

Etude numérique du couplage acoustique d'un lit fluidisé avec ses conditions aux limites

Florian Bonniol, Christophe Sierra, René Occelli, Lounes Tadrist

Laboratoire de l'IUSTI
Polytech'Marseille-DME
5, rue Enrico Fermi
13453 Marseille cedex 13
florian.bonniol@polytech.univ-mrs.fr

Résumé :

Le but du présent travail est d'étudier, sur la base d'un modèle numérique Euler-Lagrange, la manière dont la dynamique d'un lit fluidisé gaz-solide peut être modifiée en fonction de son degré de couplage acoustique avec le système d'injection. Dans cette étude, les conditions d'entrée (pression et vitesse du fluide au bas du lit) prennent en compte les effets résistifs créés par le distributeur et capacitifs provenant du système de ventilation (plenum). Ce travail se concentre principalement sur la transition entre le régime à bulles multiples et le régime à bulle unique qui se produit pour des conditions d'injection différentes.

Abstract :

The aim of this paper is to understand the complex spatio-temporal patterning of the dense bed when the inlet conditions can be modified by the bed itself. In this study, the inlet conditions (fluid pressure and velocity upstream the bed) take into account resistive effects from the distributor and capacitive ones from the air-supply system (plenum). The present work addresses particularly the issue of the transition between multiple and single bubble regimes that occurs for some particular inlet conditions.

Mots-clefs :

Fluidisation ; simulations numériques ; couplage acoustique

1 Introduction

La plupart des lits fluidisés industriels sont caractérisés par une faible perte de charge au niveau du distributeur afin de réduire le coût des installations. Dans ce cas, les fluctuations de pression générées par le mouvement des particules sont transmises au système d'injection ce qui peut, sous certaines conditions, modifier la dynamique du lit. Quelques études expérimentales ont mis en évidence différents types de comportement du lit, mais le phénomène reste très peu étudié sur le plan numérique. En effet, la majorité des simulations prennent en compte un débit de fluide constant à l'entrée du lit, ce qui n'est pas pertinent quand le lit possède la capacité de rétroagir sur ses conditions d'entrée. C'est ce qui a déjà été observé dans les travaux de Johnsson *et al.* (1996) où la perte de charge du distributeur modifie la dynamique du lit et aussi dans ceux de Kage *et al.* (1991), Borodulya *et al.* (1985), Baird et Klein (1973) où le volume de tranquillisation en amont du lit (plenum) apparaît comme un paramètre important. La variation de ces deux paramètres induit deux types de comportement décrit dans Johnsson *et al.* (1996) : le régime à bulle unique et le régime à bulles multiples. Quand la perte de charge du distributeur est assez faible et quand le volume du plenum est adapté, le lit suit un régime à « bulle unique »

caractérisé par l'éclosion d'une unique et large bulle à fréquence très précise. Dans ce cas, les fluctuations de pression sont directement transmises au plenum sans atténuation : c'est le « régime couplé ». A l'opposé, pour de fortes pertes de charge au niveau du distributeur, le lit est dans le régime à « bulles multiples », caractérisé par un spectre de fluctuation de pression « large bande » et l'absence d'interaction avec le plenum (« régime découplé »). Pour décrire ces phénomènes, les simulations numériques peuvent jouer un rôle important. L'approche eulérienne pour décrire à la fois les particules et la phase gazeuse est la plus utilisée (Peirano *et al.* (2002), Sasic *et al.* (2006)) mais avec l'augmentation des capacités de calcul, les simulations Euler-Lagrange (Helland *et al.* (2000), Hoomans *et al.* (1998)) sont très intéressantes du fait de leur capacité à décrire les phénomènes à l'échelle de la particule.

2 Modèle numérique

Cette partie est basée sur le travail d'Helland *et al.* (2000). Dans les simulations, on met en place l'approche Euler-Lagrange en résolvant les équations de Navier-Stokes pour la phase gazeuse (discrétisation aux volume finis avec un algorithme SIMPLE), et l'équation du mouvement de Newton pour les particules. Pour la phase gazeuse, les équations de conservation de la masse et de quantité de mouvement sont :

$$\begin{cases} \frac{\partial (\varepsilon \rho_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon \rho_g \bar{u}) = 0 \\ \frac{\partial (\varepsilon \rho_g \bar{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon \rho_g \bar{u} \bar{u}) = -\varepsilon \nabla \cdot (p \bar{I}) + \mu_g (\nabla \cdot \varepsilon \bar{\tau}_g) + \varepsilon \rho_g \bar{g} - \sum_{i=1}^{N_p(V)} \bar{f}_{drag,i} \end{cases} \quad (N_p : \text{nombre de particules})$$

Pour la phase solide, pour chaque particule, on résout l'équation du mouvement :

$$m_i \frac{d\bar{v}_i}{dt} = m_i \bar{g} + \bar{F}_{drag,i}, \quad \bar{F}_{drag} : \text{force de traînée (N)}, \quad \bar{f}_{drag} : \text{force de traînée volumique (N/m}^3\text{)}.$$

Le premier terme est dû à la gravité et le second aux forces de frottement entre les particules et le gaz. La force induite par le gradient de pression, la force d'Archimède ainsi que les forces instationnaires, ont été négligées du fait du ratio important entre la densité des particules et celle du gaz. La force de lift de Magnus et celle de Saffman ont aussi été négligées car les particules ont un faible diamètre. La force de traînée est donnée par :

$$\bar{f}_{drag} = \frac{C_d}{8} \pi d_p^2 \rho_g |\bar{u} - \bar{v}_i| (\bar{u} - \bar{v}_i) \varepsilon^2 f(\varepsilon)$$

Le coefficient de frottement C_d pour une sphère seule est donné par Schiller et Naumann (1954) :

$$\begin{cases} C_d = \frac{24(1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687})}{\text{Re}_p}, & \text{Re}_p < 1000 \\ C_d = 0.44, & \text{Re}_p \geq 1000 \end{cases}$$

$f(\varepsilon)$ est une fonction dépendant de la porosité prenant en compte la présence des autres particules sur la force de traînée (Helland *et al.* (2000)). Le model collisionnel utilisé dans les simulations est celui proposé par Walton(1988) (« hard sphere model »).

Conditions limites d'entrée du fluide :

L'interaction entre le lit et ses conditions aux limites, expliquée dans Sierra *et al.* (2000), est caractérisée par une relation de couplage, dans laquelle chaque élément (plenum et distributeur) agit de manière différente. Le distributeur est une singularité qui crée une perte de charge (ΔP_d) ; son effet est caractérisé par un coefficient de dissipation $\bar{\xi}_d$ qui dépend de la géométrie du distributeur et du nombre de Reynolds : $\Delta P_d = (1/2) \rho_g \bar{\xi}_d \bar{u}_d^2$. Le plenum est une simple cavité, utilisée pour permettre une injection uniforme du fluide dans le lit, qui réagit comme un volume

compressible en réponse aux variations de pression au bas du lit. Dans ce modèle chaque paramètre (pression au bas du lit, dans le plenum et vitesse d'injection du fluide) est séparé en une partie stationnaire et une partie fluctuante.

$$\begin{cases} p_{p,b}(t) = \bar{p}_{p,b} + \tilde{p}_{p,b}(t) \\ u_d(t) = \bar{u}_d + \tilde{u}_d(t) \end{cases}$$

En appliquant la continuité du champ de pression le long du système ainsi que la conservation de la masse sur le fluide, le couplage de la pression entre le lit et le plenum est alors donné par une équation différentielle du 1^{er} ordre :

$$\frac{d\tilde{p}_p}{dt} + \frac{C_p}{\rho_g \xi_d \bar{u}_d} \tilde{p}_p = \frac{C_p}{\rho_g \xi_d \bar{u}_d} \tilde{p}_b \text{ avec } C_p = \frac{\gamma \bar{p}_p \Sigma}{\Omega}, \gamma: \text{coefficient adiabatique (1.4 pour l'air)}$$

Ω : volume du plenum (m³), Σ : section droite de la colonne (m²).

Cette équation nous montre comment le plenum réagit (via le distributeur) à une variation de pression imposée au lit : $\tilde{p}_b(t)$. Cette forme est équivalente à un filtre passe-bas avec comme fréquence de coupure : $\omega_c = C_p / \rho_g \xi_d \bar{u}_d$. L'équation précédente écrite pour la vitesse d'injection du fluide devient :

$$\frac{d\tilde{u}_d}{dt} + \omega_c \tilde{u}_d = \frac{-1}{\rho_g \xi_d \bar{u}_d} \frac{d\tilde{p}_b}{dt}$$

C'est cette relation que nous utilisons dans notre résolution pour déterminer les conditions limites d'injection du fluide. En étudiant cette équation on voit que lorsque $\Omega \rightarrow 0$, $\omega_c \rightarrow \infty$ et comme $|d\tilde{p}_b/dt|$ est fini alors $\tilde{u}_d \rightarrow 0$: la vitesse du fluide est imposée. Et pour Ω grand ω_c diminue : le plenum ne peut plus suivre la dynamique que le lit essaye de lui imposer à cause de sa fréquence naturelle. Entre ces deux situations, il y a une zone où les conditions limites ont une très grande influence sur la dynamique du lit : il existe un volume du plenum pour lequel le couplage est maximal (Baird et Klein (1973)).

Données de la simulation :

Pour la programmation les paramètres sont résumés dans le tableau 1 :

Vitesse superficielle d'injection du gaz	0.2 m/s
Diamètre des particules	300 μm
Densité des particules	3000 kg/m ³
Viscosité du fluide	1.8x10 ⁻⁵ kg/m/s
Densité du gaz	1.2 kg/m ³
Vitesse minimale de fluidisation	0.1 m/s
Pas de temps (fluide)	10 ⁻⁵ s
Nombre de particules	200
Colonne hauteur x largeur	0.03x0.003 m
Nombre de cellule de calcul (gaz)	16x45

Tableau 1: Données des simulations

Les simulations sont effectuées dans le cas couplé avec $\xi_d = 350$ et $\Sigma / \Omega = 0.2$. Pour le cas découplé la vitesse d'injection est imposée au bas du lit.

Conditions initiales et conditions limites :

- Simulations 2D.
- Chaque simulation commence avec les particules aléatoirement disposées dans le domaine de calcul avec une vitesse de glissement nulle.
- Des conditions de symétrie sont utilisées sur les faces latérales pour le fluide et les particules.
- L'injection d'air est modélisée comme un écoulement 1D uniforme.
- La sortie est localisée en haut de la colonne avec une condition aux limites ouverte pour le gaz.

3 Résultats et discussion

La figure 1 montre que, dans le cas couplé, le lit est au début dans une configuration compacte ; une bulle apparaît ensuite, remonte le lit jusqu'à ce que celui-ci retrouve sa configuration compacte ; un nouveau cycle commence alors. D'autre part, dans le cas découplé, le lit n'atteint jamais un état aussi compact et de multiples bulles sont présentes dans le lit au même moment.

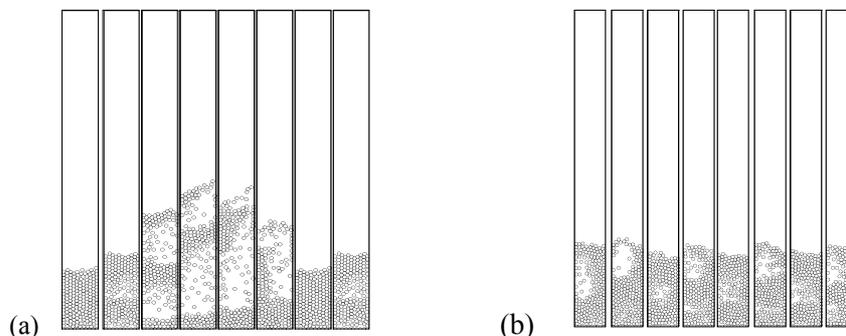


FIG 1 – Séquence d'images de la position des particules dans la colonne dans le cas couplé (a) et découplé (b)

3.1 Analyse dans le domaine temporel et fréquentielle

Les signaux de vitesse et de pression au bas du lit peuvent être utilisés pour caractériser le régime de fluidisation. Dans les simulations, on impose la pression en sortie du lit (pression atmosphérique) et on calcule la pression au bas du lit. Les résultats des simulations numériques sont évalués sur une période de 8s. Le signal de pression avec et sans couplage est présenté dans la figure 2. Les spectres correspondant sont sur la figure 3.

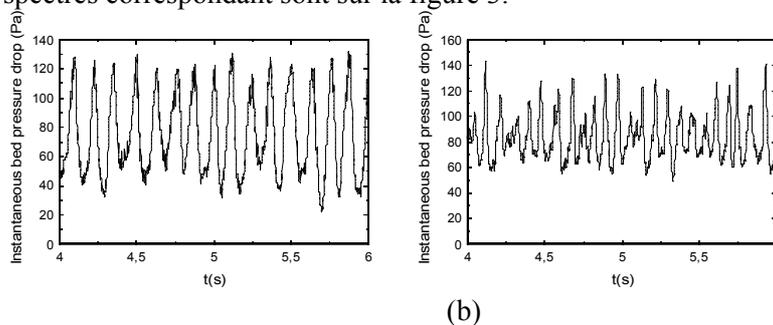


FIG 2 – Fluctuations de la perte de charge instantanée du lit dans le cas couplé (a) et le cas découplé (b)

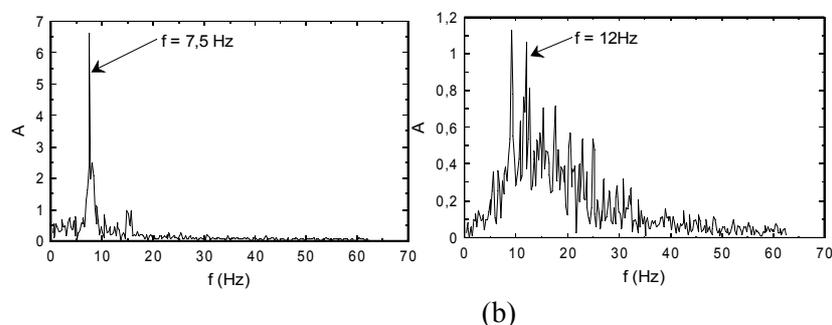


FIG 3 – Transformée de Fourier rapide (FFT) du signal de pression dans le cas couplé (a) et le cas découplé (b)

Dans le cas découplé (forte perte de charge du distributeur), on a la génération de petites bulles distribuées dans le lit et la FFT montre que le signal est caractérisé par un spectre large bande autour de la fréquence principale du lit (la fréquence dominante avec la plus grande amplitude est autour de 12 Hz, elle est proche de la fréquence théorique donnée par Baskakov (2000) : $f_b = (g/h_{cp})^{1/2} / \pi = 12.8$ Hz, h_{cp} : hauteur du lit compacte). Ce régime est similaire aux observations faites par Svensson *et al.* (1996) Dans le cas couplé (faible perte de charge, volume résonnant adéquat pour le plenum) la fréquence principale est plus faible (7.5 Hz), l'amplitude des fluctuations est plus grande et la largeur du spectre diminue ; le lit génère de larges bulles qui apparaissent très régulièrement : c'est le régime à bulle unique. La fréquence d'éruption des bulles n'est plus uniquement contrôlée par la dynamique intrinsèque du lit : le lit interagit avec le distributeur ainsi qu'avec le plenum et modifie par conséquent son comportement caractérisé par un plus faible fréquence. Cette fréquence s'accorde assez bien avec le modèle masse-ressort de Davidson (1968) donné par : $f_d = (\gamma \overline{p_p} \Sigma / \rho_s \Phi_{cp} h_{cp} \Omega)^{1/2} / 2\pi = 8.1$ Hz. Le même type de résultats a été trouvé dans les expériences de Svensson *et al.* (1996) et Kage *et al.* (1991). L'amplitude du signal de pression augmente également. Du fait de l'interaction entre le lit et le plenum il y a une modification de la vitesse d'injection du fluide qui n'est plus constante (à 0.2m/s dans notre cas) : le lit contrôle l'écoulement du fluide et induit de telles variations du débit volumique que la vitesse du fluide peut descendre au minimum de fluidisation durant un cycle d'oscillation (cf. figure 4).

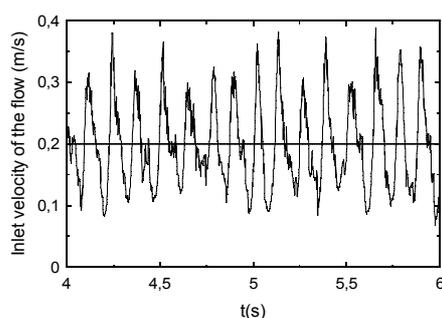


FIG 4 – Variations de la vitesse d'injection du fluide au bas du lit dans le cas couplé et découplé

3.2 Analyse spatiale

Pour mieux illustrer la rétroaction mutuelle entre l'écoulement du fluide et la dynamique des grains, la figure 5 montre la variation de la hauteur du lit dans le cas couplé et découplé. Comme on l'attendait, dans le cas couplé le déplacement de la surface libre montre une dynamique plus régulière et de plus grande amplitude.

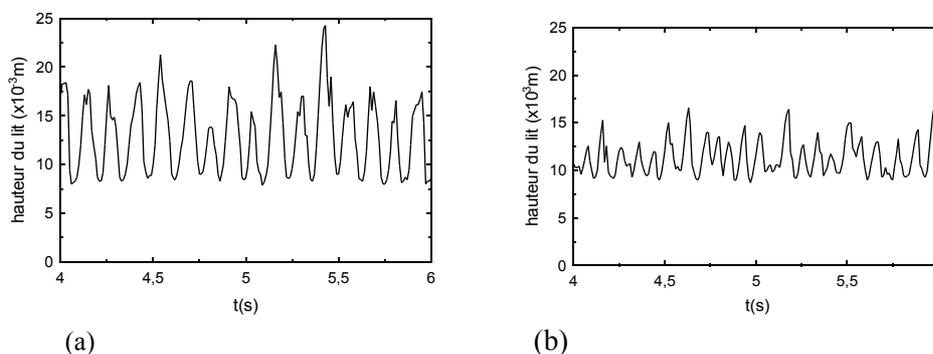


FIG 5 – Variation de la hauteur du lit dans le cas couplé (a) et dans le cas découplé (b)

En parallèle avec la figure 4 on observe que les minima de la vitesse d'injection du fluide sont en phase avec les hauteurs de lit. La chute de la vitesse d'injection en dessous de la vitesse de fluidisation induit un processus de recompaction qui provoque la violente éruption d'une bulle projetant fortement les particules vers le haut, jusqu'à (dans notre cas) deux fois la hauteur statique du lit. Pour le cas découplé les variations de la hauteur du lit sont moins prononcées du fait de l'éruption irrégulière de plus petites bulles. Il est à noter que l'un des points faibles de ces simulations provient de la taille des systèmes. Le confinement assez prononcé des simulations gêne une comparaison plus détaillée des deux régimes.

4 Conclusions

L'influence des conditions d'entrée du fluide a été étudiée à l'aide d'une relation qui prend en compte les effets du distributeur et du plenum. Les simulations numériques Euler-Lagrange ont été capables de reproduire les comportements expérimentaux à la fois d'un point de vue qualitatif et quantitatif (pour la dynamique temporelle). Nous avons été capables d'identifier les régimes à bulles multiples et à bulle unique avec leurs propres caractéristiques spatiales et temporelles. En prolongement à ce travail, nous prévoyons d'utiliser cette approche numérique sur de plus grandes simulations dans le but d'améliorer notre analyse des phénomènes d'un point de vue local et global. D'autres travaux sont aussi en préparation pour prendre en compte les effets spatiaux du distributeur pour un fluide ayant un profil d'entrée non uniforme.

Références

- Baird, M. H. I. & Klein, A. J. Spontaneous oscillation of a gas-fluidised bed, *Chemical Engineering Science*, 28 (1973) 1039.
- Baskakov, A. P., Tuponokov, V.G. & Fillippovsky, N. F. A study of pressure of pressure fluctuation in a bubbling fluidized bed, *Powder Technology*, 45 (1986) 113.
- Borodulya, V. A., Zav'yalov, V. V. & Buyevich, Y. A. Fluidized bed self-oscillations, *Chemical Engineering Science*, 40 (1985) 353.
- Davidson, J. F. Inst. Chem. Eng. Symp. Sr., 30 (1968) 3.
- Helland, E., Occelli, R. & Tadriss, L. Numerical study of cluster formation in a gas-particle circulating fluidized bed, *Powder Technology*, 110 (2000) 210
- Hoomans, B. P. B. , Kuipers, J. A. M. & Van Swaaij, W. P. M. Granular dynamics simulation of cluster formation in dense riser flow, 3rd Int. Conf. on Multiphase Flow, (1998).
- Kage, H., Iwasaki, N., Yamaguchi, H. & Matsuno, H. Frequency analysis of pressure fluctuation in fluidized bed plenum, *Journal of Chem. Engineering of Japan* 24, 1 (1991) 76.
- Peirano, E., Delloume, V., Johnsson, F., Leckner, B. & Simonin, O. Numerical simulation of the fluid dynamics of a freely bubbling fluidized bed: influence of the air supply system, *Powder Technology*, 122 (2002) 69.
- Sasic, S., Johnsson, F. & Leckner, B. Inlet boundary conditions for the simulation of fluid dynamics in gas-solid fluidized beds, *Chemical Engineering Science*, 61 (2006) 5183.
- Schiller, L. & Naumann, A. Z. A drag coefficient correlation, *Ver. Deut. Ing.*, 32 (1954) 35.
- Sierra, C. & Tadriss, L. About frequency coupling between riser and plenum in a gas fluidized bed, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Series IIB Mechanics Physics Astronomy*, 328 (2000) 323.
- Svensson, A., Johnsson, F. and Leckner, B. Fluidization regimes in non slugging fluidized beds: the influence of pressure drop across the air distributor, *Powder Technology*, 86 (1996) 299.
- Walton, O. R. Quarterly report Jan-Mar 1988, Lawrence Livermore National Laboratory.