

## Étude de l'Effet de la Stratification Thermique sur la Dispersion d'un Polluant autour d'un Obstacle

M. Bouterra<sup>1</sup>, A. El Cafsi<sup>1</sup>, A Belghith<sup>1</sup> et P. Le Quere<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Faculté des Sciences de Tunis Département de Physique, Campus Universitaire 1060 Tunis, Tunisie

<sup>2</sup>LIMSI-CNRS B.P. 133 - 91 403 Orsay Cedex France

**Résumé** – L'étude numérique bidimensionnelle de la dispersion d'un polluant autour d'un obstacle soumis à un écoulement turbulent a été effectuée par la technique de Simulation des Grosses Structures L.E.S. Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié la dispersion de polluant ayant la même densité que l'air ambiant. 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 seconde partie, on s'est intéressé à l'étude de l'effet de la stratification thermique sur les mécanismes de dispersion de polluant. On montre que le polluant stagne au niveau de son point d'émission et pourra être émis dans la zone de mélange formé en aval de l'obstacle. Le polluant sera alors transporté par l'écoulement moyen, sur une thermocline entre les deux couches chaude et froide.

**Abstract** – Large Eddy Simulation (LES) approach of Navier-Stokes equations within the Boussinesq approximation are carried out in order to study a pollutant dispersion around a building for high Reynolds number under thermal stratification effect, 2-D and time dependant equations are considered. The Navier-Stokes equations are integrated by finite volume method and then solved using the projection method, decoupling pressure from velocity. For the turbulence, a mixed subgrid scale model is introduced to take into account the small-scale effects.

The influence of the building presence on the dispersion process is studied first. The simulation shows that the turbulence and the mean velocity field are the two processes that control the dispersion. Under thermal stratification, the flow is mainly driven by the buoyancy forces which tend to suppress the turbulence phenomena and reduce the dispersing rate of the mixing layer in which the pollutant disperses.

**Mots clés:** L.E.S.– Modèle de sous maille – Dispersion – Stratification thermique – Obstacle.

### 1. INTRODUCTION

La modélisation de la dispersion des polluants autour d'un obstacle est un sujet de recherche d'actualité. La turbulence générée par la présence de l'obstacle interagit avec le mouvement convectif moyen, pour déterminer le comportement d'un contaminant passif en présence d'un obstacle. En effet, l'étendue de la zone de recirculation, la nature de la couche cisailée et des tourbillons qui se détachent de l'obstacle, vont interagir avec le polluant et influencer sa dispersion. Tous ces éléments dépendent de l'état thermique de l'air et influent sur le transport et la diffusion du polluant à l'échelle urbaine.

De nombreux auteurs se sont intéressés à l'influence de divers paramètres comme la nature de l'écoulement amont et la position de la source sur la dispersion d'un polluant émis à partir d'une source ponctuelle ou continue.

Dans le cas de forte stabilité atmosphérique, le polluant s'étend très peu suivant la verticale, et l'on observe de grands méandres horizontaux de vitesse, qui peuvent avoir une influence à longue distance en aval de la source (Huber et Snyder [1], Ogawa et Oikawa [2]). Dans le cas d'une atmosphère neutre, Robins et Castro [3], ont trouvé que la structure turbulente de l'écoulement a une ascendance importante sur la position du maximum de concentration d'un polluant émis à partir d'un cube. Pour Saathoff et al. [4], la réduction de

l'intensité turbulente associée à une échelle de modélisation inadaptée peut mener à de grosses erreurs suivant les paramètres d'émission et la position des récepteurs. Huber [5] a cependant montré que les conditions amonts de la couche limite n'affectent pas de façon significative la dispersion d'un gaz traceur émis au niveau du sol, dans le sillage proche d'un obstacle. Dargent en 1996 [6], a simulé l'expérience réalisée en soufflerie par Castro et Robins [3] et qui consiste en un écoulement autour d'un obstacle cubique. Il a remarqué que dans le cas d'un rejet de polluants sur la face supérieure de l'obstacle, une modification du terme de diffusion turbulente dans l'équation de transport permet d'obtenir un léger changement de l'estimation du champ de concentration. Plusieurs expériences ont lieu pour obtenir des mesures du champ de concentration moyen d'un polluant dans l'air autour ou derrière un obstacle de forme simple (Arya et al.[7], Cagnetti [8], Castro et Snyder [9], Higson et al. [10]). Puttock [11] a mesuré le champ de concentration d'un rejet de gaz linéique placé soit à l'intérieur soit à l'extérieur de la zone de recirculation d'un cylindre, et a comparé ces résultats au modèle théorique basé sur l'équation de diffusion de Puttock et Hunt [12]. De même Castro et Robins [13], Ogawa et Oikawa [14], ont mesuré le champ de concentration moyen d'un rejet ponctuel en présence d'un cube placé dans une couche limite turbulente. L'ensemble des référents citées au dessus ainsi que la majorité des études ont été faites en amont d'un obstacle, lieu où la distorsion de la turbulence joue un rôle crucial pour le développement du panache. En plus, les approches utilisées reposent sur la résolution d'équations de transport des quantités moyennées en temps, qui font intervenir des modèles liés à la configuration géométrique et qui excluent par ailleurs des phénomènes fortement instationnaires.

Dans ce papier, 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 milieu stratifié. Les objectifs de cette étude sont de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux qui régissent la dispersion d'un polluant en présence d'un obstacle et d'étudier l'impact de la stratification thermique sur le transport et la dispersion de ce polluant.

## 2. CONFIGURATION GEOMETRIQUE ET CONDITIONS AUX LIMITES

Le domaine d'étude est rectangulaire et caractérisé par son rapport de forme  $R = \frac{L}{H}$  où  $L$  et  $H$  sont respectivement la longueur et la hauteur du domaine. Quant à l'obstacle, il est de section carrée et caractérisé par le rapport de forme  $r = \frac{l}{h}$  où  $l$  et  $h$  sont respectivement la longueur et la hauteur de l'obstacle (*figure 1*).

Les rapports de forme sont fixés à  $R = 4$  et  $r = 1$ . Pour  $R = 4$ , on peut faire la similarité avec la couche cisailée libre. A l'entrée du domaine, nous imposons un profil de type couche limite atmosphérique de la forme :

$$\begin{aligned} U(z) &= 1.92 (z/10)^{0.25} && \text{pour } 0 \leq z \leq 0,75 \\ U(z) &= 1 && \text{pour } 0,75 \leq z \leq 1 \end{aligned}$$

A la sortie du domaine, nous imposons des conditions aux limites de type advectif :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial V}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \right|$$

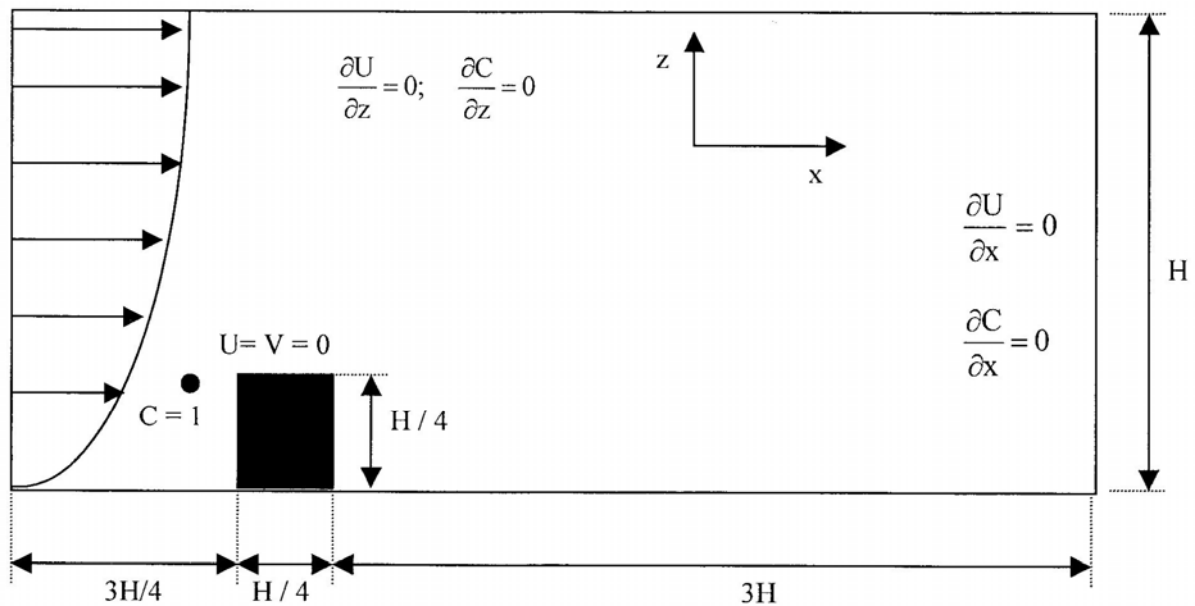


Fig. 1: Domaine d'étude

Le long des parois solides et sur la limite inférieure du domaine, nous appliquons la condition d'adhérence :

$$U = V = 0$$

La limite supérieure du domaine est caractérisée par la condition :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = V = 0$$

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 est effectuée au niveau de la hauteur de l'obstacle et en amont de ce dernier  $S(0,31H; 0,25H)$ . On étudie, d'abord, la dispersion d'un polluant dans un milieu isotherme, ensuite, l'influence d'une stratification thermique sur les mécanismes de transport et dispersion de polluant en présence d'un obstacle.

### 3. APPROCHE NUMERIQUE

#### 3.1. Méthodologie

La simulation numérique de la dispersion d'un polluant à l'échelle urbaine a été, dans la majorité des cas, abordée en traitant des équations moyennées. Toutefois son emploi est limité par deux facteurs [15]. Le premier est le niveau d'effort toujours plus élevé requis pour l'adaptation des modèles de turbulence à des problèmes toujours complexes. Le second est le besoin croissant de connaissances portant sur des phénomènes physiques intrinsèquement liés au caractère instationnaire de la dispersion.

Parallèlement, à cette approche s'est développée la résolution numérique directe des équations de Navier-Stokes instationnaires, basée sur des algorithmes d'intégration excessifs en temps. Cette seconde voie a surtout permis l'étude d'écoulements pour des faibles nombres de Reynolds, car il requiert des ressources informatiques beaucoup plus grandes que la simulation des équations de Navier-Stokes moyennées [15]. Il est alors intéressant d'utiliser une troisième approche appelée Simulation des Grosses Structures (Large Eddy Simulation

LES). Cette approche est basée sur une résolution explicite des grosses structures de la turbulence, couplée à une paramétrisation statistique de l'effet des petites structures. La résolution spatiale du maillage constitue un filtre qui permet de ne modéliser que les tourbillons dont le diamètre est supérieur à la taille de la maille. La contribution des petits tourbillons sur la diffusion de la quantité de mouvement est prise en compte par un modèle de sous-maille.

### 3.2. Formulation Mathématique

Les évolutions spatio-temporelles des champs de vitesse, de température et de concentration sont régies par les équations de Navier-Stokes, les équations de conservation de l'énergie et de diffusion. Pour un fluide incompressible, 2-D instationnaire et sous l'hypothèse de Boussineq, les équations du mouvement pour l'approche LES sont obtenues par l'application d'un filtre. Les mouvements des grosses structures sont donc régis par les équations suivantes :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \pi}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{Re} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial (\tau_{ij})}{\partial x_j} + Ri \bar{\theta} \delta_{i2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{C})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{Re Sc} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + S_0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{\theta})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{Re Pr} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial Q_j}{\partial x_j} \quad (4)$$

Où :

$Re$  est le nombre de Reynolds ( $Re = \frac{U_0 H}{\nu}$ ), basé sur la vitesse maximale à l'entrée ( $U_0$ ) et la hauteur du domaine ( $H$ ).

$Ri$  est le nombre de Richardson défini par  $Ri = \frac{Ra}{Re^2 Pr}$ , où  $Ra$  ( $Ra = \frac{g \beta \Delta T H^3}{\nu \kappa}$ ) et

$Pr$  ( $Pr = \frac{\nu}{\kappa}$ ) sont respectivement le nombre de Rayleigh et le nombre de Prandtl.

$Sc$  est le nombre de Schmidt considéré comme constant et égale à 1 ( $Sc = \frac{\nu}{D}$ ).  $\nu$ ,  $D$  et  $\kappa$  sont respectivement la viscosité cinématique, la diffusivité massique et la diffusivité thermique.

$S_0$  est le terme source. Dans ces équations,  $\bar{u}_i$ ,  $\bar{C}$  et  $\bar{\theta}$  sont respectivement la partie filtrée et résolue de la vitesse, de la concentration et de la température.

La pression motrice est donnée par  $\pi = \bar{p} + \frac{1}{3} \tau_{kk}$ . Les équations du système précédent ont été adimensionnées à l'aide des grandeurs caractéristiques suivantes :

$L_{ref} = H$  pour la longueur,

$V_{ref} = U_0$  (vitesse maximale à l'entrée du domaine) pour la vitesse,

$\frac{H}{U_0}$  pour le temps,

$\theta = \frac{T - T_0}{T_c - T_0}$  pour la température ( $T_c$  est la température chaude)

$\Delta C$  (écart de concentration  $\Delta C = C_p - C_a$  où  $C_p$  et  $C_a$  représentent respectivement les concentrations du polluant et de l'air ambiant) pour ce qui est de la concentration.

Notons que la grandeur de référence pour la concentration considérée est globale et ne tient pas compte des caractéristiques du transfert de masse en un endroit précis du domaine. Ce qui implique par ailleurs une analyse globale des champs instantanés de la concentration.

### 3.3. Modèle de sous maille

Les quantités  $\tau_{ij}$ ,  $q_j$  et  $Q_j$  apparaissant dans les équations filtrées sont, respectivement, le tenseur de sous maille, le flux massique turbulent et le flux thermique turbulent. Ces termes caractérisent l'apport des petites structures aux grosses structures de l'écoulement. La modélisation du tenseur de sous maille se fera avec la même formulation mathématique que celle de la diffusion moléculaire, où cette dernière est remplacée par une viscosité de sous-maille  $\nu_t$ . On a :  $\tau_{ij} = 2\nu_t \bar{S}_{ij}$  où  $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$  est le tenseur des contraintes,  $\nu_t$  est la

viscosité turbulente. Par analogie avec la modélisation du tenseur des contraintes de sous maille, le flux massique et le flux thermique de sous maille sont modélisés en utilisant les composantes de grosses structures  $C$  et  $\theta$  :  $-\frac{\partial q_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \kappa_c \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} \right)$  et  $-\frac{\partial Q_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \kappa_t \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right)$ .

Les diffusivités de sous maille  $\kappa_c$  et  $\kappa_t$  sont dimensionnellement équivalentes à la viscosité de sous maille  $\nu_t$ . On peut donc donner à  $\kappa_c$  et  $\kappa_t$  des expressions analogues à celle de la viscosité de sous maille. Elle sont généralement exprimées en fonction de  $\nu_t$  à travers les nombres de Prandtl turbulent  $Pr_t$  ( $Pr_t = \frac{\nu_t}{\kappa_t}$ ) et de Schmidt turbulent  $Sc_t$  ( $Sc_t = \frac{\nu_t}{\kappa_c}$ ). Ces deux

derniers nombres sont considérés comme des constantes.

Pour calculer  $\nu_t$ , nous avons choisi d'utiliser un modèle d'échelle mixte proposé par Ta Phuoc [16] et Sagaut [17], basé sur la viscosité de sous maille. A l'aide d'une simple analyse dimensionnelle, on obtient une famille de modèles à un paramètre, décrite dans l'espace physique par :

$$\nu_t = c_M \Delta^{1+\alpha} e^{\frac{1-\alpha}{2}} |\bar{S}|^\alpha$$

où  $\Delta$  est la largeur du filtre définie par la quantité  $\Delta = \sqrt{\Delta x \Delta z}$  ;  $|\bar{S}| = 2\sqrt{\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$  le module du tenseur des contraintes.  $e = \frac{1}{2} \sum_k \bar{u}'_k \bar{u}'_k$  représente l'énergie cinétique des échelles de sous maille et la valeur prise pour la constante du modèle est  $c_m = 0,04$ . Dans la simulation présentée dans ce travail, nous avons utilisé la valeur  $\alpha = \frac{1}{2}$ . Pour finir la modélisation, il est nécessaire d'isoler les plus petites échelles résolues. Ces échelles sont déterminées en effectuant un deuxième filtrage spatial. En effet, la fluctuation  $\bar{u}'$  est calculée à l'aide d'un second filtrage :  $\bar{u}' = \bar{u} - \hat{u}$ . L'énergie cinétique des échelles résolues les plus petites s'écrit alors :  $e = \frac{1}{2} \sum_k (\bar{u}_k - \hat{u}_k)(\bar{u}_k - \hat{u}_k)$ .

### 3.4. Méthode de résolution

La résolution des équations est réalisée par la méthode de prédiction - projection. Ce type de méthode permet de découpler le calcul de la vitesse et de pression, évitant ainsi les difficultés inhérentes à la résolution des équations de Navier Stokes. A chaque pas de temps, une équation en  $\vec{u}$  et en  $P$ , difficile à inverser est remplacée par une séquence de deux sous-problèmes. La première étape de résolution est celle de prédiction, où on calcule un champ virtuel de vitesse  $u^*$  à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, en supposant le gradient de pression connu,

$$\frac{3u^* - 4u^n + u^{n-1}}{2\Delta t} + 2(u \cdot \nabla u)^n - (u \cdot \nabla u)^{n-1} = -\nabla P^n + \frac{1}{Re} \nabla^2 \vec{u}^* + \nabla(v_t (\nabla \vec{u}^{*T} + \nabla \vec{u}^*)) u^* \Big|_{\Gamma} = u^{n+1} \Big|_{\Gamma}$$

Ce qui nous permet d'obtenir une équation de Helmholtz pour  $u^{n+1}$ , donnée par le système linéaire suivant :

$$(\nabla^2 - \frac{1}{\Delta t} (Re + \frac{1}{v_t})) \vec{u}^* = S(P^n, \vec{u}^n)$$

où  $S$  est le terme source qui est composé de toutes les quantités connues aux instants  $n\Delta t$  et  $(n-1)\Delta t$ . La vitesse  $u^*$  calculée est une prédiction de  $u^{n+1}$ , un champ intermédiaire, qui satisfait la condition aux bords du domaine mais qui ne satisfait pas la condition de divergence nulle. Le problème de Helmholtz est résolu par la méthode des directions alternées implicites (A.D.I.). Cette méthode a été développée pour combiner les avantages des formulations explicites et implicites.

La deuxième étape de résolution est celle de projection. Le champ virtuel de vitesse ainsi calculé est projeté sur l'espace de divergence nulle, selon la décomposition de Helmholtz (le champ gradient de pression est décomposé en un champ de divergence nulle et un champ irrotationnel :  $u^{n+1} - u^* = \Delta t \nabla \phi$ ). La correction du champ de pression est calculée à partir de la résolution de l'équation de Poisson :

$$\frac{3\nabla u^{n+1} - 4\nabla u^*}{2\Delta t} = -\nabla^2 (P^{n+1} - P^n) = -\nabla^2 \phi$$

$$\nabla \cdot u^{n+1} = 0$$

$$(\vec{u} \cdot \vec{n}) \Big|_{\Gamma} = 0$$

Cette étape est résolue par une procédure multigrille linéaire. La résolution de cette dernière équation permet d'évaluer le terme correcteur  $\phi$ . La pression et la vitesse à l'instant  $(n+1)\Delta t$  sont calculées avec les expressions suivantes :

$$\vec{u}^{n+1} = \vec{u}^* + \Delta t \nabla \phi$$

$$P^{n+1} = P^n + \frac{3}{2} \phi$$

L'intégration des équations est faite par la méthode des volumes finis sur des grilles régulières et décalées. Les grandeurs scalaires (température, concentration, pression,

viscosité) sont localisées au centre de la cellule. Les composantes de la vitesse sont définies au centre des faces orthogonales à chacun des axes. Le maillage décalé évite des oscillations numériques sur le champ de pression instantané observé dans le cas d'un maillage non décalé. Cependant, les différentes variables ne sont pas définies aux mêmes points, il devient donc nécessaire de faire des interpolations pour calculer l'ensemble des variables aux mêmes points. Un schéma Quick (Quadratic Upstream Interpolation for Convection Kinematics) est utilisé pour déterminer les termes convectifs (non linéaire), conséquence des grands nombres de Reynolds auquel on s'intéresse. Le terme dissipatif des équations de Navier Stokes filtrées s'écrit :  $\nabla \cdot \left( \frac{1}{Re} + \nu_t \right) \nabla u$ . La viscosité moléculaire ainsi que la viscosité de sous maille sont définies au centre des cellules du calcul. Les termes visqueux sont calculés par un schéma centré d'ordre 2.

#### 4. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Les équations de Navier Stokes, de l'énergie et de diffusion ont été résolues pour un écoulement turbulent instationnaire et incompressible. Les calculs sont exécutés sur un maillage uniforme de  $66 \times 66$  points et un pas de temps  $\Delta t = 5 \cdot 10^{-3}$ . Les valeurs des nombres de Reynolds, Prandtl et Schmidt sont respectivement  $Re = 10^6$ ,  $Pr = 0,71$  et  $Sc = 1$ . La valeur du nombre de Schmidt considéré est typique de la diffusion d'une espèce ou de la chaleur dans un gaz. La viscosité moléculaire et la diffusion sont du même ordre de grandeur, en conséquence, c'est la turbulence hors de la sous couche visqueuse qui va transférer le scalaire vers le cœur de l'écoulement. Avec ce nombre de Schmidt, la concentration subit en intégralité tous les mouvements turbulents présents à proximité des parois (influence des petites structures).

##### 4.1. Dispersion d'un scalaire passif autour d'un obstacle

L'objectif de cette partie est de déterminer les processus dynamiques qui régissent la dispersion d'un polluant au sein d'un écoulement turbulent perturbé par la présence d'un obstacle. Nous nous contenterons d'examiner que les contaminants ayant une densité égale à celle de l'air, ces polluants passifs n'affecteront pas la densité du mélange gazeux. On simulera donc le transport de ces contaminants par la résolution des équations gouvernant un champ de concentration, advecté par l'écoulement de l'air. Du point de vue mathématique, ceci implique que l'équation de concentration est découplée des équations de quantité de mouvement.

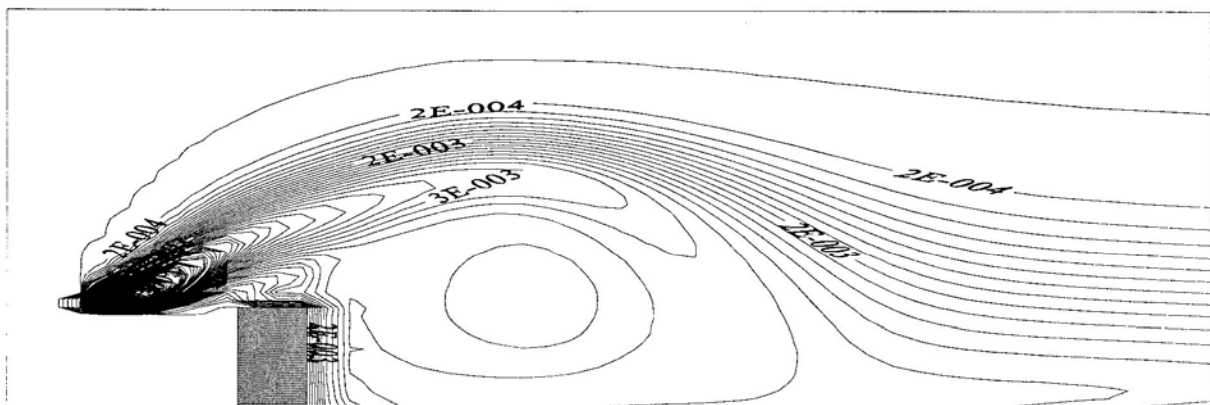


Fig. 2: Les iso valeurs du champ moyen de concentration pour  $R = 4$

Sur la *figure 2*, nous présentons les isovalues du champ moyen de concentration. Nous constatons que les valeurs les plus importantes se trouvent au-dessus de l'obstacle, ce qui provient des fortes valeurs de la vitesse verticale enregistrées en ces endroits. Comme on peut l'observer sur la *figure 2*, le débit d'air frais présent sur la face sous le vent de l'obstacle nous semble plus important que les autres endroits. La concentration est presque nulle en ces endroits. Ces résultats confirment par ailleurs ceux de Wilson & Britter [18], qui montrent que la concentration pour cette configuration est plus importante en amont et juste au-dessus de l'obstacle. Notons que la région où la concentration est très faible et homogène domine la partie aval de l'obstacle.

La *figure 3* représente les isovalues du champ instantané de vorticité. A l'endroit où l'écoulement arrive sur l'obstacle, il se forme un décollement de la couche cisailée qui provoque l'apparition d'un tourbillon et le nourrit jusqu'à ce qu'il devienne assez fort pour s'enrouler et tirer la couche cisailée opposée dans le sillage. Celui-ci se décroche et est entraîné vers l'aval.

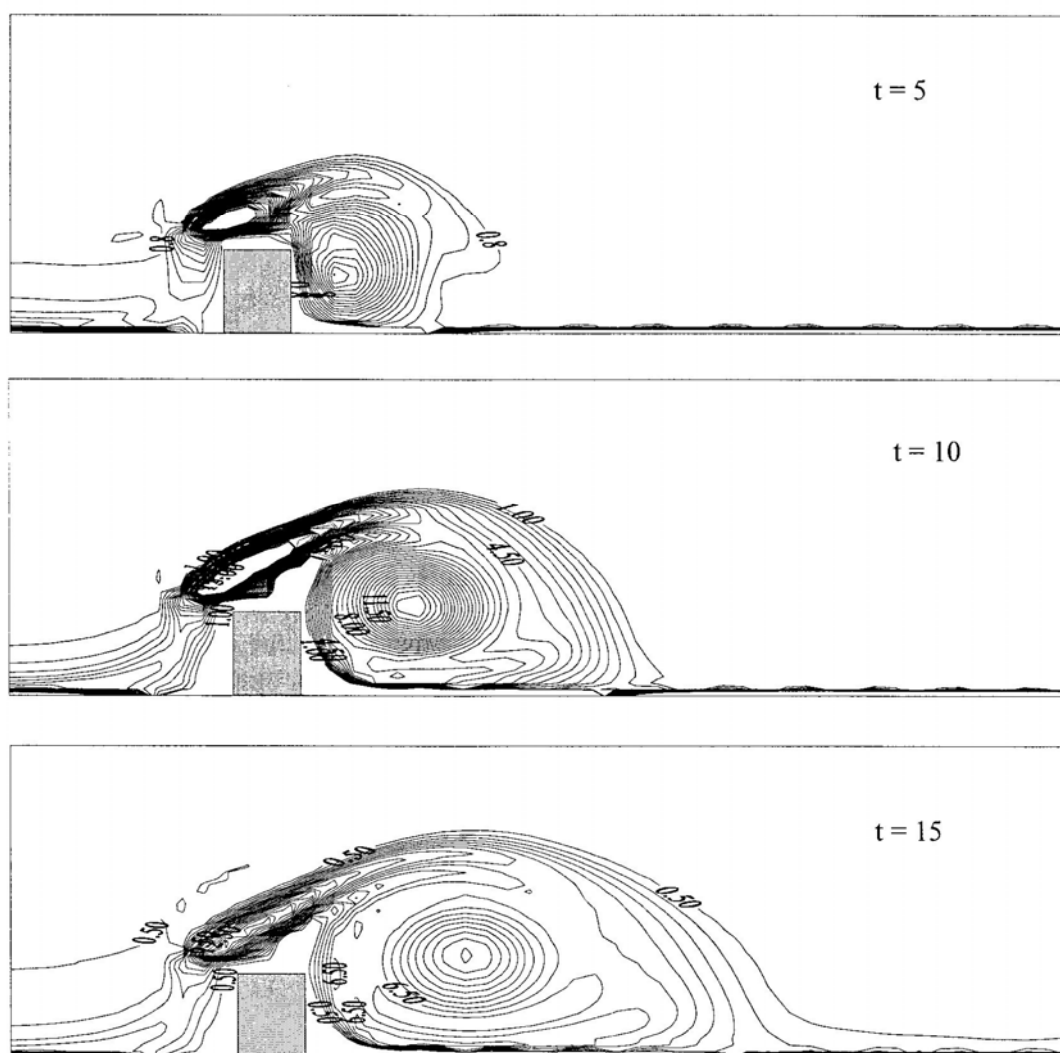


Fig. 3: Les iso valeurs du champ instantané de vorticité pour  $R = 4$

Nous avons suivi l'évolution temporelle du polluant en présentant, à différents instants après le lâcher du polluant, une séquence temporelle des champs instantanés de la concentration. Comme on peut l'observer sur la *figure 4.1.*, dès son entrée, le polluant est affecté par l'écoulement moyen autour de l'obstacle, par les zones de recirculations, les



sillages et par la turbulence créée par ces régions. Lorsque le polluant arrive à proximité de la paroi en amont de l'obstacle, il est entraîné dans son sillage et mélangé dans la zone de recirculation au-dessus de l'obstacle. La présence de cette zone conduit à de fortes valeurs de concentration. Le polluant est ensuite emporté en même temps que la masse d'air où il pénètre, d'autant plus vite que la vitesse et l'intensité turbulente seront importantes (*Figure 4.2.*). Le mélange de polluant avec l'air s'effectue principalement dans les régions de fort cisaillement. Ensuite l'élément enrichi en polluant est transporté par le champ de vitesse. En revanche, dans les régions libres de tout cisaillement, le polluant est simplement transporté par les grosses structures turbulentes présentes. La compréhension de ce phénomène requiert une profonde connaissance de la structure de l'écoulement derrière l'obstacle. Le champ de vitesse moyenne, caractérisé par la présence des zones de recirculation, et la turbulence générée par le cisaillement et la présence de l'obstacle sont donc les principaux facteurs influant sur le transport et la dispersion des polluants.

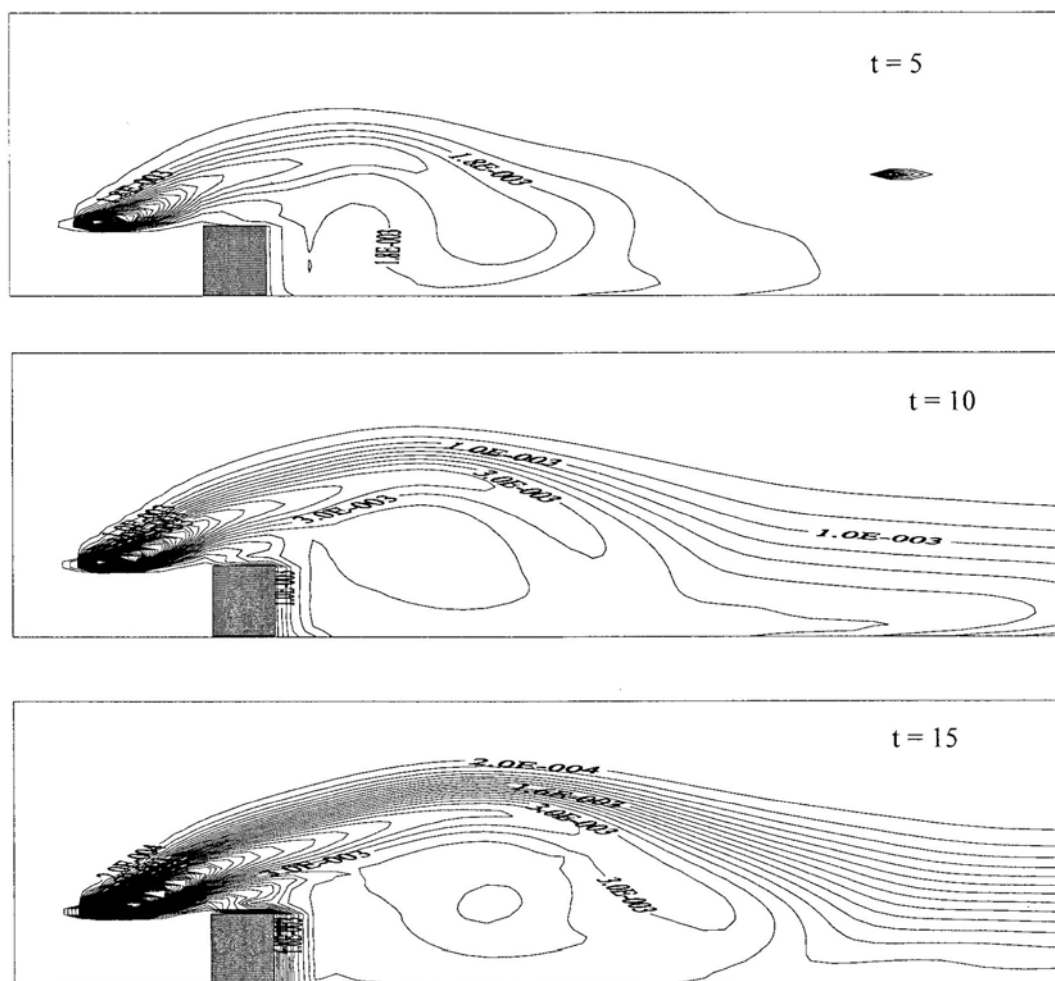


Fig. 4: Les iso valeurs du champ instantané de concentration pour  $R = 4$ .

#### 4.2. Etude des effets de la stratification thermique sur la dispersion d'un polluant autour d'un obstacle

Le phénomène de la dispersion d'un polluant dépend fortement de l'état thermique de l'air qui reflète son état de turbulence (Sadhuram et Vittal Murthy [19]). Le fluide étudié est supposé toujours obéir à l'approximation de Boussineq.

Les résultats présentés dans cette partie sont relatifs à des configurations stratifiées. Le nombre de Reynolds est de  $10^6$ . Le nombre de Richardson ( $Ri_{global} = -\frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{gH}{U_0^2}$ ) est fixé à 0, 1 et 5. Le rapport de forme du domaine est égal à 4.

La stratification thermique est obtenue en imposant un profil de vitesse et un profil de température discontinu à l'entrée du domaine. On impose  $\theta = 1$  sur la partie supérieure de l'entrée (85 %) et  $\theta = 0$  sur la partie inférieure (15 %). Le choix des 85 % de fluide chaud, permet de décaler verticalement l'interface de densité du centre de la couche cisailée. La même procédure est utilisée expérimentalement par Koop & Browand [20], pour l'étude de la couche de mélange stratifiée.

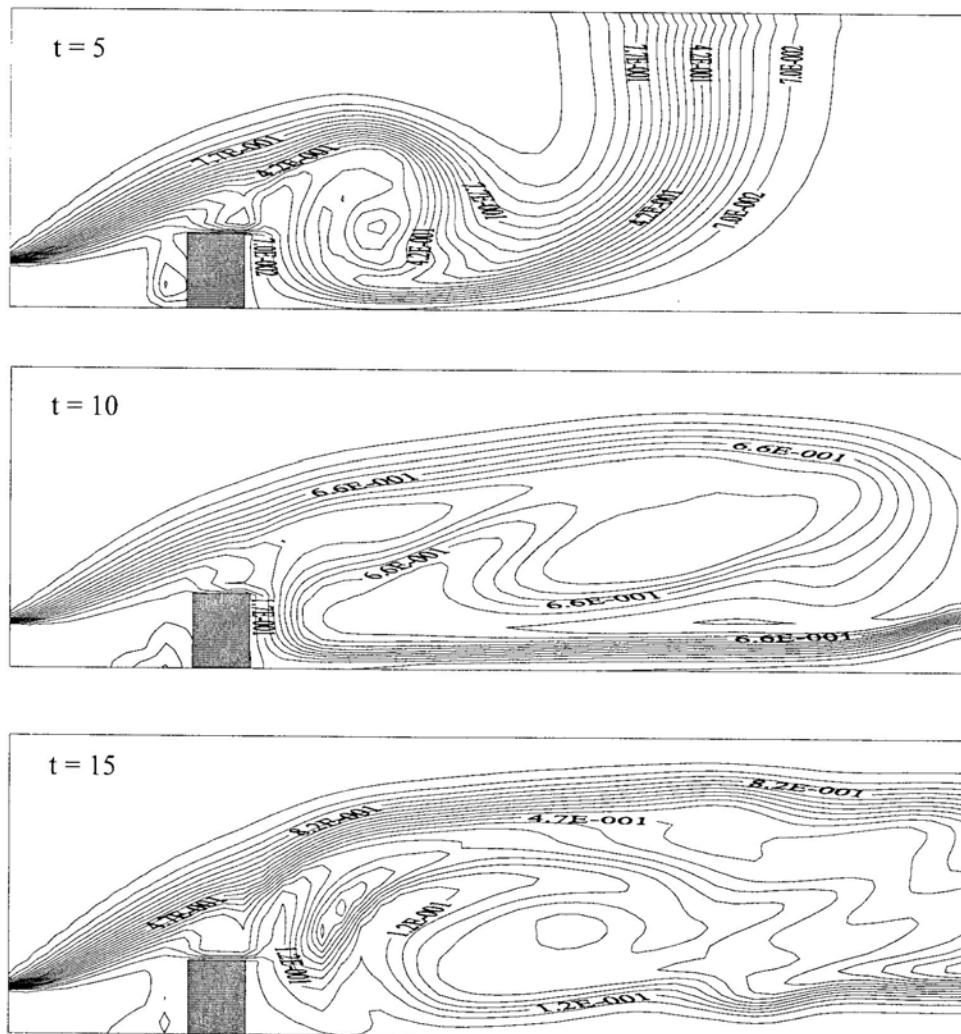


Fig. 5: Les iso valeurs du champ instantané de température pour  $Ri = 0$  et  $R = 4$

Sur les figures 5 et 6, nous présentons les champs instantanés de température et de concentration pour  $Ri = 0$  (cas non stratifié). Le polluant est piégé dans la zone amont de l'obstacle, ce qui conduit à une forte concentration dans cet endroit. En aval de l'obstacle, l'écoulement est assez désorganisé. La zone de recirculation et la zone de rattachement en aval de l'obstacle montrent la présence des instabilités thermiques et des appariements. Le champ de concentration montre que le polluant est entraîné dans ces zones avant d'être transporté et évacué par les mouvements moyens. Ces régions de faible concentration contribuent à une

meilleure dispersion du polluant. La structure de l'écoulement en aval de l'obstacle est similaire à une couche de mélange plane jusqu'à une distance de l'ordre de trois fois la hauteur de l'obstacle.

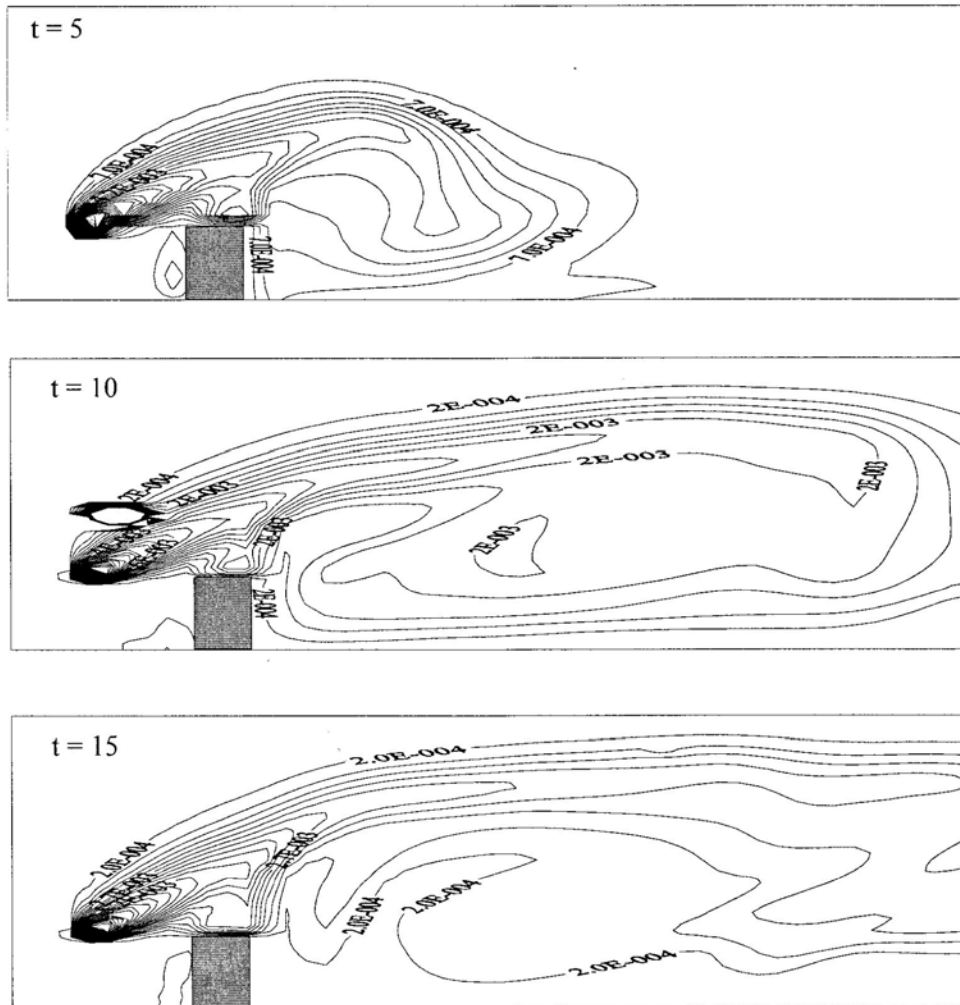


Fig. 6: Les iso valeurs du champ instantané de concentration pour  $Ri = 0$  et  $R = 4$

A partir de cette distance, on retrouve les instabilités de Kelvin Helmholtz ainsi que les phénomènes d'appariements induits par la recirculation (ce mécanisme différencie la couche de mélange formée de celle d'une couche de mélange plane).

Sur les figures 7 et 8, relatives à  $Ri = 1$ , on constate que l'écoulement est toujours instable en aval de l'obstacle. On note la forte concentration du polluant en amont et juste au-dessus de l'obstacle.

Pour  $Ri = 5$ , les figures 9 et 10 montrent un écoulement organisé et une disparition des appariements. La recirculation en aval de l'obstacle est plus stable. Le champ instantané de la température montre la présence d'une zone de mélange bornée par des zones de fluide chaud en haut et de fluide froid en bas, ce qui maintient la stratification. On remarque également l'inhibition du processus d'appariements et la perte d'intensité des instabilités. Les instabilités provenant des gradients horizontaux de température sont transportées par l'écoulement moyen sur cette couche de mélange. La stabilité de recirculation permet d'identifier l'écoulement stratifié à une couche de mélange libre. Cette deuxième génération d'instabilités, assure un brassage supplémentaire (mélange turbulent à petite échelle) du champ de température. Les instabilités s'initient sous forme d'ondulation (onde de gravité) en forme de "V".

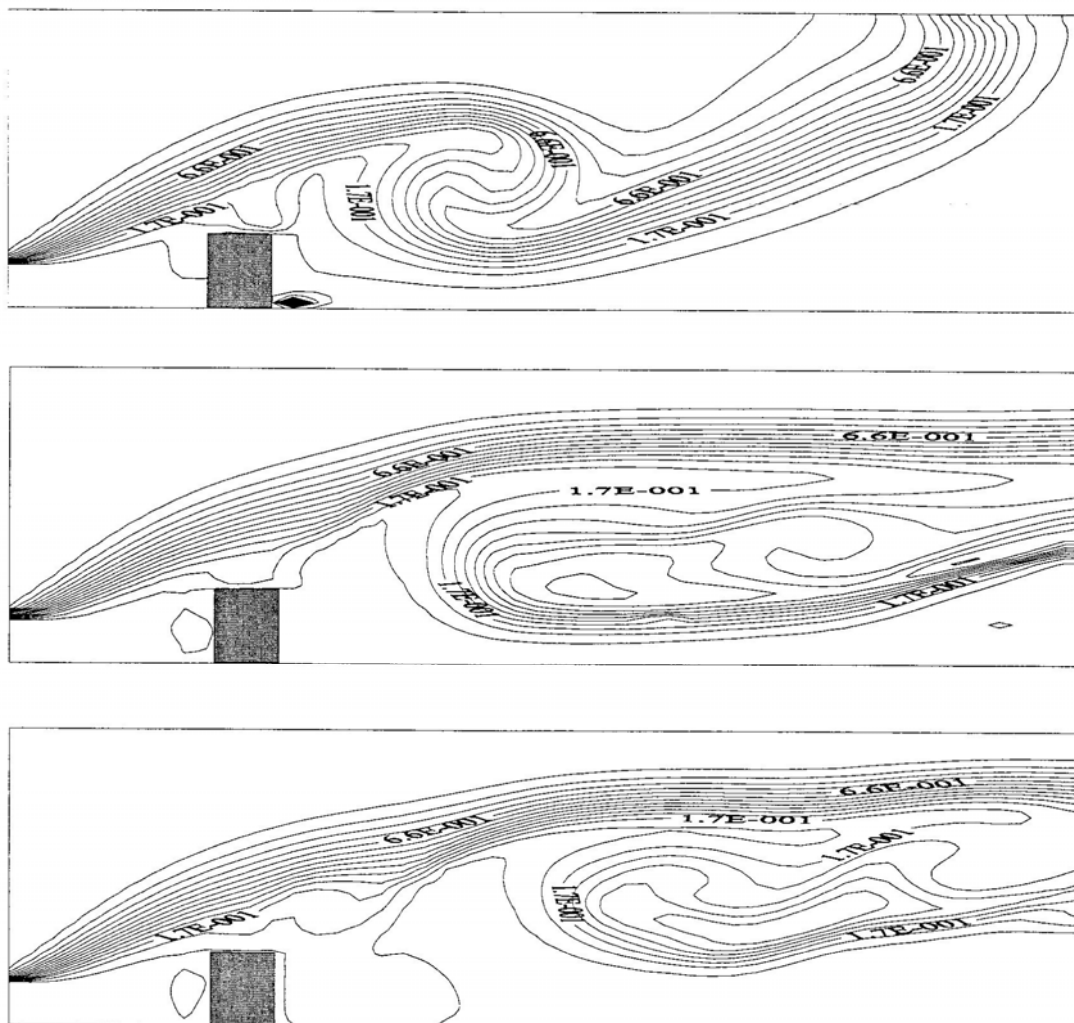


Fig. 7: Les isovaleurs du champ instantaneos de température pour  $Ri = 1$  et  $R = 4$

Ces instabilités ont été mises en évidence par Staquet [21], à partir d'une simulation numérique sur la couche de mélange temporelle. Plus récemment, Silveira [22] et Benoît [23] ont également mis en évidence ce type de tourbillons à partir des simulations numériques de l'écoulement en aval d'une marche.

En effet, les forces de flottabilité induites par la gravité se manifestent par la propagation d'ondes internes et affectent fortement la structure dynamique de l'écoulement, en particulier la phénoménologie de la turbulence. Le volume d'air où réside le polluant aura en s'élevant tendance à être moins chaud que l'air avoisinant, donc plus lourd. Les polluants stagnent au niveau de leur point d'émission et peuvent être émis dans la zone de mélange. Le champ instantané de concentration montre que c'est dans l'épaisseur de cette couche de mélange que se disperse le polluant émis. Il est alors transporté par l'écoulement moyen, sur une thermocline entre les deux couches chaude et froide.

En affectant la structure de l'écoulement autour d'un obstacle, la stratification thermique modifie la répartition spatiale de la concentration. La présence d'une discontinuité de température influence l'intensité de turbulence dans l'écoulement et donc réduit la dispersion du polluant dans l'air.

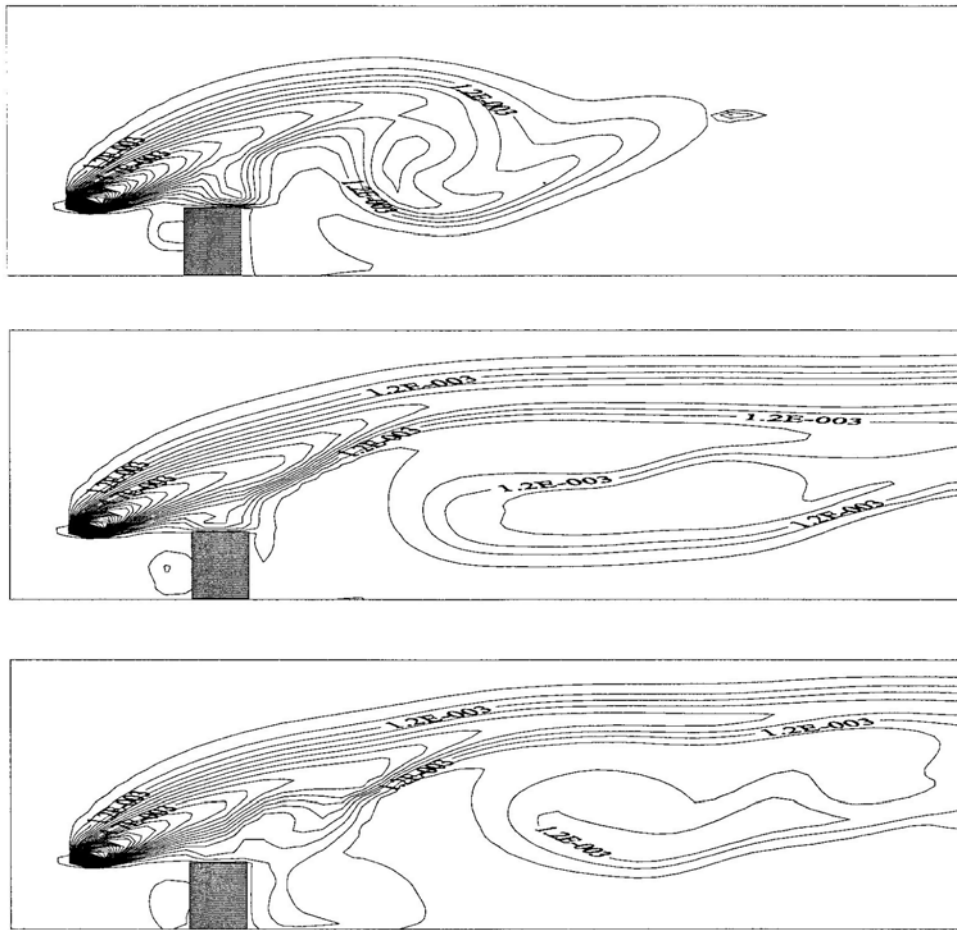


Fig. 8: Les iso valeurs du champ instantané de concentration pour  $Ri = 1$  et  $Ri = 4$

## 5. CONCLUSION

Le phénomène de la dispersion d'un polluant dépend fortement de l'état thermique de l'air qui reflète son état de turbulence. Dans le cas isotherme, l'étude montre que le champ moyen caractérisé par la présence des zones de recirculation, et par la turbulence générée par le cisaillement et la présence de l'obstacle sont les principaux facteurs qui influent sur le transport et la dispersion du polluant. La stratification thermique favorise l'apparition d'une couche d'inversion thermique.

Le polluant émis se trouve alors bloqué sous cette couche qui joue le rôle de couvercle thermique. En effet, c'est dans l'épaisseur de cette couche que se dispersent les polluants émis. Si l'épaisseur est faible, le volume d'air dans lequel les polluants sont dispersés l'est aussi. De ce fait, les concentrations rencontrées sont élevées. Il s'agit là de la situation la plus propice aux épisodes de la pollution atmosphérique.

**N.B. :** *Ce travail a été réalisé dans le cadre des Programmes Internationaux de Coopération Scientifique PICS, entre le CNRS et la DGRST et intitulé : "Modélisation du transport de polluants à l'échelle urbaine : application au cas de la ville de Bizerte (Tunisie)".*

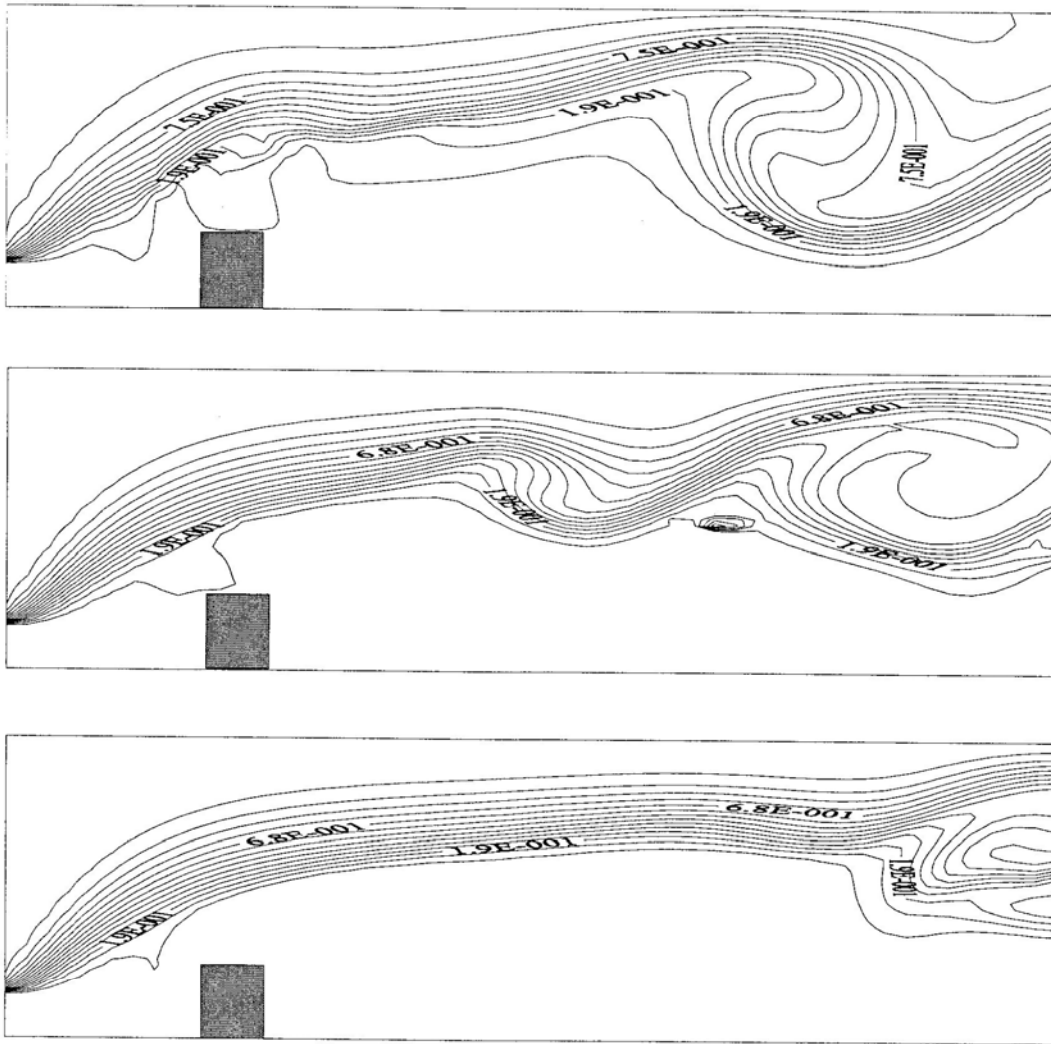


Fig. 9: Les iso valeurs du champ instantané de température pour  $Ri = 5$  et  $R = 4$

### NOMENCLATURE

$g$	Accélération de la pesanteur	$U_0$	Vitesse maximale à l'entrée du domaine
$h$	Hauteur de l'obstacle	$x$	Abscisse
$H$	Hauteur du domaine	$z$	Ordonnée
$l$	Longueur de l'obstacle	$\beta$	Coefficient de dilatation thermique
$L$	Longueur du domaine	$D$	Diffusivité massique
$P$	Pression modifiée	$\kappa$	Diffusivité thermique
$Pr$	Nombre de Prandtl	$\kappa_c$	Diffusivité massique de sous maille
$Sc$	Nombre de Schmidt	$\kappa_t$	Diffusivité thermique de sous maille
$R$	Rapport de forme du domaine	$\nu$	Viscosité cinématique
$r$	Rapport de forme de l'obstacle	$\nu_t$	Viscosité turbulente
$Re$	Nombre de Reynolds	$\rho$	Masse volumique
$Ra$	Nombre de Rayleigh	$\rho_0$	Masse volumique de l'air
$Ri$	Nombre de Richardson	$Pr_t$	Nombre de Prandtl turbulent
$t$	Temps	$Sc_t$	Nombre de Schmidt turbulent
$\theta$	Température		
$C$	Concentration		

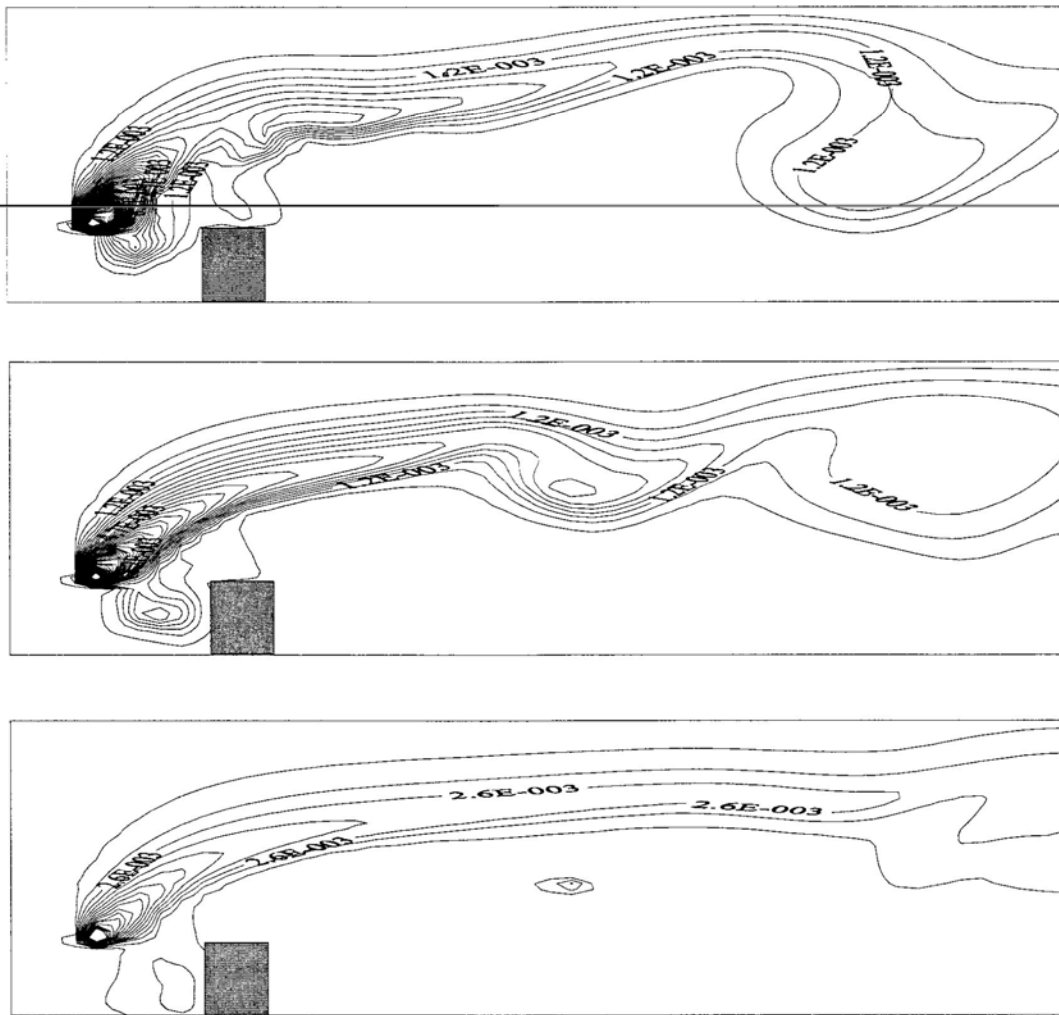


Fig. 10: Les isovaleurs du champ instantané de concentration pour  $Ri = 5$  et  $R = 4$

#### REFERENCES

- [1] A. H. Huber and W. H. Snyder, "Wind tunnel investigation of the effects of effluents from short adjacent stacks", *Atmos. Env.* 16-12 (1982) 2837-2848.
- [2] Y. Ogawa and S. Oikawa, "A field investigation of the flow and diffusion around a model cube", *Atmos. Env.* 16-2 (1982) 207-222.
- [3] A. G. Robins and I. P. Castro, "A wind tunnel investigation of plume dispersion in the vicinity of a surface mounted cube - II. The concentration field", *Atmos. Env.* 11 (1977) 299-311.
- [4] P. J. Saathoff, T. Stathopoulos and M. Dobrescu., "Effects of model scale in estimating pollutant dispersion near buildings", *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 54 (1995) 549-559.
- [5] A. Huber, "Wind tunnel and Gaussian plume modeling of building wake dispersion" *Atmos. Env.* 25-7 (1991) 1237-1249.
- [6] C. Dargent, F. Grazzini, J. George and D. Dartus, "Numerical Simulation of a pollutant dispersion around an obstacle" Proceedings of the international conference, Air pollution 1996, pp. 257-266.

- [7] W. B. Johnson, F. L. Ludwig, W. F. Dabberdt and R. J. Allen, "An urban diffusion simulation model for carbon monoxide" *Journal of Air Pollution Control Association*. 23 (1973) 490-498.
- [8] R. J. Yamartino and G. Wiegand, "Development and evaluation of simple models for the flow turbulence and pollutant concentration fields within an urban street canyon" *Atmos. Env.* 20-11 (1986) 2137-2156.
- [9] H. C. Eerens, C. J. Sliggers et K. D. van den Hout, "The CAR model : the Dutch method to determine city street air quality" *Atmos. Env.* 27-4 (1993) 389-399.
- [10] R. Berkowicz, O. Hertel, S. E. Larsen, N. N. Sorensen and M. Nielsen, "Modelling traffic pollution in streets". National Environmental Research Institute. (1997).
- [11] G. Thibaut, "La pollution atmosphérique en milieu urbain", Rapport interne, Direction de la protection de l'environnement de la Mairie de Paris.
- [12] C. Buckingham, "London Atmospheric Emissions inventory", London Research Center, Life programme British Library. 1982.
- [13] A. Avila Galarza, "Diffusion de polluants atmosphériques dans une zone à topographie complexe", Thèse de Doctorat, Université Paris XII, 1996.
- [14] C. Dargent, "Contribution à la modélisation de la dispersion de polluants. Etude de sillages autour d'obstacles de forme parallélépipédique", Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1996.
- [15] P. Sagaut, "Introduction à la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible", *Mathématiques & Applications* 30, Springer, 1998.
- [16] L. Ta Phuoc, "Modèles de sous maille appliqués aux écoulements instationnaires décollées", DGA/DRET, Journée thématique DRET: Aérodynamique instationnaire turbulent, aspects numériques et expérimentaux, France; 1994.
- [17] P. Sagaut, "Simulation numérique d'écoulements décollées avec modèles de sous maille", Thèse, Université de Paris VI, Paris, France; 1995.
- [18] D.J. Wilson and R. E. Britter, "Estimates of building surface concentrations for near by point sources", *Atmos. Env.* 16-11 (1982) 2631-2646.
- [19] Y. Sadhuran and Vittal Murthy, K.P.R., "Seasonal variation of wind direction fluctuations vs Pasquill stabilities in complex terrains", *Boundary-Layer Mete.* 26 (1983) 197-202.
- [20] C. G. Koop, and F. K. Browand, "Instability and turbulence in a stratified fluid with shear", *J. Fluid Mech.* 93 (1979) 135-159.
- [21] C. Staquet and J. Riley, "A Numerical study of a stably-stratified mixing layer in turbulence shear flows", Springer-verlag (1989) 381-397.
- [22] N. A. Silveira, D. Grand et M. Lesieur, "Simulation numérique bidimensionnelle d'un écoulement turbulent stratifié derrière une marche", *Int. J. Heat. Mass Trans.* 34 (8) (1993) 1999-2011.
- [23] F. Benoît, M. Lesieur, F. Decayre and D. Grand., "Large Eddy Simulations of stable stratification effects upon a backstep flow", *European Journal of Mechanics B/ Fluids* 16 (5) (1997) 625-644.
- [24] Y. Q. Zhang, S. P. Arya, and W. H. Snyder, "A comparison of numerical and physical modelling of stable atmospheric flow and dispersion around a cubical building", *Atmos. Env.* 30-8 (1996) 1327-1345.