



## Deuxième partie

# Écoulement et dispersion à l'échelle d'une rue

---

*En raison de la densité du trafic de véhicules en milieu urbain et d'un effet de confinement dû à la proximité des bâtiments, la pollution automobile atteint généralement ses niveaux les plus élevés à l'intérieur des rues. À cette échelle, des comportements spécifiques apparaissent, dont le plus connu est la formation, lorsque le vent est perpendiculaire à la rue, d'un tourbillon qui transporte les polluants vers le bâtiment situé à l'amont. Si cet effet de confinement occasionne des nuisances aux piétons et aux riverains, on peut considérer qu'il simplifie la tâche du modélisateur, en découplant les phénomènes d'un certain nombre de paramètres extérieurs. C'est ainsi qu'est apparue l'approche rue-canyon, consistant à représenter une rue par une cavité bidimensionnelle isolée. Au cours de cette partie, nous allons nous placer dans cette hypothèse et nous allons étudier les différents aspects de la modélisation de la pollution à l'intérieur d'une rue isolée. Dans le premier chapitre, nous abordons la description des flux turbulents de polluants entre la rue et l'atmosphère extérieure. Les chapitres suivants sont consacrés à l'analyse de l'écoulement et de la dispersion pour différentes directions du vent. Les situations de vent perpendiculaire et de vent parallèle génèrent des comportements très différents. L'étude d'un vent d'orientation quelconque généralise les cas précédents et illustre les limites du concept de rue infinie.*

---



---

## II.1 Modélisation des flux turbulents à l'interface rue-atmosphère

---

*Ce chapitre est consacré à la modélisation des flux turbulents à l'interface entre une rue et l'atmosphère extérieure. Pour décrire cette interface nous proposons une approche basée sur le concept de couche de mélange. Le formalisme de GOERTLER est étendu au cas d'une couche de mélange dans laquelle la turbulence est principalement advectée par les écoulements incidents. Ce modèle est ensuite comparé aux résultats de VINCENT (1977) pour le cas d'un cube, et appliqué au problème du transfert entre une rue et l'atmosphère extérieure.*

---

### II.1.1 Introduction

Dans la plupart des écoulements turbulents au voisinage d'obstacles, le champ de vitesse moyenne du fluide est caractérisé par la présence de zones de recirculation. Ces zones, de forme plus ou moins ellipsoïdale, sont essentiellement localisées en aval des obstacles. Généralement, il n'existe pas de mouvement moyen à travers l'interface fictive qui les délimite, si bien que les échanges de matière et d'énergie entre l'intérieur et l'extérieur s'effectuent par mélange turbulent. Les flux turbulents qui résultent de ce mélange déterminent les caractéristiques observées à l'intérieur des recirculations : valeurs moyennes des grandeurs transportées par l'écoulement, temps de rétention<sup>1</sup>, etc... C'est pourquoi la modélisation de ces flux nécessite une attention particulière.

Les échanges qui interviennent à l'interface entre une rue et l'atmosphère extérieure sont régis par ces mécanismes. Mais ce problème ne concerne pas uniquement la dispersion des polluants à l'intérieur des villes et s'applique à bien d'autres domaines de la mécanique des fluides. Citons à titre d'exemple les problèmes de transfert de chaleur autour de formes complexes (MEINDERS, 1998). C'est pour cette raison que de nombreuses études ont été consacrées à cette question. BARRY (1964) a fait un inventaire des différentes expressions existant pour la concentration d'une quantité scalaire en aval d'un obstacle. Il a montré que la plupart de ces relations peuvent s'exprimer sous une même forme, qui résulte de l'analyse dimensionnelle :

$$C = \alpha \frac{Q}{UD^2} \quad (\text{II.1.1})$$

où  $Q$  est le débit de la source,  $U$  la vitesse de l'écoulement et  $D$  une longueur caractéristique. Par contre, il n'existe pas de consensus sur la signification physique et la valeur (entre 0,5 et 20)

---

1. Le temps de rétention est le temps caractéristique de décroissance de la concentration d'une quantité scalaire après que la source ait été arrêtée.

du coefficient  $\alpha$ , qui constitue le paramètre caractéristique de chacun des modèles. HUMPHRIES et VINCENT (1976a ; 1976b) ont réalisé des expériences dans le sillage d'un disque placé dans un écoulement turbulent. Ils ont mis en évidence le rôle de la turbulence advectée par l'écoulement amont sur des grandeurs telles que le temps de rétention dans le sillage, le coefficient de traînée du disque ou la taille de la zone de recirculation. Pour quantifier cette turbulence, ils ont en particulier utilisé le paramètre  $\Lambda = (k^{1/2}l)/(DU)$ , où  $k$  est l'énergie cinétique turbulente,  $l$  la longueur caractéristique des grandes structures tourbillonnaires,  $D$  le diamètre du disque et  $U$  la vitesse de l'écoulement incident. Ces observations ont été généralisées à d'autres types d'obstacles par FACKRELL (1984) et par HUNT et CASTRO (1984).

Pour comprendre la relation qui existe entre le flux turbulent à l'interface d'une zone de recirculation et le paramètre  $\Lambda$ , nous proposons, au cours de ce chapitre, de développer un modèle théorique simple pour décrire ce flux. Pour cela, on supposera tout d'abord que la zone de recirculation est une surface fermée (figure II.1.1-a) et que le flux à travers l'interface est purement diffusif. On sait que cela n'est pas vérifié dans la pratique pour des obstacles tridimensionnels car des observations expérimentales (HUNT *et al.*, 1978) ont montré qu'il n'existe pas de surface fermée reliant les lignes de courant de l'écoulement moyen. Cependant nous allons montrer que du point de vue de la dispersion, il est possible de définir une interface fictive à travers laquelle les flux turbulents sont prépondérants devant les flux d'advection. En effet, dans l'écoulement autour d'un obstacle, on constate que certaines lignes de courant moyennes, provenant de l'amont, effectuent plusieurs mouvements tourbillonnaires dans le sillage, avant de ressortir vers l'écoulement aval. En raison de ces mouvements tourbillonnaires, le temps de séjour des particules fluides dans l'environnement de l'obstacle est important devant le temps d'advection d'une particule transportée dans l'écoulement extérieur, suffisamment loin de l'obstacle. Dans la zone située au voisinage de l'obstacle, le temps de séjour permet donc l'apparition de phénomènes de transferts turbulents, qui deviennent prépondérants par rapport aux phénomènes d'advection. En utilisant un critère sur la valeur du temps de séjour d'une particule fluide qui suit l'écoulement moyen, il est possible de distinguer approximativement les limites de cette zone de rétention et donc de définir son interface.

Moyennant cette hypothèse, l'interface de la zone de recirculation peut être interprétée comme une couche de cisaillement entre deux courants fluides de vitesses différentes (l'écoulement extérieur et la recirculation interne). C'est pourquoi nous proposons d'utiliser le concept de couche de mélange turbulente pour formaliser le problème de la diffusion transversale à travers cette interface (cf. figure II.1.1-b). Une zone de recirculation sera alors un cas particulier de couche de mélange, dans lequel la vitesse de l'un des deux courants incidents est nulle.

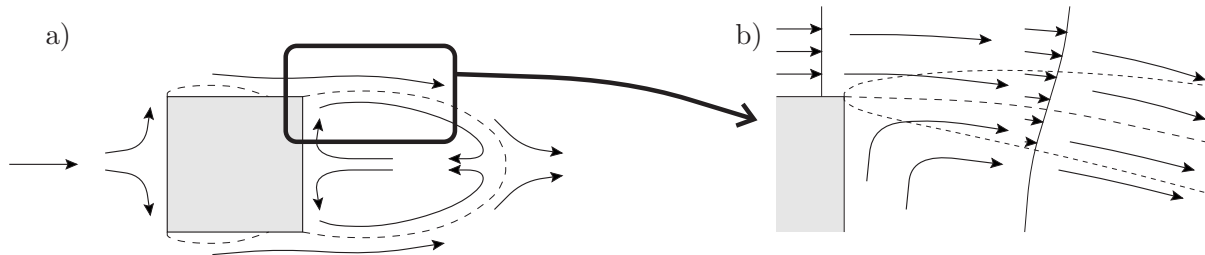


Figure II.1.1 – a) Zone de recirculation derrière un obstacle. b) Représentation de l'interface à l'aide d'une couche de mélange.

Les couches de mélange turbulentes à développement spatial ont été largement étudiées dans la littérature (LIEPMANN et LAUFER, 1947 ; BROWN et ROSHKO, 1974 ; HO et HUERRE, 1984). Des

modèles théoriques simples ont été développés pour les représenter (TOLLMIE, 1926 ; GOERTLER, 1942) et peuvent être utilisés pour modéliser le flux transversal. Cependant, la plupart de ces modèles correspondent au cas très académique où les écoulements amont sont laminaires et où la turbulence est créée par le cisaillement à l'interface. Or dans l'atmosphère, il est fréquent que la turbulence transportée par l'écoulement extérieur soit comparable à celle créée localement. Pour étudier des phénomènes atmosphériques, il est donc nécessaire de traiter le cas d'une couche de mélange dans laquelle la turbulence est principalement advectée par l'écoulement incident. Ce problème a été évoqué dans les perspectives de l'ouvrage de LAUNDER et SPALDING (1972) mais, à notre connaissance, n'a pas été étudié plus en détail.

C'est pourquoi nous proposons, au cours de ce chapitre, de modifier les modèles analytiques existants pour représenter une couche de mélange avec différentes conditions initiales de turbulence. Les expressions obtenues pour les flux seront ensuite appliquées à l'analyse des temps de rétention dans le sillage d'un cube et à la dispersion d'un polluant à travers l'interface rue-atmosphère.

## II.1.2 Modélisation des flux turbulents à travers une couche de mélange

### II.1.2.1 Description du problème

Considérons la couche de mélange représentée sur la figure II.1.2, constituée de deux courants de caractéristiques différentes. En amont du point d'amorce ( $x < 0$ ), les deux écoulements sont séparés par une paroi. Chaque courant est défini par des propriétés supposées uniformes : la vitesse  $U$ , les caractéristiques de la turbulence  $k$  et  $l$  et la valeur d'une quantité scalaire, par exemple la concentration  $C$ . En aval du point d'amorce ( $x > 0$ ), les deux courants sont mis en contact et il apparaît un gradient transversal des différentes quantités. La présence de structures tourbillonnaires dans l'écoulement génère un flux turbulent entre les deux parties du fluide, qui tend à uniformiser les grandeurs transportées. Ce flux dépend du gradient et des caractéristiques de la turbulence au point considéré.

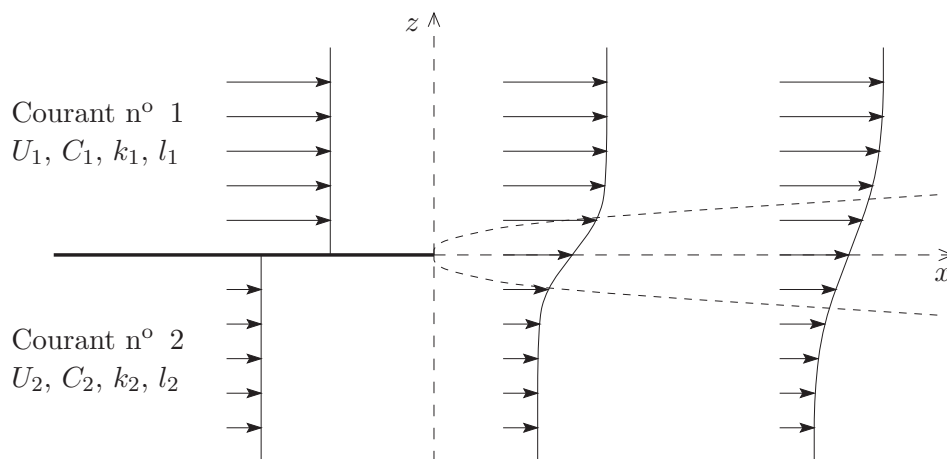


Figure II.1.2 – Schéma caractéristique d'une couche de mélange.

Les flux turbulents moyens à travers l'interface de la couche de mélange sont représentés par les corrélations  $\overline{u'w'}$  pour le flux de quantité de mouvement et  $\overline{w'c'}$  pour le flux de la concentration  $c$ . Pour modéliser ces corrélations, nous utiliserons une hypothèse de fermeture au

premier ordre, faisant intervenir un coefficient de diffusivité turbulente  $\kappa$ . En effet, une étude expérimentale réalisée par VINÇONT (1999) a montré que les flux de masse dans le sillage d'un obstacle bidimensionnel pouvaient être relativement bien modélisés par une approche de type "gradient". Les corrélations peuvent alors s'exprimer sous la forme :

$$\overline{u'w'} = -\kappa_u \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad \text{et} \quad \overline{w'c'} = -\kappa_c \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \quad (\text{II.1.2})$$

Nous supposons que la concentration  $c$  est relative à une grandeur passive si bien que l'on pourra considérer le nombre de SCHMIDT (équation I.4.15) égal à 1 et les coefficients  $\kappa_u$  et  $\kappa_c$  égaux à un unique coefficient de diffusivité  $\kappa$ . Le paramètre  $\kappa$  représente l'efficacité des tourbillons à transporter de la matière. Il peut être relié aux grandeurs caractéristiques de la turbulence par la relation (LAUNDER et SPALDING, 1972) :

$$\kappa = k^{1/2} l \quad (\text{II.1.3})$$

Pour modéliser les flux turbulents, il est donc nécessaire de déterminer les caractéristiques de la turbulence au niveau de l'interface de la couche de mélange. Cette turbulence provient soit de la production locale, associée au cisaillement entre les deux courants, soit de l'advection par ces courants. Dans le cadre de notre travail, nous allons étudier les comportements asymptotiques correspondant au cas où l'un de ces phénomènes prédomine. Ainsi, nous distinguerons plusieurs configurations :

- **Écoulement amont faiblement turbulent** : Les coefficients de diffusivité  $K_1$  et  $K_2$  des courants incidents sont faibles devant la diffusivité créée à l'interface.
- **Écoulement amont turbulent uniforme** :  $K_1$  et  $K_2$  prédominent. En outre,  $K_1 = K_2$ .
- **Écoulement amont turbulent non-uniforme** :  $K_1$  et  $K_2$  prédominent mais  $K_1 \neq K_2$ .

La résolution analytique du problème repose sur la méthode adoptée par GOERTLER (1942) et décrite par RAJARATNAM (1976). Dans la suite, nous présenterons une comparaison entre les solutions développées et des simulations numériques réalisées avec le code *ESTET*. Cette comparaison n'a pas pour objectif de valider les hypothèses de fermeture utilisées dans la mesure où le code *ESTET* est également basé sur une fermeture au premier ordre. Elle permettra simplement de valider la résolution analytique des équations. On peut néanmoins remarquer que les simulations numériques d'une couche de mélange, effectuées avec un modèle de turbulence du type  $k$ - $\varepsilon$ , s'accordent généralement assez bien avec l'expérience (BRADSHAW, 1994).

### II.1.2.2 Écoulement amont faiblement turbulent

Lorsque les deux courants incidents sont faiblement turbulents, la turbulence est principalement créée par le cisaillement à l'interface. La différence de vitesse entre les deux écoulements provoque une instabilité de KELVIN-HELMOLTZ qui croît exponentiellement jusqu'à l'apparition de structures tourbillonnaires (cf. figure II.1.3). Ces structures permettent une diffusion turbulente à travers l'interface et sont à l'origine du mélange entre les deux courants, d'où la dénomination de *couche de mélange*.

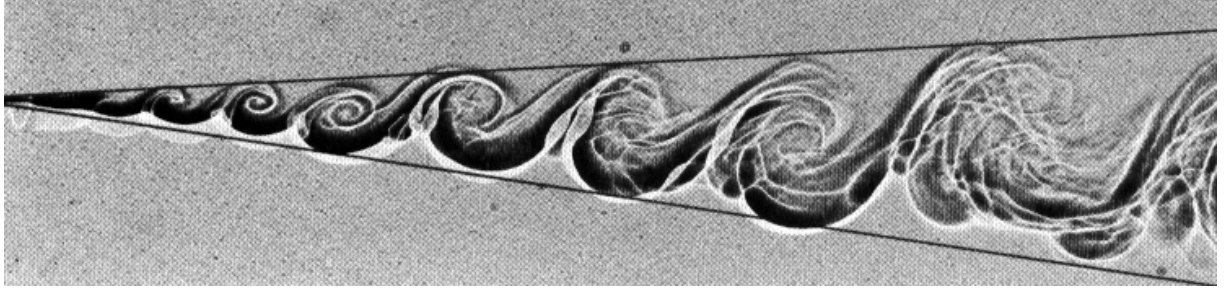


Figure II.1.3 – Couche de mélange entre deux écoulements faiblement turbulents (d'après BROWN et ROSHKO, 1974).

Les équations de conservation dans la couche de mélange peuvent se simplifier sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 & \text{Conservation de la masse} \end{array} \right. \quad (\text{II.1.4})$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial \bar{u}' w'}{\partial z} \right) & \text{Conservation de la quantité de mouvement} \end{array} \right. \quad (\text{II.1.5})$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial \bar{c}' w'}{\partial z} \right) & \text{Conservation de la concentration} \end{array} \right. \quad (\text{II.1.6})$$

Pour exprimer la diffusivité  $\kappa$ , GOERTLER (1942) s'appuie sur l'idée que la dimension  $l$  des structures turbulentes augmente linéairement avec la distance  $x$ . En supposant que  $\kappa$  est proportionnel à  $l$  et à une échelle de vitesse, il en déduit l'expression :

$$\kappa = \frac{x(U_1 + U_2)}{4\sigma^2} \quad \text{avec } \sigma = \sigma_0 \frac{(U_1 + U_2)}{(U_1 - U_2)} \quad (\text{II.1.7})$$

$\sigma_0$  est une constante qui peut être déterminée expérimentalement. Dans le cas d'une couche de mélange bidimensionnelle plane, plusieurs expériences (LIEPMANN et LAUFER, 1947 ; MILLS, 1968) fournissent une valeur voisine de 11. Soit  $L_x$  la dimension caractéristique de la couche de mélange dans la direction  $x$ , la turbulence des écoulements amont pourra être négligée dans la mesure où :

$$K_1 \text{ et } K_2 \ll \frac{L_x}{4\sigma_0^2} \frac{(U_1 - U_2)^2}{(U_1 + U_2)} \quad (\text{II.1.8})$$

À partir de l'hypothèse II.1.7, GOERTLER a résolu les équations II.1.4 et II.1.5 en supposant l'affinité du profil de vitesse  $\bar{u}$ . Cela implique que la fonction de courant de l'écoulement s'écrit<sup>2</sup> :

$$\psi = U_m x F(\xi) \quad (\text{II.1.9})$$

2. En réalité, la fonction  $F(\xi)$  ainsi introduite n'est pas unique et on peut montrer que tout le raisonnement qui suit reste inchangé si l'on utilise la définition plus générale :

$$\psi = U_m x F(\xi - a)$$

Pour définir une solution unique, il est nécessaire d'imposer une condition pour définir le paramètre  $a$ . Cette condition, qui a été exprimée par TING (1959), traduit l'équilibre de la couche de mélange dans la direction  $z$  :

$$\rho_1 U_1 w_{(\xi \rightarrow +\infty)} + \rho_2 U_2 w_{(\xi \rightarrow -\infty)} = 0$$

Physiquement, cette condition permet de garantir que la ligne de séparation entre les deux courants, définie par  $\psi = 0$ , correspond à l'iso-vitesse  $\bar{u} = U_m$ . En effet, les structures cohérentes, qui naissent au point d'amorce ( $x = z = 0$ ), sont advectées par l'écoulement moyen, le long de la ligne de courant  $\psi = 0$  issue de ce point. Or le cœur des structures tourbillonnaires correspond précisément à la vitesse  $U_m$ . Il est donc naturel que les deux



avec  $U_m = (U_1 + U_2)/2$  et  $F(\xi)$  la fonction d'affinité. La variable  $\xi$  est le paramètre de similitude du profil, défini par  $\xi = \sigma z/x$ . À l'aide des relations de CAUCHY, qui expriment la conservation de la masse, on peut alors déterminer les vitesses  $\bar{u}$  et  $\bar{w}$  :

$$\begin{cases} \bar{u} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = \sigma U_m F'(\xi) \\ \bar{w} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{U_m}{2\sqrt{x}} (\xi F'(\xi) - F(\xi)) \end{cases} \quad (\text{II.1.10})$$

Si l'on introduit ces expressions dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, on obtient une équation différentielle sur la fonction  $F$  :

$$F''' + 2\sigma F F'' = 0 \quad (\text{II.1.11})$$

Pour résoudre cette équation, on effectue un développement limité de  $\sigma F$  par rapport à la variable  $\lambda_u = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2}$ . En ne conservant que les termes d'ordre 1, on obtient alors pour le champ de vitesse une expression auto-similaire :

$$\bar{u} = \frac{U_1 + U_2}{2} + \frac{U_1 - U_2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma z}{x}\right) \quad (\text{II.1.12})$$

où  $\operatorname{erf}$  est la fonction erreur. L'analogie des équations II.1.5 et II.1.4 permet de montrer que le champ de concentration de la grandeur scalaire est similaire au champ de vitesse. Son expression est fournie par la relation :

$$\bar{c} = \frac{C_1 + C_2}{2} + \frac{C_1 - C_2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma z}{x}\right) \quad (\text{II.1.13})$$

Les solutions II.1.12 et II.1.13 ont été largement validées dans la littérature (SABIN, 1965 ; WATT, 1967) et leur usage est aujourd'hui très répandu. À partir des expressions précédentes, il est possible de formuler l'élément de flux diffusif de concentration  $dQ_s$  à travers un élément  $dx$  de l'interface entre les deux courants (définie par  $z = 0$ ) :

$$dQ_s = -K \left. \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right|_{z=0} dx \quad (\text{II.1.14})$$

En introduisant les équations II.1.7 et II.1.13 dans l'équation II.1.14, le flux diffusif par unité de longueur s'exprime sous la forme :

$$\frac{\partial Q_s}{\partial x} = -\frac{1}{4\sigma_0\sqrt{\pi}} (U_1 - U_2)(C_1 - C_2) \quad (\text{II.1.15})$$

On constate que ce flux est uniforme le long de l'interface et dépend linéairement de la différence de vitesse entre les deux courants.

lignes coïncident. En introduisant cette condition dans le formalisme de GOERTLER, on montre aisément que :

$$a = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_u}{1 + \lambda_u^2}$$

ce qui illustre le résultat classique selon lequel la couche de mélange est déviée vers les vitesses les plus faibles. Dans la suite de l'exposé, nous ne ferons plus apparaître cette constante  $a$  pour ne pas alourdir les notations mais on gardera à l'esprit son existence.

### II.1.2.3 Écoulement amont turbulent uniforme

#### Solution analytique

Lorsque les courants amont sont suffisamment turbulents, on peut faire l'hypothèse que la turbulence générée par les instabilités de KELVIN-HELMOLTZ est négligeable devant celle advectée par l'écoulement. Cette condition s'écrit :

$$K_1 \text{ et } K_2 \gg \frac{L_x}{4\sigma_0^2} \frac{(U_1 - U_2)^2}{(U_1 + U_2)} \quad (\text{II.1.16})$$

Dans ce cas, la résolution du problème dépend des valeurs de  $K_1$  et  $K_2$ . Considérons un écoulement où  $K_1 = K_2$ , de sorte que la diffusivité turbulente soit uniforme dans tout l'espace ; on notera  $K_m$  sa valeur. Le comportement moyen du fluide est alors totalement analogue au mouvement laminaire d'un fluide de viscosité moléculaire  $K_m$ . Le profil de vitesse dans ce type de couche de mélange est similaire au profil observé dans une couche de mélange laminaire.

L'analyse dimensionnelle des variables du problème permet d'identifier le paramètre de similitude  $\xi$ , défini par :

$$\xi = \frac{\sigma z}{\sqrt{x}} \quad \text{avec } \sigma = \sqrt{\frac{U_m}{4K_m}} \text{ et } U_m = \frac{U_1 + U_2}{2} \quad (\text{II.1.17})$$

Une résolution des équations du mouvement, analogue à celle proposée par GOERTLER (1942) et rappelée précédemment, permet d'obtenir les expressions suivantes pour la vitesse et la concentration moyenne :

$$\begin{cases} \bar{u} = \frac{U_1 + U_2}{2} + \frac{U_1 - U_2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma z}{\sqrt{x}}\right) \\ \bar{c} = \frac{C_1 + C_2}{2} + \frac{C_1 - C_2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma z}{\sqrt{x}}\right) \end{cases} \quad (\text{II.1.18})$$

En introduisant la solution II.1.18 dans l'équation II.1.14, il est possible d'exprimer le flux diffusif par unité de longueur sous la forme :

$$\frac{\partial Q_s}{\partial x} = -\sqrt{\frac{U_m K_m}{4\pi x}} (C_1 - C_2) \quad (\text{II.1.19})$$

Contrairement au cas précédent, ce flux n'est pas uniforme et varie en  $1/\sqrt{x}$ . De plus, il dépend de la moyenne des vitesses des deux courants (et non pas de leur différence) et de la diffusivité de l'écoulement. En comparant les relations II.1.15 et II.1.19, on montre que l'ordre de grandeur de ce flux est beaucoup plus élevé que dans le cas d'un écoulement amont faiblement turbulent.

#### Simulations numériques

Pour valider ce modèle de couche de mélange, nous avons réalisé des simulations numériques de cette configuration à l'aide du modèle *ESTET*. Nous nous sommes intéressés à l'écoulement turbulent et à la dispersion d'un scalaire passif.

Les conditions pour la vitesse à l'entrée du domaine de calcul sont imposées uniformes et différentes dans chaque courant. Les deux courants sont séparés par une paroi solide infiniment mince, sur laquelle on impose une condition de glissement, afin de ne pas générer de couche

limite susceptible de perturber le développement de la couche de mélange. Une condition de pression est utilisée au niveau de la section de sortie. Les valeurs des grandeurs turbulentes  $k$  et  $\varepsilon$  sont les mêmes dans les deux parties de l'écoulement. Une décroissance de la turbulence dans la direction de l'écoulement a été observée mais cette variation reste négligeable devant la valeur d'entrée. On pourra donc admettre que le niveau de turbulence est uniforme sur l'ensemble du domaine de calcul. Les simulations ont été effectuées pour différents niveaux de concentration et de turbulence (cf. tableau II.1.1). Les résultats obtenus sont représentés sur la figure II.1.4.

	Cas n° 1		Cas n° 2	
	Courant n° 1	Courant n° 2	Courant n° 1	Courant n° 2
$U$ (m/s)	2	1	2	1
$K$ (m <sup>2</sup> /s)	0,8	0,8	1,7	1,7
$C$ (kg/m <sup>3</sup> )	0,07	0,049	0,05	0,03

Tableau II.1.1 – Caractéristiques des couches de mélange simulées avec le code ESTET.

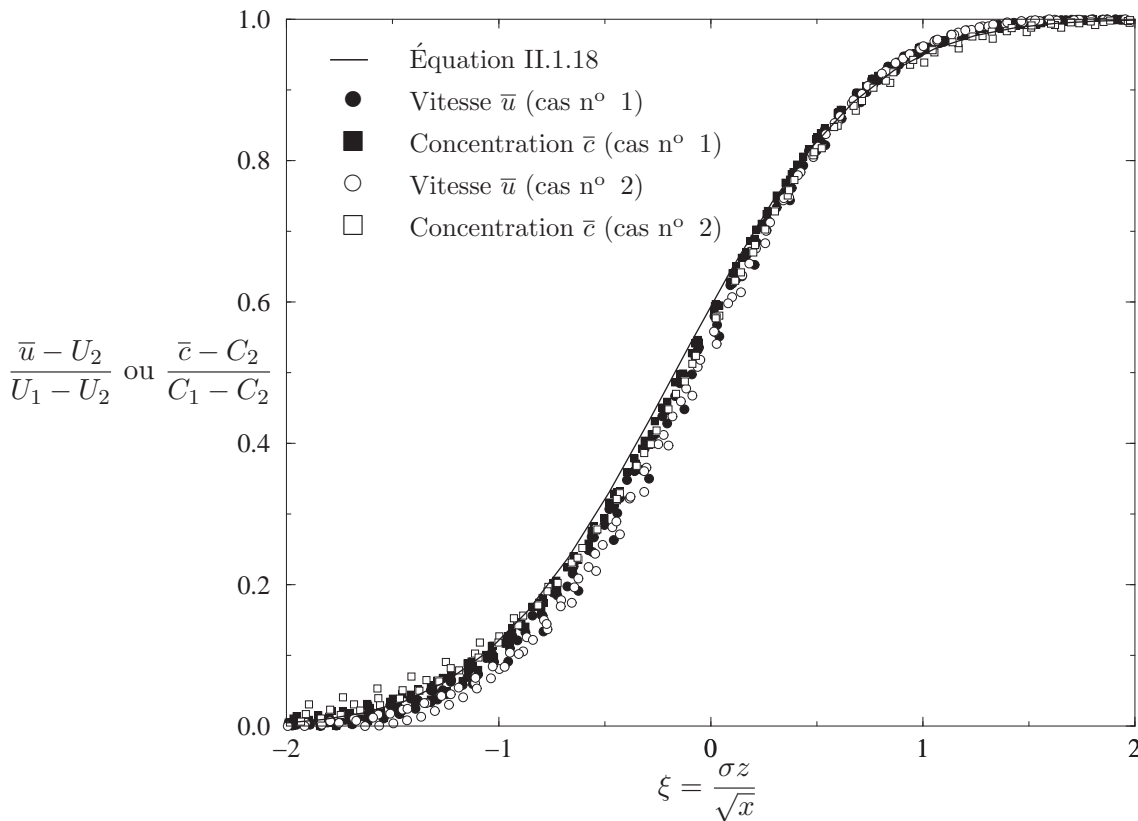


Figure II.1.4 – Profils de vitesse et de concentration dans une couche de mélange simulée avec le code ESTET, en comparaison avec la solution théorique. Les cas 1 et 2 correspondent à des niveaux de turbulence et de concentration différents. Pour chaque variable, plusieurs profils relevés en différentes positions  $x$  ont été représentés simultanément, afin de vérifier l'auto-similarité.

On constate que l'affinité des différents profils de vitesse et de concentration est bien vérifiée. Ces profils sont en accord avec la courbe théorique correspondant à la fonction erreur (équations II.1.18) et utilisant un adimensionnement en  $\sigma z / \sqrt{x}$ . Les résultats de ces simulations semblent donc bien valider la résolution analytique proposée.

### II.1.2.4 Écoulement amont turbulent non-uniforme

Intéressons-nous maintenant au cas plus général, où les deux courants amont ont des niveaux de turbulence différents, modélisés par des coefficients de diffusivité turbulente  $K_1$  et  $K_2$ . Le champ de diffusivité n'est plus constant dans le domaine et il est nécessaire de traiter le phénomène de diffusion de la turbulence. Ce problème est délicat et des études ont montré que les méthodes de fermeture en un point sont assez peu appropriées pour le résoudre en raison de la forte anisotropie de la turbulence (SHAO, 1992).

Dans le cadre de notre étude, nous n'entendons pas entrer dans le détail de ces phénomènes et nous nous contenterons de faire une hypothèse simple. Nous supposons que le paramètre  $K$  est une variable auto-similaire qui diffuse de la même manière que la vitesse ou la concentration. En réalité, cette hypothèse n'est pas fondée ; pour s'en convaincre, il suffit d'analyser le modèle de turbulence de type  $k-\varepsilon$  que nous avons évoqué au chapitre I.4. Ce modèle est basé sur l'équation I.4.16, qui relie  $K$  aux variables  $k$  et  $\varepsilon$ . Ces variables sont fournies par deux équations de transport dans lesquelles les coefficients de diffusion  $K/\sigma_k$  et  $K/\sigma_\varepsilon$  (respectivement) sont différents ( $\sigma_k = 1$  et  $\sigma_\varepsilon = 1/3$ ). Cela signifie en particulier que l'énergie cinétique turbulente diffuse plus vite que son taux de dissipation. Il est donc peu probable que le coefficient de diffusion  $K$ , qui est une combinaison de ces deux paramètres, puisse avoir un comportement auto-similaire. L'affinité du profil de  $K$  n'est donc certainement pas vérifiée dans la pratique mais cette hypothèse constitue une première approximation qui permet de prendre en compte l'idée simple d'une "diffusion de la turbulence".

#### Solution analytique

Supposons donc que le profil de  $K$  soit similaire au profil de  $u$ . Moyennant cette hypothèse, ces variables peuvent être reliées par l'égalité :

$$\frac{\bar{K} - K_m}{K_m} = \frac{\bar{u} - U_m}{U_m} \quad \text{avec } K_m = \frac{K_1 + K_2}{2} \quad (\text{II.1.20})$$

En remplaçant, dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, les variables  $\bar{u}$ ,  $\bar{w}$  et  $\bar{K}$  exprimées par les relations II.1.10 et II.1.20, on obtient l'égalité :

$$-\frac{\sigma^2 U_m^2}{2x} F F'' = \frac{K_m U_m \sigma^3}{x} \left[ \left( 1 - \frac{\lambda_K}{\lambda_u} \right) F''' + \sigma \frac{\lambda_K}{\lambda_u} (F''' F' + F''^2) \right] \quad (\text{II.1.21})$$

avec

$$\lambda_K = \frac{K_1 - K_2}{K_1 + K_2} \quad \text{et} \quad \sigma = \sqrt{\frac{U_m}{4K_m}} \quad (\text{II.1.22})$$

Si on pose  $r = \frac{\lambda_K}{\lambda_u}$  et  $f = \sigma F$ , l'équation précédente prend la forme simplifiée :

$$(1 - r) f''' + r (f''' f' + f''^2) + 2 f f'' = 0 \quad (\text{II.1.23})$$

Pour résoudre cette équation, on effectue un développement limité de  $f$  par rapport à  $\lambda_u$  :  $f(\xi) = \xi + \lambda_u f_1(\xi) + \lambda_u^2 f_2(\xi) + \dots$ . En ne conservant que les termes d'ordre 1 en  $\lambda_u$  et en posant  $g = f'_1$ , il reste finalement :

$$g''(1 + \lambda_K g) + g'(2\xi + \lambda_K g') = 0 \quad (\text{II.1.24})$$

Si  $\lambda_K = 0$  (c'est-à-dire  $K_1 = K_2$ ), la solution de cette équation n'est autre que la fonction erreur qui intervient dans la relation II.1.18. Afin de résoudre l'équation précédente dans le cas général

où  $K_1 \neq K_2$ , nous allons effectuer un développement limité de la fonction  $g$  par rapport à  $\lambda_K$  :  $g(\xi) = \text{erf}(\xi) + \lambda_K g_1(\xi) + \lambda_K^2 g_2(\xi) + \dots$ . À l'ordre 1, ce développement fournit l'équation :

$$g_1'' + 2\xi g_1' = \frac{4\xi}{\sqrt{\pi}} e^{-\xi^2} \text{erf}(\xi) - \frac{4}{\pi} e^{-2\xi^2} \quad (\text{II.1.25})$$

En résolvant cette équation par une méthode classique (variation de la constante), on obtient une solution analytique pour  $g_1$ . Il en résulte que les profils adimensionnés de vitesse  $\bar{u}$ , de concentration  $\bar{c}$  et de diffusivité turbulente  $\bar{K}$  sont fournis par :

$$\frac{\bar{u}/U_m - 1}{\lambda_u} = \frac{\bar{c}/C_m - 1}{\lambda_c} = \frac{\bar{K}/K_m - 1}{\lambda_K} = g_1(\xi) \quad (\text{II.1.26})$$

avec

$$g_1(\xi) = \text{erf}(\xi) + \lambda_K \left[ -\frac{e^{-\xi^2}}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{e^{-\xi^2}}{\sqrt{\pi}} + \xi \text{erf}(\xi) \right) + \frac{1 - \text{erf}(\xi)^2}{2} \right] \quad (\text{II.1.27})$$

La fonction  $g_1$  contient un terme dissymétrique par rapport à  $\xi$ , d'ordre 1 en  $\lambda_K$ . Cette dissymétrie est tout à fait analogue à celle observée dans une couche de mélange entre deux fluides visqueux de viscosités moléculaires différentes (Lock, 1951).

Comme dans les cas précédents, le flux diffusif est déterminé à partir de l'équation II.1.14 :

$$\frac{\partial Q_s}{\partial x} = -\sqrt{\frac{U_m K_m}{4\pi x}} (C_1 - C_2) \left( 1 + \lambda_K^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \right) \right) \quad (\text{II.1.28})$$

Cette expression est analogue à l'équation II.1.19, avec un terme correctif en  $\lambda_K^2$  qui permet de prendre en compte la différence des niveaux de turbulence. Le coefficient  $\lambda_K$  variant entre 0 et 1, l'écart dû à la dissymétrie est au plus de  $\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi}$ , soit  $\simeq +20\%$ .

### Simulations numériques

Pour évaluer la solution obtenue, nous avons effectué des simulations numériques de ce type de couche de mélange à l'aide du modèle *ESTET*. Les courants amont ont été initialisés avec deux niveaux de turbulence différents (cf. tableau II.1.2).

	Courant n° 1	Courant n° 2
$U$ (m/s)	2	1
$K$ (m <sup>2</sup> /s)	0,9	0,09
$C$ (kg/m <sup>3</sup> )	0,07	0,1

Tableau II.1.2 – *Caractéristiques de la couche de mélange simulée avec le code ESTET.*

Les grandeurs moyennes obtenues par simulation ont été représentées sur la figure II.1.5. On constate que les profils de vitesse et de concentration sont auto-similaires et que ces deux variables suivent le même comportement. Par contre, il semble que la diffusivité turbulente ne vérifie pas l'hypothèse d'auto-similarité, ce qui est en accord avec la remarque faite au début de ce paragraphe. On peut cependant noter que l'écart entre les différents profils de  $\bar{K}$  reste limité, ce qui peut justifier l'utilisation de cette hypothèse en première approximation. Afin de tester le modèle analytique, nous avons également représenté sur cette figure la solution fournie par l'équation II.1.27. Le profil théorique ne reproduit pas exactement les comportements simulés par le code *ESTET*, en particulier pour des valeurs de  $\xi$  positives et voisines de zéro. Ces différences

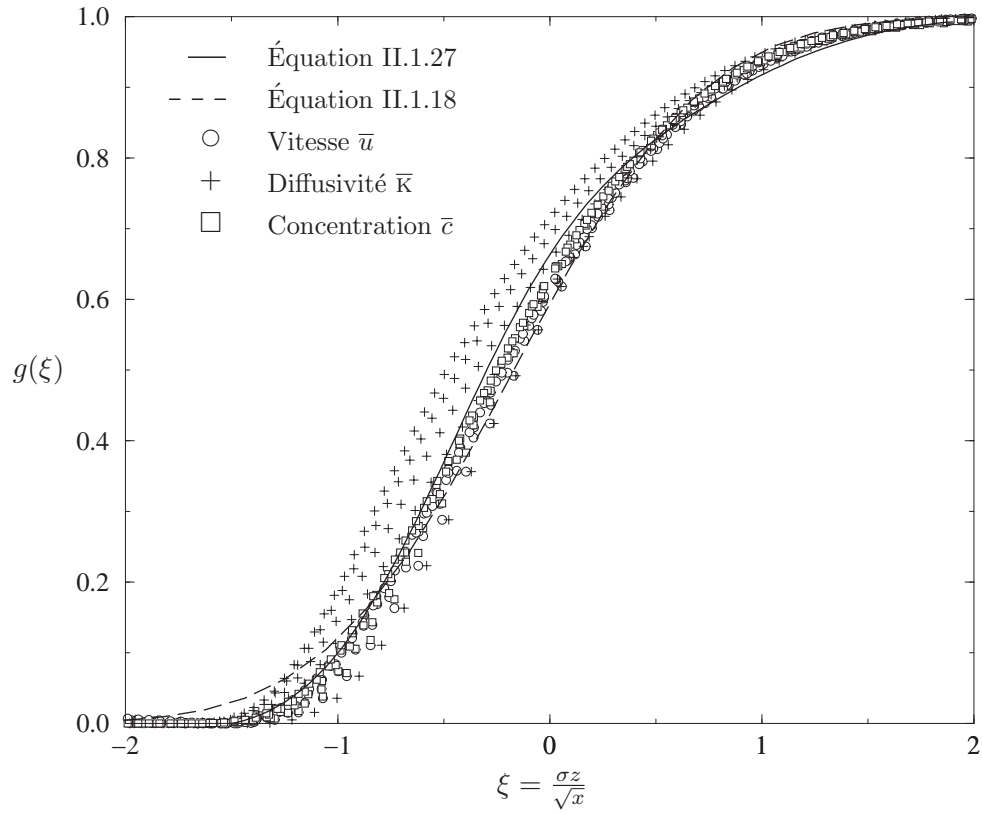


Figure II.1.5 – Profils de vitesse, de diffusivité turbulente et de concentration dans une couche de mélange avec turbulence non-uniforme (simulation ESTET).

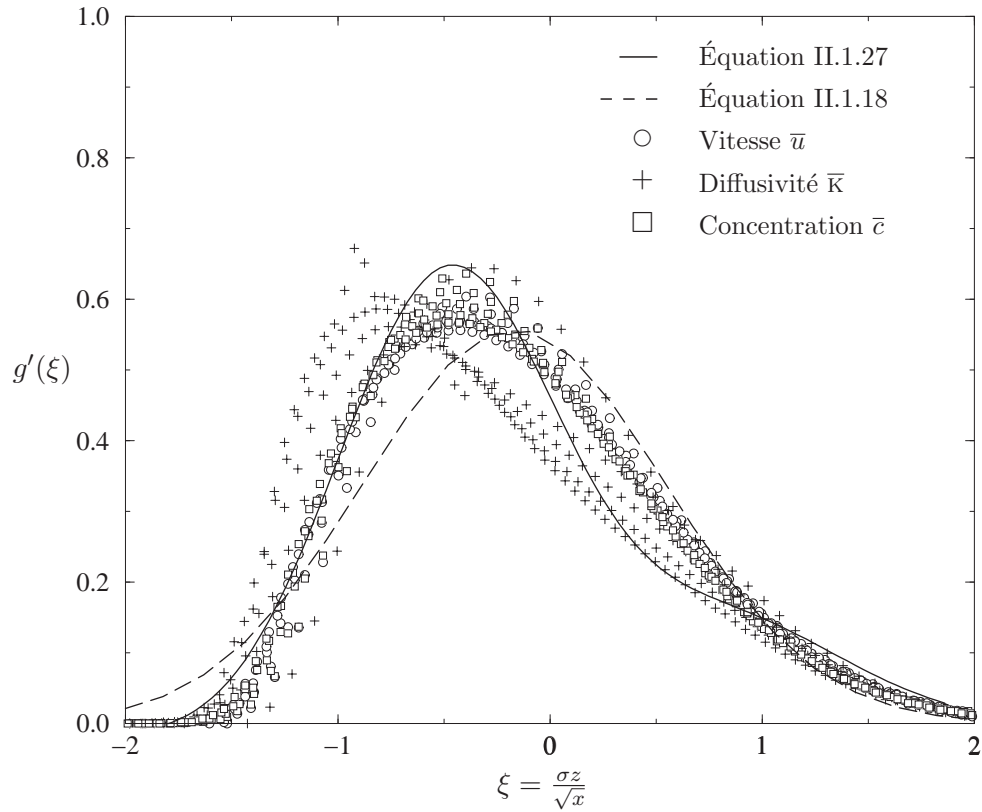


Figure II.1.6 – Dérivée des profils de vitesse, de diffusivité turbulente et de concentration (simulation ESTET).

proviennent des hypothèses faites sur la similitude des profils, qui ne s'avère pas vérifiée dans la simulation, et sur la résolution analytique du problème, effectuée par approximation à l'ordre 1 en  $\lambda_u$  et  $\lambda_K$ . Ceci dit, l'allure du profil analytique reste satisfaisante et semble bien reproduire la dissymétrie induite par la différence entre  $K_1$  et  $K_2$ . Enfin, à titre de comparaison, nous avons représenté sur la figure II.1.5 le profil théorique correspondant au modèle de turbulence amont uniforme, dans lequel la diffusivité turbulente a été prise égale à  $K_m = \frac{K_1+K_2}{2}$ . Ce modèle, même s'il n'est pas adapté à une configuration dissymétrique, semble assez bien décrire les comportements observés au voisinage de l'interface. Cela confirme le constat selon lequel la dissymétrie de la turbulence ne modifie pas énormément les gradients, et donc les flux, à travers cette interface.

Pour décrire plus précisément ces gradients, nous avons calculé sur la figure II.1.6 la dérivée des profils précédents. Le profil analytique correspondant à la dérivée de l'équation II.1.18 est une courbe de GAUSS symétrique ; cette courbe est décalée du côté des vitesses faibles en raison de la condition de TING. Les courbes obtenues à partir de la simulation illustrent nettement la dissymétrie des champs de  $\bar{u}$ ,  $\bar{c}$  et  $\bar{K}$ . En outre, on observe que la dissymétrie de la diffusivité turbulente est plus prononcée que celle de la vitesse ou de la concentration. Ceci provient certainement du fait que l'énergie cinétique turbulente diffuse plus vite vers la gauche ( $\xi < 0$ ) que son taux de dissipation. Le profil analytique correspondant à l'équation II.1.27 reproduit relativement bien le décalage du maximum de  $g'(\xi)$  (point d'inflexion du profil de  $g$ ) pour la vitesse et la concentration.

Les modélisations que nous venons de présenter permettent de décrire les principales configurations de couche de mélange rencontrées dans les écoulements atmosphériques au voisinage d'obstacles. La modélisation de la dissymétrie de la turbulence, exposée dans le paragraphe précédent, met en évidence que cette dissymétrie ne joue pas un rôle fondamental. En effet, il est possible de s'affranchir de ce problème dans la description de la couche de mélange, à condition de considérer la diffusivité turbulente de l'écoulement au niveau de l'interface. Ces différentes modélisations peuvent être appliquées pour étudier la dispersion d'un scalaire au voisinage d'une zone de recirculation qui se développe derrière un obstacle. En particulier, nous allons utiliser cette approche pour modéliser les flux turbulents de polluants derrière un obstacle cubique et à l'interface entre une rue et l'atmosphère extérieure.

### II.1.3 Application à la dispersion d'un scalaire au voisinage d'un obstacle

Afin d'illustrer le modèle précédent et de comparer son comportement à des données expérimentales, nous allons maintenant étudier le cas de la dispersion dans le sillage d'un obstacle cubique. Considérons un obstacle de côté  $D$ , placé sur une paroi solide (cf. figure II.1.7). L'écoulement à l'amont de l'obstacle est caractérisé par une vitesse  $U$  et par des échelles de turbulence  $k$  et  $l$ , qui permettent de définir le paramètre  $\Lambda = \frac{k^{1/2}l}{UD}$ .

L'écoulement dans le sillage proche de l'obstacle est constitué d'une zone de recirculation. Pour définir grossièrement la géométrie de cette "bulle", nous utiliserons sa longueur  $L_x$  dans la direction de l'écoulement, son volume  $\mathcal{V}$  et sa surface de contact avec l'écoulement extérieur, notée  $\mathcal{S}$ . Une source de traceur passif, de débit massique  $Q$ , est placée à l'intérieur de cette zone de recirculation. La concentration moyenne du traceur dans la recirculation sera notée  $C$ , tandis que la concentration à l'amont de l'obstacle est supposée nulle. Moyennant ces hypothèses, le

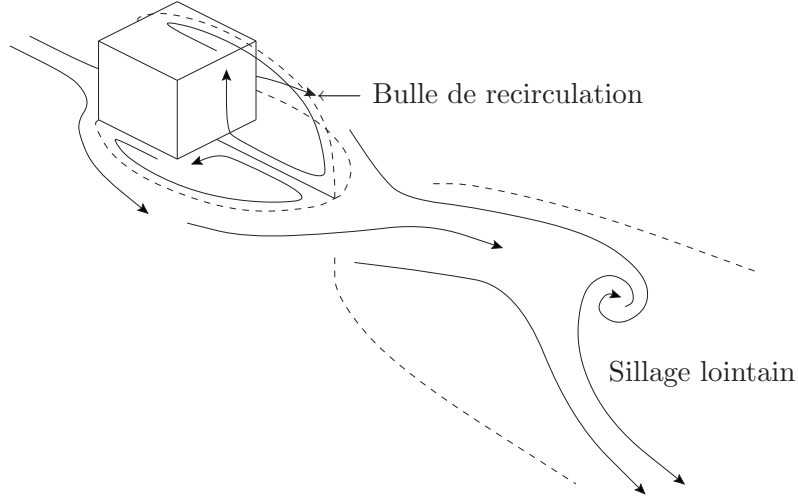


Figure II.1.7 – Sillage et bulle de recirculation en aval d'un cube.

bilan de masse du traceur dans la zone de recirculation peut s'écrire :

$$\mathcal{V} \frac{\partial C}{\partial t} = \mathcal{Q} - \mathcal{Q}_s \quad (\text{II.1.29})$$

$\mathcal{Q}_s$  est le flux turbulent à travers l'interface de la recirculation. Cette équation permet de déterminer le temps de rétention  $t_r$  du traceur dans la bulle. Sous forme adimensionnelle, cette grandeur s'écrit :

$$\mathcal{T} = \frac{t_r U}{D} = \frac{\mathcal{V}}{DS} \frac{SUC}{\mathcal{Q}_s} \quad (\text{II.1.30})$$

$\mathcal{T}$  dépend de deux termes : d'une part du rapport  $\mathcal{V}/DS$  qui définit la géométrie de l'interface ; d'autre part du rapport  $SUC/\mathcal{Q}_s$  qui quantifie l'efficacité du mélange turbulent le long de cette interface. Le temps de rétention est donc un paramètre intéressant pour tester la modélisation du flux  $\mathcal{Q}_s$ . De plus, la détermination expérimentale de  $\mathcal{T}$  est plus simple à réaliser que la mesure directe du flux turbulent, qui nécessite l'acquisition d'une corrélation vitesse-concentration. Pour évaluer notre modèle de flux turbulent, nous allons utiliser les expériences réalisées par VINCENT (1977) dans le sillage d'un cube. Ces expériences fournissent le temps de rétention  $\mathcal{T}$  pour différentes valeurs du paramètre  $\Lambda$ .

Pour exprimer  $\mathcal{T}$  en fonction de  $\Lambda$ , il est nécessaire de modéliser le flux diffusif  $\mathcal{Q}_s$ . Utilisons pour cela le modèle de couche de mélange, et en particulier les relations II.1.15 et II.1.19. La couche de mélange qui se développe à l'interface est délimitée par l'écoulement extérieur, défini par  $U_1 = U$  et  $C_1 = 0$ , et par l'écoulement interne, défini par  $U_2 = 0$  et  $C_2 = C$ . Pour simplifier le raisonnement, nous allons supposer qu'il n'existe pas de dissymétrie de la diffusivité turbulente de part et d'autre de la couche de mélange ; nous avons montré que cette hypothèse n'induit pas une erreur significative dans le calcul du flux. Pour exprimer  $\mathcal{Q}_s$ , on intègre alors les relations II.1.15 et II.1.19 le long de l'interface. Les solutions obtenues et le temps caractéristique qui en résulte sont résumés dans le tableau II.1.3.

Cette approche met en évidence deux régimes d'écoulement, en fonction de la valeur du paramètre  $\Lambda$ . Lorsque  $\Lambda$  est inférieur à une valeur critique  $\Lambda_c$ , le temps de rétention tend vers une valeur constante  $\mathcal{T}_0$ . Lorsque  $\Lambda \gg \Lambda_c$ , le temps de rétention évolue en  $\Lambda^{-1/2}$ . Il est possible de déterminer un raccordement asymptotique de ces deux comportements en utilisant la relation :

$$\mathcal{T} = \frac{1}{\frac{1}{\mathcal{T}_0} + \frac{DS}{\mathcal{V}} \sqrt{\frac{D}{L_x}} \sqrt{\frac{\Lambda}{2\pi}}} \quad (\text{II.1.31})$$



	Régime faiblement turbulent	Régime fortement turbulent
	$\Lambda \ll \frac{L_x}{D} \frac{1}{4\sigma_0^2}$	$\Lambda \gg \frac{L_x}{D} \frac{1}{4\sigma_0^2}$
Flux turbulent $\frac{Q_s}{SUC}$	$\frac{1}{4\sigma_0\sqrt{\pi}}$	$\sqrt{\frac{D}{L_x}} \sqrt{\frac{\Lambda}{2\pi}}$
Temps de rétention $\mathcal{T} = \frac{t_r U}{D}$	$\mathcal{T}_0 = \frac{\mathcal{V}}{DS} 4\sigma_0\sqrt{\pi}$	$\frac{\mathcal{V}}{DS} \sqrt{\frac{L_x}{D}} \sqrt{\frac{2\pi}{\Lambda}}$

Tableau II.1.3 – Flux turbulent et temps de rétention dans le sillage d'un cube ; les relations sont dérivées du modèle de couche de mélange décrit au paragraphe II.1.2.

La valeur critique  $\Lambda_c$  est définie par :

$$\Lambda_c = \frac{L_x}{D} \frac{1}{4\sigma_0^2} \quad (\text{II.1.32})$$

La longueur de la zone de recirculation dans le sillage d'un cube est d'environ  $2,5 D$  entre le point de décollement sur l'arête amont et le point de recollement (EVANS, 1957). Ceci permet d'estimer la valeur de  $\Lambda_c$  à environ 0,005.

Les expériences menées par VINCENT confirment l'existence de deux régimes. Nous avons reproduit, sur la figure II.1.8, l'évolution expérimentale du temps caractéristique et de la longueur de recirculation en fonction du paramètre  $\Lambda$ . Pour des valeurs de  $\Lambda$  faibles, on observe des variations importantes de ces quantités. Pour des valeurs plus élevées, on constate un comportement plus uniforme en fonction de  $\Lambda$  :  $\mathcal{T}$  décroît et  $L_x/D$  tend vers une constante voisine de 2,5. La transition entre ces deux régimes a lieu pour  $0,0025 \leq \Lambda \leq 0,0075$ , ce qui est en accord avec la valeur de 0,005 obtenue avec le modèle.

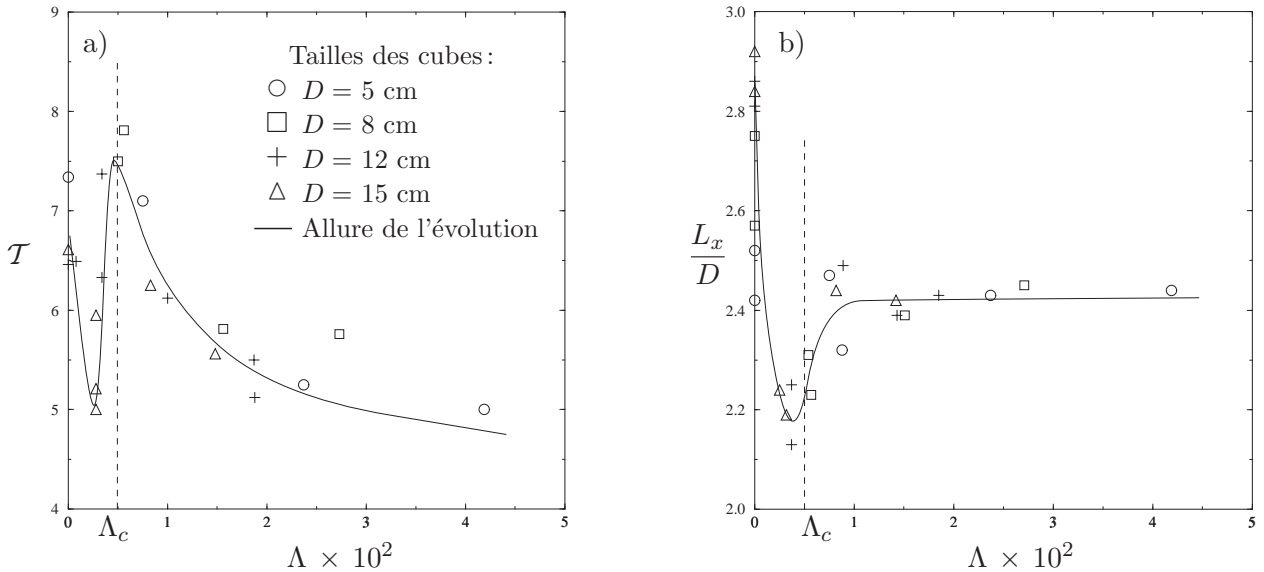


Figure II.1.8 – Temps de rétention  $\mathcal{T}$  (a) et longueur de recirculation  $L_x/D$  (b), en fonction du paramètre de turbulence  $\Lambda$  (d'après VINCENT, 1977, figure 4).

Le temps de rétention  $\mathcal{T}_0$  correspondant à  $\Lambda \ll \Lambda_c$  dépend du rapport géométrique  $\mathcal{V}/DS$ , que l'on peut estimer grossièrement à  $1/8$  en prenant une bulle de recirculation de forme polyédrique.

Il en résulte une valeur de  $\mathcal{T}_0$  voisine de 10, ce qui est surestimé par rapport à la valeur observée sur la figure II.1.8-a ( $\simeq 7$ ), mais qui reste acceptable compte tenu du nombre d'approximations réalisées.

Pour comparer l'évolution de  $\mathcal{T}$  lorsque  $\Lambda \gg \Lambda_c$ , nous avons représenté sur la figure II.1.9 l'expression  $1/\mathcal{T} - 1/\mathcal{T}_0$  à partir des données de VINCENT. D'après l'équation II.1.31, cette expression doit être fonction de  $\Lambda^{1/2}$ . On observe sur la figure II.1.9 que ce comportement est relativement bien vérifié par les données expérimentales.

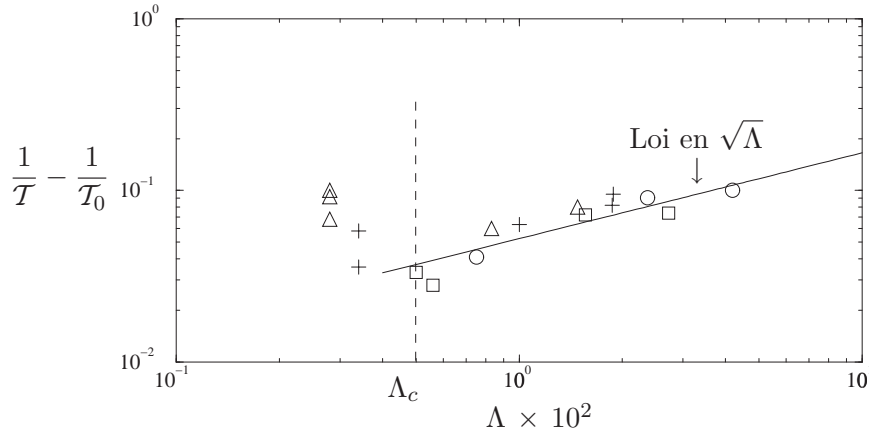


Figure II.1.9 –  $1/\mathcal{T} - 1/\mathcal{T}_0$  en fonction du paramètre de turbulence  $\Lambda$ . Les symboles représentent les données expérimentales (VINCENT, 1977).

De manière générale, le modèle proposé semble donc en accord avec les données expérimentales de VINCENT. En particulier, la relation établie entre les caractéristiques du flux turbulent à travers la zone de recirculation et le paramètre de turbulence  $\Lambda$  est validée par l'analyse du temps de rétention d'un traceur passif dans le sillage de l'obstacle. Ces différents résultats justifient donc l'application de ce modèle pour l'étude de la dispersion dans une rue-canyon.

## II.1.4 Application à la modélisation du transfert turbulent à l'interface rue-atmosphère.

### II.1.4.1 Modèle de concentration

Pour représenter une rue, considérons une cavité bidimensionnelle définie par sa hauteur  $H$ , sa largeur  $W$  et sa longueur  $L$ . L'écoulement au-dessus de la rue sera supposé uniforme à la vitesse  $U_{ext}$  et perpendiculaire à l'axe de la rue. À condition que la cavité ne soit pas trop large, l'écoulement à l'intérieur est caractérisé par un mouvement tourbillonnaire. La zone de recirculation est alors délimitée par une surface, de largeur  $W$  et de longueur  $L$ , reliant les arêtes supérieures des deux bâtiments. Les conditions de turbulence au niveau de cette interface sont définies par le paramètre  $\Lambda = \frac{k^{1/2}l}{U_H W}$ . Compte tenu des niveaux de turbulence élevés dans l'atmosphère, nous supposons que  $\Lambda \gg \Lambda_c$ . Une source de polluants, de débit massique  $\mathcal{Q}$ , est placée à l'intérieur de la rue pour symboliser les émissions automobiles. On notera  $C_{rue}$  la concentration moyenne induite dans la cavité et  $C_{ext}$  la concentration advectée par l'écoulement extérieur.

Le bilan de masse de polluants à l'intérieur de la rue permet d'écrire :

$$HWL \frac{\partial C_{rue}}{\partial t} = \mathcal{Q} - \mathcal{Q}_s \quad (\text{II.1.33})$$

Pour déterminer le flux turbulent  $\mathcal{Q}_s$ , on intègre l'expression II.1.19 sur toute l'interface de la zone de recirculation :

$$\mathcal{Q}_s = \int_0^L \int_0^W \frac{\partial \mathcal{Q}_c}{\partial x} dx dy = L \sqrt{\frac{U_m K_m W}{\pi}} (C_{rue} - C_{ext}) \quad (\text{II.1.34})$$

où  $y$  représente la coordonnée dans l'axe de la rue et  $x$  la coordonnée dans la direction perpendiculaire. Dans le cas d'une cavité, on a  $U_1 = U_{ext}$  et  $U_2 = 0$ , si bien que  $U_m = U_H = U_{ext}/2$ . En introduisant cette expression dans le bilan de masse et en utilisant le paramètre adimensionnel  $\Lambda = \frac{K_m}{U_H W}$ , il est possible de déterminer l'évolution de la concentration dans la rue, dans le cas d'une source de polluants émettant continûment à partir de l'instant  $t = 0$  :

$$C_{rue} - C_{ext} = C_0 (1 - \exp(-t/t_r)) \quad (\text{II.1.35})$$

avec :

$$C_0 = \frac{\mathcal{Q}}{U_H W L} \sqrt{\frac{\pi}{\Lambda}} \quad (\text{II.1.36})$$

$$t_r = \frac{H}{U_H} \sqrt{\frac{\pi}{\Lambda}} \quad (\text{II.1.37})$$

$t_r$  est le temps caractéristique de rétention des polluants à l'intérieur de la rue. Comme dans le cas d'un obstacle cubique, cette grandeur varie en  $\Lambda^{-1/2}$ . La constante  $C_0$  est la valeur stationnaire de la concentration à l'intérieur de la rue. Son expression est similaire à l'équation II.1.1 obtenue par BARRY (1964). Elle fait intervenir une constante<sup>3</sup> dépendant de  $\Lambda$ . Pour pouvoir utiliser l'expression II.1.36 dans un modèle de type rue-canyon, il est donc nécessaire de relier le paramètre  $\Lambda$  aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement.

#### II.1.4.2 Modélisation de $\Lambda$

Le coefficient  $\Lambda$  dépend des caractéristiques turbulentes  $k$  et  $l$  de l'écoulement extérieur, où  $l$  représente la dimension des plus gros tourbillons. On choisit d'exprimer  $\Lambda$  sous la forme :

$$\Lambda = \frac{K_m}{U_H W} = \frac{\sigma_{u_i} l}{U_H W} \quad (\text{II.1.38})$$

où  $\sigma_{u_i}$  représente la fluctuation de vitesse, au sens large. Dans un écoulement de couche limite, la dimension  $l$  des plus grosses structures est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur  $\delta$  de la couche. Or il est évident que de tels tourbillons ne peuvent pas agir à l'intérieur d'une rue de dimension caractéristique  $W$  beaucoup plus faible. En effet, la largeur de la rue agit comme un filtre sur la turbulence, de sorte que les plus gros tourbillons susceptibles de créer un flux entre la rue et l'atmosphère sont de taille  $W$ . Ce raisonnement a conduit plusieurs auteurs à considérer que  $l$  était du même ordre que  $W$ . En réalité, cela démontre seulement que  $l$  doit être inférieur à  $W$ . Nous allons en effet montrer qu'il existe un raisonnement encore plus restrictif qui tend à limiter un peu plus la taille des structures caractéristiques de la diffusion au niveau de l'interface.

3. On peut remarquer que le modèle de HOTCHKISS et HARLOW (1973) propose une expression de la concentration de recirculation de la forme  $\Lambda^{-1/2}$  ; malheureusement cette expression n'a jamais été appliquée par la suite.

Pour qu'un tourbillon présent dans l'écoulement extérieur "emporte" du polluant lors de son passage au-dessus de la rue, il faut non seulement qu'il soit assez petit pour pénétrer dans la rue, mais il faut également que son temps de séjour soit suffisamment long pour qu'il ait le temps de permettre une diffusion. Cela signifie que le temps de retournement de la structure tourbillonnaire, défini par  $t_{turb} = \pi l / \sigma_{u_i}$ , doit être inférieur à son temps de séjour au-dessus de la rue  $t_{adv} = W / U_{ext}$ . Le temps caractéristique des plus grosses structures agissant au niveau de l'interface est alors déterminé par :

$$t_{turb} = t_{adv} = \frac{W}{U_{ext}} \quad (\text{II.1.39})$$

Pour vérifier cette hypothèse, nous allons utiliser les résultats numériques et expérimentaux qui seront décrits en détail dans le prochain chapitre. Il faut noter que le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$ , utilisé dans les simulations numériques, ne permet pas de reproduire explicitement les structures tourbillonnaires de l'écoulement. Cependant, si l'on considère que ce modèle fonctionne bien, il doit être en mesure de simuler indirectement l'effet de ces structures sur le flux turbulent, et donc sur la concentration dans la rue. Au cours des simulations numériques et expérimentales, nous avons étudié l'écoulement et la dispersion dans quatre configurations de rues : une rue symétrique, une rue dissymétrique "ascendante", dans laquelle le bâtiment aval est deux fois plus haut que le bâtiment amont, une rue dissymétrique "descendante" et une rue "étroite", de rapport d'aspect  $H/W = 3$ . Dans les deux premiers cas, une seule recirculation se forme à l'intérieur de la rue ; dans les deux derniers, on observe deux tourbillons superposés contra-rotatifs. Une source de polluants a été placée dans chacune des rues et le spectre de concentration a été mesuré au niveau des interfaces des zones de recirculation. Ces spectres sont représentés sur la figure II.1.10 ; la fréquence et sa valeur adimensionnée par  $U_{ext}/W$  sont respectivement notées  $n$  et  $f$ . La fréquence correspondant au maximum du spectre peut être interprétée comme la fréquence caractéristique des plus grosses structures qui permettent la dispersion. On constate sur cette figure que la fréquence du maximum, adimensionnée par le temps de séjour  $W/U_{ext}$ , est, dans tous les cas, voisine de l'unité. Il est relativement intéressant d'observer une telle universalité dans des configurations géométriques assez différentes. Il est également important de constater que ce résultat est valable pour des interfaces entre une recirculation et l'écoulement extérieur, mais aussi pour des interfaces entre deux recirculations. Ces observations constituent donc une vérification expérimentale de l'hypothèse exprimée par la relation II.1.39.

L'hypothèse II.1.39 permet d'exprimer  $l$  en fonction de l'intensité de turbulence  $\sigma_{u_i}/U_H$  au niveau de l'interface :

$$\frac{l}{W} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma_{u_i}}{U_H} \quad (\text{II.1.40})$$

Cela montre que pour une intensité de turbulence de l'ordre de 10 à 20 %, la taille des tourbillons à l'origine du transfert est bien inférieure à la largeur de la rue. En introduisant cette expression dans l'équation II.1.38, on obtient :

$$\Lambda = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\sigma_{u_i}}{U_H} \right)^2 \quad (\text{II.1.41})$$

Finalement, l'écart de concentration adimensionnée  $\Delta C^*$  à travers l'interface d'une zone de recirculation peut être relié à l'intensité de turbulence au niveau de cette interface par la relation :

$$\Delta C^* = \frac{\Delta C U_H W L}{Q} = \sqrt{2\pi} \left( \frac{\sigma_{u_i}}{U_H} \right)^{-1} \quad (\text{II.1.42})$$

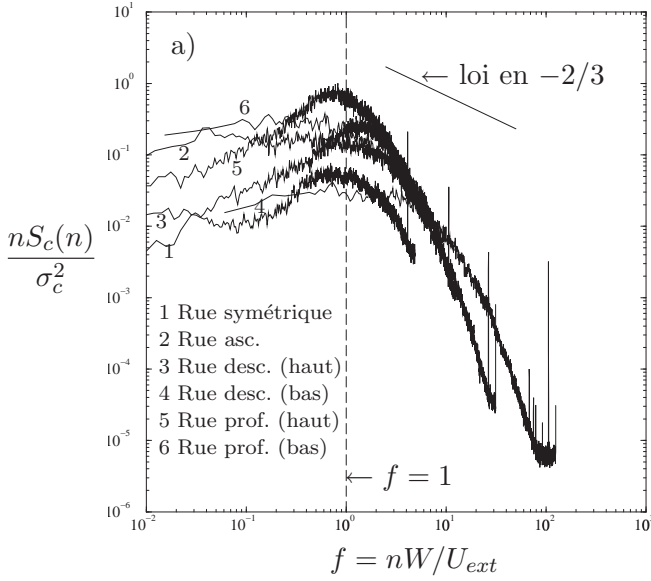


Figure II.1.10 – Spectres expérimentaux (soufflerie) de concentration à l'interface de zones de recirculation dans différentes configurations de rues.

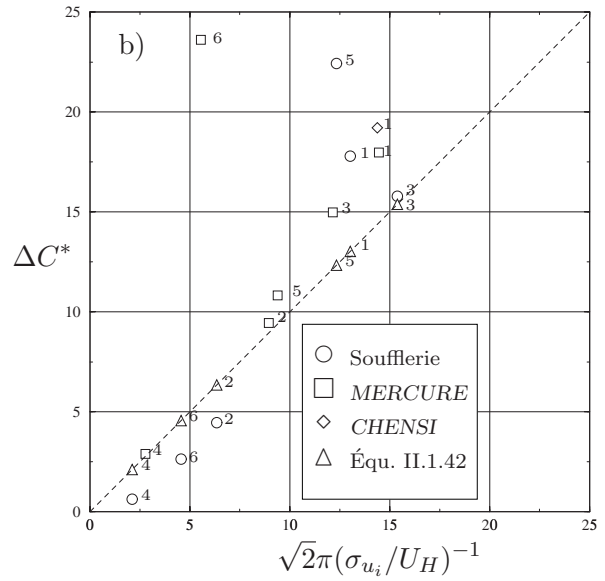


Figure II.1.11 – Vérification numérique et expérimentale de la loi d'évolution de la concentration adimensionnée  $C^*$  en fonction de l'intensité de turbulence  $\sigma_{u_i}/U_H$ . Les chiffres indiqués sur chaque point correspondent à la légende de la figure II.1.10.

Au niveau de l'interface, le flux turbulent sera principalement influencé par la fluctuation de vitesse verticale. C'est pourquoi on remplacera généralement  $\sigma_{u_i}$  par  $\sigma_w$ . Pour valider l'expression précédente, nous avons représenté sur la figure II.1.11 la relation entre les deux termes de cette formule, déterminés séparément à partir des résultats des simulations évoquées précédemment. Chaque point correspond au comportement d'une interface d'une recirculation dans une des configurations géométriques, simulée avec une des différentes approches (soufflerie, *MERCURE*, *CHENSI*). On constate une bonne corrélation entre les deux termes, quelle que soit l'approche considérée. Les deux points qui s'éloignent de la 1<sup>ère</sup> bissectrice correspondent au cas de la rue étroite ; nous montrerons au paragraphe II.2.4 que des artefacts apparaissent dans la simulation de cette configuration avec les différentes approches, si bien que ces deux points ne remettent pas en cause la validité de la relation II.1.42.

La formule II.1.42, confirmée par les résultats expérimentaux illustrés sur la figure II.1.11, constitue donc une relation universelle reliant l'écart de concentration entre l'intérieur et l'extérieur d'une zone de recirculation, et l'intensité de turbulence au niveau de l'interface de cette recirculation. Cette relation est vérifiée pour différentes géométries et s'applique également à l'interface entre deux recirculations. Pour clore la discussion de ce modèle, il reste à exprimer l'intensité de turbulence  $\sigma_w/U_H$ . Ce paramètre est fondamental car il résume à lui-seul l'ensemble des conditions extérieures qui influencent la dispersion au niveau de l'interface. Les expériences que nous avons réalisées nous ont permis de montrer la sensibilité de ce paramètre aux caractéristiques géométriques des bâtiments au voisinage et à l'amont de la rue. Lorsque l'écoulement au niveau de l'interface est peu perturbé par des effets géométriques (rue symétrique et profonde, rue dissymétrique descendante), l'intensité de turbulence observée correspond à celle de la couche limite incidente, avec des valeurs de l'ordre de 0,3. Lorsque les effets géométriques deviennent importants (rue dissymétrique ascendante) ou à l'interface entre deux recirculations, le niveau est plus important, allant jusqu'à 2. Par ailleurs, des observations effectuées par ROTACH (1995) dans une rue de Zürich montrent l'influence de la stabilité thermique sur cette intensité de tur-

bulence : plus l'atmosphère est stable, plus l'intensité de turbulence au voisinage de l'interface est faible.

La paramétrisation de  $\sigma_w/U_H$  permettra donc de prendre en compte l'influence de facteurs géométriques – comme la forme des toits, la densité d'obstacles à l'amont de la rue, etc... – ou de facteurs thermiques. Cette paramétrisation devra certainement s'appuyer sur des résultats empiriques permettant d'évaluer des valeurs-types de  $\sigma_w/U_H$  pour différentes configurations. Nous n'avons pas abordé ce problème dans le cadre de notre travail, et il devra faire l'objet d'une étude ultérieure. Pour la suite, nous supposons donc connue la valeur de  $\sigma_w/U_H$  ; dans le cas de comparaison des concentrations entre ce modèle et d'autres approches, nous utiliserons les valeurs de  $\sigma_w/U_H$  fournies par celles-ci.

### II.1.4.3 Comparaison aux résultats de la littérature

Pour conclure ce chapitre, nous allons comparer le modèle proposé avec différents résultats et modèles publiés dans la littérature.

Nous allons tout d'abord nous intéresser à une expérience de terrain réalisée par DEPAUL et SHEIH (1985) dans une rue de Chicago. En utilisant un gaz traceur ( $\text{SF}_6$ ) injecté au niveau de la chaussée, ces expériences ont permis de mesurer le temps de rétention  $t_r$  des polluants à l'intérieur de la rue, pour des vents perpendiculaires à l'axe de celle-ci. Les résultats de 16 séries de mesures indiquent que  $t_r$  est inversement proportionnel à la vitesse  $U_H$  du vent au niveau des toits. La relation obtenue est :

$$t_r = \alpha \frac{H}{U_H} \text{ avec } \alpha \simeq 625 \quad (\text{II.1.43})$$

Cette expression est analogue à la relation II.1.37, dans laquelle nous avons montré que  $\alpha$  dépend de la turbulence. Il serait donc intéressant de vérifier si notre modèle permet de retrouver la valeur  $\alpha = 625$  de la constante observée. Pour cela, il est nécessaire de connaître l'intensité de turbulence lors des mesures de DEPAUL et SHEIH. Malheureusement, les mesures de turbulence présentées par ces auteurs n'ont pas été réalisées dans les mêmes conditions que les mesures du temps de rétention. C'est pourquoi nous allons plutôt utiliser les mesures effectuées par ROTACH (1995) dans une rue légèrement différente mais dans un environnement urbain du même type. Dans le cas d'une atmosphère neutre, ROTACH obtient une intensité de turbulence<sup>4</sup>  $\sigma_w/U_H \simeq 0,4$  à l'interface rue-atmosphère. Cette valeur est confirmée par les expériences en soufflerie de RAFAILIDIS (1997) et par nos propres résultats numériques et expérimentaux (cf. chapitre II.2).

À partir de cette intensité de turbulence, il est possible, à l'aide de notre modèle, de calculer théoriquement la constante  $\alpha$  intervenant dans l'équation II.1.43. On obtient  $\alpha_{th} = 11,1$  alors que  $\alpha_{exp} = 625$ . Pour expliquer cet écart, il faut constater que la rue considérée expérimentalement est de longueur finie, si bien qu'il existe un flux turbulent de matière à travers les extrémités. Cela a pour effet d'augmenter la surface d'échange avec l'extérieur d'un facteur 1,9 (valeur calculée compte tenu des dimensions de la rue) et donc de diminuer le temps de rétention. En supposant, comme le vent est perpendiculaire à la rue, que les phénomènes d'échanges à travers les extrémités peuvent être modélisés à l'aide du même modèle de couche de mélange, on obtient alors une nouvelle constante théorique plus faible  $\alpha_{th} = 11,1/1,9 = 5,85$ , qui s'accorde bien avec l'expérience.

Le modèle proposé peut également être comparé aux modèles rue-canyon existants. Le modèle semi-empirique de JOHNSON *et al.* (1973), brièvement décrit au chapitre I.5, fournit une relation

4. En fait, les mesures de ROTACH sont adimensionnées par une vitesse de frottement de référence  $u_{*r}$ . Il obtient ainsi  $\sigma_w/u_{*r} \simeq 1$  au niveau de l'interface. Or, il montre que  $U_H/u_{*r} \simeq 2,5$  (ROTACH, 1993, figure 7), ce qui permet d'exprimer l'intensité de turbulence  $\sigma_w/U_H \simeq 0,4$ .

pour la concentration dans la partie aval de la rue, que l'on peut interpréter comme la concentration de "recirculation" :

$$C_0 \simeq \alpha \frac{Q}{U_H W L} \text{ avec } \alpha = 7 \quad (\text{II.1.44})$$

La formule précédente correspond à la relation I.5.3 pour un point situé au pied du bâtiment aval (il s'agit de la formule initialement utilisée dans l'article de JOHNSON, 1973). Cette relation est à rapprocher de l'équation II.1.36. Elle fait intervenir le même type de constante  $\alpha$  que les expériences de DEPAUL et SHEIH. Il est intéressant de constater que les valeurs de  $\alpha$  sont similaires dans les deux approches, la valeur 7 ayant été obtenue, dans le modèle de JOHNSON *et al.*, par ajustement à des mesures de terrain. En supposant que l'intensité de turbulence, mesurée par ROTACH, s'applique également dans ce cas, la constante du modèle de JOHNSON *et al.* vient confirmer davantage le fonctionnement de notre modèle.

Les approches précédentes ne permettent cependant pas de vérifier la variation de la constante caractéristique  $\alpha$  en fonction du niveau de turbulence. C'est pourquoi nous allons nous intéresser au modèle analytique de HOTCHKISS et HARLOW (1973). Ce modèle fournit une relation pour décrire la concentration de fond à l'intérieur de la rue :

$$C_{rue} - C_{ext} = C_0 = \frac{Q}{U_H W L} \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \text{ avec } \Lambda = \frac{K_m}{U_H W} \quad (\text{II.1.45})$$

où  $K_m$  représente la diffusivité turbulente moyenne à l'intérieur de la rue. Cette relation est parfaitement équivalente aux équations II.1.36 et II.1.38, à un facteur  $\sqrt{\pi}$  près. Malheureusement, ce modèle n'a quasiment pas été utilisé par la suite et en particulier, il n'a jamais été validé expérimentalement. Il faut noter que le manque d'intérêt pour ce modèle provient du fait que la relation précédente est intégrée au sein d'une formule plus complexe (cf. chapitre I.5), dans laquelle la représentation de la contribution directe est discutable (voir BERKOWICZ *et al.*, 1997).

Dans le modèle OSPM, la concentration de "recirculation" est modélisée par un bilan de matière sur le volume de la rue. Pour le cas simple d'une rue de section carrée, la relation obtenue est la suivante :

$$C_0 = \frac{Q}{U_H W L} \left( \frac{\sigma_w}{U_H} \right)^{-1} \quad (\text{II.1.46})$$

Même si cette relation est équivalente à l'équation II.1.42, à une constante  $\sqrt{2}\pi$  près, l'influence de la turbulence de l'écoulement n'est pas prise en compte dans la mesure où le rapport  $\sigma_w/U_H$  est supposé constant et égal à 0,1. Il faut d'ailleurs noter que la valeur de cette intensité de turbulence est plutôt faible par rapport aux mesures de ROTACH qui fournissent une valeur de 0,4. Pourtant, les résultats du modèle OSPM s'accordent généralement assez bien avec les expériences in situ. L'explication de ce paradoxe réside dans la constante  $\sqrt{2}\pi$ , qui n'est pas prise en compte dans OSPM, et dont la valeur 4,44 est approximativement égale au rapport de ces deux intensités de turbulence. Cela signifie que dans le modèle OSPM, cette constante est implicitement intégrée dans le rapport  $\sigma_w/U_H$ . Une prise en compte explicite de ce paramètre permettrait de redonner une valeur physique plus réaliste au rapport  $\sigma_w/U_H$ .

Les résultats de ces comparaisons permettent donc de montrer que très souvent, les modèles rue-canyon ne prennent pas en compte la variation de turbulence à l'interface rue-atmosphère. L'effet de la turbulence au niveau de cette interface est généralement intégré de façon implicite au sein d'une constante, dont la valeur est fixée par comparaison à des expériences de terrain. En interprétant cette constante à l'aide de notre modèle, nous avons montré que le niveau de turbulence fixé correspond souvent à la situation moyenne d'une rue symétrique, de rapport d'aspect voisin de 1, située en atmosphère neutre. Malheureusement, des conditions de turbulence



plus générales ne peuvent pas être représentées à l'aide de ces modèles. Le modèle que nous avons développé permet d'améliorer l'estimation de la concentration en intégrant des *conditions particulières de turbulence*. Ces conditions, qui peuvent être provoquées par la géométrie des bâtiments ou par des effets thermiques, sont prises en compte à travers un unique paramètre qui est l'intensité de turbulence. Ce modèle constitue donc un outil intéressant par rapport aux modèles rue-canyon actuels.

## II.1.5 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de modéliser les flux turbulents à l'interface rue-atmosphère et de prendre en compte l'influence de la turbulence de l'écoulement sur des paramètres tels que le flux de matière entre l'intérieur et l'extérieur d'une zone de recirculation, le temps caractéristique de rétention ou le niveau moyen de concentration à l'intérieur de cette recirculation. Pour cela, nous avons utilisé le concept de couche de mélange afin de modéliser la zone d'échange que constitue l'interface.

Cette approche met en évidence deux régimes d'écoulement en fonction du niveau de turbulence amont. Dans le premier régime, la turbulence advectée par l'écoulement amont est négligeable devant celle générée par le cisaillement à l'interface. Le deuxième régime correspond au cas où la turbulence amont domine. Dans chaque cas, nous avons développé une formulation pour les flux diffusifs à travers l'interface. Ce modèle de couche de mélange a été appliqué au cas de la dispersion dans le sillage d'un obstacle cubique et les comparaisons effectuées avec les données expérimentales de VINCENT (1977) ont permis de vérifier le bon comportement du modèle.

L'approche précédente a alors été appliquée à la modélisation de la concentration moyenne à l'intérieur d'une rue et une formulation générale de cette concentration a été proposée. Les résultats présentés indiquent un accord acceptable avec des expériences en soufflerie et des simulations numériques. De plus, ce modèle fournit une explication des constantes empiriques utilisées dans plusieurs modèles existants et introduit une prise en compte simple de la turbulence.

Ce modèle de concentration moyenne va maintenant être intégré dans la modélisation détaillée de l'écoulement et de la dispersion dans une rue perpendiculaire au vent extérieur.





---

## II.2 Écoulement et dispersion perpendiculaire à la rue

---

*Dans ce chapitre, nous étudions l'écoulement et la dispersion turbulente dans une rue perpendiculaire à la direction du vent. Un nouveau modèle est proposé, basé sur une résolution analytique de l'équation d'advection-diffusion dans un écoulement potentiel. Des expériences en soufflerie et des simulations numériques avec les codes MERCURE et CHENSI ont été réalisées sur quatre configurations de rue de géométries différentes : un cas de rue symétrique, deux cas de rues dissymétriques et un cas de rue étroite, de rapport d'aspect  $H/W = 3$ . Ces simulations sont analysées afin de comprendre les phénomènes mis en jeu et les résultats sont comparés au modèle développé.*

---

### II.2.1 Phénoménologie

Le problème de l'écoulement et de la dispersion dans une rue perpendiculaire à l'écoulement extérieur a fait l'objet de nombreuses études théoriques, expérimentales et numériques depuis plusieurs décennies. La majorité de ces études sont consacrées à des configurations géométriques particulières, représentatives d'un site réel, et il est souvent difficile d'en retirer des comportements généraux. De plus, une partie d'entre elles concerne plus spécifiquement les problèmes de contraintes aérodynamiques sur les bâtiments et s'avère peu utile pour l'étude de la dispersion. Cependant, un certain nombre d'études générales permettent aujourd'hui de comprendre les principales caractéristiques des phénomènes. Dans ce paragraphe, nous présentons une synthèse des principaux résultats sur le sujet, afin de dégager les points sur lesquels nous porterons notre attention dans la suite de ce chapitre.

Le transport des polluants dans la rue dépend directement de la nature de l'écoulement qui se développe à l'intérieur. C'est pourquoi nous allons dans un premier temps nous intéresser à la description des propriétés de cet écoulement. Dans un deuxième temps, nous présenterons les principales caractéristiques de la dispersion associée.

#### II.2.1.1 Écoulement

##### II.2.1.1.1 Régimes d'écoulement

Lorsque le vent extérieur est perpendiculaire à l'axe de la rue, la nature de l'écoulement entre les deux bâtiments qui forment cette rue dépend principalement du rapport d'aspect  $H/W$ . Des expériences effectuées par HUSSAIN et LEE (1980) ont permis à OKE (1987 ; 1988) de fournir

une classification des régimes d'écoulement dans la rue, qui a été vérifiée numériquement par HUNTER *et al.* (1990). Selon cette classification, il existe trois régimes d'écoulement, illustrés sur la figure II.2.1, correspondant à différentes valeurs du rapport de forme  $H/W$  :

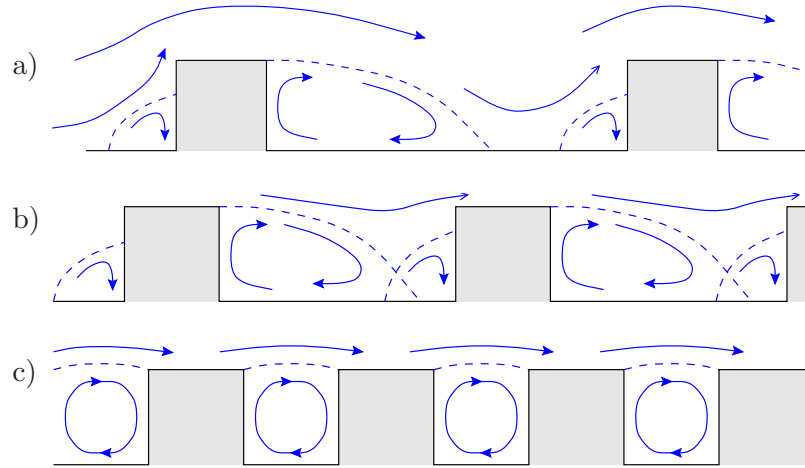


Figure II.2.1 – Différents régimes d'écoulement dans une rue-canyon bidimensionnelle : (a) *Isolated roughness*, (b) *Wake interference*, (c) *Skimming flow* (d'après OKE, 1988).

- **Isolated roughness** ( $H/W < 0,15 - 0,2$ ). Dans cette configuration, les bâtiments sont suffisamment éloignés pour que l'écoulement ayant franchi le premier bâtiment retrouve son état non-perturbé avant d'aborder le second. On observe une zone de recirculation en aval du premier obstacle. Cette zone s'étend sur une longueur d'environ 6 à 7  $H$ . En amont du deuxième obstacle se trouve une autre recirculation. Elle s'étend horizontalement sur 1  $H$  et recolle à la paroi du bâtiment aux  $2/3$  de sa hauteur. La condition pour que l'on se trouve dans ce régime est que les deux zones de recirculation n'interagissent pas.
- **Wake interference** ( $0,15 - 0,2 < H/W < 0,65$ ). Dans ce cas, les bâtiments sont suffisamment proches pour que la zone de recirculation en aval d'un obstacle interagisse avec le tourbillon situé à l'amont de l'obstacle suivant. L'écoulement correspondant est alors particulièrement complexe.
- **Skimming flow** ( $H/W > 0,65$ ). Lorsque les deux bâtiments sont encore plus rapprochés, la distance qui les sépare n'est plus assez importante pour que deux recirculations co-rotatives puissent coexister. Une seule recirculation subsiste alors à l'intérieur de la cavité. Dans ce régime, l'écoulement extérieur est peu affecté par la présence de la rue ; il "affleure" d'un toit à l'autre sans pénétrer dans la rue.

Cette classification permet de décrire l'influence de la canopée urbaine sur la couche limite atmosphérique. Si l'on s'intéresse aux phénomènes de transport à l'intérieur de la rue, il peut être intéressant d'introduire une autre classification, basée sur la topologie de l'écoulement dans la rue. SINI *et al.* (1996) proposent une classification de ce type, basée sur le nombre de recirculations présentes dans l'écoulement.

- **Tourbillons co-rotatifs juxtaposés** ( $H/W < 0,2$ ). Ce régime coïncide globalement avec le régime d'isolated roughness. L'écoulement est constitué de deux tourbillons co-rotatifs : la recirculation en aval du premier bâtiment et le tourbillon à l'amont du deuxième bâtiment.

- **Tourbillon isolé** ( $0,2 < H/W < 1,7$ ). Dans ce régime, une seule recirculation est présente dans la cavité.
- **Tourbillons contra-rotatifs superposés** ( $H/W > 1,7$ ). Lorsque la rue devient plus étroite, plusieurs tourbillons contra-rotatifs superposés apparaissent.

Dans la suite de ce travail, nous nous intéresserons principalement au régime de *skimming flow*, avec un ou plusieurs tourbillons contra-rotatifs. Ce choix est justifié par plusieurs raisons. Tout d’abord, il s’agit de la situation que l’on retrouve le plus fréquemment dans les centres-villes, où les rues sont plutôt étroites. Une analyse statistique de la géométrie des rues d’un quartier de Lyon (cf. chapitre IV.1) nous permettra de confirmer cette hypothèse. Ensuite, du point de vue de la pollution atmosphérique, cette configuration est la plus défavorable car elle génère des niveaux de pollution importants par rapport aux deux autres régimes d’écoulement. En effet, dans ce cas, la rue est très peu ventilée par l’écoulement extérieur et ne permet pas une bonne dispersion des polluants émis à l’intérieur.

### II.2.1.1.2 Écoulement moyen

La principale caractéristique de l’écoulement dans une rue-canyon est la formation d’une recirculation entraînée par le vent extérieur. Ce type d’écoulement en “cavité entraînée” correspond à un problème classique de mécanique des fluides, dont les applications dépassent largement le domaine atmosphérique (refroidissement de machines par convection, génération de bruit, etc.). On peut citer en particulier les expériences de MILLS (1965), les travaux théoriques de BURGGRAF (1966) pour des écoulements visqueux, les résultats de PAN et ACRIVOS (1967) et de MEHTA et LAVAN (1969) sur la formation de tourbillons contra-rotatifs, les expériences de KOSEFF et STREET (1984a) sur l’effet des extrémités de la cavité ou encore les simulations numériques d’ABADIE et SCHIESTEL (1986) sur les effets de la convection forcée. La présence d’une recirculation dans une rue-canyon a été vérifiée expérimentalement pour la première fois par ALBRECHT (1933), puis par GEORGH (1967). Les nombreuses études expérimentales et numériques réalisées depuis nous permettent aujourd’hui de comprendre la nature de cet écoulement. D’un point de vue phénoménologique, l’écoulement à l’intérieur de la rue peut être décomposé en quatre zones distinctes (figure II.2.2) :

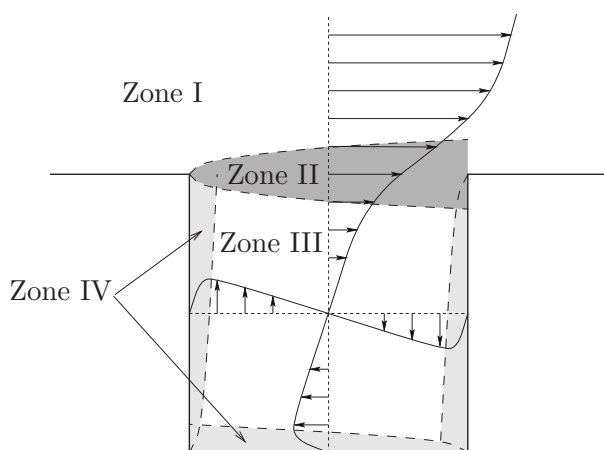


Figure II.2.2 – Schéma de principe de l’écoulement dans une rue-canyon.

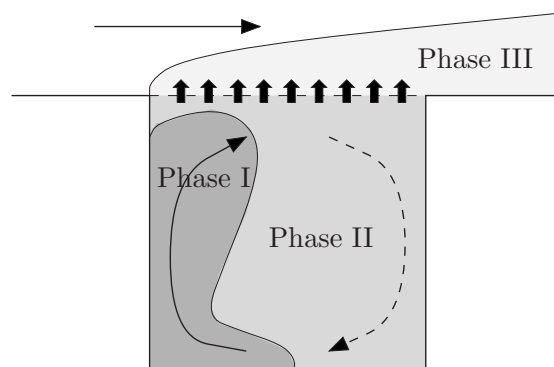


Figure II.2.3 – Schéma de principe de la dispersion dans une rue-canyon.

- **Zone I : L’écoulement extérieur.** L’écoulement extérieur est défini par les caractéristiques de la canopée urbaine à l’amont de la rue. En régime de *skimming flow*, cet écoulement

n'est quasiment pas perturbé par la présence de la rue.

- **Zone II : La couche de mélange.** Entre l'écoulement extérieur et l'intérieur de la rue, il existe une zone où le cisaillement du champ de vitesse est important. Cette zone peut être interprétée comme une couche de mélange entre l'écoulement extérieur "en mouvement" et l'air de la rue "au repos".
- **Zone III : Le cœur de la recirculation.** À l'intérieur de la rue, l'écoulement est dominé par un tourbillon dans lequel la vorticité est répartie à peu près uniformément.
- **Zone IV : Les couches limites sur les parois de la rue.** Sur les parois des bâtiments et sur le sol de la rue, l'écoulement est freiné. Cependant, les couches limites qui se développent sur ces parois ne sont pas très épaisses car leur longueur de développement est faible. La décomposition, entre le cœur   vorticité uniforme et la périphérie où se concentrent les effets du frottement sur les parois, est analogue à la décomposition proposée par BATCHELOR (1956) pour décrire un écoulement laminaire à lignes de courant fermées.

La présence de la recirculation semble incertaine lorsque le vent extérieur est faible. Selon certains auteurs (GEORGH *et al.*, 1967 ; MEI-KAO et ROTH, 1973 ; DEPAUL et SHEIH, 1986), cette recirculation n'apparaît que pour une vitesse extérieure supérieure à 2 m/s. Pour d'autres (SOBOTKA, 1977 ; JOUMARD et VIDON, 1980 ; BARANGER, 1986), il n'existe pas de vitesse seuil. Le centre de la recirculation est décalé vers le haut et vers l'aval de la rue, en raison de l'accélération de l'air au sommet du canyon (MEHTA et LAVAN, 1969 ; KOSEFF et STREET, 1984b ; HUNTER *et al.*, 1990). Au niveau de l'interface entre le canyon et l'extérieur, on observe un gonflement de la ligne de courant reliant les arêtes des deux bâtiments (MEHTA et LAVAN, 1969 ; NICHOLSON, 1975).

Dans le cas d'une recirculation unique, la vitesse observée au niveau du sol est de direction opposée et de norme différente par rapport à la vitesse au sommet de la rue. La vitesse au sol  $U_{sol}$  est proportionnelle à la vitesse  $U_H$  au sommet de la rue (YAMARTINO et WIEGAND, 1986). Pour  $2 < U_H < 5$  m/s, on a  $U_{sol} \simeq 2/3 U_H$  (NAKAMURA et OKE, 1988). SWAID (1993) fournit d'autres relations dépendant du rapport de forme. L'intensité du vortex est maximale lorsque  $H/W \simeq 1$  (OKE, 1988). Lorsque la rue est très étroite, on voit apparaître plusieurs vortex superposés à l'intérieur de la rue. Le critère d'apparition du deuxième vortex n'est pas nettement défini.   partir de simulations numériques, LEE et PARK (1994) fournissent une valeur critique du rapport d'aspect  $H/W$  de 2,1 tandis que SINI *et al.* (1996) obtiennent une valeur de 1,7.   partir de visualisations expérimentales pour des nombres de REYNOLDS inférieurs à 4000, PAN et ACRIVOS (1967) ont montré qu'en présence de plusieurs recirculations, l'étendue verticale de la recirculation supérieure augmente avec le nombre de REYNOLDS. Par ailleurs, quel que soit le rapport de forme, de petits vortex peuvent se développer dans les coins inférieurs de la rue (MEHTA et LAVAN, 1969).

### II.2.1.1.3 Turbulence

L'écoulement décrit précédemment est turbulent et les structures tourbillonnaires présentes dans la rue sont fortement intermittentes. En effet, diverses observations ont montré que la recirculation se brisait régulièrement, laissant pénétrer l'écoulement extérieur dans la rue (DABBERDT et HOYDYSH, 1991 ; YAMARTINO et WIEGAND, 1986). D'après MERONEY (1995) cette intermittence dépend fortement de la densité de bâtiments en amont de la rue et donc de la turbulence de l'écoulement extérieur. Si les bâtiments sont très rapprochés, l'écoulement amont est moins perturbé et l'intermittence qui en résulte est moins marquée.

Quelques études expérimentales ont permis d'identifier les caractéristiques turbulentes de l'écoulement au-dessus des toits (ROTH et OKE, 1993 ; ROTACH, 1993a ; ROTACH, 1993b). Des

expériences réalisées dans une rue de Zürich par ROTACH (1995) fournissent une description de la structure turbulente du vent à l'interface entre la rue et l'atmosphère extérieure. Ces expériences ont permis de montrer que contrairement à l'écoulement moyen, la turbulence est faiblement dépendante de la direction du vent. Par contre, cette turbulence semble être fortement influencée par la stabilité de l'atmosphère. LOUKA (1998) a mesuré des spectres de turbulence à différentes hauteurs à l'intérieur et au-dessus d'une rue. Les comparaisons effectuées ont permis de montrer que les gros tourbillons présents dans l'écoulement extérieur étaient filtrés au niveau des toits, si bien qu'à l'intérieur de la rue, la dimension des structures les plus énergétiques est plus faible qu'à l'extérieur. Enfin, des mesures in situ de QIN et KOT (1993) semblent montrer que les intensités de turbulence horizontale et verticale au centre de la rue sont similaires et voisines de 0,6.

De nombreuses études se sont également intéressées à la turbulence produite par la circulation des véhicules à l'intérieur de la rue. Plusieurs expériences in situ sur des sols dégagés (CHOCK, 1977 ; ESKRIDGE et RAO, 1983 ; DELAUNAY et HOUSEAUX, 1997) ont permis de quantifier les deux principaux effets induits par le passage des véhicules : l'entraînement d'air dans le sillage et la création de turbulence. On peut d'ailleurs distinguer la turbulence liée au sillage du véhicule et la turbulence associée à la fluctuation de vitesse moyenne lors du passage du véhicule. ESKRIDGE et HUNT (1979) proposent un modèle théorique de sillage pour représenter l'entraînement et la turbulence ; ce modèle a été comparé à des expériences en soufflerie et amélioré par ESKRIDGE et THOMPSON (1982). Cependant, aucune expérience de terrain n'a été effectuée pour étudier le sillage des véhicules dans une rue. Des expériences en soufflerie (KASTNER-KLEIN *et al.*, 1999b) ont permis d'évaluer l'advection de la vitesse d'entraînement et de la turbulence par la recirculation à l'intérieur d'une rue. Elles ont également permis de montrer l'importance relative de la turbulence induite par la circulation automobile par rapport à la turbulence de l'écoulement. Par ailleurs, lorsque le vent extérieur à la rue est faible, QIN et KOT (1993) ont observé que l'écoulement au voisinage du sol est dominé par le mouvement des véhicules.

#### II.2.1.1.4 Influence de la forme des bâtiments

La géométrie des bâtiments dans la canopée urbaine affecte l'écoulement moyen et turbulent à l'intérieur de la rue.

D'une part, plusieurs études ont montré que la densité et la régularité des obstacles à l'amont de la rue influencent la stabilité du mouvement moyen dans la rue (MERONEY *et al.*, 1996). Lorsque la rue est constituée de deux bâtiments placés sur un sol plat (KIM *et al.*, 1990), on observe un décollement des lignes de courant sur le toit du bâtiment amont et une forte intermittence à l'intérieur de la rue. Lorsque la rue est située au milieu d'une série d'obstacles, il n'y a pas de décollement sur le toit et la structure tourbillonnaire est beaucoup plus stable. La présence de toits en pente sur les bâtiments situés à l'amont de la rue contribue à déstabiliser l'écoulement extérieur et augmente fortement l'intensité de turbulence au-dessus des bâtiments (RAFAILIDIS, 1997). On peut résumer ces différents effets en disant que la rugosité du tissu urbain à l'amont de la rue renforce la turbulence de l'écoulement extérieur au-dessus de cette rue. Cela a pour principale conséquence d'améliorer la ventilation à l'intérieur des rues et de favoriser la dispersion.

D'autre part, la géométrie des bâtiments qui bordent la rue affecte la topologie de l'écoulement à l'intérieur. Des expériences en soufflerie réalisées par HOYDYSH et DABBERDT (1988) ont montré que l'écoulement dans la rue était modifié lorsque celle-ci est asymétrique, c'est-à-dire lorsqu'un des bâtiments est plus élevé que l'autre. Selon ces auteurs, lorsque le bâtiment aval est plus élevé que le bâtiment amont (*marche ascendante*), la vitesse dans la rue est deux fois plus élevée que dans une rue symétrique. Ce résultat est confirmé par des simulations numériques de HASSAN et CROWTHER (1998a). JOHNSON *et al.* (1990) ont étudié une rue tridimensionnelle dissymétrique

ascendante et ont vérifié l'existence d'un vortex à l'intérieur. Dans le cas d'une configuration de type marche descendante, les mouvements transversaux le long de la rue semblent empêcher la formation d'un tourbillon.

#### II.2.1.1.5 Influence des effets thermiques

L'influence des effets thermiques sur la nature de l'écoulement à l'intérieur d'une rue est particulièrement importante. D'un point de vue fondamental, l'étude expérimentale de Fox (1965) a permis de déterminer le flux de chaleur entre une cavité entraînée et l'écoulement extérieur, en fonction du rapport de forme de la cavité et de la vitesse extérieure. Dans le cas d'une rue, le problème devient plus complexe. Des études sur le bilan énergétique d'une rue (NUNEZ et OKE, 1977 ; OKE, 1981 ; OKE, 1988 ; OKE *et al.*, 1990) ont mis en évidence l'importance de paramètres comme l'orientation de la rue par rapport au soleil et son rapport d'aspect – qui déterminent les zones d'ombre et la quantité d'énergie lumineuse qui pénètre dans la rue – la nature des matériaux qui constituent les parois (émissivité, albédo), les sources de chaleur (circulation automobile, chauffage domestique, évapo-transpiration des végétaux), la ventilation par l'écoulement. Des expériences réalisées par SWAID (1993) ont permis d'étudier l'effet de la convection sur la température des parois. Il faut noter que dans ces approches, l'écoulement est généralement traité comme une condition figée, dont on étudie l'effet sur le bilan énergétique.

Réciproquement, l'influence des effets thermiques sur l'écoulement dans une rue n'est pas très bien connue. BARANGER (1986) a montré expérimentalement que le tourbillon est freiné lorsque l'atmosphère extérieure est stable. Des simulations numériques (LEVI ALVARES, 1993 ; MESTAYER *et al.*, 1995 ; SINI *et al.*, 1996) ont montré que la topologie de l'écoulement est dépendante de la température relative des différentes parois de la rue. BARANGER (1986) et ROTACH (1995) ont par ailleurs mis en évidence que la turbulence à l'intérieur de la rue est plus faible lorsque l'atmosphère est stable.

Dans les deux approches précédentes, l'interaction mutuelle entre les effets dynamiques et thermiques n'est pas considérée. CA *et al.* (1995) ont étudié numériquement le problème complet en considérant à la fois l'effet de la ventilation sur la température des parois et l'effet de ces parois sur l'écoulement. La généralisation de ce type d'étude, coûteuse en temps de calcul, permettra de mieux appréhender le rôle de cette interaction.

#### II.2.1.2 Dispersion

Nous allons principalement nous intéresser à la description du champ de concentration en régime de *skimming flow*. Les sources de polluants présentes à l'intérieur d'une rue se limitent généralement au trafic automobile et sont donc localisées au niveau du sol. Les nombreuses études sur le sujet permettent aujourd'hui de comprendre les principaux mécanismes de dispersion à l'intérieur d'une rue.

##### II.2.1.2.1 Mécanismes de dispersion

Le transport et la dispersion des polluants à l'intérieur d'une rue peuvent être décomposés en trois phases, illustrées sur la figure II.2.3 :

- **Phase I : L'advection-diffusion du panache de polluants à l'intérieur de la rue.**  
Le panache de polluants émis par la source est transporté par la recirculation. Dans le cas d'une unique recirculation, ce panache est advecté vers le bâtiment amont. La dispersion au cours de cette phase génère des écarts de concentration au sein même de la rue, en particulier entre les faces amont et aval.

- **Phase II: L'échange de polluants à l'interface entre la rue et l'écoulement extérieur.** Le panache transporté par le tourbillon "s'enroule" sur lui-même, en faisant augmenter la concentration moyenne à l'intérieur de la rue. Le niveau moyen atteint dans un état stationnaire dépend principalement des échanges qui ont lieu à l'interface entre la rue et l'écoulement extérieur (cf. chapitre II.1). Ces échanges permettent à une partie du panache de s'échapper de la rue et aux polluants présents dans l'écoulement extérieur de pénétrer dans la rue.
- **Phase III: L'advection-diffusion des polluants à l'extérieur de la rue.** Une fois sortis de la rue, les polluants sont transportés par l'écoulement extérieur et viennent s'ajouter à la pollution de fond pour les rues situées en aval.

### II.2.1.2.2 Champ de concentration moyenne

Le champ de concentration à l'intérieur d'une rue est avant tout caractérisé par un niveau moyen relativement important. Nous avons étudié en détail ce phénomène au paragraphe II.1.4. Nous avons en particulier montré que la concentration moyenne dépend du flux turbulent au sommet de la rue et qu'elle peut s'exprimer à l'aide d'une relation du type II.1.42. Des relations analogues sont souvent utilisées dans la littérature et s'accordent avec de nombreuses expériences *in situ*.

À ce niveau moyen vient s'ajouter l'influence directe de la source présente dans la rue. Les études expérimentales fournissent la plupart du temps des profils de concentration le long des parois du canyon, là où il est possible de fixer facilement des capteurs. L'analyse de ces profils montre une décroissance de la concentration avec la hauteur (MERONEY *et al.*, 1995 ; VÄKEVÄ *et al.*, 1999). Le niveau de pollution est donc plus élevé au fond de la rue, au voisinage de la source, qu'au niveau des toits. Ce gradient vertical de concentration peut être relativement bien approché par un profil exponentiel généralisé du type  $\bar{c} \propto \exp(-bz^q)$  (HOYDYSH et DABBERDT, 1988 ; ZOUMAKIS, 1995).

Il existe également une différence entre les deux côtés de la rue. En effet, en raison de la recirculation, les polluants émis par la source sont advectés vers le mur amont. C'est pourquoi de nombreuses observations expérimentales et numériques ont révélé que la concentration sur le mur amont était supérieure à la concentration sur le mur aval (MORIGUCHI et UEHARA, 1993 ; LANZANI et TAMPONI, 1995). HOYDYSH et DABBERDT (1988) constatent un facteur 2 entre les deux valeurs.

Les précédentes observations sont relatives à une situation stationnaire. Il peut être intéressant de connaître le temps caractéristique mis par le système pour atteindre cet état stationnaire. Une expérience *in situ*, effectuée par DEPAUL et SHEIH (1985), a permis de mesurer l'ordre de grandeur du temps de rétention des polluants dans une rue de Chicago. Ce temps est de l'ordre de quelques centaines de secondes. Des calculs numériques (LEE et PARK, 1994 ; SINI *et al.*, 1996) sur des configurations similaires ont fourni le même type de résultats.

### II.2.1.2.3 Influence de la circulation automobile

La circulation automobile a tout d'abord pour effet de provoquer l'entraînement des polluants dans le sillage des véhicules. ALBERGEL et JASMIN (1998) ont montré numériquement que la modification de la circulation automobile locale peut affecter l'écoulement le long d'une rue et la répartition de concentration. Lors d'expériences en soufflerie, KASTNER-KLEIN *et al.* (1999b) ont mis en évidence l'entraînement des polluants le long d'une rue perpendiculaire à l'écoulement extérieur en présence d'une file de véhicules ; lorsque deux files circulent en sens contraire,



l'effet de l'entraînement disparaît. Une autre expérience en soufflerie (PEARCE et BAKER, 1997) a permis de montrer l'entraînement des polluants dans le sillage d'un véhicule isolé. Le temps caractéristique de la perturbation due au passage du véhicule est de l'ordre d'une minute, ce qui correspond au temps de rétention de la rue.

Le deuxième effet de la circulation automobile concerne la diminution de concentration due à la production de turbulence dans le sillage des véhicules. Des expériences réalisées sur un sol plat ont permis de vérifier cette diminution (ESKRIDGE et RAO, 1986 ; ESKRIDGE et PETERSEN, 1991) et d'observer une augmentation de la diffusion verticale (GRONSKEL, 1988). Des mesures in situ ont mis en évidence que la loi de concentration en  $1/U$  surestime les niveaux de pollution pour des vitesses de vent faibles et pour une circulation automobile importante (KETZEL *et al.*, 1999). Par ailleurs, plusieurs expériences en soufflerie (KASTNER-KLEIN et PLATE, 1998 ; KASTNER-KLEIN *et al.*, 1999a) ont permis de vérifier la décroissance de la concentration avec l'augmentation de la vitesse des véhicules.

#### II.2.1.2.4 Influence de la forme des bâtiments

La turbulence induite par la rugosité du tissu urbain à l'amont de la rue affecte la diffusion des polluants et modifie le niveau de concentration. KENNEDY et KENT (1977) ont montré que la construction de deux tours à proximité d'une rue de Sydney, a provoqué une diminution de la concentration dans la rue d'un facteur 2. Des expériences en soufflerie ont montré que la concentration dans une rue constituée de deux bâtiments isolés est beaucoup plus faible que dans une rue située au sein d'une série d'obstacles rapprochés (MERONEY *et al.*, 1996 ; KASTNER-KLEIN *et al.*, 1997).

La géométrie des bâtiments qui bordent la rue influence également le champ de concentration à l'intérieur. HOYDYSH et DABBERDT (1988) ont montré que la concentration dans une rue dissymétrique de type marche ascendante est plus faible que dans une rue symétrique. Dans une rue de type marche descendante, la concentration est plus élevée que dans une rue symétrique, avec la particularité que le maximum est situé au pied du bâtiment aval. Ces résultats semblent être confirmés par une étude concernant l'influence des toits sur la dispersion dans les rues (RAFAILIDIS et SCHATZMANN, 1995). Dans cette étude, on constate que lorsque l'on rajoute un toit au bâtiment aval, la concentration dans la rue est plus faible, ce qui signifie que celle-ci est mieux ventilée. Par contre, si l'on rajoute un toit au bâtiment amont, le niveau de concentration est identique au cas où il n'y a pas de toit.

#### II.2.1.2.5 Influence des effets thermiques

La stratification thermique de l'air modifie les mouvements verticaux dans l'atmosphère. En affectant la topologie de l'écoulement à l'intérieur de la rue, les effets thermiques influencent la répartition spatiale de la concentration en polluants. Lors de simulations numériques, SINI *et al.* (1996) ont mis en évidence l'effet sur le champ de concentration des modifications de l'écoulement provoquées par un ensoleillement différentiel de la rue.

La stratification thermique influence également l'intensité de turbulence dans l'écoulement et donc, la diffusivité turbulente des polluants transportés. Cette modification de la turbulence agit sur l'échange à l'interface entre la rue et l'atmosphère extérieure, mais aussi sur la diffusion du panache à l'intérieur de la rue.

#### II.2.1.3 Démarche adoptée

Les caractéristiques de l'écoulement et de la dispersion à l'intérieur d'une rue perpendiculaire au vent extérieur sont aujourd'hui relativement bien connues : la topologie de l'écoulement, la présence d'un niveau moyen de concentration, le comportement du panache advecté à l'intérieur

de la rue. Cependant, plusieurs aspects du problème nécessitent encore une attention particulière. Quel est l'impact réel de la dissymétrie de la rue et comment modéliser ces phénomènes? Comment se déroule la dispersion dans une rue étroite? Comment prendre en compte la présence des toits? Un des objectifs de notre travail est d'apporter des éléments, au moyen de simulations numériques et expérimentales, pour mieux comprendre la nature de ces différents phénomènes.

Par ailleurs, les différentes observations évoquées ci-dessus sont à la base de plusieurs modèles simples de dispersion : CPBM (YAMARTINO et WIEGAND, 1986), OSPM (BERKOWICZ *et al.*, 1997) (cf. §I.5.2.2). Ces modèles sont particulièrement bien adaptés à une modélisation courante de la pollution dans une rue. Cependant, la représentation des phénomènes est souvent schématique (par exemple, le panache qui recircule est décomposé en trois segments rectilignes), ce qui nécessite l'utilisation de nombreuses constantes empiriques et limite l'extension de cette approche. C'est pourquoi, le deuxième objectif de notre démarche est de généraliser l'approche de YAMARTINO et BERKOWICZ en construisant un modèle d'écoulement et de dispersion basé sur une résolution exacte des équations simplifiées du problème. L'intérêt d'une résolution exacte est de limiter l'usage des constantes empiriques – ou de mieux en comprendre la signification – et de permettre une utilisation du modèle dans des configurations plus variées. Cependant, pour que le modèle reste applicable facilement, il est nécessaire d'utiliser une méthode simple et rapide à mettre en œuvre. C'est pourquoi nous avons adopté un modèle potentiel d'écoulement, associé à une résolution analytique de l'équation d'advection-diffusion par transformation conforme. Cette approche, initialement introduite par BOUSSINESQ (1905), a été utilisée par HUNT et MULHEARN (1973) pour modéliser la dispersion au voisinage d'un cylindre circulaire. La notion d'écoulement potentiel constitue une simplification importante qui ne permet pas de reproduire tous les aspects de l'écoulement et qui induit quelques comportements assez peu réalistes. Elle permet néanmoins de simuler les caractéristiques essentielles du champ de vitesse moyenne qui advecte la pollution.

L'utilisation d'une approche simplifiée, qui ne permet pas de décrire tous les détails, nous amène à définir les caractéristiques essentielles qui devront être reproduites par le modèle. Cela nous permettra, lors des comparaisons avec les simulations numériques et expérimentales, de choisir des critères pertinents de comparaison pour "juger" ce modèle. Nous avons montré que la dispersion dans une rue se déroule en deux phases, qui définissent d'une part la concentration moyenne et d'autre part la répartition de concentration dans la rue. L'objectif de notre modèle sera de reproduire ces deux aspects du problème. La première caractéristique à décrire sera donc le niveau moyen de concentration à l'intérieur de la rue. La deuxième caractéristique sera la répartition spatiale de concentration. Nous nous intéresserons en particulier à l'écart de concentration entre l'amont et l'aval de la rue, et à la variation verticale de concentration le long des parois (emplacement privilégié des capteurs de mesure). Par contre, nous considérerons que notre modèle décrit avant tout les mécanismes de dispersion et ne permet pas une représentation suffisamment précise des valeurs de vitesse. C'est pourquoi nous n'utiliserons pas ce critère pour les comparaisons.

Au cours de ce chapitre, nous présenterons tout d'abord le modèle potentiel d'écoulement à l'intérieur de la rue, ainsi que le modèle de dispersion associé. Ensuite, nous exposerons les résultats de simulations expérimentales et numériques de l'écoulement et de la dispersion dans une cavité de section carrée, dans des rues de formes dissymétriques et dans une rue étroite. Ces simulations permettront de décrire les phénomènes intervenant dans ces différentes configurations et de valider le modèle de dispersion proposé.

## II.2.2 Modèle d'écoulement

### II.2.2.1 Théorie des écoulements potentiels

#### II.2.2.1.1 Équation du mouvement

Considérons un fluide parfait (de viscosité nulle) dont l'écoulement est régi par l'équation d'EULER. Il est possible de trouver des solutions de cette équation telles qu'en tout point, le champ de vitesse soit irrotationnel ( $\nabla \wedge \mathbf{u} = \mathbf{0}$ ). De tels écoulements sont appelés *écoulements potentiels* car le champ de vitesse dérive d'une fonction  $\phi$  ( $\mathbf{u} = \nabla \phi$ ) appelée potentiel de vitesse. Si l'on suppose que le fluide est incompressible ( $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ ), on montre aisément que  $\phi$  est une fonction harmonique, solution de l'équation de LAPLACE  $\Delta \phi = 0$ . L'hypothèse d'incompressibilité permet également d'introduire le vecteur potentiel  $\mathbf{A}$  défini de façon univoque par  $\mathbf{u} = \nabla \wedge \mathbf{A}$  et  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ . Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel,  $\mathbf{A}$  se réduit à un vecteur perpendiculaire au plan de l'écoulement, dont la norme  $\psi$  est appelée fonction de courant.  $\psi$  intervient également dans une équation de LAPLACE  $\Delta \psi = 0$ .

L'écoulement potentiel bidimensionnel<sup>1</sup> d'un fluide incompressible peut donc être décrit par les équations de LAPLACE II.2.1 et II.2.2 et de CAUCHY-RIEMANN II.2.3 et II.2.4.

$$\Delta \phi = 0 \quad (\text{II.2.1})$$

$$\Delta \psi = 0 \quad (\text{II.2.2})$$

$$v = \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (\text{II.2.3})$$

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \quad (\text{II.2.4})$$

Le théorème de DIRICHLET permet de montrer que les équations de LAPLACE II.2.1 et II.2.2, munies de conditions aux limites de type DIRICHLET ( $\phi$  et  $\psi$  connues) ou NEUMANN ( $\partial \phi / \partial n$  et  $\partial \psi / \partial n$  connues) sur un domaine  $\mathcal{D}$ , admettent chacune une solution unique, à une constante additive près. Comme l'équation de LAPLACE est linéaire, on peut appliquer le principe de superposition et obtenir une solution vérifiant les conditions aux limites à partir d'une combinaison linéaire de solutions élémentaires. La signification physique des fonctions  $\phi$  et  $\psi$  apparaît à travers leurs lignes isovaleurs. Les lignes iso- $\psi$  sont les lignes de courant de l'écoulement, tandis que les lignes iso- $\phi$  forment une famille de courbes perpendiculaires en tout point aux lignes de courant.

Pour résoudre les équations de LAPLACE décrivant un écoulement potentiel, de nombreuses méthodes ont été développées (MILNE-THOMSON, 1947). Dans certains cas, il peut être utile d'introduire le formalisme des variables complexes. À partir des fonctions  $\phi$  et  $\psi$ , on peut définir le potentiel complexe des vitesses  $f$  par :

$$f(y, z) = \phi(y, z) + i\psi(y, z) \quad (\text{II.2.5})$$

Les conditions de CAUCHY-RIEMANN II.2.3 et II.2.4 nous permettent de montrer que la fonction  $f$  est analytique, c'est-à-dire fonction de la variable complexe  $s = y + iz$ . On peut montrer que toute fonction analytique est représentative d'un écoulement bidimensionnel. La fonction  $f(y, z)$  permet de décrire complètement le champ de vitesse grâce aux équations II.2.3 et II.2.4. On introduit alors la vitesse complexe  $w$  qui dérive de  $f$  par la relation :

$$w(y, z) = v - iw = \frac{\partial f}{\partial s} \quad (\text{II.2.6})$$

---

1. Ce modèle étant destiné à décrire un écoulement bidimensionnel dans un plan vertical  $y$ - $z$ , nous utiliserons dans la description du modèle les variables  $y$  et  $z$ . Cela signifie que la notation complexe  $z = x + iy$ , fréquemment utilisée pour décrire les écoulements potentiels, sera remplacée par l'expression  $s = y + iz$ .

La détermination directe de la fonction  $f(y, z)$  pour des conditions aux limites quelconques est très délicate. Il est donc souvent utile de faire appel à la notion de transformation conforme.

### II.2.2.1.2 Transformations conformes

Considérons une fonction complexe  $g$  permettant de passer de façon univoque d'un plan  $y-z$  à un plan image  $\xi-\eta$  par l'intermédiaire de la relation :

$$\zeta = g(s) \text{ avec } \begin{cases} s = y + iz \\ \zeta = \xi + i\eta \end{cases} \quad (\text{II.2.7})$$

Chaque point du plan  $y-z$  a une image unique dans le plan  $\xi-\eta$ , et chaque courbe est transformée en une courbe image. La transformation géométrique définie par la fonction  $g$  est appelée *transformation conforme*. Une propriété essentielle des transformations conformes est de garantir la conservation des angles. Le réseau orthogonal formé dans le plan  $y-z$  par les lignes équipotentiels et les lignes de courant sera donc transformé, dans le plan  $\xi-\eta$ , en un autre réseau de lignes orthogonales. On peut montrer que ce nouveau réseau est constitué des lignes de courant et des équipotentiels associées à l'écoulement dans le nouveau plan. Si l'écoulement dans le plan  $y-z$  est décrit par le potentiel complexe  $f(s)$  et l'écoulement dans le plan  $\xi-\eta$  par  $F(\zeta)$ , la fonction  $F$  est liée à  $f$  par la simple relation :

$$F(\zeta) = f(s) = f(g^{-1}(\zeta)) \quad (\text{II.2.8})$$

Cela signifie que s'il est possible de trouver une transformation  $g$  passant de l'espace réel à un nouvel espace dans lequel on sait calculer l'écoulement potentiel, c'est-à-dire la fonction  $F$ , on pourra alors, grâce à l'équation II.2.8, déterminer la fonction  $f$  qui définit l'écoulement dans l'espace réel. Dans certain cas, on sera même amené à utiliser plusieurs transformations successives. Lorsque l'écoulement est limité par des frontières solides de forme quelconque, on tâchera de se ramener à un espace virtuel dans lequel l'image de ces frontières est de forme simple (cercle, demi-plan, ...).

Si l'espace virtuel obtenu par la transformation conforme correspond à l'espace repéré par les coordonnées  $\phi$  et  $\psi$ , la nouvelle coordonnée complexe  $\zeta = \phi + i\psi$  est dans ce cas égale à la fonction  $f(y, z)$  (cf. équation II.2.5) :

$$\zeta = f(y, z) = f(s) \quad (\text{II.2.9})$$

D'autre part, on sait par la transformation conforme que  $\zeta = g(s)$ , ce qui signifie que les fonctions  $f$  et  $g$  sont identiques. Connaissant la fonction  $g$  qui définit la transformation conforme, on a donc directement accès au potentiel complexe  $f$  de l'espace réel et, par l'équation II.2.6, au champ de vitesse correspondant.

On peut d'ailleurs remarquer que dans l'espace  $\phi-\psi$ , le potentiel complexe  $F$  et la vitesse complexe  $w$  s'expriment de façon simple à partir de l'équation II.2.8 :

$$F(\zeta) = f(f^{-1}(\zeta)) = \zeta \quad (\text{II.2.10})$$

$$\text{et donc } w(\zeta) = \frac{\partial F}{\partial \zeta} = 1 \quad (\text{II.2.11})$$

Compte tenu de II.2.6, l'équation II.2.11 définit un écoulement uniforme de vitesse 1 dans la direction du potentiel  $\phi$  :

$$U_\phi = 1 \text{ et } U_\psi = 0 \quad (\text{II.2.12})$$

Il est donc très intéressant d'utiliser l'espace  $\phi-\psi$  comme espace virtuel car l'écoulement y est uniforme. La connaissance de la fonction de transformation  $g$  suffit alors à déterminer la vitesse dans l'espace réel.

### II.2.2.2 Écoulement autour d'un polygone ; Transformation conforme de SCHWARZ-CHRISTOFFEL

#### II.2.2.2.1 Théorème de SCHWARZ-CHRISTOFFEL

Pour modéliser l'écoulement potentiel dans un domaine dont la frontière est polygonale, on peut être amené à utiliser la transformation conforme de SCHWARZ-CHRISTOFFEL. Celle-ci permet de projeter un domaine situé autour ou à l'intérieur d'une frontière polygonale, vers un demi-plan dans l'espace transformé. L'image de la frontière polygonale par cette transformation est l'axe des abscisses du plan image.

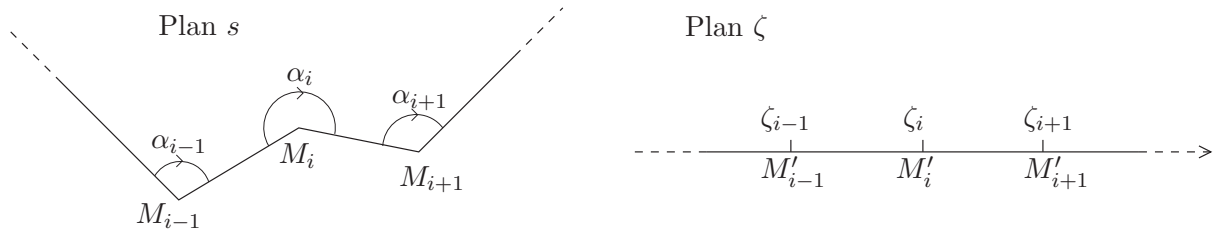


Figure II.2.4 – Transformation conforme de SCHWARZ-CHRISTOFFEL.

Considérons le polygone présenté sur la figure II.2.4 constitué de  $N$  sommets  $M_i$  d'affixe  $s_i$  et d'angle  $\alpha_i$ . Les images  $M'_i$  des points  $M_i$  ont pour affixe respective  $\zeta_i$ . La transformation de SCHWARZ-CHRISTOFFEL, permettant de passer de l'espace  $y$ - $z$  à l'espace  $\xi$ - $\eta$ , est alors définie par l'équation différentielle :

$$\frac{ds}{d\zeta} = K \prod_{i=1}^N (\zeta - \zeta_i)^{\frac{-\alpha_i}{\pi}} \quad (\text{II.2.13})$$

où  $K$  est une constante qui dépend de la dimension et de l'orientation du polygone considéré. La difficulté consiste en général à intégrer cette équation pour obtenir une relation explicite entre  $s$  et  $\zeta$ .

Avant de nous intéresser à la résolution de cette équation, dans le cas particulier d'une cavité symétrique, puis dans le cas général d'une géométrie quelconque, il est important de noter que la topologie de l'écoulement obtenu avec cette méthode n'est absolument pas représentative des phénomènes réels. En effet, cette approche ne permet pas de simuler les zones de séparation et les recirculations qui caractérisent l'écoulement dans une rue. C'est pour cette raison que dans un deuxième temps (§II.2.2.3), nous introduirons des tourbillons ponctuels afin de décrire ces phénomènes. Cependant, avant d'en arriver là, nous allons poursuivre la résolution de l'équation différentielle de SCHWARZ-CHRISTOFFEL, en gardant à l'esprit le manque de réalisme des écoulements présentés en exemples.

#### II.2.2.2.2 Solution analytique dans le cas d'une cavité symétrique

Considérons le cas d'une cavité symétrique de hauteur  $H$  et de largeur  $W$ , illustrée par la figure II.2.5. L'équation différentielle de SCHWARZ-CHRISTOFFEL, définissant la transformation conforme entre le plan  $s$  et le plan  $\zeta$  où la frontière est rectiligne, s'écrit :

$$\frac{ds}{d\zeta} = K \frac{\sqrt{\zeta^2 - a^2}}{\sqrt{\zeta^2 - 1}} \quad (\text{II.2.14})$$

où  $-a$  et  $a$  représentent les affixes des points  $A'$  et  $D'$ , images de  $A$  et  $D$  ;  $-1$  et  $1$  représentent les affixes de  $B'$  et  $C'$ , images de  $B$  et  $C$ . Comme la nature de la transformation est inchangée par translation ou par homothétie du repère du plan  $\zeta$ , nous avons pu imposer, pour simplifier le

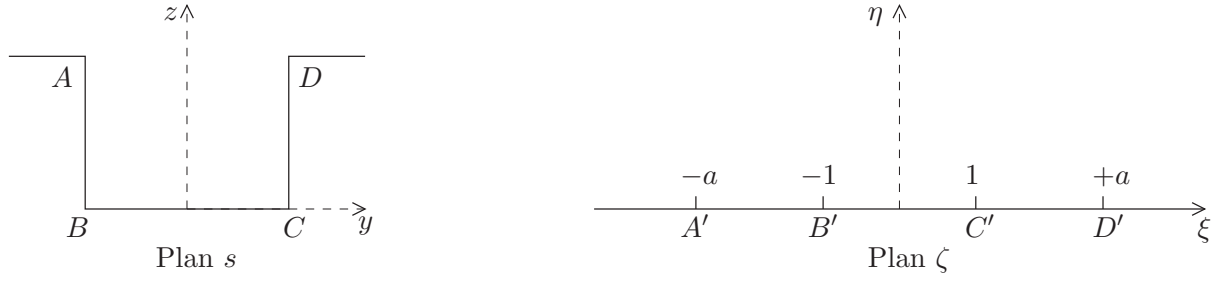


Figure II.2.5 – Transformation conforme d'une cavité symétrique.

problème, les valeurs 1 et  $-1$  pour les affixes de  $B'$  et  $C'$ . Le seul paramètre restant à déterminer est  $a$ . En intégrant l'équation II.2.14, on obtient une relation entre  $s$  et  $\zeta$  :

$$s = KaE(\varphi, 1/a) \quad (\text{II.2.15})$$

où  $E$  est l'intégrale elliptique de deuxième espèce. Les variables  $\varphi$ ,  $K$  et  $a$  sont définies par :

$$\begin{cases} \varphi = \arcsin(\sqrt{\zeta}) \\ K = \frac{W}{2aE(\pi/2, 1/a)} \\ a \text{ solution de } 1 + i\frac{2H}{W} = \frac{E(\arcsin(\sqrt{a}), 1/a)}{E(\pi/2, 1/a)} \end{cases} \quad (\text{II.2.16})$$

La résolution de l'écoulement dans le plan  $s$  se réduit donc à la résolution dans le plan  $\zeta$ . Compte tenu de la transformation conforme utilisée, un écoulement sans singularité dans le plan  $s$  (où les lignes de courant suivent les frontières du domaine) correspondra donc à un écoulement uniforme dans le plan  $\zeta$ , défini par le potentiel complexe  $F(\zeta) = U_\zeta \cdot \zeta$ . La vitesse  $U_\zeta$  de cet écoulement uniforme est déterminée en imposant la vitesse d'un point de l'écoulement dans le plan  $s$ . Si l'on connaît, par exemple, la vitesse  $U_s^\infty$  d'un point situé à une distance infinie de la cavité, cette vitesse sera reliée à  $U_\zeta$  par la relation :

$$U_s^\infty = \frac{\partial f}{\partial s} \Big|_{s=\infty} = \frac{\partial F}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=\infty} \frac{\partial \zeta}{\partial s} \Big|_{\zeta=\infty} = \frac{U_\zeta}{K} \quad (\text{II.2.17})$$

Le potentiel complexe de l'écoulement dans le plan  $\zeta$  est donc fourni par :

$$F(\zeta) = KU_s^\infty \zeta \quad (\text{II.2.18})$$

En combinant les équations II.2.15 et II.2.18, on obtient une solution analytique pour le potentiel complexe de l'écoulement dans le plan  $s$ . Cette solution est illustrée sur la figure II.2.6 par les lignes de courant et les lignes équipotentielles dans le plan réel.

L'intérêt d'une solution analytique est d'éviter une résolution numérique de l'équation du mouvement. Cependant, un certain nombre de problèmes, rencontrés dans la mise en œuvre pratique de cette solution, nous ont conduits malgré tout à utiliser des méthodes numériques. On peut tout d'abord remarquer que la détermination de l'écoulement par l'équation II.2.18 nécessite de connaître  $\zeta$  en fonction de la position  $s$  dans le plan réel. Or l'équation II.2.15 fournit  $s$  en fonction de  $\zeta$ . Il est donc nécessaire d'inverser cette équation, ce qui n'admet pas de solution analytique simple, compte tenu de la complexité de l'intégrale elliptique  $E$ . Ceci nous conduit à utiliser une résolution numérique de l'équation II.2.15. Il faut ensuite noter que le calcul de l'intégrale elliptique de deuxième espèce pour des arguments complexes est délicat. La méthode utilisée ici (ABRAMOWITZ et STEGUN, 1965) est détaillée en annexe D afin de bien mettre en évidence la complexité du calcul, qui fait là encore appel à des approximations numériques.



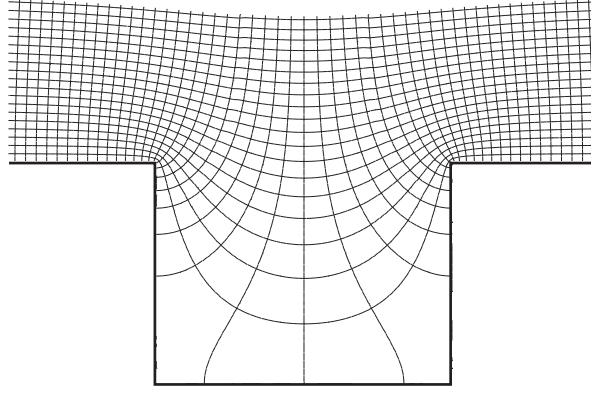


Figure II.2.6 – Lignes de courant et lignes équipotentiels de l'écoulement dans une cavité.

L'extension de la résolution analytique de l'équation II.2.13 à des géométries plus complexes (cavité dissymétrique, etc ...) pose également plusieurs problèmes pratiques. D'une part, il faut noter que des solutions analytiques de l'équation de SCHWARZ-CHRISTOFFEL n'existent que pour des géométries simples. Nous avons recherché la solution analytique, pour le cas de la cavité dissymétrique, avec un logiciel d'intégration symbolique. La solution, faisant intervenir des intégrales elliptiques de première, deuxième et troisième espèces, occupait, après plusieurs simplifications, deux pages entières d'équations ! Une telle solution, lorsque nous avons la chance qu'elle existe, est aussi longue à calculer qu'une solution numérique. D'autre part, les fonctions intervenant dans ce genre de solution sont parfois très difficiles à exprimer pour des arguments complexes. C'est le cas en particulier de l'intégrale elliptique de troisième espèce pour laquelle il n'existe pas, à l'heure actuelle, de formulation complexe.

En raison de ces différentes restrictions, il s'avère que la résolution numérique de l'équation II.2.13 n'est pas plus coûteuse en temps de calcul et pas moins précise qu'une résolution analytique. De plus, elle permet de traiter des configurations géométriques beaucoup plus générales. C'est pourquoi nous avons choisi cette méthode dans le cadre de notre modèle.

### II.2.2.2.3 Solution numérique dans le cas général

Compte tenu de l'utilisation fréquente des transformations conformes dans différents domaines scientifiques (électromagnétisme, transport de chaleur, mécanique des fluides, ...), la résolution numérique de l'équation différentielle de SCHWARZ-CHRISTOFFEL a fait l'objet d'une attention particulière. Nous allons ici résumer les principaux problèmes posés par cette résolution et les solutions adoptées. Pour plus de détails, on pourra se reporter à l'article synthétique de TREFETHEN (1980), dont la méthodologie est reprise par DRISCOLL et VAVASIS (1996).

L'objectif de la méthode est de pouvoir calculer l'affixe  $\zeta$  de l'espace image en connaissant l'affixe  $s$  de l'espace réel. Pour cela, on reformule l'équation II.2.13 sous la forme :

$$s = s_0 + K \int_{\zeta_0}^{\zeta} \prod_{i=1}^N (\zeta' - \zeta_i)^{\frac{-\alpha_i}{\pi}} d\zeta' \quad (\text{II.2.19})$$

La résolution du problème s'effectue en trois principales étapes :

- Avant d'utiliser l'équation précédente, il convient de déterminer les affixes  $\zeta_i$  des points images des sommets du polygone. Ce problème, appelé *problème des paramètres*, est compliqué car chaque paramètre  $\zeta_i$  dépend de la transformation qui elle-même dépend de tous les autres paramètres.
- Ensuite, il faut calculer numériquement l'intégrale complexe intervenant dans cette équation.
- Enfin, il faut inverser numériquement cette équation pour obtenir  $\zeta$  en fonction de  $s$ .

Nous allons détailler ces trois étapes successivement.

### Problème des paramètres

Dans la plupart des problèmes faisant intervenir la transformation de SCHWARZ-CHRISTOFFEL, on connaît la position des sommets du polygone frontière dans l'espace réel. Pour connaître l'affixe des sommets images, on est donc amené à résoudre le système suivant, d'inconnues  $(\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_N)$ , dans lequel le couple  $(s_0, \zeta_0)$  est imposé :

$$\begin{cases} s_1 = s_0 + K \int_{\zeta_0}^{\zeta_1} \prod_{i=1}^N (\zeta - \zeta_i)^{-\frac{\alpha_i}{\pi}} d\zeta \\ s_2 = s_0 + K \int_{\zeta_0}^{\zeta_2} \prod_{i=1}^N (\zeta - \zeta_i)^{-\frac{\alpha_i}{\pi}} d\zeta \\ \dots \\ s_N = s_0 + K \int_{\zeta_0}^{\zeta_N} \prod_{i=1}^N (\zeta - \zeta_i)^{-\frac{\alpha_i}{\pi}} d\zeta \end{cases} \quad (\text{II.2.20})$$

Ce système est difficile à résoudre numériquement car il s'agit d'un système non-linéaire, faisant intervenir des fonctions intégrales de la variable complexe. De plus, certaines intégrales sont indéfinies car elles ont pour borne un des pôles intervenant au dénominateur de l'intégrande. Pour simplifier le système, on peut utiliser le fait que les pôles images  $M'_i$  sont situés sur l'axe réel du plan image et donc que tous les paramètres  $\zeta_i$  sont réels. Si l'on fixe que le couple imposé  $(s_0, \zeta_0)$  correspond à un des sommets du polygone (par exemple  $(s_1, \zeta_1)$ ), on peut réécrire le système II.2.20 en ne faisant intervenir que  $N - 1$  équations réelles :

$$\begin{cases} d(M_1, M_2) = |s_2 - s_1| = |K| \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \prod_{i=1}^N (\zeta - \zeta_i)^{-\frac{\alpha_i}{\pi}} d\zeta \\ d(M_2, M_3) = |s_3 - s_2| = |K| \int_{\zeta_2}^{\zeta_3} \prod_{i=1}^N (\zeta - \zeta_i)^{-\frac{\alpha_i}{\pi}} d\zeta \\ \dots \\ d(M_{N-1}, M_N) = |s_N - s_{N-1}| = |K| \int_{\zeta_{N-1}}^{\zeta_N} \prod_{i=1}^N (\zeta - \zeta_i)^{-\frac{\alpha_i}{\pi}} d\zeta \end{cases} \quad (\text{II.2.21})$$

où  $d(M_j, M_{j+1})$  représente la longueur du segment  $M_j M_{j+1}$ . Le calcul des intégrales indéfinies s'effectue par une méthode de quadrature de GAUSS-JACOBI. Cette méthode consiste à réécrire l'intégrale sous la forme  $\int_{-1}^{+1} f(x)(1-x)^\alpha(1+x)^\beta dx$  afin d'isoler le terme indéfini de la fonction. L'intégrale est alors calculée à l'aide d'une somme  $\sum_{i=1}^{N_{GJ}} w_i f(x_i)$ , qui devient la valeur exacte de cette intégrale lorsque  $f$  est un polynôme. Les poids  $w_i$  et les pôles  $x_i$  peuvent être déterminés indépendamment de  $f$ . La quadrature de GAUSS-JACOBI est une méthode rapide et précise qui est particulièrement bien adaptée au calcul numérique des intégrales de SCHWARZ-CHRISTOFFEL.

Le système II.2.21 est résolu en utilisant l'algorithme de BROYDEN (1965), qui est dérivé de la méthode de NEWTON et ne nécessite pas de connaître la matrice jacobienne du système. En raison de la nature du système, la résolution peut toutefois poser quelques problèmes. En effet, la transformation de SCHWARZ-CHRISTOFFEL peut dans certains cas déformer l'espace à tel point que deux sommets voisins de la frontière polygonale, situés dans une partie concave, peuvent être transformés en deux points très proches dans le plan virtuel. Considérons par exemple une cavité de sommets  $ABCD$  tels que  $AB = CD = 3BC$ ; les points images  $A'B'C'D'$  par la transformation seront tels que  $A'B' = C'D' = 4 \cdot 10^3 B'C'$ . Cette différence d'ordre de grandeur pose un problème évident d'homogénéité des équations du système II.2.21. Le problème peut être en partie évité en remplaçant les inconnues du système par leur logarithme. Lorsque cet effet est trop marqué, des méthodes plus spécifiques doivent être utilisées. Pour plus de détails, on se reportera aux articles de DRISCOLL (1996 ; 1996).

### Intégration numérique en coordonnées complexes

Le calcul de l'intégrale complexe intervenant dans l'équation II.2.19 est effectué en utilisant la méthode de GAUSS-JACOBI décrite précédemment. L'intégration complexe est ramenée à une



intégration réelle en faisant le changement de variable :

$$\zeta' = \zeta_0 + t(\zeta - \zeta_0) \quad (\text{II.2.22})$$

avec  $t$  qui varie entre 0 et 1, ce qui correspond à un chemin d'intégration rectiligne entre  $\zeta_0$  et  $\zeta$ . On utilisera généralement comme borne initiale d'intégration  $\zeta_0$  le pôle le plus proche de  $\zeta$ .

### Inversion de l'équation

Pour déterminer  $\zeta$  à partir de  $s$ , il reste à inverser l'équation II.2.19. Pour cela, on utilise la méthode de résolution d'équation de NEWTON. Cette méthode converge rapidement, à condition cependant d'imposer une valeur initiale de l'inconnue assez proche de la solution. Pour cela, on résout directement l'équation différentielle II.2.13 par la méthode de BULIRSCH-STOER (1980), en utilisant une précision grossière, puis on introduit la solution obtenue comme valeur initiale de la méthode de NEWTON.

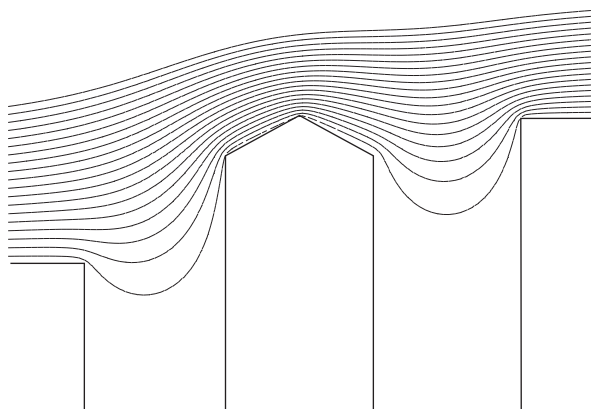


Figure II.2.7 – Écoulement potentiel autour de bâtiments complexes.

Afin d'illustrer la méthode que nous venons d'exposer, nous avons représenté sur la figure II.2.7 l'écoulement potentiel autour d'une frontière polygonale. L'ensemble du calcul (résolution du problème des paramètres et calcul de la transformation conforme et de la vitesse en chaque point d'un maillage  $100 \times 100$ ) a nécessité 70 sec. sur une machine DEC ALPHA 250. On peut remarquer sur cette figure l'absence de zones de recirculation entre les bâtiments, ce qui est dû à l'hypothèse d'écoulement irrotationnel mais qui n'est pas, on en convient, très réaliste. C'est pourquoi nous allons maintenant nous intéresser à la modélisation des zones de recirculation.

#### II.2.2.3 Modélisation des zones de recirculation

Les méthodes présentées ci-dessus permettent de décrire l'écoulement potentiel (sans vorticité) autour d'obstacles. Malheureusement, comme nous l'avons rappelé en introduction, l'écoulement perpendiculaire à une rue est constitué essentiellement d'une zone de recirculation, où la vorticité est non nulle. De nombreux auteurs ont tenté par le passé d'appliquer le formalisme simple des écoulements potentiels à des situations où une partie de l'écoulement est rotationnel. En particulier, plusieurs travaux (modèles de RIABOUCHINSKI, 1923, de EFROS, 1946, et de LAVRENTIEV, 1980) ont porté sur la modélisation de la zone de sillage d'un obstacle ; leur principal objectif était de lever le paradoxe de D'ALEMBERT et de déterminer la traînée induite par l'obstacle. Le cas de l'écoulement tourbillonnaire dans une cavité entraînée a été étudié par GOLDCHTIK

(1962). Son modèle est basé sur l'hypothèse d'un écoulement potentiel à l'extérieur de la cavité et d'un écoulement à vorticité constante à l'intérieur. La position de la ligne de courant de séparation et la valeur de la vorticité sont déterminées en résolvant une équation intégrale de façon à garantir la continuité de la vitesse dans l'écoulement. Cette solution est intéressante mais présente cependant deux limitations qui nous ont orientés vers une méthode plus simple : d'une part, la résolution numérique de l'équation intégrale est trop lourde à mettre en œuvre dans le cadre d'un modèle pratique ; d'autre part, l'utilisation d'une zone à vorticité constante suppose que l'on sache résoudre l'équation d'advection-diffusion de la concentration dans ce type d'écoulement.

C'est pourquoi, afin de conserver tout l'intérêt du formalisme des écoulements potentiels et pouvoir résoudre analytiquement l'équation d'advection-diffusion (cf. §II.2.3), nous avons choisi de modéliser la zone tourbillonnaire à l'intérieur de la cavité par un écoulement irrotationnel. Il est clair que cette hypothèse est exagérée et nous reviendrons par la suite sur les conséquences qu'elle entraîne. Si l'on analyse les caractéristiques essentielles pour décrire une zone de recirculation, on peut retenir principalement deux conditions : d'une part il est nécessaire que les lignes de courant soient fermées sur elles-mêmes ; d'autre part il faut respecter la vitesse de rotation du tourbillon. Pour satisfaire la première condition, nous allons introduire, dans l'écoulement potentiel décrit précédemment, un fil tourbillonnaire fixe (ou plusieurs dans le cas de plusieurs recirculations). Comme les écoulements potentiels ne permettent pas de représenter le cisaillement qui apparaît au niveau de la couche de mélange entre l'intérieur et l'extérieur de la zone de recirculation, nous serons alors amenés à imposer une discontinuité de vitesse pour modéliser ce cisaillement. La vitesse imposée à l'intérieur de la recirculation permettra de garantir la deuxième condition sur la vitesse de rotation du tourbillon.

### II.2.2.3.1 Tourbillon ponctuel

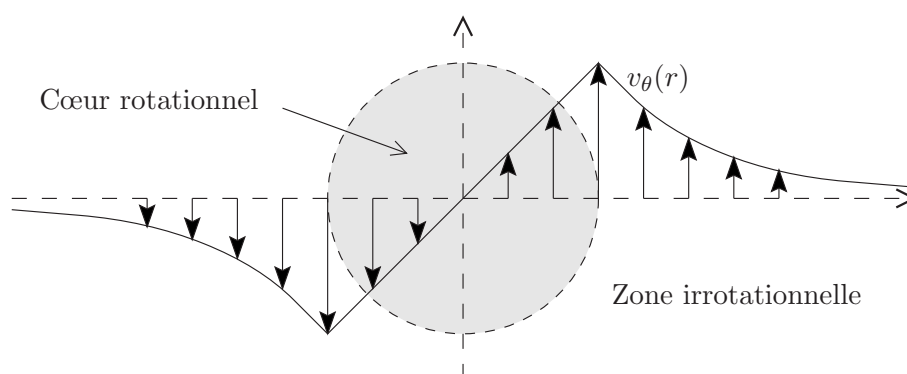


Figure II.2.8 – *Tourbillon bidimensionnel.*

Un tourbillon bidimensionnel est généralement constitué d'une zone centrale, appelée cœur du tourbillon, où la vorticité est importante et d'une zone périphérique dans laquelle la vorticité décroît avec la distance. Le modèle le plus simple de ce type de tourbillon est le vortex de RANKINE, constitué d'un cœur cylindrique de rayon  $r_t$ , à l'intérieur duquel la vorticité est constante, et du reste de l'écoulement qui est irrotationnel. La vitesse  $v_\theta(r)$  d'une particule de fluide située à une distance  $r$  du centre du tourbillon est alors donnée par les relations suivantes, illustrées

par la figure II.2.8 :

$$\begin{cases} v_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r_t^2} r \text{ si } r < r_t \\ v_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \text{ si } r > r_t \end{cases} \quad (\text{loi de BIOT-SAVART}) \quad (\text{II.2.23})$$

où  $\Gamma$  est la circulation du vortex. La loi de BIOT-SAVART est solution des équations II.2.1 et II.2.2 définissant un écoulement irrotationnel. Dans un écoulement plan, cette loi définit un fil tourbillonnaire, que nous appellerons *tourbillon ponctuel*, décrit par le potentiel complexe :

$$f(s) = -i \frac{\Gamma}{2\pi} \ln s \quad (\text{II.2.24})$$

La relation précédente est souvent utilisée seule – c'est-à-dire sans l'expression qui décrit le cœur du tourbillon – dans le formalisme des écoulements potentiels. On admet alors implicitement qu'elle n'est pas valable lorsque  $r \ll r_t$ . Si l'on représente la recirculation d'une cavité par un tourbillon ponctuel, la zone de validité du champ de vitesse correspondant sera alors limitée à la périphérie de la cavité. Or nous avons vu que le champ de concentration généré par une source située au fond de la rue est formé d'un panache qui s'enroule à la périphérie de la rue. L'erreur commise sur le champ de vitesse au centre de la cavité aura donc peu d'influence sur la dispersion.

### II.2.2.3.2 Superposition de la recirculation à l'écoulement potentiel

La linéarité des équations de LAPLACE II.2.1 et II.2.2 est à l'origine du principe de superposition des solutions : *toute combinaison linéaire d'écoulements potentiels est un écoulement potentiel*. C'est ainsi que l'écoulement dans une cavité sera obtenu en superposant l'écoulement autour d'une frontière polygonale, tel que nous l'avons déterminé dans les paragraphes précédents, et un tourbillon ponctuel.

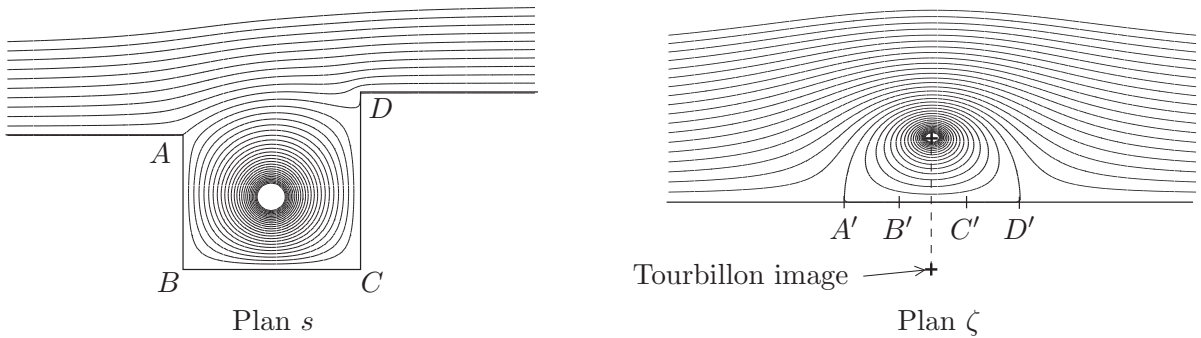


Figure II.2.9 – Prise en compte des recirculations dans l'approche potentielle.

Un tourbillon ponctuel, en présence de frontières solides, n'induit pas le même champ de vitesse que dans un plan infini (équation II.2.24). C'est pourquoi nous allons à nouveau faire appel à la transformation conforme de SCHWARZ-CHRISTOFFEL, afin de nous ramener dans le plan  $\zeta$  où l'image de la frontière polygonale est une droite. Dans ce plan, le champ de vitesse dû à un tourbillon ponctuel peut être calculé en utilisant la méthode des images hydrodynamiques. Cette méthode consiste à superposer au tourbillon ponctuel un tourbillon image, symétrique du précédent par rapport à la frontière, et de circulation opposée  $-\Gamma$  (cf. figure II.2.9). La superposition des champs de vitesse des deux tourbillons contra-rotatifs garantit la condition limite d'imperméabilité de la frontière. Ce champ peut alors être superposé au champ uniforme de façon

à voir apparaître une zone dans laquelle l'écoulement recircule (figure II.2.9). L'antécédent de cet écoulement par la transformation de SCHWARZ-CHRISTOFFEL correspond alors à l'écoulement dans la cavité, composé d'un écoulement uniforme à l'infini et d'une recirculation.

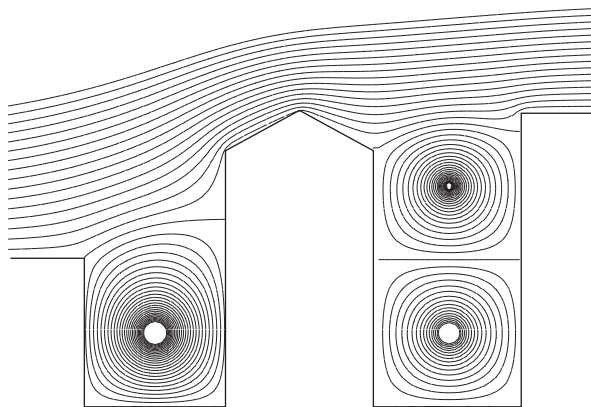


Figure II.2.10 – Écoulement potentiel autour de bâtiments complexes, avec recirculations.

La méthode que nous venons de décrire pour le cas d'un tourbillon peut être généralisée au cas de plusieurs tourbillons. Cela permet de représenter les différentes recirculations qui interviennent par exemple dans le cas d'une rue étroite (tourbillons superposés contra-rotatifs) ou dans le cas plus général de l'écoulement autour d'un obstacle (recirculations à l'amont et à l'aval du bâtiment). Pour cela, les tourbillons sont placés dans le plan  $\zeta$  au point image de leur position dans le plan réel et on applique la méthode des images hydrodynamiques. Un exemple d'écoulement obtenu avec plusieurs tourbillons est représenté sur la figure II.2.10.

### II.2.2.3.3 Positionnement de la recirculation à l'intérieur de la rue

Les paramètres qui définissent chaque tourbillon ponctuel sont la position de son centre et sa circulation  $\Gamma$ . Pour déterminer leur valeur, nous allons nous appuyer sur des observations de résultats numériques ou expérimentaux.  $\Gamma$  n'est pas une grandeur facile à identifier expérimentalement. C'est pourquoi nous allons remplacer ce paramètre par une donnée équivalente, qui est la position du point de décollement de la recirculation correspondante. Comme ce point est situé sur le polygone frontière, il suffit d'une seule variable pour repérer sa position. On peut alors montrer que si l'on impose cette position, la valeur de la circulation découle directement de la condition de vitesse nulle au point de décollement.

La position du point de décollement de la recirculation à l'intérieur d'une rue est généralement située au niveau de l'arête supérieure du bâtiment amont. Dans le cas de plusieurs tourbillons superposés, nous avons vu que la transition entre les deux régimes a lieu pour  $H/W$  voisin de 2. On peut en déduire que l'interface entre les deux recirculations (et donc le point de décollement de cette interface) est située à une hauteur voisine de  $H - 2W$ . En réalité, nous montrerons plus loin que cette transition dépend de la rugosité aérodynamique des parois de la rue. La position de l'interface pourra alors être paramétrée en fonction de cette rugosité.

Le centre de la recirculation sera placé au centre du polygone défini par les parois de la rue et par les interfaces de la recirculation. Les résultats numériques et expérimentaux mettent en évidence un léger décalage par rapport à cette position mais cet effet sera négligé dans le cadre de notre modèle.

#### II.2.2.3.4 Vitesse du tourbillon

Le profil de vitesse représenté sur la figure II.2.2 met en évidence un cisaillement important entre l'intérieur et l'extérieur de la cavité. Malheureusement le modèle potentiel que nous avons décrit jusqu'à présent ne permet pas d'appréhender ce type de phénomène qui par définition est fortement rotationnel. Intéressons-nous alors un instant à la description d'une couche de mélange à l'aide d'un modèle potentiel.

Considérons l'écoulement illustré sur la figure II.2.11, composé de deux courants de vitesses différentes, séparés par une paroi solide lorsque  $y < 0$ , et en contact lorsque  $y \geq 0$ . Le cisaillement induit une vorticité infinie le long de l'interface. La présence de vorticité n'est pas incompatible avec l'approche potentielle (on constate que l'on a une vorticité infinie au niveau des parois ou au centre d'un tourbillon). Par contre, l'absence de viscosité dans l'écoulement implique que cette vorticité ne peut pas diffuser transversalement et reste confinée à l'intérieur d'une couche infiniment mince. Cette approche constitue donc une représentation très simplifiée du cisaillement par une discontinuité de vitesse. Elle est d'ailleurs utilisée comme condition initiale dans les modélisations des couches de mélange par la Méthode des Vortex Discrets (ASHURST, 1979). Il est bien évident que l'on ne pourra se contenter de ce modèle qu'à condition de reproduire indirectement les effets de la diffusion de vorticité. C'est pour cette raison que nous avons développé au chapitre précédent un modèle permettant de représenter la diffusion turbulente à l'intérieur de la couche de mélange.

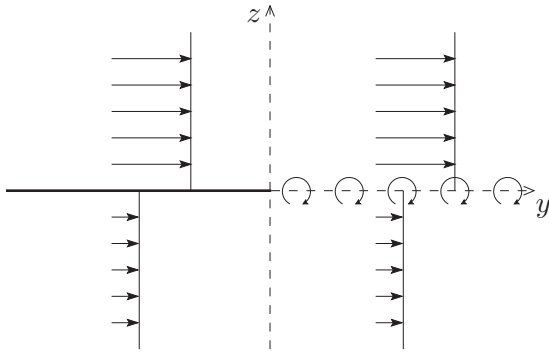


Figure II.2.11 – Couche de mélange dans un écoulement potentiel.

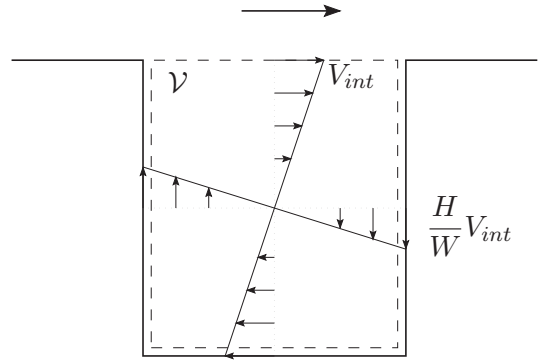


Figure II.2.12 – Modèle simplifié d'écoulement à l'intérieur de la rue.

Pour modéliser le cisaillement à l'interface d'une recirculation, il est donc possible d'appliquer une discontinuité de vitesse entre l'intérieur et l'extérieur de la rue. La vitesse caractéristique  $V_{ext}$  de l'écoulement extérieur est un des paramètres du problème. Par contre, il est nécessaire de déterminer la vitesse caractéristique  $V_{int}$  de l'écoulement dans la recirculation. Pour cela, nous allons construire un modèle simplifié basé sur la conservation de l'énergie cinétique du fluide à l'intérieur de la rue.

Considérons une rue représentée schématiquement sur la figure II.2.12, dans laquelle l'écoulement tourbillonnaire est caractérisé par la vitesse  $V_{int}$ . La formulation macroscopique de la conserva-

tion de l'énergie cinétique dans un volume  $\mathcal{V}$  est fournie par l'équation :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left( \iiint_{\mathcal{V}} \rho \frac{\bar{v}^2}{2} dV \right)}_{\text{I}} = \underbrace{- \iint_S (\bar{P} + \rho \frac{\bar{v}^2}{2}) \bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{n} dS}_{\text{II}} + \underbrace{\iint_S (\mathbf{T} \cdot \mathbf{n}) \cdot \bar{\mathbf{u}} dS}_{\text{III}} + \underbrace{\iiint_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{f} \cdot \bar{\mathbf{u}} dV}_{\text{IV}} - \underbrace{\iiint_{\mathcal{V}} \mathbf{T}_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dV}_{\text{V}} \quad (\text{II.2.25})$$

où les différentes variables ont été définies au chapitre I.4. La variation de l'énergie cinétique (terme I) est égale à une somme de termes productifs et dissipatifs. Le terme II correspond au travail des forces de pression au niveau de la frontière du domaine et aux flux convectifs d'énergie cinétique à travers cette frontière. Comme la frontière de la rue est statique et que l'écoulement ne traverse pas cette frontière, le terme II est nul. Le terme III correspond à l'apport d'énergie cinétique par le cisaillement turbulent le long des frontières. Dans le cas d'une rue, ce terme exprime l'apport d'énergie par l'entraînement au niveau de l'interface. En considérant que la tension de REYNOLDS et la vitesse sont constantes le long de l'interface de largeur  $W$ , avec pour valeurs respectives  $\tau_0 = \rho u_*^2$  et  $V_{int}$ , le terme III peut être approché par :

$$\text{Terme III} = \tau_0 V_{int} W \quad (\text{II.2.26})$$

Le terme IV exprime la puissance des forces volumiques extérieures (force de gravité, flottabilité thermique) que nous négligerons dans le cadre de ce travail. Enfin, le dernier terme correspond à la dissipation d'énergie cinétique moyenne – qui se transforme en énergie cinétique turbulente et finalement, par cascade d'énergie, en chaleur – sous l'effet de la viscosité. À l'intérieur d'une rue, cette dissipation est due à deux mécanismes :

- **Le frottement sur les parois** : Les couches limites qui se développent sur les parois de la rue contribuent à dissiper l'énergie cinétique sous forme de chaleur. Ce terme peut être modélisé schématiquement par la relation :

$$\begin{aligned} \text{Terme V (couche limite)} &= 2C_D \left( \frac{H}{W} V_{int} \right)^3 H + C_D V_{int}^3 W \\ &= C_D V_{int}^3 W \left[ 1 + 2 \left( \frac{H}{W} \right)^4 \right] \end{aligned} \quad (\text{II.2.27})$$

Sur les parois verticales, la conservation de la masse induit une vitesse de  $HV_{int}/W$ , ce qui explique la présence du rapport  $H/W$ . Le coefficient de frottement  $C_D$  sur une plaque plane rugueuse peut être estimé à l'aide de la relation suivante (MILLS et HANG, 1983) :

$$C_D = \frac{1}{[2635 + 0618 \ln(\mathcal{L}/\epsilon)]^{257}} \quad (\text{II.2.28})$$

où  $\mathcal{L}$  représente la longueur de développement de la couche limite et  $\epsilon$  la taille des éléments de rugosité ( $\epsilon \simeq 30 z_0$ ).

- **La dissipation associée à la géométrie de la rue** : Si la section de la cavité était circulaire, le tourbillon pourrait avoir un mouvement de rotation solide de telle sorte que son comportement soit analogue à celui d'un véritable cylindre solide, entraîné par un "moteur" (l'écoulement extérieur) et freiné par du "frottement" sur les parois de la cavité (couches limites). Imaginons maintenant un cylindre solide, de section rectangulaire, placé à l'intérieur d'une cavité de même forme. Pour faire tourner le cylindre dans la cavité, il

faudra alors non seulement vaincre le frottement sur les parois, mais également (et surtout !) apporter l'énergie nécessaire à la déformation du cylindre. Cette énergie de déformation est largement supérieure à l'énergie liée au frottement sur les parois. Le problème d'un tourbillon de fluide dans une cavité rectangulaire est tout à fait analogue. En effet, la forme de la cavité interdit tout mouvement de rotation solide et entraîne des distorsions du fluide lors du passage dans les coins. Dans un fluide visqueux, cette distorsion génère une dissipation d'énergie sous forme de chaleur, que l'on peut estimer grâce à la relation :

$$\text{Terme V (déformation)} = 2K_{int}V_{int}^2 \frac{W}{H} \left[ 1 + \left( \frac{H}{W} \right)^4 \right] \quad (\text{II.2.29})$$

où  $K_{int}$  représente la diffusivité turbulente moyenne à l'intérieur de la rue. L'expression précédente a été obtenue à partir du terme V de l'équation II.2.25, en considérant que  $\mathbb{T}_{ij} \sim K_{int}2V_{int}/H$ ,  $\partial \bar{u}_i / \partial x_j \sim 2V_{int}/H$  et  $\mathcal{V} \sim HW$ . La présence de ce terme de dissipation par déformation est essentielle car elle permet de comprendre pourquoi la vitesse à l'intérieur de la cavité reste faible par rapport à l'écoulement extérieur, même lorsque le frottement sur les parois est négligeable.

En supposant que l'énergie cinétique totale de la rue reste stationnaire, l'équation de conservation II.2.25 fournit une équation du second degré sur la vitesse  $V_{int}$  :

$$C_D W \left[ 1 + 2 \left( \frac{H}{W} \right)^4 \right] V_{int}^2 + 2K_{int} \frac{W}{H} \left[ 1 + \left( \frac{H}{W} \right)^4 \right] V_{int} - \tau_0 W = 0 \quad (\text{II.2.30})$$

La résolution de cette équation permet d'exprimer la vitesse à l'intérieur de la rue en fonction du rapport d'aspect  $H/W$ , de la contrainte de cisaillement de l'écoulement extérieur, de la diffusivité turbulente  $K_{int}$  et de la rugosité des parois. Au paragraphe II.2.4, nous comparerons ce modèle aux observations numériques et expérimentales dans le cas d'une cavité carrée.

Dans le cas de deux recirculations superposées, on peut appliquer la conservation de l'énergie cinétique sur chacune d'elles. Les deux vitesses caractéristiques sont alors solutions d'un système de deux équations, couplées par la contrainte de cisaillement à l'interface entre les deux recirculations. Il est possible de modéliser cette contrainte à l'aide du modèle de couche de mélange décrit au chapitre II.1. Ces équations dépendent cependant d'un paramètre supplémentaire qui est la hauteur de l'interface entre les deux tourbillons. Nous avons rappelé en introduction que cette hauteur n'est pas un paramètre constant et qu'elle dépend du nombre de REYNOLDS. Nous montrerons qualitativement et nous vérifierons numériquement que cette hauteur dépend également de la rugosité des parois de la rue. En effet, l'apparition d'un deuxième tourbillon est liée au décollement de la couche limite qui se développe sur la paroi verticale de la rue. Pour que ce décollement se produise, il faut que l'énergie cinétique dissipée par la couche limite ( $\sim C_D(hV_{int}/W)^2$ , où  $h$  est la hauteur de la recirculation) soit suffisante pour annuler l'énergie cinétique dans la partie inférieure de cette recirculation ( $\sim V_{int}^2/2$ ). Le critère définissant la position de l'interface serait alors de garantir un rapport constant entre ces deux termes :

$$C_D \left( \frac{h}{W} \right)^2 = \text{Cste} \quad (\text{II.2.31})$$

Ce critère indique que plus les parois sont rugueuses, plus la hauteur  $h$  est faible. Dans ce cas, la dimension de la recirculation supérieure diminue et la position de l'interface avec la recirculation inférieure se déplace plus haut à l'intérieur de la rue. Nous vérifierons au paragraphe II.2.4 que la relation II.2.31 constitue une modélisation relativement réaliste de l'évolution de  $h/W$  en



fonction de la rugosité des parois.

Dans le cas plus général d'une rue de géométrie quelconque, ce type de modèle simple devient difficilement applicable pour déterminer la vitesse caractéristique de l'écoulement à l'intérieur de la rue. Une approche plus empirique, basée sur la paramétrisation de cette vitesse pour des géométries caractéristiques, pourra alors être envisagée.

#### II.2.2.4 Bilan

C'est sur ce point que s'achève la description du modèle d'écoulement potentiel qui sera utilisé pour résoudre la dispersion dans une rue-canyon. Ce modèle fournit un champ de vitesse simplifié en utilisant comme principaux paramètres :

- **La géométrie de la rue** : hauteurs des bâtiments, largeur de la rue et, de manière plus générale, les sommets d'un polygone définissant les contours de l'obstacle.
- **Les caractéristiques moyennes et turbulentes du vent extérieur** : vitesse de l'écoulement au-dessus des toits, intensité de turbulence.
- **La topologie de l'écoulement** : nombre de recirculations, positions des centres et des points de décollement.

Nous allons maintenant nous intéresser à la résolution de l'équation d'advection-diffusion des polluants à l'intérieur de la rue.

### II.2.3 Modèle de dispersion

#### II.2.3.1 Équation d'advection-diffusion

##### II.2.3.1.1 Hypothèses simplificatrices

La concentration d'un scalaire passif transporté dans un écoulement turbulent est décrite par l'équation d'advection-diffusion I.3.1. Afin de résoudre rapidement cette équation, il est nécessaire d'effectuer un certain nombre d'hypothèses simplificatrices. Tout d'abord, nous nous limiterons à une description statistique du problème. En utilisant un opérateur de moyenne de REYNOLDS, on obtient l'équation :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{c} = -\nabla \cdot \overline{\mathbf{u}'c'} + D\Delta \bar{c} + \bar{S} \quad (\text{II.2.32})$$

Nous avons montré, au paragraphe II.1.4, que le temps caractéristique de rétention d'un polluant à l'intérieur d'une rue est de l'ordre de quelques minutes. Ce temps est suffisamment long par rapport au temps de passage d'un véhicule dans la rue pour pouvoir supposer qu'une file de véhicules individuels puisse être modélisée par une source d'émission linéique continue. De plus, ce temps de rétention est suffisamment court par rapport à l'échelle de temps des variations du trafic automobile au cours de la journée pour pouvoir admettre que l'état stationnaire du champ de concentration est systématiquement atteint. Le terme d'advection fait intervenir le champ de vitesse moyenne de l'écoulement. Pour modéliser cette vitesse, nous utiliserons le modèle potentiel décrit dans le paragraphe précédent. La diffusivité moléculaire est suffisamment faible pour pouvoir être négligée devant la diffusivité associée aux phénomènes turbulents. Enfin, le terme de corrélation vitesse-concentration est modélisé par une méthode de fermeture au premier ordre. En utilisant une hypothèse de BOUSSINESQ, le flux turbulent est décrit par la relation I.3.4, faisant intervenir un tenseur de diffusivité turbulente  $\mathbb{K}$ . Nous supposons dans



ce modèle que la diffusivité turbulente est isotrope et uniforme, et qu'elle est représentée par le paramètre constant  $\kappa$ .

La géométrie de la rue est supposée bidimensionnelle et nous avons montré que la source d'émission pouvait être considérée comme linéique. Les différentes conditions limites sont donc invariantes par translation le long de l'axe de la rue, si bien que le problème est parfaitement bidimensionnel. Moyennant ces différentes hypothèses, l'équation II.2.32 se simplifie sous la forme :

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \kappa \left( \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} \right) + \bar{S} \quad (\text{II.2.33})$$

### II.2.3.1.2 Transformation conforme de l'équation d'advection-diffusion

Malgré les simplifications effectuées, l'équation II.2.33 demeure très difficile à résoudre dans le cas d'un écoulement quelconque autour d'une géométrie complexe. C'est alors qu'apparaît l'intérêt d'utiliser un modèle potentiel pour décrire l'écoulement moyen. La méthode que nous présentons a été introduite par BOUSSINESQ (1905) et utilisée par HUNT et MULHEARN (1973) pour modéliser la dispersion au voisinage d'un cylindre circulaire.

Considérons une transformation conforme permettant de passer de l'espace réel  $y$ - $z$  à l'espace des potentiels  $\phi$ - $\psi$ . En appliquant cette transformation à l'équation d'advection-diffusion II.2.33, et en simplifiant l'expression obtenue à l'aide des relations de CAUCHY-RIEMANN, on obtient l'équation suivante :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial \phi} = \kappa \Delta_{\phi-\psi} \bar{c} + \overline{S_{\phi-\psi}} \quad (\text{II.2.34})$$

où  $\overline{S_{\phi-\psi}}$  est l'image du terme source par la transformation conforme ( $\overline{S_{\phi-\psi}} d\phi d\psi = \bar{S} dy dz$ ). Cette équation n'est autre que l'équation d'advection-diffusion dans l'espace  $\phi$ - $\psi$ , où la vitesse est orientée dans la direction  $\phi$  et a pour norme  $U_\phi = 1$ . L'invariance de l'équation d'advection-diffusion par transformation conforme constitue le point essentiel de cette méthode. La résolution de cette équation dans l'espace réel est équivalente à la résolution dans n'importe quel espace obtenu par transformation conforme. Or dans l'espace des potentiels, l'écoulement est par définition uniforme, si bien que la résolution de l'équation II.2.34 devient relativement simple. En particulier, dans le cas d'une source ponctuelle, correspondant par exemple à une file de véhicules, l'équation admet une solution analytique.

### II.2.3.1.3 Solution analytique de l'équation d'advection-diffusion dans l'espace $\phi$ - $\psi$

L'équation II.2.34 correspond à la dispersion dans un écoulement uniforme de vitesse 1. La solution exacte de cette équation pour une source linéique (ponctuelle dans le plan) de débit  $Q$  ( $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ) située au point de coordonnées  $(\phi_s, \psi_s)$  est :

$$\bar{c}(\phi, \psi) = \frac{Q}{2\pi\kappa} \exp\left(\frac{\phi - \phi_s}{2\kappa}\right) K_0\left(\frac{\sqrt{(\phi - \phi_s)^2 + (\psi - \psi_s)^2}}{2\kappa}\right) \quad (\text{II.2.35})$$

Cette expression fait intervenir la fonction de BESSEL modifiée  $K_0$ . En supposant que l'on peut négliger la diffusion longitudinale devant la diffusion transversale et l'advection, la relation précédente admet une forme approchée :

$$\bar{c}(\phi, \psi) \simeq \frac{Q}{2\sqrt{\pi\kappa}(\phi - \phi_s)} \exp\left(-\frac{(\psi - \psi_s)^2}{4\kappa(\phi - \phi_s)}\right) \text{ lorsque } \begin{cases} \frac{\sqrt{(\phi - \phi_s)^2 + (\psi - \psi_s)^2}}{2\kappa} \gg 1 \\ \text{et} \\ (\phi - \phi_s)^2 \gg (\psi - \psi_s)^2 \end{cases} \quad (\text{II.2.36})$$

L'expression II.2.35 est obtenue par intégration de la solution gaussienne I.3.5. Elle correspond à un écoulement uniforme libre, dans lequel il n'y a aucune frontière solide. Or pour modéliser la dispersion dans une rue, il est nécessaire de représenter les parois de la rue et leur image dans le plan  $\phi$ - $\psi$  par la transformation conforme. L'étape suivante de la résolution du problème réside donc dans la prise en compte des conditions aux limites.

### II.2.3.2 Conditions aux limites

La première condition limite à garantir concerne l'imperméabilité des parois du domaine considéré. En effet, le flux de polluants normal à la paroi de la rue doit nécessairement être nul. Pour satisfaire cette condition, il est possible d'utiliser la méthode des images, qui consiste à placer, pour chaque source d'émission présente dans l'écoulement, une source image, symétrique par rapport à la frontière solide et de même intensité. Nous avons appliqué cette méthode dans le plan  $\phi$ - $\psi$  dans lequel nous avons montré que la frontière solide correspond à une ligne droite (l'axe des abscisses). L'image d'une source de coordonnées  $(\phi_s, \psi_s)$  est alors une source de coordonnées  $(\phi_s, -\psi_s)$ .

La deuxième condition limite concerne la modélisation de l'interface entre une recirculation et l'écoulement extérieur, ou entre deux zones de recirculation. Pour modéliser cette interface avec un écoulement potentiel, nous avons utilisé une discontinuité de vitesse (cf. §II.2.2.3). Malheureusement, cette discontinuité de l'écoulement n'est pas compatible avec la solution simple de l'équation II.2.35. Une alternative consiste alors à décomposer le problème de la dispersion dans tout le domaine en plusieurs sous-problèmes couplés (cf. figure II.2.13) ; chaque sous-problème correspond alors à un sous-domaine (l'écoulement extérieur ou une des zones de recirculation) dans lequel le champ de vitesse est continu et où la solution II.2.35 est applicable.

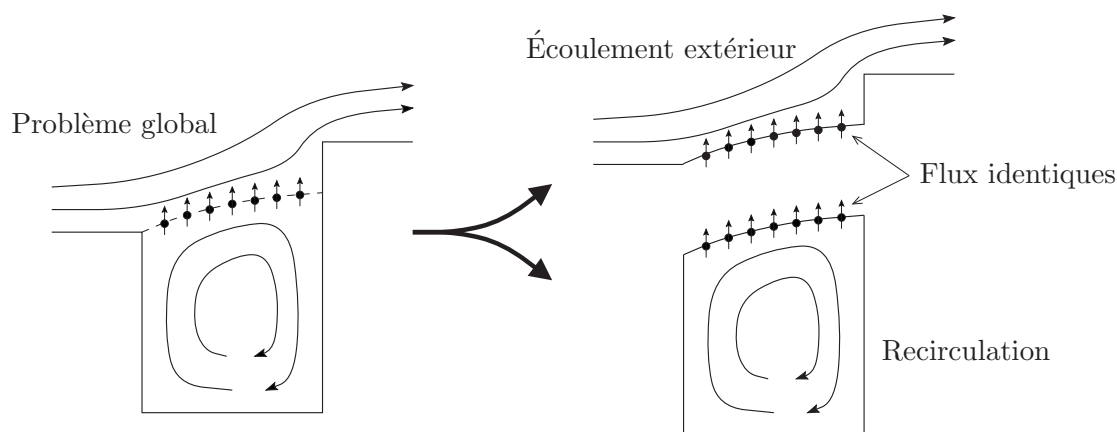


Figure II.2.13 – Décomposition du problème de la dispersion sur deux sous-domaines couplés.

Le couplage entre les différents problèmes s'effectue par l'intermédiaire des flux turbulents de polluants échangés entre les domaines : le flux sortant d'un domaine est égal au flux entrant dans le domaine voisin. À l'état stationnaire, un simple bilan des sources d'émission situées à l'intérieur de la rue permet de déterminer la valeur de ce flux. L'influence de ce flux sur le champ de concentration est modélisée par une série de sources ou de puits discrets, dont on détermine le panache de concentration induite grâce à la relation II.2.35. La répartition du flux le long de l'interface n'est pas connue a priori. Pour évaluer la valeur du flux élémentaire émis par chaque singularité, on suppose que l'interface correspond à une couche de mélange et on utilise alors le modèle proposé au chapitre précédent, qui fournit une répartition du flux en  $1/\sqrt{y}$ , si  $y$  est la coordonnée le long de l'interface (cf. équation II.1.19). La concentration en un point du domaine

correspond alors à la somme de la concentration générée par ces sources ou ces puits, et de la concentration générée par les sources d'émission.

La solution ainsi obtenue pour chaque domaine n'est cependant valable qu'à une constante additive près, différente dans chaque sous-domaine. En effet, nous n'avons pour l'instant imposé que des conditions de NEUMANN portant sur les flux aux frontières du domaine et aucune condition de DIRICHLET. Pour déterminer ces constantes, il est nécessaire de faire intervenir des considérations physiques portant sur la nature des flux aux interfaces. Nous avons vu que la valeur de ces flux pouvait être déterminée en effectuant un bilan des sources d'émission sur chaque sous-domaine. En utilisant le modèle de couche de mélange décrit au chapitre II.1, il est possible de relier le flux turbulent à l'écart de concentration moyenne à travers l'interface, à l'aide de la relation II.1.35. Si l'écoulement est décomposé en  $N$  sous-domaines, il existe  $N - 1$  interfaces et donc  $N - 1$  relations portant sur les concentrations moyennes dans chaque domaine. La  $N^{\text{ème}}$  relation peut être obtenue en imposant une valeur de concentration de fond dans l'écoulement extérieur.

Finalement, la concentration en un point du  $i^{\text{ème}}$  sous-domaine est la somme de trois termes :

$$\bar{c}_i(y, z) = \underbrace{\sum_{j=1}^{N_s} \bar{c}_{i,j}^s(y, z)}_{\text{Sources}} + \underbrace{\sum_{j=1}^{N_f} \bar{c}_{i,j}^f(y, z)}_{\text{Flux à l'interface}} + \underbrace{C_{moy,i}}_{\text{Conc. moy.}} \quad (\text{II.2.37})$$

où  $\bar{c}_{i,j}^s(y, z)$  et  $\bar{c}_{i,j}^f(y, z)$  sont les concentrations induites par la  $j^{\text{ème}}$  source ponctuelle (respectivement d'émission et de flux à l'interface) de la  $i^{\text{ème}}$  recirculation, et calculées à partir de l'équation II.2.35. L'application de la solution II.2.35 dans un écoulement tourbillonnaire pose cependant un dernier problème particulier. En effet, dans ce type d'écoulement, la fonction potentielle  $\phi$  n'est pas définie de façon unique car l'écoulement est doublement connecté, ce qui implique que  $\phi$  est défini à une constante  $\Gamma$  près (circulation du tourbillon correspondant). Physiquement, cela signifie que le panache de polluants, ayant fait une fois le tour de la cavité, revient sur la source en se superposant à lui-même. Pour résoudre correctement l'équation d'advection-diffusion, il est donc nécessaire de rajouter une condition traduisant la périodicité de l'écoulement par rapport à  $\phi$ . L'image principale d'une recirculation par la transformation conforme est une bande du plan  $\phi$ - $\psi$ , de largeur  $\Gamma$  (cf. figure II.2.14). En reproduisant cette bande de façon périodique dans la direction  $\phi$ , on garantit nécessairement la condition de périodicité. La solution complète pour la concentration est alors une sommation en série infinie des termes de l'équation II.2.37.

### II.2.3.3 Bilan et limitations du modèle

Le modèle ainsi construit, associé au modèle d'écoulement décrit précédemment, permet de calculer la concentration dans une section de rue en fonction des paramètres suivants :

- **L'émission de polluants** : position des sources et débit massique.
- **La diffusivité turbulente** dans les différentes zones de l'écoulement. La détermination théorique de la diffusivité turbulente de l'écoulement dans la rue reste à développer. Cependant, il est vraisemblable qu'une formulation empirique de ce paramètre, en fonction par exemple de la stabilité thermique de l'atmosphère ou de la turbulence induite par la circulation automobile, soit la solution la plus simple à mettre en œuvre.

Ce modèle de rue-canyon a été baptisé *CAR-MEN*, et sera dénommé ainsi dans la suite de l'exposé. À titre d'illustration, nous avons représenté sur la figure II.2.15 le champ de concentration

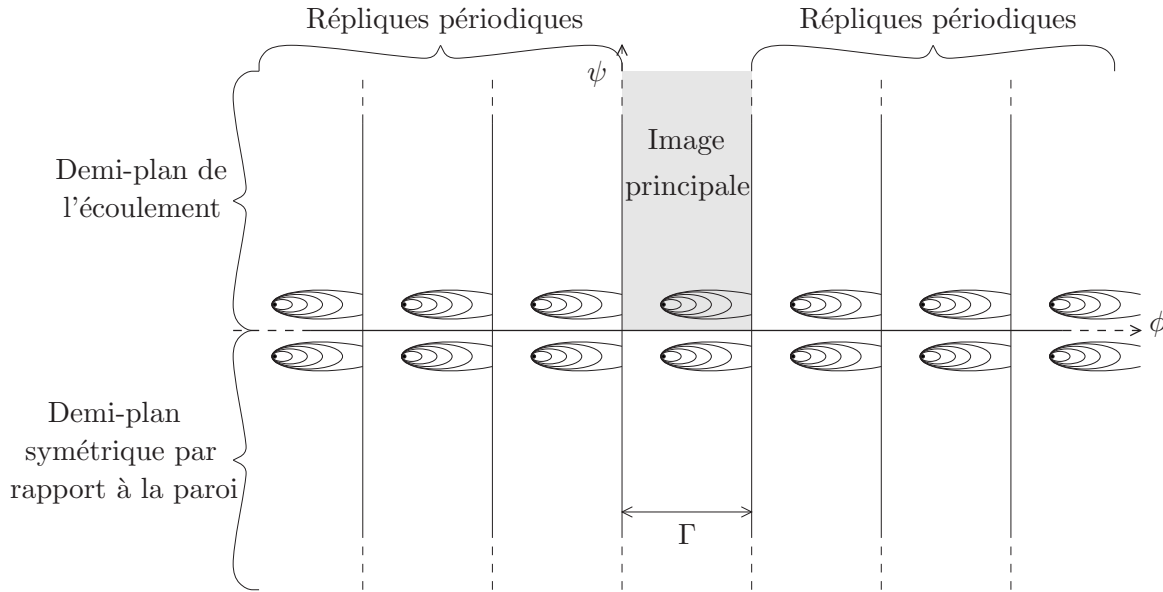


Figure II.2.14 – Image par la transformation conforme d’une recirculation dans le plan  $\phi$ - $\psi$ . L’image principale de la recirculation est symbolisée en grisé. Le panache correspondant à une source et à ses différentes symétries est également représenté.

calculé avec le modèle pour une rue dissymétrique :

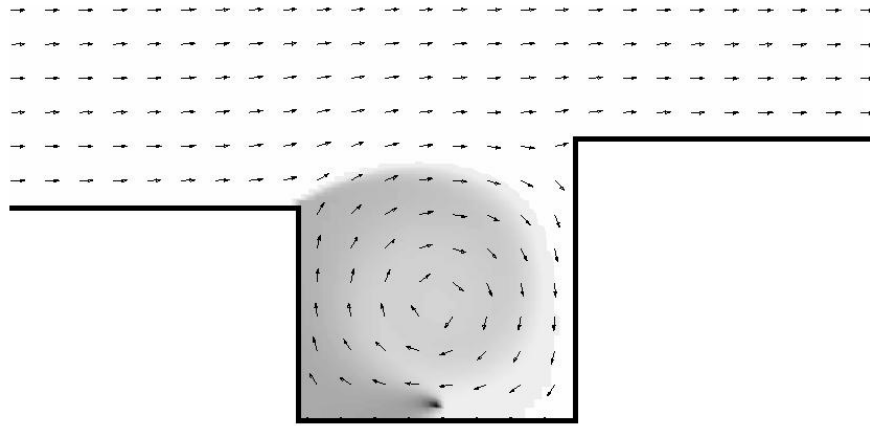


Figure II.2.15 – Exemple d’application du modèle de dispersion : champ de concentration dans une rue dissymétrique.

Avant d’appliquer le modèle *CAR-MEN* sur des configurations expérimentales, il est cependant nécessaire d’évoquer les limitations de ce modèle. Il faut tout d’abord noter que l’utilisation d’un modèle potentiel pour décrire l’écoulement présente quelques inconvénients. Le champ de vitesse correspondant à cette approche a pour particularité de tendre vers l’infini au niveau des singularités de l’écoulement : angle saillant formé par les parois, centre des tourbillons. Nous avons déjà mentionné que ce comportement est compatible avec une description réaliste du champ de concentration, dans la mesure où les zones concernées par ce phénomène correspondent à des zones de concentration quasi-homogène. Cependant, le modèle d’écoulement reste difficile à utiliser pour décrire le champ de vitesse à l’intérieur d’une rue. Par ailleurs, on peut également noter que l’allure des recirculations formée par des tourbillons irrotationnels est généralement plus ronde que celle des recirculations réelles qui est plus allongée (LARCHEVÊQUE, 1998).

En ce qui concerne le modèle de dispersion, l'utilisation de plusieurs zones dans l'écoulement, avec des discontinuités de vitesse, provoque parfois de petites discontinuités des champs de concentration, qui restent cependant tout à fait acceptables.

Afin de valider le modèle *CAR-MEN* dans plusieurs configurations de type rue-canyon, nous présentons, dans la deuxième partie de ce chapitre, les résultats de simulations numériques et expérimentales qui ont été réalisées au cours de ce travail.

## II.2.4 Étude numérique et expérimentale

### II.2.4.1 Description

#### II.2.4.1.1 Caractéristiques générales

Les expériences et les simulations présentées dans la suite de ce chapitre ont pour objectif de modéliser l'écoulement et la dispersion à l'intérieur d'une rue-canyon *idéalisée*. La géométrie de cette rue est supposée parfaitement bidimensionnelle.<sup>2</sup> Afin d'étudier uniquement les mécanismes associés à la rue sans être perturbés par les conditions géométriques à l'amont de cette rue, nous supposons que les bâtiments qui bordent la cavité sont semi-infinis (cf. figure II.2.16). Pour conserver un lien avec la réalité physique, la dimension caractéristique de la rue considérée est fixée à 20 m. En fait, compte tenu de la similitude d'échelle, la valeur exacte de cette dimension n'est pas importante et les résultats seront parfaitement généralisables à d'autres tailles de rues. Le fait de fixer une valeur va avant tout nous servir, lors des expériences en soufflerie, à déterminer le rapport d'échelle entre la réalité et la maquette.

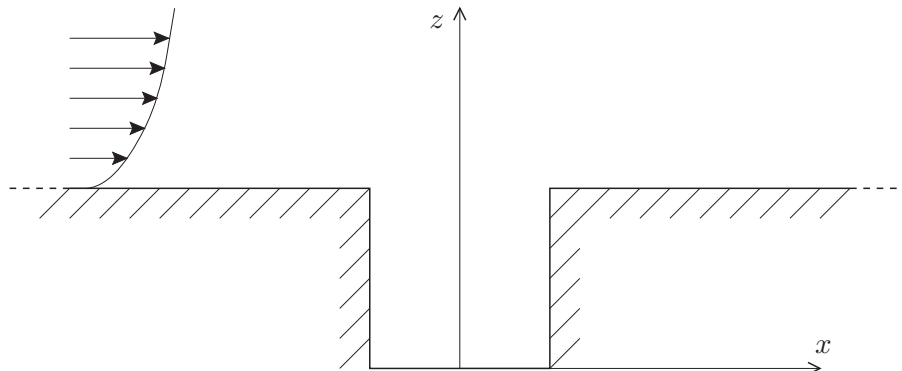


Figure II.2.16 – Définition de la géométrie étudiée.

L'écoulement extérieur est supposé perpendiculaire à l'axe de la rue. Cet écoulement est représentatif d'une couche limite atmosphérique peu rugueuse ( $z_0 = 15$  cm). La vitesse caractéristique au sommet de la couche limite est de 5 m/s ( $u_* = 0.23$  m/s).

À l'intérieur de la rue, l'émission due à la circulation automobile est simulée par une source de polluants linéique, uniforme et continue, placée au centre de la chaussée. Nous ferons en sorte que cette source induise le moins d'effet aérodynamique possible sur l'écoulement.

#### II.2.4.1.2 Configurations étudiées

Au cours de cette étude, nous nous intéresserons à quatre configurations particulières. La première configuration correspond au cas très classique d'une rue symétrique de section carrée (figure II.2.17-a). Cette configuration qui a été souvent étudiée dans la littérature nous servira de cas de référence et de comparaison avec des études antérieures.

Les deux configurations suivantes auront pour objectif de comprendre les mécanismes de dispersion dans une rue dissymétrique. La hauteur du bâtiment le plus élevé sera égale à 2 fois la hauteur de l'autre bâtiment. Le bâtiment le plus haut sera alternativement placé en aval de la rue – rue dite *ascendante* (figure II.2.17-b) – puis en amont – rue dite *descendante* (figure II.2.17-c).

La dernière configuration permettra d'aborder les problèmes de dispersion dans une rue étroite, de rapport d'aspect  $H/W = 3$  (figure II.2.17-d). La présence de deux recirculations

2. Dans la présentation des résultats numériques et expérimentaux,  $x$  représentera la coordonnée longitudinale dans la direction de l'écoulement et  $y$  la coordonnée transversale.

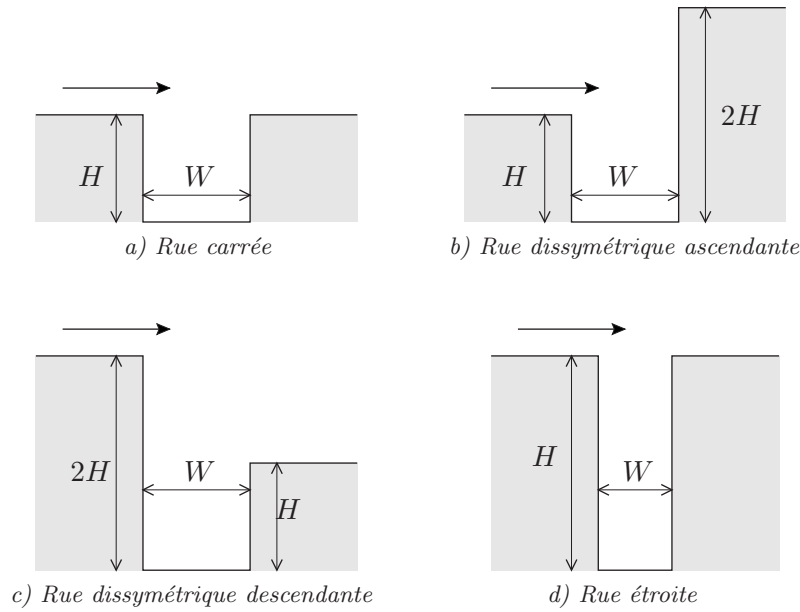


Figure II.2.17 – Différentes configurations étudiées.

superposées devrait modifier la répartition de la concentration et affecter les échanges verticaux à l'intérieur de la rue. Nous devons évaluer dans quelle mesure ces phénomènes apparaissent et quelles sont leurs conséquences en terme de concentration.

#### II.2.4.1.3 Mise en œuvre

Trois approches différentes ont été utilisées pour simuler les configurations précédentes : les expériences en soufflerie, les simulations numériques avec les codes *MERCURE* et *CHENSI*, et le modèle *CAR-MEN* présenté dans ce chapitre.

#### Expériences en soufflerie

Pour reproduire le cas d'une rue en soufflerie, nous avons appliqué un rapport d'échelle de  $1/200^\circ$ , ce qui permet de garantir un rapport entre la taille de la rue et l'épaisseur de la couche limite de  $1/6^\circ$ . À cette échelle, la dimension caractéristique de la maquette est de 10 cm. Afin de simuler une situation bidimensionnelle, la longueur de la rue doit être beaucoup plus importante que la dimension transversale pour pouvoir s'affranchir des effets de bord : dans les trois premiers cas, la longueur de la rue est de 50 cm ; dans le cas de la rue étroite, cette longueur est de 1 m. Dans le cadre de cette étude, nous avons supposé que l'extrémité de la rue était fermée par une plaque rigide ; l'influence des intersections sur l'écoulement et la dispersion dans la rue sera abordée aux chapitres II.4 et III.1. Les parois de la rue sont en aluminium, dont l'épaisseur de rugosité  $\epsilon$  est d'environ  $15 \mu\text{m}$  (BLEVINS, 1984).

La couche limite de l'écoulement extérieur est reproduite à l'aide d'un système de déclenchement de type COUNIHAN et d'une longueur de développement de 7 m sur une surface parsemée d'éléments de rugosité. Les caractéristiques de cette couche sont décrites en annexe C ; en particulier, les profils de vitesse moyenne et de fluctuation turbulente indiquent un comportement en accord avec une solution analytique et avec les données expérimentales fournies par HINZE (1959).

Le principe de la source de gaz traceur utilisée a été exposé au chapitre I.4. Cette source s'étend sur toute la longueur de la rue modélisée.

### Simulations numériques avec les codes MERCURE et CHENSI

Le modèle de turbulence  $k-\varepsilon$ , qui est utilisé dans les codes *MERCURE* et *CHENSI*, est bien adapté à la simulation des écoulements à nombre de REYNOLDS élevé. Or nous avons montré, au chapitre I.4, que l'utilisation d'une maquette à échelle réduite a pour effet de diminuer le nombre de REYNOLDS de plusieurs ordres de grandeur. D'un point de vue numérique, il est donc préférable de simuler les configurations étudiées à l'échelle réelle (bâtiments de 20 m) et non pas à l'échelle de la maquette utilisée en soufflerie. C'est l'approche que nous avons adoptée dans le cadre de ce travail.

Afin de garantir une résolution bidimensionnelle, le maillage utilisé contient uniquement trois plans dans la direction  $y$ . Sur les deux plans extérieurs, on impose une condition de symétrie sur les caractéristiques moyennes de l'écoulement. Les dimensions et les résolutions des maillages sont fournies en annexe B. Une étude de sensibilité à la résolution du maillage a montré que la solution obtenue était peu sensible aux effets de maillage pour des mailles de dimension  $H/40$  au voisinage de la paroi et  $H/20$  au centre de la rue. L'ensemble des parois solides du domaine de calcul, y compris les parois de la rue, ont une rugosité aérodynamique  $z_0 = 15$  cm. À l'extérieur de la rue, on impose comme condition à l'entrée du domaine de calcul un écoulement de couche limite analytique, défini par les grandeurs  $u_*$  et  $z_0$  indiquées précédemment.

### Modèle potentiel CAR-MEN

Le modèle *CAR-MEN* a été utilisé pour calculer le champ de concentration dans les quatre configurations. La mise en œuvre de ce modèle nécessite d'imposer les valeurs caractéristiques de vitesse moyenne et de diffusivité turbulente dans les différentes zones de l'écoulement. Pour cela, nous avons utilisé les valeurs tirées des expériences en soufflerie. Avec cette méthodologie, le calcul n'est donc pas totalement réalisé "en aveugle" et la validation porte uniquement sur le modèle de dispersion. L'approche simplifiée, proposée pour décrire la vitesse caractéristique à l'intérieur d'une rue symétrique, sera également comparée aux données expérimentales et numériques.

#### II.2.4.1.4 Présentation des résultats

Afin de pouvoir comparer les différentes approches, les résultats seront présentés sous forme adimensionnelle. En ce qui concerne l'écoulement, nous avons montré au cours de ce chapitre que le problème est caractérisé par deux échelles de vitesse : la vitesse de frottement  $u_*$  pour l'écoulement extérieur à la rue et la vitesse  $U_{int}$  pour l'écoulement à l'intérieur de la recirculation. Le rapport entre ces deux vitesses dépend entre autre de la rugosité des parois de la rue. C'est pourquoi les profils à l'extérieur de la rue seront adimensionnés par  $U_\infty$  (l'équation I.2.12 fournit une relation directe entre  $u_*$  et  $U_\infty$ ) et les profils à l'intérieur seront adimensionnés par  $U_{int}$ .

En ce qui concerne la concentration, nous avons montré au chapitre précédent qu'elle pouvait être adimensionnée sous la forme :

$$C^* = \frac{CU_H W}{(Q/L)} \quad (\text{II.2.38})$$

où  $Q/L$  représente le débit de la source par unité de longueur,  $U_H$  la vitesse au niveau de l'interface et  $W$  la largeur de la rue. La plupart des auteurs utilisent  $H$  plutôt que  $W$ . Dans le cas d'une rue de section carrée, cela ne change rien. Par contre, dans le cas d'une rue quelconque, nous avons montré que la concentration moyenne à l'intérieur de la rue dépend de la largeur  $W$  et non pas de la hauteur  $H$ . C'est pourquoi nous proposons ce nouvel adimensionnement.



### II.2.4.2 Rue symétrique carrée

#### Écoulement

**Topologie de l'écoulement :** L'écoulement moyen dans la cavité carrée est principalement constitué d'une recirculation qui occupe l'ensemble de cette cavité. Il est important de noter que cette recirculation représente un comportement moyen et qu'en réalité, la cavité est balayée par des structures instantanées de différentes tailles. La figure II.2.19-a représente le champ expérimental de vecteurs vitesse mesurés par LDA (pour plus de lisibilité, seule la direction du vecteur vitesse est représentée). On observe sur cette figure le tourbillon principal, mais également la formation d'une recirculation secondaire dans le coin inférieur amont de la cavité. De tels tourbillons secondaires ont déjà été observés lors d'études numériques ou expérimentales, mais il faut cependant remarquer que dans notre expérience, ce tourbillon est favorisé par la présence de la plaque située au-dessus de la source (figure I.4.2). Afin de comparer la topologie de l'écoulement expérimental et du calcul numérique avec le code *MERCURE*, nous avons représenté les lignes de courant correspondantes sur les figures II.2.19-b et c. Les lignes de courant expérimentales ont été reconstruites en supposant que le champ de vitesse est bidimensionnel et que ces lignes sont fermées. Pour garantir cette condition, nous avons dans un premier temps effectué une interpolation du champ de vitesse sur un maillage régulier. Dans un deuxième temps, nous avons résolu une équation de POISSON pour la pression afin d'ajuster le champ de vitesse à l'équation de continuité. Les lignes de courant ont alors été calculées à partir du champ ajusté. La visualisation de ces lignes de courant expérimentales permet de constater que les recirculations simulées avec les deux approches ont la même allure. Le centre de la recirculation expérimentale est situé à  $x/W = 0,08$  et  $z/H = 0,53$ , tandis que le centre de la recirculation calculée avec le code *MERCURE* est en  $x/W = 0,05$  et  $z/H = 0,51$ .

**Vitesse moyenne :** L'évolution des profils de vitesse  $\bar{u}/U_\infty$  au-dessus de la cavité est représentée sur la figure II.2.20-a. On constate que les profils de vitesse à l'amont de la rue sont similaires pour les trois approches : soufflerie, *MERCURE* et *CHENSI*. Ces profils sont peu modifiés lors du passage au-dessus de la cavité et en aval de celle-ci, ce qui illustre l'influence négligeable de la rue sur l'écoulement extérieur en régime de *skimming flow*.

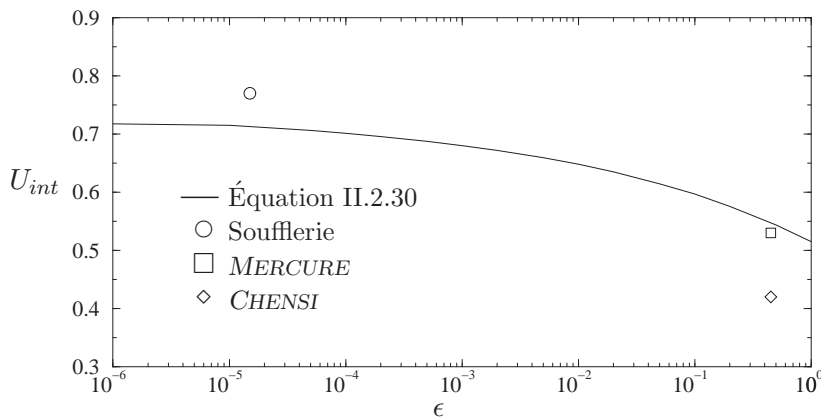


Figure II.2.18 – Vitesse à l'intérieur de la cavité en fonction de la rugosité des parois.

Les profils de vitesse à l'intérieur de la cavité, adimensionnée par une vitesse caractéristique  $U_{int}$ , sont représentés sur la figure II.2.20-b. Afin de comparer ces profils à des résultats de la littérature, nous avons également reporté les valeurs de vitesse mesurée par MILLS (1965) et par GRAND (1975), dans des écoulements en cavité à nombre de REYNOLDS élevé ( $2 \cdot 10^5$ ). On observe que l'allure des profils est comparable entre les différentes méthodes. Sur la face amont,

la vitesse mesurée en soufflerie est plus faible en raison du sillage de la plaque située au niveau de la source. On peut également remarquer qu'il existe quelques différences entre *MERCURE* et *CHENSI* au niveau des parois. Ces écarts proviennent vraisemblablement des lois de paroi qui sont appliquées sur des maillages de nature différente. L'analyse des vitesses caractéristiques  $U_{int}$  met par ailleurs en évidence une différence importante entre la soufflerie et les modèles numériques. En effet, la vitesse de rotation du tourbillon est plus rapide dans l'expérience ( $U_{int} = 0,77$ ) que dans les simulations ( $U_{int} = 0,53$  pour *MERCURE* et  $U_{int} = 0,42$  pour *CHENSI*). Des artefacts techniques peuvent contribuer à créer cet écart (sous-estimation de la diffusion de quantité de mouvement dans les modèles numériques, accélération de l'écoulement extérieur par le blocage aérodynamique du chariot de mesure en soufflerie) mais selon nous, la principale raison de ce phénomène réside dans la différence de rugosité des parois de la cavité : les simulations ont été réalisées avec une rugosité  $z_0 \simeq \epsilon/30 = 1,5$  cm ; les parois d'aluminium utilisées en soufflerie ont une rugosité  $\epsilon \simeq 15$   $\mu$ m. Or nous avons montré, dans notre modèle d'écoulement (équation II.2.30), que la rugosité des parois de la rue affecte directement la vitesse  $U_{int}$ . Les valeurs calculées avec ce modèle pour différentes rugosités dans le cas d'une cavité carrée ont été reportées sur la figure II.2.18 et comparées aux valeurs numériques et expérimentales. Il apparaît que le comportement du modèle explique en partie les écarts observés entre les différentes approches.

**Fluctuation de vitesse :** Les profils de fluctuation de vitesse à l'intérieur de la rue sont présentés sur la figure II.2.21. Cette fluctuation est quantifiée par l'écart-type  $\sigma_u$  de la distribution de vitesse : en soufflerie,  $\sigma_u$  est calculé directement sur la période d'échantillonnage ; dans les modèles numériques de type  $k-\epsilon$ , la fluctuation est déterminée à partir de la relation  $\sqrt{2/3k}$ , en se basant sur l'hypothèse d'isotropie de la turbulence. Cette hypothèse n'est pas vérifiée dans une couche limite ; en revanche, QIN et KOT (1993) ont montré que cette hypothèse est approximativement satisfaite à l'intérieur d'une rue. La figure II.2.21-a illustre l'évolution expérimentale de la fluctuation de vitesse entre l'amont et l'aval de la rue. On constate que  $\sigma_u$  n'augmente pas de façon sensible au-dessus de la rue et reste inchangé par rapport au profil amont. Ce point confirme l'hypothèse selon laquelle la turbulence advectée par l'écoulement extérieur est prépondérante devant celle créée par cisaillement au niveau de l'interface. La fluctuation est maximale au niveau des toits car ceux-ci correspondent à la paroi de la couche limite incidente. À l'intérieur de la rue,  $\sigma_u$  devient plus faible en raison de la diminution de la vitesse moyenne. Nous avons représenté, sur les figures II.2.21-b et c, les profils de  $\sigma_u$  adimensionnés par  $U_{int}$ . On observe que la fluctuation amenée par l'écoulement extérieur est advectée par l'écoulement moyen le long de la paroi aval de la cavité et se dissipe à l'intérieur de la rue. Les profils expérimentaux mettent en évidence un pic de fluctuation au niveau de la source, qui est advecté le long de la paroi amont et que l'on retrouve dans la partie haute de la cavité (à  $z/H \approx 0,6$ ). La formation de turbulence au niveau de la source s'explique par la présence de la plaque au-dessus de celle-ci, qui crée une perturbation et un sillage advecté par la recirculation. La figure II.2.21-c montre que le niveau de  $\sigma_u$  au centre de la rue est plus élevé en soufflerie que dans les modèles. Une explication possible de cet écart est qu'expérimentalement, le centre du tourbillon fluctue autour de sa position moyenne (GROSJEAN *et al.*, 1997). Cette fluctuation génère une fluctuation de vitesse importante au centre de la cavité, que les modèles de turbulence de type  $k-\epsilon$  ne peuvent pas reproduire. Enfin, les courbes correspondant aux deux modèles numériques sont caractérisées par un pic de turbulence sur la première maille près de la paroi. Ce pic, excédentaire ou déficitaire, est vraisemblablement dû aux erreurs des schémas de discrétisation dans l'application des lois de paroi.

## Dispersion

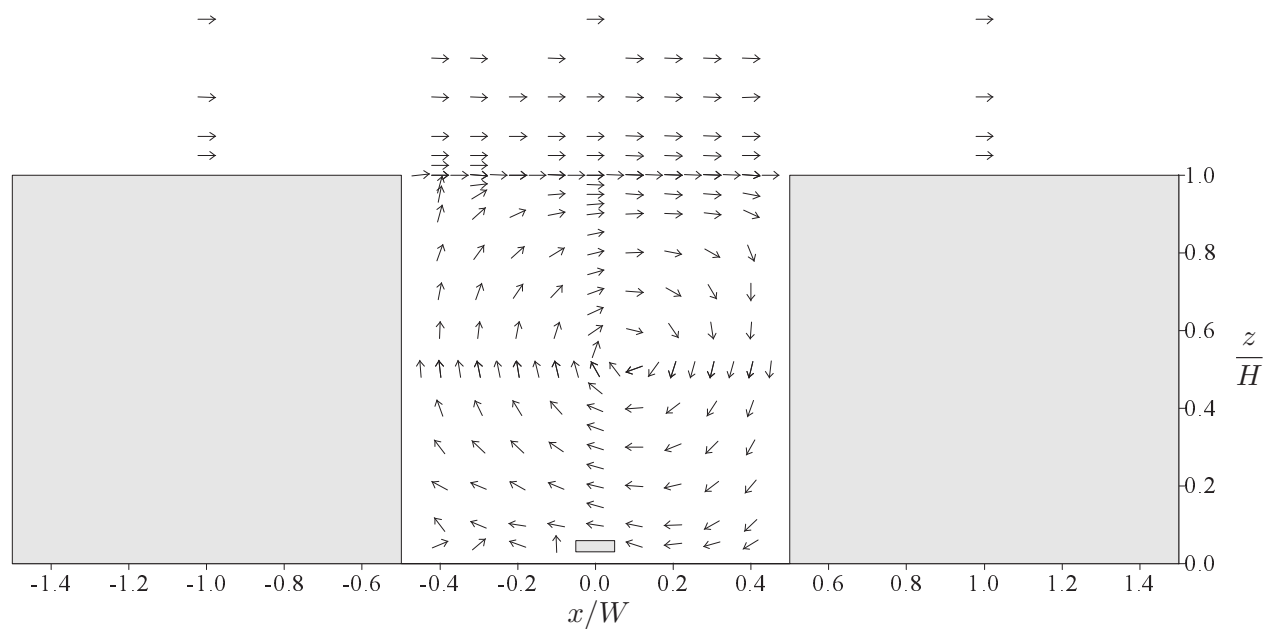
**Champ de concentration :** Une vue d'ensemble du champ de concentration expérimental est représentée sur la figure II.2.22-a. Le traceur émis par la source est transporté par l'écoulement moyen dans le sens de la recirculation. Le panache qui se forme remonte le long de la paroi amont. Au niveau de l'interface avec l'écoulement extérieur, le mélange avec l'air frais génère de forts gradients verticaux de concentration. De l'air frais pénètre dans la cavité et redescend le long de la paroi aval, créant ainsi des niveaux de concentration beaucoup plus faibles que sur la paroi amont.

**Profils de concentration :** Afin de comparer les différentes approches, nous avons représenté, sur les figures II.2.22-b à e, trois profils verticaux à  $x/W = 0$ ,  $x/W = -0,45$  (paroi amont) et  $x/W = 0,45$  (paroi aval), et un profil horizontal à  $z/H = 0,5$ . L'analyse du profil vertical à  $x/W = 0$  met en évidence trois zones : une zone au voisinage de la source où les concentrations sont très élevées, une zone au centre de la cavité où la concentration est à peu près uniforme, et une zone de fort gradient au niveau de l'interface avec l'écoulement extérieur. On peut remarquer la présence d'un pic juste au-dessous de l'interface, qui est dû au passage du panache de concentration après un demi-tour de cavité. On constate que l'on a un bon accord entre les différentes approches sur la concentration au centre de la cavité, qui est approximativement égale à la concentration moyenne ; seul le modèle *CAR-MEN* sous-estime légèrement cette valeur. Par ailleurs, la zone de gradient est légèrement décalée vers le haut dans le modèle *CAR-MEN*. Ceci est dû à un décalage de l'interface de la zone de recirculation de l'écoulement potentiel utilisé dans ce modèle.

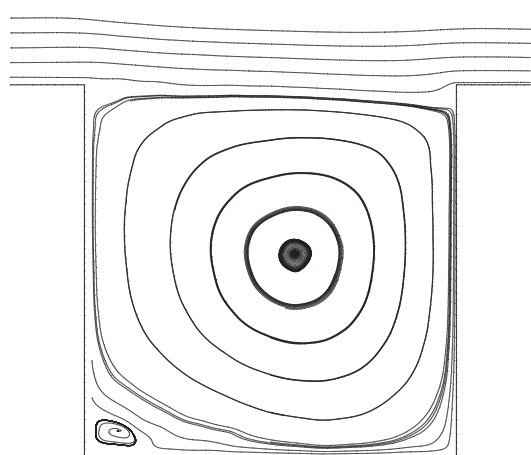
Sur les faces amont et aval de la cavité, on obtient un écart plus important entre les différentes approches. Cet écart porte davantage sur les niveaux de concentration que sur l'allure même des profils. Sur ces deux profils, nous avons également reporté les résultats expérimentaux (soufflerie) de HOYDYSH et DABBERDT (1988), notés H. et D., de RAFAILIDIS (1997), notés R., et les profils calculés à partir du modèle STREET (JOHNSON *et al.*, 1973). On constate qu'il existe des écarts importants entre ces différentes approches et que les résultats que nous avons obtenus s'inscrivent dans cette plage de variation. Les codes *MERCURE* et *CHENSI* génèrent des niveaux plus élevés que la soufflerie et le modèle *CAR-MEN*. Cependant, l'allure des courbes obtenues par modélisation est tout à fait analogue à l'expérience, ce qui montre que les différents modèles reproduisent bien les phénomènes observés.

L'analyse du profil horizontal de concentration illustre mieux les écarts entre les différentes approches. Les fortes concentrations qui apparaissent sur la partie gauche de ces courbes correspondent au panache qui remonte le long du mur amont. Ce panache est plus diffusé dans le cas de la soufflerie et du modèle *CAR-MEN* que pour les modèles numériques. Ceci provient certainement des niveaux de vitesse moyenne et de turbulence à l'intérieur de la rue, qui sont plus faibles dans les simulations numériques que dans l'expérience.

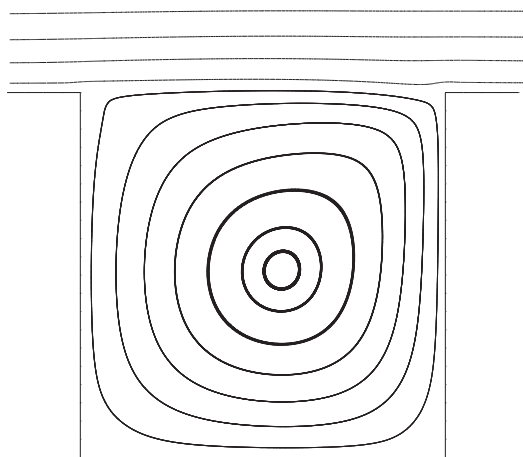
Cette première comparaison met en évidence une certaine cohérence entre les résultats des différentes approches. En particulier, le modèle de dispersion *CAR-MEN* s'avère en bon accord avec les expériences en soufflerie. Dans les configurations suivantes, nous avons comparé les mesures en soufflerie avec les calculs effectués avec le code *MERCURE* et le modèle *CAR-MEN*. Nous n'avons pas utilisé le code *CHENSI* car nous avons pu voir que ses résultats étaient similaires à ceux du code *MERCURE*. Il n'était donc pas nécessaire de multiplier les simulations numériques avec deux modèles similaires.



a) Champ de vitesse expérimental (les vecteurs représentent uniquement la direction de l'écoulement).

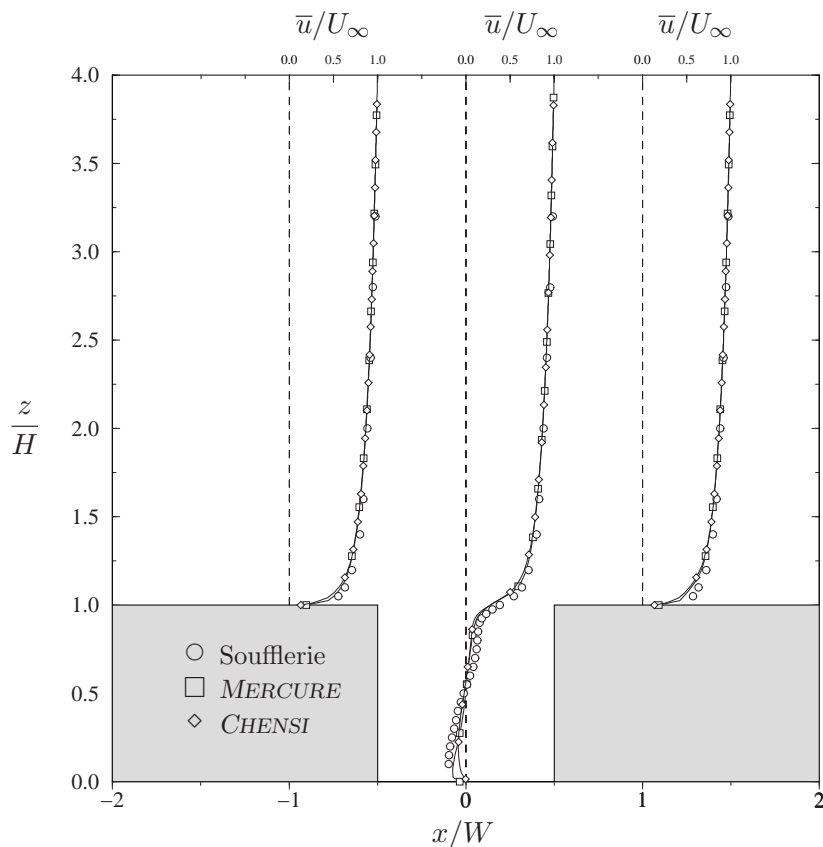


b) Soufflerie.



c) MERCURE.

Figure II.2.19 – **Topologie de l'écoulement** : Champ de vitesse expérimental (a) et lignes de courant (b et c).



a) Vue d'ensemble de l'écoulement.

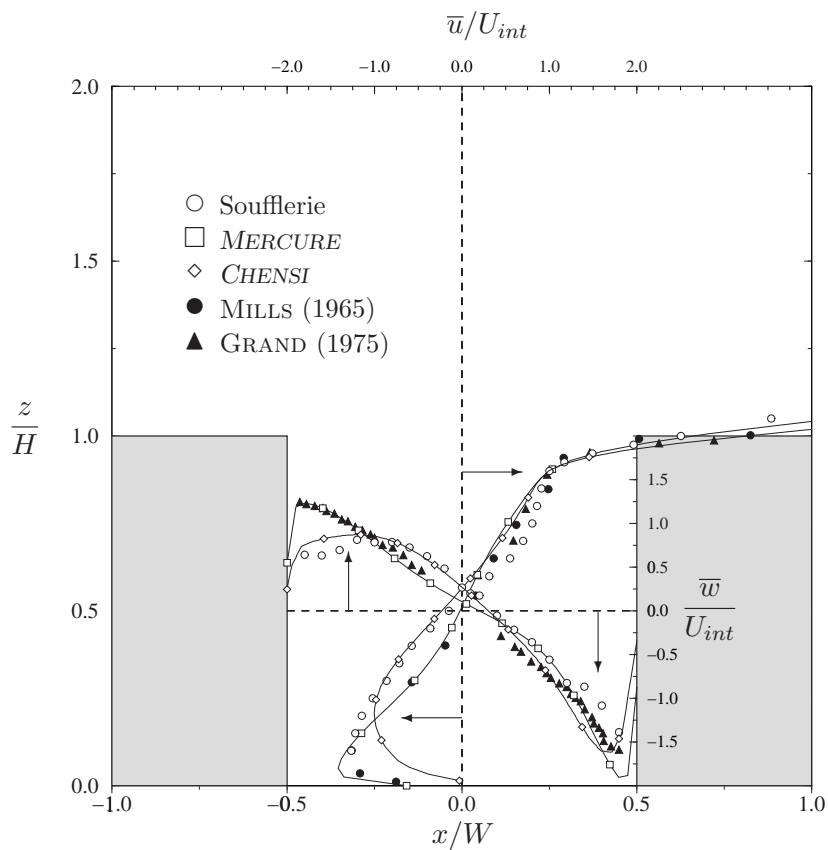
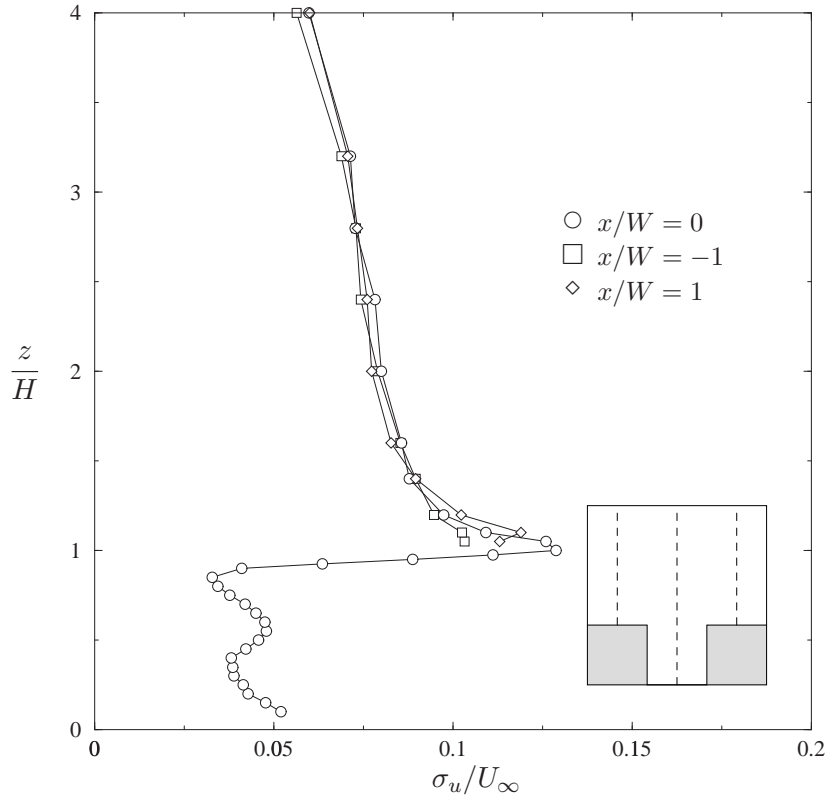
b) Écoulement à l'intérieur de la rue : profil vertical de  $\bar{u}/U_{int}$  et profil horizontal de  $\bar{w}/U_{int}$ .

Figure II.2.20 – Vitesse moyenne.



a) Évolution de la turbulence entre l'amont et l'aval de la rue (soufflerie).

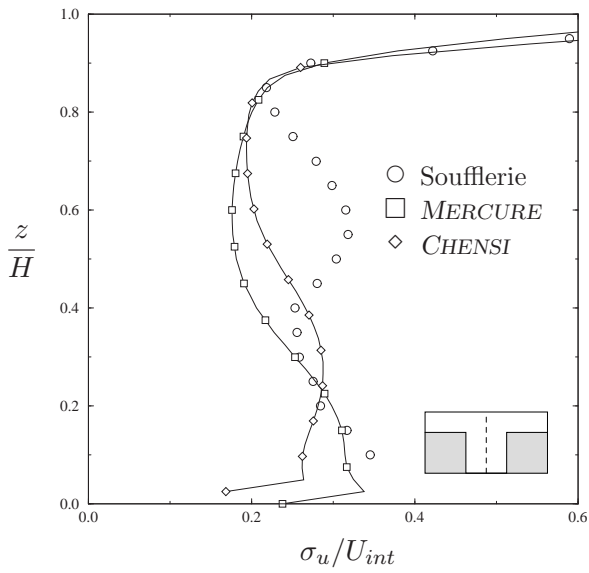
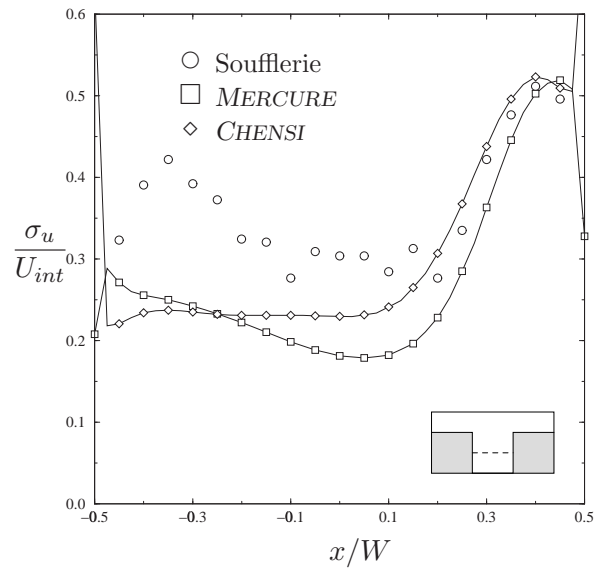
b) Fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_{int}$  à  $x/W = 0$ .c) Fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_{int}$  à  $z/H = 0.5$ .

Figure II.2.21 – Fluctuation de vitesse.

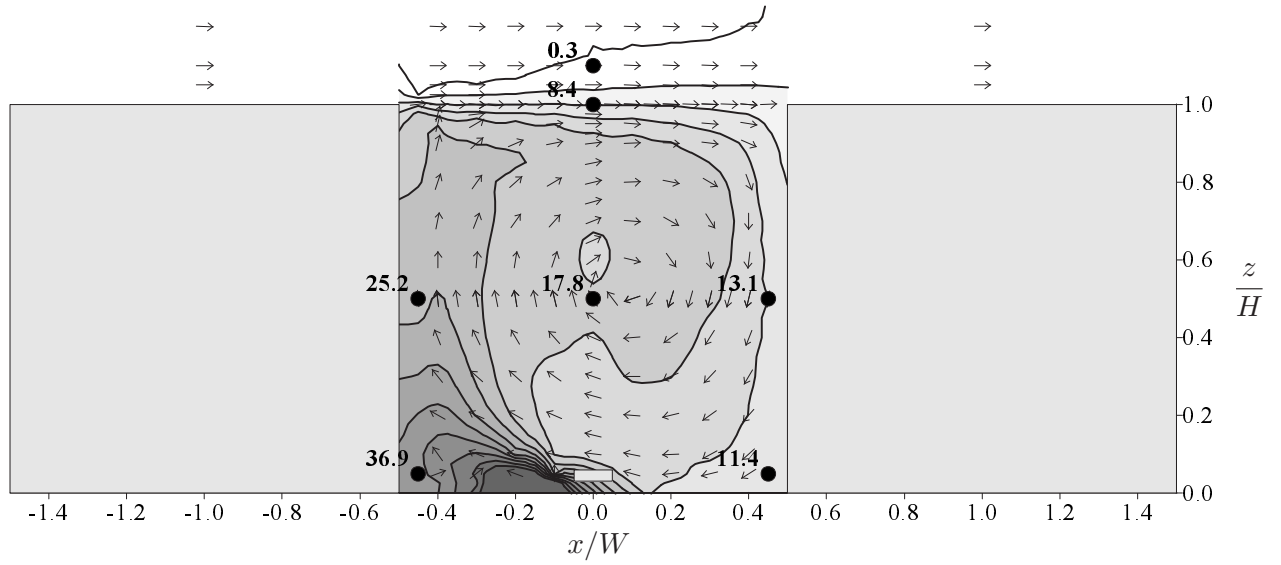
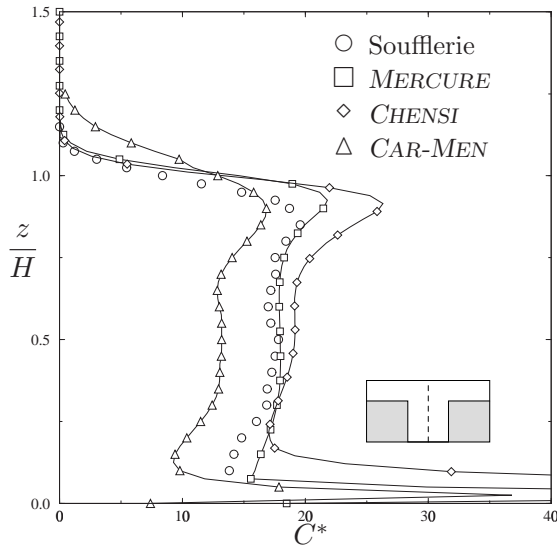
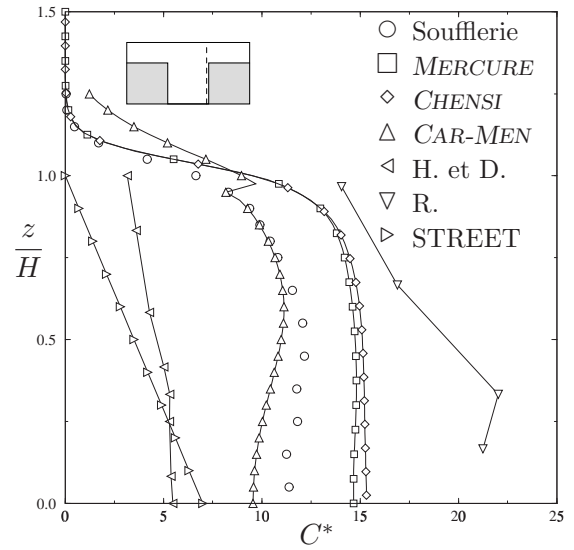
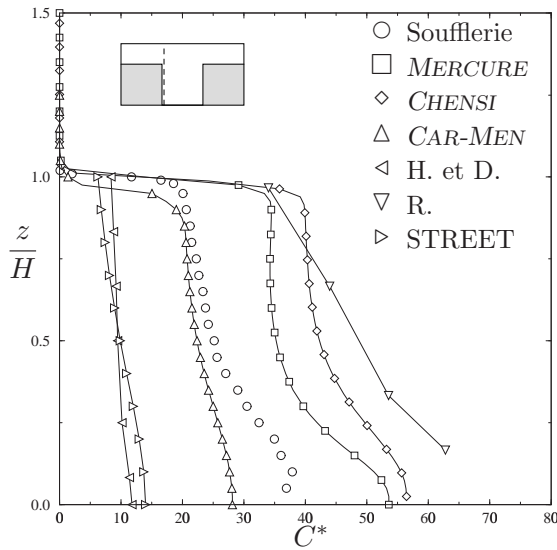
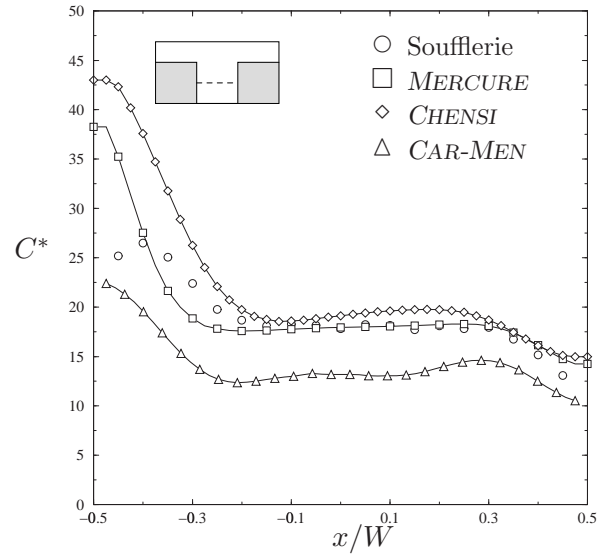
a) Champ de concentration  $C^*$  (soufflerie).b) Profil à  $x/W = 0$ .c) Profil à  $x/W = 0.45$ .d) Profil à  $x/W = -0.45$ .e) Profil à  $z/H = 0.5$ .

Figure II.2.22 – Concentration moyenne  $C^* = \frac{CU_H WL}{Q}$  : Champ dans une section a) et profils (b à e).

### II.2.4.3 Influence de la dissymétrie de la rue

#### II.2.4.3.1 Rue dissymétrique ascendante

##### Écoulement

**Topologie de l'écoulement :** Le champ expérimental de vitesse est représenté sur la figure II.2.23-a. Les lignes de courant du calcul *MERCURE* et celles reconstruites à partir du champ de vitesse mesuré en soufflerie sont présentées sur les figures II.2.23-b et c. L'écoulement est caractérisé par une recirculation localisée entre les deux obstacles. Le point de décollement est situé sur l'arête supérieure du bâtiment amont tandis que le point de recollement est localisé sur la face amont du bâtiment aval, à une hauteur  $z/H = 1,46$  ( $H$  représente la hauteur du bâtiment amont ; on a donc  $H = W$ ). Ces positions sont parfaitement reproduites par la simulation numérique. Le centre de la recirculation est situé à  $x/W = 0,05$  et  $z/H = 0,68$  dans le cas expérimental et à  $x/W = 0,11$  et  $z/H = 0,86$  dans la simulation numérique. Sur l'arête amont du bâtiment aval, les lignes de courant décollent en formant une recirculation sur le toit. La taille de cette recirculation est sous-estimée par la simulation numérique même si la présentation des lignes de courant expérimentales sur la figure II.2.23-c est trompeuse, ces lignes étant issues d'une interpolation entre deux profils éloignés.

**Vitesse moyenne :** Des profils verticaux de vitesse en amont, au centre et en aval de la cavité sont présentés sur la figure II.2.24-a. La présence de la marche ascendante crée une décélération entre les obstacles et une accélération au-dessus. Le profil à  $x/W = 1$  met en évidence la différence de décollement sur le toit du bâtiment aval entre *MERCURE* et la soufflerie. En effet, à cette distance, l'écoulement a déjà recollé dans *MERCURE* alors que l'on a encore un écoulement de retour en soufflerie. À l'intérieur de la cavité, la vitesse caractéristique  $U_{int}$  est beaucoup plus faible dans la simulation numérique que dans l'expérience. L'allure des profils, adimensionnés par  $U_{int}$  (figure II.2.24-b), est cependant similaire sur les deux approches.

**Fluctuation de vitesse :** L'évolution de la fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_\infty$ , entre l'amont et l'aval de la rue, est représentée sur la figure II.2.25-a. Au droit de la cavité, le niveau de turbulence augmente légèrement par rapport à l'écoulement amont. Cette augmentation est beaucoup plus prononcée au-dessus du bâtiment aval. On constate également que la fluctuation à l'intérieur de la rue est du même ordre de grandeur qu'à l'extérieur. Par comparaison au cas de la cavité carrée, il apparaît que l'écoulement interne est plus turbulent dans le cas présent, ce qui illustre une meilleure diffusion des structures tourbillonnaires vers l'intérieur de la rue. À l'intérieur de la cavité (figures II.2.25-b et c), les profils horizontaux et verticaux de  $\sigma_u/U_{int}$ , obtenus numériquement et expérimentalement, s'avèrent relativement similaires. La principale différence se situe au sol avec une fluctuation plus élevée en soufflerie, due vraisemblablement à la présence de la plaque au-dessus de la source.

##### Dispersion

**Champ de concentration :** Le champ de concentration mesurée en soufflerie est représenté sur la figure II.2.26-a. L'allure générale de ce champ est proche de celle observée dans le cas de la cavité carrée, avec un panache qui est transporté par la recirculation de l'écoulement moyen, ce qui génère des niveaux de concentration plus élevés sur la paroi amont de la cavité. Les valeurs de concentration adimensionnée sont cependant plus faibles que dans le cas de la rue symétrique, en raison du niveau de turbulence plus élevé dans le cas présent au niveau de l'interface et à l'intérieur de la rue. Cette observation est en accord avec les résultats de HOYDYSH et DABBERDT (1988).



**Profils de concentration :** L'analyse des profils de concentration montre que l'allure générale des courbes expérimentales est bien reproduite par les modèles. Sur le profil vertical à  $x/W = 0$ , l'accord entre les différentes méthodes est acceptable. Sur la paroi aval, les comportements sont assez différents, en particulier pour le modèle *CAR-MEN*. La discontinuité de concentration observée avec ce modèle a été évoquée au cours de sa description. Elle est due à la discontinuité du champ potentiel de vitesse utilisé dans cette approche. Sur la face amont, à  $x/W = -0,45$ , le profil expérimental est bien reproduit par *CAR-MEN*, alors que *MERCURE* surestime la concentration. Cette différence est confirmée par le profil horizontal à  $z/H = 0,5$ .

#### II.2.4.3.2 Rue dissymétrique descendante

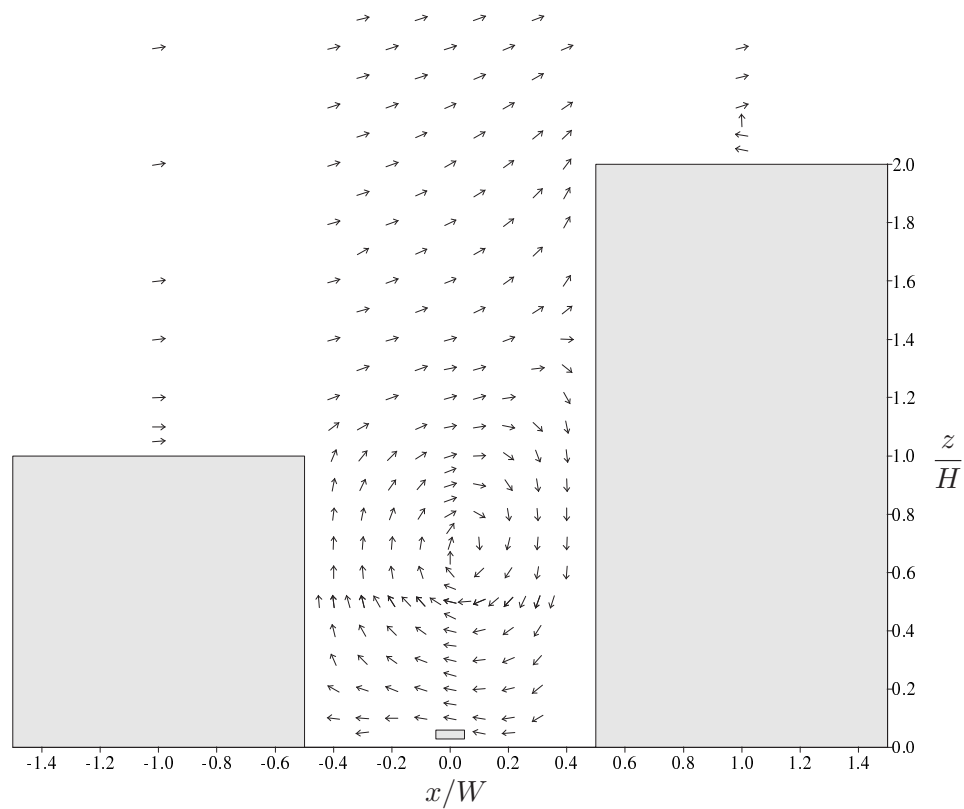
##### Écoulement

**Topologie de l'écoulement :** Le champ expérimental de vitesse, dans le cas de la rue dissymétrique descendante, est représenté sur la figure II.2.27-a. Les lignes de courant du calcul *MERCURE* et de la soufflerie sont détaillées sur les figures II.2.27-b et c. D'un point de vue qualitatif, les deux approches fournissent un écoulement de topologie analogue, caractérisée par la présence de deux tourbillons contra-rotatifs superposés. Le tourbillon supérieur est situé au-dessus de la cavité et il correspond au tourbillon que l'on peut trouver en aval d'une marche descendante classique. La longueur de cette recirculation est plus importante dans le calcul *MERCURE* que dans l'expérience<sup>3</sup>. Le point de recollement est situé à  $x/W = 4,66$  dans *MERCURE* et à  $x/W = 3,36$  en soufflerie. Le deuxième tourbillon est localisé à l'intérieur de la cavité. Son centre est situé plus haut en soufflerie ( $x/W = -0,06$  et  $z/H = 0,96$ ) que dans le calcul numérique ( $x/W = -0,05$  et  $z/H = 0,78$ ). Le point de décollement de cette recirculation se trouve sur l'arête amont du bâtiment aval tandis que le point de recollement se situe sur la paroi du bâtiment amont, à une hauteur plus élevée en soufflerie ( $z/H = 1,41$ ) que dans *MERCURE* ( $z/H = 1,31$ ).

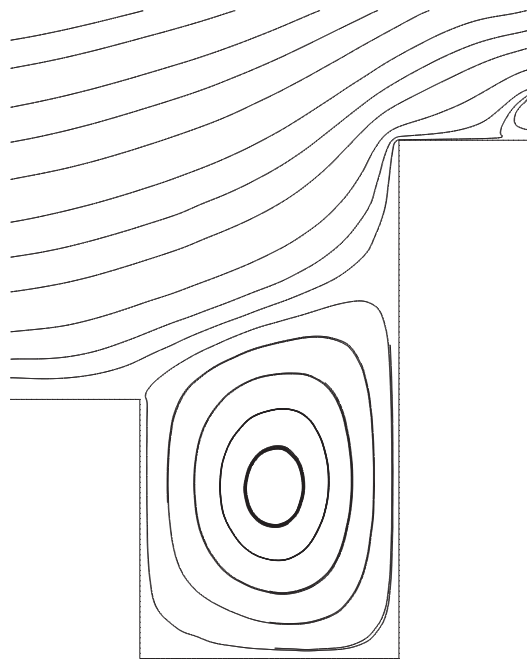
**Vitesse moyenne :** Sur la figure II.2.28-a, nous avons représenté l'évolution des profils verticaux de vitesse  $\bar{u}/U_\infty$  en aval de la marche. On observe une accélération de l'écoulement dans la recirculation supérieure ( $H < z < 2H$ ) jusqu'à l'apparition d'une couche limite sur le toit du bâtiment aval. Cette accélération s'effectue de façon beaucoup plus rapide en soufflerie, ce qui explique que la recirculation soit plus courte dans ce cas. Dans la recirculation supérieure, il existe un bon accord entre les niveaux de vitesse  $U_{int}$  déterminés par les deux approches. L'allure des profils de  $\bar{u}/U_{int}$  à l'intérieur de la rue (figure II.2.28-b) est également analogue. On peut toutefois observer un décalage du profil de vitesse horizontale entre *MERCURE* et la soufflerie, dû à la différence de position du centre du tourbillon inférieur.

**Fluctuation de vitesse :** L'évolution de la fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_\infty$  est illustrée sur la figure II.2.29-a. La turbulence, présente dans la couche limite incidente, diffuse vers l'intérieur de la recirculation. Cette diffusion est plus rapide en soufflerie que dans *MERCURE*, ce qui explique la différence des longueurs de recirculation entre les deux approches. Le profil vertical de  $\sigma_u/U_{int}$  à  $x/W = 0$  et le profil horizontal à  $z/H = 0,8$  sont représentés sur les figures II.2.29-b et c. On peut observer, comme dans le cas de la cavité carrée, que  $\sigma_u$  est plus faible à l'intérieur de la rue. En effet, la fluctuation de vitesse diminue par paliers correspondant aux deux recirculations. La fluctuation est approximativement deux fois plus faible dans la recirculation supérieure que dans l'écoulement principal, et trois fois plus faible dans la recirculation inférieure que dans la recirculation supérieure. Les valeurs expérimentales sont plus élevées que les valeurs numériques

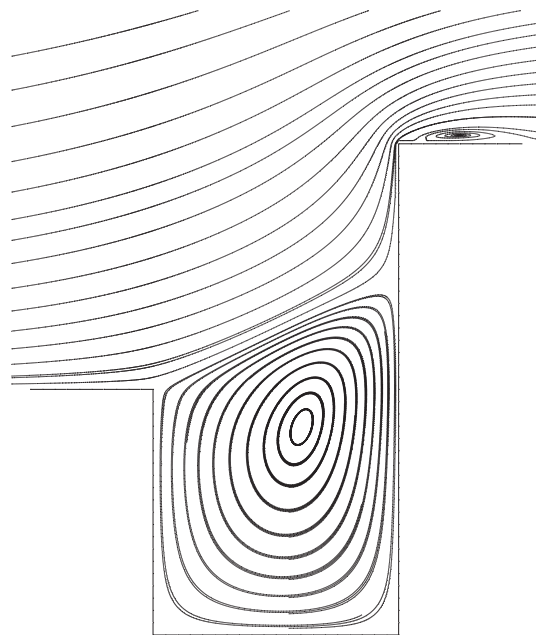
3. Il faut noter que l'on observe un comportement inverse dans le cas d'une marche descendante simple, avec une longueur de recirculation numérique plus courte que la longueur expérimentale (KLINE *et al.*, 1981).



a) Champ de vitesse expérimental (les vecteurs représentent uniquement la direction de l'écoulement).

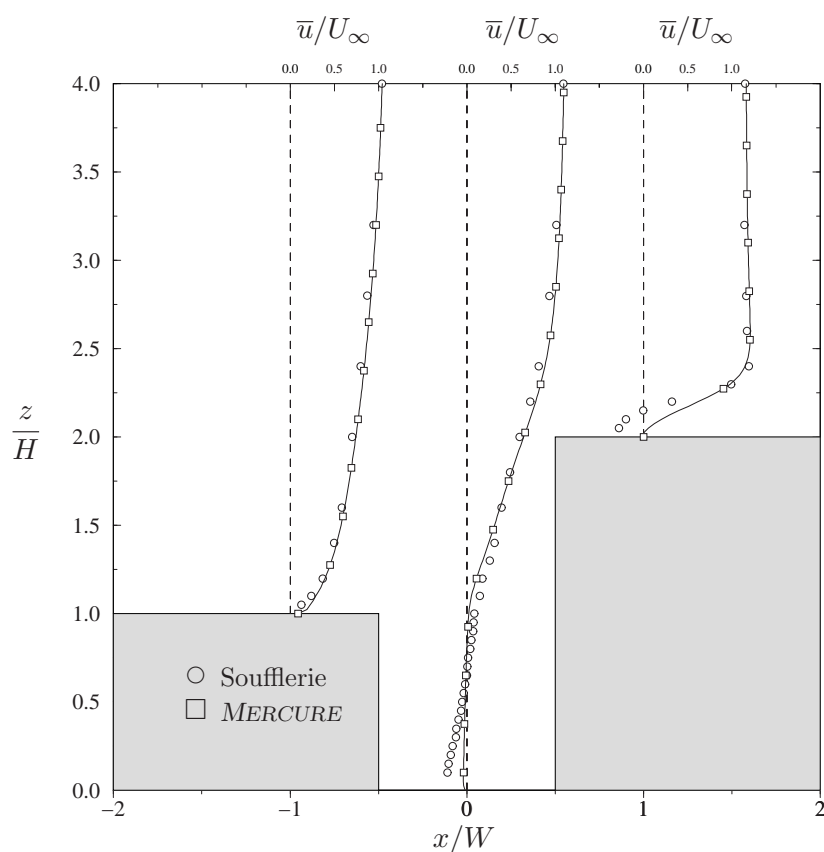


b) Soufflerie.



c) MERCURE.

Figure II.2.23 – **Topologie de l'écoulement** : Champ de vitesse expérimental (a) et lignes de courant (b et c).



a) Vue d'ensemble de l'écoulement.

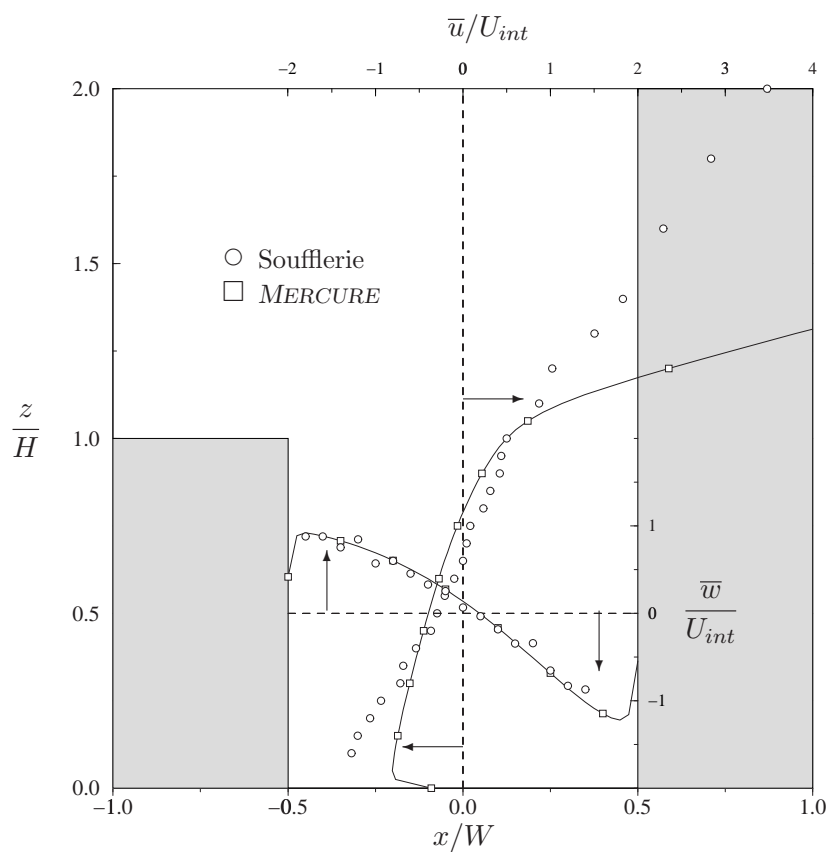
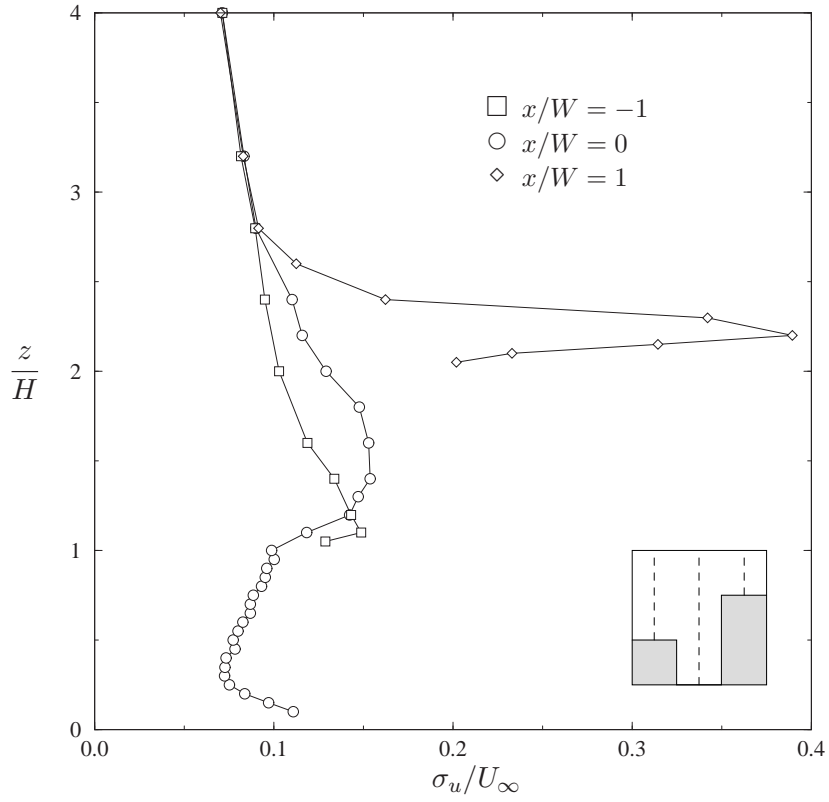
b) Écoulement à l'intérieur de la rue : profil vertical de  $\bar{u}/U_{int}$  et profil horizontal de  $\bar{w}/U_{int}$ .

Figure II.2.24 – Vitesse moyenne.



a) Évolution de la turbulence entre l'amont et l'aval de la rue (soufflerie).

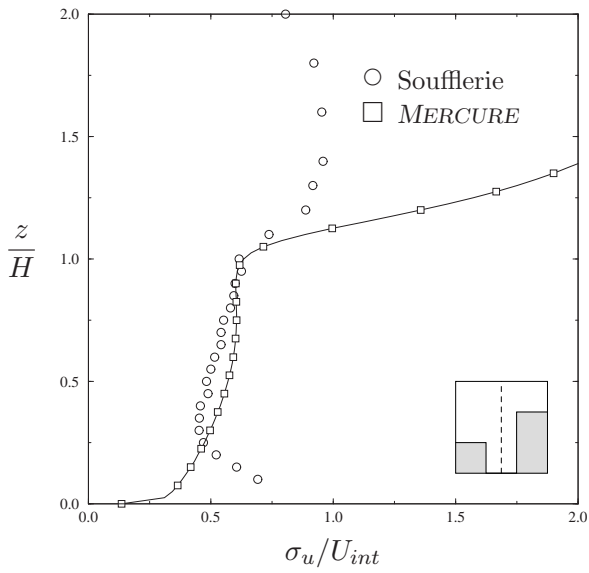
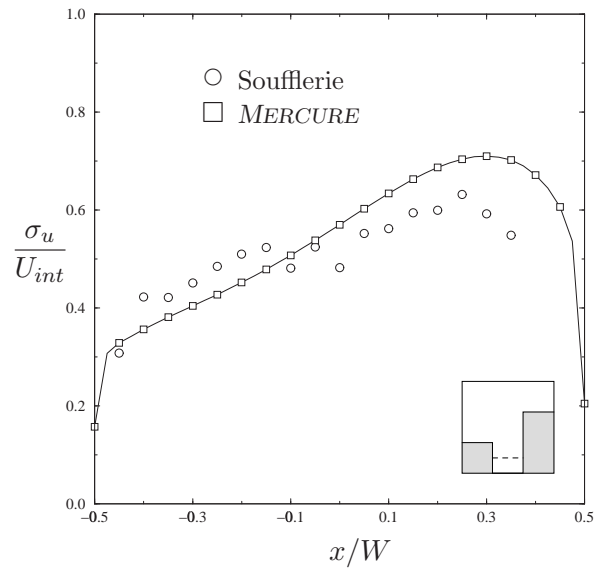
b) Fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_{int}$  à  $x/W = 0$ .c) Fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_{int}$  à  $z/H = 0.5$ .

Figure II.2.25 – Fluctuation de vitesse.

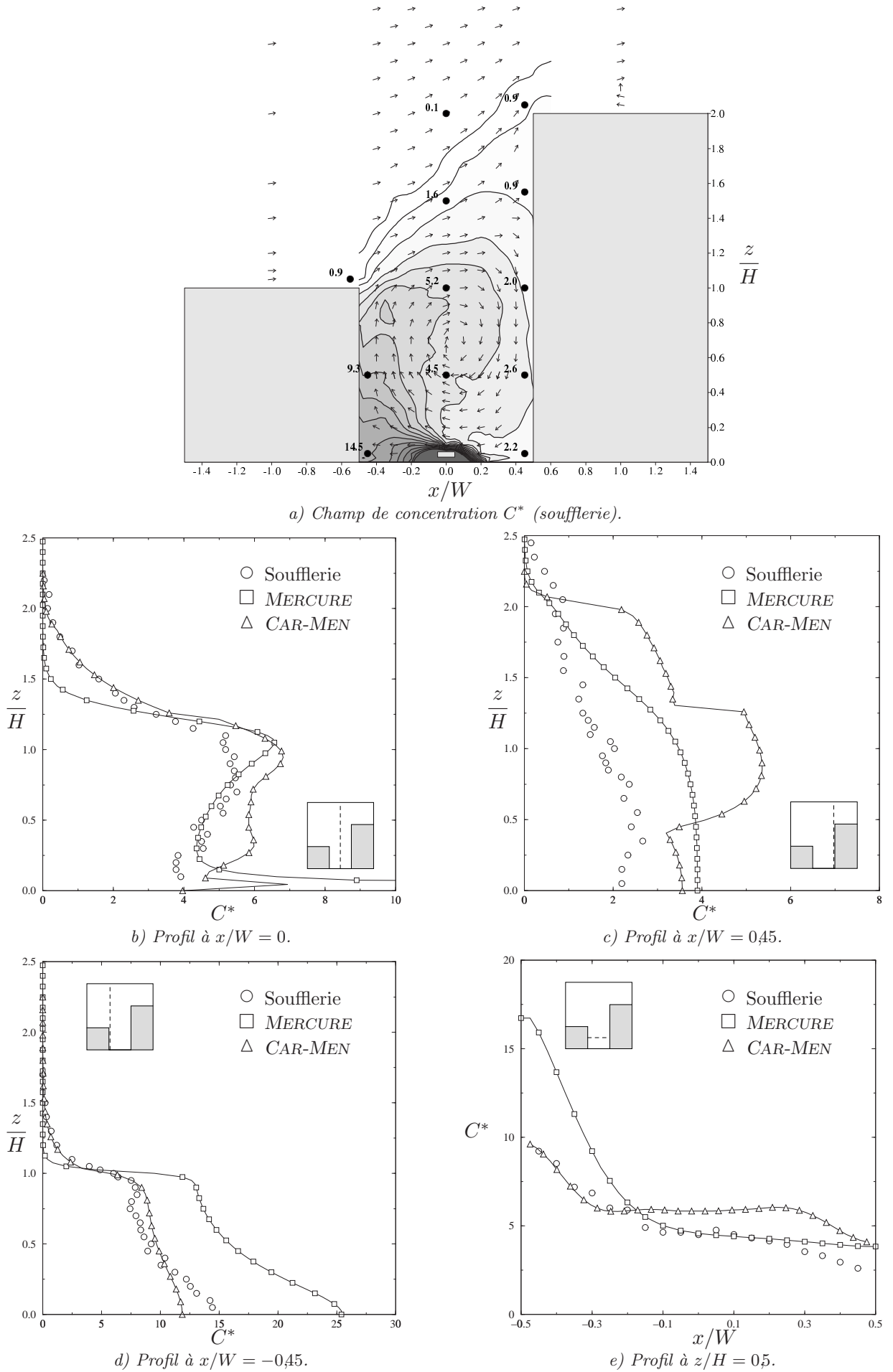


Figure II.2.26 – **Concentration moyenne  $C^* = \frac{CU_H W L}{Q}$**  : Champ dans une section a) et profils (b à e).

– en raison de la meilleure diffusion de la turbulence – mais qualitativement, les deux approches sont en bon accord.

### Dispersion

**Champ de concentration :** La figure II.2.30-a représente le champ de concentration mesuré en soufflerie. On voit nettement la modification de la structure du champ par rapport aux deux configurations précédentes. À l'intérieur de la cavité, le panache transporté par l'écoulement moyen remonte le long de la paroi aval en générant des niveaux de concentration plus élevés que sur la paroi amont (situation inverse aux deux cas précédents). Ce panache est ensuite ramené vers l'amont par la recirculation supérieure. Le transport des polluants vers le bâtiment aval dans la partie inférieure de la rue confirme les résultats de HOYDYSH et DABBERDT (1988). Notre expérience apporte une explication à ce phénomène en illustrant le lien avec la topologie de l'écoulement.

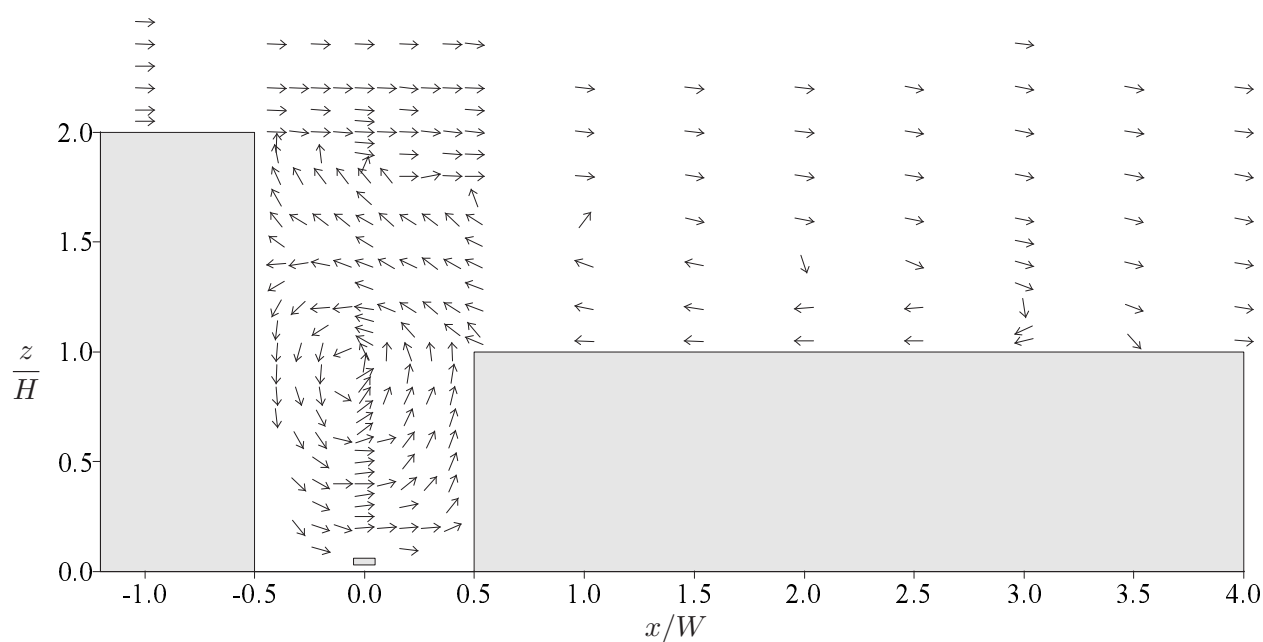
**Profils de concentration :** Les profils verticaux et horizontaux de concentration sont présentés sur les figures II.2.30-b à e. Les principales caractéristiques du champ de concentration (panache advecté par deux recirculations contra-rotatives) sont bien reproduites par les différentes approches mais on constate cependant des écarts non négligeables entre celles-ci. Sur le profil à  $x/W = 0$ , on constate que la concentration dans la partie haute ( $H < z < 2H$ ) est du même ordre de grandeur dans les trois méthodes. Des écarts plus importants apparaissent dans la zone inférieure, à l'intérieur de la rue. Dans cette zone, les concentrations calculées par *MERCURE* sont généralement deux fois plus élevées que celles obtenues en soufflerie. Ce résultat est à rapprocher du niveau de turbulence qui est deux fois plus faible dans la simulation que dans l'expérience (cf. figure II.2.29-b). On peut remarquer que dans cette configuration assez difficile à modéliser, le modèle *CAR-MEN* fournit des résultats honorables compte tenu des approximations faites par cette approche. Comme dans le cas de la rue dissymétrique ascendante, il apparaît une discontinuité sur le profil de concentration, localisée ici sur la face amont de la rue.

#### II.2.4.4 Influence du rapport d'aspect – Étude d'une rue étroite

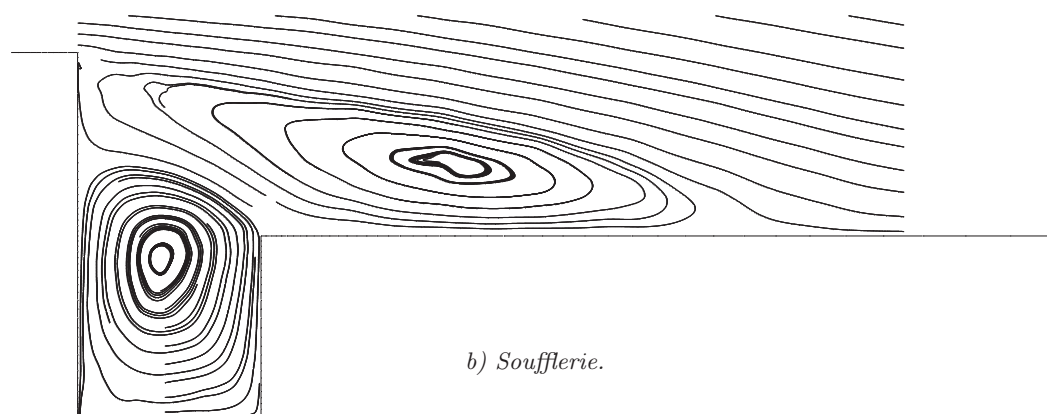
##### Écoulement

**Topologie de l'écoulement :** Le champ de vitesse dans une section de rue (plan  $x-z$  perpendiculaire à l'axe de la rue) est représenté sur la figure II.2.32-a. Étant donné les écarts sur la norme de la vitesse entre l'écoulement extérieur et le fond de la rue, seule la direction du vecteur vitesse est représentée pour une meilleure lisibilité. L'écoulement dans cette section de rue est caractérisé par la présence de deux tourbillons contra-rotatifs superposés. Pour mieux visualiser ces tourbillons, nous avons reconstruit sur la figure II.2.33 les lignes de courant de l'écoulement. Le centre du tourbillon inférieur est situé à  $x/W = -0,16$  et  $z/H = 0,21$ . Le centre du tourbillon supérieur est situé à  $x/W = 0,1$  et  $z/H = 0,79$ . L'interface entre ces deux recirculations se trouve à une hauteur  $z/H = 0,44$ .

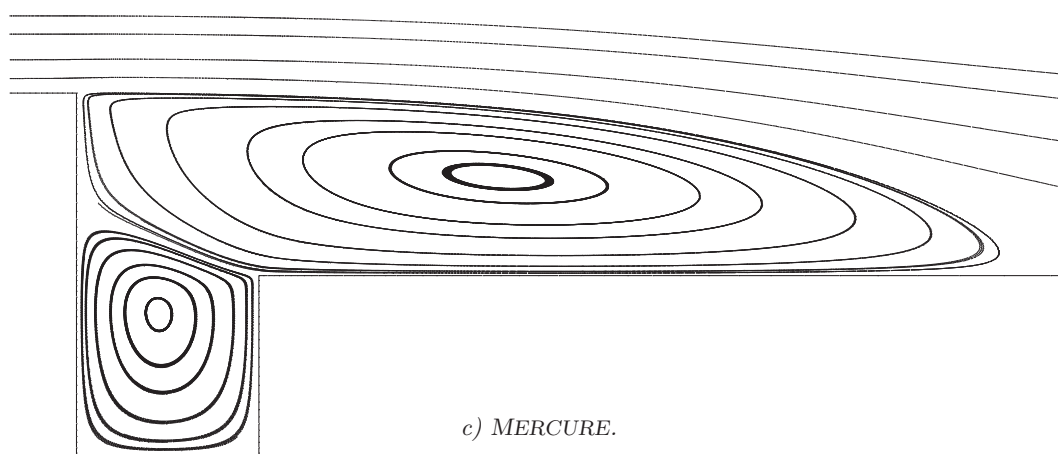
La topologie de l'écoulement simulé avec le code *MERCURE* est représentée par l'intermédiaire des lignes de courant sur les figures II.2.33-a à e. Sur ces figures, nous avons reporté plusieurs situations correspondant à différentes valeurs de la rugosité de paroi à l'intérieur de la rue. Par contre, la rugosité associée à l'écoulement extérieur est inchangée et identique à celle utilisée en soufflerie ( $z_0 = 1,5$  cm). Cette étude de sensibilité nous a permis de montrer la grande variabilité de la topologie de l'écoulement en fonction de la rugosité des parois. Lorsque la rugosité est faible, on constate qu'il n'existe qu'un seul tourbillon dans la cavité. Lorsque la rugosité augmente, un deuxième tourbillon apparaît au fond de la rue et ses dimensions augmentent lorsque cette



a) Champ de vitesse expérimental (les vecteurs représentent uniquement la direction de l'écoulement).



b) Soufflerie.



c) MERCURE.

Figure II.2.27 – Topologie de l'écoulement : Champ de vitesse expérimental (a) et lignes de courant (b et c).

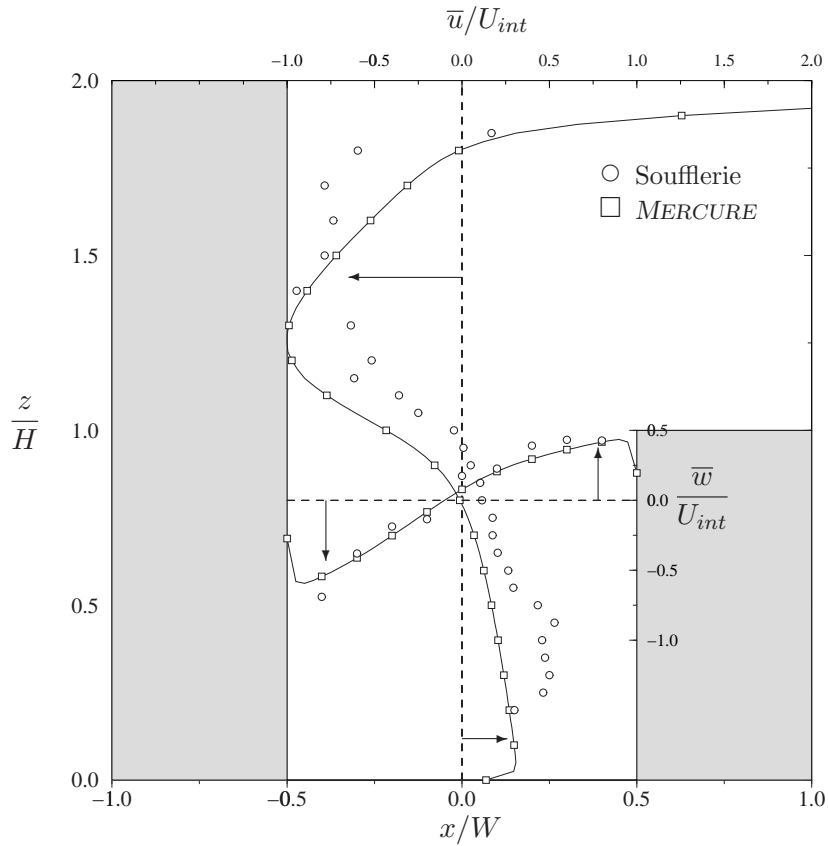
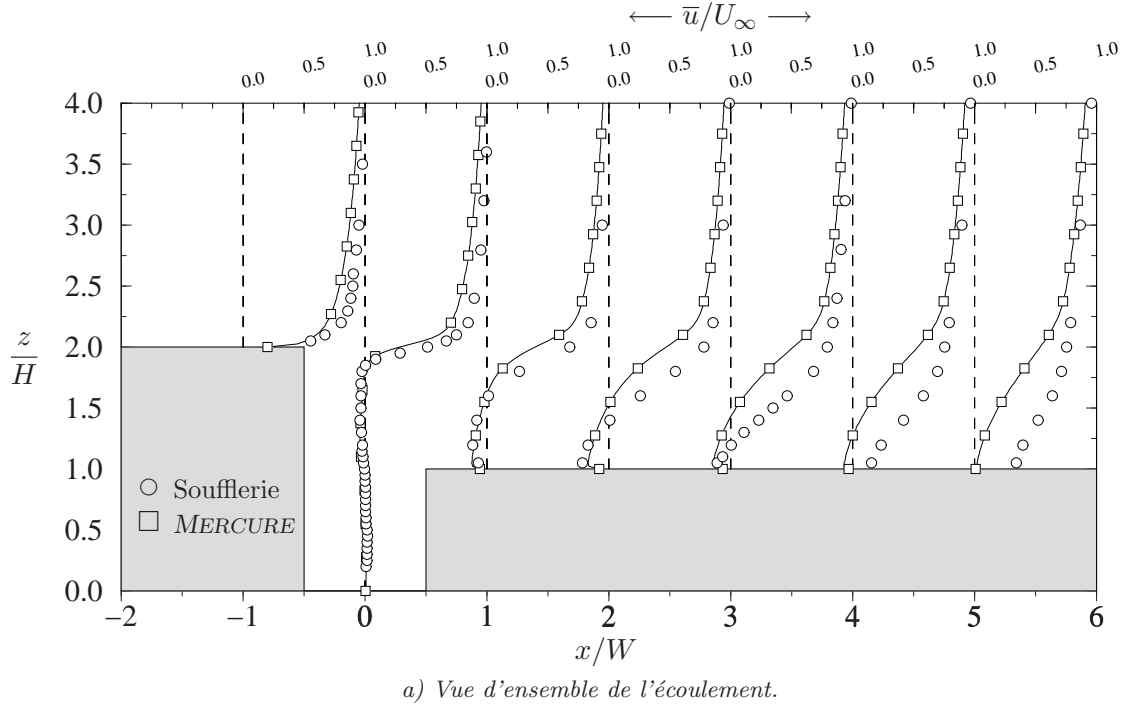
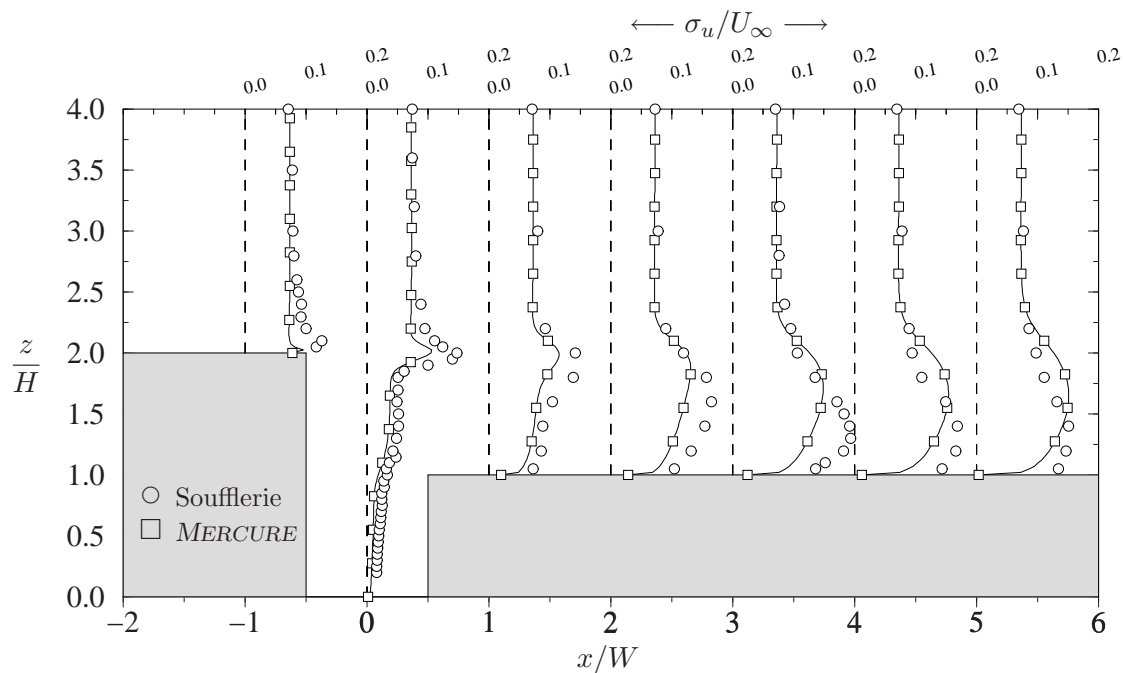


Figure II.2.28 – Vitesse moyenne.





a) Évolution de la turbulence entre l'amont et l'aval de la rue.

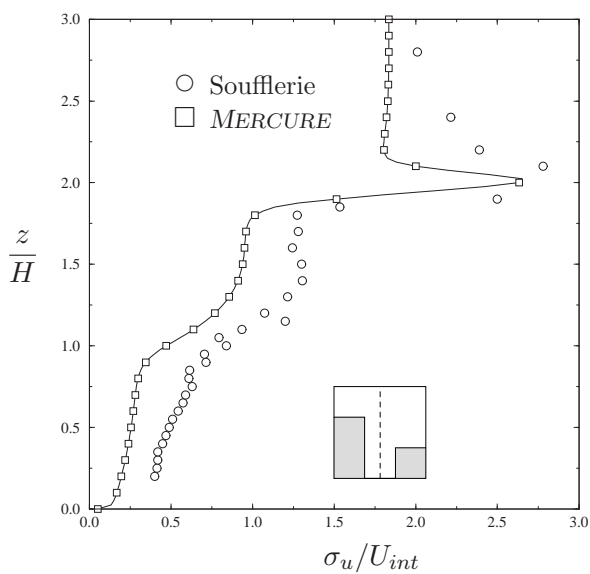
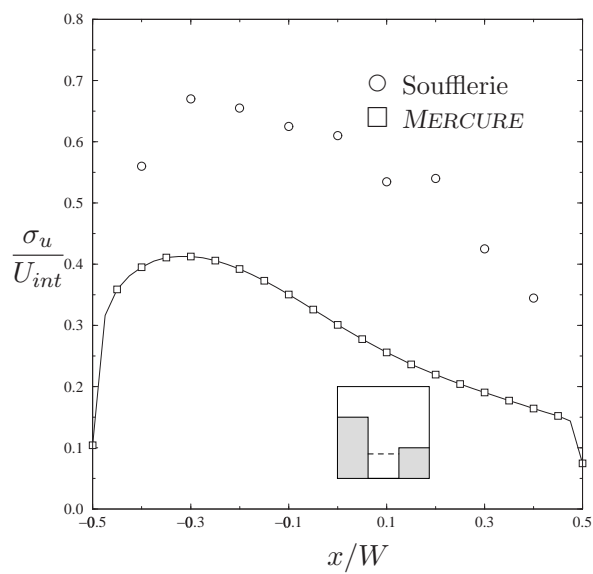
b) Fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_{int}$  à  $x/W = 0$ .c) Fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_{int}$  à  $z/H = 0.8$ .

Figure II.2.29 – Fluctuation de vitesse.

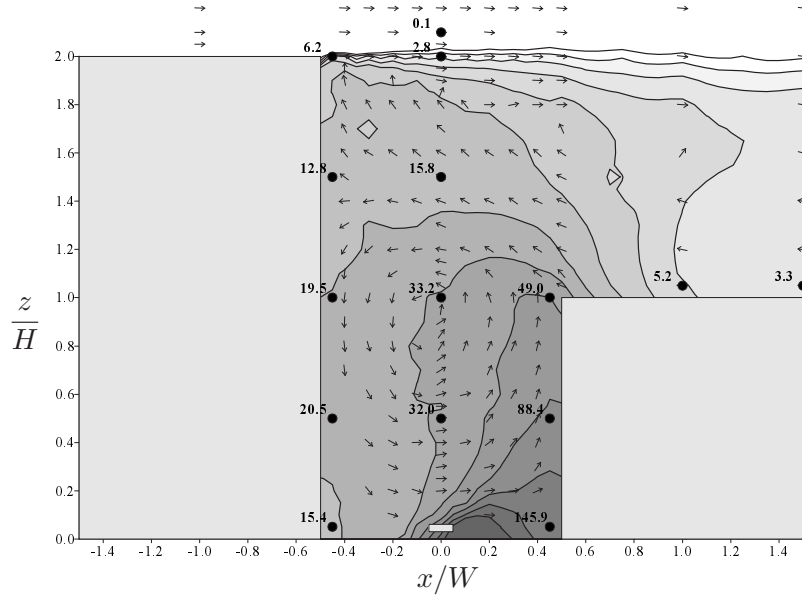
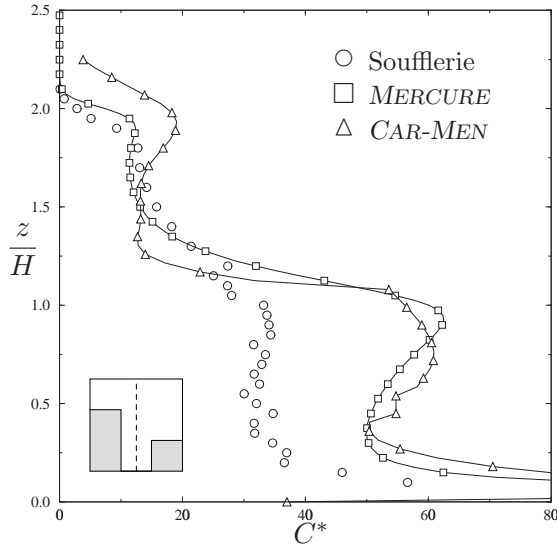
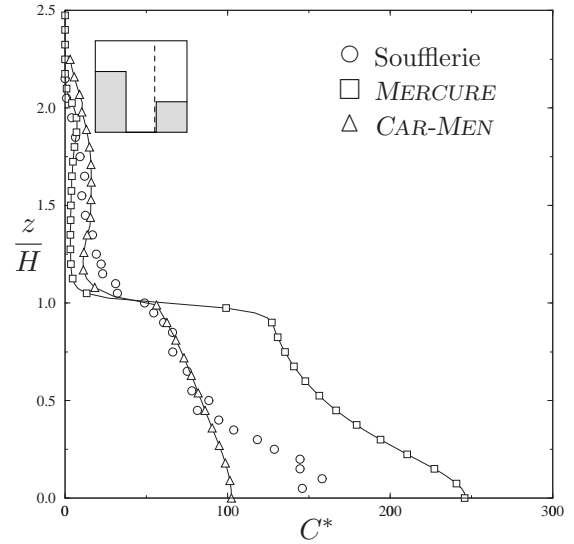
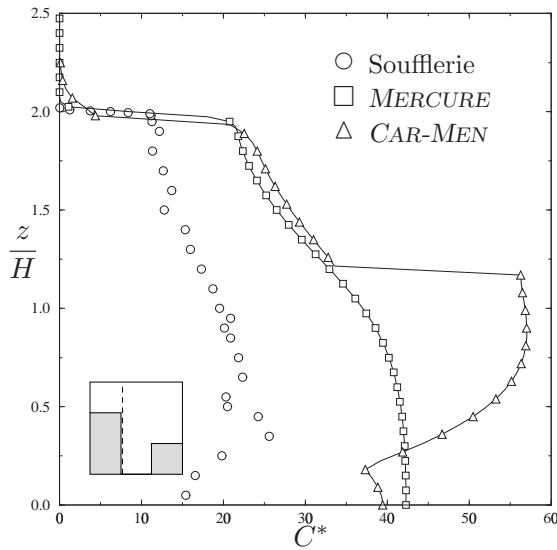
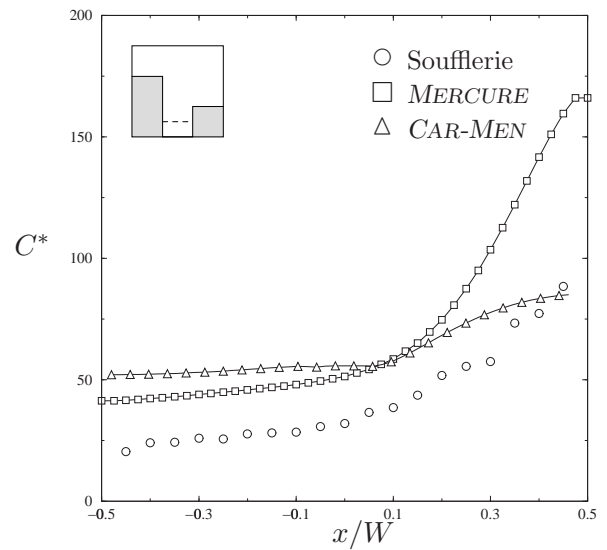
a) Champ de concentration  $C^*$  (soufflerie).b) Profil à  $x/W = 0$ .c) Profil à  $x/W = 0,45$ .d) Profil à  $x/W = -0,45$ .e) Profil à  $z/H = 0,5$ .

Figure II.2.30 – **Concentration moyenne**  $C^* = \frac{CU_HWL}{Q}$  : Champ dans une section a) et profils (b à e).

rugosité augmente. Ces observations semblent donc en accord avec le modèle simplifié que nous avons proposé au paragraphe II.2.2.3.4. Pour évaluer plus précisément le comportement de ce modèle, nous avons reporté sur la figure II.2.31 la dimension verticale du tourbillon supérieur en fonction de la rugosité des parois. La comparaison entre les valeurs numériques et la courbe théorique<sup>4</sup> dérivée de l'équation II.2.31 indique que le modèle proposé reproduit bien l'évolution des phénomènes.

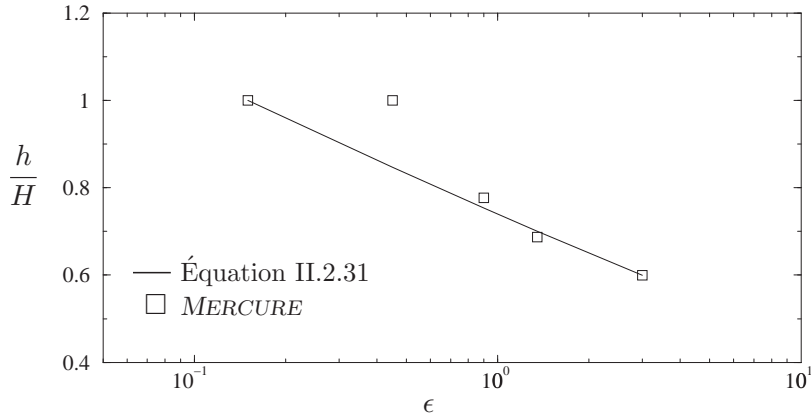


Figure II.2.31 – Hauteur de la recirculation supérieure en fonction de la rugosité des parois.

Cependant, d'après la figure II.2.31 et compte tenu de la rugosité des parois utilisées, l'écoulement en soufflerie ne devrait contenir qu'un seul tourbillon, alors que nous avons montré qu'il s'en formait bien deux. Pour expliquer cette différence, il est certainement possible de discuter la validité des résultats obtenus numériquement. En effet, les phénomènes étudiés dépendent des couches limites qui se développent sur les parois de la rue ; or il est clair que la longueur de développement de ces couches limites et leur faible épaisseur par rapport à la résolution du maillage peuvent mettre en défaut les modèles numériques. De plus, nous allons montrer que dans le cas de la soufflerie, il se forme un écoulement secondaire qui contribue à modifier les phénomènes. On peut cependant raisonnablement penser que l'évolution observée numériquement sur la figure II.2.31 est réaliste et que la différence provient simplement d'un décalage de la valeur de rugosité de transition entre un régime à un tourbillon et un régime à deux tourbillons. Dans la suite de cette analyse, pour que la comparaison des résultats entre la soufflerie et l'expérience reste significative, nous avons choisi d'utiliser la configuration numérique dans laquelle la topologie de l'écoulement se rapproche le plus de l'expérience. Cette configuration, illustrée sur la figure II.2.33-e, correspond à une rugosité à l'intérieur de la rue  $z_0 = 10$  cm.

La représentation de l'écoulement expérimental dans le plan  $y-z$  (figure II.2.32-b) met en évidence un écoulement secondaire. Cet écoulement peut avoir plusieurs origines. Il peut être dû à une instabilité des tourbillons bidimensionnels qui constituent l'écoulement principal ou être associé à l'utilisation d'une rue de longueur finie, avec en particulier la présence de parois aux extrémités. Ce phénomène a déjà été observé lors d'expériences antérieures en soufflerie (LEITL et MERONEY, 1997 ; RAFAILIDIS, 1997). Son amplitude est faible ( $\approx 0,1$  m/s) et dans les cas étudiés précédemment, il pouvait être négligé devant l'écoulement principal. Mais dans le cas d'une rue profonde, la vitesse de l'écoulement principal est tellement faible au fond de la rue que cet écoulement secondaire devient important.

**Vitesse moyenne :** L'évolution expérimentale de la vitesse moyenne  $\bar{u}/U_\infty$  entre l'amont et l'aval de la rue est représentée sur la figure II.2.34-a. Comme dans le cas de la cavité carrée, on

4. La constante intervenant dans l'équation II.2.31 a été ajustée pour faire correspondre la courbe théorique aux valeurs numériques.

constate que les profils à l'extérieur de la rue ne sont quasiment pas modifiés par la présence de la cavité. À l'intérieur de la rue, la vitesse caractéristique de l'écoulement est plus importante en soufflerie qu'avec le code *MERCURE*. Les profils de vitesse (figure II.2.34-b) sont similaires dans les deux approches et l'on retrouve nettement la présence de deux tourbillons contra-rotatifs. On peut également observer que la vitesse caractéristique du tourbillon inférieur est de l'ordre de 10 % de la vitesse du tourbillon supérieur.

Pour quantifier l'influence de l'écoulement secondaire, nous avons représenté sur la figure II.2.34-c le rapport entre la composante  $\bar{v}$  de la vitesse selon  $y$  et la norme de la vitesse totale. Dans la partie supérieure de la rue, ce rapport est proche de zéro, ce qui signifie que l'effet de l'écoulement secondaire est négligeable. Par contre, dans la partie inférieure, ce rapport est de l'ordre de 1 si bien que l'écoulement secondaire devient prépondérant. Cette figure met nettement en évidence le rôle joué par l'écoulement secondaire lorsque l'écoulement principal devient négligeable. Dans la réalité, on peut s'attendre à ce que des écoulements secondaires analogues apparaissent. Les conditions aux extrémités de la rue seront bien évidemment différentes, puisque la paroi sera remplacée par une intersection mais on peut penser, à la vue de ces résultats, que l'influence des intersections sera importante dans le cas de rues étroites.

**Fluctuation de vitesse :** L'évolution de la fluctuation de vitesse entre l'amont et l'aval de la rue est représentée sur la figure II.2.35-a. À l'extérieur de la rue, les profils sont rigoureusement identiques, ce qui démontre l'absence de création de turbulence par cisaillement à l'interface. À l'intérieur de la rue, le niveau de turbulence est faible, en particulier dans la recirculation inférieure. Il est donc vraisemblable que dans une situation réelle de rue profonde, la turbulence générée par des phénomènes annexes, comme le mouvement des véhicules ou les effets thermiques, soit prépondérante par rapport à la turbulence de l'écoulement. L'allure des profils de fluctuation dans la cavité (figures II.2.35-b et c) est similaire pour les deux approches. Dans la partie inférieure de la rue, *MERCURE* a tendance à sous-estimer les valeurs de  $\sigma_u$  par rapport à la soufflerie.

## Dispersion

La présence d'un écoulement secondaire, dans la partie basse de la rue, a pour conséquence que le champ de concentration n'est pas bidimensionnel. En effet, la concentration n'est pas uniforme dans la direction transversale à l'écoulement (figure II.2.36-b). Des écarts très importants, pouvant atteindre un facteur 2, sont observés non seulement dans la partie inférieure mais également dans la partie supérieure de la rue. Pour étudier la répartition de la concentration dans une section perpendiculaire à l'axe de la rue, nous nous limiterons à l'analyse de la section médiane définie par  $y = 0$ . Dans l'exposé des résultats, il sera important de garder à l'esprit que le choix de cette section est arbitraire et que celle-ci n'est pas nécessairement représentative de l'ensemble de la rue.

**Champ de concentration :** Le champ de concentration dans la section médiane de l'écoulement est représenté sur la figure II.2.36-a. Le comportement du panache est en accord avec les caractéristiques de l'écoulement. Dans la partie basse, le panache s'enroule dans le sens trigonométrique, en créant des niveaux de concentration plus élevés sur la paroi aval de la rue que sur la paroi amont. Dans la partie supérieure, le panache est advecté par le deuxième tourbillon et s'enroule dans le sens anti-trigonométrique, en générant des niveaux plus forts à l'amont qu'à l'aval. Il est intéressant de constater que malgré l'écoulement secondaire, on peut observer un champ de concentration dissymétrique en accord avec la topologie de l'écoulement principal.

**Profils de concentration :** Le profil de concentration sur l'axe de la rue, présenté sur la figure II.2.37-a, met en évidence la présence des deux tourbillons. On constate que la concentration dans le tourbillon inférieur est plus élevée que dans le tourbillon supérieur. En raison du trajet du panache, cet écart est accentué sur la paroi aval (figure II.2.37-b) alors qu'il est atténué sur la paroi amont (figure II.2.37-c). Les profils horizontaux à  $z/H = 0,75$  et  $z/H = 0,25$  (figures II.2.37-d et e) mettent à nouveau nettement en évidence la dissymétrie du champ de concentration entre la partie haute (concentration maximale à l'amont) et la partie basse de la rue (concentration maximale à l'aval).

Ces différents comportements sont reproduits qualitativement par les trois approches. Par contre, il existe des différences importantes sur le plan quantitatif. Le code *MERCURE* surestime systématiquement la concentration dans la partie inférieure de la rue. Ce comportement ne nous semble pas réaliste, non seulement parce qu'il est en désaccord avec les données expérimentales, mais également parce que la concentration moyenne dans cette zone correspond, sur la figure II.1.11, au point le plus éloigné de la première bissectrice. Cette concentration semble donc surévaluée par rapport au comportement universel observé. Il est possible que cette erreur provienne du fait que le code *MERCURE* utilise un modèle de turbulence de type  $k-\varepsilon$ , adapté à des nombres de REYNOLDS élevés. Or dans la partie inférieure de la rue, cette hypothèse n'est plus remplie car les niveaux de vitesse deviennent très faibles. L'utilisation d'un modèle de turbulence de type  $k-\varepsilon$  bas-REYNOLDS serait alors peut-être mieux adaptée à la modélisation de cet écoulement.

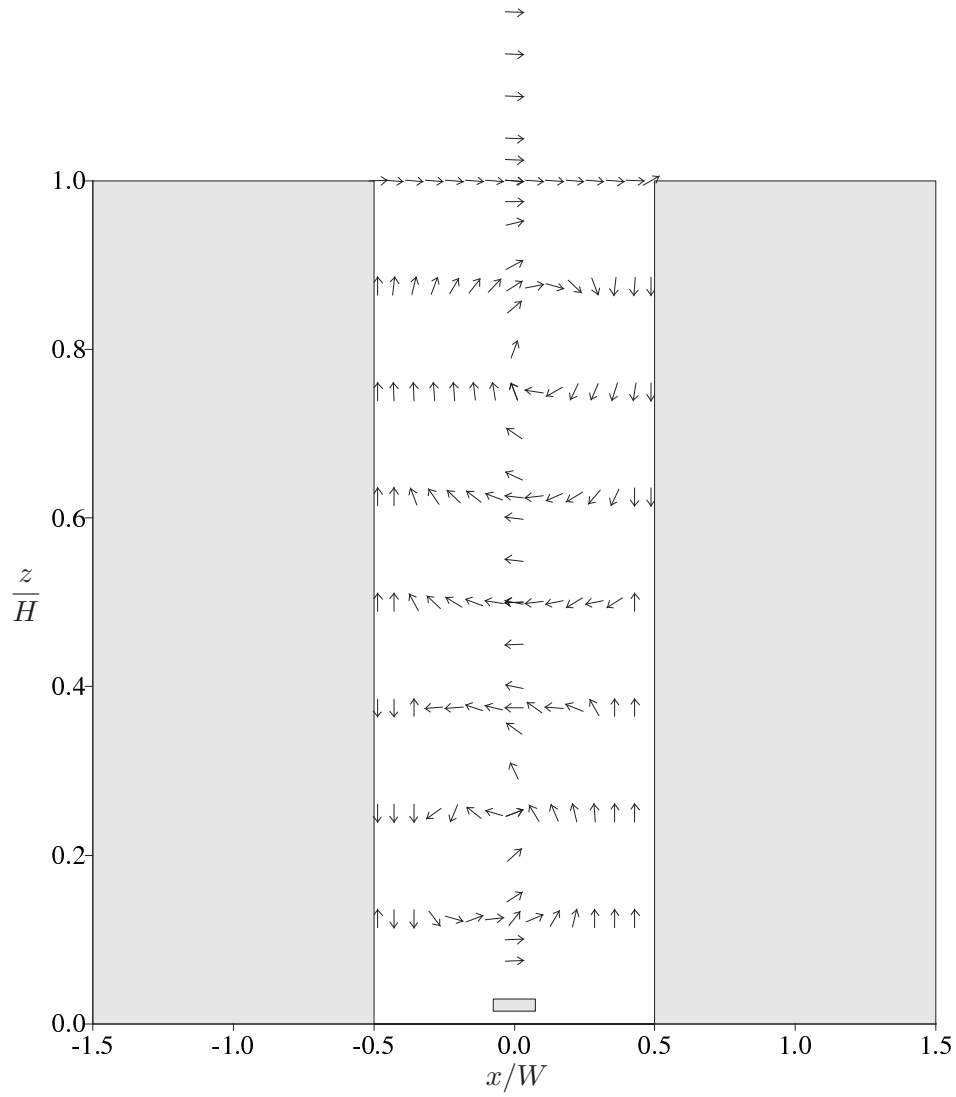
Dans la partie supérieure de la rue, la figure II.1.11 nous indique également que la concentration expérimentale est surestimée par rapport au comportement universel. Cet écart provient vraisemblablement de l'inhomogénéité de la concentration le long de la rue, due à l'écoulement secondaire dans la partie inférieure. En raison de ces différentes erreurs, il est donc difficile d'évaluer les résultats du modèle *CAR-MEN*. On peut néanmoins constater que le comportement de ce modèle n'est pas "trop éloigné" des deux autres approches.

### II.2.4.5 Bilan

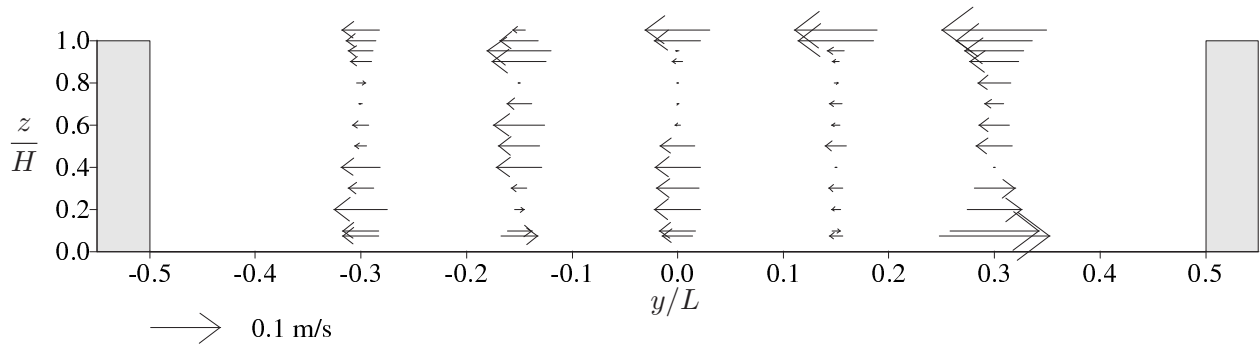
Les expériences et les simulations réalisées au cours de ce chapitre nous ont tout d'abord permis d'évaluer le comportement du modèle *CAR-MEN* dans une configuration simple (rue carrée) mais également dans des configurations géométriques plus complexes faisant intervenir le rapport d'aspect ou la dissymétrie de la rue. Il ressort de cette comparaison que le modèle *CAR-MEN* reproduit généralement assez bien les niveaux moyens de concentration dans chaque recirculation. La répartition de la concentration dans la rue est qualitativement bien reproduite ; sur le plan quantitatif, des différences apparaissent, en particulier dans les configurations complexes faisant intervenir plusieurs recirculations. Toutefois, pour une utilisation pratique, la qualité des résultats fournis par le modèle semble largement suffisante.

Ces simulations numériques et expérimentales ont ensuite permis de mieux comprendre la sensibilité de l'écoulement et de la dispersion en fonction des caractéristiques géométriques de la rue. Les principaux résultats que nous apporte cette étude sont les suivants :

- La vitesse de l'écoulement à l'intérieur de la cavité dépend de la rugosité des parois de la rue. La présence d'obstacles dans la rue (véhicules en stationnement, arbres, abris de bus, ...) ou sur les façades des bâtiments (balcons) aura pour effet de freiner l'écoulement dans la rue et donc de renforcer le niveau de pollution. Cela explique pourquoi la présence d'arbres dans la rue est prise en compte dans le modèle *CAR* (EERENS *et al.*, 1993) par un facteur multiplicatif sur la valeur de la concentration.
- L'effet de la dissymétrie de la rue dépend fortement du sens du vent. Si le bâtiment le plus haut est situé du côté aval, l'écoulement dans la rue est caractérisé par une unique



a) Champ de vitesse expérimental dans le plan  $x-z$  (les vecteurs représentent uniquement la direction de l'écoulement).



b) Champ expérimental de vitesse  $\bar{v}$  dans le plan  $y-z$ .

Figure II.2.32 – Topologie de l'écoulement : Champ de vitesse expérimental.

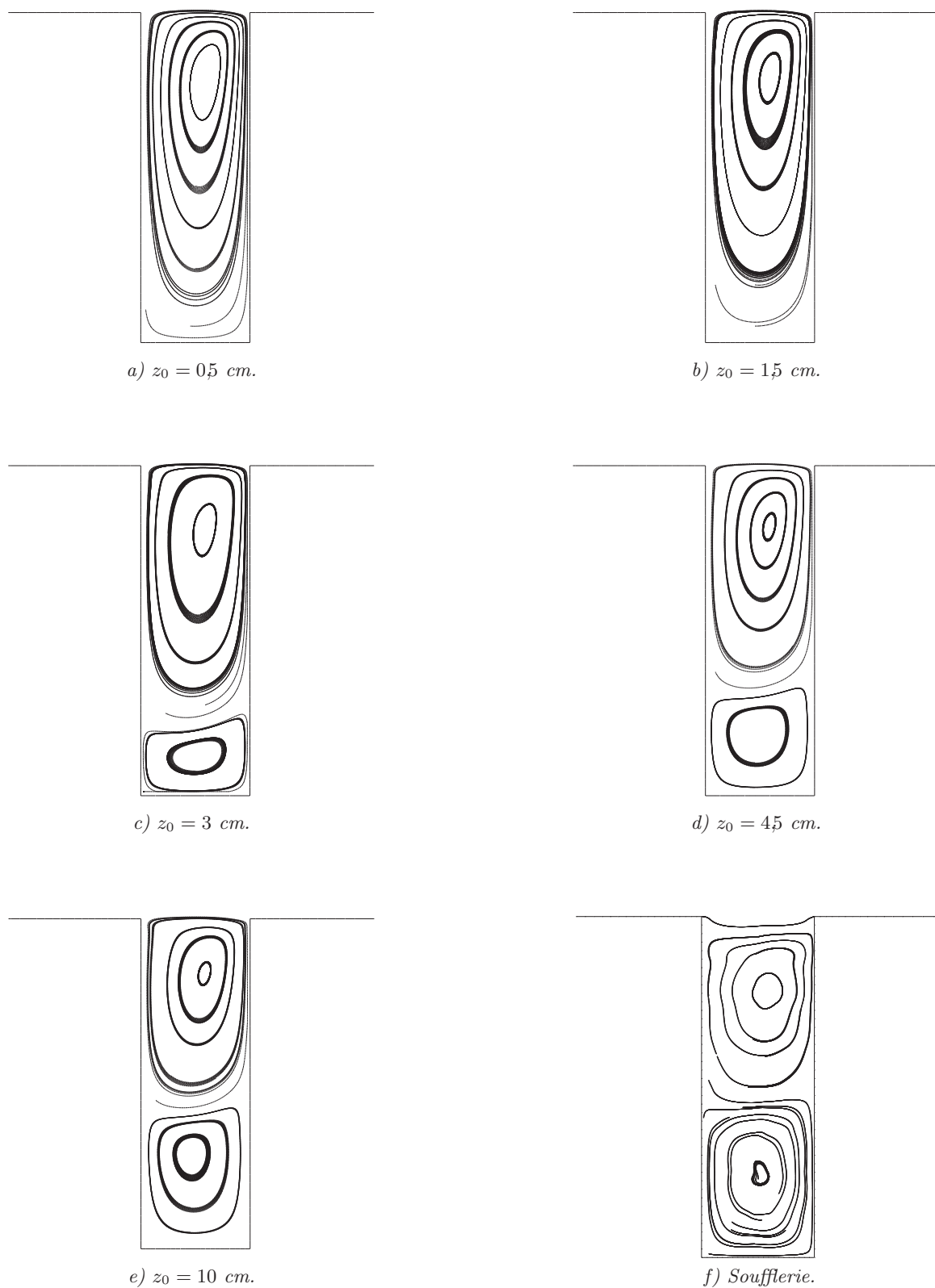
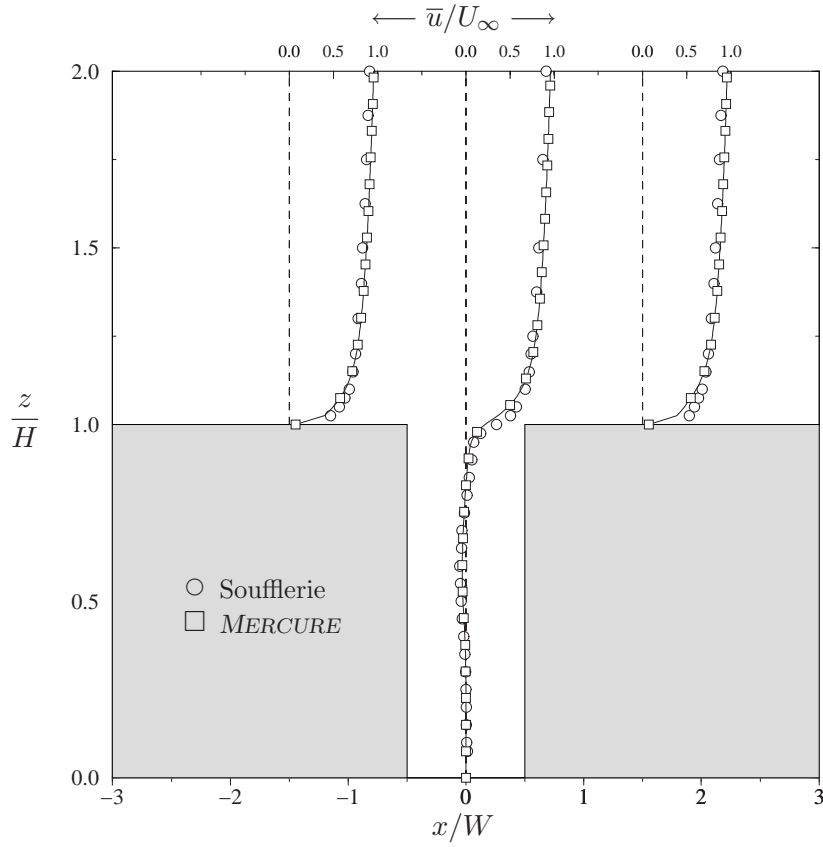


Figure II.2.33 – **Topologie de l'écoulement** : Lignes de courant numériques (a à e) et expérimentales (f).



a) Vue d'ensemble de l'écoulement.

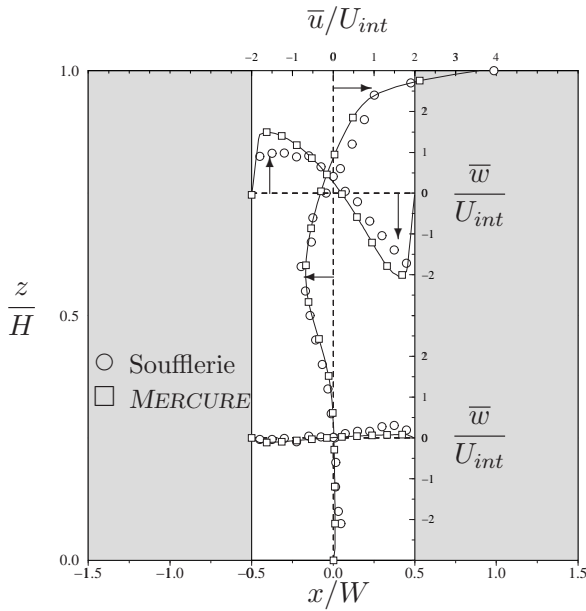
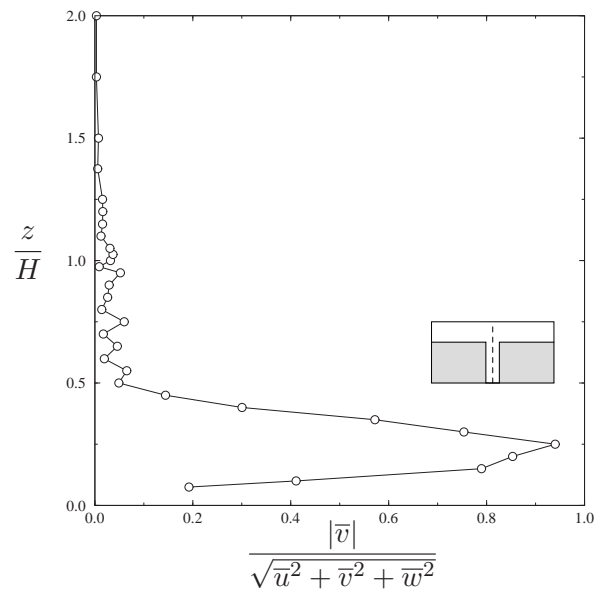
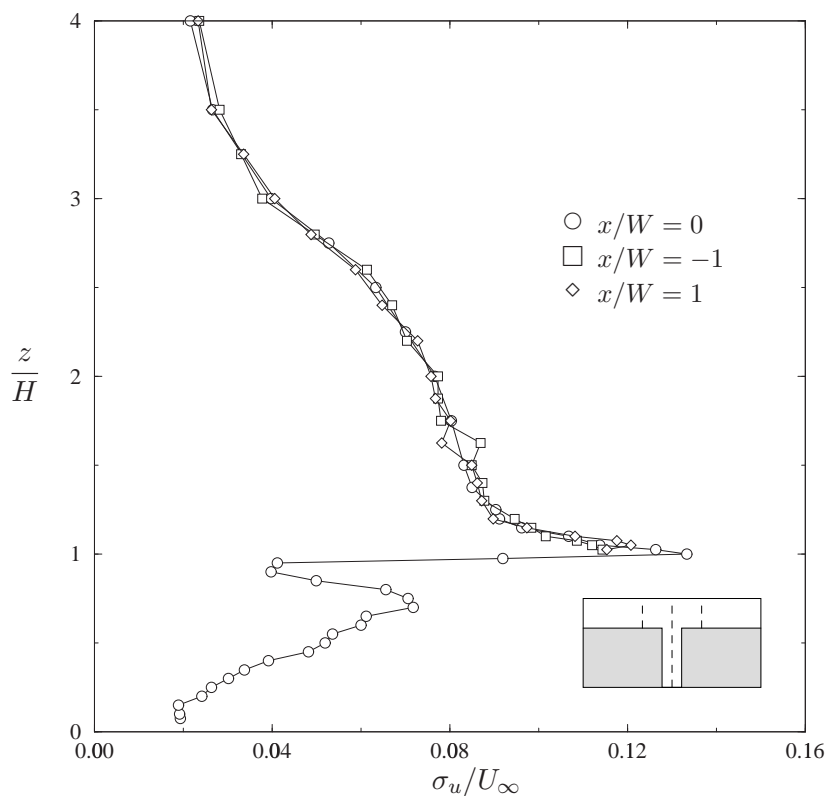
b) Écoulement à l'intérieur de la rue : profil vertical de  $\bar{u}/U_{int}$  et profil horizontal de  $\bar{w}/U_{int}$ .c) Contribution relative de l'écoulement secondaire à  $x/W = 0$  (soufflerie).

Figure II.2.34 – Vitesse moyenne.





a) Évolution de la turbulence entre l'amont et l'aval de la rue (soufflerie).

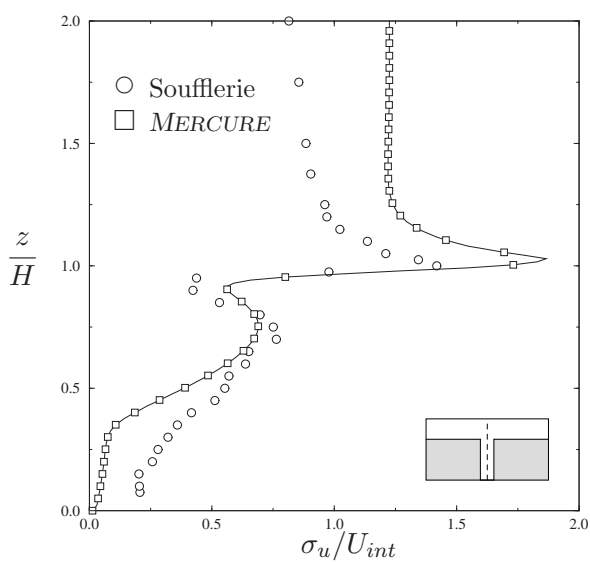
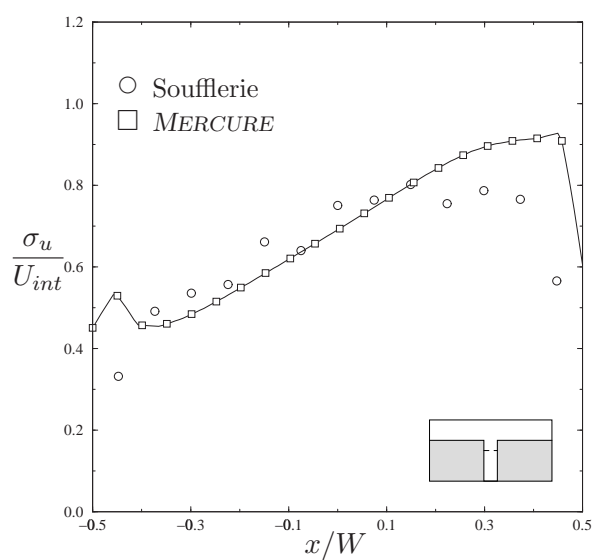
b) Fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_{int}$  à  $x/W = 0$ .c) Fluctuation de vitesse  $\sigma_u/U_{int}$  à  $z/H = 0,75$ .

Figure II.2.35 – Fluctuation de vitesse.

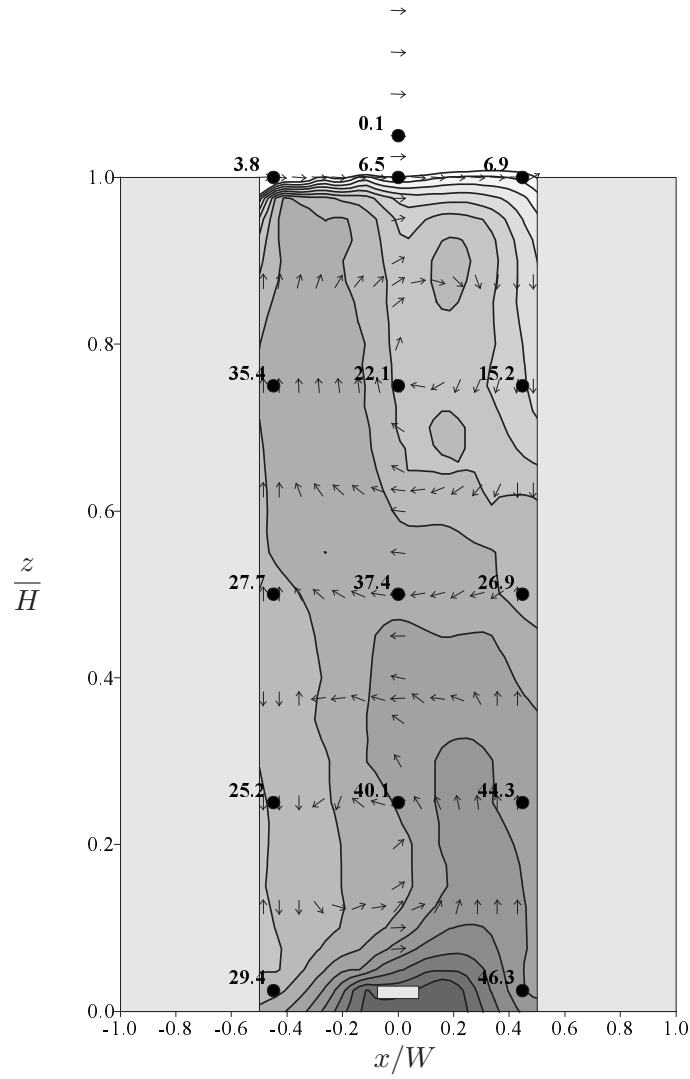
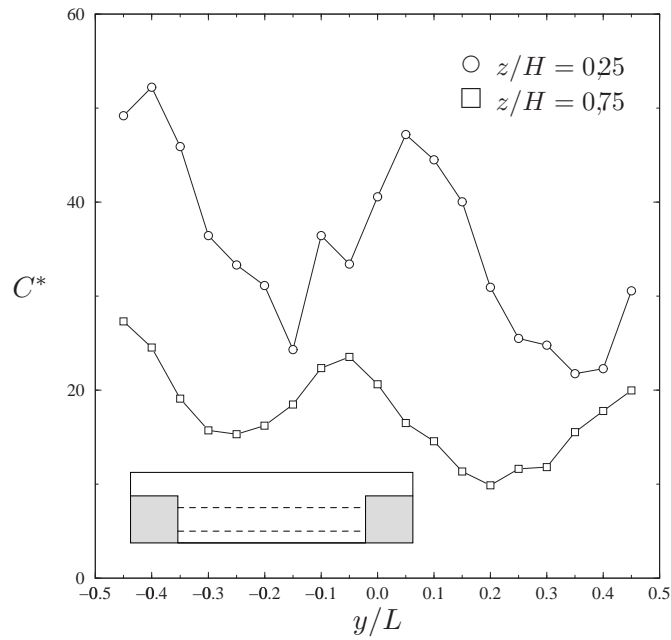
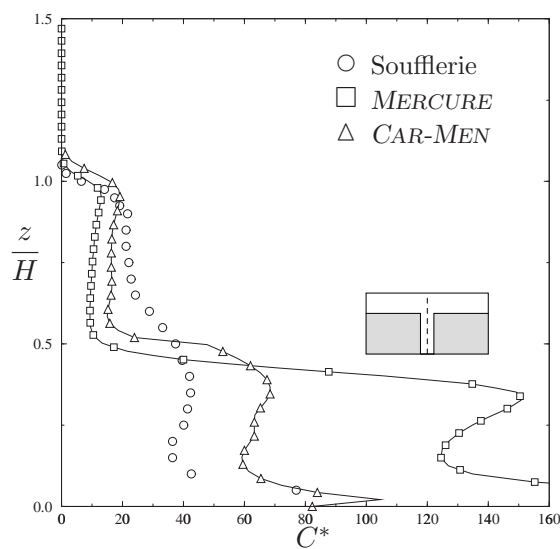
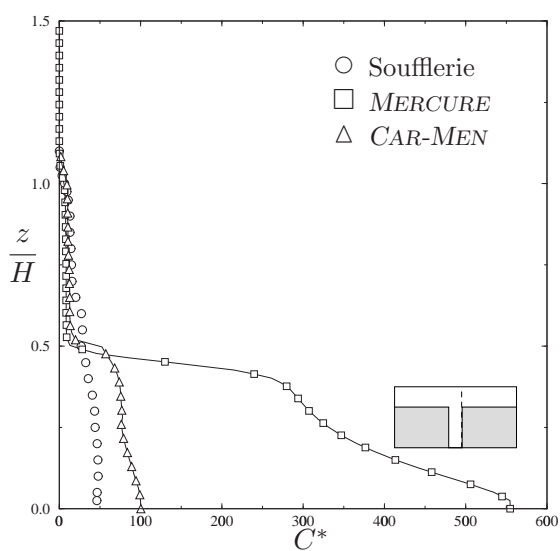
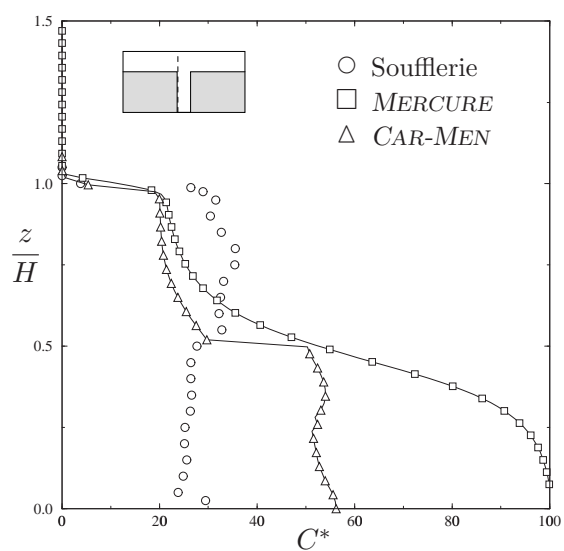
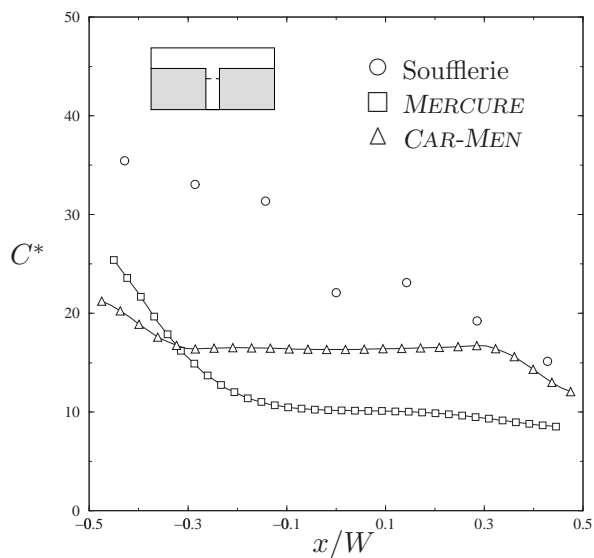
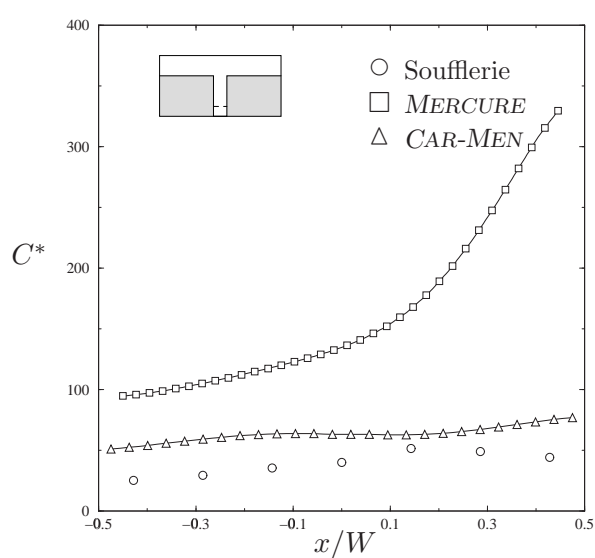
a) Champ de concentration  $C^*$  (soufflerie).b) Évolution transversale de la concentration  $C^*$  à  $z/H = 0,25$  et  $z/H = 0,75$ .

Figure II.2.36 – **Concentration moyenne**  $C^* = \frac{CU_H WL}{Q}$  : Champ dans une section a) et évolution transversale b).

a) Profil à  $x/W = 0$ .b) Profil à  $x/W = 0,45$ .c) Profil à  $x/W = -0,45$ .d) Profil à  $z/H = 0,75$ .e) Profil à  $z/H = 0,25$ .Figure II.2.37 – Concentration moyenne  $C^* = \frac{CU_H WL}{Q}$ .

recirculation. Le niveau de turbulence est plus important que dans une cavité carrée ce qui génère des concentrations plus faibles. Si le bâtiment le plus haut est situé du côté amont, il se forme deux recirculations contra-rotatives : le panache de polluants est transporté vers le bâtiment aval au niveau de la rue. Les niveaux de concentration à l'intérieur de la rue sont plus élevés que dans les deux cas précédents. Il faut remarquer que dans le cas d'une rue dissymétrique, le bâtiment le plus bas est toujours plus exposé que le bâtiment le plus haut, quelle que soit la direction du vent.

- Dans le cas d'une rue symétrique étroite, il peut se former une deuxième recirculation contra-rotative dans la partie inférieure. Le critère d'apparition de cette recirculation dépend de la rugosité des parois de la rue : plus elles sont rugueuses, plus la recirculation secondaire est importante. Cette topologie d'écoulement affecte la répartition du champ de concentration. Au niveau du sol, la concentration est plus importante du côté aval tandis que l'effet s'inverse dans la partie supérieure. On peut noter que dans l'expérience, où le caractère bidimensionnel de l'écoulement ne peut être imposé, des écoulements secondaires apparaissent, créant une inhomogénéité de la concentration le long de la rue.

Il est légitime de se demander si ces résultats, obtenus pour des géométries de rue relativement idéalisées, seraient généralisables dans des situations plus réalistes. En particulier, quelle est l'influence de la forme des toits et comment affecte-t-elle ces conclusions ? Pour répondre à cette question, nous avons repris les expériences en soufflerie réalisées par RAFAILIDIS (1997). Au cours de ces expériences, la concentration en gaz traceur a été mesurée sur les faces de bâtiments bidimensionnels munis de toits. Par contre, le champ de vitesse n'a pas été mesuré. Pour tenter d'interpréter les comportements observés pour la concentration, les résultats de RAFAILIDIS ont été présentés sur la figure II.2.38. Nous avons classé les différentes configurations par analogie à nos quatre configurations. Pour déterminer la dissymétrie ou le rapport d'aspect de la rue lorsque le toit d'un bâtiment est en pente, nous avons utilisé la hauteur moyenne de ce bâtiment. En fonction du type de configuration obtenue (rue symétrique, dissymétrique, étroite), nous avons également reporté qualitativement (avec des flèches) la topologie de l'écoulement, telle que nous l'avons observée pour la géométrie correspondante. On constate que la répartition de concentration sur les faces des obstacles est en très bon accord avec les topologies d'écoulement décrites dans notre étude. Il apparaît par exemple, dans les configurations du type marche descendante, que la concentration dans la partie inférieure de la rue est plus importante du côté aval, alors que dans la partie supérieure, elle devient plus importante du côté amont. Ce comportement est identique à celui observé sur la figure II.2.30-a. Cette analyse montre que l'effet des toits des bâtiments peut être compris et modélisé à l'aide des paramètres de dissymétrie et de rapport d'aspect. Ce résultat intéressant devrait permettre de simplifier la prise en compte des toits dans les modèles pratiques de rue-canyon.

## II.2.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié en détail l'écoulement et la dispersion dans une rue perpendiculaire à la direction du vent. Après un rappel des travaux effectués sur le sujet, nous avons décrit le principe d'un modèle appliqué, basé sur une résolution analytique de l'équation d'advection-diffusion dans un écoulement potentiel. Nous avons ensuite présenté des simulations numériques et expérimentales visant à mieux comprendre l'influence de la dissymétrie et du rapport d'aspect de la rue sur les processus de dispersion, et permettant de valider le modèle proposé.

Cette étude a permis de démontrer la nécessité de prendre en compte certains effets de la géométrie de la rue dans la modélisation de la dispersion. En particulier, il apparaît que la

structure d'écoulement classique, constituée d'un seul tourbillon à l'intérieur de la rue, ne peut pas être systématiquement utilisée, y compris pour des applications pratiques. Le modèle *CAR-MEN*, présenté dans ce chapitre, constitue une approche possible pour prendre en compte ces phénomènes.

Pour poursuivre notre étude sur la modélisation d'une rue-canyon, nous allons nous intéresser, au cours du chapitre suivant, au cas d'une rue parallèle à la direction du vent.

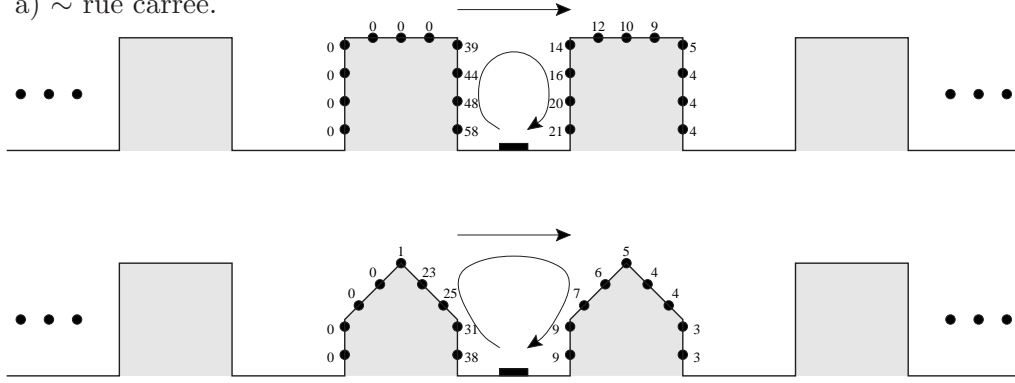
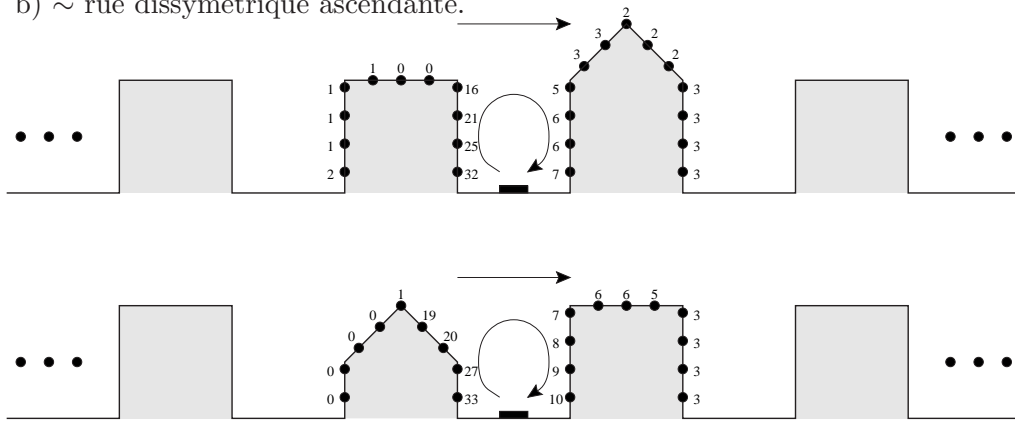
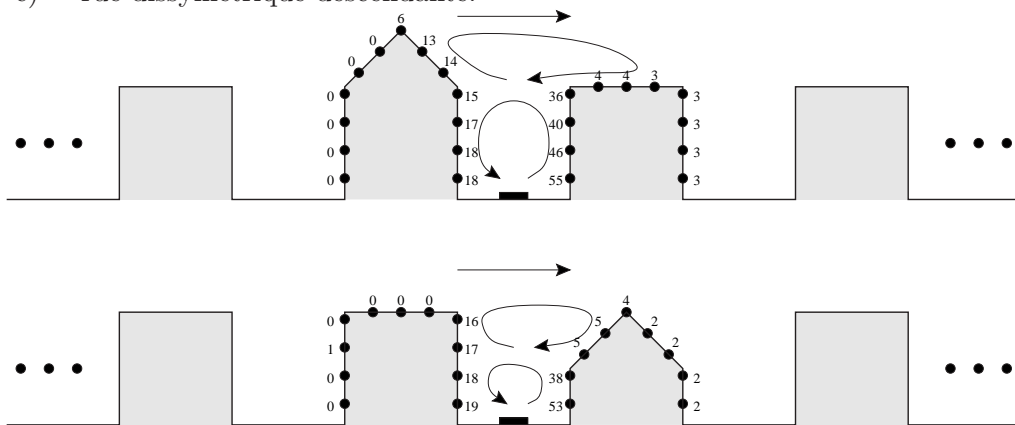
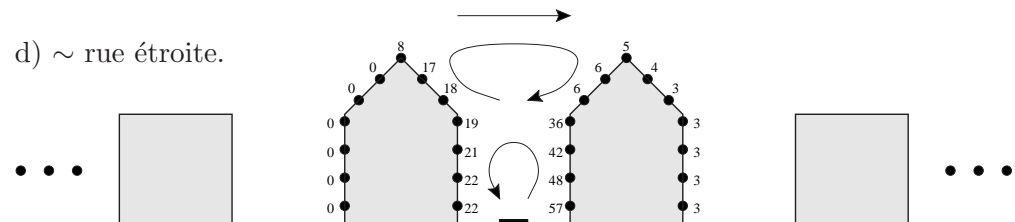
a)  $\sim$  rue carrée.b)  $\sim$  rue dissymétrique ascendante.c)  $\sim$  rue dissymétrique descendante.d)  $\sim$  rue étroite.

Figure II.2.38 – Influence de la forme des toits (d'après RAFAILIDIS, 1997).



---

## II.3 Écoulement et dispersion parallèle à la rue

---

*Dans ce chapitre, nous étudions l'écoulement et la dispersion turbulente dans une rue parallèle à la direction du vent. En distinguant deux régimes d'écoulement à l'intérieur de la rue en fonction du rapport d'aspect  $H/W$ , un modèle analytique est développé pour représenter le champ de vitesse. Un modèle gaussien de dispersion est ensuite utilisé pour décrire le champ de concentration induit par la circulation automobile. Ces modèles sont validés par comparaison à des résultats de simulations numériques et d'expériences en soufflerie.*

---

### II.3.1 Introduction

Contrairement au cas étudié dans le chapitre précédent, d'une rue perpendiculaire au vent, le problème de l'écoulement et de la dispersion dans une rue parallèle à l'écoulement extérieur n'a pas suscité beaucoup d'intérêt. Pourtant, cette configuration est à plusieurs égards aussi intéressante que la précédente.

Tout d'abord, il est important de s'interroger pour savoir s'il existe une isotropie de l'orientation des rues par rapport aux vents dominants. À notre connaissance, il n'existe aucune étude statistique sur la répartition de l'orientation des rues en fonction du type d'agglomération (taille, âge de la ville, région du monde et type de civilisation, ...). C'est pourquoi nous avons réalisé une analyse de la géométrie des rues de la ville de Lyon à partir des données du Système d'Information Géographique de la COURLY. Ces résultats, présentés au chapitre IV.1, mettent en évidence une forte anisotropie de l'orientation des rues, avec deux directions orthogonales privilégiées dans le sens nord-sud et est-ouest. Ces deux directions traduisent la présence d'un quadrillage de rues "à l'américaine", avec un nombre de rues équivalent dans les deux directions. Si l'on admet que ce résultat peut être généralisé à la majorité des agglomérations occidentales, nous pouvons conclure que les rues orientées dans la direction des vents dominants sont a priori aussi nombreuses que les rues perpendiculaires.

Dès lors, on peut penser que ce manque d'intérêt provient de l'idée, couramment répandue, selon laquelle une rue parallèle au vent serait mieux ventilée et donc moins polluée qu'une rue perpendiculaire. Pourtant, une analyse de la bibliographie sur le sujet montre que cette idée est en partie erronée. Il est vrai, et nous allons y revenir en détail dans ce chapitre, que la vitesse moyenne du vent dans une rue est plus importante lorsque celle-ci est orientée dans l'axe du vent. Mais cette orientation a d'autres conséquences. Il faut tout d'abord noter qu'une rue (on entend ici l'ensemble des segments de rue alignés) peut constituer un "canal" rectiligne



de plusieurs centaines de mètres, voire plus d'un kilomètre. Lorsque des véhicules circulent sur toute cette longueur, les polluants émis sont transportés et la concentration augmente le long de la rue, pouvant atteindre au bout d'une certaine distance des niveaux importants. De plus, une artère de ce type est en général croisée par de nombreuses rues perpendiculaires. Les polluants émis dans ces rues peuvent être drainés par la rue parallèle au vent (voir chapitre III.1 sur les échanges au sein d'une intersection) et viennent s'ajouter à ceux émis par celle-ci.

L'analyse d'un certain nombre d'études expérimentales sur site permet de confirmer l'importance de ces phénomènes. Lors d'une expérience dans une rue de Nantes, BARANGER (1986) a montré que les niveaux de concentration étaient plus élevés lorsque le vent était parallèle à la rue. Des expériences réalisées à Copenhague (BERKOWICZ *et al.*, 1994 ; BERKOWICZ *et al.*, 1996 ; BERKOWICZ *et al.*, 1997) montrent que, dans certaines rues, la concentration mesurée est maximale par vent parallèle. Le modèle rue-canyon OSPM, validé sur ces expériences, fournit d'ailleurs des niveaux maximum de concentration lorsque le vent est parallèle à la rue (BUCKLAND et MIDDLETON, 1999).

Ces constatations nous ont conduits à porter une attention particulière à l'étude de l'écoulement et de la dispersion dans une rue parallèle au vent. Malheureusement, comme nous l'avons déjà mentionné, il n'existe que très peu d'études sur le sujet. NAKAMURA et OKE (1988) ont mesuré la vitesse du vent dans une rue de Kyoto pour différentes directions de vent. Ils ont mis en évidence que le rapport entre la vitesse dans la rue et la vitesse extérieure était du même ordre ( $\simeq 2/3$ ), quelle que soit la direction du vent. NUNEZ et OKE (1977) et LOUKA (1998) suggèrent qu'il existe un mouvement ascendant lorsque le vent est parallèle à la rue, associé à la diminution de vitesse longitudinale en raison du frottement sur les parois. Malheureusement, il n'existe pas à notre connaissance de description expérimentale du champ de vitesse longitudinale dans une section de rue.

Par analogie aux écoulements dans des canopées forestières, LETTAU (1972) propose un modèle pour décrire le profil vertical de vitesse moyenne (au sens d'une moyenne spatiale dans un plan horizontal) dans la canopée urbaine, basé sur une loi en exponentielle :

$$U(z) = U_0 \exp(z/Z_0) \text{ où } Z_0 \text{ est une échelle de longueur fonction de la rugosité } z_0 \quad (\text{II.3.1})$$

Cette relation n'est pas spécifiquement adaptée à l'écoulement le long d'une rue. Elle est basée sur l'hypothèse selon laquelle la traînée exercée par les bâtiments est répartie uniformément sous forme de force volumique (CIONCO, 1965 ; JERRAM *et al.*, 1996). Malgré cette hypothèse, NICHOLSON (1975) a intégré cette relation pour obtenir la vitesse moyenne à l'intérieur d'une rue :

$$U = \frac{U_0 Z_0}{H} (1 - \exp(H/Z_0)) \quad (\text{II.3.2})$$

D'autres auteurs (YAMARTINO et WIEGAND, 1986 ; BERKOWICZ *et al.*, 1994) préfèrent utiliser un profil logarithmique de couche limite pour décrire l'écoulement à l'intérieur de la rue. Malheureusement, ces deux approches correspondent à un formalisme qui n'est pas adapté à la géométrie d'une rue.

La dispersion des polluants dans une rue parallèle au vent n'a guère suscité plus d'intérêt. Outre les expériences déjà évoquées de BARANGER et de BERKOWICZ, très peu d'auteurs se sont penchés sur ce problème. Du point de vue de la modélisation, HARGREAVES et BAKER (1997) proposent un modèle à bouffées pour la dispersion à l'intérieur de la rue. L'écoulement longitudinal est décrit par un profil logarithmique analogue à celui préconisé par YAMARTINO et WIEGAND (1986). Pour simuler l'absence de flux à travers les parois verticales et à travers le sol de la rue, des bouffées images sont utilisées.

Cet état des lieux nous a donc conduits à approfondir l'étude de l'écoulement et de la dispersion lorsque le vent est parallèle à la rue.

## II.3.2 Modèle d'écoulement

Dans ce paragraphe, nous allons étudier l'écoulement turbulent dans une rue orientée dans la direction du vent extérieur. L'objectif de cette étude est de déterminer le champ de vitesse à l'intérieur de la rue en fonction des caractéristiques de cette rue et des caractéristiques de la couche limite extérieure. Dans un premier temps, nous présentons un modèle théorique pour l'écoulement à l'intérieur de la rue. Dans un deuxième temps, ce modèle est confronté aux résultats de simulations numériques réalisées avec le code *MERCURE* et d'expériences en soufflerie.

### II.3.2.1 Modèle théorique

Considérons une rue de hauteur  $H$ , de largeur  $W$  et de longueur infinie dans la direction  $x$  de l'écoulement. Pour simplifier la géométrie, on suppose que les bâtiments qui bordent la rue sont infiniment larges et on se limitera au cas où ces bâtiments sont de même hauteur. La géométrie idéalisée ainsi constituée est représentée sur la figure II.3.1. Pour modéliser l'influence des aspérités réelles des parois (balcons, arbres, ...), on caractérise les trois faces de la rue par une rugosité aérodynamique  $z_i$ .

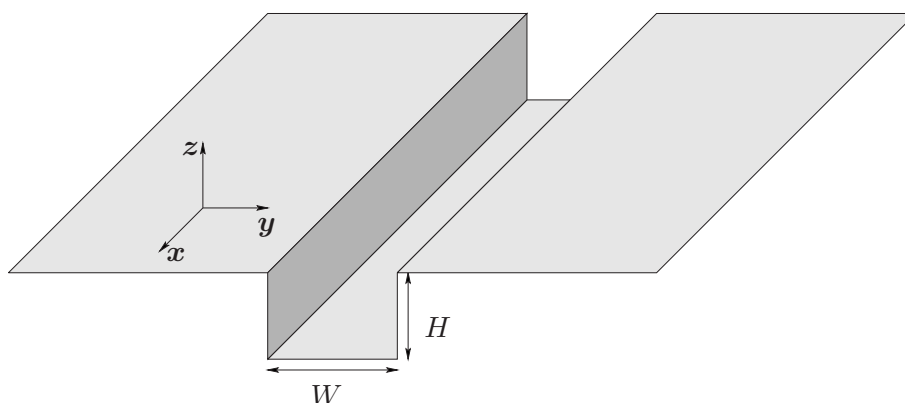


Figure II.3.1 – Schéma de principe de la rue considérée.

Le “moteur” de l'écoulement à l'intérieur de la rue est l'écoulement atmosphérique qui se développe au-dessus de la canopée urbaine, dans la Couche Limite de Surface. Nous avons montré au chapitre I.2 que cette couche limite peut être caractérisée par un profil de vitesse logarithmique (équation I.2.12) défini par une vitesse de frottement  $u_*$  et une rugosité aérodynamique  $z_0$ . Compte tenu du modèle géométrique choisi, on suppose que cette couche limite se développe sur les toits des bâtiments qui délimitent la rue, et que l'épaisseur de déplacement  $d$  associée à cette couche limite est égale à la hauteur  $H$  des bâtiments.

#### II.3.2.1.1 Régimes d'écoulement

L'écoulement à l'intérieur de la rue traduit un équilibre entre des efforts moteurs (entraînement par l'écoulement extérieur, gradient de pression longitudinal) et les efforts de frottement sur les parois verticales et sur le sol de la rue. Ces efforts de frottement génèrent des couches limites sur les trois faces de la rue. En particulier, la couche limite qui se développe sur le sol interfère avec les couches limites associées aux parois verticales.

Pour simplifier le problème, il est possible de définir des zones d'influence dominante de chaque paroi, représentées sur la figure II.3.2.

- Zone I : zone extérieure à la rue
- Zone II : zone d'influence des parois verticales
- Zone III : zone d'influence du sol

Les dimensions des zones II et III dépendent des dimensions de la rue, et en particulier du rapport d'aspect  $H/W$ . Ceci nous conduit à différencier deux régimes d'écoulement :

- **Régime de rue étroite :  $H/W > 0.5$**

Lorsque la rue est étroite, les parois verticales constituent plus de la moitié du *périmètre mouillé*<sup>1</sup> de la rue. La majeure partie de l'écoulement est donc sous l'influence des parois verticales. L'effet de la paroi inférieure est limité à la partie basse de la rue. Il est important de noter que le cas de la rue de section carrée ( $H/W = 1$ ), qui peut être considéré comme le plus répandu dans la plupart des villes, correspond à ce régime. Le profil vertical de vitesse

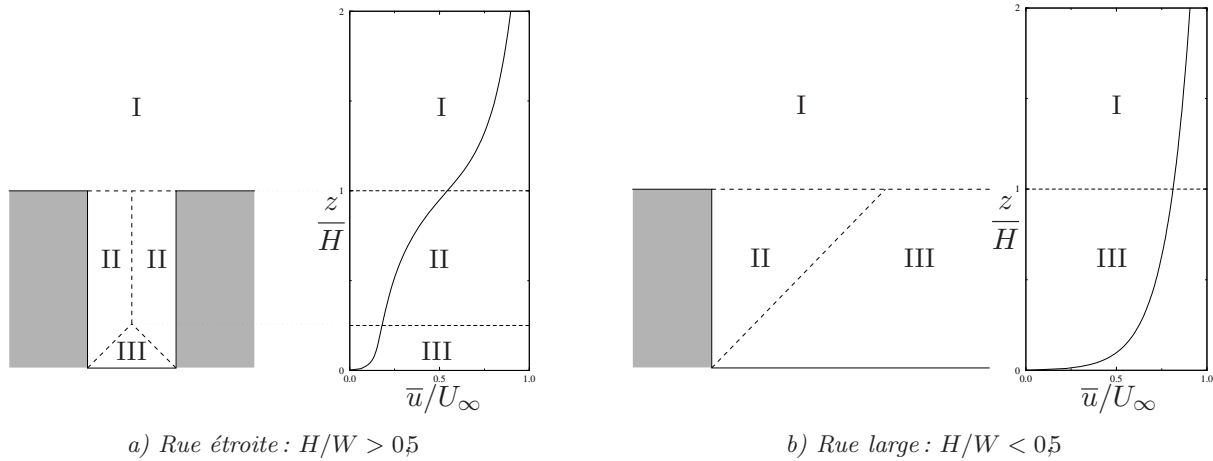


Figure II.3.2 – Régimes d'écoulement dans une rue parallèle au vent.

au centre de la rue doit donc se décomposer en trois couches distinctes (figure II.3.2-a), associées aux trois zones de l'écoulement. Nous montrerons que dans les couches I et III, la courbure du profil est de type logarithmique alors que dans la zone II, la courbure est opposée, de type exponentielle.

- **Régime de rue large :  $H/W < 0.5$**

Lorsque la rue est suffisamment large, le sol représente plus de 50 % du périmètre mouillé. L'influence des parois verticales est alors faible et l'écoulement est dominé par une couche limite qui se développe sur le sol de la rue. Du point de vue du profil de vitesse au centre de la rue, il s'apparente à celui d'une couche limite se développant sur le sol. Il est constitué uniquement des couches I et III (cf. figure II.3.2-b).

Pour modéliser cet écoulement, nous allons décomposer le problème en traitant séparément chaque zone d'influence.

1. On utilise la notion de *périmètre mouillé* par analogie à l'écoulement dans un canal. Dans le cas d'une rue, la longueur du périmètre mouillé est  $2H + W$ .

### II.3.2.1.2 Zone I : Écoulement extérieur

#### Profil de vitesse

La zone située au-dessus de la rue correspond à la Couche Limite de Surface (cf. chapitre I.2). Le profil de vitesse dans cette partie de l'écoulement sera modélisé par une loi logarithmique standard :

$$\bar{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z - d + z_0}{z_0} \right) \quad (\text{II.3.3})$$

Les caractéristiques  $u_*$  et  $z_0$  sont associées à l'état de l'atmosphère et aux propriétés du sol à une échelle largement plus grande que celle d'une rue (échelle d'un quartier, voire de l'agglomération). On peut donc admettre que ces caractéristiques sont invariantes à l'échelle d'une rue et qu'elles pourront être considérées dans notre modèle comme des constantes données du problème.

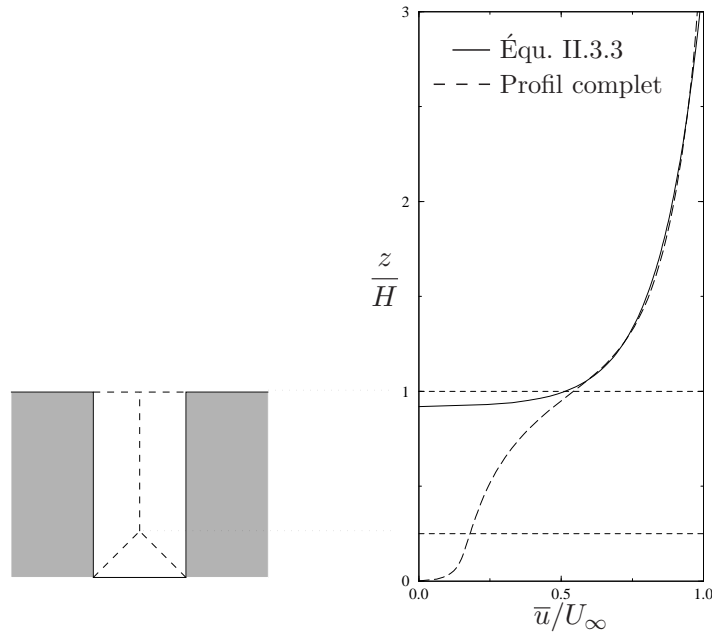


Figure II.3.3 – Schéma de l'écoulement dans la zone extérieure (zone I). Allure du profil complet, obtenu à partir des simulations effectuées avec le code MERCURE (voir plus loin), et comparaison avec le profil logarithmique dans la zone I.

Par contre, pour tenir compte des effets associés à la présence des bâtiments, ce profil devra être modifié localement. Cette adaptation aux conditions limites de proximité est réalisée par l'intermédiaire de l'épaisseur de déplacement  $d$ , qui correspond à la hauteur à laquelle le profil de vitesse s'annule. Sur un sol plat uniforme, en l'absence de bâtiments, cette épaisseur est nulle. Sur les toits des bâtiments, cette épaisseur est égale à leur hauteur  $H$ . Au-dessus d'une rue, l'épaisseur  $d$  dépend de la vitesse  $U_H$  au niveau des toits ;  $d$  vérifie l'équation :

$$U_H = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{H - d + z_0}{z_0} \right) \quad (\text{II.3.4})$$

La vitesse  $U_H$  sera déterminée par raccordement avec le profil de vitesse de la zone II. Le profil de vitesse dans la zone I est finalement représenté sur la figure II.3.3.

### Entraînement par l'écoulement extérieur

L'écoulement à l'intérieur d'une rue parallèle au vent est déterminé par l'entraînement turbulent à l'interface entre la rue (zone II) et l'écoulement extérieur (zone I). Pour pouvoir modéliser l'écoulement à l'intérieur de la rue, il est nécessaire d'exprimer une condition de raccordement entre les zones I et II, portant sur la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement extérieur.

Nous avons vu, au chapitre I.2, que la zone inférieure de la couche limite atmosphérique, appelée Couche Limite de Surface, est caractérisée par un flux vertical de quantité de mouvement constant. Ce flux, quantifié par la contrainte de cisaillement  $\tau_0$ , est relié à la vitesse de frottement  $u_*$  par la relation :

$$\tau_0 = \rho u_*^2 \quad (\text{II.3.5})$$

Ayant fixé la vitesse de frottement  $u_*$  comme un paramètre donné du modèle, l'équation II.3.5 permet de déterminer une condition limite sur la contrainte de cisaillement pour le calcul de l'écoulement dans la zone II.

#### II.3.2.1.3 Zone II : Zone d'influence des parois verticales

Considérons maintenant la zone dans laquelle l'écoulement est essentiellement influencé par les parois verticales. Nous allons porter une attention particulière à l'étude de cette zone car elle est dominante dans la majorité des rues d'une ville. Pour simplifier le problème, on peut négliger l'effet du sol et supposer qu'il n'y a pas d'effet du frottement à ce niveau. Par contre, on considérera le frottement sur les parois verticales en supposant qu'elles sont aérodynamiquement rugueuses. Pour l'étude de cette zone de l'écoulement, la coordonnée  $y$  sera comptée positive à partir de la paroi verticale de la rue et la coordonnée  $z$  aura pour origine l'interface entre la rue et l'atmosphère extérieure.

Nous allons chercher à modéliser l'écoulement turbulent entre deux plaques verticales, résultant d'un équilibre entre l'entraînement, au niveau de l'interface supérieure  $z = 0$ , par un écoulement extérieur orienté selon  $x$ , et le frottement sur les parois verticales. On suppose que l'écoulement dans la cavité n'a pas de composante transversale ( $\bar{v} = 0$  et  $\bar{w} = 0$ ) et que la composante longitudinale est établie ( $\partial \bar{u} / \partial x = 0$ ) et stationnaire ( $\partial \bar{u} / \partial t = 0$ ). Les tensions de REYNOLDS sont modélisées par une hypothèse de BOUSSINESQ faisant intervenir la diffusivité turbulente  $\kappa$ . Enfin, l'effet du gradient de pression longitudinal sera considéré comme négligeable par rapport à l'effet de l'entraînement.

Compte tenu de ces hypothèses, la projection sur la direction  $x$  de l'équation de conservation de la quantité de mouvement se réduit à :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left( \kappa \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{II.3.6})$$

Cette équation peut être réécrite sous forme adimensionnelle :

$$\frac{\partial}{\partial y^+} \left( \kappa^+ \frac{\partial \bar{u}^+}{\partial y^+} \right) + \frac{\partial}{\partial z^+} \left( \kappa^+ \frac{\partial \bar{u}^+}{\partial z^+} \right) = 0 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} y = \delta_i y^+ & z = \delta_i z^+ \\ \bar{u} = U_m \bar{u}^+ & \kappa = K_m \kappa^+ \end{cases} \quad (\text{II.3.7})$$

où  $\delta_i$  représente l'épaisseur de la couche limite qui se développe sur les parois verticales ;  $\delta_i$  est égale à la demi-largeur de la rue  $W/2$ .  $U_m$  et  $K_m$  représentent les valeurs respectives de la vitesse et de la diffusivité turbulente au centre de l'interface, au point défini par  $y = \delta_i$  et  $z = 0$ . Pour résoudre l'équation II.3.7, nous allons faire une hypothèse de séparation de variables<sup>2</sup>, qui

2. Rien ne garantit a priori l'existence d'une solution à variables séparables. La méthode consiste simplement à tester si l'expression II.3.8 peut être une solution particulière du problème vérifiant les conditions aux limites. Malheureusement, l'équation étant non-linéaire, il est généralement très difficile de déterminer si la solution obtenue est la solution la plus générale possible (ZWILLINGER, 1989).

s'exprime pour  $u^+$  et  $\kappa^+$  sous la forme :

$$u^+ = f(y^+)g(z^+) \quad (\text{II.3.8})$$

$$\kappa^+ = y^+g(z^+) \quad (\text{II.3.9})$$

Les variations horizontales et verticales de  $u^+$  sont représentées par les fonctions  $f$  et  $g$ . On suppose que la variation verticale de  $\kappa^+$  est analogue à celle de  $u^+$ , définie par  $g$ . Sa variation horizontale est considérée comme proportionnelle à la distance à la paroi  $y^+$ , ce qui est couramment admis pour une couche limite turbulente. En introduisant les équations II.3.8 et II.3.9 dans II.3.7, on obtient une équation différentielle portant sur les fonctions  $f$  et  $g$  :

$$f'g^2 + y^+f''g^2 + y^+fgg'' + y^+fg'^2 = 0 \quad (\text{II.3.10})$$

Cette équation peut être scindée en deux termes égaux et fonction de variables indépendantes. Ces deux termes sont nécessairement égaux à une même constante notée par commodité  $-C^2$  :

$$\frac{f''}{f} + \frac{1}{y^+} \frac{f'}{f} = - \left( \frac{g''}{g} + \frac{g'^2}{g^2} \right) = -C^2 \quad (\text{II.3.11})$$

### Profil horizontal

La résolution de l'équation différentielle sur  $f$  nécessite une condition sur la valeur de la fonction et sur la valeur de sa dérivée en un point. L'adimensionnement choisi impose que la valeur de la fonction soit égale à 1 sur l'axe de la rue. La condition de symétrie sur cet axe impose que la dérivée soit nulle. Avec ces conditions, la solution de l'équation est une combinaison linéaire de fonctions de BESSEL  $J_0$  et  $Y_0$ .

$$\begin{cases} f'' + \frac{1}{y^+} f' + C^2 f = 0 \\ f(1) = 1 \\ f'(1) = 0 \end{cases} \implies f(y^+) = \frac{J_1(C)Y_0(Cy^+) - J_0(Cy^+)Y_1(C)}{J_1(C)Y_0(C) - J_0(C)Y_1(C)} \quad (\text{II.3.12})$$

Cette solution est représentée sur la figure II.3.4. Afin de mettre en évidence la signification physique de cette solution, nous allons faire un développement en série des fonctions de BESSEL pour obtenir une solution approchée au voisinage de la paroi.

$$\text{Pour } y^+ \ll 1, \text{ on a } \begin{cases} J_0(y^+) \simeq 1 + O(y^{+2}) \\ Y_0(y^+) \simeq \frac{2}{\pi} \left[ \ln \left( \frac{y^+}{2} \right) + \gamma \right] J_0(y^+) + O(y^{+2}) \end{cases} \quad (\text{II.3.13})$$

En remplaçant dans l'expression de  $f$  les fonctions de BESSEL par leur développement au premier ordre, la vitesse  $u^+$  peut être mise sous la forme :

$$u^+(y^+, z^+) = \frac{u_*^+(z^+)}{\kappa} \ln \left( \frac{y^+}{y_i^+} \right) \text{ avec } \begin{cases} u_*^+(z^+) = \frac{2}{\pi} \frac{g(z^+)\kappa J_1(C)}{J_1(C)Y_0(C) - J_0(C)Y_1(C)} \\ y_i^+ = \frac{2}{C} \exp \left[ \frac{\pi}{2} \frac{Y_1(C)}{J_1(C)} - \gamma \right] \end{cases} \quad (\text{II.3.14})$$

Ce résultat montre que la solution obtenue correspond à une solution classique de couche limite logarithmique au voisinage de la paroi. Cette solution approchée est représentée sur la figure II.3.4. On constate un bon accord avec la solution exacte au voisinage de la paroi. La grandeur  $y_i^+$ , qui apparaît dans l'expression de la vitesse, est homogène à une rugosité de paroi. En imposant la valeur de cette rugosité ( $y_i^+ = z_i/\delta_i$ ), on peut déterminer la constante  $C$ .

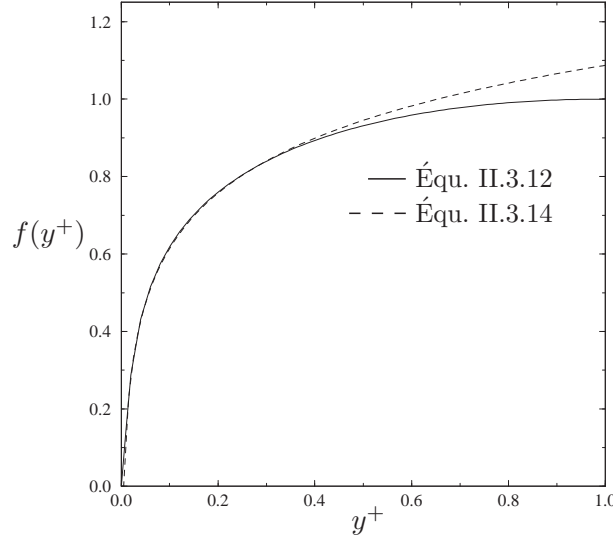


Figure II.3.4 – Schéma du profil horizontal de vitesse dans la zone II.

Par ailleurs, on sait que dans une couche limite classique, la diffusivité turbulente est reliée à la vitesse de frottement  $u_*$  par :

$$K = u_* \kappa y \quad \text{soit} \quad K^+ = \frac{U_m \delta_i}{K_m} u_*^+ \kappa y^+ \quad (\text{II.3.15})$$

En mettant en relation cette expression avec l'équation II.3.9 et en utilisant l'expression de  $u_*^+$ , on peut relier la constante  $K_m$  aux autres paramètres du problème :

$$K_m = \frac{2}{\pi} \frac{U_m \delta_i \kappa^2 J_1(C)}{J_1(C) Y_0(C) - J_0(C) Y_1(C)} \quad (\text{II.3.16})$$

### Profil vertical

La fonction de forme  $g$  définissant les profils verticaux est solution d'une équation différentielle du second ordre. L'adimensionnement impose une valeur de 1 au niveau de l'interface. La dérivée  $g'$  est nulle en  $-\infty$  pour traduire l'idée physique que l'entraînement diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'interface. La solution du problème ainsi défini est une fonction exponentielle décroissante :

$$\begin{cases} gg'' + g'^2 - C^2 g^2 = 0 \\ g(0) = 1 \\ g'(-\infty) = 0 \end{cases} \implies g(z^+) = \exp\left(\frac{Cz^+}{\sqrt{2}}\right) \quad (\text{II.3.17})$$

La fonction  $g$  est représentée sur la figure II.3.5. Il est intéressant de rapprocher la loi en exponentielle que nous avons obtenue avec les profils de vitesse moyenne obtenus dans la littérature au sein de canopées urbaines ou végétales. INOUE (1963) et CIONCO (1965) ont utilisé des lois en exponentielle pour modéliser l'écoulement à l'intérieur de la végétation. LETTAU (1972) et NICHOLSON (1975) ont appliqué ce type de loi pour décrire l'écoulement moyen à l'intérieur de la canopée urbaine.

À partir de l'expression de  $g$ , il est possible de déterminer la contrainte de cisaillement au niveau de l'interface. La condition de raccordement avec la zone I impose que cette contrainte soit égale à la contrainte exercée par l'écoulement extérieur, ce qui se traduit par :

$$\rho K_m \frac{C}{\sqrt{2}} U_m = \rho u_*^2 \quad (\text{II.3.18})$$

En utilisant l'équation II.3.16 pour exprimer  $K_m$ , cette égalité permet finalement de relier  $U_m$  à la vitesse de frottement de l'écoulement extérieur.

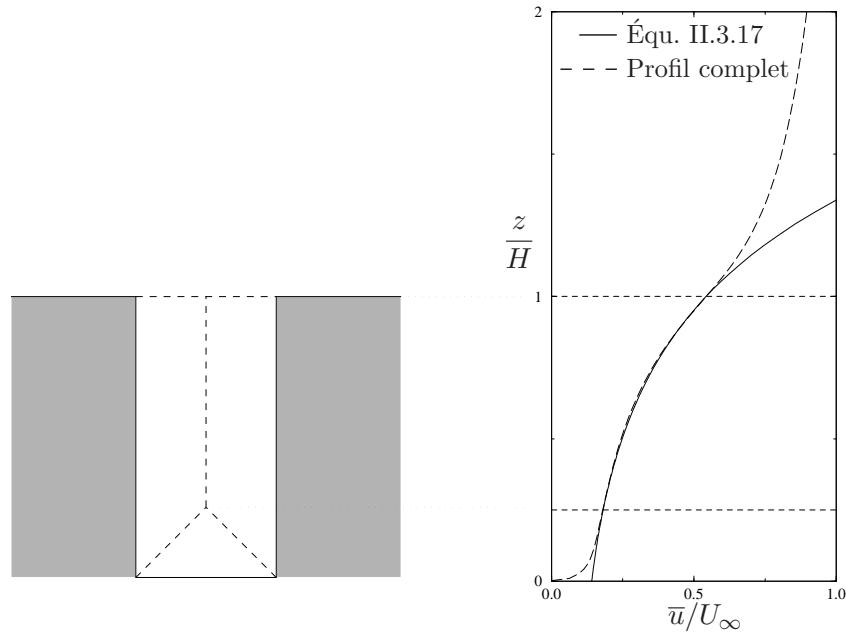


Figure II.3.5 – Schéma du profil vertical de vitesse dans la zone II. Allure du profil complet, obtenu à partir des simulations effectuées avec le code MERCURE (voir plus loin), et comparaison avec la solution II.3.17 dans la zone II.

#### II.3.2.1.4 Zone III : Zone d'influence du sol

Dans la partie de l'écoulement située au voisinage du sol, on suppose que les effets des parois verticales sont négligeables. L'écoulement qui se développe le long du sol peut donc simplement être modélisé par une couche limite aérodynamiquement rugueuse :

$$\bar{u} = \frac{u_*^s}{\kappa} \ln \left( \frac{z + z_i}{z_i} \right) \quad (\text{II.3.19})$$

$z_i$  est la rugosité du sol. La vitesse de frottement  $u_*^s$  est déterminée par raccordement avec le profil de la zone II au niveau de l'interface entre les deux zones. Le profil ainsi obtenu est schématisé sur la figure II.3.6.

Pour décrire l'écoulement dans la partie basse de la rue, des modèles plus complexes peuvent être utilisés. En effet, la partie basse de la rue, définie par  $z < \delta_i$ , peut être vue comme un demi-tube de section carrée. Il est alors possible d'utiliser les résultats obtenus pour l'écoulement turbulent dans un tuyau de section carrée (JONES, 1976 ; SCHLICHTING, 1960, pp. 612–615). Dans le cadre de ce travail, nous nous limiterons au profil simple défini par l'équation II.3.19.

#### II.3.2.1.5 Bilan

Le modèle théorique proposé est basé sur une division de l'écoulement en trois zones. Dans chaque zone, le champ de vitesse est décrit par une relation analytique : dans les zones I et III, le profil vertical est logarithmique tandis qu'il est exponentiel dans la zone II. Des conditions de raccordement sont imposées entre ces zones : entre les zones I et II, on impose l'égalité de la vitesse ( $U_H = U_m$ ) et de la contrainte de cisaillement ; entre les zones II et III, on garantit uniquement l'égalité des vitesses. Ce modèle utilise comme seuls paramètres les caractéristiques  $u_*$  et  $z_0$  du profil de vitesse extérieure, les dimensions  $H$  et  $W$  de la rue et la rugosité  $z_i$  des parois. Pour évaluer la validité de ce modèle, nous avons effectué des comparaisons avec le code MERCURE.



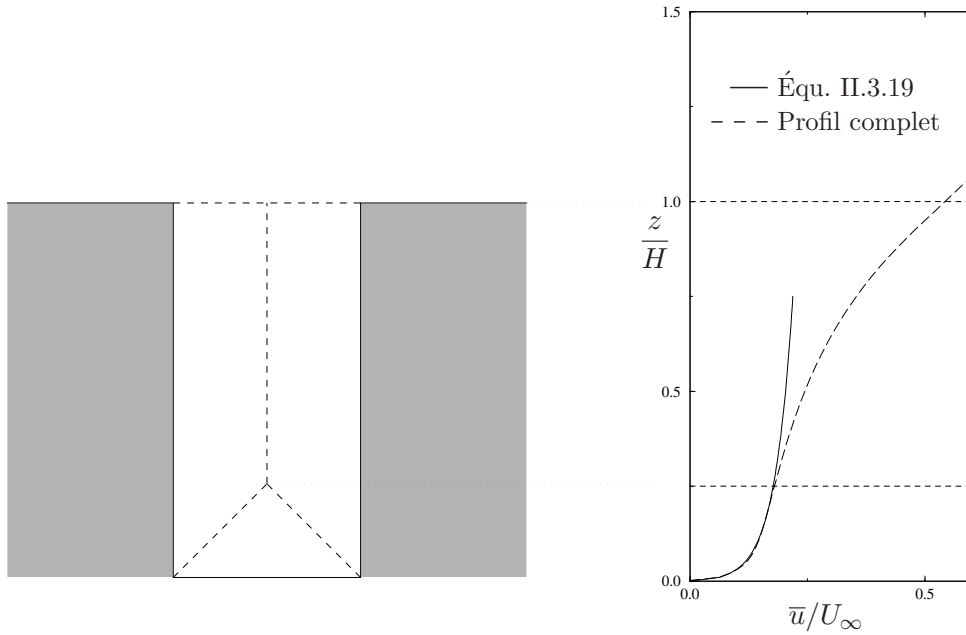


Figure II.3.6 – Schéma du profil vertical de vitesse dans la zone III. Allure du profil complet, obtenu à partir des simulations effectuées avec le code MERCURE (voir plus loin), et comparaison avec le profil logarithmique dans la zone III.

### II.3.2.2 Simulations numériques avec le code MERCURE

Le code *MERCURE* a été utilisé pour modéliser l'écoulement dans une rue parallèle au vent extérieur (cf. annexe B). Sept configurations différentes ont été simulées, correspondant à des rapports d'aspect  $H/W$  de  $1/4$ ,  $1/3$ ,  $1/2$ ,  $1$ ,  $2$ ,  $3$  et  $4$ . Les toits des bâtiments et les parois de la rue ont une rugosité de  $5$  cm. Une condition de périodicité a été utilisée sur les plans  $i = 1$  et  $i = i_{max}$  du maillage afin de s'affranchir des conditions initiales et d'établir une solution indépendante de  $x$ . Une condition de symétrie sur le plan  $y = 0$  permet de limiter le temps de calcul nécessaire.

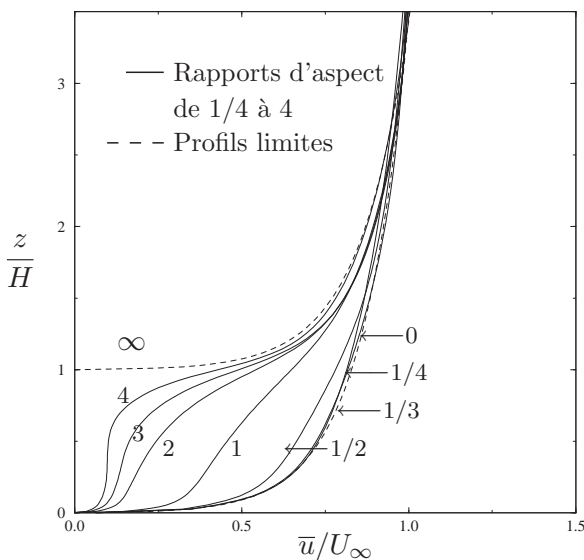


Figure II.3.7 – Profils verticaux de vitesse au centre de la rue pour différents rapports d'aspect  $H/W$ .

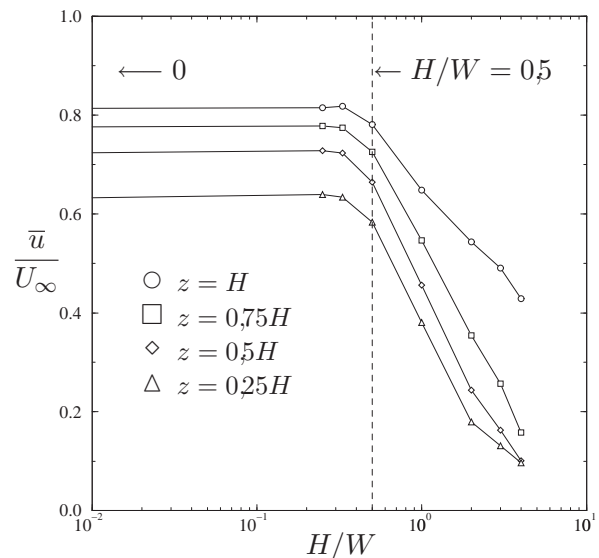


Figure II.3.8 – Régimes d'écoulement parallèle à la rue : évolution de la vitesse longitudinale sur l'axe de la rue ( $y = 0$ ) en fonction du rapport d'aspect  $H/W$ .

Les profils verticaux de vitesse au centre de la rue pour différents rapports d'aspect sont représentés sur la figure II.3.7. On constate que les différents profils sont encadrés par deux profils limites. Le cas  $H/W \rightarrow 0$  correspond à une configuration où les deux bâtiments qui délimitent la rue sont infiniment éloignés l'un de l'autre et où l'écoulement correspond à une couche limite qui se développe sur le sol de la rue. Le cas  $H/W \rightarrow \infty$  correspond à la configuration où les deux bâtiments sont infiniment proches et où l'écoulement se restreint à une couche limite qui se développe sur les toits des bâtiments. Entre ces deux situations limites, l'écoulement à l'intérieur de la rue est plus ou moins freiné par le frottement sur les parois verticales. Ainsi, la vitesse moyenne à l'intérieur de la rue diminue lorsque le rapport d'aspect  $H/W$  augmente.

Il est important de noter que dans les simulations numériques, nous avons observé l'apparition d'un gradient de pression longitudinal dans la direction de l'écoulement. Ce gradient de pression semble dû à l'utilisation d'un domaine de calcul de dimensions finies. En effet, le domaine de calcul se comporte comme un "tuyau" et le frottement sur le sol induit une perte de charge et donc nécessairement un gradient de pression. Comme nous le verrons dans la comparaison avec le modèle théorique, ce gradient de pression a tendance à accélérer légèrement l'écoulement, en particulier à l'intérieur de la rue.

### II.3.2.2.1 Régimes d'écoulement

Pour vérifier l'existence de deux régimes d'écoulement, nous avons représenté sur la figure II.3.8 l'évolution de la vitesse sur l'axe de la rue en fonction du rapport d'aspect  $H/W$ . On constate qu'il existe bien deux zones dans lesquelles le comportement de l'écoulement est différent. Lorsque  $H/W$  est faible, la vitesse au centre de la rue devient indépendante du rapport d'aspect. Cette vitesse est égale à la valeur lorsque  $H/W \rightarrow 0$ . Cela signifie que l'écoulement au centre de la rue est indépendant des parois verticales et qu'il correspond à une couche limite se développant sur le sol.

Au-delà d'une valeur critique de  $H/W$  correspondant approximativement à la valeur 0,5 que nous avons présupposée, la vitesse au centre de la rue décroît lorsque le rapport d'aspect augmente, en raison du frottement sur les parois verticales.

### II.3.2.2.2 Comparaison avec le modèle théorique

Pour valider le modèle théorique présenté précédemment, nous avons utilisé ce modèle dans les configurations traitées avec le code *MERCURE*. Nous avons limité la comparaison à deux cas, correspondant à un rapport d'aspect  $H/W = 1$  et  $H/W = 2$ . Ces deux valeurs correspondent aux configurations les plus fréquentes et à un régime de rue étroite mettant en jeu les trois zones de l'écoulement.

Les profils verticaux sur l'axe de la rue sont représentés sur les figures II.3.9-a et b. On peut tout d'abord noter que la courbure du profil de vitesse est bien associée aux zones de l'écoulement définies plus haut, et que la séparation entre ces zones évolue en fonction du rapport d'aspect  $H/W$ . Nous avons également porté sur ces figures les profils théoriques correspondant aux différentes régions de l'écoulement. En raison du gradient de pression qui affecte les résultats numériques, nous n'avons pas utilisé les conditions de raccordement décrites précédemment pour déterminer ces profils théoriques. Nous avons effectué dans chaque zone une régression à partir des relations analytiques, en utilisant comme paramètre de régression la vitesse de référence. Cela explique pourquoi le raccordement entre les profils n'est pas parfaitement garanti au niveau des interfaces. Cette méthode permet cependant de tester, de façon indépendante, l'évolution prédite par le modèle dans chaque zone.

Dans les zones I et III, on constate qu'il y a un bon accord entre la simulation numérique et le profil théorique. Dans la zone II, nous avons été amenés à modifier légèrement le profil théorique

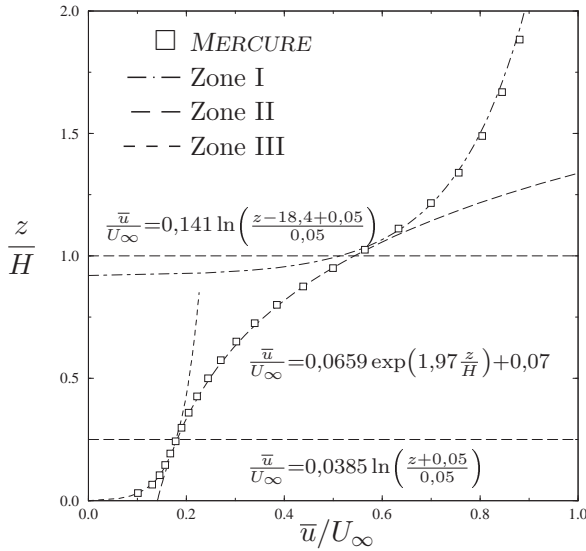
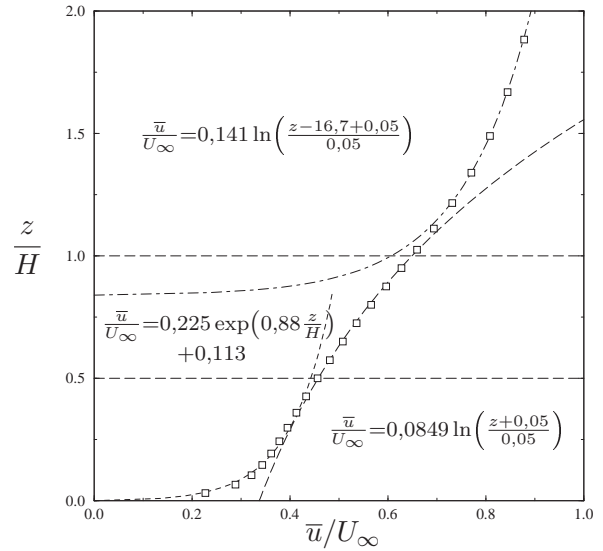
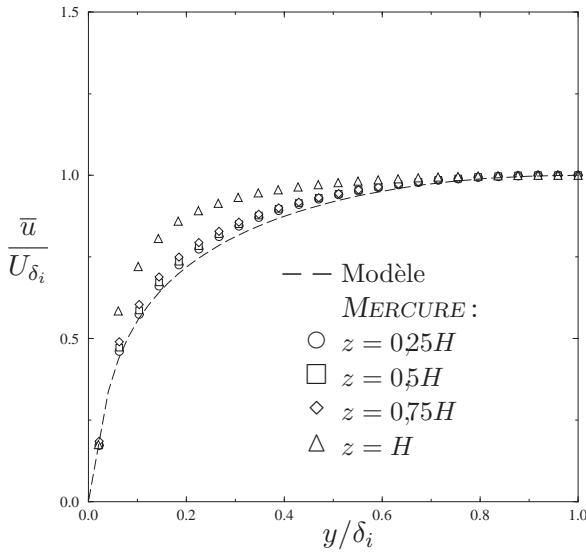
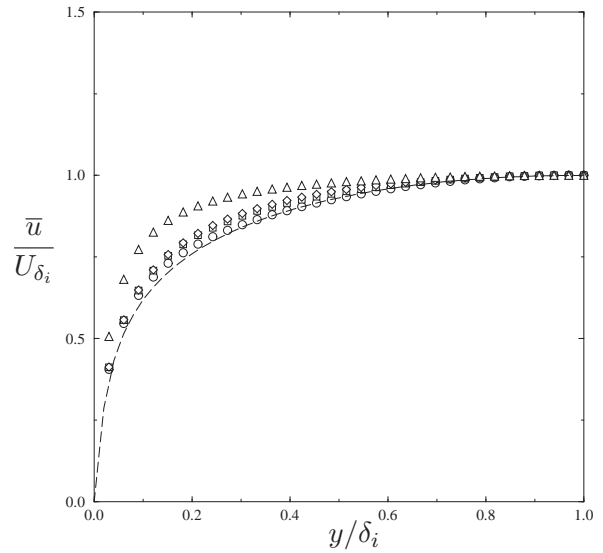
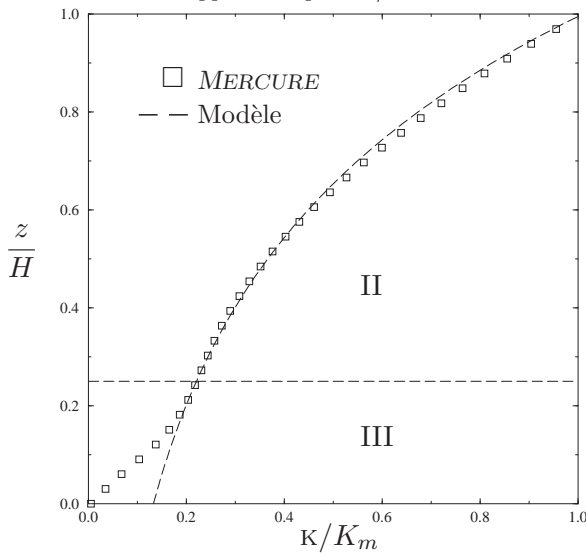
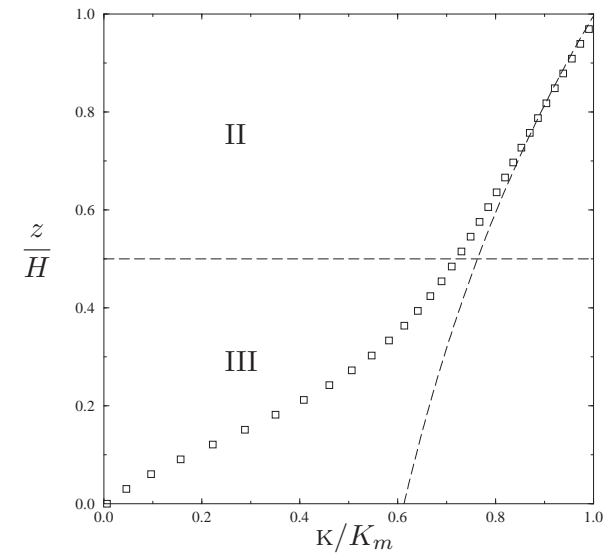
a) Profil vertical de vitesse sur l'axe d'une rue de rapport d'aspect  $H/W = 2$ .b) Comme a) mais pour  $H/W = 1$ .c) Profil horizontal de vitesse dans une rue de rapport d'aspect  $H/W = 2$ .d) Comme c) mais pour  $H/W = 1$ .e) Profil vertical de diffusivité turbulente sur l'axe d'une rue de rapport d'aspect  $H/W = 2$ .f) Comme e) mais pour  $H/W = 1$ .

Figure II.3.9 – Écoulement parallèle à la rue : comparaison modèle-MERCURE.

pour obtenir un bon accord entre le modèle et la simulation. Nous avons rajouté une constante qui n'intervenait pas dans l'équation II.3.17. En fait, cette constante traduit l'accélération de l'écoulement due au gradient de pression qui n'est pas pris en compte dans le modèle. À cette constante additive près, l'allure des profils de vitesse dans la zone II est tout à fait analogue entre le modèle et la simulation.

Nous avons représenté sur les figures II.3.9-c et d les profils horizontaux de vitesse à différentes hauteurs à l'intérieur de la rue. Ces profils sont adimensionnés par la vitesse au centre de la rue à la hauteur correspondante. À l'exception du profil à l'interface, les différents profils sont bien auto-similaires, ce qui justifie l'hypothèse de séparation des variables. Ces profils sont également relativement proches de la courbe théorique correspondant à l'équation II.3.12. Cet accord est moins bon au niveau de l'interface entre la rue et l'extérieur ; en effet, l'écoulement à ce niveau n'est plus uniquement sous l'influence de la paroi verticale et l'effet de l'écoulement extérieur devient important.

Afin de comparer les caractéristiques turbulentes de l'écoulement dans la zone II, nous avons reporté sur les figures II.3.9-e et f les profils verticaux de diffusivité turbulente simulée par le code *MERCURE* et déterminée avec le modèle théorique pour la zone II. On constate qu'il existe un bon accord entre les deux profils dans cette zone. Comme dans le cas de la vitesse, cet accord a nécessité l'introduction d'une constante additive (dans le cas  $H/W = 1$ ) associée au gradient de pression longitudinal.

Ces différents résultats permettent de valider le modèle proposé pour l'écoulement le long d'une rue. Cependant, l'influence réelle du gradient de pression longitudinal reste à vérifier. C'est pourquoi nous avons réalisé quelques expériences en soufflerie.

### II.3.2.3 Expériences en soufflerie

#### II.3.2.3.1 Description

La configuration géométrique étudiée en soufflerie est illustrée sur la figure II.3.10. Une série de 6 barres d'aluminium, de section carrée (10 cm de côté) et de 2 m de longueur, a été utilisée pour reproduire des rues parallèles à l'écoulement. Cela correspond, pour des bâtiments réels de 20 m, à un rapport d'échelle de 1/200<sup>e</sup>. Nous avons simulé deux cas différents, correspondant à des rapports d'aspect  $H/W = 1$  (rue carrée) et  $H/W = 2$  (rue étroite). Ces deux configurations correspondent à un régime de "rue étroite", au sens où nous l'avons défini. Nous n'avons pas étudié de rue large car les simulations numériques nous ont permis de montrer que dans cette configuration, le profil de vitesse n'est pratiquement pas modifié. De plus, la longueur d'établissement des couches limites à l'intérieur de la rue aurait nécessité une maquette trop longue par rapport aux dimensions de la soufflerie. Par ailleurs, des écrous ont été placés sur les parois de la rue pour reproduire l'effet de la rugosité.

Les caractéristiques de la couche limite à l'amont des barres sont celles de la couche limite peu turbulente décrite en annexe C. La vitesse  $U_\infty$  est de 5 m/s et la rugosité réelle équivalente de la paroi amont est de 1,5 cm.

Les mesures de vitesse ont été réalisées avec un Anémomètre Laser à effet DOPPLER à trois composantes, en non-coïncidence. Compte tenu de l'inclinaison des faisceaux laser par rapport à la verticale et compte tenu de la faible largeur de la rue, des zones d'ombre limitaient le champ visible par l'anémomètre. C'est pourquoi nous nous sommes restreints à la mesure de profils verticaux au centre de la rue.

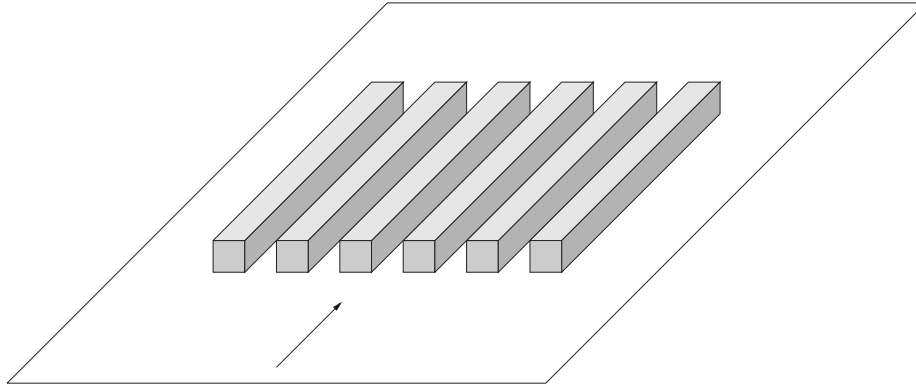


Figure II.3.10 – Schéma de principe des expériences dans une rue parallèle à l'écoulement.

### II.3.2.3.2 Résultats

Les profils verticaux de vitesse, sur l'axe d'une rue de rapport d'aspect  $H/W = 2$  et 1, ont été représentés sur les figures II.3.11-a et b. Comme dans le cas des simulations numériques, les profils théoriques ont été obtenus par régression dans chaque zone – en utilisant comme paramètre la vitesse de référence – ce qui explique les défauts de raccordement que l'on observe sur les courbes. Dans le cas  $H/W = 2$ , les profils théoriques décrivent correctement l'allure du profil expérimental dans les trois zones. Dans le cas  $H/W = 1$ , on constate que le profil expérimental n'est pas encore bien établi au niveau de l'interface et qu'il existe un écart par rapport au profil analytique. Dans les deux cas et contrairement aux simulations numériques, il n'a pas été nécessaire d'ajouter une constante au profil théorique. Cela signifie qu'il n'y a pas d'effet du gradient de pression longitudinal et cela confirme que cet effet observé dans les simulations est un artefact numérique. Cette remarque justifie a posteriori que ce gradient n'ait pas été pris en compte dans le modèle théorique.

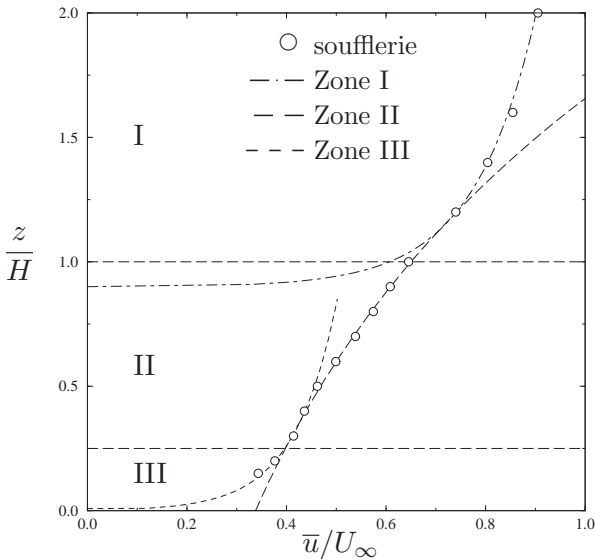
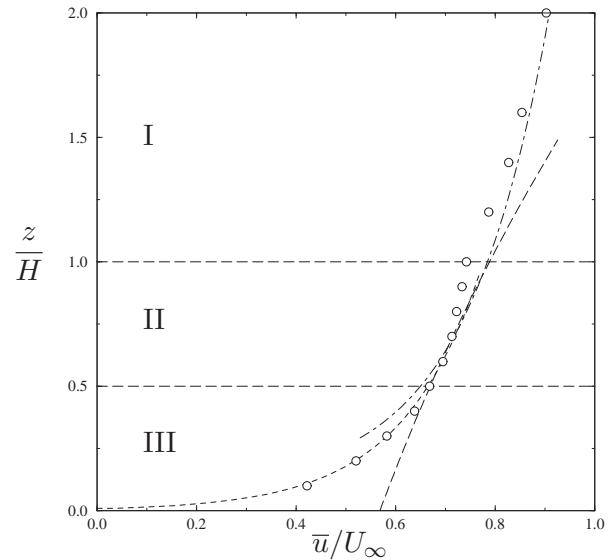
a) Profil vertical de vitesse sur l'axe d'une rue de rapport d'aspect  $H/W = 2$ .b) Comme a) mais pour  $H/W = 1$ .

Figure II.3.11 – Écoulement parallèle à la rue : comparaison modèle-soufflerie.

Les résultats numériques et expérimentaux ont donc permis de vérifier l'existence de deux régimes d'écoulement en fonction du rapport d'aspect et la présence de trois zones distinctes dans cet écoulement. Le modèle que nous avons développé à partir de ces hypothèses est en bon accord avec les simulations et avec l'expérience.

## II.3.3 Modèle de dispersion

Dans le paragraphe précédent, nous avons présenté un modèle d'écoulement turbulent dans une rue parallèle à la direction du vent. Nous allons utiliser les résultats de ce modèle pour déterminer le champ de concentration dans la rue. Dans un premier temps nous présenterons le principe du modèle de dispersion. Dans un deuxième temps, nous comparerons les résultats de ce modèle avec des simulations numériques réalisées avec le code *MERCURE*.

### II.3.3.1 Modèle théorique

Considérons, comme précédemment, une rue symétrique infinie décrite sur la figure II.3.1. Les paramètres qui influent sur la dispersion dans cette rue sont :

- **Les caractéristiques de l'écoulement** : écoulement moyen et diffusivité turbulente dans la rue.
- **Les caractéristiques de l'émission** : position de la source, longueur dans la direction de l'écoulement et débit.
- **Les caractéristiques géométriques de la rue** : présence des parois verticales et du sol qui limitent la dispersion.

La vitesse  $\bar{u}$  dans l'axe de la rue peut être déterminée avec le modèle décrit au paragraphe précédent. En supposant que le nombre de SCHMIDT du polluant est voisin de 1, la diffusivité turbulente  $K_c$  d'une quantité scalaire peut être considérée comme égale à la diffusivité turbulente  $K$  de la quantité de mouvement, déterminée avec ce même modèle. Nous avons montré que  $\bar{u}$  et  $K$  variaient horizontalement et verticalement à l'intérieur de la rue. Malheureusement, la résolution analytique de l'équation d'advection-diffusion de la concentration dans un écoulement non-uniforme est généralement très difficile. C'est pourquoi nous allons supposer, dans notre modèle de dispersion, que ces paramètres sont homogènes à l'intérieur de la rue. La question est alors de déterminer leurs valeurs moyennes  $U$  et  $K$ , représentatives du transport et de la diffusion du panache. Pour cela, considérons l'évolution d'une bouffée de polluant le long de la rue. Sur de courtes distances en aval du rejet, la dispersion s'effectue principalement dans la partie inférieure de la rue, au voisinage du sol. Pour des distances plus importantes, l'écart-type du panache devient du même ordre de grandeur que la taille de la rue. On peut alors considérer, en première approximation, que le polluant est uniformément réparti dans la rue et qu'il diffuse vers le haut. La transition entre ces deux phases a lieu lorsque l'écart-type  $\sqrt{2Kx/U}$  est égal à  $W$ , ce qui correspond, pour des valeurs caractéristiques de  $W$ ,  $K$  et  $U$ , à des distances  $x$  de quelques centaines de mètres. Il s'agit approximativement de la longueur moyenne d'un tronçon de rue.

Lorsque l'on s'intéresse à la répartition de concentration dans un tronçon de rue, il est donc possible de la décomposer en deux termes :

- **La contribution des sources situées dans le tronçon de rue** (à de courtes distances). Cette contribution génère un champ non-uniforme dû à l'advection-diffusion du polluant dans la partie inférieure de la rue. Pour déterminer les valeurs caractéristiques de  $U$  et  $K$  dans cette zone, nous utiliserons les valeurs fournies par le modèle d'écoulement à l'interface entre les zones II et III.
- **La contribution des sources situées à l'amont de la rue**. Cette contribution peut être traitée comme une valeur de fond de la concentration, advectée par l'écoulement amont et qui se superpose au terme précédent.

Au cours de ce chapitre, nous nous intéresserons uniquement à la modélisation du premier terme. Nous supposons que la rue est de longueur infinie et que l'écoulement à l'intérieur est uniforme. Connaissant la vitesse  $U$  et la diffusivité  $K$ , il est possible d'utiliser les formules proposées par ROBERTS (1923) pour la dispersion d'un panache gaussien. Nous intégrerons ces formules pour étudier une source linéique orientée dans la direction de l'écoulement.

### II.3.3.1.1 Source linéique

L'émission due à une file de voitures dans une rue peut généralement être représentée par une source linéique de polluant. Considérons donc une source linéique continue et uniforme, de longueur  $L_s$ , orientée dans la direction  $x$  de l'écoulement, dont l'extrémité amont est située à l'origine du repère. On note  $\mathcal{Q}$  le débit massique par unité de temps et par unité de longueur de cette source.

Si l'on se restreint dans un premier temps au cas d'un espace infini (sans paroi), la concentration au point de coordonnées  $(x, y, z)$ , due à l'ensemble de la source, est obtenue par intégration de la solution pour une source ponctuelle<sup>3</sup> :

$$\bar{c} = \int_0^{L_s} \frac{\mathcal{Q}}{4\pi K(x - x_s)} \exp\left(-\frac{U}{4K(x - x_s)}(y^2 + z^2)\right) dx_s \quad (\text{II.3.20})$$

En calculant cette intégrale, on obtient pour l'expression de la concentration :

$$\begin{cases} \bar{c} = 0 & \text{si } x \leq 0 \\ \bar{c} = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi K} E_1\left(\frac{U}{4Kx}(y^2 + z^2)\right) & \text{si } 0 \leq x < L_s \\ \bar{c} = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi K} \left[ E_1\left(\frac{U}{4Kx}(y^2 + z^2)\right) - E_1\left(\frac{U}{4K(x - L_s)}(y^2 + z^2)\right) \right] & \text{si } L_s \leq x \end{cases} \quad (\text{II.3.21})$$

où  $E_1$  est la fonction *exponentielle intégrale* d'ordre un<sup>4</sup>. Il est important de remarquer que si la source est de longueur infinie, la concentration augmente indéfiniment dans la direction  $x$ , sans atteindre d'état stationnaire. La solution II.3.21 a été représentée sur la figure II.3.12.

### II.3.3.1.2 Influence des parois de la rue

Pour prendre en compte l'effet des parois dans un modèle gaussien, on utilise généralement la méthode des images. En effet, la présence d'une paroi impose un flux de matière nul à travers celle-ci. Pour garantir cette condition, on place une source image, symétrique de la source réelle par rapport à la paroi. Dans le cas de plusieurs parois, le problème se complique rapidement puisqu'il faut tenir compte des images de l'ensemble de ces images ; cela se traduit généralement

3. Afin de pouvoir résoudre analytiquement l'intégrale II.3.20, nous utilisons comme intégrande l'expression simplifiée de la solution gaussienne, valable lorsque l'on néglige la diffusion longitudinale devant la diffusion transversale. La condition pour cette hypothèse est  $y^2 + z^2 \ll (x - x_s)^2$  (cf. annexe A).

4. Il est intéressant de noter, pour un usage pratique, que la fonction exponentielle intégrale admet un développement limité au voisinage de l'origine (ABRAMOWITZ et STEGUN, 1965) :

$$E_1(x) \simeq \ln\left(\frac{1}{x}\right) - \gamma + O(x^2) \text{ si } x \ll 1$$

où  $\gamma$  représente la constante d'EULER. En utilisant cette approximation, on obtient une relation plus facile à calculer pour la concentration :

$$\bar{c} \simeq \frac{\mathcal{Q}}{4\pi K} \left[ \ln\left(\frac{4Kx}{U(y^2 + z^2)}\right) - \gamma \right] \text{ si } 0 \leq x < L_s \text{ et } y^2 + z^2 \ll \frac{4Kx}{U}$$

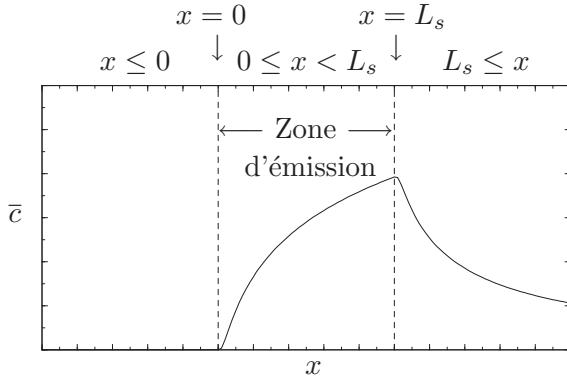


Figure II.3.12 – Évolution longitudinale de la concentration en présence d'une source linéique de longueur finie.

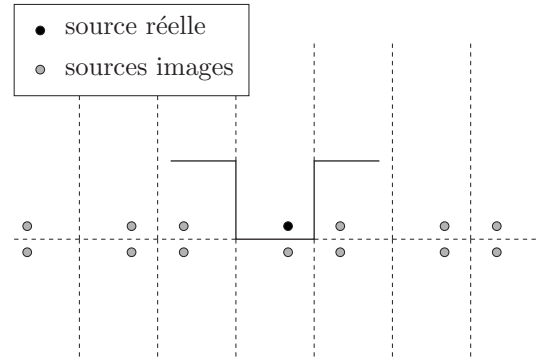


Figure II.3.13 – Images de la source de polluant par rapport aux parois de la rue.

par l'utilisation de développements en séries.

Cette approche a déjà été appliquée à une rue par HARGREAVES et BAKER (1997) dans le cadre d'un modèle à bouffées. Dans une rue, nous nous intéressons principalement aux concentrations à l'intérieur même de la rue, au voisinage du sol. Pour simplifier le problème, nous ferons donc l'hypothèse que les parois verticales sont semi-infinies (vers le haut). Pour une source située dans la rue, il est alors nécessaire de prendre en compte une réflexion par rapport au sol et une série de réflexions par rapport aux parois verticales. Les différentes images de la source ainsi obtenues sont représentées sur la figure II.3.13.

Si on note  $C_{y_i, z_i}$  la contribution d'une source image placée en  $(y_i, z_i)$  et définie par l'équation II.3.21, la concentration induite à l'intérieur de la rue par la source réelle, située au point  $(y_s, z_s)$ , peut finalement s'écrire sous la forme :

$$C_{rue} = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} (C_{[y_s+2iW], z_s} + C_{[y_s+2iW], -z_s}) + \sum_{i=-\infty}^{+\infty} (C_{[-y_s+(2i+1)W], z_s} + C_{[-y_s+(2i+1)W], -z_s}) \quad (\text{II.3.22})$$

Pour effectuer le calcul de cette série, on pourra généralement se limiter à une dizaine de termes. En raison de la linéarité de l'équation d'advection-diffusion, la méthode présentée ci-dessus pour une source unique peut être étendue au cas de plusieurs sources, correspondant par exemple à plusieurs voies de circulation.

Ce modèle de dispersion, couplé au modèle d'écoulement décrit précédemment, fournit la répartition tridimensionnelle de concentration dans une rue parallèle au vent. À titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure II.3.14 le champ de concentration calculé avec ce modèle dans le cas d'une rue avec plusieurs voies de circulation.

### II.3.3.2 Simulations numériques avec le code MERCURE

Pour valider le modèle précédent, nous avons effectué des simulations numériques avec le modèle *MERCURE*. Les deux configurations géométriques étudiées ( $H/W = 1$  et  $H/W = 2$ ) ont été décrites au paragraphe II.3.2.2. La source continue et uniforme de polluant a été placée au centre de la rue, au niveau du sol.

Nous avons représenté, sur les figures II.3.15-a et b, l'évolution longitudinale de la concentration au pied de l'un des bâtiments, à l'intersection entre la paroi verticale et le sol ( $y = W/2$  et  $z = 0$ ). Ce point est représentatif de l'emplacement des piétons ou d'un capteur de mesure.



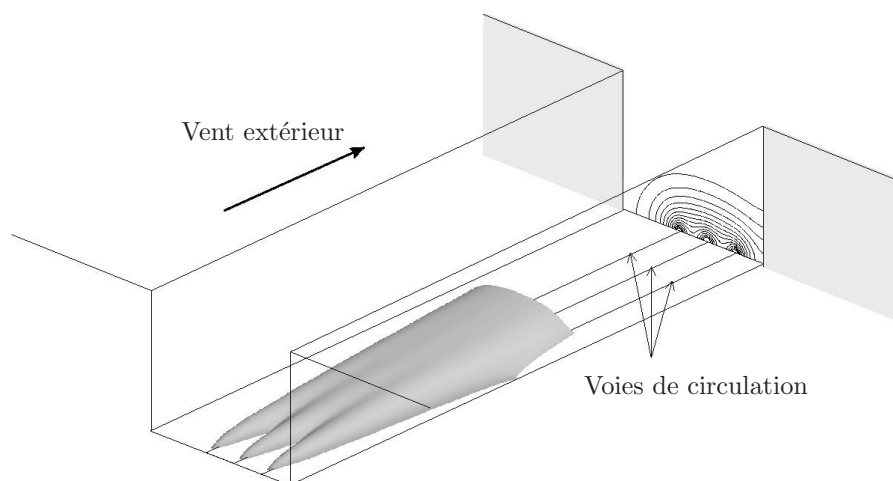


Figure II.3.14 – Exemple d'application du modèle de dispersion : panache de polluant et champ de concentration induit par trois voies de circulation.

Les concentrations obtenues avec *MERCURE* sont comparées avec celles obtenues avec le modèle théorique. Lorsque  $H/W = 2$  (figure II.3.15-a), on constate que la solution analytique est en accord avec la simulation pour  $x < 150$  m. Cette valeur correspond approximativement à la distance nécessaire pour que l'écart-type du panache soit égal à la largeur de la rue. Au-delà de cette distance, le panache tend à occuper l'ensemble de la rue, si bien que les valeurs  $U$  et  $K$  utilisées dans le modèle ne sont plus représentatives de la dispersion de ce panache. C'est pourquoi le modèle surestime la concentration à partir de 150 m.

Lorsque  $H/W = 1$  (figure II.3.15-b), la rue est deux fois plus large si bien que la distance nécessaire pour que le panache occupe toute la rue est théoriquement quatre fois plus longue. C'est pour cette raison que l'accord entre le modèle et *MERCURE* reste acceptable jusqu'à environ 600 m. Dans les deux configurations, on vérifie que la concentration augmente indéfiniment dans la direction  $x$ . On observe ainsi que si la rue est suffisamment longue (plusieurs centaines de mètres), les valeurs de concentration peuvent devenir plus importantes que dans le cas où le vent est perpendiculaire à la rue. Par contre, si la rue est courte, la concentration sera généralement inférieure.

Il ressort de cette comparaison que la solution analytique fournie par l'équation II.3.21-II.3.22 est une bonne modélisation des phénomènes de dispersion durant la phase où la largeur du panache reste inférieure à la largeur de la rue. Pour des distances plus importantes, nous avons observé que la solution II.3.21-II.3.22 reste valable à condition d'utiliser des valeurs de  $U$  et  $K$  représentatives de l'ensemble de la rue. Cependant, pour modéliser le transport des polluants le long de grandes rues composées de plusieurs tronçons alignés, il est également nécessaire de prendre en compte les échanges au niveau des intersections entre ces tronçons. C'est pourquoi nous réserverons le modèle que nous venons de décrire à l'étude du champ de concentration à l'intérieur d'un seul tronçon (les résultats de la comparaison montrent qu'il est bien adapté dans ce cas) et nous traiterons l'évolution le long de plusieurs tronçons au cours de la troisième partie de ce travail.

### II.3.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons proposé un modèle analytique pour décrire le champ de vitesse dans une rue parallèle à la direction du vent. L'intérieur de la rue est décomposé en deux zones, dont l'importance relative définit deux régimes d'écoulement. L'équation du mouvement est résolue en utilisant une fermeture au premier ordre et en appliquant une hypothèse simple

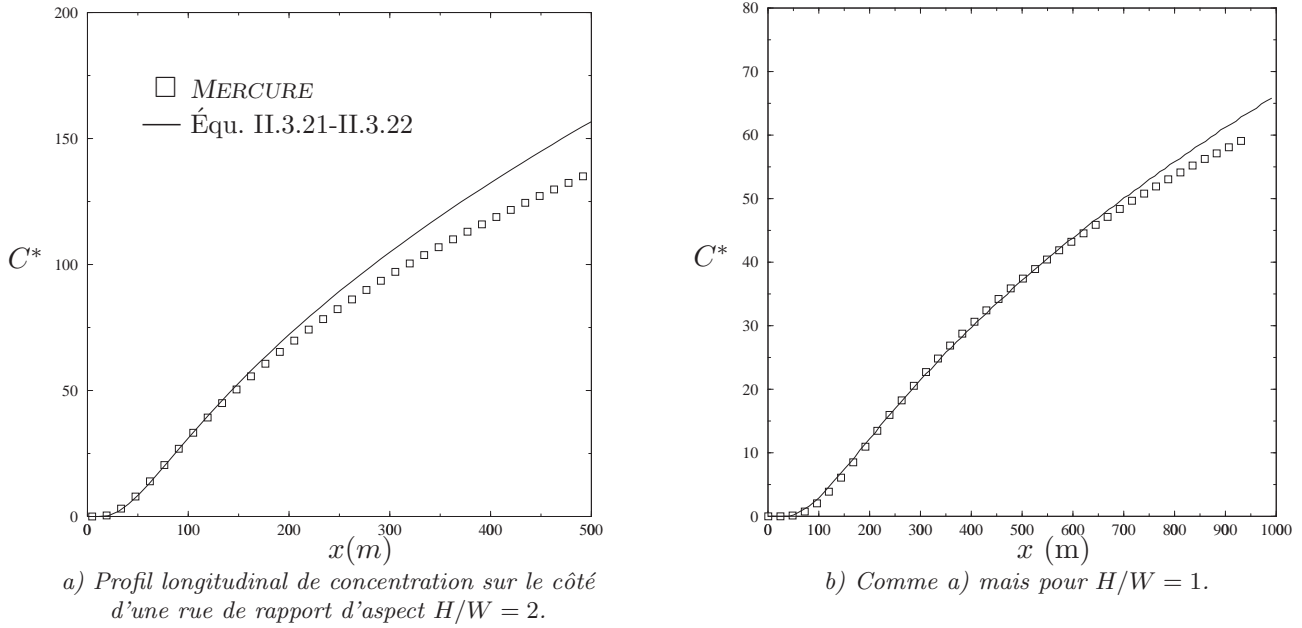


Figure II.3.15 – Évolution de concentration  $C^* = \bar{c}U_H W L / Q$  le long d'une rue parallèle au vent (le long de la droite de coordonnées  $y = W/2$ ,  $z = 0$ ) : comparaison modèle-MERCURE.

sur la répartition de la diffusivité turbulente. La solution obtenue semble en accord avec des simulations numériques et des expériences en soufflerie.

Nous avons couplé à ce modèle d'écoulement un modèle de dispersion gaussienne afin de décrire le champ de concentration dans la rue. La comparaison de ce modèle avec les résultats du code *MERCURE* est relativement satisfaisante.

Malgré la complexité des phénomènes évoqués, on peut constater que les configurations étudiées dans ce chapitre et dans le précédent sont limitées à deux orientations particulières de la rue par rapport au vent. C'est pourquoi dans le chapitre suivant, nous proposons d'étendre les résultats obtenus et d'étudier le cas plus général dans lequel le vent est orienté de façon quelconque par rapport à l'axe de la rue. Nous aborderons également le problème de la généralisation au cas d'un segment de rue de longueur finie.



---

## II.4 Vent d'incidence quelconque par rapport à la rue

---

*Ce chapitre est consacré à la généralisation des résultats, obtenus pour un vent perpendiculaire ou parallèle à la rue, au cas où l'orientation du vent est quelconque. Les caractéristiques de l'écoulement hélicoïdal à l'intérieur de la rue sont étudiées à l'aide de simulations numériques et d'expériences en soufflerie, afin de mettre en évidence le couplage entre les composantes longitudinales et transversales et d'en dégager une modélisation simplifiée. Le problème de la dispersion est ensuite abordé, en insistant sur la complexité du problème et en proposant des représentations simples des phénomènes. Les résultats obtenus mettent en évidence la nécessité de prendre en compte les extrémités de la rue et en particulier les intersections.*

---

### II.4.1 Introduction

Un certain nombre d'études numériques et expérimentales se sont intéressées à l'influence de la direction du vent sur l'écoulement et la dispersion. Afin de rappeler les principaux résultats de ces études, il est nécessaire de définir au préalable une convention de notation et de repérage. Considérons une rue de longueur infinie, représentée sur la figure II.4.1. L'axe de la rue est repéré par la coordonnée  $x$ , la direction transversale par  $y$  et la direction verticale par  $z$ . L'écoulement au-dessus du niveau des toits est constitué d'une couche limite caractérisée par le vecteur vitesse  $\mathbf{U}_\infty = U_\infty \mathbf{i}_x + V_\infty \mathbf{i}_y$ . On note  $\theta_\infty$  l'angle entre la direction  $x$  et le vent extérieur.

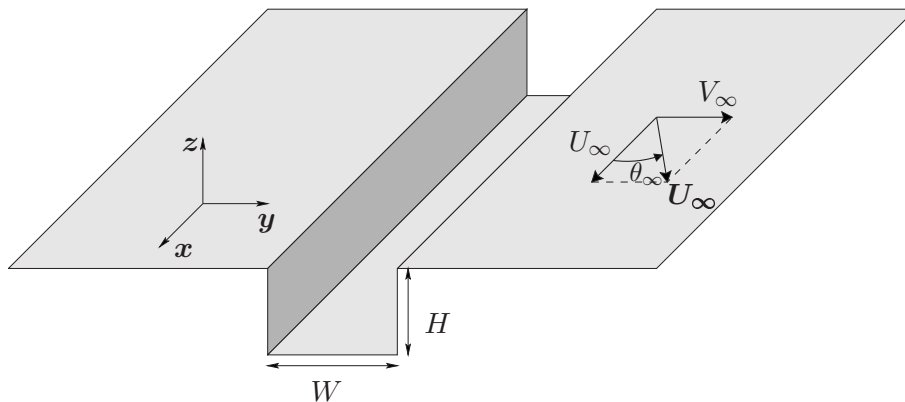


Figure II.4.1 – Schéma de principe de la rue considérée.

### II.4.1.1 Analyse bibliographique

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié en détail l'écoulement lorsque le vent extérieur est perpendiculaire ou parallèle à l'axe de la rue. Dans le cas où l'orientation du vent est quelconque, il se forme un écoulement tridimensionnel caractérisé par un mouvement de type *hélicoïdal*. La question principale qui va nous préoccuper au cours de ce chapitre est de savoir s'il est possible de décomposer cet écoulement en une "superposition" des deux comportements asymptotiques. La nature de cette "superposition" (existence ou non d'un couplage entre les composantes longitudinales et transversales) est importante car elle conditionne le comportement de l'écoulement. Malheureusement, cette analyse a souvent été négligée au profit de l'hypothèse – certes attirante, mais à notre connaissance jamais vérifiée – d'un découplage complet entre le mouvement longitudinal et le mouvement transversal. Selon cette hypothèse, la composante  $\bar{u}$  correspond à la vitesse qu'aurait un écoulement parallèle à la rue, de vitesse extérieure  $U_\infty$ , et les composantes  $\bar{v}$  et  $\bar{w}$  correspondent à la vitesse qu'aurait un écoulement perpendiculaire à la rue, de vitesse extérieure  $V_\infty$  (YAMARTINO et WIEGAND, 1986 ; HARGREAVES et BAKER, 1997 ; BERKOWICZ *et al.*, 1997). Nous reviendrons au cours de ce chapitre sur la validité de cette hypothèse.

Le mouvement hélicoïdal a été visualisé, à partir de simulations numériques, par LEVI-ALVARES (1993). Il a été observé expérimentalement pour  $20^\circ < \theta_\infty < 90^\circ$  (YAMARTINO et WIEGAND, 1986). Pour des angles plus faibles, l'écoulement devient parallèle à l'axe de la rue, sans mouvement de rotation dans le plan transversal. Si l'on admet l'hypothèse du découplage, ce phénomène semble en accord avec les résultats qui prédisent la disparition du vortex dans une rue perpendiculaire au vent lorsque  $V_H < 2$  m/s ; en effet,  $V_H$  devrait être proportionnelle à  $\sin(\theta_\infty)$  et tendre vers 0 lorsque  $\theta_\infty$  tend vers 0. Une autre explication peut être qu'en-dessous d'un certain angle, le pas de l'hélice devient tellement important que dans la pratique, l'influence des extrémités de la rue et des intersections est dominante. Dans le cas où il se forme une spirale dans la rue, la plupart des auteurs considèrent que la vitesse de rotation de cette spirale varie proportionnellement à  $\sin(\theta_\infty)$  (TAKAHASHI *et al.*, 1996). Cependant DABBERDT et HOYDYSH (1991) ont observé que la vitesse de rotation ne variait pas avec l'angle d'incidence. Il est également intéressant de connaître l'orientation de la vitesse au sol, connaissant l'orientation au sommet de la rue. Lors de mesures dans une rue de Kyoto (Japon), NAKAMURA et OKE (1988) ont montré que  $\theta_{sol} < \theta_H$ , en expliquant que l'air qui pénètre dans le canyon est canalisé par celui-ci. Par contre, lors d'expériences en soufflerie, DABBERDT et HOYDYSH (1991) ont observé que  $\theta_{sol} > \theta_H$  ; leur explication est que la vitesse longitudinale au sol est plus faible qu'au sommet de la rue. Par ailleurs, ROTACH (1995) a montré que contrairement à l'écoulement moyen, la fluctuation de vitesse à l'intérieur de la rue ne dépend quasiment pas de la direction du vent.

En ce qui concerne le champ de concentration, des observations in situ (BERKOWICZ *et al.*, 1996) et en soufflerie (HOYDYSH et DABBERDT, 1988) ont permis de montrer que la concentration sur le côté de la rue varie en fonction de l'orientation du vent. Lorsque le point de mesure est situé à l'amont de la rue par rapport au vent, la concentration est plus élevée que lorsque celui-ci est situé en aval. Dans certain cas (rue suffisamment longue), la concentration est maximale lorsque le vent est parallèle à la rue. Malheureusement, l'analyse de ces phénomènes n'a pas été poussée plus loin, afin par exemple de différencier les effets sur la concentration directe et sur la concentration de recirculation. Par ailleurs, ces résultats mettent en évidence l'influence de la longueur de la rue et le rôle des polluants advectés au niveau des extrémités. Lorsque le vent est parallèle à la rue, ces polluants advectés proviennent des tronçons situés dans le prolongement de la rue considérée mais qu'en est-il lorsque l'orientation du vent est quelconque ? Dans ce cas, est-il toujours possible de supposer la rue infinie et ne devient-il pas nécessaire de modéliser le

transport au niveau des intersections?

### II.4.1.2 Démarche adoptée

Ce rapide aperçu des différentes observations de l'écoulement hélicoïdal met en évidence l'absence d'un consensus sur le sujet et la nécessité d'une réflexion plus approfondie. L'objectif de ce chapitre est d'aborder le problème de l'écoulement et de la dispersion dans une rue orientée de façon quelconque. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la décomposition de l'écoulement en deux composantes perpendiculaires. Nous montrerons qu'il existe un couplage entre ces deux composantes mais que ce couplage n'affecte que la composante longitudinale. Des simulations numériques d'une rue infinie, effectuées avec le code *MERCURE*, seront présentées et permettront de vérifier ce résultat et de décrire en détail l'influence de l'orientation du vent sur l'écoulement dans la rue.

Afin de généraliser ces résultats, nous étudierons en soufflerie l'influence de l'orientation du vent sur l'écoulement dans un tronçon de rue de longueur finie. Nous observerons des différences par rapport au comportement dans une rue infinie, mettant ainsi en évidence l'importance des processus liés aux extrémités de la rue.

Enfin, nous aborderons le problème de la dispersion dans ce type d'écoulement. Une analyse de l'équation d'advection-diffusion nous permettra de déterminer l'influence de la direction du vent sur le champ de concentration. Un modèle de boîte, appliqué à un tronçon de rue, sera proposé et comparé à des mesures de concentration en soufflerie.

## II.4.2 Écoulement

### II.4.2.1 Théorie

Considérons le mouvement turbulent de l'air incompressible, décrit par les équations de NAVIER-STOKES moyennées, dans lesquelles nous avons négligé l'effet des contraintes visqueuses :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (\text{II.4.1})$$

Pour décrire l'écoulement stationnaire dans une rue d'orientation quelconque, nous supposons que cette rue est infinie dans la direction  $x$  et que l'écoulement est établi dans cette direction ; cela signifie que toutes les variables mises en jeu (à l'exception de la pression) sont invariantes par translation selon  $x$  et que les termes du type  $\partial \cdot / \partial x$  de l'équation II.4.1 s'annulent. Nous supposons également, comme au chapitre II.3, que le gradient de pression longitudinal est négligeable devant les tensions de REYNOLDS. Moyennant ces hypothèses, les équations de NAVIER-STOKES peuvent être écrites sous la forme :

$$\left[ \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] = -\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (\text{II.4.2})$$

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \quad (\text{II.4.3})$$

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \quad (\text{II.4.4})$$

L'analyse de ce système nous permet de comprendre le couplage entre les composantes longitudinales et transversales de l'écoulement. On constate que les équations II.4.3 et II.4.4 décrivent exactement le mouvement qu'aurait le fluide si le vent était perpendiculaire à la rue. Cela signifie

que le comportement moyen du fluide dans le plan  $y$ - $z$  sera identique au mouvement décrit au chapitre II.2. Par contre, l'équation II.4.2 diffère de l'équation du mouvement lorsque le vent est parallèle à la rue (équation II.3.6). En effet, il existe un terme supplémentaire (terme encadré) qui exprime l'influence de l'écoulement transversal sur le mouvement longitudinal. Ce terme d'advection tourbillonnaire devrait avoir principalement pour effet d'homogénéiser la vitesse  $\bar{u}$  au sein de la rue.

L'hypothèse d'un découplage entre les composantes longitudinales et transversales ne peut donc pas être vérifiée. La composante transversale n'est pas influencée par la composante longitudinale alors que celle-ci est modifiée par le mouvement transversal. Cependant, le "moteur" de l'écoulement longitudinal reste la contrainte de cisaillement exercée par l'écoulement extérieur. C'est pourquoi on peut penser que le terme de couplage n'affectera pas le débit d'air moyen le long de la rue, et qu'il modifiera uniquement la répartition de la vitesse  $\bar{u}$  dans la section de la rue. Cela signifie alors que la vitesse moyenne  $U_{rue}$  à travers cette section peut être calculée à l'aide du modèle d'écoulement développé au chapitre II.3 pour le cas où le vent est parallèle à la rue. En particulier, on aura :

$$U_{rue} \propto U_{\infty} \propto \cos(\theta_{\infty}) \quad (\text{II.4.5})$$

Le mouvement qui résulte de la superposition des composantes longitudinales et transversales est constitué d'une hélice irrégulière. Si l'équation II.4.5 est vérifiée, le pas  $\delta p$  de l'hélice doit alors être proportionnel à  $\cot(\theta_{\infty})$  : cela implique que  $\delta p$  tend vers 0 lorsque le vent est perpendiculaire à la rue et vers l'infini lorsque le vent est parallèle. Le mouvement hélicoïdal est dit *irrégulier* car l'angle d'inclinaison du vecteur vitesse par rapport à la direction  $x$  varie le long de l'hélice. En effet, dans l'écoulement extérieur, cet angle est  $\theta_{\infty}$  tandis que lorsque l'on descend à l'intérieur de la rue, la vitesse  $\bar{v}$  (perpendiculaire à la rue) subit une diminution plus importante que la vitesse  $\bar{u}$  (parallèle à la rue) et l'angle  $\theta$  diminue. Ainsi, on devrait observer que  $|\theta_{sol}| < \theta_H < \theta_{\infty}$ , ce qui confirmerait l'observation expérimentale de NAKAMURA et OKE (1988), réalisée dans une rue de Kyoto.

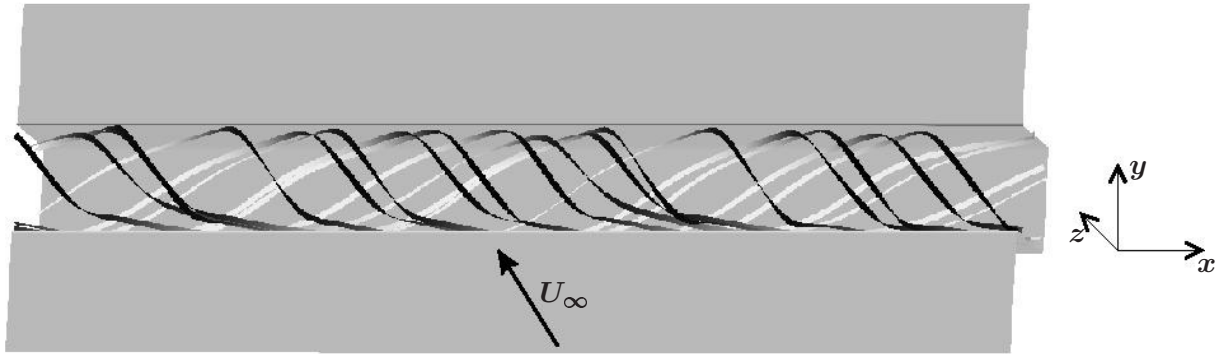
### II.4.2.2 Modélisation numérique d'une rue bidimensionnelle infinie

Afin de vérifier les hypothèses énoncées au paragraphe précédent, nous avons réalisé avec le code *MERCURE* des simulations numériques tridimensionnelles de l'écoulement dans une rue d'orientation quelconque et de rapport d'aspect  $H/W = 1$ . Pour évaluer la sensibilité des phénomènes à la direction du vent, plusieurs valeurs de  $\theta$  ont été étudiées :  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  et  $90^\circ$ .

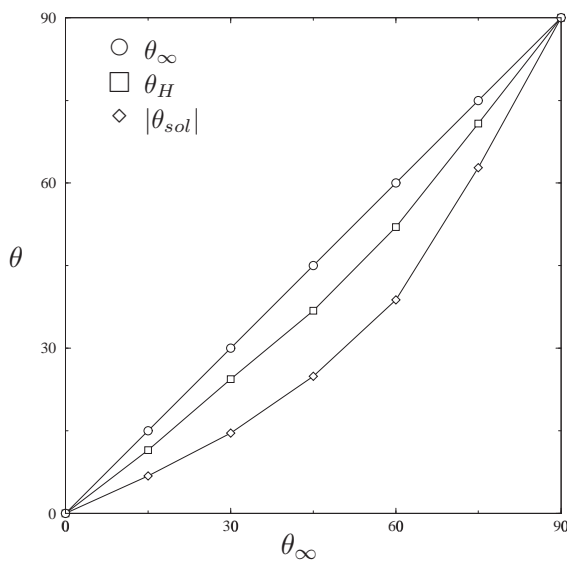
#### II.4.2.2.1 Topologie de l'écoulement

À l'exception du cas où  $\theta = 0^\circ$ , le mouvement à l'intérieur de la rue est caractérisé par une hélice irrégulière, représentée sur la figure II.4.2-a. On observe qu'au voisinage du sol, l'hélice est canalisée par la rue, ce qui lui confère un comportement irrégulier. Ce phénomène est confirmé par l'analyse à différentes hauteurs de l'orientation du vent dans le plan horizontal (figure II.4.2-b). En effet, l'angle entre le vent et l'axe de la rue est d'autant plus faible que l'on se rapproche du sol. Cette déviation est maximale pour  $\theta_{\infty} = 45^\circ$ .

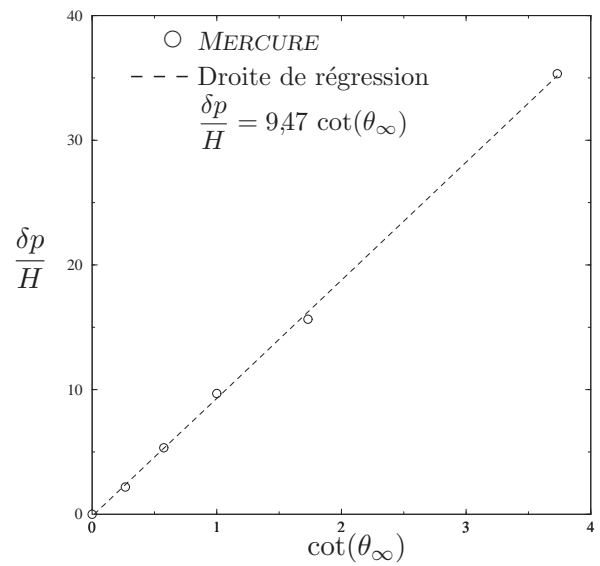
Le pas de l'hélice a été représenté en fonction de  $\cot(\theta_{\infty})$  sur la figure II.4.2-c. On vérifie que la relation obtenue est linéaire. Il est intéressant de remarquer que pour  $\theta_{\infty} < 45^\circ$ , le pas  $\delta p$  de l'hélice devient supérieur à 20 fois la hauteur de la rue. Cela signifie que l'apparition du mouvement hélicoïdal suppose que la rue soit suffisamment longue ; dans des configurations réelles, il est possible que cette hypothèse ne soit pas vérifiée (le rapport entre la longueur et la hauteur d'un tronçon de rue est généralement de l'ordre de 5) et que le mouvement hélicoïdal ne puisse pas vraiment se développer.



a) Vue tridimensionnelle du mouvement hélicoïdal dans la rue pour  $\theta = 60^\circ$ . La partie noire des lignes de courant correspond à la zone supérieure de l'hélice et la partie blanche à la zone inférieure.



b) Déviation de l'écoulement : orientation du vent au niveau des toits et du sol en fonction de l'orientation du vent extérieur.



c) Pas de l'hélice en fonction de l'orientation du vent. Vérification de la relation linéaire  $\delta p \propto \cot(\theta_\infty)$ .

Figure II.4.2 – Topologie de l'écoulement : Simulations numériques avec MERCURE.

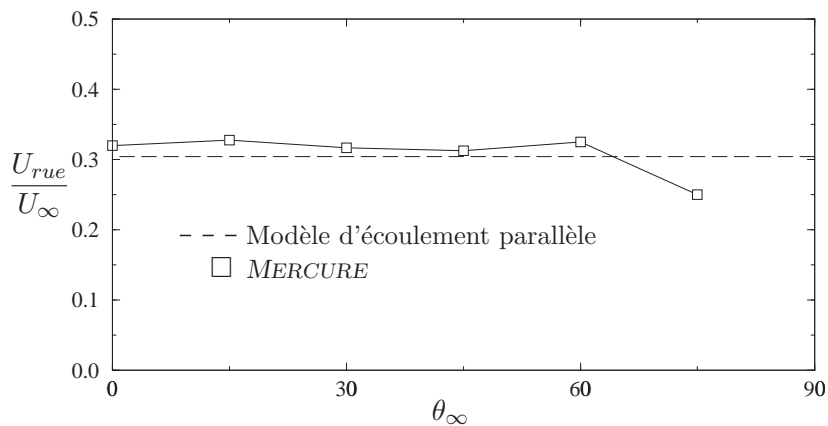
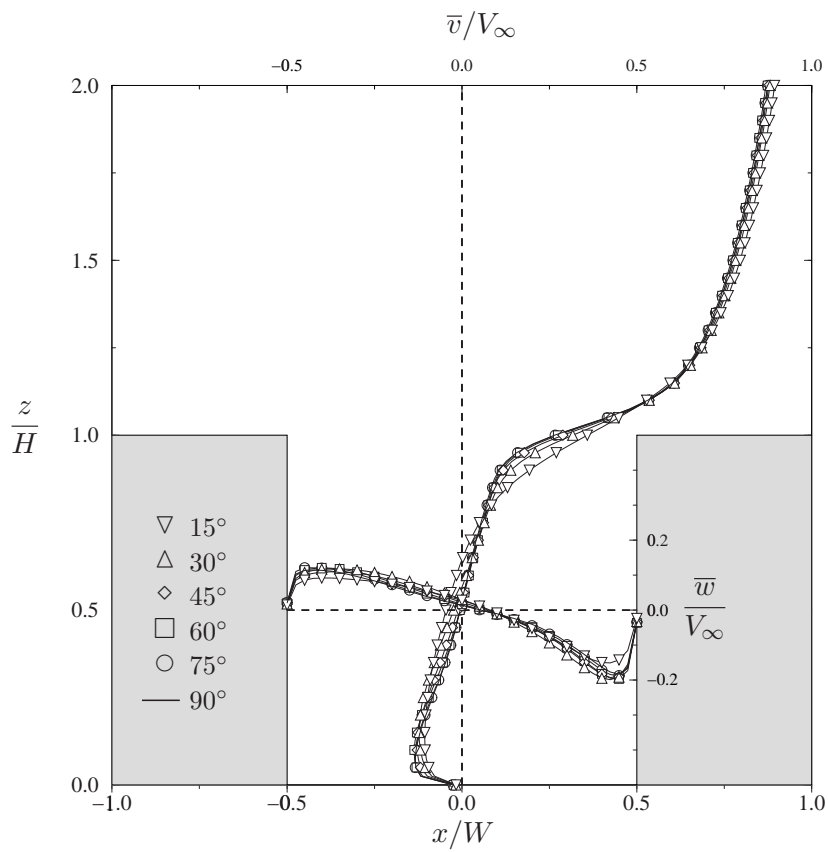
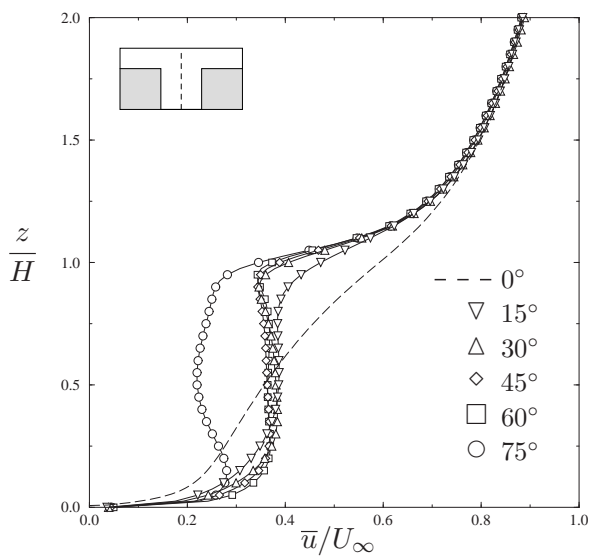


Figure II.4.3 – Vitesse longitudinale moyenne dans une section de rue.

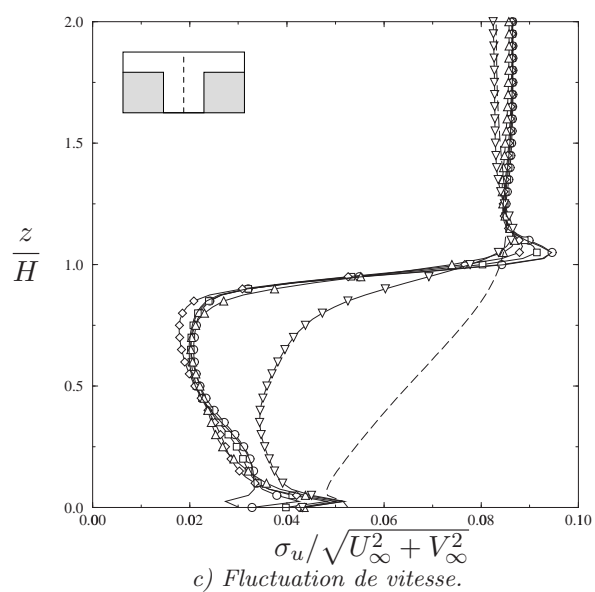




a) Vitesse dans le plan transversal y-z.



b) Vitesse longitudinale.



c) Fluctuation de vitesse.

Figure II.4.4 – Vitesse moyenne et fluctuation : Simulations numériques avec MERCURE.

### II.4.2.2 Composante transversale

Les profils de vitesse dans le plan  $y$ - $z$ , adimensionnée par la composante transversale  $V_\infty$ , sont représentés sur la figure II.4.4-a. Quelle que soit la direction du vent, on peut noter que ces profils sont parfaitement superposables. Cette observation constitue une vérification du découplage des composantes  $\bar{v}$  et  $\bar{w}$  par rapport à la composante  $\bar{u}$ . Cela confirme que quelle que soit la direction du vent, le comportement de l'écoulement moyen dans le plan transversal est analogue au comportement lorsque le vent est perpendiculaire à la rue.

### II.4.2.3 Composante longitudinale

Les profils de vitesse longitudinale sur l'axe de la rue sont illustrés sur la figure II.4.4-b. Il apparaît une différence sensible entre le comportement pour un vent parallèle à la rue ( $\theta_\infty = 0^\circ$ ) et le comportement lorsque l'orientation du vent est quelconque. Dans le premier cas, le profil suit les caractéristiques décrites au chapitre II.3. Par contre, dans le deuxième cas, la vitesse est beaucoup plus uniforme à l'intérieur de la rue. Cela provient du terme de couplage de l'équation II.4.2 qui provoque une homogénéisation de la vitesse  $\bar{u}$ . De plus, pour  $15^\circ \leq \theta_\infty \leq 60^\circ$ , les profils de vitesse  $\bar{u}/U_\infty$  sont superposables (pour  $\theta_\infty = 75^\circ$ , le niveau de vitesse est un peu plus faible). Cela signifie qu'en dépit de ce terme de couplage, la composante  $\bar{u}$  reste proportionnelle à  $U_\infty$ .

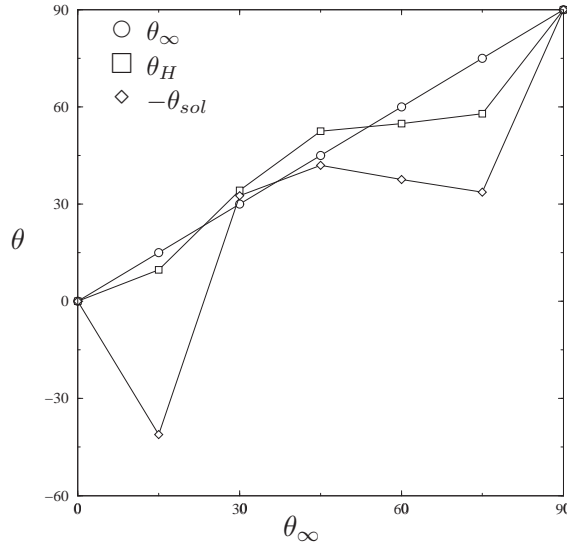
Il est alors intéressant de se demander si la vitesse moyenne à travers une section de rue est systématiquement proportionnelle à  $U_\infty$  et si elle peut être modélisée à partir du modèle analytique pour le cas d'un vent parallèle. C'est pourquoi nous avons représenté sur la figure II.4.3 l'évolution de la vitesse moyenne en fonction de la direction du vent. On observe que  $U_{rue}/U_\infty$  est quasiment indépendant de la direction du vent. Lorsque  $\theta_\infty$  se rapproche de  $90^\circ$ , ce comportement est moins bien vérifié. Cela provient certainement du fait que dans ce cas,  $U_{rue}$  et  $U_\infty$  tendent simultanément vers zéro. Le rapport entre ces deux vitesses faibles est alors entaché d'une plus grande incertitude, due au calcul numérique, et sa valeur peut être différente de la constante attendue. On constate également que pour  $\theta_\infty = 0^\circ$ , le rapport  $U_{rue}/U_\infty$  est très proche des valeurs correspondant aux autres directions, alors que le profil de vitesse était assez différent. À partir du modèle analytique d'écoulement parallèle à la rue (chapitre II.3), nous avons intégré le profil de vitesse – correspondant à une vitesse extérieure  $U_\infty$  – afin de déterminer la vitesse moyenne à travers une section de rue. On observe que les valeurs obtenues par cette méthode s'accordent relativement bien, quelle que soit la direction du vent, avec les valeurs fournies par le code *MERCURE*.

### II.4.2.4 Turbulence

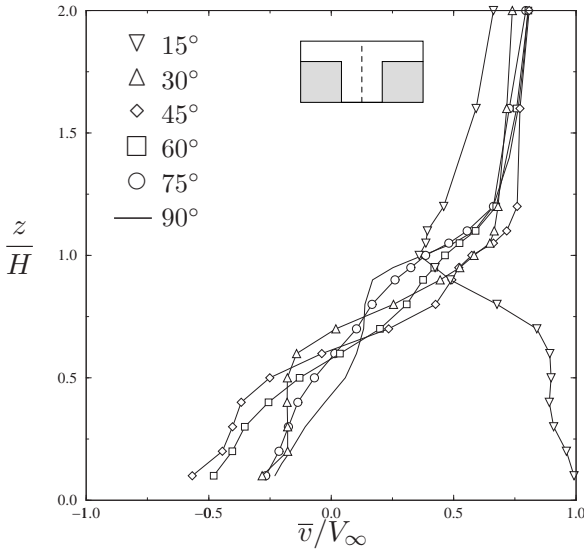
Le comportement de la fluctuation de vitesse (calculée à partir de l'énergie cinétique avec la formule  $\sqrt{2k/3}$ ) est illustré sur la figure II.4.4-c. Il faut tout d'abord remarquer que le modèle  $k$ - $\varepsilon$  de turbulence isotrope n'est certainement pas très bien adapté pour décrire des écoulements dont le comportement moyen nous laisse penser qu'ils sont fortement anisotropes. En gardant à l'esprit cette réserve, il est possible de tirer quelques conclusions. Il apparaît que pour  $\theta_\infty \geq 30^\circ$ , la turbulence ne dépend pas de la direction du vent. Pour des angles plus faibles, la fluctuation de vitesse devient plus importante. On peut expliquer ce phénomène en considérant que dans la réalité, des structures turbulentes plus grosses peuvent pénétrer à l'intérieur de la rue lorsque celle-ci est parallèle au vent. En admettant que le modèle  $k$ - $\varepsilon$  permette de reproduire indirectement ce comportement, cela permet d'expliquer les écarts observés entre les différentes directions. Au niveau de l'interface, il est important de noter que la turbulence de l'écoulement est indépendante de la direction du vent, ce qui est en accord avec les mesures de ROTACH (1995).

Cela signifie en particulier que l'échange turbulent avec l'atmosphère extérieure sera relativement indépendant de la direction du vent.

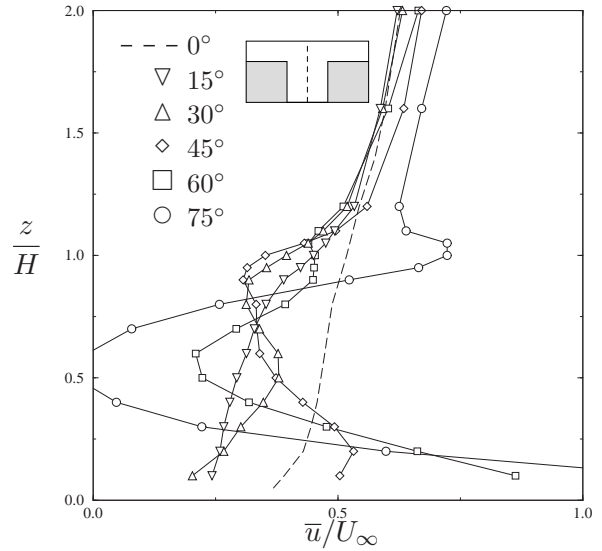
### II.4.2.3 Modélisation expérimentale d'un segment de rue



a) Déviation de l'écoulement : orientation du vent au niveau des toits et du sol en fonction de l'orientation du vent extérieur.



b) Vitesse transversale dans le plan y-z.



c) Vitesse longitudinale.

Figure II.4.5 – Vitesse moyenne (soufflerie).

Les résultats présentés précédemment nous ont permis de mettre en évidence les caractéristiques de l'écoulement dans une rue de longueur infinie lorsque l'orientation du vent est quelconque. Afin de compléter ces résultats, nous avons réalisé des expériences en soufflerie dans une configuration un peu plus réaliste, correspondant à une rue de longueur finie, délimitée par des intersections. Les caractéristiques de l'expérience sont décrites en annexe C. La longueur  $L$  du tronçon de rue de section carrée est égale à 5 fois la largeur  $W$ . Les profils verticaux de vitesse au centre de la rue ont été mesurés par anémométrie laser à effet DOPPLER.

Nous avons représenté sur la figure II.4.5-a l'orientation du vent à différentes hauteurs en fonction de la direction du vent extérieur. On constate un comportement assez différent de celui observé sur la figure II.4.2-b. Tout d'abord, les valeurs de  $\theta_{sol}$  indiquent l'absence d'un mouvement hélicoïdal pour  $\theta_\infty \leq 15^\circ$ . Pour  $30^\circ \leq \theta_\infty \leq 45^\circ$ , l'orientation de l'écoulement semble être indépendante de l'altitude. Au-delà de  $45^\circ$ , le comportement de l'hélice devient similaire au comportement observé numériquement, avec  $-\theta_{sol} < \theta_H < \theta_\infty$ .

La composante transversale de l'écoulement moyen dans le plan perpendiculaire à la rue est décrite sur la figure II.4.5-b. À l'exception du cas où  $\theta_\infty = 15^\circ$ , les différents profils de vitesse sont grossièrement auto-similaires, vérifiant ainsi le découplage de l'écoulement transversal par rapport à l'écoulement longitudinal. Pour  $\theta_\infty = 15^\circ$ , le profil de  $\bar{v}$  toujours positif confirme l'absence d'un mouvement hélicoïdal.

Le comportement de la composante longitudinale (figure II.4.5-c) apparaît beaucoup plus difficile à interpréter. Les profils sont assez désorganisés, avec des variations verticales importantes. La vitesse devient même négative pour  $\theta_\infty = 75^\circ$ . Globalement, il ne se dégage pas de comportement cohérent en fonction de l'orientation du vent, si ce n'est que l'ordre de grandeur de la vitesse, adimensionnée par  $U_\infty$ , est à peu près constant. Pour  $\theta_\infty = 0^\circ$ , la vitesse à l'intérieur de la rue semble être supérieure aux autres directions du vent ; cela provient certainement de la longueur insuffisante de la rue qui ne permet pas d'atteindre un profil établi de la vitesse  $\bar{u}$ . Nous montrerons, au chapitre III.1 consacré à l'étude des intersections, que les phénomènes observés sur ce graphe sont liés à la présence de recirculations d'axe vertical aux extrémités de la rue. Il est donc difficile, à partir de ces résultats, de confirmer ou d'infirmer le comportement observé sur la figure II.4.3 pour la vitesse moyenne. On peut simplement remarquer que la relation II.4.5 constitue une modélisation idéalisée de phénomènes qui, dans la réalité, seront certainement beaucoup plus complexes.

#### II.4.2.4 Bilan

Les résultats expérimentaux confirment un certain nombre de comportements pressentis par l'analyse des équations et observés numériquement, mais ils mettent également en évidence des différences dues essentiellement à la présence des intersections qui affectent l'écoulement à l'intérieur de la rue. L'interprétation détaillée de ces résultats suppose donc l'étude préalable des processus physiques intervenant au niveau des extrémités de la rue. Ce problème fera l'objet du premier chapitre de la troisième partie. Grâce à l'appui de simulations numériques permettant de visualiser le mouvement tridimensionnel du fluide, nous essaierons de mieux comprendre l'influence de l'intersection sur l'écoulement à l'intérieur de la rue.

Les résultats numériques et expérimentaux que nous venons de décrire nous permettent cependant de définir les caractéristiques générales de l'écoulement lorsque l'orientation du vent est quelconque :

- L'écoulement est hélicoïdal à l'intérieur de la rue. Numériquement, dans une rue infinie, ce comportement est valable quelle que soit l'orientation du vent ; expérimentalement, dans une rue de longueur finie, l'hélice apparaît pour  $\theta_\infty > 15^\circ$ . L'hélice de forme irrégulière semble être canalisée dans la partie inférieure de la rue, ce qui se traduit par  $-\theta_{sol} < \theta_H < \theta_\infty$ .
- La composante transversale de l'écoulement est rigoureusement similaire à celle observée dans une rue perpendiculaire au vent, c'est-à-dire que les profils de  $\bar{v}$  et  $\bar{w}$  sont auto-similaires, leur norme étant proportionnelle à  $\sin(\theta_\infty)$ .

- La composante longitudinale est couplée à la précédente si bien que son comportement varie en fonction de l'angle. Cependant, la vitesse moyenne à travers une section de la rue peut être considérée comme proportionnelle à la composante extérieure  $U_\infty$ , et donc à  $\cos(\theta_\infty)$ .

Ces conclusions, obtenues pour une rue de section carrée, devront être généralisées à des géométries différentes, faisant intervenir la dissymétrie ou les variations du rapport d'aspect. En particulier, dans les configurations où nous avons observé deux recirculations contra-rotatives pour un vent perpendiculaire à la rue (rue dissymétrique descendante et rue étroite), il serait intéressant de déterminer s'il se forme deux spirales contra-rotatives ou bien si la canalisation de l'écoulement fait disparaître le deuxième tourbillon.

## II.4.3 Dispersion

### II.4.3.1 Théorie

Au cours des chapitres précédents, nous avons décrit en détail les champs de concentration lorsque le vent est perpendiculaire ou parallèle à la rue. Dans le cas où l'orientation du vent est quelconque, la dispersion des polluants devient particulièrement complexe, car le panache issu de la source est advecté par le mouvement hélicoïdal. L'objectif de notre approche n'est pas de calculer précisément ce champ de concentration mais plutôt d'en décrire les principales caractéristiques dans différentes configurations, à travers une analyse physique des équations du problème.

#### II.4.3.1.1 Source linéique infinie

Pour aborder cette question, intéressons-nous tout d'abord au problème de la dispersion d'un polluant dans une rue de longueur infinie. L'équation d'advection-diffusion de la concentration en polluant peut s'écrire :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{c} = -\nabla \cdot \overline{\mathbf{u}'c'} + \bar{S} \quad (\text{II.4.6})$$

Pour simplifier le raisonnement, considérons, dans un premier temps, le cas d'une source linéique de longueur infinie, située à l'intérieur de la rue. Les conditions aux limites du problème et les caractéristiques moyennes de la vitesse étant invariantes par translation selon  $x$ , on peut admettre que la concentration moyenne  $\bar{c}$  ne dépend que des variables  $y$  et  $z$ . Cette simplification permet de réécrire l'équation précédente, pour un état stationnaire, sous la forme :

$$\bar{v} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = -\frac{\partial \overline{v'c'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} + \bar{S} \quad (\text{II.4.7})$$

Cette équation nous indique que la concentration de recirculation – ou concentration moyenne – dans une section de rue provient de l'équilibre entre le flux de polluant au niveau de la source et le flux turbulent au niveau de l'interface entre la rue et l'atmosphère extérieure. En effet, il n'existe pas de flux convectif ou diffusif le long de l'axe de la rue. Le problème ainsi défini s'avère analogue à la situation traitée au paragraphe II.1.4. Nous avons alors montré que la concentration moyenne à l'intérieur de la rue dépendait principalement de la fluctuation de vitesse au niveau de l'interface (cf. équation II.1.42). Or nous avons pu voir, sur la figure II.4.4-c, que cette fluctuation ne dépend quasiment pas de la direction du vent. *Cela signifie que dans le cas d'une source infinie, la concentration moyenne à l'intérieur de la rue ne dépend pas de la direction du vent !* À l'aide du modèle de flux turbulent développé au chapitre II.1 (équation

II.1.42), cette concentration peut être exprimée par la relation :

$$C_{rue} = \frac{Q\sqrt{2}\pi}{\sigma_w W} \quad (\text{II.4.8})$$

où  $Q$  représente le débit de la source par unité de longueur. Ce résultat n'est cependant valable qu'à condition que  $\theta_\infty$  soit différent de 0. En effet, la relation II.1.42 fait intervenir l'écart de concentration entre la rue et l'écoulement extérieur. Tant que le vent n'est pas parallèle à la rue, les polluants émis par celle-ci au niveau des toits sont évacués par l'écoulement extérieur qui amène toujours de l'air frais au-dessus de la rue. On peut alors considérer que la concentration extérieure reste nulle quelle que soit la direction du vent et le résultat énoncé précédemment reste vérifié. Par contre, si le vent est parallèle à la rue, le panache de polluants émis au niveau des toits est transporté le long de la rue, créant ainsi un effet d'accumulation de la concentration extérieure qui croît indéfiniment. La concentration moyenne à l'intérieur de la rue tend alors vers une valeur infinie. Ceci est confirmé par le fait que le premier membre de l'équation II.4.7 tend vers 0 lorsque  $\theta_\infty$  tend vers 0, si bien que cette équation n'admet plus de solution stationnaire.

Pour déterminer la répartition de concentration à l'intérieur de la rue (dans l'hypothèse où  $\theta_\infty \neq 0$ ), il est possible de se ramener au problème de la dispersion lorsque le vent est perpendiculaire à la rue. En effet, l'équation II.4.7 ne fait intervenir que les composantes transversales du champ de vitesse. Or nous avons montré au début de ce chapitre que les composantes moyennes  $\bar{v}$  et  $\bar{w}$  sont analogues à celles d'un écoulement perpendiculaire à la rue, de vitesse extérieure  $V_\infty$ . Nous avons également montré que la concentration moyenne et la turbulence sont indépendantes de la direction du vent et sont donc équivalentes à celles que l'on aurait si le vent était perpendiculaire à la rue. Il est donc possible de résoudre l'équation II.4.7 en utilisant la méthode décrite au chapitre II.2. On applique ainsi le modèle *CAR-MEN*, dans lequel la concentration moyenne et la diffusivité turbulente sont considérées comme invariantes par rapport à  $\theta_\infty$ , et la vitesse moyenne comme proportionnelle à  $\sin(\theta_\infty)$ . Ce type de calcul permet de montrer que la contribution directe du panache de concentration sur la face amont de la rue augmente lorsque  $\theta_\infty$  diminue, ce qui signifie que la concentration est plus élevée lorsque le vent devient parallèle à la rue. Sur la face aval où la contribution directe est négligeable, il n'y a pas de variation en fonction de la direction du vent.

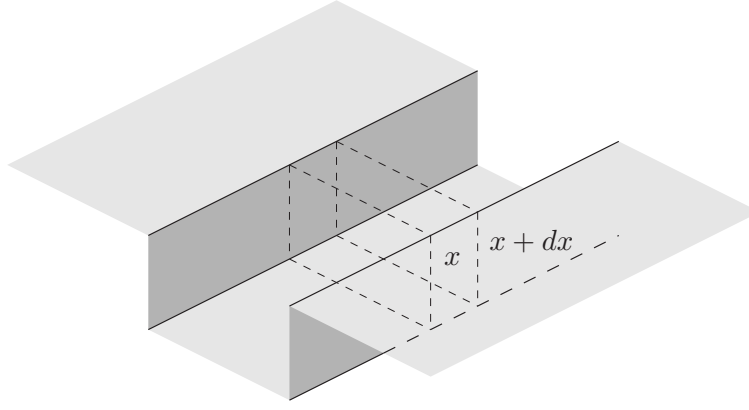
#### II.4.3.1.2 Source linéique semi-infinie

Lorsque la source de polluant n'est pas infinie, il n'est plus possible de considérer que la concentration est invariante par translation selon  $x$ . Intuitivement, on peut alors imaginer que le champ de concentration se décompose en deux parties :

- **Une zone transitoire**, dans laquelle la concentration augmente au cours de la progression du panache le long de l'hélice.
- **Une zone établie**, dans laquelle la concentration n'évolue plus par rapport à  $x$ . Dans cette zone établie, les effets associés à l'extrémité de la source disparaissent et la répartition de concentration correspond alors précisément à celle décrite dans le cas d'une source infinie.

Afin de vérifier cette analyse, nous allons déterminer l'évolution selon la direction  $x$  de la concentration moyenne à travers une section de rue, notée  $C_{rue}(x)$ . Considérons une source semi-infinie dont l'origine est située en  $x = 0$ . Le bilan de la quantité de polluant sur un volume d'épaisseur  $dx$  (cf. figure II.4.6) est fourni par la relation :

$$\frac{\partial(C_{rue}(x,t))}{\partial t} HW dx = Q dx + HW U_{rue} (C_{rue}(x,t) - C_{rue}(x + dx,t)) - Q_S dx \quad (\text{II.4.9})$$

Figure II.4.6 – Bilan de concentration sur un volume d'épaisseur  $dx$ .

$\mathcal{Q}$  représente le débit de la source par unité de longueur. Les termes de la forme  $HWU_{rue}C_{rue}$  correspondent aux flux convectifs de matière à travers les sections en  $x$  et  $x + dx$ . Nous avons supposé que le polluant est transporté longitudinalement par une vitesse uniforme  $U_{rue}$  et nous avons montré plus haut que  $U_{rue} \propto \cos(\theta_\infty)$ . Le terme  $\mathcal{Q}_S$  représente le flux linéique turbulent de polluant à travers l'interface rue-atmosphère. Nous avons établi au chapitre II.1 que ce flux peut être exprimé sous la forme :

$$\mathcal{Q}_S = \frac{\sigma_w W}{\sqrt{2\pi}} (C_{rue}(x, t) - C_{ext}) \quad (\text{II.4.10})$$

où  $\sigma_w$  sera supposé indépendant de la direction du vent. En considérant, comme précédemment, que  $C_{ext} = 0$  pour  $\theta_\infty \neq 0$ , la concentration stationnaire  $C_{rue}(x)$  est finalement solution de l'équation :

$$\frac{\partial C_{rue}(x)}{\partial x} + \frac{\sigma_w}{U_{rue} H \sqrt{2\pi}} C_{rue}(x) = \frac{\mathcal{Q}}{HWU_{rue}} \quad (\text{II.4.11})$$

L'évolution longitudinale de la concentration est alors définie par :

$$C_{rue}(x) = C_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x}{L_0}\right) \right] \text{ avec } \begin{cases} C_0 = \frac{\mathcal{Q}\sqrt{2\pi}}{\sigma_w W} \\ L_0 = \frac{U_{rue} H \sqrt{2\pi}}{\sigma_w} \end{cases} \quad (\text{II.4.12})$$

$C_0$  est la concentration moyenne dans la zone établie. Elle est indépendante de la direction du vent et correspond à la solution obtenue pour une source de longueur infinie. La longueur caractéristique de la zone transitoire est définie par  $L_0$ . On constate que  $L_0$  dépend de la vitesse moyenne  $U_{rue}$  et donc de la direction du vent. Si  $\theta_\infty$  est proche de  $90^\circ$ ,  $L_0$  sera faible et la zone établie sera rapidement atteinte. Par contre, lorsque le vent n'est plus perpendiculaire à la rue,  $L_0$  augmente rapidement : la longueur nécessaire pour atteindre la zone établie est alors du même ordre de grandeur que la longueur caractéristique de la rue<sup>1</sup>. Cela signifie que dans la plupart des cas, on se situera dans la zone transitoire de l'évolution du panache. Or nous allons montrer que dans cette zone, la concentration moyenne dépend de la direction du vent.

1. D'après la figure II.4.4-c, le rapport  $\sigma_u/|\mathbf{U}_\infty|$  est de 0,08 au niveau de l'interface. Par ailleurs, la figure II.4.3 nous indique que  $U_{rue}/(|\mathbf{U}_\infty| \cos(\theta_\infty))$  est de l'ordre de 0,3. En admettant que  $\sigma_w \sim \sigma_u$ , on peut alors montrer que la zone transitoire a pour longueur :

$$\frac{L_0}{H} \simeq 16,7 \cos(\theta_\infty)$$

Si on prend  $H = 20$  m et  $L = 100$  m, la longueur de la zone de transition sera supérieure à la longueur de la rue pour  $\theta_\infty < 73^\circ$ , c'est-à-dire dans la majorité des cas.

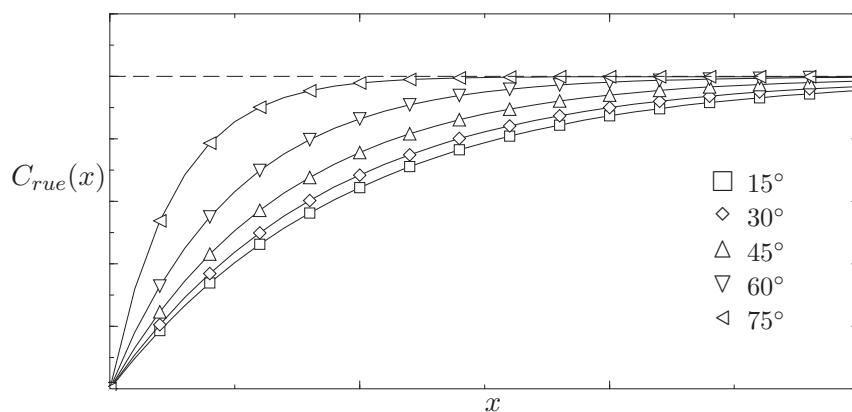


Figure II.4.7 – Évolution longitudinale de la concentration moyenne dans une section de rue, obtenue à partir de la relation II.4.12.

Nous avons représenté, sur la figure II.4.7, l'évolution longitudinale de la concentration pour différentes valeurs de l'angle  $\theta_\infty$ . On observe que dans la zone établie, la concentration est indépendante de la direction du vent. Par contre, dans la zone transitoire, la valeur de concentration en un point fixé augmente en fonction de  $\theta_\infty$ . Il faut cependant noter qu'au-delà d'une certaine distance  $x$  qui peut être inférieure à  $L_0$ , la concentration devient maximale lorsque le vent est parallèle à la rue<sup>2</sup>. Il apparaît également que cette variation dépend de la distance entre la position considérée et l'origine de la source. Plus la longueur de la source à l'amont du point considéré est importante, plus la variation en fonction de l'angle est faible.

Dans la zone transitoire, la répartition de concentration à l'intérieur d'une section de rue est relativement complexe. En effet, le panache "remplit" progressivement la cavité en s'enroulant par un mouvement hélicoïdal. D'un point de vue qualitatif, on peut penser que l'évolution, en fonction de la direction du vent, de cette contribution directe sera analogue à celle décrite pour une source infinie (augmentation de la concentration lorsque  $\theta_\infty$  diminue), même s'il est vraisemblable que la distance  $x$  affectera également cette répartition. Il est alors intéressant de constater que les variations de la concentration de recirculation et de la concentration directe évoluent en sens contraire. Toutefois, une modélisation plus détaillée des phénomènes serait nécessaire pour en déduire des conclusions systématiques.

Ces différents résultats ont permis de mettre en évidence les points suivants :

- Le comportement du panache issu d'une source linéique semi-infinie est caractérisé par deux zones distinctes : une zone transitoire et une zone établie.
- Dans la zone établie, la concentration moyenne ne dépend pas de la direction du vent.
- La longueur de la zone transitoire et la valeur de la concentration moyenne dans cette zone dépendent de la direction du vent.
- Pour déterminer le comportement de la concentration en un point, les deux paramètres essentiels sont donc la distance  $x$  entre ce point et l'origine de la source, et l'orientation  $\theta_\infty$  de l'écoulement extérieur.

2. L'augmentation de la concentration en fonction de la direction du vent est valable pour  $\theta_\infty > 0$ . Lorsque le vent devient parallèle à la rue, l'effet d'accumulation, déjà évoqué pour une source infinie, peut générer des niveaux de concentration très importants. L'amplitude de ce phénomène dépend de la dispersion du panache à l'extérieur de la rue. Le modèle de dispersion, décrit au chapitre II.3, indique l'évolution de la concentration le long de la rue lorsque le vent est parallèle à celle-ci. En comparant la figure II.3.15 à la figure II.4.7, on comprend qu'au-delà d'une certaine distance  $x$ , le cas d'un vent parallèle à la rue devient plus pollué que les cas correspondant aux autres directions.



De manière plus générale, ces résultats nous montrent que si le vent n'est pas perpendiculaire à la rue, la quantité de polluant advectée le long de la rue contribue de façon non négligeable à la concentration mesurée. Lorsque la rue est infinie, il paraît naturel, comme nous l'avons fait, de considérer l'influence des sources situées à l'intérieur-même de cette rue. Par contre, lorsque la rue est située au sein d'un réseau, c'est-à-dire qu'elle croise d'autres rues, ne doit-on pas également considérer la quantité de polluant apportée par ces rues transversales? La notion simple de rue infinie est-elle alors encore applicable? Ces différentes questions nous conduiront, au cours de la troisième partie, à traiter le problème de la modélisation d'une rue située à l'intérieur d'un quartier. Nous essayerons alors d'apporter des éléments de réponse à travers une analyse des phénomènes intervenant au niveau des intersections de rues.

Pour aborder la modélisation d'une rue de longueur finie, nous proposons une approche simple, utilisant la notion de modèle de boîte.

#### II.4.3.1.3 Modèle de boîte pour un tronçon de rue

Pour déterminer la concentration moyenne à l'intérieur d'un tronçon de rue, nous reprendrons la méthode évoquée au chapitre I.5. Notons  $U_{rue}$  et  $C_{rue}$  la vitesse longitudinale moyenne et la concentration moyenne à l'intérieur de la rue. Nous supposons que la source linéique de polluant de débit  $Q$  est située uniquement à l'intérieur de la rue, de sorte que les concentrations à l'amont de la rue et dans l'atmosphère extérieure pourront être négligées. Moyennant ces hypothèses, l'équation-bilan I.5.11 peut s'écrire :

$$\frac{\partial(LHW C_{rue})}{\partial t} = Q + -HWU_{rue}C_{rue} - \frac{\sigma_w WL}{\sqrt{2\pi}} C_{rue} \quad (II.4.13)$$

La solution stationnaire de cette équation est alors :

$$C_{rue} = \frac{Q}{U_{rue}WL} \left[ \frac{1}{\frac{H}{L} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma_w}{U_{rue}}} \right] \quad (II.4.14)$$

L'équation précédente est la généralisation de la relation II.1.42 lorsque la rue est de longueur finie et le vent d'orientation quelconque. Si  $L \rightarrow \infty$  et  $\theta_\infty \rightarrow 90^\circ$ , les deux relations sont alors équivalentes. Dans cette équation, seule la vitesse  $U_{rue}$  dépend de la direction du vent. Cela implique que  $C_{rue}$  augmente lorsque  $\theta_\infty$  augmente. Cette variation est cependant plus faible lorsque la longueur  $L$  de la rue est plus importante. Ces comportements, illustrés sur la figure II.4.8, sont donc en accord avec les comportements observés au paragraphe précédent, et soulignent l'importance de la longueur de la source dans la prise en compte de la direction du vent.

Afin de valider ce modèle de boîte, qui sera généralisé au cours de la troisième partie dans le cadre de l'étude d'un réseau de rues, nous allons le comparer à des mesures de concentration effectuées en soufflerie.

#### II.4.3.2 Modélisation expérimentale d'un segment de rue

Au cours des expériences réalisées sur un tronçon de rue et décrites en annexe C, des mesures de concentration ont été effectuées afin d'évaluer l'influence de la direction du vent. Compte tenu de la complexité du champ tridimensionnel de concentration, la description détaillée d'une seule section de rue n'aurait pas été représentative des comportements réels. Par ailleurs, il aurait été fastidieux de décrire un champ tridimensionnel complet. C'est pourquoi nous nous sommes contentés d'effectuer des mesures en certains points caractéristiques.

À partir des valeurs mesurées, nous avons déterminé la concentration moyenne à l'intérieur du segment de rue. L'évolution de cette concentration moyenne, en fonction de l'orientation du vent,

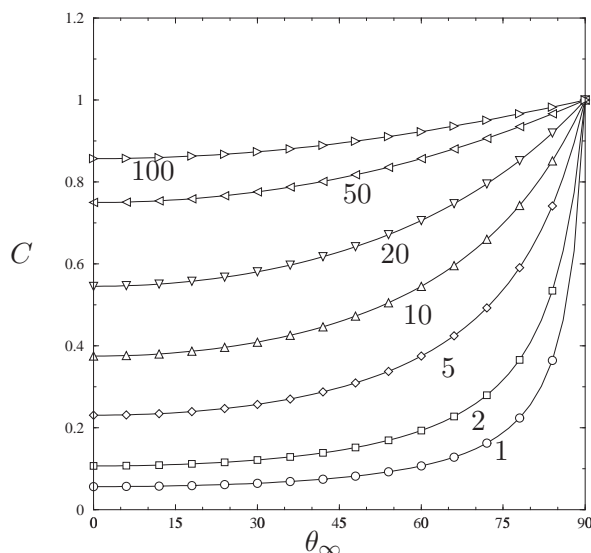


Figure II.4.8 – Évolution de la concentration dans la rue en fonction de l'orientation du vent, pour différentes valeurs du rapport  $L/H$ . Les courbes ont été obtenues à partir de la relation II.4.14.

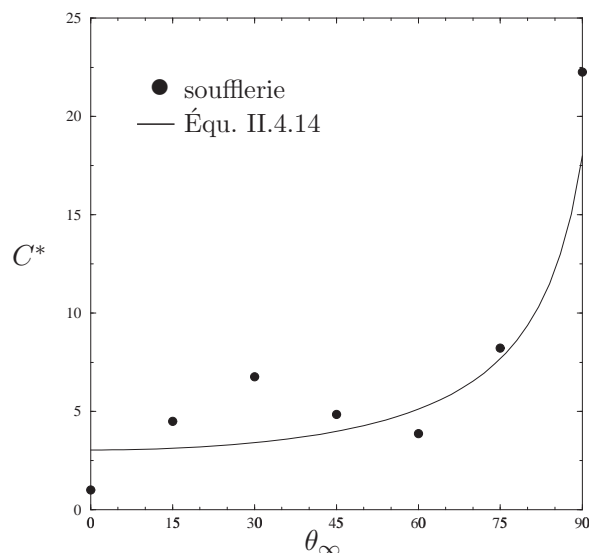


Figure II.4.9 – Évolution de la concentration dans la rue en fonction de l'orientation du vent. Comparaison entre le modèle et l'expérience.

a été représentée sur la figure II.4.9. On observe que la concentration a tendance à augmenter en fonction de  $\theta_\infty$ , avec une valeur maximale lorsque le vent est perpendiculaire à la rue. Nous avons comparé ces mesures au profil calculé à partir du modèle de boîte (équation II.4.14). Il apparaît que le modèle reproduit le comportement général des données expérimentales.

La répartition de la concentration à l'intérieur de la rue est illustrée par les matrices de valeurs de la figure II.4.10. Nous nous limiterons à une analyse des principales caractéristiques de ces champs de concentration. On note tout d'abord qu'à l'exception du cas où  $\theta_\infty = 0^\circ$ , la concentration est systématiquement plus importante du côté amont de la rue. On constate également que la concentration augmente le long de la rue, mettant en évidence que l'on se situe dans la zone transitoire du champ de concentration. Pour  $\theta_\infty = 90^\circ$ , la concentration n'est pas uniforme dans la direction  $x$ , les valeurs au centre étant plus élevées qu'aux extrémités. Nous montrerons au chapitre III.1 que cet effet est dû à la présence des intersections aux limites de la rue.

Au-delà de ces tendances générales, il est assez difficile d'interpréter les variations observées à l'intérieur de ce segment de rue. Nous pensons qu'un certain nombre de ces comportements peuvent être imputés à la présence des intersections et des écoulements particuliers qui en résultent. C'est pourquoi nous nous intéresserons plus précisément à ces phénomènes au cours de la troisième partie de ce travail.

## II.4.4 Conclusion

Lorsque l'orientation du vent par rapport à la rue devient quelconque, le comportement de l'écoulement et de la dispersion des polluants se complique rapidement. Au cours de ce chapitre, nous avons tenté de décrire les principaux phénomènes mis en jeu sur des configurations idéalisées de rues infinies. Cette étude a fait ressortir la nécessité de considérer la longueur de la rue et la longueur de la source de polluants comme des paramètres à prendre en compte dans ce type de situation. Nous avons également apporté quelques éléments de modélisation simple des processus, même si leur description détaillée n'a pas été traitée.

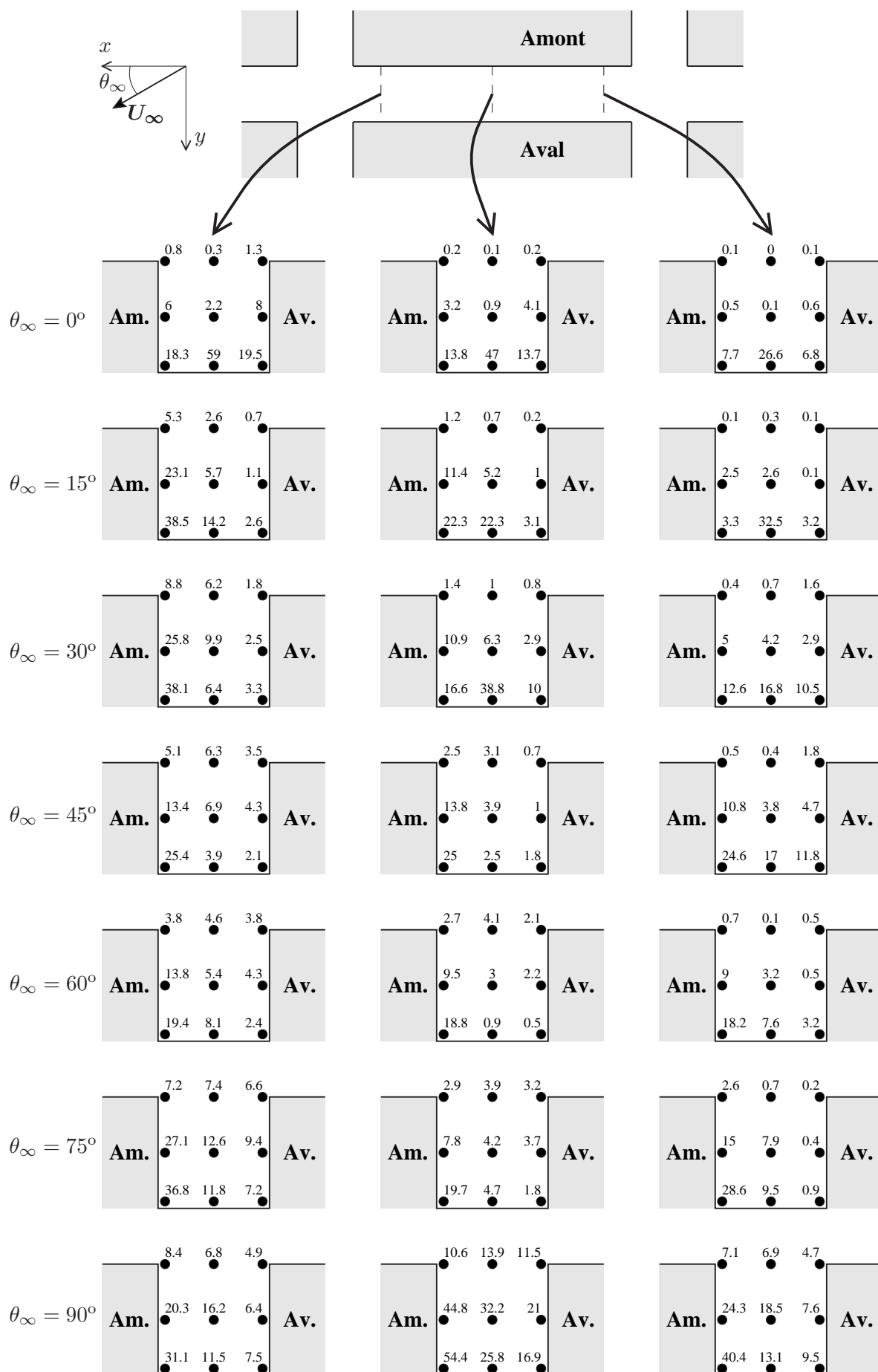


Figure II.4.10 – Concentration  $C^* = \frac{CU_H WL}{Q}$  en fonction de la direction du vent (soufflerie).

En ce qui concerne l'écoulement, nous avons montré que la composante transversale est découplée de la composante longitudinale et évolue proportionnellement à  $\sin(\theta_\infty)$ . La composante longitudinale est quant à elle dépendante de  $\bar{v}$  et  $\bar{w}$ , et ne peut donc pas évoluer en  $\cos(\theta_\infty)$ . Par contre, la vitesse moyenne à travers une section de rue semble évoluer proportionnellement à  $\cos(\theta_\infty)$ . Ce dernier résultat s'avère particulièrement intéressant et simple à utiliser pour des applications pratiques.

L'analyse de la concentration moyenne en fonction de l'orientation du vent a permis de mettre en évidence le rôle de la longueur de la source. Plusieurs modélisations ont été proposées pour décrire cette concentration. En particulier, un modèle de boîte a été présenté et permet de reproduire l'évolution des données expérimentales.



---

## Conclusion de la deuxième partie

---

L'étude d'une rue-canyon bidimensionnelle fournit un certain nombre de résultats intéressants concernant la dispersion des polluants à cette échelle. La modélisation des échanges turbulents à l'interface rue-atmosphère a permis de relier la concentration moyenne à l'intérieur de la rue aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement dans la couche de mélange. L'étude d'une configuration de vent perpendiculaire à la rue nous a conduits à analyser différentes géométries de rues. En fonction de cette géométrie, la topologie de l'écoulement est modifiée et la concentration se répartit différemment à l'intérieur de la rue. Un modèle semi-analytique, basé sur une résolution de l'équation d'advection-diffusion dans un écoulement potentiel, est proposé pour prendre en compte l'effet de la géométrie des bâtiments. Lorsque le vent est parallèle à la rue, deux régimes d'écoulement ont été mis en évidence. Une modélisation théorique du champ de vitesse est décrite. Nous avons également étudié l'évolution de la concentration le long de la rue, que nous avons représentée à l'aide d'un modèle gaussien. Enfin, nous nous sommes intéressés au cas où l'orientation du vent est quelconque. Le couplage entre les composantes longitudinales et transversales de l'écoulement a été abordé, et des modélisations simples ont été présentées pour décrire la concentration dans la rue.

De nombreux points restent encore à traiter afin de comprendre les différents aspects de la dispersion des polluants dans une rue-canyon. Comment paramétrer les caractéristiques turbulentes de l'écoulement à l'intérieur de la rue, en fonction du type de bâtiments situés en amont, des obstacles situés à l'intérieur de la rue, de la stabilité de l'atmosphère? Comment représenter simplement l'effet de la turbulence induite par les véhicules? On peut imaginer que celle-ci n'agit que sur la répartition de concentration (contribution directe) et qu'elle n'affecte pas les échanges rue-atmosphère, et donc la concentration de recirculation. Comment traiter des polluants non-passifs : réactions chimiques (transformation  $\text{NO} \longleftrightarrow \text{NO}_2$ ), particules lourdes, etc.? Comment modéliser le dépôt sur les parois? Quelle est l'interaction avec la pollution à l'intérieur des bâtiments? Ces questions devront être traitées lors d'études ultérieures.

Cependant, la cohérence scientifique voudrait que l'on n'aborde ces aspects du problème qu'à condition d'avoir pris en compte tous les phénomènes dont l'influence est plus importante. Or nous avons mis en évidence, au cours de cette partie, que l'hypothèse d'une rue bidimensionnelle infinie pouvait être à l'origine d'erreurs importantes. Ces erreurs, liées à la présence des intersections, sont certainement aussi importantes que l'erreur commise si l'on ne prend pas en compte certains des phénomènes énumérés précédemment. C'est pourquoi nous avons choisi, dans la troisième partie, de nous intéresser à cet aspect du problème : *comment modéliser une rue située au sein d'un réseau de plusieurs rues?*