

Etude en soufflerie des fluctuations du transport de particules solides en régime permanent

François-Xavier Cierco, Mohamed Naaim & Florence Naaim-Bouvet

*Cemagref, Groupement de Grenoble
Unité de Recherche ETNA
2, rue de la papeterie, BP 76, 38402 Saint-Martin-d'Hères cedex
francois-xavier.cierco@ec-lyon.fr*

Résumé :

Afin de mieux appréhender les spécificités de la dispersion atmosphérique de particules lourdes (sable, neige), des films de transport en soufflerie ont été réalisés à haute fréquence (500 Hz). Le traitement approprié des images a permis de reconstruire un signal temporel de fluctuation de concentration dont le spectre a été analysé. Ce dernier fait apparaître une pente faible et négative pour toute la gamme de fréquences correspondant à la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique de l'écoulement non chargé sans que la pente du spectre de concentration puisse être mise en relation avec la pente en $-5/3$ du spectre turbulent. Ces observations contribuent à montrer qu'il existe un filtrage du signal de concentration aux hautes fréquences. Ce dernier peut-être rapproché du filtrage des fluctuations de vitesse des particules quand ces dernières ont une masse volumique suffisamment grande devant celle du fluide.

Abstract :

Specific features of the physics of blown sand were investigated through wind-tunnel experiments. The time evolution of the fluctuations of concentration was derived from films obtained thanks to a fast camera (500 Hz). Spectral analysis of these time series showed a slow decreasing slope on a frequency range that matches the inertial sub-range of the free stream. Nonetheless no comparison can have been drawn between the $-5/3$ slope of the turbulent spectra of kinetic energy and that we observed. These results are contributing evidences that the influence of the fluctuations in air velocity have no impact on the fluctuations of concentration at time scales shorter than 0.1 second for particles whose density is high enough compared to the fluid one.

Mots-clefs :

transport éolien ; turbulence ; dispersion atmosphérique.

1 Introduction

Le transport éolien de la neige ou du sable pose des difficultés spécifiques car les trajectoires des particules solides ne suivent pas exactement celles des particules fluides. En d'autres termes, le rapport des masses volumiques des particules à celle du fluide et la taille des éléments solides interdisent de considérer la concentration comme un scalaire passif sur l'ensemble du spectre. En outre, dans les premiers centimètres au-dessus de la paroi, le transport s'effectue par bonds successifs des particules (phénomènes de saltation) plutôt que par diffusion turbulente et le transport est affecté par des gradients verticaux conséquents que ce soit en termes de concentration ou de vitesse du fluide.

Ces spécificités nous ont conduits à mener une étude spectrale des fluctuations du transport solide en régime permanent. Ce travail s'est appuyé sur des résultats expérimentaux obtenus dans la soufflerie diphasique du Cemagref de Grenoble (Partie 2). L'écoulement libre de la soufflerie a d'abord été caractérisé par des mesures d'anémométrie par films chauds. Le transport a ensuite été étudié par imagerie rapide sous tomographie Laser. Ce procédé a permis d'obtenir des spectres expérimentaux de la série temporelle des fluctuations de transport (Partie

3). Ces spectres présentent une fréquence de coupure qui s'avère du même ordre que celle qui caractérise l'atténuation des fluctuations de vitesse par l'écart de la masse volumique de la particule à celle du fluide (Partie 4).

2 Méthode expérimentale

Les données expérimentales qui ont servi à cette étude ont été obtenues en soufflerie sur des couples d'écoulements de vitesse de référence identique, le premier sans particule, le second avec. L'écoulement non chargé a été caractérisé par des mesures d'anémométrie par films chauds à 1000 Hz. Les mesures de concentration ont été réalisées dans le second écoulement par traitement d'images sous tomographie Laser (Figure 1) grâce à une caméra rapide de résolution 1024*1280 pixels (films à 500 Hz). Les écoulements présentés remplissent en grande partie les conditions exposées par White et Mounla (1991) : Le flux atteint rapidement son niveau de saturation et n'est pas affecté par les dimensions de la soufflerie pour un nombre de Froude inférieur à 10 (condition 1), l'état stationnaire est atteint pour une abscisse longitudinale x respectant, $x/H=5$ avec H la hauteur de la soufflerie (condition 2) et $x/\delta=25$ avec δ l'épaisseur de la couche limite (condition 3). Avec une section de 100*50 cm² et une couche limite d'environ 15 cm les conditions 1, 2 et 3 deviennent respectivement : $U < 22.13 \text{ m.s}^{-1}$, $x > 2.5 \text{ m}$ et $x > 3.75 \text{ m}$. Dans les expériences présentées, la zone d'étude est située à environ 3.50 m de l'entrée de la veine et les vitesses étaient de l'ordre de 4 à 6 m.s⁻¹. On peut donc estimer que le flux de particules est proche de l'état stationnaire. Les particules utilisées sont des particules de sable HN38 d'un diamètre moyen de 108 μm (granulométrie étendue 40-315 μm) et de masse volumique 2650 kg/m³.

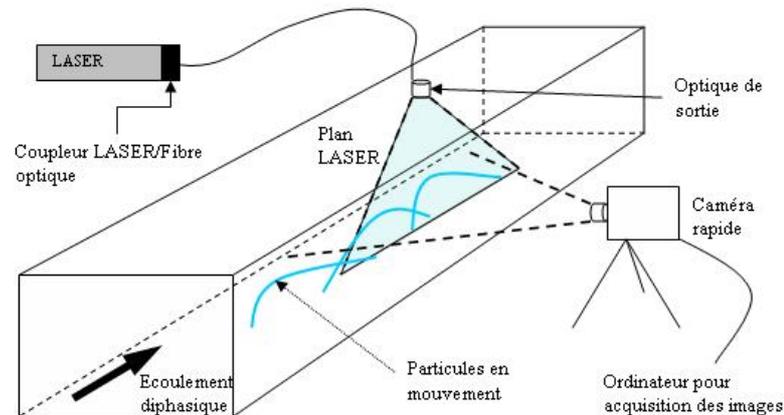


FIG. 1 – Schéma du montage expérimental pour l'acquisition des images de transport.

2.1 Profils de vitesse de l'écoulement non chargé

Neuf profils de vitesses ont été réalisés pour des écoulements de vitesse de référence comprise entre 4.36 et 6.14 m.s⁻¹, ce qui conduit à un nombre de Reynolds de l'ordre de 10⁵. Ces profils sont logarithmiques sur une épaisseur variant de 2 à 3 cm en fonction de la vitesse (Figure 2). En effet, pour $Re \approx 10^5$ on peut considérer que la zone logarithmique est limitée par

$$z^+ < 1000 \text{ avec } z^+ = \frac{z u_*}{\nu} \text{ (Bailly et Comte-Bellot, 2003).}$$

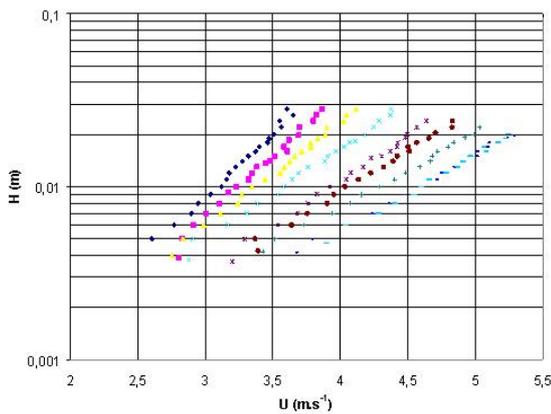


FIG. 2 – Profils de vitesse dans la zone logarithmique de l’écoulement ($z+ < 1000$) pour les différentes vitesses de références.

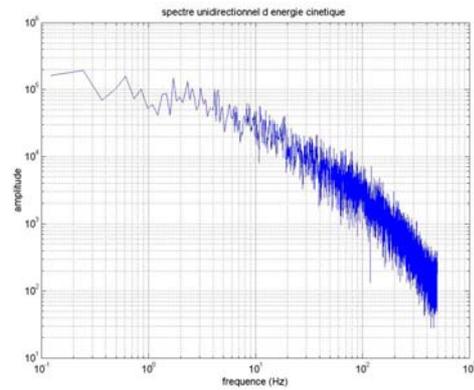


FIG. 3 – Spectre d’énergie cinétique dans la direction principale d’écoulement calculé sur le profil 6 à 0.5 cm de la paroi.

La Figure 3 fait apparaître le spectre de l’écoulement obtenu avec le sixième profil ($V=5.54m.s^{-1}$) à 5 cm de la paroi. Les dimensions de la soufflerie limitent l’apparition d’éventuelles grandes structures mais la zone inertielle du spectre est bien représentée.

2.2 Profil de concentration moyenne et fluctuations

Chaque film a été soumis à un seuillage de niveau de gris afin de récupérer une succession d’images binaires comprenant des particules (zone blanches codées 1) sur fond noir (codé 0). La hauteur de l’image a été découpée en 256 classes de hauteur de 4 pixels et la concentration a été estimée à partir du comptage des particules dans chaque classe de hauteur. Ce procédé permet d’avoir accès à un profil de concentration par image. Pour une classe de hauteur donnée, on réalise alors une moyenne sur l’ensemble des images (moyenne temporelle) des concentrations obtenues. On a alors accès au profil de concentration moyenne et aux fluctuations temporelles de la concentration (Figures 4 et 5).

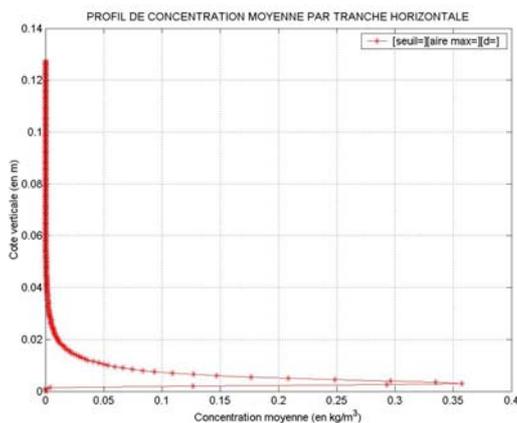


FIG. 4 – Profil de concentration moyenne (\bar{c})

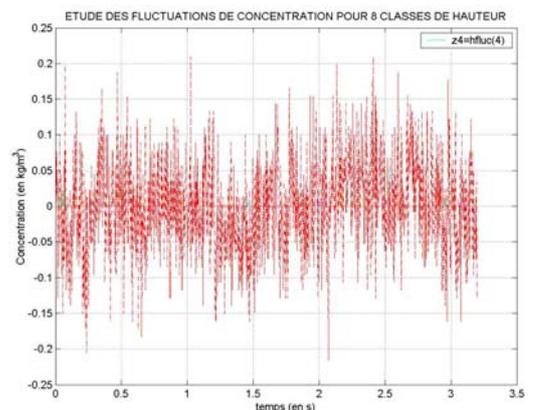


FIG. 5 – Fluctuations de concentration (c')

3 Analyse spectrale des fluctuations de concentration

Le signal temporel de fluctuation de concentration (1600 échantillons) à une hauteur donnée (une classe de hauteur) a été découpé en 5 blocs de 512 échantillons décalés de 256 échantillons à chaque fois. Une transformation de Fourier a été effectuée sur chaque bloc. Le spectre résultant est la moyenne des spectres réalisés sur l'ensemble des 5 blocs sélectionnés et sur un ensemble de classe de hauteur de sorte qu'on traite un champ physique de 5 mm de haut à chaque fois. Pour chaque film, 6 tranches de hauteur de 5 mm représentant les trois premiers centimètres au-dessus du sol ont été traitées. Les Figures 6 et 7 illustrent les résultats obtenus avec des images initiales de largeur différentes (représentant un champ réel de 2 ou 16 centimètres respectivement).

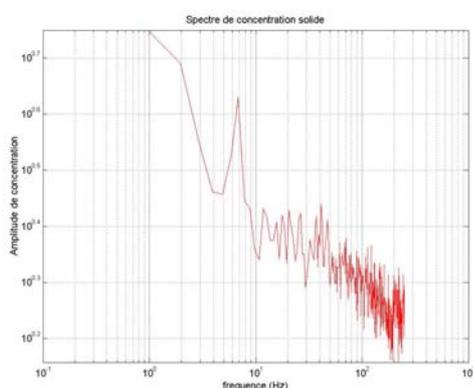


FIG. 6 – Spectre des fluctuations de concentration (écoulement 8, $V=5.99 \text{ m.s}^{-1}$).
Tranche 0-5 mm. Champ : 2 cm.

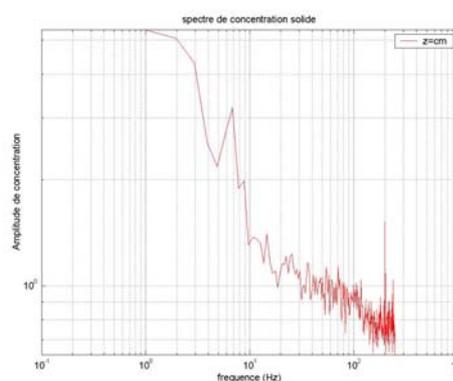


FIG. 7 – Spectre des fluctuations de concentration (écoulement 8, $V=5.99 \text{ m.s}^{-1}$).
Tranche 0-5 mm. Champ : 16 cm.

3.1 Bande spectrale étudiée

La bande de fréquence traitée va théoriquement de F/N à $F/2$, c'est-à-dire de 1 à 250 Hz avec F , la fréquence d'échantillonnage (ici égale à 500Hz) et N le nombre d'échantillons retenus pour le calcul (512) mais la méthode de comptage des particules dans l'image est aussi à prendre en compte. En supposant qu'une particule se déplace à une vitesse V (de l'ordre de 5 m.s^{-1}), cette dernière parcourt V/F soit 1 cm entre deux images successives. Le cadrage d'un champ physique de largeur l_x supérieur ou égale à $2V/F$ (ici $l_x > 2 \text{ cm}$) assure qu'on filme bien chaque particule au moins une fois. En outre, pour observer l'influence de la turbulence de l'écoulement sur les fluctuations de concentration deux fenêtres de calcul des concentrations ont été utilisées: la première de 16 cm de large (1280 pixels, $l_x=16 \text{ cm}$), la seconde de 2 cm (160 pixel). En effet, la longueur de saltation est de l'ordre de 10 fois la hauteur de saltation H_s (Bagnold, 1941) et cette dernière peut être estimée à partir d'une formulation proposée par Owen (1980, non publiée) et citée par Pomeroy (1988) :

$$H_s = 1.6 \frac{u_*^2}{2g} \quad (1)$$

Dans les résultats présentés, u_* varie de 0.24 à 0.41 m.s^{-1} et par conséquent L_s est comprise entre 4 et 15 cm. Cet ordre de grandeur est cohérent avec ce qui a pu être observé sur les films réalisés : dans certains cas la longueur de saltation est de l'ordre du centimètre mais certaines trajectoires ont une longueur supérieure à la taille de l'image (16 cm). Par ailleurs les expériences de White et Schulz (1977) montrent que les calculs de trajectoires qui ne prennent

en compte que le poids et la force de traînée conduisent à une sous-estimation de la longueur parcourue. Avec une image de largeur inférieure à la longueur de saltation ($l_x = 2$ cm) on ne moyenne pas l'effet aléatoire de la fonction splash (éjection des particules liée à l'arrivée d'un grain sur le lit). En effet, la première partie de la trajectoire de la particule est alors entièrement déterminée par les conditions initiales de l'éjection du grain. A l'opposé, une longueur plus grande permet de moyenniser cet effet ($l_x=16$ cm). Enfin, pour réduire l'influence de la taille de la fenêtre de comptage des particules sur les fluctuations enregistrées, on pourra choisir un volume de contrôle dont les dimensions sont de deux ordres de grandeurs supérieurs à la distance d qui sépare deux particules (d vaut ici quelques millimètres). Il s'avère ici impossible de respecter simultanément tous les critères sur les dimensions des fenêtres de comptage des particules. C'est pourquoi on traitera ici des résultats observés à la fois avec les champs de $16 * 0.05$ cm² et de $2 * 0.05$ cm² afin de s'assurer que ces derniers sont bien indépendants du fenêtrage utilisé.

3.2 Spectres des fluctuations de concentration

Les spectres de fluctuations obtenus (Figures 6 et 7) présentent une fréquence de coupure à quelques dizaines de Hertz qui marque une transition entre une pente négative et assez forte à basse fréquence (de 1 à 10 Hz) et une pente plus faible à haute fréquence (10 – 100 Hz). On retrouve donc que les fluctuations de concentrations sont davantage portées par les basses que par les hautes fréquences. Si l'on estime que les trajectoires des particules sont suffisamment longues pour que les fluctuations de vitesse de l'écoulement dues à la turbulence soient le moteur des fluctuations de concentration, l'observation est cohérente avec le fait que, dans la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique, les petites structures portent moins d'énergie que les grandes. En outre, ces observations restent valables sur les deux figures (6 et 7) qui ont été obtenues avec des champs de longueur différente (2 cm et 16 cm). Cette constatation montre que la fréquence de coupure est bien indépendante du fenêtrage utilisé.

4 Discussion

Dans les expériences présentées, la longueur de saltation L_s , de l'ordre de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres, est suffisamment grande pour qu'il soit envisageable que la turbulence de l'écoulement joue un rôle sur les fluctuations de concentrations. On peut alors considérer le modèle d'une particule soumise à la seule force de traînée dans un écoulement de vitesse sinusoïdale et qui se ramène à l'équation différentielle :

$$\rho_p \frac{\partial \vec{v}_p}{\partial t} = \frac{1}{2} \rho_a S C_x |v_{pa}| \vec{v}_{pa} \quad (2)$$

où ρ_p et ρ_a désignent respectivement la masse volumique des particules ou du fluide considéré et v_p et v_{pa} , la vitesse absolue et la vitesse relative de la particule par rapport au fluide. La résolution numérique de (2) permet d'obtenir le rapport de l'amplitude des fluctuations de vitesse des particules sur l'amplitude des fluctuations de vitesse du fluide pour trois valeurs de diamètres (40, 100 et 300 μ m, lignes continues sur la Figure 8) tandis qu'on peut évaluer simultanément la décroissance relative de l'amplitude des spectres de concentration par rapport à un état de référence pris ici à 1 Hz (Figure 8, ligne pointillée).

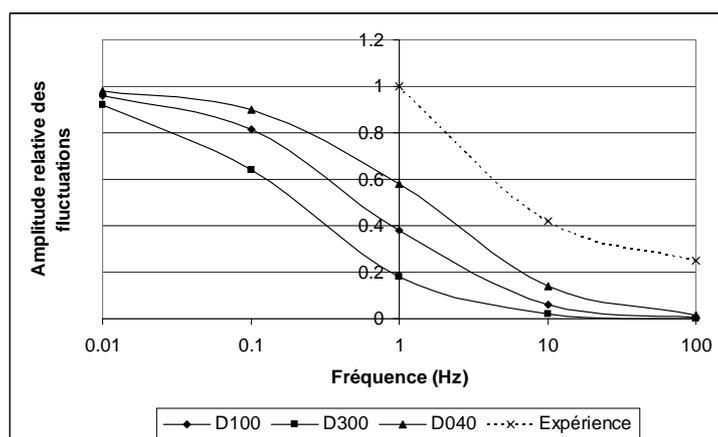


FIG. 8 – Amplitude relative des fluctuations de vitesse (lignes continues) et du spectre de concentration (ligne pointillée)

Une particule de masse volumique suffisamment importante par rapport à celle du fluide atténue donc fortement les fluctuations de vitesse. Une application numérique avec les données de l'expérience décrite précédemment montre que les fluctuations de vitesse des particules sont inférieures d'un ordre de grandeur à celles de la vitesse du fluide pour des fréquences supérieures à 10 Hz. Ce modèle permet de constater que le signal de concentration, comme le signal de vitesse de la particule, est filtré dans le domaine des hautes fréquences et que la fréquence qui caractérise la transition est chaque fois de l'ordre de la dizaine de Hertz.

5 Conclusions

Des films de transport solide en régime permanent ont été dépouillés par analyse spectrale. Les spectres de fluctuation de la concentration présentent une fréquence de coupure qui délimitent deux comportements distincts : une pente forte sur la gamme 1 – 10 Hz et une pente faible à plus haute fréquence. Dans cette partie du spectre, les fluctuations de concentration ne sont plus directement le fait de l'agitation turbulente de l'écoulement (la pente est d'ailleurs très inférieure à celle du spectre d'énergie cinétique dans la zone inertielle). Ces constatations sont à la fois en accord avec les observations de Pomeroy (1988) concernant le transport de neige par le vent : à proximité du sol, la zone de saltation est plutôt insensible à la turbulence, et avec l'atténuation du signal qu'on peut attendre de la part de particules solides de masse volumique très élevée en comparaison de celle du fluide.

Références

- Bagnold, R.A. 1941 The physics of blown sand and desert dunes. 265 pp. Methuen, London.
- Bailly, C. Comte-Bellot, G. 2003 Turbulence. Coll. Sciences et techniques de l'ingénieur, 376 pp. CNRS Edition, Paris.
- Pomeroy, J.W. 1988 Wind Transport of Snow. Thèse de l'université Saskatchewan, Saskatoon, Canada.
- White, B. Schulz., J. 1977 Magnus effect in Saltation. *J. Fluid Mech.* **81**(3), 497-512.
- White, B.R. Mounla, H. 1991 An experimental study of Froude number effect on wind-tunnel saltation. *Acta Mechanica (Suppl.)* **1**, 145-157