théorie de Fraunhofer et Théorie de Lorenz-Mie

Lorsque la dimension de la particule est grande devant la longueur d'onde incidente, ou lorsque le matériau est très absorbant, l'effet de bord des particules contribue pour une part prépondérante à l'intensité totale diffusée. L'interférence provient principalement du contour de la particule, c'est-à-dire de la diffraction créée par la courbure de la lumière à l'interface.

Dans ce cas, le modèle mathématique utilisé pour le calcul de la courbe granulométrique est la Théorie de Fraunhofer. Ce modèle présente l'intérêt de s'affranchir totalement des propriétés optiques de l'échantillon et du milieu porteur : il n'est pas nécessaire de connaître ici les indices de réfraction du matériaux.

En revanche, lorsque la dimension de la particule avoisine la longueur d'onde incidente, la théorie de Fraunhofer n'est plus adaptée à la description de la diffusion, car des phénomènes de réflexion et de réfraction interviennent pour une part non négligeable dans l'intensité diffusée.

Dans ce cas, il convient d'utiliser la théorie de Lorenz-Mie qui prend en compte l'indice de réfraction de l'échantillon et du milieu porteur. Cette théorie consiste à résoudre le problème de la diffusion d'une onde plane monochromatique harmonique par une sphère homogène et isotrope.

Si, statistiquement, les photons émis par la source laser sont diffusés par une particule de l'écoulement avant d'atteindre le détecteur, le régime de diffusion est dit "simple" (FIG. 5.13 page ci-contre). Si les photons sont diffusés successivement par plusieurs particules de l'écoulement, la diffusion est dite "multiple". Dans ce régime, le problème se ramène cependant à une succession de diffusions simples (les particules diffusent indépendamment de la présence des autres). En mode multiple, le logiciel du Spraytec applique un algorithme breveté de correction de diffraction multiple.

Si l'écoulement est encore plus dense, les particules sont très proches les unes des autres et elles diffusent les photons de manière collective (comme un agrégat), la diffusion est qualifiée de "dépendante". Dans ce cas, le problème ne peut être décomposé comme une succession de diffusions simples et il n'existe aucune théorie générale de diffusion de la lumière par ces milieux.

5.2.3 Capteurs électroniques

Durant le procédé de déversement, il a été nécessaire de pouvoir mesurer et de suivre en direct l'évolution de certains paramètres tels que le débit massique de poudre sortant de la trémie, le flux d'air entrant dans le silo ou dans l'enceinte, et la différence de pression entre l'enceinte et l'air ambiant. Pour ce faire, deux boîtes de dérivation électriques, raccordées à une carte d'acquisition, ont été installées sur le banc expérimental : l'une pour la partie haute (silo) et l'autre pour la partie basse (enceinte de mesure).

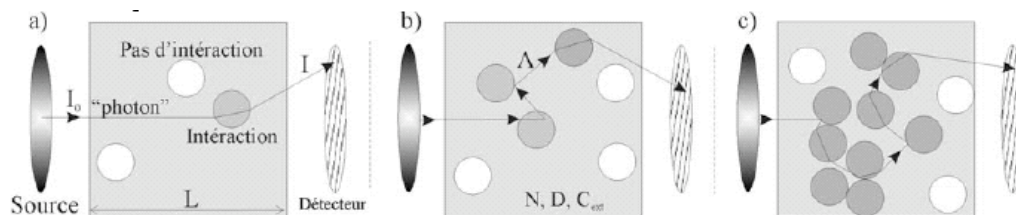


FIG. 5.13 – Principe de diffusion de la lumière : a) simple, b) multiple et c) dépendante (Onofri, 2005).

Ces boîtes de dérivation ont permis de brancher trois capteurs de forces afin de suivre l'évolution de la masse de poudre du silo au cours du temps, et de calculer un débit massique moyen pour le déversement de poudre.

L'évolution des différentes données provenant des capteurs, récoltées par la carte d'acquisition, sont suivies au cours de la manipulation au millième de seconde par un programme créé sur le logiciel Labview. Les données recueillies sont ensuite post-traitées par des programmes écrits sous *Matlab*®.

5.3 Poudre utilisée

Le choix de la poudre à utiliser pour les expériences a été guidé par certains critères : sécurité, coulabilité, cohésion, taille. En effet, l'utilisation de poudres organiques telle que la farine, engendre inévitablement des risques d'explosion par la création de charges électrostatiques ou de feu par contact avec le faisceau laser. De plus, l'objet de cette étude est le panache formé par le déversement de poudre, il est donc nécessaire que la poudre ait une faible cohésion et une bonne coulabilité. Enfin, la poudre utilisée doit permettre de réaliser un effet de taille sur le déversement, en utilisant des fines et des larges particules. Le choix de la poudre s'est donc porté sur le gel de silice.

5.3.1 Granulométrie

La poudre de gel de silice, retenue pour cette étude, est une poudre cristalline calibrée en trois groupes de distribution granulométrique quasi continue (FIG. 5.14 page suivante et Tableau 5.1). Chaque groupe a une distribution mono-modale. Le groupe dit de "15 – 40 μm " est composé de fines particules, alors que le groupe dit de "63 – 200 μm " est composé de larges particules. Ces deux groupes dont les distributions granulométriques sont distinctes vont permettre de réaliser des mélanges de grosses particules avec différents taux de fines. Enfin, un troisième groupe qualifié de "40 – 63 μm " de granulométrie et de propriétés intermédiaires entre les fines et les grosses, a permis de réaliser la plus grande partie des essais. Pour les paramètres d'entrée des codes calculs, le diamètre des particules est pris égal au diamètre moyen médian D_{50} .

Les mesures de granulométrie réalisées au Mastersizer 2000 ont été effectuées en voie sèche sous 0,5 bar de dispersion et non sous 3,5 bar classiquement utilisés. En effet, les premiers essais ont montré que cette pression était trop forte, conduisant à une désagglomération des particules de la poudre (FIG. 5.15 page suivante). Cette désagglomération a pour conséquence d'augmenter le taux de fines de l'échantillon en réduisant son diamètre moyen. Or, dans un procédé de déversement de poudre, le moteur de l'écoulement est la gravité, et cette force n'est pas assez puissante pour désagglomérer les particules entre elles.

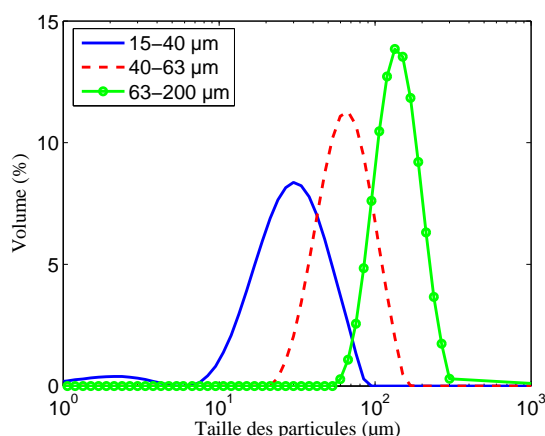


FIG. 5.14 – Débit d'air induit dans le panache, particules de sable, Mastersizer 2000, 0,5 bar.

	d_{10}	d_{50}	d_{90}	d_{32}	d_{43}
15 – 40 μm	12 μm	26 μm	50 μm	14 μm	29 μm
40 – 63 μm	36 μm	60 μm	98 μm	55 μm	64 μm
63 – 200 μm	86 μm	130 μm	195 μm	123 μm	136 μm

TAB. 5.1 – Diamètres moyens, Mastersizer 2000, 0,5 bar.

5.3.2 Caractéristiques du gel de silice

Les particules du gel de silice utilisé ont une forme irrégulière, ressemblant à de petits éclats (FIG. 5.16 page suivante), facilement friables. La masse volumique vraie du gel de silice, mesurée au pycnomètre à hélium est de l'ordre de $2100 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. Cette masse volumique vraie n'est pas représentative de la masse volumique de l'enveloppe d'une particule subissant l'action de la gravité, pour le calcul de la valeur de forces telle que la traînée.

En effet, le gel de silice possède une porosité interne qui, sous pression dans le pycnomètre à hélium, laisse pénétrer le volume de gaz, alors que durant la chute libre de la particule, l'air contourne la particule sans pénétrer dans les pores. Donc, la masse volumique du pycnomètre surestime la masse volumique de la particule intervenant dans l'expression du bilan des forces.

La masse volumique apparente tassée mesurée pour les trois échantillons (Section 5.3.1 page précédente), à l'aide de l'Hosokawa "Powder tester", est en moyenne égale à $540 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$. Une mesure de la porosité du lit de poudre, réalisée en sortie du silo en effectuant le

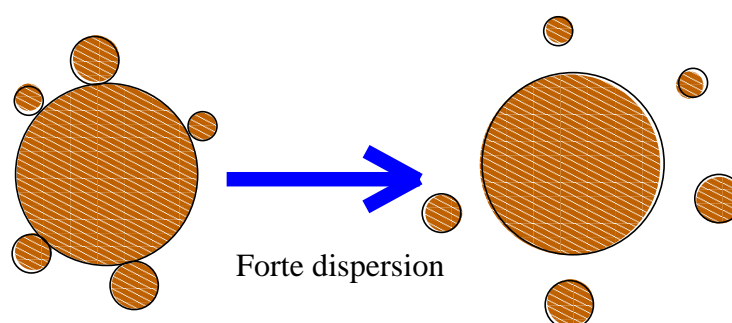
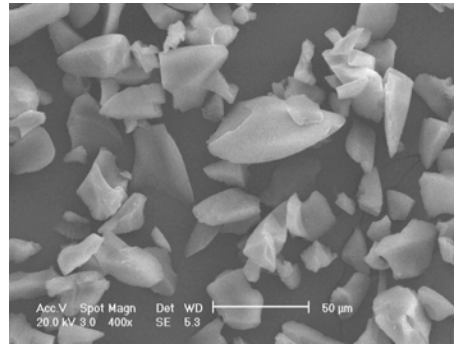


FIG. 5.15 – Désagglomération à 3,5 bar de dispersion.

FIG. 5.16 – Photographie au MEB du gel de silice 40 – 63 μm .

rapport entre le volume de poudre sortant et le volume d'air entrant par les événements du silo, fournit une valeur de 44 %. En combinant cette porosité à la masse volumique apparente tassée, il est possible de définir une masse volumique de l'enveloppe de poudre de l'ordre de $1000 \text{ g} \cdot \text{m}^{-3}$.

Les trois échantillons de gel de silice ont été testés au Powder Tester afin de caractériser leur coulabilité et leur fluidisation (Tableau 5.2). Globalement, le gel de silice, quelle que soit, la granulométrie, a une bonne coulabilité et une bonne fluidisation.

Toutefois, un effet de taille est notable : la coulabilité augmente avec la taille des grains, car la cohésion est plus importante pour de petites tailles de grains, alors que la fluidisation diminue avec la taille des grains. En effet, les particules de petite taille sont bien plus sensibles au mouvement d'air que les grosses particules plus lourdes.

	Masse volumique tassée	Indice coulabilité	Indice fluidisation
15 – 40 μm	523 $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$	67 (normale)	82,5 (très forte)
40 – 63 μm	537 $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$	71,8 (bonne)	79 (presque très forte)
63 – 200 μm	570 $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$	88 (presque très bonne)	69 (forte)

TAB. 5.2 – Résultats principaux des mesures Hosokawa.

5.3.3 Potentiel électrostatique

La décharge du silo engendre d'importants frottements entre les grains et les surfaces internes du silo, du convoyeur pneumatique et du tube en inox permettant de laisser circuler l'air. Ces frottements peuvent conduire à la création de charges électrostatiques qui perturbent l'écoulement et génèrent des risques d'explosion (Chapitre 2 "Phénomènes physiques"). Il est donc indispensable de caractériser le potentiel électrostatique du gel de silice utilisé.

Cinétiques de tribo-électrification

La prise de charge par tribo-électrification cinétique d'une masse de poudre placée dans un récipient cylindrique en inox ou en plexiglas mis en rotation, a été estimée sous une humidité relative contrôlée de 50 %. Le mouvement rotatif du récipient provoque un frottement entre

les particules et le récipient conduisant à la prise de charge du produit. La charge acquise est mesurée à l'aide d'une cage de Faraday reliée à un électromètre.

Les trois granulométries de gel de silice ont été testées : les échantillons de 40 – 63 μm et de 63 – 200 μm frottent bien avec le récipient en rotation par un mouvement de type cascade, alors que celui de 15 – 40 μm colle au récipient à cause de sa forte cohésion, et peut donc difficilement être testé par cette méthode.

Cette étude a montré que pour les échantillons dont la granulométrie est supérieure à 40 μm , les forces électrostatiques sont plus faibles que le poids des particules. Ces particules peuvent être considérées comme ne se chargeant pas par contact de l'inox ou du plexiglas.

Temps de décroissance

Le temps de relaxation électrostatique des produits a été mesuré à l'aide d'un appareil de mesure de décroissance de charge. La poudre déposée sur une plaque métallique reliée à la terre, est chargée par effet couronne, puis le potentiel de surface de la poudre est mesuré au cours du temps. Le temps de relaxation est défini comme le temps nécessaire pour que ce potentiel atteigne 36 % de sa valeur initiale.

Les trois échantillons testés se déchargent très rapidement en moins de 30 ms. Ces mesures montrent que si les différentes installations sont reliées à la terre, aucun problème électrostatique lié à la charge éventuelle des produits ne devrait intervenir durant les expériences.

En résumé, le gel de silice utilisé n'est pas prompt aux charges électrostatiques par frottement avec l'inox et le plexiglas. Si des charges électrostatiques sont prises, la poudre se déchargera instantanément car le dispositif expérimental est relié à la terre.

Conclusion

Les améliorations apportées au montage de Liu ont permis de réaliser un dispositif expérimental parfaitement étanche, afin de parvenir à un contrôle parfait de l'aéraulique mis en jeu par le déversement de poudre. Le remplissage du silo par convoyeur permet d'éviter tout risque de chute et d'inhalation par l'opérateur. Enfin, l'armature créée est facilement adaptable à différents dispositifs de déversement.

La métrologie optique permet, par l'utilisation d'un système PIV, de cartographier l'écoulement de particules et d'avoir accès directement à la vitesse des particules en tout point de l'écoulement. L'utilisation du granulomètre laser Spraytec va permettre de suivre l'évolution de la granulométrie et de la concentration des particules en ligne dans le panache. Enfin, de nombreux capteurs de forces et de débit d'air permettent respectivement de suivre, au cours du temps, l'évolution du débit massique de poudre à la sortie du silo, et de quantifier les flux d'air entrant et sortant du dispositif.

L'utilisation du gel de silice de différentes granulométries permet d'étudier l'effet de la granulométrie et de la cohésion sur l'émission de poussières. Enfin, des mélanges de gel de silice de différentes granulométries vont permettre de créer des poudres bidisperses de grosses particules avec différents taux de fines, et de quantifier l'influence de ce taux sur la quantité de poussières mises en suspension.

Figures

5.1	Armature du banc expérimental.	100
5.2	Silo en coupe.	101
5.3	Convoyeur pneumatique.	101
5.4	Enceinte de mesure.	102
5.5	Flux d'air entrant au cours du déversement.	102
5.6	Photo du pilote expérimental.	103
5.7	Carte d'auto-corrélation d'une fenêtre 64x64 pixels (Reithmuller, 2005).	107
5.8	Carte d'inter-corrélation d'une fenêtre 64x64 pixels (Reithmuller, 2005).	107
5.9	Interpolation sub-pixels par une fonction de Gauss.	107
5.10	Schéma du montage PIV.	107
5.11	Concept de sphère équivalente.	109
5.12	Granulomètre laser Spraytec.	111
5.13	Principe de diffusion de la lumière.	113
5.14	Débit d'air induit dans le panache, particules de sable.	114
5.15	Désagglomération à 3, 5 bar de dispersion.	114
5.16	Photographie au MEB du gel de silice 40 – 63 μm	115

Chapitre 6

Caractérisation du panache

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus avec le pilote expérimental pour caractériser le panache de poudre formé au cours de la chute. La distribution de taille des particules, la fraction massique, l'air induit, ainsi que la fraction volumique, ont pu être mesurés à l'intérieur de l'écoulement. Ces mesures ont également permis d'accéder à une cartographie du champ de vecteurs vitesse des particules et à son évolution avec la hauteur de chute. Enfin, une confrontation a été menée entre la vitesse des particules au centre du panache prédite par le modèle de Liu et les mesures expérimentales, ce qui a permis de corrélérer la constante d'entraînement de l'air à la pente d'élargissement du panache et de discerner quels paramètres pilotaient l'évolution de cette pente.

Sommaire

Résumé	121
Introduction	123
6.1 Granulométrie dans le panache	123
6.1.1 Distribution de taille	123
6.1.2 Concentration volumique moyenne	124
6.2 Fraction massique de particules	125
6.2.1 Méthode de mesure	125
6.2.2 Résultats	125
6.3 Air induit dans le jet	126
6.3.1 Méthode de mesure	126
6.3.2 Résultats	127
6.4 Vitesse des particules	130
6.4.1 Méthode de mesures	130
6.4.2 Profils de vitesse	131
6.5 Comparaison modèle Liu - mesures PIV	133
6.5.1 Calcul de la constante d'entraînement de l'air	133
6.5.2 Comparaison pour des poudres monodisperses	134
6.5.3 Mélange de poudre	136
Conclusion	137
Nomenclature	139
Table des figures	140

Introduction

Concevoir et dimensionner des systèmes de ventilation pour capturer les poussières émises au cours du déversement de poudre, nécessite de caractériser le panache formé au niveau de sa répartition granulométrique, de sa concentration et de sa vitesse.

Tout d'abord, des mesures optiques à l'aide du granulomètre laser Spraytec vont permettre de suivre la distribution granulométrique et l'évolution de la concentration volumique dans l'écoulement. Des mesures de pesées vont être utilisées pour cartographier la fraction massique de particules dans différentes zones. Ces mesures, combinées à celles de débits d'air induit dans le panache qui sont réalisées par aspiration, donneront une simulation de la fraction volumique à l'intérieur du panache.

Par la suite, des mesures de vitesse à l'aide du système PIV fourniront une cartographie complète des vitesses des particules, ainsi qu'une mesure du taux de turbulence dans la couche limite de poussières. Enfin, une comparaison sera effectuée entre les mesures de vitesse au centre de l'écoulement et les valeurs prédites par le modèle de Liu.

Dans tout ce chapitre, dont la finalité est de caractériser le panache, l'échantillon de gel de silice pris par défaut est celui de granulométrie de 40-63 microns. Cette granulométrie intermédiaire monodisperse permet de visualiser en même temps des fines et des grosses particules.

6.1 Granulométrie dans le panache

6.1.1 Distribution de taille

Le granulomètre laser Spraytec de Malvern Instrument permet de suivre l'évolution de la granulométrie et de la concentration dans le panache, pour différentes hauteurs et profondeurs.

Pour une hauteur fixée à 87 cm, définie à partir de l'orifice de sortie de la trémie, l'évolution de la distribution granulométrique, représentée par le d_{10} , d_{50} , d_{90} dans le panache, a été mesurée. Ces valeurs ont été comparées aux valeurs obtenues au Mastersizer 2000, prises pour références (FIG. 6.1(a) page suivante). Ce graphe permet de différencier les deux zones du panache.

Dans le noyau, les mesures sont en accord avec les mesures de références du Mastersizer 2000, alors que dans la couche limite, les différents diamètres moyens diminuent fortement. A l'extrémité du panache, le d_{90} a diminué de 35 % de sa valeur au centre. Le d_{10} , quant à lui, diminue seulement de 15 %, ce qui indique une ségrégation des particules arrachées au noyau, et une migration de ces particules vers la couche limite de poussières.

En effet, les d_{10} et d_{90} représentent le diamètre moyen pour lequel respectivement 10 % et 90 % des particules mesurées ont un diamètre inférieur ou égal à cette valeur. Le d_{90} permet de suivre l'ensemble des particules représentées par le d_{10} , ainsi que des particules de plus gros diamètre. Ceci montre que les particules arrachées du noyau sont essentiellement des fines.

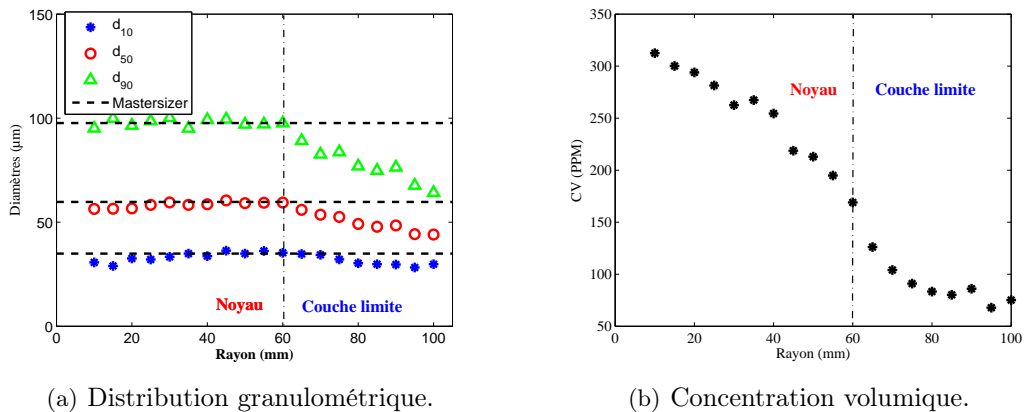


FIG. 6.1 – Mesures au granulomètre laser Spraytec, $h = 87$ cm, $Q_m = 1,5$ g \cdot s $^{-1}$,

Cette ségrégation granulométrique permet de définir une pente d'élargissement du panache égale à $\alpha = 6,3$ %. Cette valeur est à comparer avec les mesures d'élargissement du panache obtenues par le système PIV pour cette granulométrie de poudre (Section 6.5.2 page 134).

Il est également important de noter qu'aucune mesure n'a pu être réalisée au centre du panache car l'écoulement est trop dense dans cette zone, donc le taux de transmission de la lumière est trop faible. L'appareil n'est plus capable de discerner toutes les particules et fournit des valeurs pour le d_{90} trop importantes. L'appareil ne travaille plus dans un mode de diffusion multiple, mais de diffusion dépendante.

6.1.2 Concentration volumique moyenne

Le Spraytec donne également accès à la concentration volumique moyenne en particules sur le chemin optique, à partir du taux de transmission de la lumière mesurée. Cette concentration est calculée par le logiciel de l'appareil en utilisant la loi de Beer-Lambert.

La concentration volumique moyenne dans le panache prend une forme gaussienne classique des panaches (FIG. 6.1(b)). Toutefois, les valeurs obtenues sont excessivement faibles, inférieures à 0,03 % au centre de l'écoulement.

Plusieurs sources possibles d'erreurs de calcul ont été envisagées : les parois en plexiglas de l'enceinte augmentent fortement le bruit de fond et donc souillent l'image de diffraction ; la lentille réduit le diamètre du faisceau et peut elle aussi, peut augmenter ce bruit de fond. Ces deux sources ont été supprimées pour de nouveaux tests.

Enfin, les valeurs de la figure (6.1(b)) ont été obtenues en supposant une concentration homogène sur le chemin optique. Cette supposition n'est pas valable car les iso-concentration sont des cercles concentriques dont l'origine est au centre du panache. Les valeurs des nouveaux tests ont donc été corrigées par un programme itératif. Ces trois modifications n'ont toutefois pas apporté de correction significative aux valeurs obtenues, et l'origine de ces faibles concentrations calculées par le logiciel n'est pas encore établie.

Cependant, le profil gaussien de concentration volumique relative correspond à des modèles de panaches classiques de la littérature. Ces valeurs seront donc utilisées sous forme relative (Tableau 6.1 page suivante).

R/R_{\max} %	0	15	30	45	60	75	90	100
$C_v/C_{v_{\max}}$ %	100	80	70	58	45	26	20	18

TAB. 6.1 – Concentration volumique moyenne relative, Spraytec.

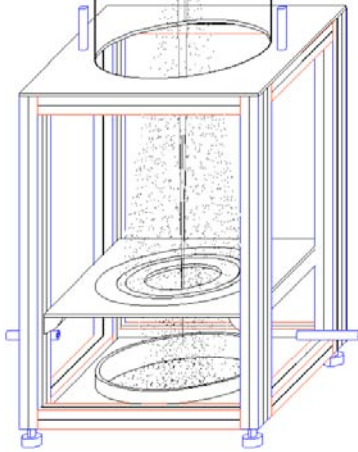
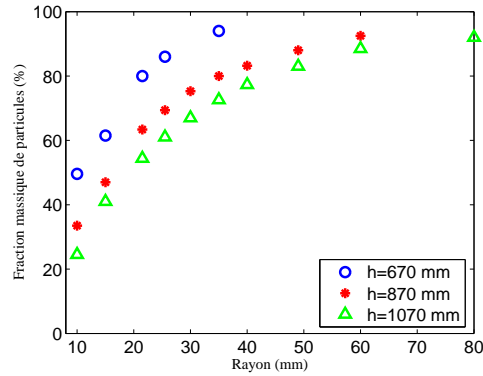


FIG. 6.2 – Mesures de la fraction massique en fonction du diamètre de plaque par pesées.


 FIG. 6.3 – Fraction massique moyenne en fonction du rayon de la plaque, $Q_m = 15 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

6.2 Fraction massique de particules

6.2.1 Méthode de mesure

En jouant sur le diamètre de la plaque séparant les deux parties de l'enceinte (FIG. 6.2), des mesures de la fraction massique moyenne en fonction du diamètre de plaque ont pu être réalisées. En effet, la valeur du débit massique, mesurée par les capteurs de forces, donne accès à la masse de poudre sortie du silo pour un temps donné. Pour chaque diamètre de l'orifice central de la plaque utilisé, la poudre recueillie dans la partie basse est pesée. La fraction massique moyenne, correspondant à un diamètre d'orifice de plaque, est obtenue en effectuant le rapport entre la masse de poudre passée à travers l'orifice de la plaque et la masse de poudre déversée du silo.

6.2.2 Résultats

Ces pesées ont été réalisées pour trois hauteurs de chute différentes et pour différents diamètres d'orifice de la plaque (FIG 6.3). La fraction massique moyenne augmente avec le rayon de la plaque. De plus, le diamètre de plaque nécessaire pour capter la quasi-totalité de la masse de particule augmente avec la hauteur de chute. En effet, le gradient de la fraction massique moyenne diminue avec la hauteur de chute. La hauteur de chute joue un rôle essentiel dans la quantité de poussière émise. Réduire la hauteur de chute permet donc de réduire la zone d'émission de poussières.

Ces mesures donnent accès à une cartographie de la fraction massique cumulée dans le panache pour une hauteur donnée (FIG. 6.4 page suivante). Une interpolation linéaire sur les trois hauteurs permet de définir la pente d'élargissement pour chaque valeur de la fraction massique (FIG. 6.5 page suivante). Il est intéressant de noter que la pente de 6,3 % mesurée au granulomètre laser correspond à une fraction massique de 83 %. A l'extérieur de ce cône, 17 % de la masse de poudre déversé est devenu poussières.

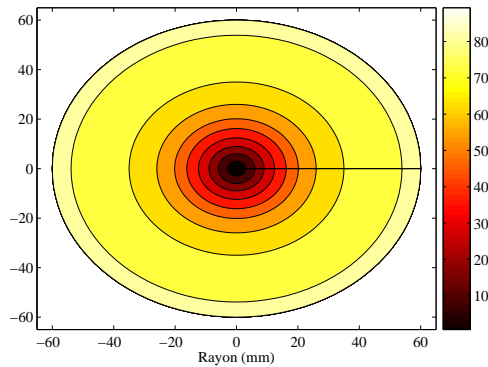


FIG. 6.4 – Profil de fraction massique cumulée sur une section, $h = 87$ cm.

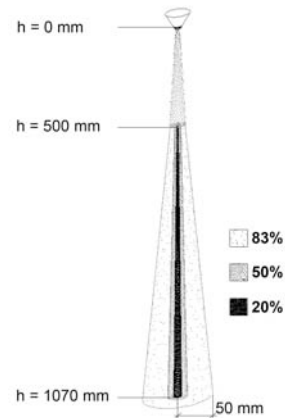


FIG. 6.5 – Schématisation de l'élargissement du panache entre $h = 50$ cm et $h = 100$ cm.

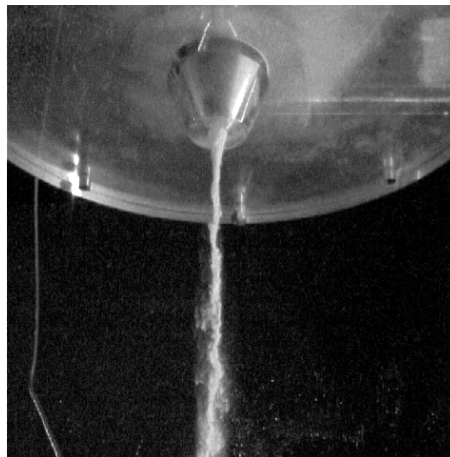


FIG. 6.6 – Visualisation des 30 premiers centimètres de l'écoulement de poudre.

Enfin, l'origine virtuelle de ces droites d'iso-fraction massique ne se situe pas au dessus de la trémie comme nous pourrions le supposer, mais en dessous. En effet, immédiatement après la sortie (FIG. 6.6), la dépression générée par l'accélération des particules, combinée au profil conique de l'orifice de sortie, contracte le jet qui reste quasi constant sur une certaine hauteur pour s'élargir par la suite. Ces trois zones de développement du panache se retrouvent également sur la vitesse des particules, au centre de l'écoulement (Section 6.5.2 page 134). Cette contraction à la sortie de la trémie avait déjà été observée dans la littérature (Cooper et al., 1999).

6.3 Air induit dans le jet

6.3.1 Méthode de mesure

Afin de quantifier l'air induit dans le panache au cours de la chute, le procédé de mesure utilisé par Cooper, puis par Liu, a été repris de manière quasi similaire. Ce procédé a été inspiré par des mesures expérimentales d'air induit, entreprises pour un jet turbulent axisymétrique d'air (Ricou and Spalding, 1961).

Quand le panache de poudre pénètre dans la partie basse de l'enceinte et forme un tas sur le fond, une surpression, éjectée par les deux événements de la partie basse de l'enceinte, se crée.

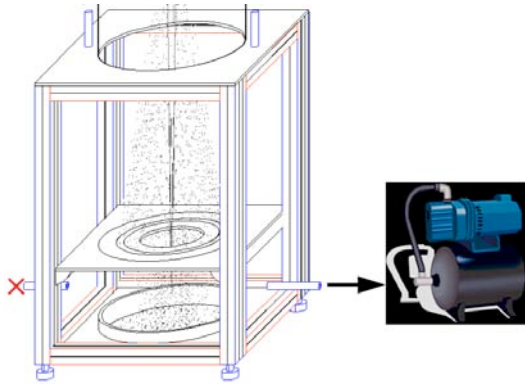
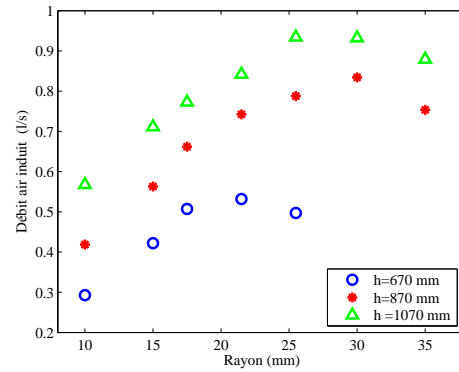


FIG. 6.7 – Mesures de la quantité d'air induit par aspiration.


 FIG. 6.8 – Débit d'air induit dans le panache, $Q_m = 15 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

Ce volume d'air éjecté par les événements correspond à la somme du volume de poudre et du volume d'air induit au cours de la chute.

Au niveau d'un de ces deux événements, un capteur différentiel de pression a été disposé pour mesurer la différence de pression entre la partie basse de l'enceinte et l'air ambiant à l'extérieur de la boîte. Une pompe pour aspirer l'air a été placée sur le deuxième événement (FIG. 6.7). Au cours du déversement, la pompe aspire la surpression d'air engendrée par la chute de poudre dans la partie basse de l'enceinte.

Le capteur différentiel de pression permet d'ajuster le débit d'air extrait par la pompe : si la pompe n'extrait pas suffisamment d'air de la boîte, une surpression sera mesurable au niveau du capteur, et inversement si la pompe aspire trop d'air, le capteur indiquera une dépression d'air à l'intérieur de l'enceinte par rapport à l'air ambiant. Ce débit d'air extrait est mesuré par un capteur de débit d'air disposé en ligne sur la pompe.

Le montage de Liu, quasi similaire, conservait une hauteur constante du tas de poudre au cours du procédé de déversement, en disposant un orifice annulaire autour du tas de poudre permettant au volume de ce tas de rester constant. Cet orifice permettait à la poudre en surplus de se déverser dans un bac situé en dessous de l'enceinte.

L'enceinte utilisée pour notre étude est fermée et ne permet pas à la poudre se déposant sur le tas de se déverser par un orifice. Afin d'accéder à la quantité d'air induit dans le panache (\mathcal{V}_{ind}), le volume de poudre en chute (\mathcal{V}_{poudre}) est soustrait au volume dit de "matière" ($\mathcal{V}_{matière}$) aspiré par la pompe :

$$\mathcal{V}_{ind} = \mathcal{V}_{matière} - \mathcal{V}_{poudre}. \quad (6.1)$$

Les différents diamètres de plaque séparant l'enceinte permettent de déterminer l'air induit dans le panache pour différentes sections du panache. Le volume de poudre déversée au travers de chacune de ces sections est connu par les mesures de fraction massique réalisées (Section 6.2 page 125).

6.3.2 Résultats

Débit d'air induit dans le panache

Les résultats des mesures d'air induit dans le panache, réalisées pour différents diamètres de plaque intermédiaire et différentes hauteurs de chute (FIG. 6.8), montrent que pour un

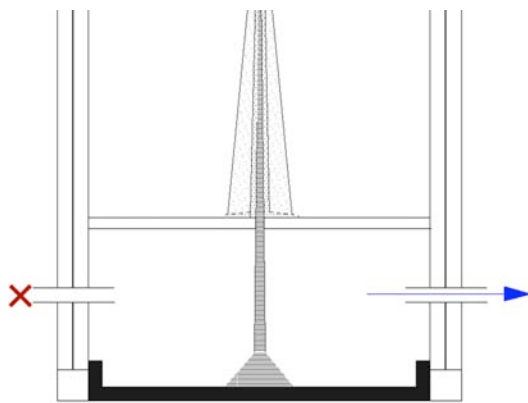


FIG. 6.9 – Diamètre de la plaque inférieur au diamètre critique.

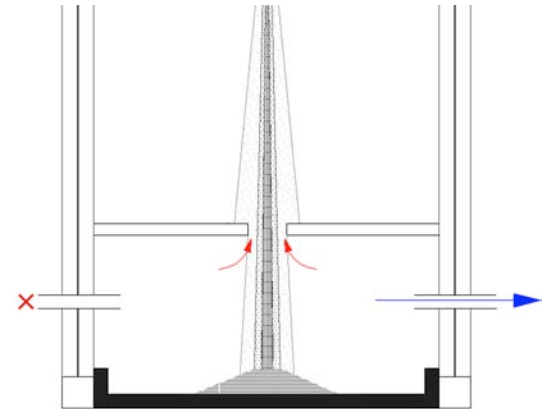


FIG. 6.10 – Diamètre de la plaque supérieur au diamètre critique.

même diamètre de plaque, la quantité d'air induit augmente avec la hauteur de chute. A une même hauteur, le débit d'air induit dans le jet augmente également avec le diamètre de la plaque. Cependant, à partir d'un certain diamètre dit "critique", le débit d'air diminue au lieu d'augmenter. La taille de ce diamètre critique augmente avec la hauteur de chute.

Quand la surface de la plaque est faible par rapport à la section du panache (FIG. 6.9), le panache passant à travers l'orifice est très concentré, la surpression d'air dans l'enceinte est aspirée en quasi-totalité par la pompe. En revanche, quand le diamètre de la plaque augmente, le panache est moins concentré au niveau des bords de l'orifice, et la poudre en chute à la périphérie ne parvient pas à empêcher l'air en surpression de remonter dans la partie haute de l'enceinte (FIG. 6.10). Donc, le volume d'air aspiré par la pompe correspond uniquement à une partie de l'air induit dans le panache au cours de la chute.

Cette méthode de mesure n'est par conséquent valable que pour mesurer l'air induit au centre du panache. Dans les études menées par Liu et Cooper, aucune référence n'est faite à ce diamètre critique et rien n'indique avec quel diamètre de plaque les mesures ont été réalisées. La seule donnée disponible sur ce sujet correspond à des mesures d'air induit réalisées par Cooper et Arnold, pour lesquelles le diamètre de la plaque utilisée est égal 57 mm (Cooper and Arnold, 1995).

Vitesse de l'air induit

Le débit d'air induit dans le panache permet d'accéder à la vitesse de l'air induit dans le jet pour chaque section de plaque (FIG. 6.11 page suivante). A partir de la vitesse de l'air moyenne pour différentes sections du panache, il est possible de déterminer le profil, en le supposant gaussien, de la vitesse de l'air sur la largeur totale du panache pour les trois hauteurs de chute à l'aide d'un algorithme de *Levenberg Marquardt* (FIG. 6.12 page ci-contre). Cette hypothèse a été validée par les travaux de Liu.

La vitesse de l'air admet un maximum au centre du panache, qui augmente avec la hauteur de chute. Le maximum se situe au centre car la vitesse de l'air est liée à la fraction volumique du panache. Au centre, la concentration est élevée, l'air est emprisonné entre les particules et sa vitesse est quasiment la même que celle des particules. Au contraire, à la périphérie, l'écoulement est beaucoup plus dilué, ce qui permet à l'air de circuler librement entre les particules avec une vitesse très faible.

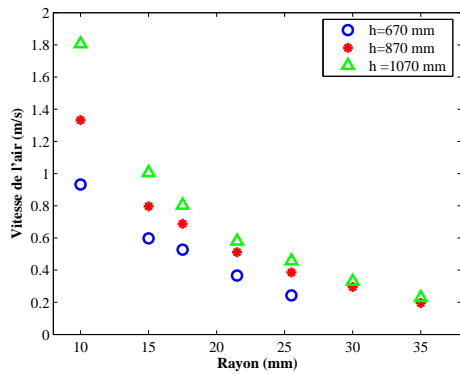


FIG. 6.11 – Vitesse moyenne de l'air induit dans le panache, $Q_m = 15 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

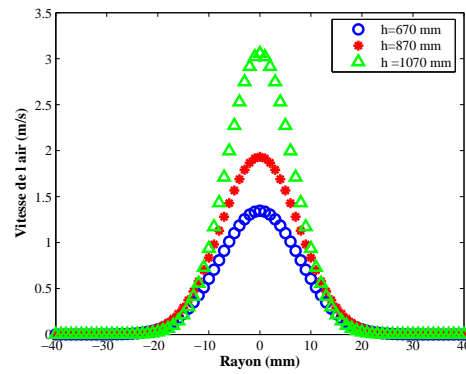


FIG. 6.12 – Vitesse de l'air ajustée par une gaussienne, $Q_m = 15 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

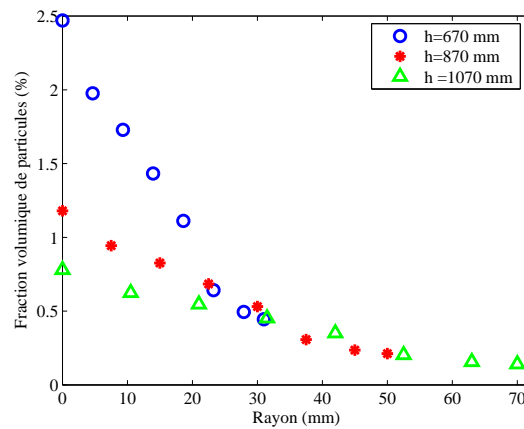


FIG. 6.13 – Fraction volumique de particules simulée, $Q_m = 15 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

Toutefois, cette méthode de mesure de la vitesse de l'air est contestable. En effet, bien que la fraction massique montre un élargissement du panache avec la hauteur de chute, le profil gaussien ne traduit pas cet élargissement. De plus, le maximum de la vitesse de l'air au centre augmente de 130 % entre 67 cm et 107 cm de hauteur de chute, ce qui semble excessif. Ces aberrations sont dues à l'impossibilité de mesurer de manière correcte le débit d'air, pour de grands diamètres de plaque, par la méthode utilisée.

Fraction volumique de particules

La connaissance du volume d'air de matière (air+poudre) dans le panache, ainsi que du volume de poudre, permet d'estimer la fraction volumique de particules. Toutefois, le calcul du débit d'air induit a montré que les mesures du volume de matière n'étaient valables que pour de faibles diamètres de plaque. En combinant les mesures de fraction volumique de particules au centre du panache (i.e. pour de faibles diamètres) au profil de concentration volumique relative déterminé par le Spraytec (Tableau 6.1 page 125), une estimation du profil de la fraction volumique sur toute une section du panache peut être obtenue (FIG. 6.13). La valeur de la fraction volumique mesurée au centre du panache a été prise égale à Cv_{max} et le rayon maximal R_{max} , correspondant au rayon du panache, a été défini égal à 90 % de la fraction massique moyenne cumulée.

Cette simulation de la fraction volumique de particules diminue avec la hauteur de chute.

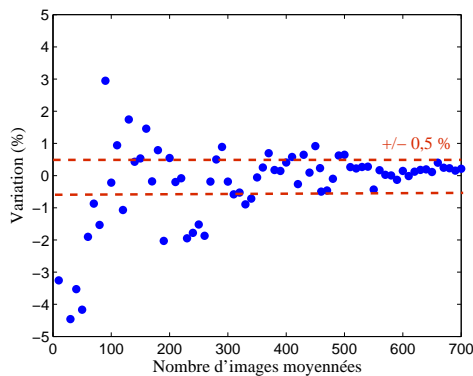


FIG. 6.14 – Convergence des mesures de vitesse des particules.

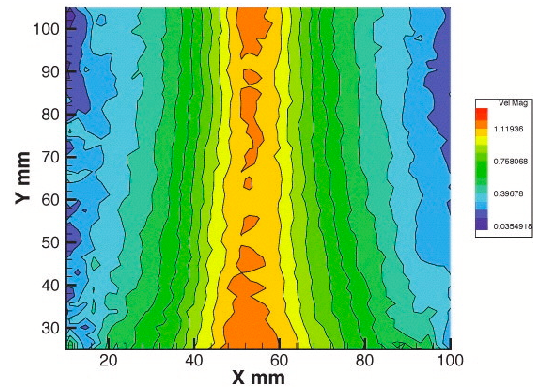


FIG. 6.15 – Champ de vitesse des particules moyennée, $h = 50$ cm, $Q_m = 1,4 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

En effet, au cours de la chute, des particules sont arrachées au noyau et deviennent poussières. Le noyau s'appauvrit en particules au cours de la chute, ce qui augmente sa porosité. Ce graphique montre également l'élargissement du panache avec la hauteur de chute. Un point fort intéressant est l'évolution de la pente du profil pour chaque hauteur, avec l'augmentation de la hauteur de chute. En effet, cette pente diminue avec la hauteur de chute, tendant à être nulle, se traduisant par un mélange air-poudre quasi homogène.

6.4 Vitesse des particules

6.4.1 Méthode de mesures

Le système de mesure PIV nous permet d'accéder à la cartographie de l'écoulement de vitesse dans le panache. Toutefois, la vitesse maximale des particules au centre du jet ne peut être déterminée directement que si la concentration n'est pas trop élevée (i.e. à des distances assez grandes de l'orifice de sortie, ainsi que pour de faibles débits massique).

De plus, le caractère instationnaire de l'écoulement, ainsi que les fluctuations observées (FIG. 6.6 page 126), ont obligé à travailler sur un champ de vitesses des particules moyennées. Une étude menée sur le nombre d'images moyennées nécessaire pour créer un écoulement quasi stationnaire, a montré qu'à partir de 500 images moyennées, la vitesse des particules convergeait à $\pm 0,5 \%$, (FIG. 6.14). La fréquence de tir des pulses laser de 15 Hz, pour une prise de 500 doublets d'images, nécessite un temps de mesure d'environ 35 s.

Le champ de vecteurs vitesse moyennés fournit une évolution bidimensionnelle de la vitesse des particules (FIG. 6.15). Ce champ représente l'intensité du vecteur vitesse qui est essentiellement la composante verticale de la vitesse des particules. Deux zones sont visibles sur cette figure : une zone centrale où l'écoulement est rapide, et une zone périphérique où les vitesses sont dix fois plus faibles. Ces deux zones correspondent respectivement au noyau et à la couche limite de poussières du panache.

Cette différence de vitesses entre les particules de la couche limite et celles du noyau pose une difficulté : le temps entre les deux pulses lasers doit être cohérent avec le déplacement des particules. Pour des vitesses de l'ordre de $\sim 1 - 2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le noyau, le laps de temps entre les deux pulses laser est de $100 - 200 \mu\text{s}$. Alors que pour des particules de

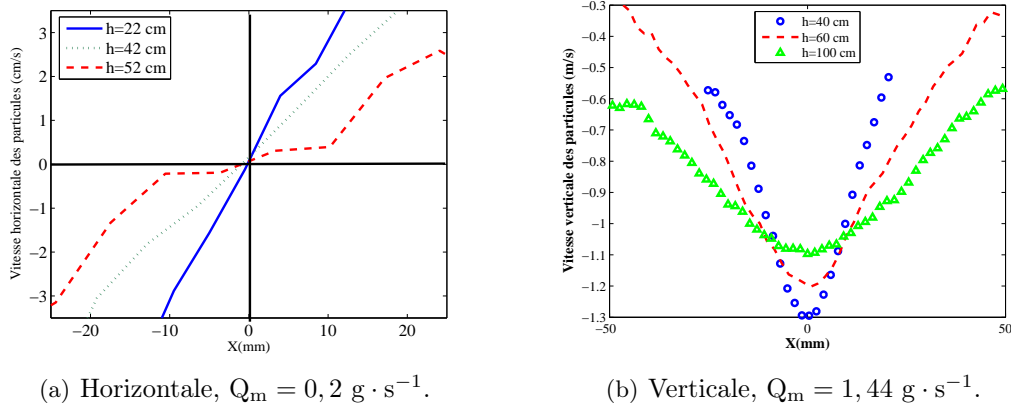


FIG. 6.16 – Vitesse des particules dans le panache.

la couche limite de poussières dont la vitesse est environ dix fois plus faible, le temps de séparation approprié entre les deux pulses est de 1 – 2 ms. Il est donc difficile d'accéder avec précision, à partir du même doublet d'images, à la vitesse des particules dans le noyau et dans la couche limite.

6.4.2 Profils de vitesse

Une décomposition du champ de vecteurs vitesse pour différentes hauteurs de chute au cours du procédé de déversement, fournit les profils de vitesses horizontale et verticale des particules (FIG. 6.16).

Composante horizontale

La vitesse horizontale (FIG. 6.16(a)) est environ cent fois plus faible que la vitesse verticale (FIG. 6.16(b)). Les particules en chute au niveau de l'axe central du panache ont une trajectoire exclusivement verticale, la composante horizontale de leur vitesse est nulle. En revanche, dès que l'on s'éloigne de l'axe central, les particules à droite de cet axe ont une vitesse horizontale positive, alors que celles à gauche ont une vitesse négative. Un phénomène de migration des particules du noyau vers la périphérie du panache est visible. Ce phénomène de migration des fines particules, précédemment décrit sur les profils granulométriques (Section 6.1 page 123), se retrouve au niveau des vitesses.

Cet arrachement des fines particules du noyau diminue au cours de la chute car le gradient horizontal de la composante horizontale de la vitesse diminue avec la hauteur de chute, pour devenir quasi nul quand le noyau s'est complètement désagrégé et que le mélange air-poudre est quasi homogène.

Composante verticale

La vitesse verticale des particules prend la forme d'une gaussienne dont le maximum est situé au centre du jet (FIG. 6.16(b)). Ce maximum diminue avec la hauteur de chute,

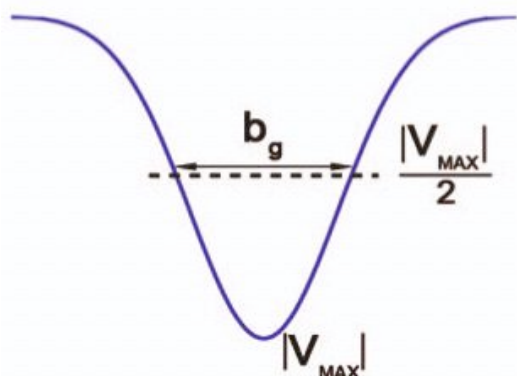


FIG. 6.17 – Schématisation de la distribution gaussienne de vitesse.

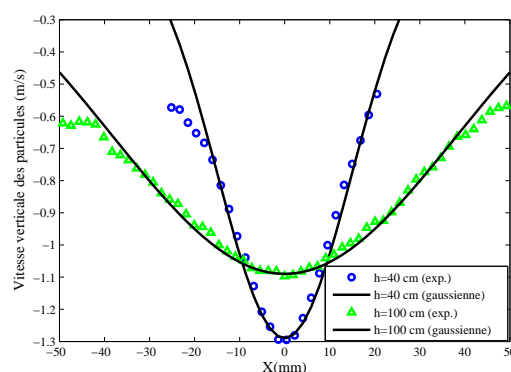


FIG. 6.18 – Comparaison modèle gaussien-mesures de vitesse verticale.

pendant que la largeur de la gaussienne augmente. L'élargissement du panache dû à la migration des fines vers la périphérie, augmente la porosité du mélange, l'air circule mieux entre les particules, dissipant l'énergie cinétique des particules par frottement. La vitesse maximale du panache, au centre, diminue pour tendre vers une vitesse terminale de chute, qui est atteinte lorsque le mélange air-poudre est homogène.

La vitesse terminale de chute est supérieure à la vitesse de Stokes correspondant à ce diamètre de particules. Pour une particule de $60 \mu\text{m}$, la vitesse de sédimentation de Stokes est égale $0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette vitesse n'est pas adaptée pour prédire la vitesse au centre du panache, car elle représente la vitesse de sédimentation d'une particule isolée et ne tient pas compte de l'effet du nuage de particules.

La distribution verticale de la vitesse des particules peut être interpolée par une courbe gaussienne dont les paramètres sont la vitesse maximale u_{pmax} définie au centre du panache, et la largeur b_g définie à la moitié de la vitesse maximale $u_{pmax}/2$ (FIG. 6.17). L'équation de cette gaussienne prend la forme suivante :

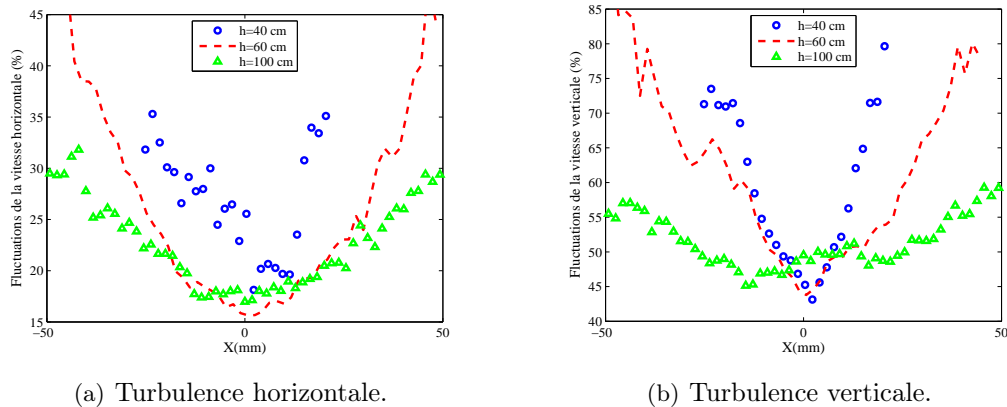
$$u_p = u_{pmax} \cdot \exp\left(-\ln 2 \cdot \left(\frac{2r}{b_g}\right)^2\right). \quad (6.2)$$

A partir de la vitesse maximale et de la largeur à mi-hauteur, mesurées par la PIV, l'équation ci-dessus peut prédire le profil de vitesse verticale sur une section du panache. Une comparaison avec le profil réel mesuré montre un bon accord et confirme l'hypothèse faite d'une distribution gaussienne (FIG. 6.18). Toutefois, cet accord est moins bien vérifié à l'extrême périphérie du panache. Ceci peut s'expliquer par le temps entre les deux flash utilisés qui est approprié pour les vitesses au centre, mais trop court pour les vitesses à l'extrême périphérie du panache.

Intensité turbulente

L'intensité turbulente a été calculée en effectuant le rapport ramené en pourcentage entre l'écart type des fluctuations de vitesse et la vitesse moyenne locale.

Les intensités turbulentes horizontale et verticale ont la forme d'une parabole convexe dont le rayon de courbure diminue avec la hauteur de chute, avec un minimum au centre du panache (FIG. 6.19 page ci-contre).



(a) Turbulence horizontale.

(b) Turbulence verticale.

 FIG. 6.19 – Intensité de la turbulence dans le panache, $Q_m = 1,44 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

L'intensité turbulente horizontale est faible au centre du panache, de l'ordre de 18 %, et atteint un maximum à la périphérie du panache de l'ordre de 44 % (FIG. 6.19(a)). Cette turbulence en périphérie du panache augmente quand le panache est en expansion ($h = 60$ cm), et diminue légèrement quand le mélange air-poudre est quasi homogène ($h = 1$ m).

L'intensité turbulente verticale (FIG. 6.19(b)), quant à elle, est importante au centre du panache, de l'ordre de 50 %, et atteint un maximum très important à la périphérie du panache, de l'ordre de 80 %, quand le panache est dans sa zone de forte expansion ($h = 60$ cm). Toutefois, cette courbe convexe devient pratiquement plane quand le mélange air-poudre est quasi homogène ($h = 1$ m).

La zone centrale de l'écoulement de particules chute de façon rectiligne avec de faibles fluctuations, alors que la zone périphérique présente un fort taux de turbulence qui peut conduire à des zones de recirculation.

6.5 Comparaison modèle Liu - mesures PIV

Afin de valider le montage expérimental et le modèle de Liu, une confrontation entre ce modèle numérique et les mesures expérimentales a été réalisée. La comparaison a été menée à partir des mesures expérimentales de la vitesse des particules, Liu ayant déjà validé les prédictions de son modèle pour le débit d'air induit dans le panache en ajustant la constante d'entraînement de l'air α .

6.5.1 Calcul de la constante d'entraînement de l'air

Le modèle de Liu permet de prédire la vitesse de l'air induit dans le panache et de ce fait le débit d'air induit, et la vitesse maximale des particules au centre du panache. Cependant, ce modèle est dépendant de la constante d'entraînement de l'air qui est non prédictible.

Cette constante est supposée égale aux rapports entre la vitesse horizontale de l'air entrant dans le panache et la vitesse verticale moyenne au centre, à une hauteur fixée : $\alpha = \frac{V_e}{V_{panache}}$

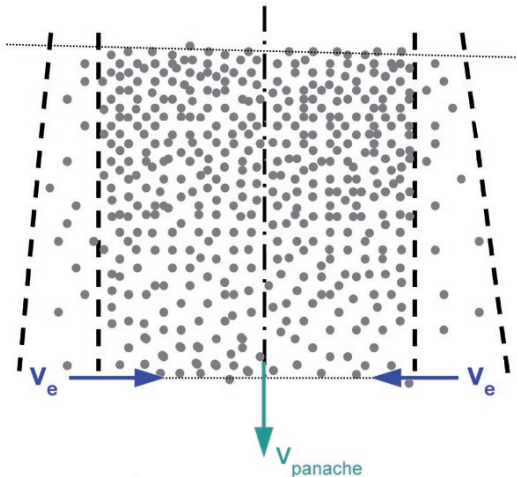


FIG. 6.20 – Constante d'entraînement de l'air α .

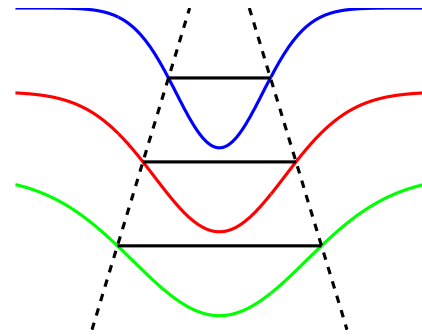


FIG. 6.21 – Schématisation de la mesure de la pente.

(FIG. 6.20). A la périphérie du panache, le vecteur vitesse des particules est colinéaire au panache. La constante α peut donc être corrélée à la pente d'élargissement du panache. Toutefois, pour mesurer la pente du panache, il est indispensable de définir une mesure de la largeur du jet.

La mesure de la largeur du panache est arbitrairement prise à mi-valeur de la valeur maximale de la vitesse verticale au centre du jet (FIG. 6.17 page 132). Une mesure de la largeur du panache à différentes hauteurs de chute permet, à l'aide d'une interpolation linéaire, de définir la pente du panache (FIG. 6.21). Cette valeur de la constante d'entraînement de l'air, ainsi obtenue, va permettre de rentrer dans le modèle de Liu de manière significative, et non en ajustant la valeur de α avec des mesures expérimentales comme a pu le réaliser Liu.

6.5.2 Comparaison pour des poudres monodisperses

Une première comparaison a été réalisée en utilisant le gel de silice de classe intermédiaire (FIG 6.22 page ci-contre). Le modèle de Liu présente un très bon accord avec les mesures de vitesses réalisées au centre du panache par le système PIV.

Le modèle de Liu montre que la vitesse au centre du jet de poudre passe par trois zones. Tout d'abord, proche de l'orifice de la trémie (zone A), cette vitesse est confondue avec la vitesse de chute libre. Cette zone de forte accélération des particules correspond à la contraction du panache, au niveau de la sortie du silo. Ensuite, la vitesse maximale au centre continue de croître, mais le gradient de vitesse devient plus faible que celui de la vitesse de chute libre (zone B). Dans cette zone, la dilatation du jet n'est pas homogène, et le noyau se fractionne en séries de clusters ou bouffées de particules. La taille des clusters du noyau de l'écoulement réduit avec l'augmentation de la hauteur de chute. Enfin, dans la zone C, la vitesse des particules diminue pour tendre vers une vitesse terminale de chute libre. Dans cette zone de l'écoulement, les bouffées de particules ont complètement disparu, la porosité du panache est importante, ce qui permet à l'air de circuler librement entre les particules et de ralentir leur vitesse de chute.

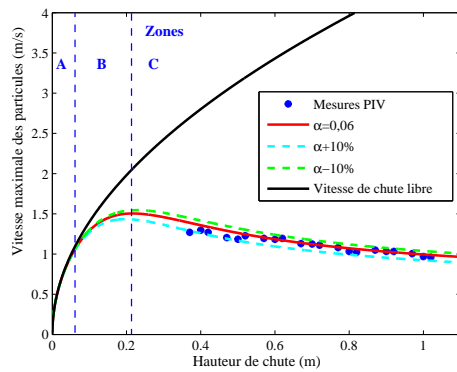


FIG. 6.22 – Comparaison mesures PIV - modèle Liu, cas 2.

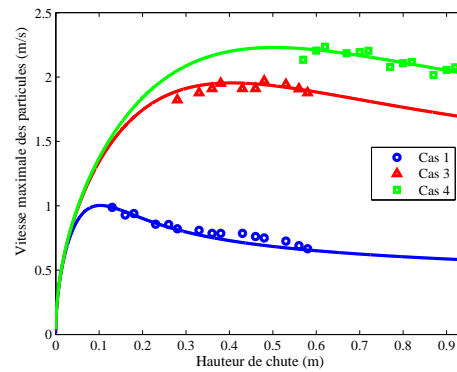


FIG. 6.23 – Comparaison différents débits massique et différentes granulométries.

	$D_0 = 6 \text{ mm}$	$D_0 = 10 \text{ mm}$
$60 \mu\text{m}$	Cas 1 : $Q_m = 0,18 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 6,2 \%$	Cas 2 : $Q_m = 1,44 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 6 \%$
$130 \mu\text{m}$	Cas 3 : $Q_m = 0,52 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 2,6 \%$	Cas 4 : $Q_m = 1,95 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha = 3 \%$

TAB. 6.2 – Paramètres du procédé et pente du panache.

Les mesures de PIV n'ont pu être réalisées que dans la zone C. En effet, dans les zones A et B, le panache est trop concentré et ne permet pas au programme d'inter-corrélation de déterminer le déplacement des particules. Les mesures dans ces zones conduisent à un champ de vitesse avec de nombreux vecteurs faux dont la vitesse mesurée sous-estime la vitesse réelle, à cause de l'incertitude liée au déplacement.

Ce bon accord entre le modèle de Liu et les mesures de vitesse a été validé pour une seule granulométrie de poudre et un seul débit massique. Afin de faire varier ces paramètres, différents diamètres d'orifice de sortie de la trémie ont été utilisés, ainsi que le gel de silice composé de grosses particules dont le $d_{50} = 130 \mu\text{m}$.

Les paramètres des différentes mesures sont répertoriés dans le tableau (6.2). Le cas 2 représente l'expérience décrite précédemment (FIG. 6.22). La mesure de la constante d'entraînement pour ces différents cas montre que la pente du panache est quasi constante avec la variation de débit massique, mais varie fortement avec la granulométrie. Une grosse taille de grains entraîne une faible valeur de α , ce qui est parfaitement en accord avec les résultats observés précédemment sur l'arrachement des fines particules du noyau. Quand le taux de fines particules augmente, la pente du panache augmente et donc la quantité d'air induit également.

Un bon accord entre le modèle et l'expérience est visible pour ces différents débits massiques et granulométries. La méthode de détermination de la constante d'entraînement semble pertinente. Cependant, le problème rencontré précédemment pour effectuer les mesures PIV dans les zones A ou B, où le panache est trop concentré, se retrouve dans le cas de débits massiques importants. Dès que le débit massique de poudre est supérieur à $2,5 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, le panache est trop concentré dans la zone de mesure utilisable sur le pilote. Pour effectuer des mesures de vitesse pour de forts débits massiques supérieurs à cette valeur limite, il faudrait augmenter la hauteur de chute au-delà de un mètre (hauteur maximale utilisée au cours des mesures), afin que la porosité du panache soit suffisante et permette à la caméra de distinguer le mouvement de chaque particule.

La technique PIV est complémentaire de la technique de mesure de vitesse par caméra utilisée par Liu qui ne permettait de mesurer la vitesse des particules que au centre du

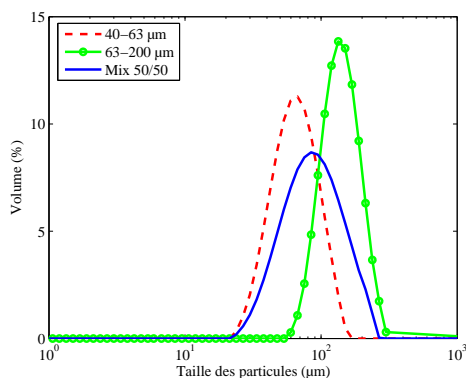


FIG. 6.24 – Distribution granulométrique du mélange des deux populations, $d_{50} = 81 \mu\text{m}$.

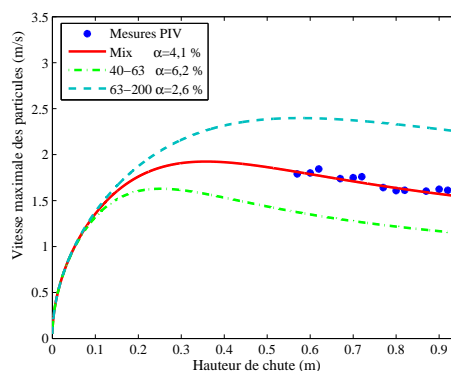


FIG. 6.25 – Comparaison modèle-expériences, poudre bidisperse.

panache et pour de faibles hauteurs de chute. En effet, la PIV donne accès à la vitesse des particules sur l'ensemble de la largeur du panache pour d'importantes hauteurs de chute.

6.5.3 Mélange de poudre

Poudre bidisperse

L'accord du modèle de Liu avec les mesures expérimentales a été obtenu pour deux tailles de grains et différents débits massiques. Un mélange en masse avec 50 % de chacune de ces deux poudres monodisperses a été réalisé pour obtenir un gel de silice bidisperse (FIG. 6.24).

Pour ce mélange, la constante d'entraînement mesurée est égale à 4,1 %, et correspond à une valeur moyennée entre celle du gel de silice 63-200 qui est en moyenne égale à 2,6 %, et celle du gel de silice 40-63 qui a pour valeur 6,2 %.

Pour ce mélange de deux populations, l'accord subsiste entre les mesures et le modèle. La vitesse mesurée correspond à une vitesse moyennée entre celle de ces deux populations (FIG. 6.25). Quand la constante α augmente, la hauteur de chute nécessaire pour atteindre une vitesse terminale diminue. En effet, une valeur de α grande correspond à une pente d'élargissement du panache importante, ce qui permet à la porosité du panache d'augmenter rapidement et donc à l'air de ralentir rapidement la vitesse des particules.

Influence du taux de fine sur la constante d'entraînement de l'air

Afin de quantifier l'influence du taux de fines sur la constante d'entraînement, différents mélanges entre le gel de silice 15-40 ("fines particules") et le gel de silice 63-200 ("grosses particules") ont été effectués (FIG. 6.26 page ci-contre). Ces mélanges en masse de deux populations distinctes permettent de quantifier l'influence de fines particules dans un écoulement constitué essentiellement de grosses particules (Tableau 6.3 page suivante).

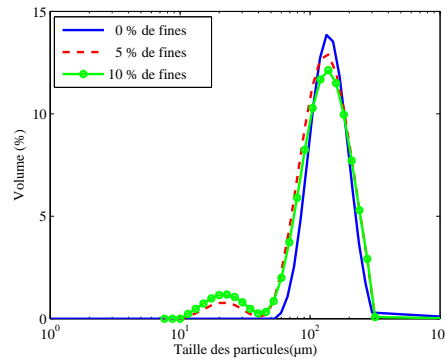


FIG. 6.26 – Distribution granulométrique des mélanges avec différents taux de fines, Mastersizer 2000, 0,5 bar .

	0 % de fine	5 % de fines	10 % de fines
α	2,6 %	3,5 %	5 %

TAB. 6.3 – Influence du taux de fines sur la constante d’entraînement.

La pente du panache augmente fortement avec l’augmentation du taux de fines qui semble être le paramètre pilotant l’élargissement du panache. De plus, les grosses particules sont contenues dans un cône dont la pente est inférieure à 3 % pour un écoulement avec 0 % de fines particules. Nous pouvons donc supposer que lorsque les fines particules sont mélangées avec les grosses, l’écoulement des grosses reste à l’intérieur du cône de 3 %, alors que les fines alimentent la zone périphérique autour de ce cône qui augmente avec le taux de fines particules.

Des prélèvements réalisés au niveau de la zone d’impact, au centre et à sa périphérie, ont montré que le centre du tas de poudre était composé uniquement de grosses particules, alors que la périphérie du tas était composée uniquement des fines. En plus de cette ségrégation obtenue par la chute de la poudre, un autre type de ségrégation peut se produire éventuellement sur le tas formé par le mélange de poudres : les particules les plus grosses ont tendance à rouler jusqu’au bas de la pente, alors que les plus fines sont piégées entre les interstices des autres particules formant le plan incliné.

Toutefois, ces mesures n’ont pu être étendues à des taux de fines beaucoup plus importants car cela pose inévitablement le problème de la distinction de deux populations, dont le rapport de taille est de cinq, par l’algorithme de post-traitement du système PIV. Les grosses particules diffractent une importante quantité de lumière, alors que les fines qui diffractent faiblement la lumière forment un “brouillard” sur les images de l’écoulement.

Conclusion

Cette étude a été menée dans le but de caractériser le panache de poudre afin de concevoir et de dimensionner correctement des systèmes de ventilation sur les lieux de déversement de poudre.

Le granulomètre laser Spraytec a tout d’abord permis de suivre l’évolution de la granulométrie dans le panache, laissant apparaître deux zones : le noyau où la distribution est

quasi similaire à celle de la poudre déversée, et la couche limite composée de fines particules ayant migré du noyau. Cette distribution a également permis de définir une première mesure de la pente d'élargissement du panache égale à 6,3 % pour le gel de silice de 40-63 microns. Enfin, une première mesure de la concentration volumique dans l'écoulement a été obtenue par la loi de Beer-Lambert. Toutefois, les valeurs de concentration obtenues ne sont pas réalistes et permettent uniquement de suivre l'évolution spatiale de la concentration. Cette évolution prend la forme d'une dispersion gaussienne comme pour les écoulements en panache.

Ensuite, des mesures de pesées ont donné accès à la fraction massique à l'intérieur du jet pour différentes hauteurs, et par interpolation linéaire une cartographie complète de tout l'écoulement a été représentée. Cette cartographie a montré que la zone définie par une pente 6,3 % correspondait à 83 % de la masse de poudre déversée par la trémie pour le gel de silice de 40-63 microns avec un débit massique de $15 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

Un système d'aspiration placé dans la partie basse de l'enceinte a fourni le débit d'air induit au centre du panache. En effet, les mesures sont effectuées au travers d'une plaque séparant l'enceinte en deux parties. Cette méthode n'est pas appropriée pour mesurer l'air induit sur une section complète du panache. Ces mesures ont donné une évolution du profil gaussien de la vitesse de l'air, ainsi qu'une simulation de la fraction volumique dans le panache, en les combinant au profil de concentration obtenu par le Spraytec. Ceci constitue les premières mesures de concentration dans la couche limite de poussières entourant le noyau.

Le champ de vecteurs vitesse des particules a été obtenu par le système PIV. Le profil de la vitesse horizontale a confirmé la migration des fines particules du noyau vers la périphérie du panache. Le profil de vitesse verticale a, quant à lui, été interpolé par une courbe gaussienne. La vitesse maximale au centre de cette gaussienne traverse successivement trois zones pour atteindre une vitesse terminale de chute.

De plus, une confrontation entre la vitesse au centre du jet prédite par le modèle de Liu et les mesures expérimentales, a été menée avec succès pour différents diamètres de particules, pour différents débits massiques et pour un mélange bidisperse. Une première détermination de la constante d'entraînement de l'air nécessaire au modèle de Liu a été obtenue par la pente d'élargissement du panache mesurée à mi-hauteur de la gaussienne de la vitesse verticale. Cette valeur de pente obtenue est en parfait accord avec la valeur de la pente correspondant à la ségrégation granulométrique mesurée au Spraytec. En outre, cette constante est intimement liée à la granulométrie de la poudre et augmente avec le taux de fines.

Un prolongement de ce travail consisterait à essayer d'interpoler par une courbe l'évolution de la constante d'entraînement de l'air en fonction du taux de fine. Cette étude devra être corrélée à des mesures de concentration dans la couche limite par pesées, afin de quantifier l'évolution de la concentration de la couche en fonction du taux de fines. La pente d'élargissement du panache définie par la constante d'entraînement fournit une parfaite frontière entre le noyau de l'écoulement et la couche limite.

Nomenclature

Symboles romans :

b_g : largeur de la gaussienne de la vitesse verticale des particules	[m]
h : hauteur de chute	[m]
Q_m : débit massique de particules	[kg · s ⁻¹]
s : section horizontale du panache	[m ²]
u : vitesse de l'air entraîné dans le jet	[m · s ⁻¹]
u_p : vitesse des particules	[m · s ⁻¹]
\mathcal{V}_{ind} : volume d'air induit	[m ³]
\mathcal{V}_{poudre} : volume de poudre déversée	[m ³]
$\mathcal{V}_{matière}$: volume de matière (air+poudre) aspirée par la pompe	[m ³]
V_e : vitesse à la périphérie du panache	[m · s ⁻¹]
$V_{panache}$: vitesse moyenne au centre du panache	[m · s ⁻¹]

Figures

6.1	Mesures au granulomètre laser Spraytec.	124
	(a) Distribution granulométrique.	124
	(b) Concentration volumique.	124
6.2	Mesures de la fraction massique en fonction du diamètre de plaque.	125
6.3	Fraction massique moyenne.	125
6.4	Profil de fraction massique cumulée sur une section.	126
6.5	Schématisation de l'élargissement du panache.	126
6.6	Visualisation de l'écoulement de poudre.	126
6.7	Mesures de la quantité d'air induit par aspiration.	127
6.8	Débit d'air induit dans le panache.	127
6.9	Diamètre de la plaque inférieur au diamètre critique.	128
6.10	Diamètre de la plaque supérieur au diamètre critique.	128
6.11	Vitesse moyenne de l'air induit dans le panache.	129
6.12	Vitesse de l'air dans le panache ajustée par une gaussienne.	129
6.13	Fraction volumique de particules simulée.	129
6.14	Convergence des mesures de vitesse des particules.	130
6.15	Champ de vitesse des particules moyennée.	130
6.16	Vitesse des particules dans le panache.	131
	(a) Horizontale, $Q_m = 0,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	131
	(b) Verticale, $Q_m = 1,44 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	131
6.17	Schématisation de la distribution gaussienne de vitesse.	132
6.18	Comparaison modèle gaussien-mesures de vitesse verticale.	132
6.19	Intensité de la turbulence dans le panache.	133
	(a) Turbulence horizontale.	133
	(b) Turbulence verticale.	133
6.20	Constante d'entraînement de l'air α	134
6.21	Schématisation de la mesure de la pente.	134
6.22	Comparaison mesures PIV - modèle Liu	135
6.23	Comparaison différents débits massique et granulométries	135
6.24	Distribution granulométrique du mélange des deux populations.	136
6.25	Comparaison modèle-expériences, poudre bidisperse.	136
6.26	Distribution granulométrique des mélanges avec différents taux de fines.	137

Chapitre 7

Influence de la géométrie de sortie sur l'émission de poussières

Ce chapitre étudie l'influence de différentes géométries de sortie de la trémie, sur l'écoulement de poudre. Une aspiration radiale a été placée à l'aide d'un tube dans le panache. Cette aspiration, dont le but initial était d'aspirer l'air induit lors de la chute, produit un frottement entre la poudre et le tube. Ce frottement permet au panache de se contracter. Afin de mesurer l'influence de ces différents dispositifs, un algorithme d'analyse d'images a été développé. De plus, cette analyse fournit des profils d'intensité qui ont pu être corrélés avec la concentration en particules de l'écoulement.

Sommaire

Résumé	143
Introduction	145
7.1 Dispositif expérimental	145
7.2 Analyse d'images	146
7.3 Résultats et discussion	149
7.3.1 Profil d'intensité	149
7.3.2 Influence de l'aspiration	149
7.3.3 Influence du tube creux	150
7.3.4 Corrélation de l'intensité avec la fraction volumique de particules	152
Nomenclature	155
Table des figures	156

Introduction

Le but de ce chapitre est de décrire l'influence de différents dispositifs placés au niveau de l'orifice de sortie de la trémie, sur le panache de poudre. Ces dispositifs ont pour but de réduire l'émission de poussière générée par l'élargissement du panache.

Pour quantifier cet effet, il est important d'accéder à la largeur du panache. Une largeur du panache a pu être précédemment définie à partir de la largeur du profil gaussien de vitesse des particules à mi-hauteur, obtenu par le système de Particle Image Velocimetry (Chapitre 6 "Caractérisation du panache"). Toutefois, ces mesures de vitesses se sont avérées impossibles près de l'orifice de sortie ou pour des débits massiques trop importants. En effet, dès que l'écoulement est trop concentré, l'algorithme de calcul ne peut plus suivre le déplacement des particules, ce qui le conduit à sous-estimer la vitesse des particules au centre du panache.

Une méthode de traitement d'images a donc été développée, puis utilisée pour estimer la largeur du panache et permettre d'estimer l'influence de différentes géométries de l'orifice de sortie de la trémie sur la quantité de poussières mises en suspension.

Pour les expériences décrites dans ce chapitre, l'échantillon de gel de silice pris par défaut est celui de granulométrie de 40-63 microns.

7.1 Dispositif expérimental

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à l'influence de différents orifices de sortie de la trémie, sur l'émission de poussière générée par le panache de poudre. Précédemment, afin d'améliorer l'écoulement de particules et de réduire les fluctuations dans le débit massique, un tube creux en inox relié à l'air libre avait été disposé à l'intérieur du silo dont l'extrémité basse était située quelques millimètres au-dessus de l'orifice de sortie. Ce dispositif sera qualifié de "référence" puisque le tube est à l'intérieur de la trémie et ne perturbe pas la formation du panache (Chapitre 5 "Pilote expérimental").

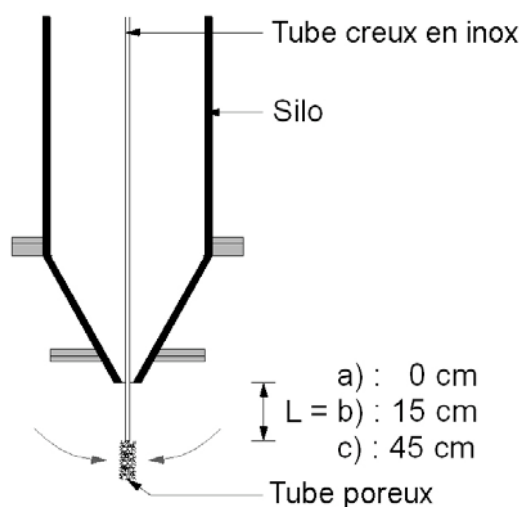


FIG. 7.1 – Aspiration radiale par le tube poreux.

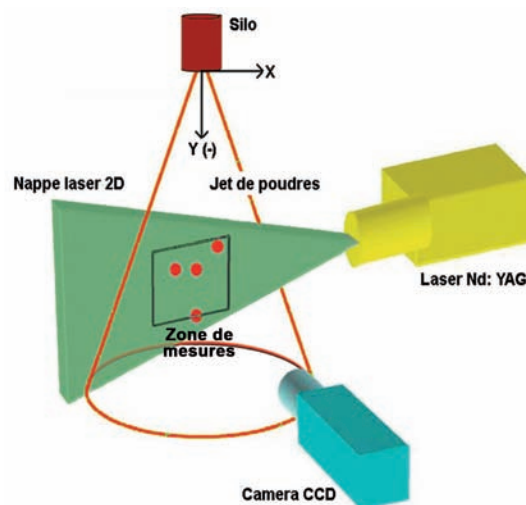


FIG. 7.2 – Système PIV.

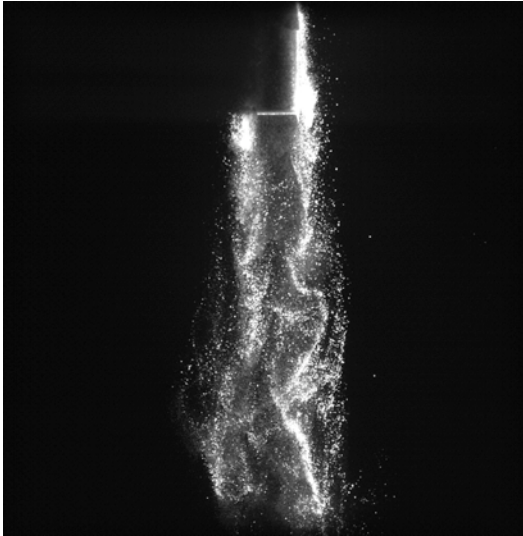


FIG. 7.3 – Image instantanée de l'écoulement avec le tube poreux. $Q_m = 0,9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $L = 15 \text{ cm}$, $h = 22 \text{ cm}$, $Q_{ap} = 0 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

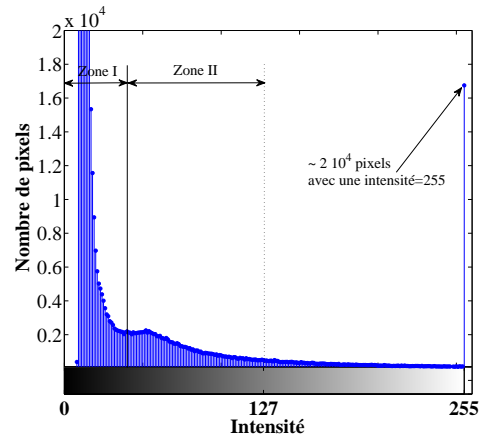


FIG. 7.4 – Histogramme de la distribution d'intensité de l'image (7.3).

A l'extrémité basse de ce tube creux, un tube long de 25 mm avec une porosité de $10 \mu\text{m}$ est fixé. Une pompe est connectée à l'extrémité haute du tube creux permettant de créer une aspiration radiale au niveau du tube poreux, juste en dessous de la sortie de la trémie, où L représente la longueur du tube creux dans le panache (FIG. 7.1 page précédente, cas (a) où $L = 0 \text{ cm}$). Par la suite, la longueur du tube en inox dans le panache sera augmentée (cas (b) où $L = 15 \text{ cm}$ et cas (c) où $L = 45 \text{ cm}$) afin de faire varier la position de l'aspiration dans le panache.

Après la phase d'écoulement de la poudre, un débitmètre est placé au niveau du tube poreux, ce qui permet de mesurer le débit d'air aspiré Q_{ap} par la pompe lors de l'écoulement. L'idée de ce montage repose sur le fait que durant la chute, le panache induit de l'air qui provoque l'augmentation de sa porosité et de sa largeur, ce qui se traduit par une mise en suspension de poussières. L'aspiration disposée dans le panache doit donc permettre d'aspirer l'air induit, et ainsi limiter la quantité de poussières mises en suspension.

Pour mesurer la largeur du panache, le système PIV utilisé précédemment (FIG. 7.2 page précédente) va prendre des clichés de l'écoulement. La nappe laser synchronisée avec la prise d'images de la caméra illumine l'écoulement, ce qui va permettre d'obtenir une photo de l'écoulement. Toutefois, un seul pulse laser sera déclenché car une seule image est nécessaire pour le post-traitement qui n'a pas pour but de suivre le déplacement des particules, mais de mesurer uniquement la largeur du panache.

7.2 Analyse d'images

La technique PIV ne pouvant être employée quand l'écoulement est trop concentré, une méthode alternative basée sur un algorithme d'analyse d'images a été développée. Cet algorithme a été réalisé sous *Matlab*[®] à l'aide la bibliothèque "*Image Processing Toolbox*", afin de déterminer une mesure de la largeur du panache à partir des images obtenues par le système PIV.

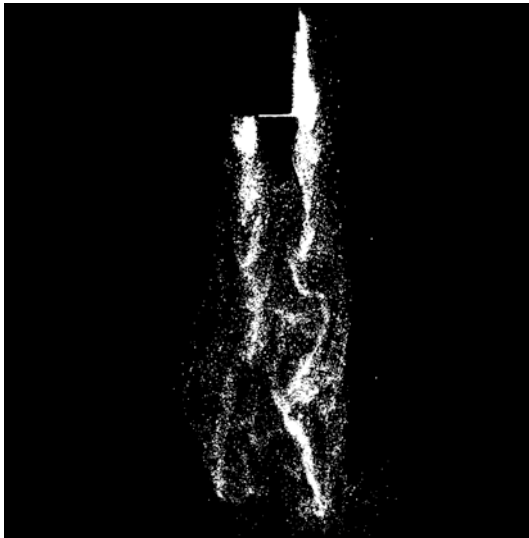


FIG. 7.5 – Image seuillée de la figure (7.3).

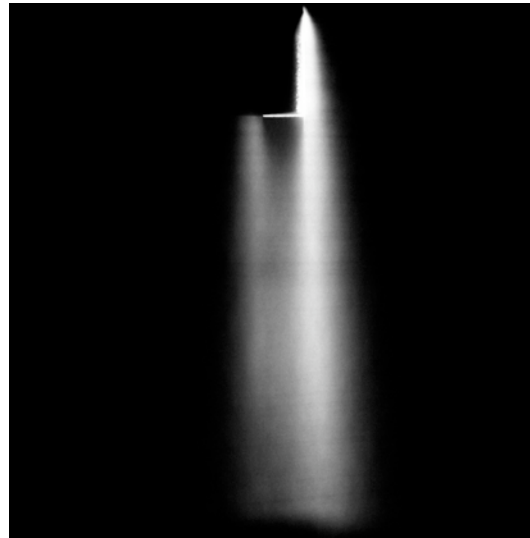


FIG. 7.6 – Image moyenne de la série seuillée.

Chaque ensemble d'images correspond à une série de 500 images prises à une fréquence de 15 Hz. La figure (7.3) est l'une de ces images pour laquelle la photo est prise 5 cm en dessous du tube poreux pour une aspiration nulle.

Cette photo bruitée montre l'écoulement de particules autour du tube. L'histogramme d'intensité (FIG. 7.4 page ci-contre), représente le nombre de pixels (1016x100) de cette image en fonction de l'intensité [0-255], et permet de discerner trois zones.

La zone I, pour laquelle 910^5 pixels ont une intensité très faible proche du noir, correspond au bruit de fond de la prise d'image.

La zone II, quant à elle, correspond à des pixels qui ne sont pas directement éclairés par le faisceau laser, mais qui reçoivent tout de même suffisamment de lumière diffractée pour être détectés sur l'image. Les pixels de ces deux zones, qui apparaissent sous la forme d'un brouillard flou autour des particules (FIG. 7.3 page précédente) doivent être supprimés, car seuls les pixels directement illuminés par la source laser sont à prendre en compte pour déterminer la largeur du panache.

La zone III, correspond à la lumière directement diffractée par les particules. Cette zone sera conservée et utilisée pour l'analyse d'images.

Un seuillage global a été utilisé pour convertir chaque photo d'écoulement en une image binaire. Le niveau d'intensité a été calculé par une méthode de Otsu (Otsu, 1979) qui a été simplifiée pour appliquer un seuillage constant égal à 127. En effet, le nombre de pixels global de l'intervalle [100-254] ne peut être comparé de manière pertinente au nombre de pixel ayant une intensité égale à 255. L'image binaire seuillée (FIG. 7.5) a été obtenue à partir de l'image (FIG. 7.3 page précédente). Sur cette image, chaque pixel blanc ($110 \times 110 \mu\text{m}^2$) correspond à la présence de matière dans la nappe laser.

Le film de la chute de la poudre laisse apparaître un écoulement très instationnaire, avec des filaments sur les côtés, et un battement basse fréquence du coeur du jet. Afin de s'affranchir de ces fluctuations, une image moyenne a été calculée à partir des 500 clichés débruités. Les fluctuations de l'écoulement sont visibles à l'arrière du tube et se traduisent par des bouffées de particules dans certaines zones (FIG. 7.5). L'image moyenne est obtenue en

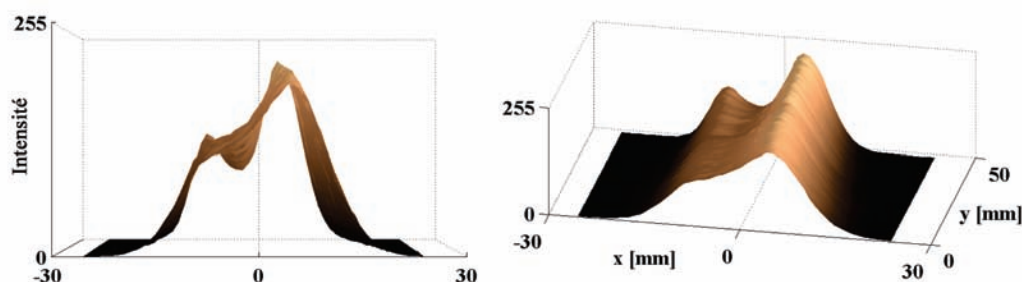


FIG. 7.7 – Surface lissée de l'image (7.6).

additionnant l'ensemble des images débruitées (FIG. 7.6 page précédente). Cette image peut maintenant être utilisée pour calculer des propriétés macroscopiques caractéristiques du panache.

Le tracé de la surface du profil d'intensité de l'image moyenne fait apparaître un bruit de fond de haute fréquence. Une Transformée de Fourier Discrète ou un spline peuvent être utilisés pour supprimer partiellement ce bruit. La figure (7.7) montre un exemple de cette surface filtrée générée à partir du centre de l'image (7.6). Sur cette figure, la présence du tube dans l'écoulement se traduit par une concavité sur le profil d'intensité qui diminue à l'arrière du tube car l'écoulement de particules se reforme à cet endroit.

De plus, le profil d'intensité de lumière diffractée par les particules n'est pas parfaitement symétrique par rapport à l'axe vertical. En effet, l'intensité des pixels de l'image est supérieure sur le côté droit du tube, ce qui s'explique par la position de la source laser qui provient de la droite (FIG. 7.2 page 145).

A une hauteur fixée sur l'image, l'intensité est fonction du déplacement horizontal, et possède la forme d'une courbe gaussienne. Les points expérimentaux ont pu être ajustés par un modèle de courbe gaussienne à trois paramètres (maximum, largeur et centre de la courbe) à l'aide d'un algorithme de *Levenberg Marquardt* (FIG. 7.8(a) page suivante). Le profil tracé a été relevé à mi-hauteur de l'image moyenne.

La même procédure d'analyse d'images a été également réalisée sur des expériences sans le tube (FIG. 7.8(b) page ci-contre). Dans ce cas, la concavité n'apparaît plus sur le profil d'intensité et le modèle gaussien ajuste de manière parfaite les points expérimentaux.

Afin de mesurer l'influence de l'aspiration créée à travers le tube poreux, il est nécessaire de définir une largeur du panache. En effet, une réduction de l'émission de poussière au cours de la chute va se traduire inévitablement par une réduction de la largeur du panache.

Différents tests ont été réalisés sur les images moyennes pour évaluer visuellement quelle définition serait la plus appropriée pour traduire la largeur de ce panache. La hauteur la plus appropriée semble être la largeur CD de la base du trapèze (FIG. 7.8 page suivante). Les points A et B du trapèze sont les points d'inflexion de la courbe gaussienne et les droite (AC) et (BD) sont tangentes à la courbe en ces points. Les valeurs W de la base des trapèzes de chaque expérience ont été utilisées pour comparer les expériences réalisées pour différents débits massiques, avec ou sans tube, et pour différentes aspiration d'air.

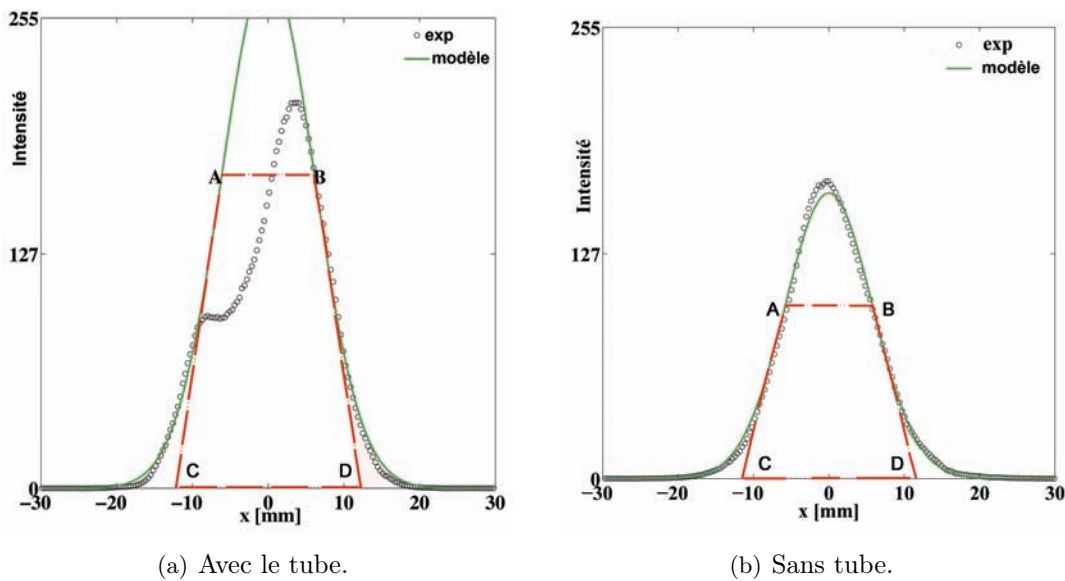


FIG. 7.8 – Profils d'intensité.

7.3 Résultats et discussion

7.3.1 Profil d'intensité

L'algorithme d'analyse d'images permet de définir une largeur du panache. De plus, le profil d'intensité de lumière diffractée par les particules du panache à une hauteur donnée peut être ajusté par une courbe gaussienne.

La figure (7.9) montre l'évolution de cette gaussienne avec la hauteur de chute. Le maximum de la courbe réduit avec l'augmentation de la hauteur de chute, pendant que la largeur du panache augmente. Il est donc possible de définir une pente d'élargissement du panache, égale à 4 % pour ce procédé. Il est important de noter que la valeur de la pente ainsi calculée, est différente de celle obtenue à partir de la vitesse verticale des particules qui est égale à 6 % pour le même déversement (Chapitre 6 "Caractérisation du panache").

Ce graphique montre également une réduction de la surface globale de la courbe gaussienne avec l'augmentation de la hauteur de chute. En effet, cette surface est liée à la quantité de particules dans la nappe laser. Or, la quantité de particules du panache se diffuse dans les trois directions de l'espace, ce que la prise d'image 2D de la caméra ne peut retranscrire. Quand la hauteur de chute augmente, le nombre de particules illuminées diminue sur l'image prise.

7.3.2 Influence de l'aspiration

Le tube poreux a tout d'abord été disposé juste en dessous de l'orifice de sortie de la trémie (cas (a) où $L = 0$ cm, FIG. 7.1 page 145). Les premiers tests ont montré qu'il était très difficile de créer une aspiration radiale dans cette zone car la poudre colmate très rapidement sur les pores du tube, même pour de très faibles aspirations. En effet, le panache est très concentré à la sortie de la trémie, et se contracte en raison de la forme conique du convergent et de l'accélération des particules.

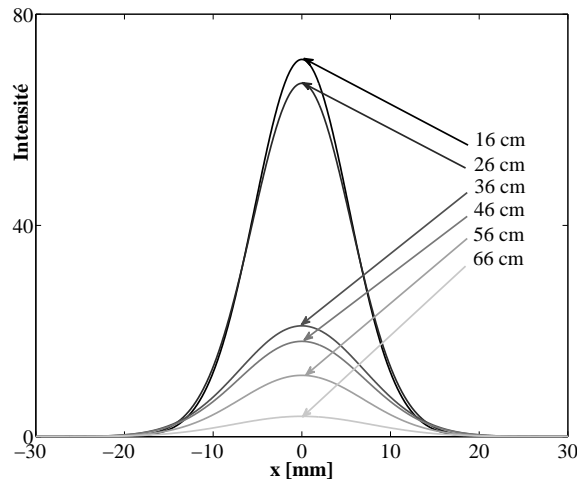


FIG. 7.9 – Évolution du profil d'intensité avec la hauteur de chute, $Q_m = 0,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

Les tests suivants ont donc été menés en utilisant un tube creux plus long (cas (b) où $L = 15 \text{ cm}$, FIG. 7.1 page 145), ce qui a permis de placer le tube poreux dans une zone où le panache a commencé à se développer. Trois aspirations différentes ont été testées sur le panache pour deux débits massiques $Q_m = 3,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ et $Q_m = 0,9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

Pour ces six essais, la mesure de la largeur du panache W a été réalisée 5 cm en dessous de l'aspiration (Tableau 7.1). Malheureusement, quelle que soit l'aspiration produite, la largeur du panache est exactement la même pour chaque débit massique. L'aspiration n'a aucune influence sur la largeur du panache. Ce dispositif ne permet donc pas de limiter l'émission de poussières générées par la chute de poudre.

	$Q_{ap} = 0 \text{ ml} \cdot \text{s}^{-1}$	$Q_{ap} = 2 \text{ ml} \cdot \text{s}^{-1}$	$Q_{ap} = 4 \text{ ml} \cdot \text{s}^{-1}$
$Q_m = 0,9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	$W = 27,1 \text{ mm}$	$W = 27,5 \text{ mm}$	$W = 26,8 \text{ mm}$
$Q_m = 3,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	$W = 32,5 \text{ mm}$	$W = 32,9 \text{ mm}$	$W = 32,3 \text{ mm}$

TAB. 7.1 – Influence de l'aspiration radiale sur la largeur du panache.

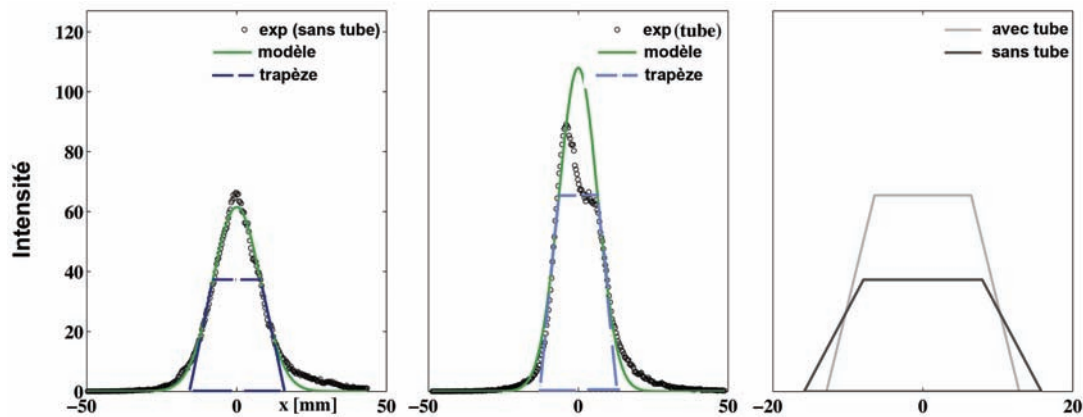
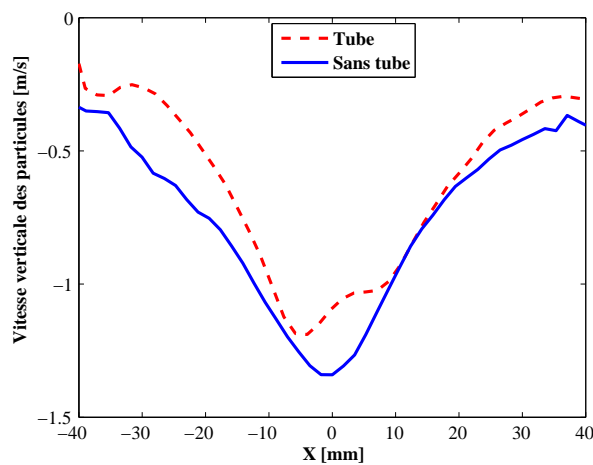
Ce résultat inattendu peut s'expliquer en observant les clichés de l'écoulement autour du tube (FIG. 7.6 page 147). Le mouvement de la poudre en chute semble être guidé par la forme du tube. C'est pourquoi nous avons été amené à étudier l'influence du tube en inox seul, sans aspiration sur le panache.

7.3.3 Influence du tube creux

Afin de déterminer l'influence de la présence du tube creux dans le panache, nous avons mesuré la largeur du panache à 7 cm en dessous du tube creux d'une longueur de $L = 15 \text{ cm}$, sans l'aspiration et sans le tube poreux.

Les mesures réalisées ont montré que la présence dans l'écoulement d'un tube en inox de 15 cm de long réduisait la largeur de l'écoulement de 11 % par rapport au même écoulement sans le tube, ceci pour un débit massique égal à $0,9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

Afin de mieux quantifier cette réduction, le tube a été rallongé à $L = 45 \text{ cm}$ afin d'augmenter la surface d'interaction entre la poudre et le tube. Les images ont été prises à une hauteur de chute de 50 cm.


 FIG. 7.10 – Influence du tube creux sur le panache de poussière, $Q_m = 0,9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $h = 50 \text{ cm}$.

 FIG. 7.11 – Vitesse verticale des particules, $Q_m = 0.9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, $h = 50 \text{ cm}$.

La figure (7.10) compare le profil d'intensité obtenu avec et sans le tube. La présence du tube entraîne une réduction de la largeur du panache d'environ 14 %, pour un débit massique toujours égal $0,9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

Il est important de remarquer que le maximum du profil gaussien d'intensité est plus important dans le cas de l'écoulement avec tube, ce qui implique une concentration de particules supérieure. Le tube génère donc une diminution de la porosité du mélange air-poudre.

De plus, la réduction de la section du panache est fonction de la longueur du tube. En effet, pour une longueur de tube de 15 cm, la largeur du panache réduit de 11 %, alors que pour une longueur de tube trois fois plus importante (cas (c) où $L = 45 \text{ cm}$), la largeur du panache diminue de 14 %. La réduction de la largeur du panache dépend donc de la longueur d'interaction entre la poudre et le tube.

Cette réduction de la largeur du panache ne peut être attribuée à des phénomènes électrostatiques. En effet, le caractère électrostatique de cette poudre a été testé (Chapitre 5 "Dispositif expérimental") et a montré qu'elle n'était pas prompte à se charger au contact de l'inox. Par conséquent, la friction entre le tube et la poudre n'induit aucun phénomène électrostatique.

La figure (7.11) montre que cette interaction se traduit par une modification de la vitesse

de chute des particules. La vitesse au centre de l'écoulement avec le tube, mesurée par le système PIV, est inférieure de 12 % à celle de l'écoulement sans le tube.

La présence du tube dans l'écoulement contracte le panache, et lui permet de conserver une concentration en particules importante, ce qui empêche l'air de circuler librement entre les particules et d'arracher les fines pour devenir poussières. Le contact entre le tuyau et les particules en chute génère une contrainte de cisaillement qui est responsable de la réduction de la vitesse des particules. Les particules sont freinées par frottement.

7.3.4 Corrélacion de l'intensité avec la fraction volumique de particules

Le profil d'intensité du panache à une hauteur fixée a pu être ajusté par une courbe gaussienne. L'intensité i se met sous la forme suivante :

$$i = i_{max} \cdot \exp\left(-\left(\frac{r}{l_g}\right)^2\right), \quad (7.1)$$

où i_{max} est l'intensité maximale au centre de la gaussienne, l_g la largeur de la gaussienne définie aux points d'inflexions de la courbe.

L'intensité de lumière diffractée étant directement liée à la concentration de particules, elle peut s'écrire : $i = a \cdot (\rho_p \phi)$, où a est une constante, ρ_p la masse volumique d'une particule et ϕ la fraction volumique de particules. L'intensité est supposée évoluer linéairement en fonction du nombre de particules.

De plus, le débit massique à travers une section horizontale du panache s'écrit :

$$Q_m = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \rho_p \phi \cdot \vec{u}_p d\vec{s}, \quad (7.2)$$

où u_p est la vitesse verticale des particules.

Or, nous avons montré que la vitesse verticale des particules pouvait être décrite par une courbe gaussienne (Chapitre 6 "Caractérisation du panache") d'équation :

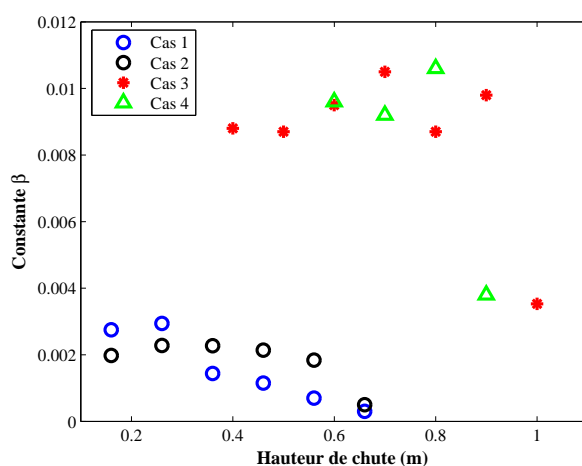
$$u_p = u_{pmax} \cdot \exp\left(-\ln 2 \cdot \left(\frac{2r}{b_g}\right)^2\right), \quad (7.3)$$

où u_{pmax} est la vitesse maximale au centre du panache et b_g la largeur de la gaussienne définie à la moitié de la vitesse maximale.

A partir de ces équations, le débit massique de particules se met sous la forme :

$$Q_m = i_{max} \cdot u_{pmax} \cdot \frac{\pi}{a} \left(\frac{1}{l_g^2} + \frac{4\ln 2}{b_g^2}\right)^{-1}. \quad (7.4)$$

Durant la chute, les séries d'images ont été prises avec un débit massique quasi égal pour chaque hauteur de chute. Sachant que le coefficient a est supposé également constant, le


 FIG. 7.12 – Variation de la constante β .

Cas 1 : 40-63 microns $Q_m = 0,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	Cas 2 : 63-200 microns $Q_m = 0,5 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$
Cas 3 : 63-200 microns $Q_m = 1,9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$	Cas 4 : mix 40-63/63-200 $Q_m = 2,2 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$

 TAB. 7.2 – Paramètres des procédés de déversement pour le calcul de la constante β .

terme $\beta = i_{max} \cdot u_{pmax} \cdot \left(\frac{1}{l_g} + \frac{4 \ln 2}{b_g^2} \right)^{-1}$, doit l'être aussi (FIG. 7.12). Pour effectuer ce calcul, les valeurs de i_{max} et l_g sont fournies par le profil d'intensité, alors que la vitesse u_{pmax} est déterminée par le modèle de Liu et la largeur b_{max} est calculée à partir de la pente d'élargissement du panache déterminée à mi-hauteur du profil de vitesse (Chapitre 6 "Caractérisation du panache").

Le terme β a été déterminé quasi constant pour différentes tailles de grains et débits massiques (Tableau 7.2) pour des cas préalablement étudiés au chapitre précédent, et qui ont montré un très bon accord entre les mesures de vitesse expérimentales et le modèle de Liu. Cependant, quand l'écoulement devient très dilué pour de grandes hauteur de chute, la valeur de β chute. En effet, quand l'écoulement est peu concentré en particules, la largeur du panache est très difficile à déterminer, car la courbe gaussienne de l'intensité est très aplatie. Une analyse de sensibilité des différents termes de l'expression de β a permis de constater que la valeur de la largeur l_g de cette courbe est le facteur le plus influant dans l'expression du coefficient β .

Nous pouvons constater que la méthode d'analyse d'images développée est bien adaptée pour des écoulements concentrés, mais est difficilement applicable à des écoulements dilués car les variations de la largeur l_g sont trop importantes.

De plus, il est important de noter que la valeur de β bien que constante diffère pour les procédés étudiés. Ceci s'explique par le fait que la valeur de la constante a reliant l'intensité à la concentration de particules diffère en fonction des réglages optiques du matériel utilisé pour prendre les clichés.

Un étalonnage de la caméra permet donc, à débit massique constant, d'utiliser la vitesse des particules mesurée à la PIV, pour accéder à l'analyse de la concentration du panache.

Conclusion

L'étude menée lors de ce chapitre a permis de quantifier l'influence de différents dispositifs placés à la sortie du silo sur la quantité de poussières émises dans l'air environnant. Déterminer cette influence a nécessité de mesurer l'expansion du panache de poussière.

Cependant, la méthode utilisée pour déterminer la largeur du panache à partir de la vitesse des particules a montré que cette technique était inutilisable pour des écoulements denses et proches de la sortie du silo. Une méthode basée sur une technique d'analyse d'images a été développée et a permis de donner accès à une mesure de la largeur du panache à partir du profil d'intensité de lumière diffractée par les particules.

Malheureusement, l'aspiration créée dans le panache par l'utilisation d'un tube poreux disposé à la sortie du silo, n'a eu aucun effet sur la largeur du panache et n'a pas permis d'aspirer l'air induit dans l'écoulement. En revanche, l'étude de l'influence du tube creux disposé seul dans l'écoulement, a montré que sa présence dans l'écoulement réduisait la largeur du panache. En effet, le frottement entre les particules en chute et la surface du tube creux provoque une dissipation de l'énergie cinétique des particules et augmente la concentration de particules au centre de l'écoulement.

La technique d'analyse d'images développée s'est avérée parfaitement complémentaire de la technique PIV car l'analyse d'images est adaptée aux écoulements concentrés. De plus, elle permet de corrélérer le profil d'intensité de lumière diffractée à la concentration de particules du panache, et de relier la vitesse des particules à leur concentration pour un débit massique constant.

Toutefois, les modèles ajustant la vitesse des particules et l'intensité de lumière diffractée sont à considérer avec recul, car l'écoulement de poudre est très instationnaire. Ces modèles ne permettent de fournir que des ordres de grandeur des valeurs moyennes car les fluctuations sont grandes devant les valeurs mesurées.

Nomenclature

Symboles grecs :

β : constante	[-]
ϕ : fraction volumique de particules	[-]
ρ_p : masse volumique d'une particule	[kg · m ⁻³]

Symboles romans :

b_g : largeur de la gaussienne de la vitesse verticale des particules	[m]
h : hauteur de chute au centre de l'image	[m]
L : longueur du tube creux en inox dans le panache	[m]
i : intensité de lumière diffractée par les particules	[-]
l_g : largeur de la gaussienne de l'intensité	[m]
n : nombre de particules	[-]
Q_{ap} : débit d'air aspiré à la sortie du tube poreux	[m ³ · s ⁻¹]
Q_m : débit massique de particules	[kg · s ⁻¹]
u_p : vitesse verticale des particules	[m · s ⁻¹]
W : largeur du panache définie à la base du trapèze	[m]

Figures

7.1	Aspiration radiale par le tube poreux.	145
7.2	Système PIV.	145
7.3	Image instantanée de l'écoulement avec le tube poreux.	146
7.4	Histogramme de la distribution d'intensité de l'image (7.3).	146
7.5	Image seuillée de la figure (7.3).	147
7.6	Image moyenne de la série seuillée.	147
7.7	Surface lissée de l'image (7.6).	148
	(a) Avec le tube.	148
	(b) Sans tube.	148
7.8	Profils d'intensité.	149
7.9	Évolution du profil d'intensité avec la hauteur de chute.	150
7.10	Influence du tube creux sur le panache de poussière.	151
7.11	Vitesse verticale des particules.	151
7.12	Variation de la constante β	153

Conclusion et perspectives

L'étude présentée constitue le premier volet d'une Action Concertée Incitative pilotée par l'Institut National de Recherche et Sécurité, dont la finalité est la conception et le dimensionnement de systèmes de ventilation industriels pour la prévention des risques de santé liés à l'inhalation des poudres.

Le travail s'est rapidement orienté vers l'étude du cas particulier de déversement de poudre d'un silo, symptomatique des situations où les poussières sont émises au niveau des zones de transfert. Les émissions de poussières générées par le déversement d'une poudre d'un silo sont produites par deux phénomènes : durant la chute de la poudre et au moment de l'impact des particules de la poudre sur le tas formé. Le travail décrit dans le manuscrit s'est focalisé sur la première zone d'émission, la chute, où la mise en suspension des plus fines particules est gouvernée par l'interaction entre l'air ambiant et la poudre.

Les études menées antérieurement, notamment par l'équipe du Professeur Cooper, ont permis de mettre en évidence le rôle essentiel joué par l'air induit au cours de la chute dans le panache de poudre. Le pilote expérimental utilisé lors de ces recherches a permis de recréer des situations industrielles de déversement de poudre d'un silo, et de quantifier l'air induit selon différentes poudres en fonction du débit massique et de la hauteur de chute.

De plus, un modèle diphasique inspiré de la théorie des panaches miscibles, a été établi par Liu, le doctorant du Professeur Cooper, et confronté avec succès aux mesures expérimentales. Ce modèle diphasique basé sur un modèle de panache décrit l'évolution des deux phases de l'écoulement et permet de prédire la vitesse des particules au centre du jet de poudre, ainsi que la vitesse de l'air, ce qui permet d'estimer la quantité d'air induit. Toutefois, ce modèle dépend de la constante d'entraînement de l'air qui ne peut être prédite. La confrontation des résultats expérimentaux et numériques réalisée par Liu n'a pu être établie que par un ajustement de cette constante et non de manière absolue. En outre, la technique employée pour caractériser la vitesse de la phase solide de cet écoulement a montré qu'elle était peu adaptée à ce type de mesure, car les valeurs de la vitesse des particules obtenues étaient très dispersées et peu reproductibles. Enfin, la concentration et la répartition granulaire des poussières émises dans le panache n'ont pas été réalisés. Nos travaux se sont inscrits dans la continuation de ce travail.

Étude liminaire : écoulements denses

Pour décrire l'écoulement du milieu granulaire en sortie de silo, nous avons entrepris la description d'un lit de grains en mouvement par une approche semi-analytique, en utilisant une loi constitutive de type visco-plastique liant le coefficient de frottement au tenseur des contraintes. La méthode développée à partir de l'étude des caractéristiques, a été appliquée au cas simplifié d'un écoulement parallèle, ainsi que le long d'un plan incliné. Elle a permis d'obtenir un champ de vitesse moyen des grains dont le coefficient de friction dépend du nombre inertiel. Cette méthode a été confrontée avec succès à des mesures expérimentales lorsque le glissement est autorisé à la paroi. Cette approche permet d'envisager le comportement de l'écoulement granulaire qui se produit dans la partie convergente du silo où la poudre est stockée.

Modèle numérique d'un jet de poudre

Le travail réalisé lors de ma thèse a été essentiellement expérimental, bien qu'une partie numérique ait pu être réalisée, avec la collaboration de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, afin d'établir un modèle diphasique simple décrivant la chute d'une colonne de

grains. La particularité de ce modèle est qu'il s'affranchit de la constante d'entraînement de l'air présente dans le modèle de Liu. La confrontation entre ces deux modèles au niveau de la quantité d'air induit dans le panache, uniquement pour des cas validés par Liu, a montré que notre modèle estimait de manière pertinente la quantité d'air induit dans le panache pour de faibles hauteurs de chute et pour des écoulements denses.

Cependant, pour des écoulements dilués et des hauteurs de chute relativement importantes, notre modèle sous-estime fortement la quantité d'air induit car il ne prend pas en compte l'élargissement du panache. Cet élargissement se traduit par une augmentation de la porosité du mélange air-poudre qui va permettre à l'air de freiner la chute des particules et leur permettre d'atteindre une vitesse terminale de chute, ce que notre modèle ne peut pas décrire.

Observations expérimentales d'un jet de poudre

La partie expérimentale de ma thèse, quant à elle, a permis la conception, la réalisation et l'exploitation d'un pilote expérimental inspiré de celui de l'équipe australienne, auquel ont été portées de nombreuses améliorations. Les améliorations de la structure du dispositif ont permis de contrôler les flux d'air se produisant pendant le procédé. Enfin, les améliorations au niveau de la métrologie développée et employée ont donné accès à la cartographie des champs de vecteurs vitesse dans l'écoulement par des mesures de vélocimétrie laser, ainsi qu'à la distribution granulométrique et à la concentration dans les différentes zones de l'écoulement.

L'utilisation du granulomètre laser Spraytec a montré qu'une ségrégation s'opérait au cours de la chute entre les particules : les fines particules sont arrachées du noyau pour alimenter la couche limite de poussières autour du panache. La distribution de tailles des particules dans le panache met en évidence ces deux zones et permet de déterminer une pente d'élargissement du panache.

Les mesures de pesées ont établi une cartographie de la concentration dans le panache. Les mesures d'air induit entreprises par Liu ont été reprises et ont montré que la technique employée était appropriée pour la partie centrale du jet dense. En revanche, ces mesures ont également montré qu'elles n'étaient pas adaptées à une mesure sur la section complète du panache, car l'écoulement n'est pas assez concentré à sa périphérie.

Le système d'Imagerie par Vélocimétrie de Particules (PIV) a fourni l'évolution du profil de la vitesse des particules lors de la chute. La vitesse verticale moyenne peut être décrite par une courbe gaussienne centrée sur l'axe vertical du jet. La valeur maximale de cette gaussienne mesurée au centre du panache a été confrontée avec succès au modèle de Liu pour différents débits massiques et granulométries, et pour un mélange bidisperse. Cette confrontation a pu s'établir par une corrélation de la constante d'entraînement de l'air du modèle de Liu avec la pente d'élargissement du panache de poudre, déterminée à partir d'une mesure de la largeur à mi-hauteur de la vitesse verticale des particules. De plus, cette pente concorde avec celle mesurée par le granulomètre laser. Cette confrontation du modèle de Liu avec nos expériences a permis de valider à la fois le modèle de Liu et notre dispositif expérimental, et surtout de trouver un moyen de déterminer la constante d'entraînement de l'air limitant le caractère prédictif du modèle de Liu.

Cependant, l'utilisation de la PIV s'est avérée impossible dans des zones trop concentrées, proches de l'orifice de sortie de la trémie, ou pour des débits massiques élevés, car le suivi du déplacement individuel des particules n'est plus possible. Dans le but d'étudier l'influence

de différents dispositifs placés à la sortie de la trémie, une technique d'analyse d'images a été développée et a montré que l'aspiration radiale créée au centre du panache ne permettait pas d'aspirer l'air induit dans le panache et de réduire son expansion. Cependant, cette méthode a établi que la présence d'un tube creux au centre de l'écoulement le ralentissait, et surtout permettait au panache de rester fortement concentré et réduisait son expansion. Ceci permet de limiter l'émission de poussières lors de la chute, mais nous pouvons supposer que cette émission est également réduite au niveau de l'impact. En effet, si la vitesse des particules diminue, l'énergie cinétique accumulée pendant la chute sera moins importante, ce qui limitera le nombre de particules mises en suspension par rebonds dynamiques.

Le point essentiel du développement de cette technique d'analyse d'images est sa parfaite complémentarité de la PIV, car elle est adaptée aux écoulements denses. En effet, pour un écoulement dilué, la quantité de lumière diffractée par les particules est moindre, rendant l'analyse d'images délicate. Enfin, la quantité de lumière diffractée par les particules a pu être ajustée par une gaussienne et directement reliée à la concentration en particules de l'écoulement. Un étalonnage du système optique permet de déterminer la valeur de la concentration en tout point de l'écoulement.

Cette étude a montré l'importance du travail qu'il restait à accomplir pour maîtriser et prédire l'ensemble des phénomènes se produisant lors de cette chute.

L'écoulement de poudre n'est pas stationnaire et laisse apparaître des filaments sur les côtés du jet, et un battement basse fréquence du coeur du jet. Il est donc essentiel de développer la prise d'images de l'écoulement par l'utilisation d'une caméra rapide, afin de déterminer quelle est la fréquence propre de ce phénomène.

En outre, la valeur de la constante d'entraînement a été estimée par la mesure de la pente du panache déterminée par la mesure de la largeur du panache à mi-hauteur du profil de vitesse des particules. Pourquoi cette définition purement arbitraire de la largeur du jet coïncide-t-elle? Quel est le lien physique entre la vitesse à mi-hauteur et la constante d'entraînement de l'air, qui représente le rapport entre la vitesse horizontale à la périphérie du jet et la vitesse en son centre. De plus, nous avons montré que la valeur cette constante était intimement liée au taux de fines dans l'écoulement. Est-il possible de prédire cette valeur par un modèle analytique, en fonction de la dispersion granulométrique de la poudre utilisée? Cette valeur peut-elle être utilisée pour prédire le potentiel d'empoussiéage d'une poudre?

Les progrès récents des algorithmes de PIV permettent de discriminer deux populations de particules dans un jet à condition que leur rapport de taille soit important. Il semble donc possible de mesurer la vitesse de l'air sur l'ensemble du panache en pré-ensemencant l'enceinte de particules microniques portées par les mouvements d'air. Le profil de l'air obtenu permettra donc d'accéder par intégration à une mesure précise de la quantité d'air induit, notamment pour des écoulements dilués, ce qui n'est pas réalisable par la méthode de Liu. Toutefois, ces mesures de phase gazeuse par PIV sont à réaliser avec soin, car pour être vues sur les clichés, les particules portées par l'air devront être suffisamment éclairées. Or, si l'intensité lumineuse du laser est trop puissante, les grosses particules de l'écoulement vont diffracter beaucoup trop de lumière et conduire à une saturation des capteurs de la caméra, rendant impossible toute discrimination.

Enfin, les mesures quantitatives effectuées lors de ma thèse devraient permettre de développer un modèle diphasique prédisant ce type d'écoulement. Ce modèle devra décrire les

deux parties de l'écoulement : la zone centrale dense composée de grosses particules où la vitesse de chute est importante, et le développement de la zone périphérique fortement turbulente, contenant les fines particules de poussières. Des lois de transfert entre ces deux zones devront être établies et la phase de redensification de l'écoulement lors de l'impact devra être développée pour estimer convenablement les deux zones d'émission de poussières. Ce travail numérique ne pourra être entièrement réalisé sans de nouvelles mesures expérimentales entreprises dans l'avenir.

Annexe A

Tests d'empoussiérag

Introduction

“L'empoussiérag” peut être considéré comme une propriété de la poudre, c'est son potentiel à émettre des poussières lorsqu'elle est manipulée. De nombreux dispositifs de tests ont donc été conçus pour mesurer cette propriété pour une poudre donnée (Hamelmann and Schmidh, 2003). La forme générale de ces dispositifs est divisée en quatre étapes : prise d'échantillon de la poudre, mise sous contrainte de l'échantillon, échantillonnage de la poussière émise et analyses.

Dans le cas des trois premières étapes, la procédure peut être soit continue, soit discontinue ou intermittente. Le choix dépend du type de poudre mise sous contrainte, de la quantité de poussière libérée et de la fraction de poussière recherchée.

Quatre principaux types d'éléments peuvent être identifiés : les tests de chute dans une colonne, les tests de chute libre dans une chambre, les tests de fluidisation, et les tests par tambour rotatif.

L'analyse de la poussière s'effectue, quant à elle, par des mesures de pesée de la totalité de la poussière ou d'une fraction de poussière, réalisées par des mesures optiques, ou par des méthodes plus spécifiques.

A.1 Chute libre dans une colonne

Dans ce type de test, un échantillon de poudre est déversé dans un tube vertical et sédimente au travers d'une colonne d'air relativement étroite. La poussière se développe graduellement avec la chute de la poudre dans l'air ambiant. La mesure est réalisée par pesée, soit par comparaison entre la quantité de poudre initiale déversée et la quantité de poudre atteignant le fond du tube, soit en mesurant directement la quantité mise en suspension.

Un exemple de test de chute dans une colonne est l'appareil de test de poussières BASF, (Schneider and Betz, 1991). Il aspire la poussière mise en suspension durant la chute de la poudre par une pompe à vide connectée à une boîte de mesure, située en dessous de la



FIG. A.1 – BASF (Schneider and Betz, 1991).



FIG. A.2 – Palas dust view (Anon, 2007b).

colonne de chute (FIG. A.1). Cette poussière aspirée est collectée par un filtre. Cet appareil mesure la différence massique entre la poudre déversée et la poudre recueillie au fond de la boîte de mesure, ainsi que la masse de poussière recueillie dans le filtre.

Le “Palas dust view” (FIG. A.2), quant à lui, mesure la quantité de poussière mise en suspension de l'échantillon de poudre par diffraction laser, (Anon, 2007b).

D'autres tests de chute dans une colonne existent tels que le “Hosokawa Powder tester” (Hosokawa, 2007), le “British Occupational Hygiene Society WGDE tester” (Heitbrink et al., 1992), le “Roaches Dust Particle Apparatus” (DPA) (Lyons and Mark, 1992), ou encore le “Lorenz SP3” (Anon, 2007a).

A.2 Chambre de chute

La chambre de chute est une variante du test de la colonne de chute qui consiste à introduire la poudre dans une chambre, au sein de laquelle l'air est au repos ou en mouvement. La poussière mise en mouvement est collectée et quantifiée.

Un exemple de chute dans une chambre est le test du Material Research Institute (MRI), (Cowherd et al., 1989) : la poudre est introduite dans un petit gobelet inclinable qui sera retourné afin de mettre la poudre en chute dans un écoulement d'air contre-courant (FIG. A.3 page suivante). La poussière mise en suspension est transportée par le courant d'air ascendant vers un dispositif d'impacteurs de différents calibres disposés en cascade, où elle est recueillie et mesurée.

D'autres tests similaires sont disponibles tels que le Vertical Flow Dust Chamber (VFDC), (Lundgren, 1986) (Lundgren and Rangaraj, 1986), le “Unilever test” avec l'échantillonneur Hexlet (Wells and Alexander, 1978), ou le test d'empoussiérage de l'Université de North Carolina (Boundy et al., 2006) spécialisé dans les poudres pharmaceutiques. Enfin, le test du tunnel à vent (Visser, 1992) permet de mesurer par une série d'échantillonneurs la poussière émise lors du déversement d'une poudre d'un tapis convoyeur dans un courant d'air horizontal.

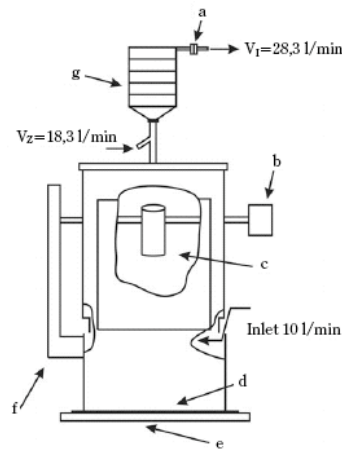


FIG. A.3 – “MRI tester”, (Cowherd et al., 1989). a : filtre, b : vibreur, c : gobelet, d : feuille d'aluminium, e : mousse, f : mécanisme de mise en rotation du gobelet, g : zone d'impact.

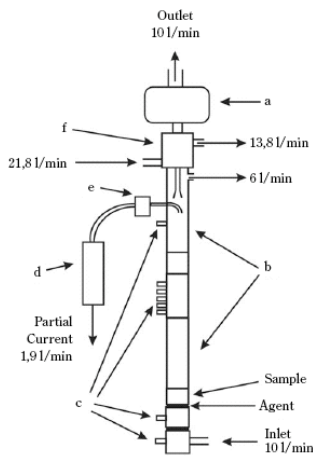


FIG. A.4 – Test fluidisation (Sethi and Schneider, 1996). a : compteur optique de particules, b : module de verre, c : robinet de mesure de pression, d : TOEM, e : cyclone, f : diluant.

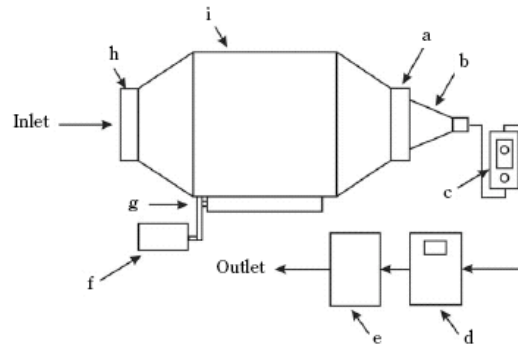


FIG. A.5 – Tambour tournant. a : sortie, b : unité de prélèvement, c : débitmètre et contrôleur d'arrivée d'air, d : jauge, e : pompe, f : moniteur, g : rouleau, h : admission, i : tambour. (Lyons and Mark, 1992)

A.3 Tests par fluidisation

Dans les tests par fluidisation, l'échantillon de poudre est fluidisé par un courant ascendant. Cette mise sous contrainte peut être appliquée sur la poudre seule (Schofield, 1981), ou sur un lit fluidisé où la poudre est mélangée à des particules plus larges (FIG. A.4). Le deuxième exemple est généralement appliqué à des fines poudres cohésives, difficiles à fluidiser de manière reproductible.

Lorsque le lit du mélange de particules est aéré, les particules les plus fines du mélange mises en suspension sont mesurées in situ par un compteur optique de particules (Optical Particle Counter, OPC) et par une microbalance (Tapered Element Oscillating Microbalance, TEOM).

A.4 Test du tambour tournant

Les tests de tambour tournant présentent l'avantage de pouvoir être continus ou semi-continus. La poussière est mesurée en disposant la poudre à tester dans un tambour rotatif, équipé de lames afin d'empêcher la poudre de se coller aux parois, parcouru par un écoulement d'air. La poussière émise est mesurée par des compteurs optiques de particules et par des filtres sur lesquels elle se dépose.

Un de ces appareils a été à de nombreuses reprises cité par la Société Britannique d'Hygiène du Travail (Anon, 1996), (Lyons and Mark, 1994), (FIG. A.5 page précédente).

Conclusion

L'éventail et la grande diversité des dispositifs de mesure de poussières mentionnés ci-dessus permet d'imaginer facilement que les mesures recueillies à partir de ces différents appareils ne fourniront pas des résultats corrélables les uns avec les autres.

Tous ces tests d'empoussiérage diffèrent les uns des autres par le type de mise sous contrainte de la poudre et par les mesures effectuées pour quantifier la poussière générée. Le caractère relatif des mesures ne permet absolument pas de fournir des données techniques utiles à la conception de systèmes de ventilation pour limiter l'émission de poussières.

Bibliographie

- Allen, T. (1988). Granulométrie. *Techniques de l'Ingénieur*, P1040.
- Anon (1996). Methods for determination of hazardous substances. Technical report, Health and Safety laboratory.
- Anon (2007a). Lorenz messgeratebau instrument sp3. Technical report, www.lorenz-messgeraetebau.de.
- Anon (2007b). Palas dustview. Technical report, Palas GmbH, www.palas.de.
- Ansart, R., Dodds, J. A., and de Ryck, A. (2007). Dust emission by falling particle streams. *Biopowder Mini-Conference, Budapest*.
- Batchelor, G. K. (1954). Heat convection and buoyancy effects in fluids. *Quarterly journal of the royal meteorological society*, vol. 80, p.339-358.
- Batchelor, G. K. (1988). A new theory of the instability of a uniform fluidized bed. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 193, p.75-110.
- Bertho, Y., Giorgiutti-Dauphiné, F., Raafat, T., J., H., Herrmann, H., and Hulin, J. (2002). Powder flow down a vertical pipe : the effect of air flow. *Journal of fluid Mechanic*, vol 459, p. 317-345.
- Beverloo, W., Leniger, H., and Van de Velde, J. (1961). The flow of granular solids through orifices. *Chemical Engineering science*, vol. 15, pp. 260-269.
- Boundy, M., Leith, A., and Polton, T. (2006). Method to evaluate the dustiness of pharmaceutical powders. *Amn. Occup. Hyg.*, Vol. 50, No 5., pp. 453-458.
- Brown, R. L. and Richards, J. (1970). *Principles of powder mechanics*. Pergamon Press, Oxford.
- Chevoir, F., Prochnow, M., Moucheron, P., Da Cruz, F., Bertrand, F., Guilbaud, J., Coussot, P., and Roux, J. (2001). Dense granular flows in a vertical chute. *Powder and Grains*, Y. editor. *Lisse, Swets and Zeitlinger*, PP. 399-402.
- Chevoir, F., Roux, J.-N., Da Cruz, F., Rognon, P., and Koval, G. (2007). Loi de frottement dans les écoulements granulaires denses. *Congrès Science et Technologie des poudres 2007, EMAC*.
- Clift, R., Grace, J., and Webber, M. (1978). *Bubbles, drops and particles*. Academic Press, New York.
- Condotta, R. (2005). *Coulabilité des poudres cohésives : mesures aux faibles contraintes, granulaires humides et application à une poudre industrielle*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- Cooper, P. and Arnold, P. C. (1995). Air entrainment and dust generation from a falling stream of bulk material. *Kona*, No. 13, p. 125-134.

- Cooper, P., Liu, Z., and Wypych, P. Cooper, P. (1999). Plume driven by free-falling streams of solid particles. *14Th Australasian fluid Mechanics conference*.
- Cooper, P., Liu, Z. Q., and Glutz, A. (1998). Air entrainment processes and dust control in bulk materials handling operations. In *Bulk Materials storage, handling and transportation*.
- Cowherd, C., Grelinger, M. a., Englehart, P. J., Kent, r. F., and Wong, K. F. (1989). An apparatus and methodology for predicting the dustiness of materials. *American Industrial Hygiene Association Journal, Vol. 50, 3, pp. 123-130*.
- Da Cruz, F., Emam, S., Prochnow, M., Roux, J., and Chevoir, F. (2005). Rheophysics of dense granular flows : discrete simulation of plane shear flows. *Phys. Rev. E., 72, 021309*.
- de Gennes, P. J. (1998). Reflexions on the mechanics of granular matter. *Physica A, 261, pp. 267-293*.
- Drazin, P. and Reid, W. (1981). *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press.
- Duran, J. (1997). *Sables, poudres et grains. Introduction à la physique des milieux granulaires*. Eyrolles sciences.
- Glutz, A. (1995). Air entrainment in falling streams of material. *BE honours thesis, Dept. Mechanical engineering, University of Wollongong*.
- Gosh, S., Hunt, J., J.C., P., and Miller, P. (1993). Dynamics of turbulent air-flow in droplet driven sprays. *Applied scientific Research, vol. 51, p. 257-262*.
- Gu, Z., Arnold, P., and McLean, A. (1992). Prediction of the flowrate of bulk solids from mass flow bins with conical hoppers. *Powder technology, vol. 72, p. 157-166*.
- Guyon, E., Hulin, J. P., and Petit, L. (2001). *Hydrodynamique physique*. CNRS Editions/EDP Sciences, Paris.
- Guyon, E. and Troadec, J. P. (1994). *Du sac de billes au tas de sable*. Editions Odile Jacob.
- Hamelmann, F. and Schmidh, E. (2003). Methods for estimating dustiness if industrial powders. *A review, Kona, N. 21, pp 7-17*.
- Hawking, S. (2005). *Une belle histoire du temps*. Flammarion.
- Heitbrink, A. W., Baron, P. A., and Willeke, K. (1992). An investigation of dust generation by free falling powders. *American Industrial Hygiene Association, J. 53, p. 617-624*.
- Hemeon, W. (1998). *Hemeon's plant and process ventilation : new edition of the classic industrial ventilation text*. Lewis Publishers.
- Hosokawa, L. (2007). The hosokawa powder tester. Technical report, www.hosokawa.com.
- Jaeger, H. and Nagel, S. (1996). Granular solids, liquids and gases. *Rev. Mod. Phys., 68 (4), pp. 1259-1273*.
- Jenike, A. W. (1987). A theory of flow particulate solids in converging and diverging channels based on a conical yield function. *Powder Technology, 50, pp. 229-236*.
- Jenkins, J. and Savage, S. B. (1983). A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles. *Journal of fluid mechanics, 130, pp.187-202*.
- Johnson, T. and Patel, V. (1999). Flow past a sphere up to a reynolds number of 300. *Journal of Fluid Mechanics*.
- Jop, P., Forterre, Y., and pouliquen, O. (2006). A constitutive law for dense granular flows. *Nature, Vol. 441, pp.727-730*.
- Lewis, W., E.R., G., and W.C., B. (1949). *Ind. Eng. Chem., 41, 1104*.

- Liu, Z., Wypych, P., and Cooper, P. (1999). Dust generation and air entrainment in bulk materials handling. *Powder handling and processing*, vol; 4, N°4, p. 421-425.
- Liu, Z. Q. (2001). *Air entrainment in free falling bulk materials*. PhD thesis, University of Wollongong.
- Lundgren, D. (1986). A measurement technique to quantitate fugitive dust emission from handling granular products. *Journal of Aerosol Science*, Vol. 17, N° 3, p. 632-634.
- Lundgren, D. and Rangaraj, C. (1986). A method for the estimation of fugitive dust emission potentials. *Powder Technology*, 47, p. 61-69.
- Lyons, C. and Mark, D. (1992). An evaluation of the roaches dust particle apparatus dustiness testing equipment. Technical report, HSE contract Research Report No. 40/1992.
- Lyons, C. and Mark, D. (1994). Development and testing of a procedure to evaluate the dustiness of powders and dusts industrial use. Technical report, HSE contract Research Report No. 60/1994.
- Maude, A. (1958). A generalized theory of sedimentation. *British journal of applied physics*, vol. 9, p477-482.
- McDougall, T. J. (1978). Bubble plumes in stratified environments. *Journal of fluid mechanics*, vol.85, p. 655-672.
- Milgram, J. H. (1983). Mean flow in round bubble plumes. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 133, pp. 345-376.
- Mobius, M. E. (2006). Clustering instability in a e freely falling granular jet. *Physical Review E* vol. 74, Issue 5.
- Morton, B., Taylor, G., and Turner, J. (1956). Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc. Royal Soc. London, Series A*, 234A, p. 1-22.
- Nakamura, I. (1976). Steady wake behind a sphere. *Phys. Fluids*.
- Onofri, F. (2005). Granulométrie optique en mécanique des fluides. Technical report, 5ème Ecole d'Automne, Vélométrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides, Saint-Pierre d'Oléron.
- Otsu, N. (1979). A threshold selection method from gray level histograms. *IEEE Transactions on systems, Man and Cybernetics*, vol. 9 number 1, pp. 62-66.
- Pouliquen, O. (2004). Ecoulements granulaires secs. hdr. *Laboratoire IUSTI, Technopôle Château Gombert, Marseille*.
- Reithmuller, M. (2005). Vélométrie par images de particules. Technical report, 5ème Ecole d'Automne, Vélométrie et Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides, Saint-Pierre d'Oléron.
- Revel, J. (2003). *Etude expérimentale de phénomènes électrostatiques lors de la fluidisation de granulés et de poudres de polyéthylène : charge et neutralisation par injection supersonique d'ions*. PhD thesis, Ecole des mines de Paris.
- R.H., W. and Kwauk, M. (1948). *Chem. Eng. Prog.*, 44, 201.
- Richardson, J. and Zaki, W. (1954). *Trans. Inst. Chem. Engrs*.
- Ricou, F. and Spalding, D. (1961). Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 8, p 21-32.
- Rooney, G. and Linden, P. (1996). Similarity considerations for non bousinesq plumes in an unstratified environment. *Journal of fluid mechanics*, vol. 318, p. 237-250.
- Roudet, M. (2005). Modélisation de la chute libre d'une colonne. Master's thesis, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse.

- Schneider, J. and Betz, N. (1991). Tests for the animal nutrition laboratory. Technical report, BASF.
- Schofield, C. (1981). Dust generation and control in materials handling. *Bulk solids handling, Vol. 1, No. 3, p. 419-427.*
- Sethi, S. and Schneider, T. (1996). A gas fluidization dustiness tester. *J. Aerosol Sci., Vol. 27, Suppl. 1, pp 5305-5306.*
- Seville, J., Tüzün, U., and Clift, R. (1998). *Processing of particulate solids.* Springer, Powder technology Series.
- Smithers, T. (1994). Generation of dust from a falling stream of material. *BE honours thesis, Dept. Mechanical engineering, University of Wollongong.*
- Stokes, G. G. (1851). *Trans. Camb. Phil. Soc., vol. 9, p. 8-106.*
- Taneda, S. (1956). Experimental investigation of the wake behind a sphere at low reynolds numbers. *J. Phys. Soc., Japan 11, pp.1104-1108.*
- Veje, C. and Dimon, P. (2001). The dynamics of granular flow in an hourglass. *Granular Matter, volume 3, Number 3 / August.*
- Visser, G. T. (1992). A wind-tunnel study of the dust emissions from the continuous dumping of coal. *Atmospheric Environnement, Vol. 26A, No. 8, p. 1453-1460.*
- Wells, A. and Alexander, D. (1978). A method for estimating the dust yield of powders. *Powder technology, 19, pp. 271-277.*
- Wen, C. Y. and Yu, Y. (1996). Mechanics of fluidization. *Chemical Engineering Progress, Symposium Series, vol. 62, p. 100-111.*
- Woodall, I. (1993). Investigation of various dust generation mechanisms as a means of controlling industrial pollution. Master's thesis, Dept. Mechanical engineering, University of Wollongong.
- Wu, X.-l., Maloy, K., Hansen, A., Ammi, M., and Bideau, D. (1993). Why hour glasses tick. *Physical Rev. Lett., 71, 1363-1366.*
- Wypych, P., Cook, D., and Cooper, P. (2005). Controlling dust emissions and explosion hazards in powder handling plants. *Chemical Engineering Processing 44, p. 323-326.*

Index

- Agglomération, 39
- Algorithmes d'analyse d'images, 133
- Appariement zone morte et écoulement, 25
- Archimède, 36
- Aspiration dans le panache, 132

- Champ de l'écoulement dans le canal, 24
- Charges électrostatiques, 106
- Chute libre, 34
- Coefficient de traînée, 71
- Comparaison mesures - expériences, 122
- Constante d'entraînement de l'air, 54
- Corrélation intensité de lumière diffractée-
concentration de particules, 139

- Débit d'air induit dans le jet, 61
- Débit massique, 42, 44
- Diffusion
 - de Mie, 102
 - multiple, 103

- Écoulement
 - de Stokes, 36
 - laminaire, 45
- Écoulements
 - denses, 14
 - diphasiques, 70
 - granulaires, 14
 - plan cisailé, 15

- Flottabilité, 71
- Flux
 - de grains, 25
 - de particules, 74
- Force
 - d'histoire, 72
 - de masse ajoutée, 72
 - de traînée, 36, 71
 - de traînée de Stokes, 71
 - gravitationnelle, 35
- Forces
 - électrostatiques, 40
 - capillaires, 39
 - de cohésion, 39
 - de Van der Waals, 39

- Galilée, 35
- Gel de silice, 105
- Granulométrie, 44
- Granulométrie laser
 - principe, 99
- Granulomètre laser
 - Spraytec, 102

- Hauteur de chute, 45
- Hygrométrie, 45

- Influence
 - de l'aspiration dans le panache, 136
 - du tube dans l'écoulement, 137
- Instabilité de Kelvin-Helmholtz, 46

- Mélange de poudres, 125
- Méthodes des caractéristiques, 17
- Modèle
 - d'Hemeon, 52
 - de Cooper et Arnold, 54
 - de Liu, 55
 - diphasique proposé, 72
- Mouvement brownien, 34
- Moyenne
 - d'ensemble, 73
 - spatiale, 73

- Nombre
 - de Coulomb, 15
 - de Reynolds, 36
 - de Savage, 15
 - inertiel, 15

- Panache
 - air induit, 115
 - concentration volumique moyenne, 113

- distribution granulométrique, 112
- fraction massique, 114
- fraction volumique de particules, 118
- intensité turbulente, 121
- migration des particules, 112, 120
- vitesse de l'air induit, 117
- vitesse des particules, 119
- vitesse horizontale, 120
- vitesse verticale, 120
- Pilote expérimental, 90
 - de Liu, 58
- PIV
 - Auto-corrélation, 97
 - Inter-corrélation, 97
 - principe, 93
 - Traceurs, 95
- Ponts liquides, 39
- Ponts solides, 39
- Porosité, 42
- Poussée d'Archimède, 36
- Profil d'intensité, 136
- Profondeur maximale de la couche en écoulement, 25
- Régime
 - collisionnel, 14
 - dense, 14
 - quasi statique, 14
- Solution de Stokes, 71
- Temps
 - de cisaillement, 15
 - de relaxation, 72
 - inertiel, 15
- Test d'empoussiéragé
 - chute libre dans une chambre, 150
 - chute libre dans une colonne, 149
 - fluidisation, 150
 - tambour tournant, 151
- Triboélectrification, 40
- Vitesse
 - à la surface du lit de grains, 25
 - de l'air induit dans le jet, 62
 - de Stokes, 38
 - des particules dans le panache, 60
- Zone
 - d'écoulement, 24
 - de Bagnold, 26
 - morte de l'écoulement, 19

Résumé :

Quand des matériaux pulvérulents sont manipulés, il est inévitable qu'une partie soit dispersée dans l'atmosphère environnante, ce qui conduit à une mise en suspension dans l'air et à des dépôts sur les surfaces. Il y a risque pour la santé des opérateurs sur les lieux de travail, s'ils entrent en contact direct avec les particules en suspension dans l'air par toucher, ingestion, ou par inhalation avec des risques spécifiques de maladies professionnelles tels que des cancers ou des empoisonnements si les produits sont toxiques ou nocifs. Le but de ce travail a été de concevoir, de réaliser et d'exploiter un pilote expérimental afin d'étudier les mécanismes de mise en suspension de poussières lors du déversement de poudre d'un silo. Le panache formé a été observé et caractérisé par des mesures optiques de distribution de taille de particules, de vitesse et d'analyse d'images, ainsi que des bilans globaux de matière. Ces mesures ont ensuite été confrontées à un modèle numérique.

Abstract :

In all cases where powders are handled there is the risk of particles becoming dispersed in the atmosphere leading to suspension in air and eventually deposits on surfaces. Suspension in air means loss of product and more seriously risks to health when operators come into contact with powders by ingestion, or inhalation. This can lead to health problems such as lung cancer or even poisoning if the powders are toxic. This work has been carried out to an experimental set up characterising the mechanisms of dust emission from a falling stream of powders. The aim of this thesis is to design and build an experimental set-up to study the mechanisms by which particles become suspended in air from a stream of particles falling from a silo. The characteristics of the falling stream are observed and measured by optical methods involving, PIV, image analysis and laser diffraction particle size analysis. Mass balances on solids and induced air are determined and compared with a numerical model.