
Écoulements fluide-particules

Les écoulements mettant en œuvre une inclusion de particules dans un fluide en mouvement se rencontrent dans une multitude de phénomènes naturels mais également dans de nombreux procédés industriels. Le terme “fluide” englobant en effet deux états de la matière, à savoir gazeux et liquide, et une particule pouvant quant à elle être définie comme un corps solide, déformable ou rigide, dont la taille peut varier de celle d’une molécule à celle d’un rocher de plusieurs mètres, cela nous conduit à affirmer que les écoulements fluide-particules sont omniprésents.

Mise à part la taille des particules, un des principaux paramètres caractérisant un écoulement fluide-particules est le rapport de densité entre les phases. En effet, la densité des particules immergées peut être inférieure, égale ou supérieure à celle du fluide qui les entoure. Il en résulte des forces hydrodynamiques et hydrostatiques différentes, et donc des comportements de mélange différents.

I – 1.1 Phénomènes naturels

Parmi les écoulements gaz-particules présents dans la nature, citons par exemple :

- les fumées, qui sont composées de suie¹ et/ou de cendre (fumées automobiles, industrielles, d’éruptions volcaniques, etc),
- les pollens transportés dans l’air,
- les polluants atmosphériques, dont la taille varie de quelques nanomètres à plusieurs dizaines de micromètres,
- les avalanches, qui sont composées aussi bien de flocons que d’énormes blocs de neige.

Les écoulements liquide-particules sont eux aussi très couramment rencontrés dans les milieux naturels :

- les sédiments dans les rivières peuvent avoir des tailles très variées, allant de quelques micromètres au millimètre pour les sables, et pouvant aller jusqu’au mètre pour les rochers, en passant par les graviers et les galets,
- les polluants aquatiques sont hélas très répandus, que ce soit dans les rivières ou dans les océans,
- les micro-organismes présents dans les rivières ou les océans tels que le plancton ou les algues,
- les glissements de terrain et les coulées de boue qui peuvent emporter des objets de plusieurs tonnes.

I – 1.2 Applications

Les différents types d’écoulement fluide-particules présentés précédemment sont observés par l’Homme depuis la nuit des temps et la compréhension des phénomènes physiques qui les régissent n’a cessé d’évoluer, en particulier au cours de ces derniers siècles. Les écoulements mettant en œuvre une inclusion de particules dans un fluide sont ainsi couramment utilisés pour des applications domestiques ou industrielles.

Parmi les applications domestiques, se basant ou donnant lieu à des écoulements fluide-particules, notons par exemple :

- les aspirateurs ménagers, qui créent une dépression engendrant une mise en mouvement de l’air qui transporte alors les poussières,
- la cuisson des aliments dans l’eau bouillonnante,

1. matière carbonée imbrulée

- les sprays aérosols.

Mais ce type d'écoulement est également et surtout beaucoup utilisé dans l'industrie comme par exemple :

- la découpe de matériaux et le décapage de surface par projection de sable,
- de nombreux procédés de raffinage tels que le crackage catalytique fluide (en anglais "Fluid Catalytic Cracking (FCC)") ou la combustion chimique en boucle (en anglais "Chemical Looping Combustion (CLC)"),
- la capture du CO₂,
- la catalyse de monoxyde de carbone et d'hydrogène en vue de les convertir en hydrocarbure (procédé Fisher-Tropsch)
- le transport de pétrole en pipeline comporte également des particules solides, à savoir du sable et des petits bouts de roches emportés lorsque le pétrole brut est extrait du sous-sol, mais également des hydrates qui se forment progressivement dans la phase liquide en raison des conditions de température et de pression,
- les échangeurs de chaleur contemporains, comme par exemple les centrales photo-thermiques qui utilisent des particules à forte capacité thermique pour stocker et/ou transporter la chaleur.

Le tableau I.1 provenant de Fan & Zhu [70] référence un grand nombre d'applications industrielles mettant en œuvre des fluidisations gazeuses denses.

TABLE I.1 – Exemples d'applications des fluidisations granulaires denses, d'après Fan & Zhu [70]

Opérations physiques	Synthèses chimiques	Procédés métallurgiques et miniers	Autres applications
Echangeurs de chaleur	Synthèse de l'anhydride phtalique	Traitement de l'uranium	Combustion du charbon
Mélange de solides	Synthèse de l'acrylonitrile	Réduction d'oxyde de fer	Gazéification du charbon
Enrobage de particules	Synthèse de l'anhydride maléique	Pyrolyse de huile l'huile de schiste	Crackage catalytique fluide
Séchage	Synthèse de l'éthylène dychloride	Brulage des minerais de sulfure	Incinération des déchets
Adsorption	Transformation de essence en méthanol	Production de cristaux de silicium	Production de mâchefer
Solidification et granulation	Synthèse de l'acétate de vinyle	Production de dioxyde de titane	Culture de micro-organismes
Croissance de particules	polymérisation d'oléfine	Calcination	

I – 1.3 Cadre de cette étude

Dans cette étude nous nous concentrerons plus particulièrement sur les écoulements mettant en jeu un fluide s'écoulant à des vitesses permettant de se placer sous l'hypothèse des gaz incompressibles et donc de décrire les écoulements liquides et gazeux avec les mêmes équations (voir §II – 2.1). Même si les particules de certaines applications sont déformables et peuvent parfois perdre de la matière, *ie.* perdre du volume, nous ne traiterons ici que de particules non déformables et de volume constant. Les éléments

de la phase dispersée sont entièrement immergés dans le fluide environnant et peuvent se déplacer dans toutes les directions de l'espace, dans la limite des collisions avec les particules et obstacles voisins. Nous étudions en effet des écoulements particulaires denses au sein desquels les collisions entre objets sont très fréquentes et influencent grandement l'écoulement comme nous allons le voir par la suite. Les écoulements fluide-particules conservent un comportement de fluide malgré la très forte concentration de solide (proche de la concentration maximum). De ce fait, il est courant de parler de fluidisation de particules ou de particules fluidisées.

I – 2 Lits Fluidisés

Au cours de ces trois années de thèse, une attention particulière a été portée à l'étude des lits fluidisés denses. Ce type d'écoulement fluide-particules est fréquemment utilisé pour de nombreuses applications du Génie des Procédés, notamment dans l'industrie para-pétrolière et chimique. Dans la partie qui suit, nous présentons tout d'abord le fonctionnement général d'un lit fluidisé puis ses applications et enfin, nous nous attardons sur le cas particulier des lits pulsés qui ont fait l'objet d'une attention particulière.

I – 2.1 Description

Les lits fluidisés sont des systèmes qui font intervenir une ou plusieurs phases solides en interaction avec une phase fluide, du gaz ou du liquide injecté par le bas du domaine. La phase solide, également appelée phase dispersée, est constituée d'un grand nombre de particules indépendantes les unes des autres et dont la taille peut ne pas être la même. L'ensemble de ces particules est communément appelé "lit" quand il se trouve au fond d'un contenant. Lorsque la masse de particules reste immobile au fond du réservoir, le lit est dit "fixe" (voir figure I.1-(a)). L'ensemble des particules ne bougeant pas, son comportement est alors assimilable à celui d'un milieu poreux à travers lequel la phase continue peut circuler. Comme le montre la figure I.1-(b), le fluide voit sa vitesse d'écoulement augmentée lorsqu'il passe à travers le lit en raison du rétrécissement de section.

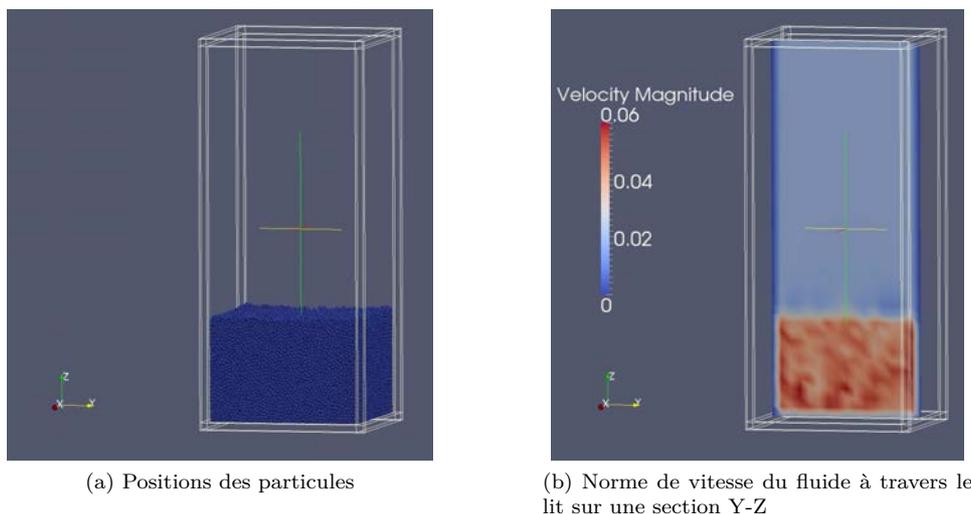


FIGURE I.1 – Lit fixe de particules sphériques de même diamètre

A partir d'une certaine valeur, le lit commence à être mobile, la valeur de la vitesse d'entrée est alors appelée vitesse minimale de fluidisation. Si la vitesse du fluide dépasse une certaine valeur, les particules bougent de plus en plus, le déplacement des éléments de la phase dispersée donne naissance à des zones de plus faible concentration de particules dans lesquelles la phase continue circule plus facilement. Cela engendre l'apparition de bulles de fluide dans le bas du domaine, qui remontent

progressivement à la surface du lit. Des particules s'élèvent puis retombent, le lit est alors "fluidisé" (voir figure I.2).

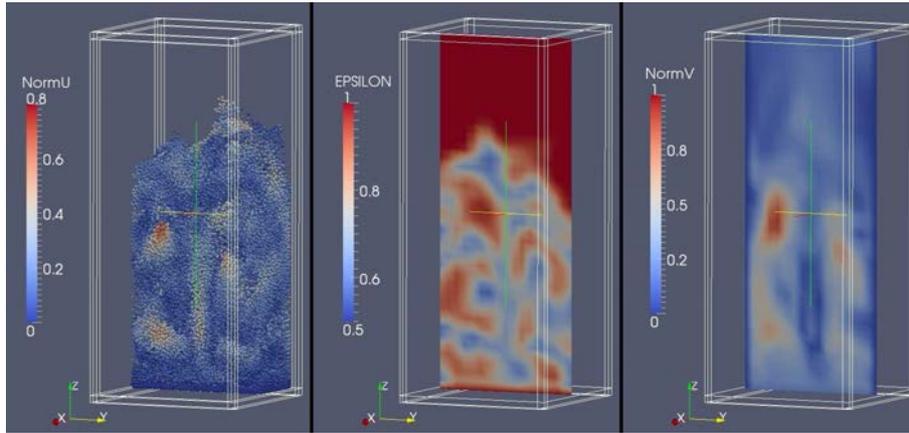


FIGURE I.2 – Lit fluidisé de particules sphériques de même diamètre. A gauche, position des particules colorées en fonction de leur vitesse. Au centre, valeur de la fraction volumique de fluide sur une section Y-Z. A droite, norme de la vitesse du fluide à travers le lit sur une section Y-Z

I – 2.2 Intérêts pour l'industrie

I – 2.2.1 Domaines d'application

Le lit fluidisé est une configuration qui se rencontre dans un grand nombre de domaines. Dans l'industrie pétrolière et la pétrochimie par exemple, les réacteurs catalytiques peuvent être à lit fixe ou à lit fluidisé (en anglais "Fluidized Bed Reactor (FBR)"). Toujours dans le monde de la pétrochimie, une technologie largement répandue dans les raffineries est le Crackage Catalytique Fluide (FCC). Les lits fluidisés se retrouvent également dans le secteur de la transformation d'énergie avec le principe de Lit Fluidisé Circulant (LFC) pour le transport des cendres de charbon par exemple, ou la Combustion en Lit Fluidisé (FBC). Un autre domaine d'application de la technologie des lits fluidisés est le traitement des eaux usées à l'aide de bioréacteurs à lit fluidisé.

I – 2.2.2 Avantages et inconvénients

La technologie des lits fluidisés est utilisée dans les domaines présentés ci-dessus car elle comporte de nombreux avantages. Parmi eux, nous pouvons par exemple citer :

- en raison du brassage continu des particules par le fluide, la température du lit est homogène, même en présence de réactions fortement endo- ou exo-thermiques,
- dans le cas où un dispositif immergé chauffant ou refroidissant est utilisé, le coefficient d'échange thermique est très élevé en raison de la circulation de la suspension,
- les particules de très petite dimension sont plus facilement utilisables qu'avec d'autres technologies,
- le comportement du mélange diphasique est proche de celui d'un fluide, ce qui facilite les opérations de maintenance à réaliser sur le lit, dans le cas d'injection ou de soutirage de particules par exemple.

Cependant, cette technique comporte des inconvénients, parmi lesquels :

- les collisions et les frottements des particules entre elles qui entraînent une diminution progressive de leur dimension (abrasion, rupture). Certaines particules, ainsi devenues trop petites, sont transportées par le fluide et sortent du réacteur, il faut alors réinjecter des particules pour maintenir une quantité constante de phase dispersée,

- ces frottements et collisions créent également des poussières de particules appelée “fines”, qui se mêlent au fluide et modifient sa rhéologie, formant ainsi des fluides complexes appelés “slurry” en anglais,
- en aval du réacteur, il est souvent coûteux de séparer le fluide des fines et des petites particules qu’il transporte,
- les vibrations engendrées par le bouillonnement du lit peuvent provoquer des secousses importantes du réacteur.

I – 2.3 Cas des lits pulsés

Le type de lit fluidisé présenté ici est souvent rencontré en Génie des Procédés, il est appelé lit pulsés, plus connu sous le nom anglais de “spouted bed”. Ci après, nous présentons le fonctionnement général des lits pulsés, puis nous nous attardons sur l’apparition de bulles de fluide dans le lit de particules et leurs conséquences sur la pression dans le réacteur.

I – 2.3.1 Présentation des lits pulsés

La catégorie des lits pulsés regroupe les réacteurs dont la surface d’injection est nettement plus petite que la section du réacteur comme l’illustre la figure I.3. Ainsi, pour que le lit de particules soit fluidisé, le fluide doit être injecté par l’orifice (en rouge) avec une vitesse U_{in} bien plus élevée que si il avait été injecté sur toute la section du réacteur (en jaune).

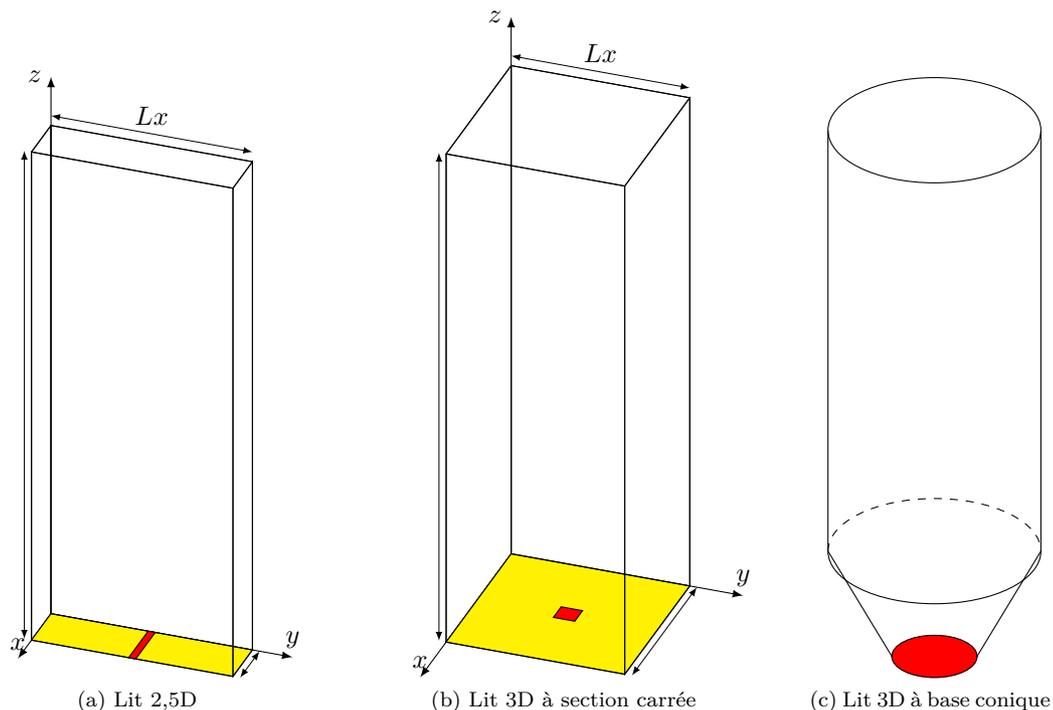


FIGURE I.3 – Types de lit pulsé

Le fluide entrant dans le domaine emporte alors les particules se trouvant sur son passage, formant ainsi une zone dépeuplée appelée jet (en anglais “spout”). Comme présenté sur la figure I.4-(a), si la vitesse d’injection n’est pas assez élevée par rapport à la hauteur du lit, cette zone dépeuplée est confinée dans la partie basse du réacteur et le fluide en mouvement se disperse dans le lit de particules pour atteindre la surface, à la manière d’un lit fixe. En revanche, si le fluide est injecté avec suffisamment de débit, des bulles de fluide se détachent du bas du domaine et entraînent avec elles des

particules jusqu'à la surface du lit, d'une part en les poussant au dessus de la bulle et d'autre part en les entraînant dans leur sillage (voir figure I.4-(b)).

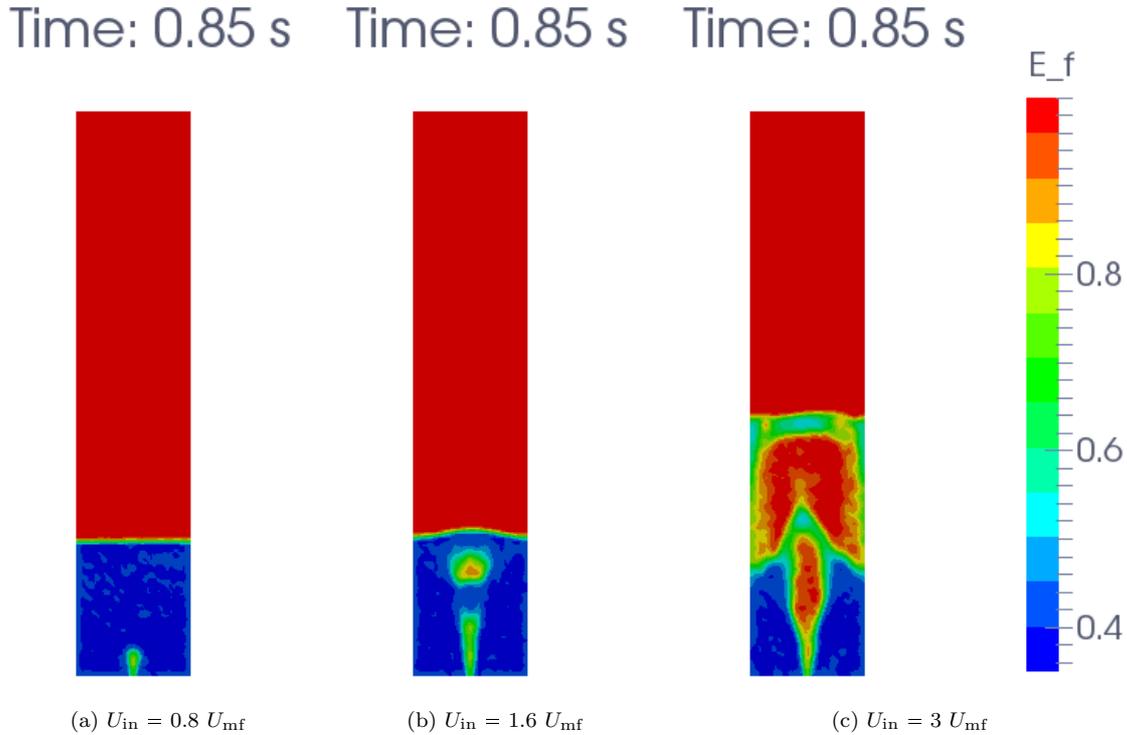


FIGURE I.4 – Illustration du comportement du lit pour différentes vitesses d'injection. \mathcal{E}_f représente la fraction volumique de fluide ($\mathcal{E}_f=1$: fluide sans particules, $\mathcal{E}_f=0.35$: packing maximum de particules)

Enfin, si la vitesse du fluide est encore plus importante, le jet charrie les particules provenant de la base du réacteur et les propulse au dessus du corps du lit. La concentration de particule étant moins élevée dans la partie haute du domaine, la surface permettant au fluide de s'écouler s'élargit et le fluide s'écoule plus lentement. Les forces de traînée exercées sur les particules sont alors moins importantes et elles retombent sur le haut du lit à la manière d'un jet de fontaine comme l'illustre la figure I.4-(c). Les particules circulent donc dans le réacteur de façon cyclique, partant du bas du réacteur, puis après avoir été transportées par le jet jusqu'au sommet de la fontaine, retombent sur le lit où elles sont peu à peu recouvertes par les particules suivantes. Les réacteurs à lits pulsés peuvent être de différentes formes : d'une part la section peut être circulaire, carrée ou rectangulaire et d'autre part, la face inférieure du réacteur peut être plane ou conique, ce qui évite les zones de stagnation dans les coins inférieurs du domaine. Enfin le réacteur peut comporter un ou plusieurs jets dont les dimensions peuvent elles aussi être différentes.

Initialement étudiés de façon expérimentale [232, 233, 159, 95], les lits pulsés commencèrent ensuite à être étudiés numériquement au milieu des années 1980. Tout d'abord en ne modélisant que le comportement global du jet à travers le lit de particules [177, 140, 18] ou en assimilant la formation de bulles de fluide dans le lit de particules à la formation de bulles de gaz dans un liquide [124]. Puis, lorsque les membres de l'équipe de l'Université d'Osaka au Japon, notamment dirigée par Tsuji, proposèrent une première version de leur modèle Discrete Element Method - Computational Fluid Dynamics (DEM-CFD) [213], ils l'appliquèrent rapidement aux lits fluidisés de type lits pulsés, dans un premier temps en 2D [211]. D'autres équipes s'intéressèrent également à ce type d'approche pour simuler les lits pulsés [227]. Les modélisations devinrent ensuite de plus en plus précises et furent étendues à la troisième dimension [115, 114] permettant d'étudier de manière plus fine le comportement du jet et la trajectoire de particules. Les membres de l'équipe de l'Université de Twente aux Pays Bas étudièrent eux aussi les

lits pulsés à l'aide d'un modèle DEM-CFD, en particulier avec les travaux de thèse de Link [139, 138].

I – 2.3.2 Formation de bulles

Lorsque le fluide est injecté dans le réacteur, il emporte des particules qui s'élèvent et laissent une zone dépeuplée en dessous d'elles. Le fluide pouvant s'écouler quasiment librement, *ie.* sans rencontrer de résistance provenant de particules entravant son déplacement, la pression sur la face d'entrée diminue. Une fois que cette région composée majoritairement de fluide a atteint une certaine hauteur, les particules présentes sur les pourtours du jet retombent dans la zone dépeuplée sous l'effet de la gravité. La présence de particules sur la trajectoire du fluide a pour effet d'entraver son écoulement et donc, comme la vitesse du fluide est imposée constante, de faire augmenter la pression sur la face d'entrée. La pression fluctue donc dans le temps au rythme de la création et du détachement des bulles de fluide qui migrent jusqu'à la surface du lit.

I – 3 Détails sur la fluidisation

Lorsque du fluide est injecté dans un lit de particules à une faible vitesse d'entrée, celui-ci s'écoule entre les particules sans modifier leur position, c'est un écoulement en lit fixe. En raison du rétrécissement de section engendré par la présence des particules, un fluide s'écoulant à la vitesse U_{in} avant de traverser un lit de particules est accéléré à la vitesse interstitielle $\mathbf{u}_f = U_{in}/\mathcal{E}_f$ lorsqu'il s'écoule entre les particules. Cette augmentation de vitesse s'accompagne d'une augmentation de la pression dynamique du fluide. Plus le fluide est injecté rapidement dans le domaine, plus le saut de pression à travers le lit fixe est grand. Si la vitesse d'entrée du fluide augmente jusqu'à une vitesse dite vitesse minimale de fluidisation, U_{mf} , le lit de particules se soulève et commence à s'agiter, le régime de fluidisation est atteint. Nous détaillons ci-après ces deux notions importantes que sont le saut de pression à travers le lit et la vitesse minimale de fluidisation.

I – 3.1 Saut de pression

Lors de l'injection d'un fluide sous un lit fixe de particules, la pression en entrée du domaine augmente en raison de la résistance que rencontre le fluide à s'écouler à travers le milieu dense. Cette pression décroît ensuite linéairement jusqu'à la surface, c'est à dire le haut du lit. Si la vitesse d'injection augmente jusqu'à la vitesse minimale de fluidisation et au-delà, le saut de pression total à travers le lit est égal au poids des particules et du fluide les entourant :

$$-\frac{\Delta P_T}{L} = \left[(1 - \mathcal{E}_f)\rho_p + \mathcal{E}_f \rho_f \right] g \quad (\text{I.1})$$

C'est ce saut de pression qui est mesuré expérimentalement. Le dernier terme est souvent ignoré dans le cas où le fluide est un gaz ou lorsque la hauteur du lit est faible [125].

Afin d'étudier la contribution de la présence de particules dans le fluide sans prendre en compte la pression hydrostatique engendrée par le poids de la colonne de fluide, il est commun d'étudier la pression dynamique du fluide, notée ici avec une minuscule. Rappelons que les sauts de pression dynamique et total sont liés par la relation :

$$-\frac{\Delta P_T}{L} = -\frac{\Delta p}{L} - \rho_f g \quad (\text{I.2})$$

Ainsi, en combinant les équations (I.1) et (I.2), nous obtenons l'expression communément rencontrée pour exprimer le saut de pression dynamique à travers un lit de particules, parfois appelé saut de pression frictionnelle. Cette différence de pression est égale au poids relatif du lit, c'est à dire à son poids moins la poussée d'Archimède qui s'exerce sur lui.

$$-\frac{\Delta p}{L} = (1 - \mathcal{E}_f)(\rho_p - \rho_f)g \quad (\text{I.3})$$

L'évolution verticale de la pression dans un lit dense de particules, fixes ou en mouvement, en fonction des paramètres du lit et de la vitesse d'injection constitue un point important de la caractérisation du principe de fluidisation. Aussi, les écoulements à travers des milieux denses furent tout d'abord étudiés pour des régimes visqueux dès 1856 par Darcy. La description des écoulements à travers des lits fixes fut ensuite étendue à une plus large plage d'écoulements par Ergun en 1952, notamment en prenant en compte les effets inertiels.

I – 3.1.1 Loi de Darcy

Afin d'étudier les écoulements en régime visqueux à travers les milieux poreux, une série d'expériences fut mise en place par Darcy [43]. Ces travaux aboutirent à la célèbre loi de Darcy reliant le débit volumique Q au saut de pression Δp pour l'écoulement d'un fluide de viscosité μ à travers un domaine de longueur L et de section A :

$$Q = -\frac{k}{\mu_f} A \frac{\Delta p}{L} \quad (\text{I.4})$$

où k est la perméabilité spécifique du milieu poreux. Cette équation peut également être formulée sous la forme différentielle :

$$U = -\frac{k}{\mu_f} \frac{dp}{dz} \quad (\text{I.5})$$

Notons que cette expression ne prend pas en compte les effets de la gravité ni les effets inertiels du fluide. La loi de Darcy peut être dérivée à partir de nombreux modèles décrivant l'écoulement d'un fluide à travers un lit dense [195, 196, 11]. Parmi eux, le modèle de tubes capillaires parallèles est considéré comme le plus simple. Il consiste à représenter un milieu de porosité \mathcal{E}_f par un ensemble de tubes capillaires parallèles de diamètre δ_{tube} . En comparant l'écoulement stationnaire d'un fluide incompressible à travers ces tubes (équation de Hagen-Poiseuille) à la loi de Darcy, la perméabilité spécifique du milieu poreux est donnée par :

$$k = \frac{\mathcal{E}_f \delta_{\text{tube}}^2}{32} \quad (\text{I.6})$$

Le coefficient 32 de l'équation (I.6) correspond à un arrangement parallèle des tubes capillaires. Mais en réalité, la porosité et la perméabilité du milieu traversé sont reliées de façon moins évidente car le chemin emprunté par le fluide est bien plus chaotique. Ainsi, le facteur 32 de l'équation (I.6) est généralement remplacé par un paramètre empirique connu sous le nom de tortuosité.

Remarque 1 *Suivant certains modèles, la perméabilité peut être dépendante de la vitesse superficielle.*

I – 3.1.2 Equation d'Ergun

Une expression généralisée du saut de pression à travers un lit de particules fut ensuite proposée par Ergun [67]. Dans ses travaux, Ergun considéra la chute de pression comme résultant de la dissipation de l'énergie cinétique du fluide en distinguant les contributions des effets visqueux et inertiels. De plus, il considère que quatre facteurs contribuent au saut de pression, à savoir : le débit de fluide, les propriétés du fluide (telles que la viscosité et la densité), la porosité du milieu et les propriétés des particules (telles que la taille et la forme).

I – 3.1.2.a Effet du débit de fluide

L'effet du débit de fluide sur le saut de pression à travers un lit fixe de particules peut être analysé de deux manières différentes. La première consiste à considérer l'écoulement dans le milieu poreux comme un écoulement dans une multitude de canaux de telle sorte que le saut de pression soit engendré par les frottements du fluide sur les parois des canaux, de la même façon que pour le modèle de tubes capillaires parallèles présenté dans la section présentant la loi de Darcy (voir §I – 3.1.1). Pour la seconde approche, le saut de pression est considéré comme étant engendré par les forces de traînée des particules. Or, nous savons que la force de traînée d'une particule isolée est proportionnelle à la vitesse

du fluide l'environnant pour un régime visqueux et à son carré pour un régime inertiel. Ainsi, comme l'a suggéré Reynolds [183], le saut de pression peut être exprimé comme la somme de deux termes, l'un proportionnel à la vitesse du fluide et l'autre au produit de la densité par le carré de la vitesse du fluide :

$$-\frac{\Delta p}{L} = aU + b\rho_f U^2 \quad (\text{I.7})$$

Où a et b sont des facteurs à déterminer.

I – 3.1.2.b Effet des propriétés du fluide

Dans le cas où la vitesse du fluide tend vers zéro, l'équation (I.7) donne :

$$\lim_{U \rightarrow 0} \frac{1}{U} \frac{\Delta p}{L} = a \quad (\text{I.8})$$

En considérant le modèle de tubes capillaires présenté en §I – 3.1.1 et en accord avec l'équation de Hagen-Poiseuille et la loi de Darcy, le coefficient a est proportionnel à la viscosité du fluide. Ainsi l'équation (I.7) devient :

$$-\frac{\Delta p}{L} = a'\mu_f U + b\rho_f U^2 \quad (\text{I.9})$$

I – 3.1.2.c Effet de la porosité

Comme suggéré par Ergun et Orning [68], le saut de pression à travers un lit dense est influencé par la porosité \mathcal{E}_f et les paramètres a' et b sont dépendants du régime d'écoulement. Aussi, la perte d'énergie cinétique du fluide liée aux effets visqueux et aux effets inertiels peut être décrite en fonction de la porosité à l'aide de la théorie de Kozeny [123] et de la théorie de Burke et Plummer [25], respectivement.

1. Théorie de Kozeny

Pour de faibles vitesses d'écoulement, Kozeny [123] considéra qu'un milieu poreux peut être représenté comme un ensemble de canaux de différentes sections mais de longueur donnée, traversés par un écoulement laminaire totalement établi. Il obtint que le saut de pression engendré par la dissipation de l'énergie liée aux frottements visqueux est proportionnel à la porosité du milieu par la relation suivante :

$$\frac{\Delta p}{L} \propto \frac{(1 - \mathcal{E}_f)^2}{\mathcal{E}_f^3} \quad (\text{I.10})$$

L'hypothèse des canaux tubulaires parallèles donne :

$$\frac{\Delta p}{L} = 72 \frac{(1 - \mathcal{E}_f)^2}{\mathcal{E}_f^3} \frac{\mu_f U}{d_p^2} \quad (\text{I.11})$$

Mais afin de prendre en compte la tortuosité du réseau poreux, la constante 72 nécessite d'être revue. Ainsi, Blake [15] proposa 150, ce qui donne l'équation connue sous le nom de Blake-Kozeny :

$$\frac{\Delta p}{L} = 150 \frac{(1 - \mathcal{E}_f)^2}{\mathcal{E}_f^3} \frac{\mu_f U}{d_p^2}, \quad \mathcal{E}_f < 0.5 \text{ et } \mathcal{R}e_p < 10 \quad (\text{I.12})$$

Plus tard, Carman [28] proposa le coefficient 180 pour les écoulements proches du régime de Stokes. Ainsi, l'équation de Carman-Kozeny est :

$$\frac{\Delta p}{L} = 180 \frac{(1 - \mathcal{E}_f)^2}{\mathcal{E}_f^3} \frac{\mu_f U}{d_p^2}, \quad \mathcal{R}e_p < 1 \quad (\text{I.13})$$

Plus de détails concernant la théorie de Kozeny peuvent être trouvés dans la littérature (voir [196, 68, 70]).

2. Théorie de Burke et Plummer

Concernant la perte d'énergie cinétique pour des régimes d'écoulement à Reynolds plus élevés, Burke et Plummer [25] considèrent que la résistance du lit de particules peut être vue comme la somme des résistances individuelles des particules. Ainsi, le saut de pression engendré par la perte d'énergie cinétique est proportionnel à la porosité du milieu par la relation suivante :

$$\frac{\Delta p}{L} \propto \frac{(1 - \mathcal{E}_f)}{\mathcal{E}_f^3} \quad (\text{I.14})$$

Le détail des étapes amenant à l'équation (I.14) peut être trouvé dans [68] ou [70]. Ainsi, pour des écoulements fortement inertiels, la relation suivante est connue sous le nom d'équation de Burke-Plummer :

$$\frac{\Delta p}{L} = 1.75 \frac{(1 - \mathcal{E}_f) \rho_f U^2}{\mathcal{E}_f^3 d_p}, \quad \mathcal{R}e_p > 1000 \quad (\text{I.15})$$

Ainsi, en substituant les équations (I.10) et (I.14) dans l'équation (I.9), nous obtenons :

$$\frac{\Delta p}{L} = a'' \mu_f U \frac{(1 - \mathcal{E}_f)^2}{\mathcal{E}_f^3} + b' \rho_f U^2 \frac{(1 - \mathcal{E}_f)}{\mathcal{E}_f^3} \quad (\text{I.16})$$

I – 3.1.2.d Effet des propriétés des particules

Soit S_0 la surface spécifique de particules exposée au fluide par unité de volume :

$$S_0 = \frac{S}{1 - \mathcal{E}_f} \quad (\text{I.17})$$

Pour des particules sphériques, S_0 peut être exprimée en fonction du diamètre des particules :

$$S_0 = \frac{6}{d_p} \quad (\text{I.18})$$

Or, les équations (I.10) et (I.14) renseignent sur le fait que les pertes d'énergie cinétique liées aux effets visqueux et inertiels sont proportionnelles au carré de S_0 et à S_0 , respectivement. Ainsi, la forme générale du saut de pression à travers un lit de particules peut s'écrire :

$$\frac{\Delta p}{L} = k_1 \frac{(1 - \mathcal{E}_f)^2 \mu_f U}{\mathcal{E}_f^3 d_p^2} + k_2 \frac{(1 - \mathcal{E}_f) \rho_f U^2}{\mathcal{E}_f^3 d_p} \quad (\text{I.19})$$

Où k_1 et k_2 sont des constantes universelles qui sont déterminées expérimentalement. Pour cela, l'équation (I.19) peut être réarrangée sous la forme linéaire suivante :

$$y = k_1 + k_2 x \quad (\text{I.20})$$

Avec

$$y = \frac{\Delta p}{L} \frac{\mathcal{E}_f^3 d_p^2}{(1 - \mathcal{E}_f)^2 \mu_f U} \quad \text{et} \quad x = \frac{\rho_f U d_p}{\mu_f (1 - \mathcal{E}_f)} \quad (\text{I.21})$$

Les valeurs de k_1 et k_2 de l'équation (I.20) peuvent être obtenues en affichant les résultats expérimentaux sous la forme $y/x = f(x)$ en échelle logarithmique. Après 640 expériences réalisées avec différents paramètres, Ergun proposa les valeurs $k_1 = 150$ et $k_2 = 1.75$ qui complète ainsi la célèbre corrélation d'Ergun [67] :

$$\frac{\Delta p}{L} = 150 \frac{(1 - \mathcal{E}_f)^2 \mu_f U}{\mathcal{E}_f^3 d_p^2} + 1.75 \frac{(1 - \mathcal{E}_f) \rho_f U^2}{\mathcal{E}_f^3 d_p} \quad (\text{I.22})$$

La corrélation d'Ergun et les équations de Carman-Kozeny, Blake-Kozeny et Burke-Plummer sont représentées sous la forme $y/x = f(x)$ dans la figure I.5.

En Génie des Procédés, il est courant d'exprimer le saut de pression en fonction de la vitesse du fluide de la façon suivante :

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\beta}{\mathcal{E}_f} (\mathbf{u}_f - \mathbf{v}_p) = 0 \quad (\text{I.23})$$

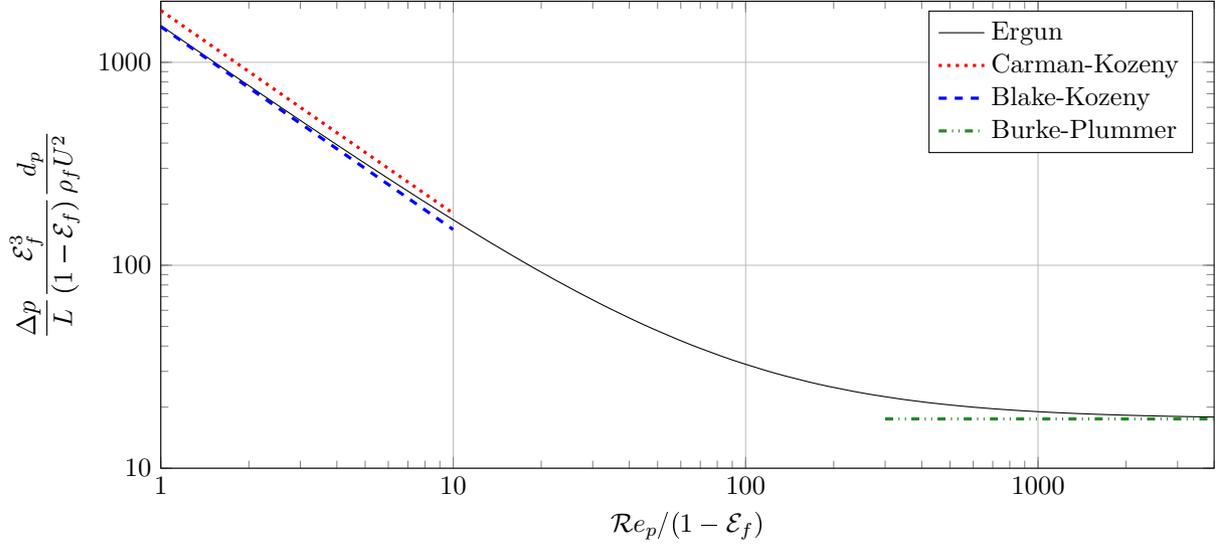


FIGURE I.5 – Représentation des équations de Ergun (I.22), Carman-Kozeny (I.13), Blake-Kozeny (I.12) et Burke-Plummer (I.15)

Où β est le coefficient de friction, également appelé coefficient d'échange de quantité de mouvement. \mathbf{u}_f est la vitesse interstitielle du fluide vue par les particules (voir §I – 2.1) et \mathbf{v}_p la vitesse de la phase solide. Dans le cas de la corrélation d'Ergun, ce coefficient s'obtient par comparaison entre les équations (I.22) et (I.23) :

$$\beta = 150 \frac{(1 - \epsilon_f)^2 \mu_f}{\epsilon_f d_p^2} + 1.75 \frac{(1 - \epsilon_f) \rho_f |\mathbf{u}_f - \mathbf{v}_p|}{d_p} \quad (\text{I.24})$$

I – 3.1.3 Phénomène d'hystérésis

Pour un lit composé de particules de même taille, un phénomène d'hystérésis est observé sur le saut de pression en fonction de la vitesse d'injection, suivant que celle-ci soit croissante ou décroissante. Comme le montre le graphique I.6-(a), la pente du saut de $\Delta p / \Delta L = f(U_{\text{in}})$ n'est pas la même lorsque la vitesse d'injection augmente ou diminue progressivement. De plus, pour une vitesse croissante, un overshoot de pression a également lieu lorsque la vitesse d'injection atteint la vitesse minimale de fluidisation.

Ces deux phénomènes sont dus à l'agencement des particules dans le lit [125]. En effet, un lit dont les particules n'ont été soumises qu'aux seules forces de gravité durant leur sédimentation possède une concentration de particules plus élevée que lorsqu'elles sont également soumises aux forces hydrodynamiques d'un fluide à contre courant. Ainsi, en partant d'un lit fluidisé, lorsque la vitesse d'injection diminue, les particules s'arrangent selon une configuration minimisant la résistance au fluide, la concentration de particules dans le lit est alors $(1 - \epsilon_{\text{mf}})$. La porosité résultant d'une sédimentation dans un fluide à contre courant, ϵ_{mf} , est plus grande que celle d'un lit sédimenté sous le seul effet de la gravité, ϵ_f^0 , qui est elle-même plus grande que celle d'un lit sédimenté dans un domaine vibrant ϵ_f^{vib} :

$$\epsilon_{\text{mf}} > \epsilon_f^0 > \epsilon_f^{\text{vib}} \quad (\text{I.25})$$

Pour plus d'informations concernant les réseaux de particules et les taux de compacité, se référer à l'annexe A.

L'évolution du saut de pression en fonction de la vitesse d'entrée est donc différente étant donné que celui-ci dépend grandement de la fraction volumique de fluide. L'overshoot de pression résulte quant à lui de la nécessité de "décompacter" le lit, le faisant ainsi passer d'une compacité ϵ_f^0 à une compacité ϵ_{mf} [125].

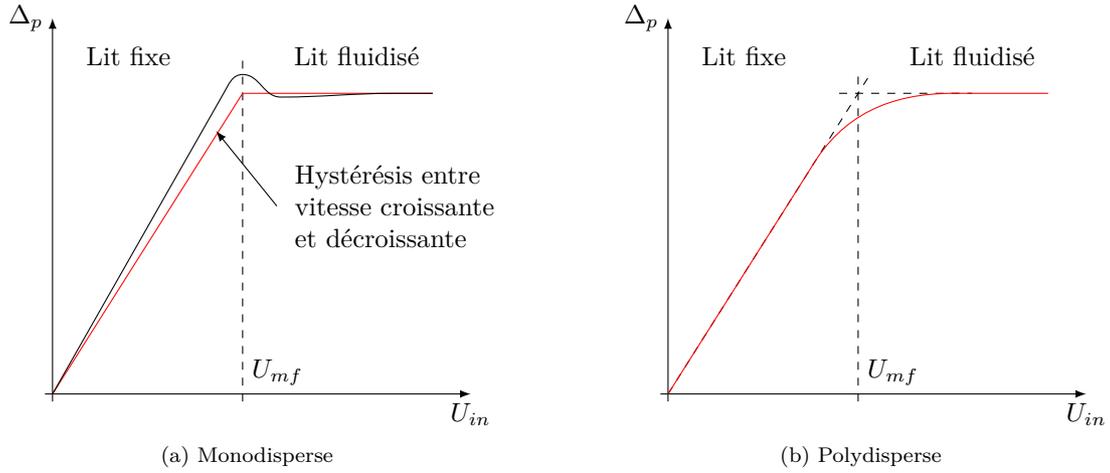


FIGURE I.6 – Représentation schématique du saut de pression à travers le lit de particules en fonction de la vitesse d'entrée

I – 3.2 Vitesse de fluidisation

Si la vitesse d'injection du fluide est augmentée jusqu'à une certaine valeur, appelée vitesse minimale de fluidisation $U_{in} = U_{mf}$, le lit de particules se soulève légèrement, le régime de fluidisation est atteint. Comme nous venons de le voir, la moyenne temporelle du saut de pression à travers le lit n'évolue plus une fois que le lit est fluidisé. En revanche, plus la vitesse d'entrée du fluide est élevée, plus le lit se soulève et se déstabilise. Des zones dépeuplées de particules se créent au sein du lit, formant ainsi des bulles de fluide, le lit est dit bouillonnant (en anglais "bubbling bed"). Pour de fortes vitesses d'injection, le régime de fluidisation à bulles devient chaotique et la taille des zones dépeuplées peut parfois atteindre celle du réacteur. Lorsque la vitesse d'entrée est suffisamment élevée, les particules ne redescendent plus, le lit est alors transporté.

I – 3.2.1 Cas général

En combinant l'équation (I.22), renseignant l'évolution du saut de pression en fonction de la vitesse d'injection, et l'équation (I.3), décrivant le saut de pression à travers un lit fluidisé, nous obtenons :

$$150 \frac{(1 - \mathcal{E}_{mf})^2}{\mathcal{E}_{mf}^3} \frac{\mu_f U_{mf}}{d_p^2} + 1.75 \frac{(1 - \mathcal{E}_{mf})}{\mathcal{E}_{mf}^3} \frac{\rho_f U_{mf}^2}{d_p} = (1 - \mathcal{E}_{mf})(\rho_p - \rho_f)g \quad (\text{I.26})$$

Ainsi, après quelques arrangements, nous avons l'équation du second degré suivante :

$$1.75 \rho_f d_p U_{mf}^2 + 150(1 - \mathcal{E}_f) \mu_f U_{mf} - \mathcal{E}_f^3 d_p^2 (\rho_p - \rho_f) g = 0 \quad (\text{I.27})$$

Soit Δ le discriminant de l'équation (I.27) :

$$\Delta = (150(1 - \mathcal{E}_{mf}) \mu_f)^2 + 7 \rho_f \mathcal{E}_{mf}^3 d_p^3 (\rho_f - \rho_p) g \quad (\text{I.28})$$

En excluant la racine négative, nous obtenons la vitesse relative à partir de laquelle le lit commence à se soulever :

$$U_{mf} = \frac{-150(1 - \mathcal{E}_{mf}) \mu_f + \sqrt{\Delta}}{3.5 \rho_f d_p} \quad (\text{I.29})$$

La figure I.7 représente l'évolution de U_{mf} en fonction du diamètre des particules pour un rapport de densité fixé. Il est important de remarquer que les courbes sont tracées en échelle logarithmique, les écarts entre la courbe et les droites sont donc importants pour $d_p \sim 10^{-3} m$. Ce graphique illustre

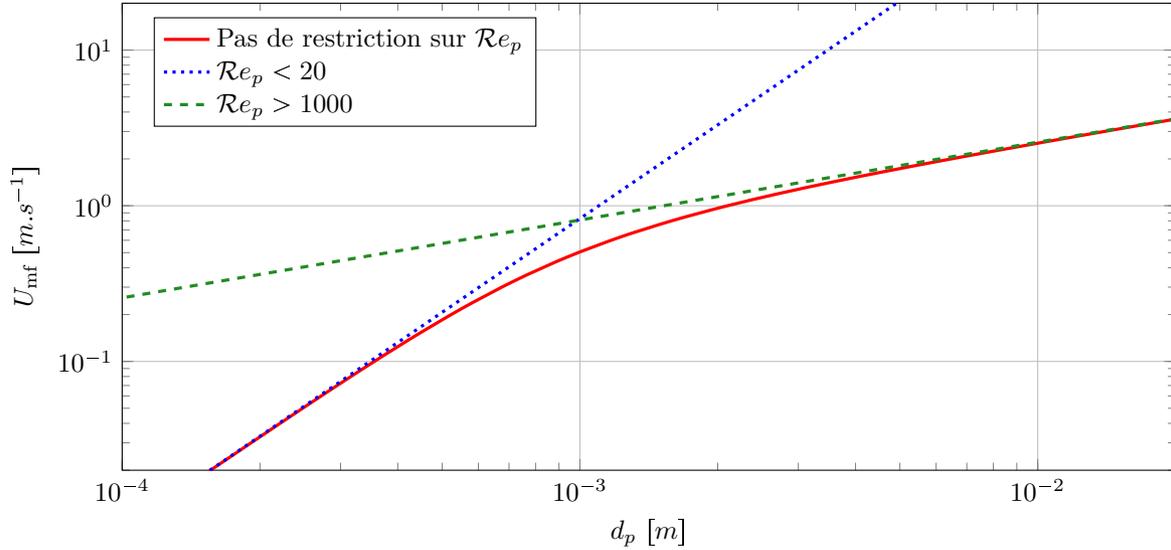


FIGURE I.7 – Vitesse minimale de fluidisation en fonction du diamètre des particules pour un rapport de densité $\rho_p/\rho_f = 2500/1.2$. Equation (I.29) en rouge, équation (I.30) en bleu et équation (I.33) en vert

la validité de l'équation (I.29) pour une large plage de nombres de Reynolds, tandis que les équations présentées dans les deux sous-parties suivantes ne sont valables que pour de faibles ou de très grandes valeurs de $\mathcal{R}e_p$, mais renvoient des valeurs éloignées de U_{mf} pour des $\mathcal{R}e_p$ intermédiaires. Or, pour des billes de verre ($\rho_p = 2500 \text{ kg.m}^{-3}$) fluidisées par de l'air ($\rho_f = 1.2 \text{ kg.m}^{-3}$) par exemple, ce qui est une configuration fréquemment employée en laboratoire, la valeur de U_{mf} est comprise dans l'intervalle de $\mathcal{R}e_p$ intermédiaires pour des particules de diamètre $0.4 \text{ mm} < d_p < 2 \text{ mm}$, qui est la plage de diamètres des particules également couramment étudiée. Dans le cas où le diamètre de ces particules de verre est $d_p = 1 \text{ mm}$ et pour un lit de porosité $\mathcal{E}_{mf} = 0.37$ par exemple, le nombre de Reynolds au seuil de fluidisation est de $\mathcal{R}e_{mf} = 31$

I – 3.2.2 Faible Reynolds

Dans le cas où le nombre de Reynolds est petit, nous avons vu précédemment que le premier terme de l'équation d'Ergun (I.22) est prépondérant face au second, le saut de pression peut alors être décrit par l'équation de Blake-Kozeny. En réécrivant l'équation d'équilibre (I.26) entre saut de pression et poids du lit, la vitesse de fluidisation s'exprime alors sous la forme :

$$U_{mf} = \frac{d_p^2(\rho_p - \rho_f)g}{150\mu_f} \frac{\mathcal{E}_f^3}{1 - \mathcal{E}_f}, \quad \mathcal{R}e_{mf} < 20 \quad (\text{I.30})$$

L'approximation suivante fut proposée par Wen et Yu [225] :

$$\frac{1 - \mathcal{E}_{mf}}{\mathcal{E}_{mf}^3} \cong 11 \quad (\text{I.31})$$

obtenant ainsi une variante de l'équation (I.30) :

$$U_{mf} = \frac{d_p^2(\rho_p - \rho_f)g}{1650\mu_f}, \quad \mathcal{R}e_{mf} < 20 \quad (\text{I.32})$$

Cette formulation est couramment rencontrée dans la littérature pour estimer la vitesse minimale de fluidisation pour des écoulements à faible nombre de Reynolds particulaire.

Dans le cas de particules sphériques, l'approximation (I.31) implique $\mathcal{E}_{mf} = 0.383$, ce qui est une valeur réaliste mais pas valable dans toutes les configurations. En effet, un lit sédimenté de façon

aléatoire, en anglais “Random Close Packing”, possède une porosité $0.36 < \mathcal{E}_f^0 < 0.38$ mais cette valeur peut être bien plus faible ou plus élevée dans le cas d’arrangements ordonnés des particules. Une liste non-exhaustive des différents arrangements de particules inspirés de la cristallographie est présentée en annexe A. Néanmoins, comme nous le détaillons plus loin dans ce rapport (voir §IV – 2.2), les particules se réarrangent lorsque la vitesse d’entrée est proche de la vitesse de fluidisation, et la porosité du lit est $0.37 < \mathcal{E}_{mf} < 0.39$.

Remarque 2 *Même si ces valeurs de \mathcal{E}_{mf} sont très proches, la différence de valeurs de U_{mf} auxquelles elles conduisent peut être importante comme le montre la figure I.8.*

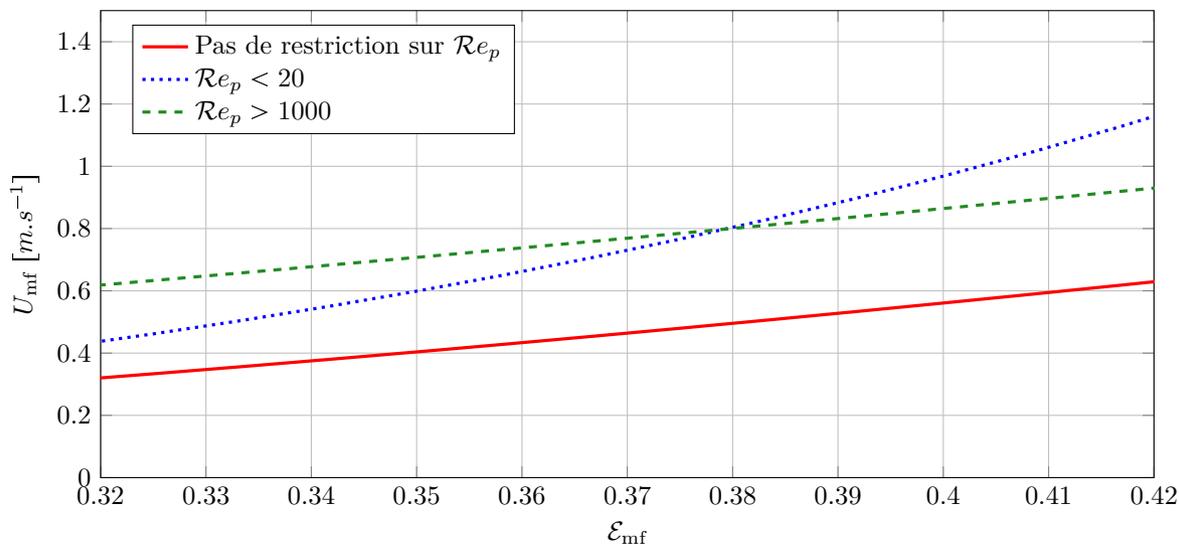


FIGURE I.8 – Vitesse minimale de fluidisation en fonction de la porosité au minimum de fluidisation pour des particules de diamètre $d_p = 1\text{mm}$ de densité $\rho_p = 2500\text{ kg.m}^{-3}$ fluidisées par de l’air $\rho_f = 1.2\text{ kg.m}^{-3}$. Equation (I.29) en rouge, équation (I.30) en bleu et équation (I.33) en vert

La figure I.8 illustre également l’écart entre les valeurs renvoyées par les différentes expressions de calcul de U_{mf} dans le cas d’un nombre de Reynolds intermédiaire.

I – 3.2.3 Fort Reynolds

Dans le cas où le nombre de Reynolds est grand, c’est le second terme de l’équation d’Ergun (I.22) qui est prépondérant face au premier. En écrivant l’équation d’équilibre entre la pression obtenue par l’équation de Burke-Plummer (I.15) et le poids relatif du lit (I.3), nous aboutissons à l’expression de la vitesse minimale de fluidisation valable pour des écoulements fortement inertiels :

$$U_{mf} = \sqrt{\frac{d_p(\rho_p - \rho_f)g\mathcal{E}_{mf}^3}{1.75\rho_f}}, \quad \mathcal{R}e_{mf} > 1000 \quad (\text{I.33})$$

En parcourant la littérature [87], l’expression suivante peut également être rencontrée :

$$U_{mf} = \sqrt{\frac{d_p(\rho_p - \rho_f)g}{24.5\rho_f}}, \quad \mathcal{R}e_{mf} > 1000 \quad (\text{I.34})$$

Cette expression implique $\mathcal{E}_{mf} = 0.415$, qui est la porosité correspondant à une sédimentation lente et non tassée du lit, appelée “Random Loose Packing” en anglais. Cette valeur est peu représentative de la compacité de la plupart des lits 3D pour lesquels la porosité au seuil de fluidisation est généralement plus faible, *ie.* $0.37 < \mathcal{E}_{mf} < 0.39$.

I – 3.3 Classification de Geldart

Le comportement hydrodynamique des écoulements fluide-particules dépend de la taille des particules fluidisées ainsi que de la différence de densité entre la phase dispersée et la phase continue. A partir de ces paramètres physiques et d'observations des caractéristiques de fluidisation, Geldart [83, 80, 81] proposa une classification en quatre groupes (voir figure I.9) dont les caractéristiques sont décrites dans les sous-parties suivantes. Plusieurs améliorations de cette cartographie des types de fluidisation furent proposées par la suite, par exemple par Yang [231] qui l'exprima notamment en fonction de nombres adimensionnels.

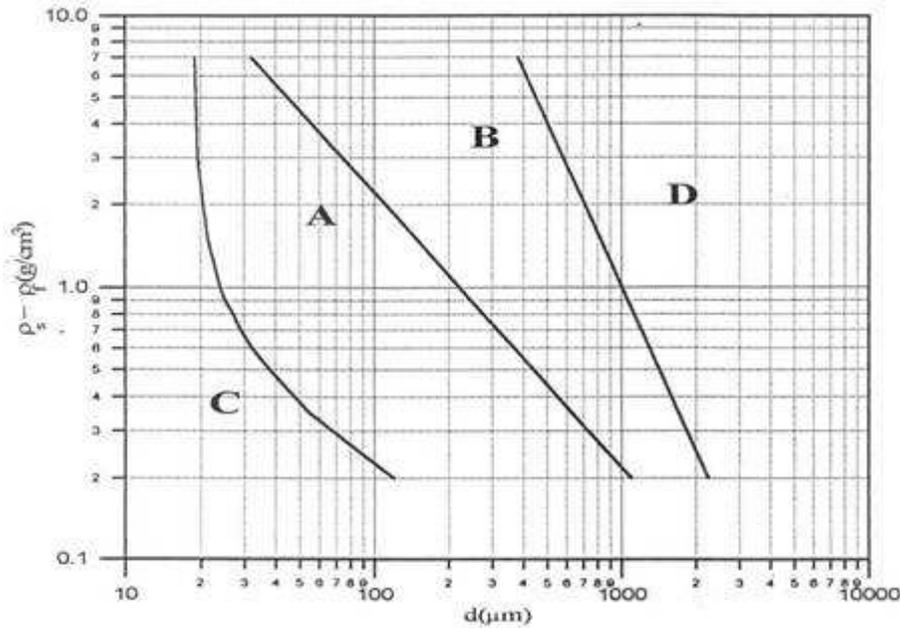


FIGURE I.9 – Classification de Geldart [81] des types de fluidisation de particules

I – 3.3.1 Groupe A

Particules dont le diamètre moyen est compris entre $30\mu m$ et $100\mu m$ et dont le comportement du lit qu'elles composent est décrit par Geldart comme suit. Ce type de poudre se fluidise facilement et la fluidisation est calme pour de faibles vitesses de fluidisation. Lorsque la vitesse injectée dans le domaine est plus importante, de petites bulles se forment dans le lit et remontent à la surface. Le lit s'élève beaucoup avant que les premières bulles n'apparaissent puis redescend une fois que le lit a atteint un régime de bullage (voir [82]). Abrahamsen et Geldart[1] ont proposé la formule suivante pour prédire la vitesse minimale de bullage :

$$U_{mb} = 33d_p \left(\frac{\rho_f - \rho_p}{\mu_f} \right)^{0.1} \quad (I.35)$$

L'expression suivante peut également être rencontrée :

$$U_{mb} = 2.07 \exp(0.716\mathcal{E}_f) \frac{d_p \rho_f^{0.06}}{\mu_f^{0.347}} \quad (I.36)$$

Remarque 3 Les particules du groupe A de la classification de Geldart sont les seules pour lesquelles la vitesse minimale de bullage est supérieure à la vitesse minimale de fluidisation, $U_{mb} > U_{mf}$. De ce fait la fluidisation passe par un stade de "fluidisation particulaire" avant d'atteindre un état de fluidisation bouillonnante.

Ces bulles, qui peuvent se scinder puis coalescer, remontent plus vite que la vitesse interstitielle du fluide et semblent avoir une taille maximale [44]. Pour faire diminuer la taille des bulles il faut élargir la plage de distribution des tailles de particule ou diminuer la taille moyenne des particules. Lorsque la vitesse superficielle du fluide est suffisamment élevée pour former des conditions d'écoulement en bouchons (en anglais "slugging"), les bulles produites sont axi-symétriques ; si la vitesse du fluide est encore augmentée, l'écoulement en bouchons passe en régime turbulent et remonte à la surface en ondulant [116]. La vitesse à laquelle ce phénomène se déclare diminue avec la taille des particules.

I – 3.3.2 Groupe B

Les particules de ce groupe, dont le diamètre moyen est compris entre $40\mu m$ et $600\mu m$ et la densité entre 1400 et $4000kg.m^{-3}$, sont représentatives de la famille des sables. Contrairement aux poudres du groupe A, dans ce groupe, les bulles apparaissent dès la vitesse minimale de fluidisation ou légèrement au dessus. Les bulles ne se scindent pas mais peuvent coalescer et remontent à la surface plus rapidement. Contrairement au groupe A, la taille des bulles est ici indépendante de la taille moyenne des particules et de la distribution de taille. Lorsque la vitesse de fluidisation est très élevée, le phénomène d'écoulement en bouchons apparaît. Les slugs sont d'abord axi-symétriques, puis en augmentant encore la vitesse de fluidisation, deviennent asymétriques. Contrairement au groupe A, il n'y a pas d'évidence que le slugging passe en régime turbulent.

I – 3.3.3 Groupe C

Cette catégorie regroupe toutes les poudres cohésives, dont le diamètre moyen est généralement inférieur à $30\mu m$. Il est très difficile de fluidiser normalement ce genre de poudre car le lit s'élève comme un seul et même bloc si la fluidisation s'effectue dans un tube de petit diamètre. Lorsque la fluidisation est réalisée dans un plus grand réacteur, le fluide a tendance à former un canal dans la poudre et à toujours l'empreinter jusqu'à la surface, ce régime de fluidisation est appelé "channelling" en anglais. Ces complications sont dues au fait que les forces inter-particulaires sont plus élevées que celles que le fluide exerce sur les particules, ce qui est généralement la conséquence d'une très petite taille de particule, de fortes charges électrostatiques (voir annexe D), d'humidité (dans le cas où le fluide est un gaz), ou de particules collantes. Afin d'interrompre le phénomène de channelling et ainsi d'améliorer le mélange des deux phases, des dispositifs mécaniques tels que des mélangeurs ou des vibreurs peuvent être utilisés.

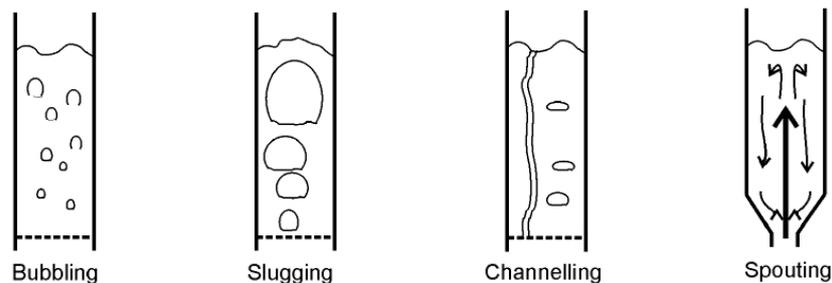


FIGURE I.10 – Illustration des différents régimes de fluidisation

I – 3.3.4 Groupe D

Ce groupe comprend les particules de grande taille et/ou de masse volumique élevée. La plupart des bulles de grande taille s'élèvent plus lentement que la vitesse interstitielle du fluide, le fluide traverse alors la bulle de bas en haut. Le régime d'écoulement autour de la particule peut être turbulent, notamment en raison de la taille des particules. Les collisions entre particules ou avec les parois peuvent causer l'attrition des particules qui peuvent alors être transportées par le fluide. Les tailles de bulle sont à peu près similaires à celles observées avec les poudres du groupe B pour des hauteurs de

lit et des vitesses égales, mais la formation de bulles ne commence pas avant plusieurs centimètres au dessus du bas du réacteur [83, 36].

I – 3.4 Effets de la polydispersité et de la non-sphéricité

Dans la réalité, les particules utilisés pour les lits fluidisés sont rarement parfaitement sphériques et possèdent même parfois un rapport de forme important. De plus, leurs dimensions suivent généralement une distribution gaussienne, ce qui entraîne des différences de caractéristique et de comportement entre un lit “idéal” et un lit “réel”.

I – 3.4.1 Conséquences sur le saut de pression

Les relations vues dans la section I – 3.1 pour décrire le saut de pression à travers un lit de particules en fonction de la vitesse d’injection dans le réacteur ont été dérivées ou extraites dans des configurations simples, mettant en œuvre des particules sphériques de même dimension. Nous abordons ici les cas des particules non sphériques et de la polydispersité.

I – 3.4.1.a Effet de la non-sphéricité sur le saut de pression

Dans le cas où la fraction volumique de fluide au repos est élevée, par exemple dans le cas de particules dont le facteur de forme est grand (extrudés, fibres) ou pour des anneaux de Raschig², où la porosité est comprise dans l’intervalle $0.6 < \mathcal{E}_f^0 < 0.98$, le saut de pression peut être beaucoup plus élevé que celui prédit par l’équation d’Ergun (I.22). Comme le rappellent Kunii et Levenspiel [125], d’autres procédures et expressions permettant de connaître le saut de pression sont données par Perry [173], se basant sur les travaux de Chilton et Colburn [35, 31, 32], mais également par Carman [28] et par Brown *et al.* [19], se basant sur les travaux de Brownell et Katz [22, 24, 23]. La méthode d’obtention du saut de pression proposée par Brown est valable pour toute valeur de \mathcal{E}_f^0 .

Notons que la corrélation d’Ergun peut quand même être utilisée dans le cas où les particules ne sont pas sphériques. Pour cela, il est nécessaire de prendre en compte le facteur de forme ψ_p dans l’équation (I.22), ainsi le saut de pression frictionnel à travers le lit en fonction de la vitesse d’entrée est donné par :

$$\frac{\Delta p}{L} = 150 \frac{(1 - \mathcal{E}_f)^2}{\mathcal{E}_f^3} \frac{\mu_f U}{(\psi_p d_p)^2} + 1.75 \frac{(1 - \mathcal{E}_f) \rho_f U^2}{\mathcal{E}_f^3 \psi_p d_p} \quad (\text{I.37})$$

Dans le cas où la sphéricité des particules est difficile à déterminer à priori, il est possible d’obtenir expérimentalement la sphéricité effective de l’ensemble des particules en ajustant le paramètre ψ_p de l’équation (I.37) pour que celle-ci corresponde au mieux aux résultats expérimentaux.

I – 3.4.1.b Effet de la polydispersité sur le saut de pression

Pour un lit composé de particules sphériques de tailles différentes, le saut de pression total est égal à la somme des sauts de pression engendrés par chaque classe de particule. Ainsi, si la taille des particules suit une distribution gaussienne, le saut de pression frictionnel peut être obtenu en prenant en compte le diamètre moyen des particules $\overline{d_p}$ dans la corrélation d’Ergun (I.22). Notons également que la concentration de particules dans le lit est d’autant plus élevée que la distribution de taille de particule est large. En effet, les petites particules se logent dans les interstices formées entre les particules de plus grande taille. Lorsque la distribution de taille de particule est large, les phénomènes d’hystérésis et d’overshoot de pression présentés précédemment (voir §I – 3.1.3), disparaissent. En effet, les particules les plus petites sont fluidisées à moindre vitesse, elles peuvent alors commencer à remonter dans les espaces existants entre les particules plus grosses [194]. En augmentant la vitesse d’entrée, les particules de plus grande taille sont fluidisées à leur tour. La courbe d’évolution du saut de pression en fonction de la vitesse d’entrée ressemble alors à celle du graphique I.6-(b).

2. particules tubulaires utilisées dans les colonnes de distillation et d’absorption

I – 3.4.2 Distribution de taille bidisperse

Afin de simplifier l'étude des effets de la polydispersité sur la fluidisation, il est plus commun de ne considérer que deux classes de particule. De plus, les phénomènes résultants de la présence de différentes classes de particule dans un système sont d'autant plus faciles à mettre en évidence que les rapports de densité entre les particules et le fluide qui les entoure est faible ; autrement dit, lorsque le fluide est un liquide. De ce fait, la plupart des études sur la polydispersité sont réalisées à l'aide de fluidisation liquide, également parfois appelée “teetering” en anglais [78, 63]. Les applications de la fluidisation liquide-solide sont nombreuses (voir [230, 62]). Parmi celles-ci, notons que la classification de particule par densité et/ou taille à l'aide de fluidisation liquide-solide est une technologie utilisée depuis longtemps. En effet, comme le fait remarquer Di Felice [52], le premier ouvrage faisant écho de l'utilisation de cette technique d'élutriation par l'industrie minière remonte au XVI^e siècle [104].

I – 3.4.3 Inversion et mélange des classes de particule

Lorsqu'un système est composé de plusieurs types de particule, de densité et/ou de diamètre différent, des phénomènes de mélange et de ségrégation des classes ont lieu au sein du lit. Kennedy & Bretton [117] s'inspirèrent de la loi de Fick pour caractériser la dispersion et la ségrégation des particules de différentes classes. Ces phénomènes furent d'abord observés expérimentalement et analysés puis des prédictions de comportement furent proposées. Parmi les équipes ayant réalisés des études expérimentales sur la polydispersité, notons les travaux de Garside & Al Dibouni [79, 3], de Epstein *et al.* [179, 65, 64, 66, 63, 69], de Moritomi *et al.* [157, 158] et de Gibilaro & Di Felice [86, 85, 54, 53, 51, 52].

Parmi les différents sujets d'étude qu'offrent les lits fluidisés bidisperses, un phénomène intéressant est celui d'inversion des classes de particule. Soit un lit bidisperse composé de particules A plus petites et/ou plus denses que les particules de classe B, initialement distribuées de façon aléatoire. Il a été observé qu'une ségrégation avait lieu à de faibles vitesses de fluidisation, *ie.* les particules de classe A occupent la partie basse du domaine tandis que les particules de classe B migrent vers le haut du lit. En augmentant la vitesse de fluidisation, la distribution des deux classes de particule à travers le domaine est de plus en plus homogène. Lorsque les deux classes de particule sont uniformément réparties, la vitesse d'injection est alors appelée vitesse d'inversion U_{inv} . Si la vitesse d'injection continue d'être augmentée, la partie haute du lit est presque exclusivement peuplée de particules de classe A tandis que les particules de classe B occupent quant à elles le bas du réacteur. Une inversion des couches de particules a donc lieu en augmentant la vitesse d'injection du fluide à travers un lit constitué de deux classes de particule aléatoirement distribués à l'initialisation comme l'a mis en évidence Moritomi [157].

I – 4 Conclusion

Au terme de ce premier chapitre introduisant le contexte scientifique et technique de ce rapport, nous avons présenté l'omniprésence des écoulements fluide-particules dans notre quotidien et dans les procédés industriels. Nous avons plus particulièrement décrit la technologie des lits fluidisés qui est employée dans de nombreuses installations du Génie des Procédés, que ce soit sous forme de réacteur à lit fluidisé bouillonnant ou à lit pulsé. La compréhension des phénomènes qui ont lieu au sein de ce genre d'écoulement est indispensable pour améliorer les performances et les coûts de fonctionnement des procédés mettant en œuvre ce type de mélange, quelque soit l'application finale. Ainsi, nous avons présenté les grandeurs physiques caractérisant les lits fluidisés, en exposant le principe de fluidisation d'une population de particules et son lien étroit avec la chute de pression du fluide dans le système. Par ailleurs, nous avons évoqué les différents régimes de fluidisation résultant de l'influence des propriétés physiques du fluide injecté et des particules mises en mouvement. Enfin nous avons abordé les effets engendrés par la non-sphéricité et la polydispersité en taille des particules sur les caractéristiques de la fluidisation.

La complexité des phénomènes physiques mis en jeu dans les lits fluidisés, tant d'un point de vue de l'interaction hydrodynamique entre les phases solide et fluide que concernant les collisions entre les particules, font de ce type d'écoulement une source intarissable de sujets d'étude. Néanmoins, le caractère hautement chaotique ainsi que la diversité des échelles de longueur rencontrées dans les lits

fluidisés en font des systèmes difficiles à étudier, en particulier de façon expérimentale. Dans la suite de cette étude, nous étudions les mélanges fluide-particules de façon numérique à l'aide d'une approche permettant de suivre individuellement les éléments de la phase solide. Ce modèle est présenté dans le chapitre suivant et le détail de son implémentation au chapitre III.