

Etude numérique de la dispersion d'un polluant autour d'un obstacle soumis à un écoulement turbulent perturbé

Mourad BOUTERRA^{1*}, Afif EL CAFSI¹, Ali BELGHITH¹, Patrick LE QUERE²

¹Faculté des Sciences de Tunis-Campus Universitaire 1060 Tunis TUNISIE

²LIMSI-CNRS Bat. 508 - B.P. 133 - 91 403 Orsay Cedex FRANCE

*(auteur correspondant: mourad.bouterra@fst.rnu.tn)

Résumé - Dans ce travail, on détermine en premier lieu, la structure dynamique de la dispersion d'un polluant autour d'un obstacle. On montre que la dispersion de polluant est exclusivement tributaire des mouvements turbulents présents, le mécanisme dominant de la dispersion étant la convection. Dans la deuxième partie, on étudie, l'effet d'une perturbation périodique sur la structure dynamique de la dispersion de polluant et ses différents paramètres. Les résultats obtenus, révèlent l'existence d'une valeur de fréquence optimale en terme de réduction de la longueur de rattachement et de la fréquence de détachement tourbillonnaire. Ces résultats montrent, également, le développement d'une importante activité tourbillonnaire par rapport au cas non perturbé et son influence sur la dispersion de polluant.

Mots clés : Simulation des Grandes Echelles, obstacle, Perturbation, Polluant.

Nomenclature

H	Hauteur du domaine	x	abscisse
L	Longueur du domaine	z	ordonnée
h	hauteur de l'obstacle	<i>Lettres Grecques</i>	
l	largeur de l'obstacle	ν	Viscosité cinématique
p	Pression modifiée	ν_t	Viscosité turbulente
t	Temps		

1. Introduction

L'étude de la dispersion de polluants est très complexe et nécessite, en premier lieu, de bien comprendre le comportement d'un écoulement en présence d'obstacle [1]. En effet, l'étendue de la zone de recirculation, la nature de la couche cisailée, tout comme celle des tourbillons qui se détachent de l'obstacle, vont interagir avec le polluant et donc influencer sa dispersion. Les obstacles rencontrés par l'écoulement possèdent souvent des arêtes vives, ce qui amplifient les instabilités, car, contrairement aux arêtes arrondies ou aux bâtis ayant une forme circulaire, le décollement des lignes de courant se fait de façon plus brutale, le sillage est plus large et la recirculation plus importante. Tous ces éléments ont une grande influence sur l'accumulation et la diffusion du polluant. Les modèles CFD ont largement contribué à la compréhension et l'étude des écoulements à l'échelle urbaine grâce aux avancées récentes dans la puissance de calcul, méthode/algorithmes numériques, et la paramétrisation de la turbulence. Ces études ont contribué, à notre connaissance, à des nombreux aspects importants des écoulements et de la dispersion des polluants. Ils incluent la nature de l'écoulement, les statistiques de l'écoulement et de la turbulence, le mécanisme de la dispersion, les effets thermiques sur l'écoulement et la dispersion, et les effets de la configuration géométrique des bâtiments sur la structure des écoulements et l'énergie cinétique turbulente (Tsai et al., 2004 [2], Xie et al., 2005 [3]). L'introduction d'une perturbation à l'écoulement et l'analyse de son effet sur la structure dynamique, ont fait l'objet d'un nombre limité d'études expérimentales et numériques (Chun et Chung, 1996 [4];

Yoshioka et al., 2001 [5]). La configuration géométrique utilisée dans la majorité de ces études est de type écoulement décollé recollé dont l'objectif était un contrôle actif des instabilités. Les résultats ont montré que l'introduction d'une perturbation diminue la longueur de rattachement et par suite augmente les taux de la croissance de la couche cisailée qui génère un large enroulement tourbillonnaire au voisinage du bord de séparation. Dans cette étude, on se propose d'appliquer une approche numérique basée sur la technique de Simulation des Grosses Structures L.E.S. en vue de prédire la dispersion d'un polluant passif autour d'un obstacle en régime turbulent instationnaire et en présence d'une perturbation périodique.

2. Formulation mathématique

Les équations de mouvement pour l'approche L.E.S. sont obtenues par l'application d'un filtre aux équations de Navier Stokes et l'équation de conservation de la concentration. En introduisant les grandeurs sans dimension qui dépendent du mode de transfert dominant (convection), on obtient le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(wu)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{n}} \right) \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{n}} \right) \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{n}} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{n}} \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial(uw)}{\partial x} + \frac{\partial(ww)}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{n}} \right) \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{Re} \left(1 + \frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{n}} \right) \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{n}} \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{n}_t}{\mathbf{n}} \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(uC)}{\partial x} + \frac{\partial(wC)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{Re \cdot Sc} \left(1 + \frac{\mathbf{n}_t \cdot Sc}{\mathbf{n} \cdot Pr_t} \right) \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{Re \cdot Sc} \left(1 + \frac{\mathbf{n}_t \cdot Sc}{\mathbf{n} \cdot Pr_t} \right) \frac{\partial C}{\partial z} \right) \end{array} \right.$$

où u et w sont les deux composantes de la vitesse et p est la pression motrice divisée par le carré de la vitesse de référence. $Re = \frac{U_0 \cdot H}{\mathbf{n}}$ est le nombre de Reynolds de l'écoulement et ν_t

est la viscosité turbulente de sous maille. Pour calculer cette dernière, on utilise un modèle d'échelles mixtes proposé par Ta Phuoc et Sagaut basé sur la viscosité de sous maille :

$\mathbf{n}_t = \mathbf{n}_s^a \mathbf{n}_d^{1-a}$ où $\mathbf{n}_s = c_s \Delta^2 |\bar{s}|$ et $\mathbf{n}_d = c_d \Delta \sqrt{q_c}$, \mathbf{n}_s et \mathbf{n}_d sont respectivement les viscosités turbulentes du modèle de Smagorinsky et du modèle dynamique. c_s et c_d sont les paramètres du modèle, Δ est la largeur du filtre et $|\bar{s}| = \left(\bar{s}_{ij} \bar{s}_{ij} \right)^{\frac{1}{2}}$ est le module du tenseur des contraintes.

$\bar{s}_{i,j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$ et $q_c = \frac{1}{2} (\bar{u}_i)' (\bar{u}_i)'$. q_c est l'énergie turbulente. On retrouve

le modèle de Smagorinsky pour $\mathbf{a} = 0$ et le modèle dynamique pour $\mathbf{a} = 1$. A la suite d'une étude comparative entre les différents modèles de sous maille, on a retenu le modèle dynamique mixte ($\mathbf{a} = 0.5$) pour ses résultats très proches de ceux de la simulation directe. Il est à remarquer que les solutions retenues pour les comparaisons sont obtenues lorsque le régime asymptotique est atteint.

3. Méthode de résolution

Le système d'équations précédent a été résolu par les méthodes de projection introduites par Chorin et Temam. Ces méthodes sont basées sur le principe de prédiction correction permettant de découpler les approximations de la vitesse et de la pression à chaque pas de

temps. Pour résoudre le système des équations de Navier Stokes instationnaires sous la forme adimensionnelle, un schéma aux différences finies d'ordre deux est adapté. Ce schéma appelé Euler retardé d'ordre deux Adams Bashforth, consiste à traiter explicitement les termes convectifs (non linéaires) et implicitement les termes diffusifs dans les équations de transport. Les équations de Navier Stokes instationnaires sont discrétisées par une approche volumes finis. Au cours de ces calculs, les termes non linéaires ont été approchés par un schéma Quick (Quadratic Upstream Interpolation for Convection Kinematics). La partie prédiction est résolue par la méthode des directions alternées implicites (ADI). La partie projection est résolue par une procédure multigrille linéaire.

4. Configuration géométrique et conditions aux limites

Le domaine d'étude est rectangulaire et caractérisé par son rapport de forme $R = L / H$. Quant à l'obstacle, il est caractérisé par le rapport de forme $r = l / h$ (figure 1). Les équations du système précédent ont été adimensionnées à l'aide des grandeurs caractéristiques suivantes U_0 (vitesse maximale à l'entrée du domaine), H (hauteur du domaine) et H / U_0 (temps caractéristique). Pour la concentration, on considère la référence suivante : $DC = C_p - C_a$ où C_p et C_a représentent les concentrations du polluant et de l'air ambiant. Pour tous les cas étudiés, la concentration est initialisée à zéro, ce qui suppose que l'air est initialement non pollué. Afin de simuler une circulation de véhicules, une émission continue de polluant de masse volumique identique à celle de l'air, est effectuée au niveau du sol, en amont de l'obstacle $C = 1$ et $\frac{\partial C}{\partial n} = 0$ dans le reste du domaine. La perturbation, de la forme $u = u_{ex} \sin(2\pi f_{ex} t)$, est introduite au niveau du profil d'entrée type couche limite, u_{ex} et f_{ex} étant respectivement l'amplitude et la fréquence d'excitation. Pour tous les cas étudiés, la concentration est initialisée à zéro, ce qui suppose que l'air est initialement non polluée.

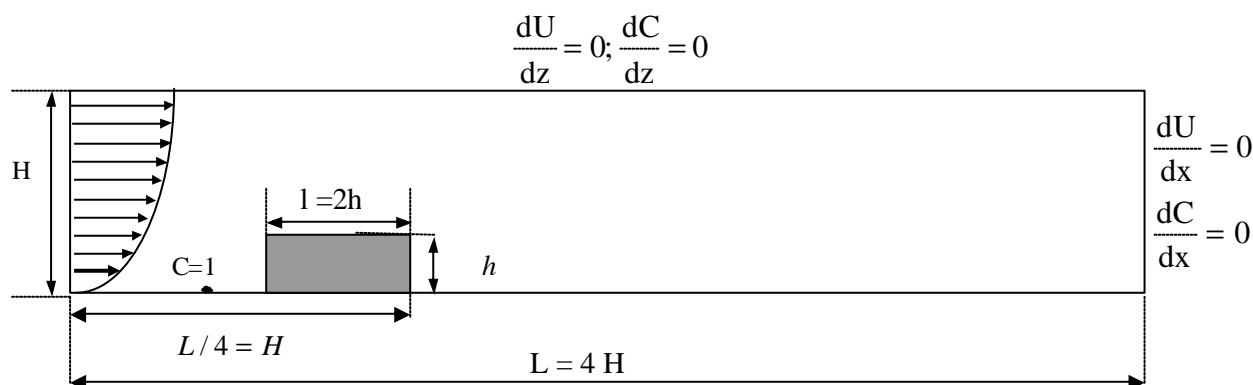


Figure 1 : Configuration géométrique et conditions aux limites

5. Résultats et Discussions

La résolution des équations de Navier- Stokes et de l'équation de conservation de la concentration pour un écoulement turbulent bidimensionnel instationnaire à été faite en utilisant un nombre de Reynolds $Re = 10^6$ et un pas de temps $\Delta t = 5.10^{-3}$. Le maillage utilisé est de 130×66 points, avec un rapport géométrique $R=H / h = 4$.

5.1. Etude de la dispersion d'un polluant autour d'un obstacle

Nous avons présenté sur la figure 2, le champ instantané de la concentration. Dès son entrée, le polluant est affecté par l'écoulement moyen autour de l'obstacle, par les zones de

recirculations et les sillages et par la turbulence créée par ces régions. Lorsque le polluant arrive à proximité de la paroi face à l'écoulement, il est entraîné dans son sillage et mélangé dans la zone de recirculation. On enregistre dans cette zone de fortes valeurs de concentration. Par la suite, le polluant est relâché progressivement, ce qui favorise sa dispersion verticale. Le mélange de polluant avec l'air s'effectue principalement dans les régions de fort cisaillement. En revanche, dans les régions libres de tout cisaillement, l'air pollué est transporté par les grosses structures turbulentes présentes. Sur la *figure 3*, nous présentons le champ moyen de concentration. Nous constatons que les valeurs les plus importantes se trouvent en amont et juste au-dessus de l'obstacle, ce qui provient des fortes valeurs de la vitesse verticale enregistrées en ces endroits. On observe aussi un élargissement des régions de faible concentration en aval de l'obstacle. Ces régions homogènes contribuent à une meilleure dispersion des polluants. Ces résultats sont en bon accord avec ceux trouvés dans les travaux expérimentaux de Grazzini [6] et les travaux numériques de Dargent [7].

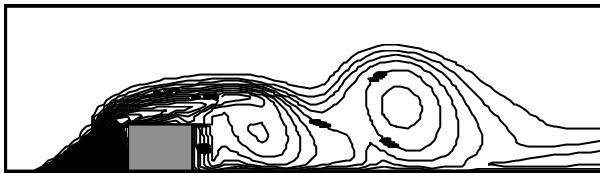


Figure 2 : champ instantané de la concentration

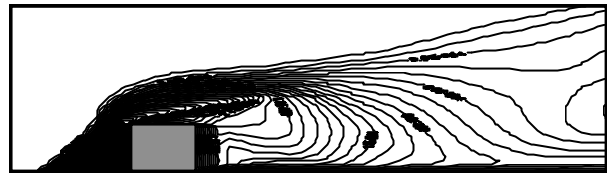


Figure 3 : champ moyen de la concentration

5.2. Etude de l'effet d'une perturbation périodique sur la dispersion d'un polluant autour d'un obstacle

La perturbation est réalisée numériquement par un jet sinusoïdal au niveau du profil d'entrée. Vu les différents paramètres dans les études de l'effet de la perturbation dans les écoulements à l'échelle locale (amplitude, fréquence...), nous envisageons dans notre étude d'effectuer un suivi de la fréquence. Pour ce faire, nous utilisons le nombre de Strouhal qui caractérise la perturbation St_{ex} , basé sur la hauteur de l'obstacle et la fréquence d'excitation

f_{ex} . Soit $St_{ex} = \frac{f_{ex} h}{u_c}$ où u_c désigne la vitesse moyenne de convection calculée. Le nombre de

Strouhal qui caractérise l'échappement tourbillonnaire St_{ech} , basé sur la hauteur de l'obstacle h et la fréquence d'échappement tourbillonnaire f_{ech} ; soit $St_{ech} = \frac{f_{ech} h}{u_c}$. Cette étude est menée

pour sept valeurs de fréquence d'excitation allant de 0 à 0.03 et pour une amplitude constante de l'ordre de 0.02. Pour comparer l'effet de la variation des fréquences d'excitation sur la longueur de rattachement, nous avons calculé pour chaque valeur de ces fréquences, la longueur de rattachement X_r . La variation de rapport $\frac{X_r}{X_{r_0}}$ en fonction de St_{ex} est représentée

sur la *figure 4*. La longueur de rattachement atteint une valeur maximale pour un nombre de Strouhal d'excitation optimale de l'ordre de 0.3. Pour des valeurs supérieures à ce dernier, on remarque que le rapport diminue jusqu'à atteindre une valeur où il reste toujours constant. Sur la *figure 5*, on représente l'allure de St_{ech} en fonction de St_{ex} . On remarque que la fréquence d'échappement tourbillonnaire est minimale pour une fréquence d'excitation optimale observée dans la *figure 4*. Ces résultats confirment les différentes constatations sur la possibilité de contrôler l'échappement tourbillonnaire et par conséquent sur le temps de séjour du polluant. On montre qu'on peut diminuer l'intensité de concentration en aval de l'obstacle par l'introduction d'une perturbation périodique. On relève sur les *figures (6,7)*, les champs instantanés de vorticités et de concentration. On remarque que la concentration suit dès son

entrée l'évolution du champ de vorticité. Ainsi la production de turbulence gérée par la perturbation est alors importante, et vient s'ajouter à la turbulence d'origine dynamique. Des tourbillons convectifs apparaissent et la turbulence gérée par la perturbation prédomine. En augmentant la fréquence d'excitation, la turbulence de l'air est assez forte et favorise la dispersion et la dilution des polluants.

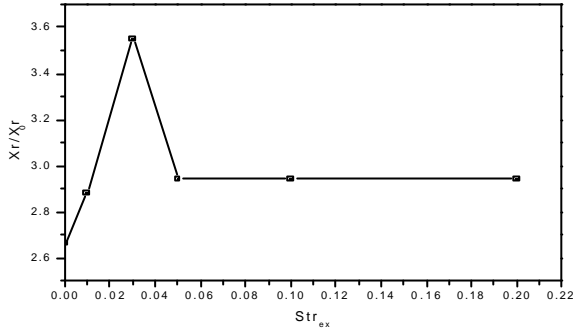


Figure 4 : $\frac{X_r}{X_{r_0}}$ en fonction de St_{ex}

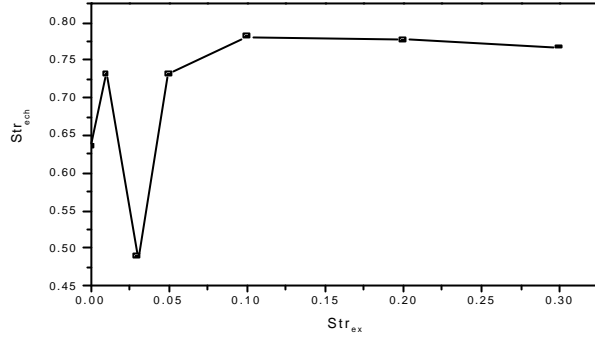


Figure 5 : St_{ech} en fonction de St_{ex}



Figure 6 : champs instantanés de vorticité pour $f_{ex}=0, 0.001, 0.003, 0.005, 0.01, 0.02$ et 0.03

Figure 7 : champs instantanés de concentration pour $f_{ex}=0, 0.001, 0.003, 0.005, 0.01, 0.02$ et 0.03

6. Conclusion

L'étude de la dispersion du polluant, montre que le champ moyen, caractérisé par la présence des zones de recirculation et par la turbulence générée conjointement par le cisaillement et la présence de l'obstacle, sont les principaux facteurs qui influent sur le transport et la dispersion du polluant. En présence d'une perturbation périodique, l'étude nous a permis de déterminer une fréquence d'excitation optimale pour la longueur de rattachement et pour la fréquence de détachement tourbillonnaire. En augmentant la fréquence d'excitation, l'intensité de la turbulence devient de plus en plus forte et favorise la dispersion et la dilution du polluant dans tout le domaine.

Références

- [1] Bouterra, M., Elcafsi, A., Laatar, A.H., Belghith, A., LeQuéré, P., Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié autour d'un obstacle. *Int. J. of thermal sciences*, 41 (2002), 281-293.
- [2] Tsai, M.Y., Chen, K.S., Measurements and three-dimensional modeling of air pollutant dispersion in an urban street canyon. *Atmospheric Environment* 38 (2004), 5911-5924.
- [3] Xie, X., Huang, Z., Wang, J., Xie, Z., The impact of solar radiation and street layout on pollutant dispersion in street canyon. *Building and Environment* 40 (2005), 201-212.
- [4] Chun, K.B., Sung, H.J., Visualization of a locally-forced separated flow over a backward-facing Step, *Exp. Fluids*, 25(1998), 133-142.
- [5] Yoshioka, S., Obi, S., Masuda, Role of the vortex Motion in the Periodically Perturbed Turbulent flow over a backward-facing step, *Proc. Fourth KSME-JSME Fluids Engineering conference* (1998), 585-588.
- [6] Grazzini, F., Dargent, C., George J., Dartus D., An experimental study of several parameters influencing the phenomenon of vortex shedding behind a square cylinder. In *Proceedings of the international conference, Air pollution* (1996). 297-304
- [7] Dargent, C., Grazzini, F., George J., Dartus D., Numerical Simulation of a pollutant dispersion around an obstacle, *Proceedings of the international conference, Air pollution* (1996). 257-266.