

Modélisation de la dispersion atmosphérique à l'intérieur de la canopée urbaine

Lionel Soulhac

▶ To cite this version:

Lionel Soulhac. Modélisation de la dispersion atmosphérique à l'intérieur de la canopée urbaine. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale de Lyon, 2000. Français. NNT: . tel-01727430

HAL Id: tel-01727430 https://hal.science/tel-01727430

Submitted on 9 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

École doctorale : Mécanique-Énergétique

pour obtenir

le titre de DOCTEUR

Spécialité: Mécanique

par Lionel SOULHAC

Modélisation de la dispersion atmosphérique à l'intérieur de la canopée urbaine

Soutenue le 3 Mars 2000 devant la Commission d'Examen :

Jury: MM. J. BATAILLE R. BERKOWICZ B. CARISSIMO J. FABRE J. C. R. HUNT – rapporteur D. JEANDEL R. J. PERKINS J.-F. SINI – rapporteur Le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont.

Aristote

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École Centrale de Lyon. J'adresse en premier lieu mes plus vifs remerciements au Professeur D. JEAN-DEL pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, pour avoir soutenu ce sujet de recherche et pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance aux Professeurs J.C.R. HUNT et J.-F. SINI qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail, en acceptant d'en être rapporteurs.

Je veux également remercier les Professeurs J. BATAILLE et J. FABRE, ainsi que messieurs R. BERKOWICZ et B. CARISSIMO, qui ont bien voulu être membres du jury.

J'exprime ma profonde gratitude au Professeur Richard PERKINS, qui a dirigé mon travail de thèse. Au cours de ces années, j'ai beaucoup appris en côtoyant le savant mélange qu'il représente, entre un pragmatisme "britannique" et une grande culture scientifique. Je tiens également à le remercier pour la confiance qu'il m'a accordée au cours des différents projets que nous avons réalisés.

Je voudrais particulièrement remercier Monsieur Patrick MÉJEAN, avec qui j'ai travaillé en étroite collaboration durant ces trois années. Il a su me faire profiter de sa grande expérience des phénomènes de dispersion atmosphérique et de la modélisation en soufflerie. Son soutien et ses conseils quotidiens ont fortement contribué à la valorisation de ce travail.

Je souhaite également remercier la Direction Recherche et Développement d'EDF et la Communauté Urbaine de Lyon, qui ont soutenu ce travail à travers plusieurs contrats de recherche, ainsi que le personnel de ces organismes pour leur aide et leur disponibilité.

Je remercie chaleureusement mes compagnons de travail, Claire, Manu et Manu, Jean-Mi, pour leur collaboration et leur bonne humeur durant ces trois années. J'adresse des remerciements plus particuliers à Olivier ISNARD, avec qui j'ai partagé les subtilités des écoulements potentiels, et dont l'aide m'a bien souvent facilité la tâche. Ce travail n'aurait pas été possible sans l'appui du personnel du laboratoire à qui j'adresse ici ma plus vive reconnaissance. Je tiens en particulier à remercier Pascale, pour son aide et sa gentillesse en toutes occasions. Je voudrais également exprimer ma gratitude aux personnes qui ont bien voulu relire et enrichir mon manuscrit et en particulier à Stéphane, pour son regard curieux sur les écoulements atmosphériques et pour ses corrections minutieuses.

Je tiens à remercier affectueusement mes parents, mes sœurs et toute ma famille pour le soutien qu'ils ont su m'apporter.

Enfin, je remercie tendrement Véronique pour sa patience, son aide et ses conseils durant tout ce travail, ainsi que Valentin pour ses nombreux sourires d'encouragement.

Résumé

Afin d'évaluer les conséquences de la pollution atmosphérique sur la santé et l'environnement, les pouvoirs publics ont souvent besoin d'outils de modélisation fine, permettant d'appréhender l'impact d'un aménagement local, de prévoir les niveaux de concentration et d'informer la population. Le problème, posé par la simulation de la dispersion des polluants à l'échelle locale, est de parvenir à étudier beaucoup de scénarios en prenant en compte un très grand nombre de bâtiments complexes. Pour cela, il est souvent indispensable de développer des approches simplifiées, dans lesquelles seuls les phénomènes physiques prépondérants sont représentés.

Dans cet esprit, la modélisation de la canopée urbaine s'appuie généralement sur la notion élémentaire de *rue-canyon*. Si ce sujet a fait l'objet de nombreuses études dans le passé, plusieurs interrogations subsistent encore concernant les phénomènes mis en jeu à l'intérieur d'une rue et les interactions entre plusieurs rues. Les objectifs de cette étude sont de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux qui régissent l'écoulement et la dispersion dans une rue et d'en proposer une représentation simplifiée à travers des modélisations opérationnelles.

Pour cela, nous avons utilisé des techniques de modélisation numérique et expérimentale. L'approche numérique a été basée sur le code de calcul *MERCURE* (RANS, du type k- ε), adapté à la simulation tridimensionnelle des écoulements atmosphériques. L'approche expérimentale a été mise en œuvre dans la soufflerie atmosphérique de l'École Centrale de Lyon. Les techniques de mesures utilisées (LDA, FID) ont permis de décrire avec précision les champs de vitesse et de concentration à l'échelle d'une rue.

Afin d'évaluer l'influence de la géométrie de la rue (rapport d'aspect, dissymétrie) sur la dispersion par vent perpendiculaire, nous avons développé un modèle, basé sur une résolution analytique de l'équation d'advection-diffusion dans un écoulement potentiel. Les comparaisons avec les simulations numériques et expérimentales fournissent des résultats encourageants. Pour décrire le cas d'un vent d'orientation quelconque, nous proposons une décomposition de l'écoulement par rapport aux composantes longitudinales et transversales. Cette décomposition s'avère réaliste dans le cas d'une rue infinie, mais elle est mise en défaut pour une rue de longueur finie. Nous avons ensuite étudié et paramétré les échanges de matière au niveau des intersections en fonction de la géométrie des rues et de la direction du vent. Les résultats indiquent une interaction importante entre l'écoulement dans la rue et dans l'intersection. Enfin, nous avons proposé un modèle permettant d'étendre l'approche rue-canyon à la simulation d'un *réseau de rues* interconnectées, afin de pouvoir étudier la dispersion des polluants à l'échelle d'un quartier.

Une première application du modèle de dispersion dans un réseau de rues a été réalisée pour étudier la pollution dans un quartier de la ville de Lyon. Les comparaisons effectuées avec des mesures de terrain permettent de confirmer le bon comportement du modèle et illustrent les différentes potentialités de cette approche.

Abstract

There are many practical situations in which it is necessary to evaluate the impact of urban air pollution on health and the environment. Often, this demands rather fine scale modelling of air flow and dispersion, at the scale of the street or the *quartier*. In such cases it is usually necessary to include the influence of a large number of irregularly-shaped buildings. This requires the development and application of simplified, practical models, which are based on the main underlying physical phenomena.

One approach which is commonly used to estimate pollutant concentrations in an isolated street is the street canyon model. Although flow and dispersion in an isolated street have been the subject of many investigations in the past, and several practical models have been proposed for idealised configurations, many questions remain unanswered. The aims of this investigation are therefore to improve our understanding of the fundamental processes which govern flow and dispersion in a single street or a group of streets, and to develop simple, operational models for these situations.

The research has been carried out using numerical and experimental techniques. Numerical simulations have been carried out using the three-dimensional atmospheric boundary layer code MERCURE (a RANS model with a k- ε closure) and the experiments were performed in the atmospheric wind tunnel at the Ecole Centrale de Lyon. Fluid velocities and gas concentrations were measured using LDA and FID.

Initially, we studied the influence of street geometry (aspect ratio, asymmetry) on flow and dispersion within the street, when the wind blows perpendicular to the street. We have developed a model for pollutant concentrations, based on a solution of the advection-diffusion equation in a potential flow. Next we studied the influence of the direction of the wind relative to the axis of the street, and we show that the problem can be decomposed into flow parallel and perpendicular to the street. In the third part of the study we investigated the influence of street geometry and wind direction on flow and dispersion at street intersections; we show that the flow within the streets plays an important role in determining the exchange of material within the intersection. Based on these results, we then develop a model which extends the street canyon concept to a network of connected streets. This makes it possible to study the atmospheric dispersion of pollutants at the scale of the quartier.

All the models developed during this work have been compared with the results from numerical simulations and experiments, and the agreement is generally good. As a final test of the models, we have used them to simulate dispersion in part of the 6^{th} arrondissement of Lyon; the calculated concentrations show surprisingly good agreement with concentrations measured by an atmospheric pollution monitor located there.

Table des matières

Remerci	ements	3
Résumé		5
Abstract	- -	7
Liste des	s symboles	13
	, symboles	10
Introduc	tion	17
I Cán	ánalitás	91
I Gene	erantes	41
I.1 La	pollution atmosphérique	23
I.1.1	Qu'est-ce que la pollution atmosphérique?	23
I.1.2	Les sources	24
I.1.3	Les conséquences	25
I.1.4	Les solutions	26
I.1.5	Conclusion	31
I.2 La	couche limite atmosphérique	33
I.2.1	L'atmosphère	33
I.2.2	La couche limite atmosphérique	36
I.2.3	La canopée urbaine	41
I.2.4	Conclusion	42
I.3 La	dispersion turbulente	43
I.3.1	Approche eulérienne	43
I.3.2	Théorie statistique de la diffusion	45
I.3.3	Paramétrisation empirique de la diffusion atmosphérique	48
I.3.4	Conclusion	50
I.4 Les	outils de modélisation	51
I.4.1	Modélisation numérique	51
I.4.2	Modélisation expérimentale en soufflerie	57
I.4.3	Conclusion	62

I.5 Pré	sentation générale de l'étude	63
I.5.1	La problématique	63
I.5.2	Introduction à l'approche rue-canyon	64
I.5.3	La démarche adoptée	69
II Éco	ulement et dispersion à l'échelle d'une rue	77
II.1 Mo	odélisation des flux turbulents à l'interface rue-atmosphère	79
II.1.1	Introduction	79
II.1.2	Modélisation des flux turbulents à travers une couche de mélange	81
II.1.3	Application à la dispersion d'un scalaire au voisinage d'un obstacle	90
II.1.4	Application à la modélisation du transfert turbulent à l'interface rue-atmosphère	. 93
II.1.5	Conclusion	99
II.2 Éc	oulement et dispersion perpendiculaire à la rue	101
II.2.1	Phénoménologie	101
II.2.2	Modèle d'écoulement	110
II.2.3	Modèle de dispersion	123
II.2.4	Etude numérique et expérimentale	129
II.2.5	Conclusion	159
II.3 Éc	oulement et dispersion parallèle à la rue	163
II.3.1	Introduction	163
II.3.2	Modèle d'écoulement	165
II.3.3	Modèle de dispersion	177
II.3.4	Conclusion	180
II.4 Ve	nt d'incidence quelconque par rapport à la rue	183
II.4.1	Introduction	183
II.4.2	Ecoulement	185
II.4.3	Dispersion	192
11.4.4	Conclusion	197
III Éco	oulement et dispersion à l'échelle d'un quartier	203
III.1 In	tersection entre plusieurs rues	205
III.1.1	Généralités	205
III.1.2	Modèle de transport des polluants dans une intersection	207
III.1.3	Variation de section d'une rue	218
III.1.4	Intersection entre deux rues perpendiculaires	222
III.1.5	Intersection avec place	241
III.1.6	Conclusion	246
III.2 M	lodèle d'écoulement et de dispersion dans un réseau de rues	247
III.2.1	Introduction	247
III.2.2	Présentation du modèle	248
III.2.3	Étude numérique de la dispersion dans un réseau de rues	258
III.2.4	Conclusion	266

IV Application à l'agglomération lyonnaise	271
IV.1 Les données de la pollution atmosphérique à Lyon IV.1.1 Introduction	 273 273 274 280 282 287 290
IV.2 Modélisation d'un quartier de Lyon IV.2.1 Introduction	 291 291 292 299 306
Conclusion et perspectives	311
Annexes	315
A Solutions analytiques de l'équation d'advection-diffusion A.1 Équation d'advection-diffusion A.2 Solutions pour un fluide au repos A.3 Solutions pour un fluide en écoulement uniforme A.4 Autres formulations des solutions	317 317 317 319 320
B Conditions de calcul des simulations numériques B.1 Conditions de vent en entrée du domaine de calcul	321 321 321
Conditions expérimentales C.1 Couches limites incidentes	325 325 327 327 328
D Intégrale elliptique de deuxième espèce en argument complexe	329
E Modélisation de la transformation chimique $NO-NO_2$ à l'échelle de la rue	331
Bibliographie	335

Liste des symboles

Opérateurs

Symbole	Définition
G	. Grandeur scalaire
G	. Grandeur vectorielle (en gras)
G	. Grandeur tensorielle
G^+	. Grandeur adimensionnée
[G]	. Concentration molaire
$\overline{\overline{G}}$. Moyenne de Reynolds
\widetilde{G}	. Moyenne de Favre
∇	. Opérateur de gradient
Δ	. Opérateur de Laplace
×	. Produit vectoriel

Lettres latines

Symbole Définition **A** Vecteur potentiel c Concentration C_D Coefficient de frottement $C_{\mu}, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$... Constantes du modèle k- ε d Épaisseur de déplacement DCoefficient de diffusion moléculaire EÉnergie totale Intégrale elliptique de deuxième espèce f Paramètre de Coriolis f Forces volumiques extérieures **F**Forces extérieures F Intégrale elliptique de première espèce $g = -g \, i_z \, \ldots$ Accélération de la pesanteur

Définition
. Hauteur de la rue

H_0	.Flux de chaleur au sol
\mathcal{H}	. Terme source de chaleur
$i_x, i_y, i_z \ldots$. Vecteurs directeurs unitaires
i_r	. Vecteur directeur unitaire dans la direction r
I	. Échelle de longueur intégrale
$J_0, J_1 \ldots \ldots$	Fonctions de Bessel
<i>k</i>	. Énergie cinétique turbulente
k_i	. Constante de réaction chimique
$K_0 \ldots \ldots$	Fonction de Bessel modifiée
K _G	. Coefficient de diffusion turbulente de la variable G
	. Tenseur de diffusivité turbulente
<i>l</i>	. Taille caractéristique des structures turbulentes
<i>L</i>	. Longueur de la rue
<i>P</i>	. Pression
\mathcal{P}	. Terme de production (de matière, d'énergie)
q	. Flux de chaleur
\mathcal{Q}	.Flux de polluants
R	. Constante spécifique de l'air sec = $287.05 J.kg^{-1}$. ° C^{-1}
	Coefficient de corrélation
<i>s</i>	. Variable complexe
S	. Surface
	Terme source de matière
<i>t</i>	. Temps
T	. Température
T	. Tenseur des contraintes de REYNOLDS
u	. Vecteur vitesse
$u, v, w \ldots$. Composantes de la vitesse
u_*	Vitesse de frottement
<i>V</i>	. Débit volumique
W	. Largeur de la rue
$x, y, z \dots$. Coordonnees cartésiennes
$Y_0, Y_1 \ldots$. Fonctions de BESSEL
z_0	. rugosite aerodynamique

Lettres grecques

Symbole	Définition
α	. Coefficient de dilatation à pression constante
Ø	. Tenseur d'échange convectif
$\widehat{\mathbf{O}}$. Tenseur d'échange turbulent
γ	. Constante d'Euler
Γ	. Circulation
δ	. Épaisseur de la couche limite
δ_{ij}	. Indice de Kronecker
ε	. Hauteur effective de rugosité
ε	. Dissipation de l'énergie cinétique turbulente
ζ	. Variable complexe

Symbole	Définition
η	Échelle de Kolmogorov
	Ordonnée de l'espace complexe
θ	. Température potentielle
	Orientation du vent
$ heta_*$. Température de frottement
κ	. Constante de Karman
λ	. Conductivité thermique
λ_G	. Écart relatif de la variable G (couche de mélange)
Λ	. Paramètre de turbulence
μ	. Viscosité dynamique
ν	. Viscosité cinématique
ξ	. Abscisse de l'espace complexe
π	. Nombre pi
ρ	. Masse volumique
σ_0, σ	. Paramètres de Goertler
$\sigma_k, \sigma_{\varepsilon} \ldots \ldots$	Constantes du modèle $k{-}\varepsilon$
σ_G	. Écart-type de la variable G
σ	. Tenseur des contraintes visqueuses
au	. Contrainte de cisaillement
	Temps caractéristique
ϕ	. Fonction potentielle
	Latitude
φ_m	. Flux adimensionné de quantité de mouvement
ψ	Fonction de courant
ω	. Vorticité
$oldsymbol{\Omega}=\Omega_0oldsymbol{i}_{oldsymbol{\Omega}}$. Vitesse angulaire de rotation de la Terre (7,29 10^{-5} rad/s)

Sigles

8	
Symbole	Définition
AIRPARIF	Réseau de surveillance de la qualité de l'air en Île-de-France
APPA	Association pour la Prévention de la Pollution Atmosphérique
CLA	Couche Limite Atmosphérique
CLS	Couche Limite de Surface
COPARLY	Comité de Coordination pour le Contrôle de la Pollution Atmosphérique
	dans la Région Lyonnaise
COST	European Cooperation in the Field of Scientific and Technical Research
COURLY	Communauté Urbaine de Lyon
COV	Composés Organiques Volatils
CREDOC	Centre de Recherche pour l'Étude et l'Observation des Conditions de vie
EDF	Électricité de France
ЕРА	Environmental Protection Agency
LES	Large Eddy Simulation
MEET	Methodologies to Estimate Emissions from Transport
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes (equations)
SIG	Système d'Information Géographique
SUR	Système Urbain de Référence (COURLY)

Introduction

La pollution atmosphérique constitue aujourd'hui une des préoccupations prioritaires de la population et des autorités politiques en matière d'environnement. Si cet intérêt s'est particulièrement accru au cours des dernières décennies, la pollution atmosphérique constitue néanmoins un problème ancien, dont l'apparition remonte à l'époque de la Préhistoire et de l'Antiquité. Du Moyen-Âge jusqu'au milieu du XX^{ème} siècle, la pollution était principalement causée par l'utilisation massive du charbon dans l'industrie ou le chauffage domestique. Au cours du XX^{ème} siècle, le développement des industries chimiques et pétrolières a conduit à une diversification des polluants, tandis que l'explosion démographique entraînait une hausse considérable des besoins énergétiques et donc de la pollution occasionnée par la production de cette énergie. De plus, l'apparition de l'automobile a généré de nouvelles émissions qui allaient devenir, un siècle plus tard, la principale cause de pollution urbaine.

Cette aggravation de la situation a provoqué une prise de conscience des pouvoirs publics et de la population. Des mesures réglementaires de plus en plus sévères ont été adoptées pour limiter les émissions de polluants, en particulier celles d'origine industrielle. Ces dispositions ont permis d'infléchir sensiblement l'évolution des niveaux de pollution, mais elles s'avèrent aujourd'hui peu efficaces face à un développement démesuré de l'usage de l'automobile dans les grandes agglomérations. En effet, chaque citoyen se trouve alors face à ses responsabilités de pollueur et doit participer à l'effort de réduction des rejets. Pour faire accepter par chacun des réglementations contraignantes et peu populaires (circulation alternée, taxes sur les essences les plus polluantes), il est nécessaire de mieux informer la population sur les niveaux de pollution à laquelle elle est effectivement exposée et sur les effets bénéfiques attendus de ces réglementations.

Afin de répondre à cette attente, les réseaux de surveillance de la qualité de l'air se sont fortement développés. Pour pouvoir conseiller les autorités et informer la population, ces réseaux ont besoin d'outils permettant de comprendre les mécanismes de la pollution et d'en prévoir l'évolution. À ce titre, la modélisation présente un intérêt tout particulier.

La modélisation de la pollution atmosphérique est un problème très complexe, impliquant de nombreuses spécialités scientifiques, comme la météorologie, la mécanique des fluides, la chimie, la médecine, et de nombreux domaines d'application, tels que les transports, l'urbanisme ou la santé publique. Chacune de ces disciplines n'aborde qu'une petite partie de la problématique et il peut être intéressant, afin d'avoir une vue plus générale, de décomposer le problème de la pollution en trois grandes phases. La première phase concerne l'ensemble des mécanismes et des comportements qui sont à l'origine de l'émission de substances toxiques dans l'atmosphère. À l'autre extrémité de la chaîne, la dernière phase concerne tous les phénomènes physiques ou biologiques affectés ou provoqués par la présence dans l'air d'une substance toxique. Entre ces deux phases, les polluants sont transportés et dispersés par les écoulements atmosphériques. Cette troisième phase joue un rôle fondamental dans la relation qui existe entre les causes de la pollution et ses conséquences sur la santé ou l'environnement. Or la principale attente des pouvoirs publics est justement de pouvoir connaître les conséquences induites par une modification des causes du problème. C'est pourquoi la modélisation du transport et de la dispersion atmosphérique des polluants est à la base de l'étude de la pollution de l'air.

Pour modéliser l'atmosphère, une des contraintes fondamentales à prendre en compte est le caractère fortement turbulent des écoulements mis en jeu. En effet, le spectre d'énergie de la turbulence atmosphérique s'étend sur une très large gamme d'échelles et il est impossible de représenter l'ensemble de ces échelles à l'intérieur d'un seul modèle. C'est pourquoi il est nécessaire de développer une suite de modèles différents, permettant de représenter toute la gamme d'échelles.

Au-delà de cette décomposition, il existe une grande diversité d'approches pour traiter le transport et la dispersion des polluants dans l'atmosphère. Les approches diffèrent par leurs concepts théoriques (résolution eulérienne de la dispersion, modèle stochastique lagrangien, ...), par leur complexité (des modèles analytiques jusqu'à la simulation directe) ou par leurs applications (outils de recherche, modèles de terrain, ...). Parmi ces différentes approches, il en est une qui suscite aujourd'hui un intérêt croissant auprès des organismes chargés d'étudier la qualité de l'air. Il s'agit des *modèles appliqués*, conçus sur des bases théoriques, et qui nécessitent peu de ressources informatiques. Ces modèles s'avèrent en effet très utiles dans la pratique pour simuler de nombreux scénarios en prenant en compte toute la complexité du problème.

Parmi les échelles importantes dans l'étude de la pollution atmosphérique, l'échelle locale de la rue présente un intérêt particulier. C'est en effet à ce niveau que les conséquences de la pollution automobile sont les plus sérieuses, en raison de la proximité et du confinement des sources d'émission (véhicules) et des récepteurs potentiels (population). La présence de bâtiments de part et d'autre de la rue est à l'origine de phénomènes aérodynamiques spécifiques – écoulements de recirculation, canalisation – qui génèrent des niveaux de concentration très élevés, avec une forte hétérogénéité spatiale. Le rôle joué par la géométrie de la rue sur ces mécanismes a conduit à introduire la notion de *rue-canyon*, qui fait référence à la forme caractéristique d'une rue délimitée par deux bâtiments.

Pour comprendre et modéliser l'écoulement et la dispersion à l'intérieur d'une rue-canyon, de nombreux travaux ont été réalisés depuis les années 70. En particulier, la réalisation de plusieurs expériences de terrain (JOUMARD et VIDON, 1980 ; DEPAUL et SHEIH, 1986 ; NAKAMURA et OKE, 1988), généralement très coûteuses, témoigne de l'importance attribuée à ces phénomènes par la communauté scientifique. Les expériences en soufflerie (HOVDYSH et DABBERDT, 1988 ; RAFAILIDIS, 1997 ; KASTNER-KLEIN et PLATE, 1998) et les simulations numériques (HUNTER *et al.*, 1990 ; JOHNSON et HUNTER, 1995 ; SINI *et al.*, 1996) qui ont été effectuées ont permis essentiellement de décrire les comportements apparaissant lorsque le vent extérieur est perpendiculaire à l'axe de la rue. Dans cette situation, il se forme une ou plusieurs recirculations à l'intérieur de la rue, qui ont pour effet de transporter les polluants, émis par les véhicules, vers une des parois. Des modèles appliqués plus ou moins complexes ont été développés pour décrire ces mécanismes (HOTCHKISS et HARLOW, 1973 ; JOHNSON *et al.*, 1973 ; YAMARTINO et WIEGAND, 1986 ; EERENS *et al.*, 1993 ; BERKOWICZ *et al.*, 1997) et l'utilisation de ces modèles est aujourd'hui assez répandue.

Pour autant, les modèles existants ne permettent pas de traiter toutes les configurations rencontrées et un certain nombre de problèmes restent à aborder. Les effets d'une direction de vent quelconque ou de bâtiments de géométrie complexe sont aujourd'hui assez peu connus. La présence des intersections, et les interactions qui en résultent, ne sont quasiment pas prises en compte dans les modèles. C'est pourquoi il est nécessaire de poursuivre l'étude des mécanismes de transport et de dispersion à l'échelle d'une rue, afin de proposer de nouveaux outils de modélisation plus performants.

Le but de ce projet de recherche est de développer un modèle appliqué de dispersion des polluants à l'échelle d'une rue et d'étendre l'approche rue-canyon à la modélisation d'un ensemble de plusieurs rues constituant un quartier.

D'un point de vue fondamental, le problème scientifique sous-jacent est de savoir comment représenter un écoulement très complexe lorsqu'il n'est pas possible de décrire chaque détail de cet écoulement. La réponse à cette question réside bien évidemment dans une *simplification du problème* mais toute la question est de savoir ce que l'on peut effectivement simplifier et au contraire, ce qu'il faut absolument conserver, compte tenu de la physique des phénomènes et compte tenu de l'utilisation que l'on souhaite faire du modèle. En d'autres termes, il est nécessaire de rechercher les phénomènes fondamentaux qui caractérisent l'écoulement, mais également de "filtrer" les phénomènes secondaires, afin de construire un *modèle simplifié*.

C'est dans cet esprit que nous abordons la modélisation de la canopée urbaine. L'objectif de notre travail n'est donc pas de construire un catalogue de toutes les configurations possibles d'écoulement à l'intérieur d'une rue. Il s'agit plutôt d'identifier les principaux mécanismes qui régissent la dispersion des polluants à cette échelle, afin de proposer une modélisation adaptée aux contraintes réelles. Cette démarche va nous conduire à étudier les caractéristiques de l'écoulement dans une rue. Parmi les questions concrètes qui seront abordées au cours de cette étude, on peut mentionner en particulier:

- Comment représenter l'échange turbulent entre une rue et l'atmosphère extérieure?
- Quelle est l'influence de la géométrie des bâtiments qui bordent la rue (rapport hauteur/largeur, dissymétrie, rugosité des parois)?
- Quelle est l'influence de la direction du vent extérieur? Peut-on toujours considérer qu'il existe une recirculation dans la rue?
- Quelle est la différence entre une rue de longueur infinie (configuration généralement étudiée) et un tronçon de rue de longueur finie, délimité par des intersections?
- Comment modéliser les échanges au niveau de ces intersections?
- Comment simuler les interactions entre les nombreuses rues qui forment un quartier?

Afin de répondre à ces questions, il est nécessaire de mettre en œuvre des techniques de simulation performantes, permettant d'identifier les mécanismes de dispersion à cette échelle. Pour cela, nous utiliserons différents types d'approches. Les modèles proposés seront généralement basés sur des approches théoriques, qui offrent souvent des solutions analytiques rapides à calculer. Pour comprendre les mécanismes étudiés et faire des comparaisons avec les modèles, des expériences en soufflerie seront réalisées en association avec des simulations numériques bi- et tridimensionnelles (modèle RANS, du type $k-\varepsilon$). L'utilisation de ces trois approches complémentaires nous permettra d'obtenir des informations relativement fiables sur l'écoulement.

La présentation de ce travail se décompose en quatre parties. Au cours de la première partie, nous situons la problématique abordée dans le contexte plus général de la *pollution atmosphérique*. Nous rappelons plusieurs notions essentielles concernant la *couche limite atmosphérique* et la *dispersion turbulente*. Nous présentons ensuite les *outils de modélisation* numérique et expérimentale qui sont utilisés dans la suite de ce travail. Enfin, nous effectuons une *présentation générale de l'étude* et de la démarche que nous avons adoptée.

Première partie

Généralités

La pollution atmosphérique est un problème pluridisciplinaire par excellence. Depuis l'émission des polluants – mettant en jeu la chimie, la physique des matériaux, le génie des procédés, mais aussi l'économie, la politique, le droit – jusqu'à leur inhalation par l'homme – qui implique la santé, l'épidémiologie, l'étude des modes de vie – en passant par le transport et la dispersion – liés à la météorologie et à la chimie atmosphérique – de nombreux champs disciplinaires sont, de près ou de loin, associés à l'étude de la pollution de l'air.

Au cours de cette première partie, nous allons resituer le sujet abordé dans le cadre de la problématique générale de la pollution atmosphérique. Nous effectuerons ensuite quelques rappels des notions de base concernant la couche limite atmosphérique, la dispersion turbulente et les outils de modélisation utilisés. Enfin, nous rappellerons les objectifs de ce travail et nous présenterons la démarche adoptée.

I.1 La pollution atmosphérique

Ce chapitre présente un bref aperçu de la problématique complexe de la pollution atmosphérique, à travers un inventaire des causes, des conséquences et des solutions. Après avoir défini la notion de pollution de l'air, les différents types d'émissions et de polluants sont décrits. Nous abordons ensuite les effets de cette pollution, sur l'environnement et sur la santé. Enfin, la synthèse des principales solutions de lutte contre la pollution permet d'introduire le rôle de la modélisation.

I.1.1 Qu'est-ce que la pollution atmosphérique?

I.1.1.1 Définition

La pollution atmosphérique est un phénomène complexe, qui a fait l'objet de multiples définitions. Au fur et à mesure de l'avancée des connaissances, le terme *pollution* a recouvert des réalités de plus en plus diverses. De manière générale, la pollution de l'air se définit par les conséquences qu'elle entraîne, allant de la simple gêne olfactive à la nocivité mortelle. Selon certaines instances, la notion de pollution correspond uniquement aux conséquences de l'activité humaine, alors que d'autres incluent la pollution d'origine naturelle (volcanisme, feux de forêts, ...).

La définition du Conseil de l'Europe (mars 1968) résume ces différentes nuances :

Il y a pollution atmosphérique lorsque la présence d'une substance étrangère ou une variation importante dans la proportion de ses composants est susceptible de provoquer un effet nocif, compte tenu des connaissances scientifiques du moment, ou de créer une nuisance ou une gêne.

I.1.1.2 Historique

Si les émissions d'origine naturelle remontent à la création de la Terre, la pollution proprement dite apparaît avec la naissance de l'homme qui ressent cette pollution. La maîtrise du feu par les premiers hommes constitue le début de la pollution de l'air d'origine anthropique. Sous l'Antiquité, plusieurs auteurs comme HIPPOCRATE ou SÉNÈQUE font mention des nuisances atmosphériques. Au Moyen-Âge, les premières mesures sont prises en Angleterre pour limiter la pollution de l'air due au charbon (BRIMBLECOMBE, 1987). La révolution industrielle du XIX^{ème} siècle et l'exode rural ont contribué à rassembler de plus en plus d'habitants dans des agglomérations urbaines de plus en plus polluées. Cette évolution a conduit à des situations extrêmes, comme la catastrophe due aux fumées de charbon qui est survenue à Londres en 1952 et qui causa le décès de plus de 4000 personnes. Cette dégradation de la situation s'est accompagnée d'une prise de conscience par la population de l'importance de l'écologie et de l'environnement. Selon une enquête du CREDOC (1995-96), plus d'un Français sur deux (54 %) considèrent que la lutte contre la pollution de l'air est l'action que l'État doit mener en priorité dans le domaine de l'environnement. Les mouvements écologistes, apparus dès 1968, et leur engagement politique, ont conduit à la mise en place de mesures législatives de plus en plus sévères. La constitution des réseaux de mesure, l'établissement de seuils de pollution à ne pas dépasser ou les normes sur les carburants sont autant de conséquences de cette prise de conscience. Le sommet de la Terre de Rio en 1992 et, en France, la loi sur l'air du 30 décembre 1996 (loi n° 96-1236, Journal Officiel du 1^{er} Janvier 1997), illustrent les avancées récentes dans ce domaine.

I.1.2 Les sources

I.1.2.1 Les différents types d'émissions

Les sources de polluants atmosphériques sont très variées, par leur nature (accidentelle, chronique) ou par leur origine (naturelle, anthropique). De nombreux mécanismes naturels émettent des composés nuisibles pour l'homme et perturbent certains équilibres fragiles. La contribution des émissions humaines vient fortement aggraver les conséquences de cette pollution, en particulier en milieu urbain où la densité de population est élevée. En fonction de leur nature, les émissions anthropiques ont des effets très différents. Les rejets accidentels de produits toxiques peuvent être dramatiques et très souvent mortels (Seveso, Bhopal, Tchernobyl, ...). La pollution chronique a des conséquences immédiates moins spectaculaires mais son coût pour la société est certainement très important, bien qu'il soit encore difficile à évaluer.

Les principales sources de pollution atmosphérique sont les suivantes :

- Les émissions naturelles : La principale source d'origine naturelle est le volcanisme. Plusieurs millions de tonnes de gaz toxiques et de particules sont rejetés chaque année dans l'atmosphère. La violence des éruptions peut projeter ces polluants jusque dans la stratosphère. Dans certains cas (Indonésie, 1815; Mt St Helens, 1980), ces polluants forment un nuage qui recouvre l'ensemble de la Terre pendant plusieurs mois, réfléchissant le rayonnement solaire et provoquant une baisse de la température moyenne. Les feux de forêt ou de brousse, fréquents dans certaines régions (en Afrique notamment), peuvent également avoir des conséquences sur le climat de ces régions. Le cycle de vie des végétaux produit de nombreux composés toxiques (H_2S , CH_4 , COV) ou allergisants (pollen) qui contribuent au bilan total d'émissions. Enfin, on peut également citer d'autres mécanismes naturels comme la foudre et l'érosion éolienne des sols ou des embruns maritimes.
- Les émissions d'origine agricole : Le développement de l'agriculture intensive et l'utilisation massive d'engrais et de pesticides provoquent une pollution non seulement de l'eau et des sols mais également de l'atmosphère, sous forme de gaz ou d'aérosols. À cela s'ajoute le méthane rejeté par les animaux d'élevage, qui constitue une part non négligeable de l'ensemble du méthane rejeté dans l'atmosphère.
- Les émissions industrielles : L'industrie produit des polluants aussi nombreux que variés (SO₂, fluor, métaux lourds, ...). Les secteurs qui rejettent les quantités les plus importantes sont la production d'énergie (centrales thermiques), les industries chimique, pétrolière et métallurgique, les incinérateurs d'ordures ménagères. L'industrie est également à l'origine de la majeure partie des rejets accidentels.

- Les émissions domestiques : En milieu urbain, la contribution du chauffage domestique est importante, en particulier pendant la période hivernale. Les polluants émis par le chauffage (CO₂, CO, SO₂) contribuent non seulement à la pollution extérieure mais également à la pollution de l'air à l'intérieur des locaux.
- Les émissions dues aux transports : Les émissions d'origine automobile constituent la source principale de la pollution atmosphérique urbaine. L'amélioration des performances des moteurs et des carburants compense difficilement l'augmentation continuelle du trafic automobile. Les principaux polluants rejetés par les véhicules sont : CO₂, CO, NO_x, COV, particules. De plus, les NO_x sont des précurseurs d'un polluant secondaire, l'ozone (O₃). Les autres modes de transport (aérien, ferroviaire, maritime, fluviale) restent globalement minoritaires mais peuvent provoquer des effets locaux, au voisinage des aéroports par exemple.

I.1.2.2 Les principaux polluants

Les principaux polluants de l'atmosphère sont les oxydes de carbone (CO et CO₂), les oxydes d'azote (NO, NO₂ et N₂O), les oxydes de soufre (SO₂), l'ozone (O₃), les Composés Organiques Volatils (COV), les particules, les métaux lourds (mercure, plomb), les Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques (HAP) et les composés radioactifs.

L'évolution actuelle des émissions d'origine anthropique est illustrée par le tableau I.1.1. Après une longue période de croissance, ces émissions ont eu tendance à diminuer au cours des dernières années, en raison notamment des améliorations technologiques, des contraintes législatives ou des mutations socio-économiques (déclin de l'industrie lourde au profit du secteur tertiaire).

	1990	1995	Variation
SO_2	1 308	990	-24,3 %
NO _x	1 838	1 692	-7,9 %
CO	$11 \ 422$	9 380	-17,9 %
CO_2	$343 \ 200$	334 600	-2,5 %
COV	3 044	2 630	-13,6 %

Tableau I.1.1 – Évolution des émissions annuelles en France, exprimées en kilotonnes (CITEPA, 1997).

I.1.3 Les conséquences

La pollution atmosphérique est également caractérisée par ses conséquences. Nous distinguerons les effets sur l'environnement et les effets sur la santé humaine.

I.1.3.1 Les effets sur l'environnement

- Les déséquilibres climatiques: La pollution atmosphérique agit directement sur la composition de l'atmosphère, localement ou globalement. De faibles variations de cette composition entrainent un déséquilibre du système climatique, dont les exemples les plus connus sont l'effet de serre ou la destruction de la couche d'ozone. Il est cependant souvent

difficile, à notre échelle de temps, de distinguer les fluctuations climatiques naturelles de celles provoquées par l'homme.

- Les effets sur la faune et la flore: La présence dans l'air de substances toxiques perturbe la faune et la flore. Le lessivage des composés acides par les précipitations permet un transfert de la pollution atmosphérique vers une pollution des eaux ou des sols. Ainsi, de nombreuses forêts et lacs du nord de l'Europe ont été gravement touchés par ces *pluies acides*. De plus, ces polluants sont susceptibles de se retrouver dans l'eau de boisson et dans les chaînes alimentaires (ex. de la dioxine). L'effet de la pollution sur certaines plantes, comme le tabac, est d'ailleurs utilisé comme un bio-indicateur de la pollution de l'air.
- Les effets sur les bâtiments: Les retombées acides dégradent de nombreux matériaux, en particulier les roches calcaires utilisées dans la construction des bâtiments ou des monuments, qui sont dissoutes par les pluies acides. À cette érosion irrémédiable viennent s'ajouter les salissures provoquées par le dépôt des particules en suspension dans l'air, qui génèrent des coûts de ravalement et de restauration très importants.

I.1.3.2 Les effets sur la santé

Si l'homme est affecté psychologiquement par les effets de la pollution atmosphérique sur son environnement, son organisme est également directement sensible à cette pollution, sachant déjà qu'un adulte inhale en moyenne 11 m^3 d'air par jour.

Les polluants présents dans l'air affectent la santé à court et à long terme. À court terme, ils agissent souvent comme des facteurs déclenchants ou aggravants pour des personnes fragiles. En provoquant une irritation des poumons et une diminution de la fonction respiratoire, la pollution à court terme touche surtout des personnes à risques comme les enfants, les personnes âgées, les asthmatiques, ...

Les effets à long terme de la pollution sont beaucoup plus difficiles à évaluer. Il semblerait que les particules aggravent le risque de cancer des poumons. Le monoxyde de carbone provoque des maladies psychiques et aggrave les maladies cardio-vasculaires. La pollution atmosphérique aurait également tendance à diminuer l'espérance de vie (DOCKERY *et al.*, 1993). L'impact de la pollution sur la santé dépend donc de la nature des polluants, du type de personnes impliquées mais également de la dose reçue par l'organisme. Les facteurs agissant sur cette dose sont la concentration en polluant, la durée d'exposition et l'activité physique.

Les effets de la pollution sur la santé représentent un coût important pour la société. Les consultations médicales pour asthme augmentent de 30 % lors des pics de pollution. En France, on évalue à 8000 le nombre de décès prématurés causés par la pollution atmosphérique. À Lyon, la part de la mortalité cardio-vasculaire attribuable à la pollution par le dioxyde de soufre a été estimée à 6,6 % au cours de la période 1985-90, contre 2,2 % en région parisienne (QUÉNEL *et al.*, 1995).

I.1.4 Les solutions

On a trop souvent tendance à oublier que la seule solution pour diminuer la pollution de l'air est de réduire les émissions de polluants. Malheureusement, pour des raisons socio-économiques, culturelles ou politiques, cette réduction est difficile à mettre en œuvre et elle nécessite du temps pour trouver des solutions alternatives. C'est pourquoi il est également indispensable de déterminer les conséquences de la pollution et de lutter contre ces conséquences en mettant en place des politiques adaptées. Nous allons donc aborder ces deux aspects de la lutte contre la pollution atmosphérique. En conclusion, nous exposerons la place de la modélisation au sein de ce système de solutions.

I.1.4.1 La réduction des émissions

I.1.4.1.1 L'aspect technologique

La réduction des émissions de polluants d'origine anthropique passe généralement par la mise en œuvre de solutions technologiques alternatives. Les améliorations d'un procédé peuvent porter sur :

- Les produits utilisés : On remplace un produit polluant par un produit moins polluant. Par exemple, les CFC, utilisés comme gaz propulseurs dans les bombes aérosols, ont été remplacés par des produits à base d'hydrocarbures. Le plomb présent dans l'essence a été remplacé par des composés (MTBD) qui remplissent la même fonction. On peut également considérer que le charbon a été remplacé par l'uranium dans la production d'électricité.
- La consommation d'énergie : En optimisant le rendement d'un procédé, on diminue sa consommation d'énergie et, par la même occasion, la pollution générée par la production de cette énergie.
- Le traitement des effluents : Lorsque l'on ne peut éliminer complètement les rejets, il est parfois possible de les retraiter en utilisant des techniques de filtrage ou de dépoussiérage pour les fumées, de pots catalytiques pour les véhicules, ...

Les efforts technologiques doivent s'accompagner d'une limitation du volume d'utilisation des technologies polluantes. De nombreuses campagnes d'information incitent la population à limiter la consommation d'énergie. En matière de trafic automobile, les pouvoirs publics s'efforcent de mieux organiser les transports urbains (Plans de Déplacements Urbains) et de promouvoir des modes de transport alternatifs (transports en commun, véhicules électriques, ...).

I.1.4.1.2 L'aspect législatif

Pour inciter à la réduction des émissions, des mesures législatives de plus en plus sévères ont été adoptées, qui définissent les seuils à ne pas dépasser en matière de pollution, imposent un suivi et un contrôle des systèmes polluants et limitent ou interdisent l'utilisation de certaines substances toxiques.

Les polluants étant transportés au gré des vents sur toute la planète, l'efficacité des mesures législatives passe nécessairement par une politique mondiale uniforme. Malheureusement, on constate que ce n'est pas le cas aujourd'hui et que les lois en vigueur dans les pays développés ne sont pas une priorité pour les pays en voie de développement.

I.1.4.1.3 L'aspect économique

D'un point de vue économique, la réduction des émissions est difficile à mettre en œuvre. En effet, les technologies existantes sont généralement le fruit d'une évolution visant à obtenir, à moindre coût, un rendement optimal à court terme. Les solutions alternatives sont donc souvent plus coûteuses et moins bien adaptées. De la même manière, l'organisation de notre société s'est mise en place sans prendre en compte la contrainte environnementale et un certain nombre d'équilibres socio-économiques se sont établis. On peut noter, par exemple, que des pans entiers de notre économie reposent sur les industries automobile et pétrolière. La Taxe Intérieure sur les Produits Pétroliers constitue pour l'État une manne financière difficile à remplacer¹.

^{1.} La TIPP représente 8 % du budget de la France, soit environ 160 milliards de francs (Projet de loi de finances 1999). À titre de comparaison, le budget du Ministère de l'Environnement est de 2,18 milliards de francs.

Dans certains cas, le surcoût engendré par les mesures en faveur de l'environnement peut être répercuté sur le prix payé par les consommateurs, mais lorsqu'il s'agit de l'interdiction d'utiliser un produit spécifique, la perte pour l'entreprise productrice est inéluctable (ex. de l'amiante ou des CFC). Dans ce cas, les intérêts économiques entrent directement en concurrence avec les intérêts environnementaux. Ce dilemme constitue un véritable problème de société, dont la solution dépasse largement le cadre technologique ou législatif.

Pour toutes ces raisons, il n'est pas réaliste d'imaginer une disparition de la pollution atmosphérique d'origine anthropique avant de nombreuses années. C'est pourquoi il est nécessaire, parallèlement à la réduction des rejets, de "gérer" les émissions et leurs conséquences sur la pollution atmosphérique.

I.1.4.2 La gestion de la pollution

Pour tenter de limiter les effets de la pollution atmosphérique, une gestion de la pollution a été mise en place, basée sur la prévention des risques pour les populations. Cette gestion comprend la surveillance, l'information du public et les mesures d'urgence:

- La surveillance : La surveillance de la qualité de l'air est à la base de la gestion de la pollution. Des réseaux de mesure se sont développés dans toutes les grandes agglomérations depuis plus de vingt ans et la loi sur l'air prévoit leur extension pour obtenir une couverture nationale à l'horizon 2000.
- L'information : Pour répondre aux interrogations de la population concernant la qualité de l'air, les informations recueillies dans les réseaux de surveillance sont diffusées par les médias (indice ATMO). Cela permet en particulier aux personnes à risques d'adapter leur activité au niveau de pollution.
- Les mesures d'urgence: Pour les cas de forte pollution, une série de seuils d'alerte permet de déclencher des mesures d'urgence proportionnées. Ces mesures portent sur la réduction des émissions (consignes aux industriels, circulation alternée, ...) et sur la protection des populations (suppression des cours de gymnastique, évacuation de la population, ...).

La gestion de la pollution a pour objectif d'éviter que les épisodes de forte pollution n'aient des conséquences trop dramatiques. Elle a également pour but d'identifier les zones les plus polluées, sur lesquelles un effort de réduction des émissions pourra être entrepris. Pour satisfaire ces objectifs, les réseaux de mesure peuvent s'appuyer sur les outils de modélisation.

I.1.4.3 La place de la modélisation

Bien que son rôle paraisse souvent secondaire par rapport aux mesures de réduction des émissions, la modélisation est une composante importante de la gestion de la pollution atmosphérique. Elle permet de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu et constitue un outil d'appoint indispensable pour concevoir et évaluer les moyens de lutte contre la pollution atmosphérique.

I.1.4.3.1 Les enjeux de la modélisation

La modélisation est un outil utile à plusieurs niveaux dans la gestion de la pollution atmosphérique.

Analyse et exploitation des mesures

La modélisation intervient tout d'abord dans la *qualification des réseaux de mesure*. Compte tenu de la variabilité spatiale de la pollution, il est nécessaire d'évaluer la représentativité des mesures effectuées par les capteurs fixes existants et de choisir l'emplacement optimal des futurs capteurs. En cas de dépassement d'un seuil par un capteur, il serait en effet intéressant de pouvoir fournir le pourcentage de la population effectivement atteinte par le niveau de pollution mesuré.

Les outils de modélisation jouent ensuite un rôle essentiel dans l'*exploitation des données*. Ils permettent en particulier d'étudier des épisodes passés de forte pollution, d'interpoler et d'extrapoler les concentrations mesurées, de fournir une cartographie des zones polluées, d'évaluer l'exposition réelle de la population (RYAN *et al.*, 1986), de déterminer la pollution à l'intérieur des bâtiments ou encore de constituer des bases de données pour les enquêtes épidémiologiques.

Aide à la décision – Étude de scénarios

L'un des principaux intérêts de la modélisation, en particulier la modélisation déterministe, est de pouvoir étudier les modifications engendrées par un changement des conditions d'un problème. Il est alors possible de simuler des scénarios divers et de prévoir les *conséquences des politiques à long terme* en matière de lutte contre la pollution (pastille verte, éco-taxe), d'aménagement du territoire, d'urbanisme (pollution dans les villes de demain, effet de la végétation urbaine sur la dispersion des polluants) ou de transport (amélioration des carburants, évolution du parc automobile).

Sur des aménagements particuliers (implantation d'une usine, réorganisation du trafic dans un quartier), des *études d'impact* sont fréquemment réalisées afin d'évaluer les conséquences attendues sur l'environnement et la qualité de l'air.

La modélisation constitue également un outil de *diagnostic de la pollution actuelle*. Cela concerne l'estimation du coût réel de la pollution, l'évaluation de la contribution relative des différentes sources de polluants, des différentes carburants, l'évaluation de l'efficacité des différentes politiques mises en œuvre.

Prévision

La prévision de la pollution atmosphérique est un enjeu à long terme. Quelques modèles de prévision sont progressivement mis en place au niveau des agglomérations. Ils fournissent des informations essentiellement qualitatives sur la présence ou non d'un pic de pollution dans les heures qui suivent. Le développement généralisé de la prévision de la pollution est malheureusement limité par les capacités de la prévision météorologique, dont la résolution opérationnelle est encore trop grossière (~ 25 km sur la France pour le modèle Arpège de Météo-France) pour pouvoir simuler correctement la pollution urbaine.

I.1.4.3.2 Une hiérarchie de modèles

Les différentes approches

Il est possible de différencier deux types d'approches en matière de modélisation de la pollution atmosphérique. L'approche statistique, basée sur une analyse des corrélations entre différentes variables, permet dans certains cas de fournir des informations qualitatives sur l'évolution de la pollution. L'usage de cette méthode est toutefois restreint, compte tenu de la complexité du problème et du nombre de paramètres mis en jeu. De plus, les modèles statistiques ne peuvent être utilisés que dans la configuration pour laquelle ils ont été mis au point.

Il ne permettent donc pas d'étudier des scénarios et leur application est limitée dans le temps.

La modélisation déterministe repose sur une formulation des mécanismes physiques et sur une résolution des équations qui régissent la pollution de l'air. Les possibilités offertes par cette approche sont donc très larges. Le développement de ces modèles nécessite cependant une compréhension détaillée des phénomènes et leur mise en œuvre est généralement plus lourde que pour les modèles statistiques. On peut alors noter l'intérêt des approches déterministes simplifiées, qui associent les possibilités offertes par les modèles déterministes à la rapidité d'utilisation des approches statistiques.

La nécessité d'une hiérarchie

La pollution présente à un endroit donné provient des sources situées à proximité mais aussi de celles situées à des distances beaucoup plus importantes, pouvant atteindre plusieurs milliers de kilomètres (exemple de l'accident de Tchernobyl). Il est alors possible de décomposer la concentration mesurée dans une rue en une somme de contributions des sources correspondant à différentes échelles:

$$C = C_{continent} + C_{régional} + C_{agglomération} + C_{quartier} + C_{rue}$$
(I.1.1)

La difficulté de modéliser la pollution atmosphérique réside dans le fait que de manière générale, aucun des termes de l'équation précédente n'est vraiment prépondérant devant les autres. En fait, la contribution relative de ces différents termes dépend de l'endroit considéré (situé à proximité ou non des grandes sources d'émissions), du type de polluant (l'ozone peut être transporté sur de très grandes distances alors qu'il a tendance à disparaître au cœur des agglomérations) et des conditions météorologiques. Aucune échelle ne peut donc être négligée et il est nécessaire de modéliser l'ensemble du spectre atmosphérique.

Malheureusement, il n'est pas envisageable de simuler toutes ces échelles avec un seul modèle. En effet, la limitation de la puissance des ordinateurs ne nous permet pas de traiter l'atmosphère avec une telle variété d'échelles. De plus, un tel modèle supposerait que l'on dispose de données très précises pour l'initialiser et fixer des conditions aux limites. Or, autant nous disposons de nombreuses données pour décrire le voisinage du sol et l'activité humaine, autant nous ne disposons que de très peu d'informations sur la structure verticale de l'atmosphère.

Ces contraintes ont conduit au développement de hiérarchies de modèles, fonctionnant à des échelles différentes et échangeant des informations concernant leurs conditions aux limites. Pour chaque modèle, la dimension du domaine d'étude et sa résolution constituent respectivement la borne supérieure et la borne inférieure de la gamme d'échelles résolues. Un modèle ne pourra donc calculer que le terme de l'équation I.1.1 correspondant à l'échelle considérée.

Échelle	Dimension du domaine	Résolution
Continentale	4000 km	40 km
Régionale (méso)	200 km	$2 \mathrm{km}$
Intermédiaire (sub-méso)	10 km	100 m
Locale-quartier	500 m	5 m
Locale-rue	$25 \mathrm{~m}$	$25~\mathrm{cm}$

Tableau I.1.2 – Hiérarchie de modèles à des échelles différentes. Exemple de décomposition et caractéristiques de chaque échelle (dimension et résolution).

À titre d'exemple, nous avons détaillé dans le tableau I.1.2 une décomposition possible du spectre des échelles atmosphériques. Dans cet exemple, nous avons utilisé un facteur 100 entre la taille d'un domaine et sa résolution. Cela correspond, pour des modèles basés sur un maillage, à un nombre de mailles de l'ordre de 100³, ce qui est proche de la capacité actuelle des ordinateurs. Le rapport de 5 entre la dimension d'un domaine et la résolution du domaine supérieur garantit un recouvrement acceptable entre les différents modèles.

Une grande partie des travaux de recherche sur la modélisation de la pollution atmosphérique a porté sur l'étude des échelles continentales et régionales. Les échelles intermédiaires et locales ont souvent suscité moins d'intérêt. Pourtant, pour de nombreuses applications pratiques (cartographie de la pollution, exposition des personnes), il est nécessaire de décrire la pollution avec une résolution suffisamment fine. De plus, la modélisation à l'échelle régionale utilise certaines données qui ne sont disponibles qu'à l'échelle locale (dimensions des bâtiments, trafic et émissions); la modélisation à petite échelle permet alors de "moyenner" ces données pour les intégrer dans les modèles à grande échelle. C'est pour ces différentes raisons qu'au cours de notre travail, nous nous sommes intéressés au développement d'outils de modélisation de la pollution à l'échelle locale d'une rue et d'un quartier.

I.1.5 Conclusion

Les éléments présentés au cours de ce chapitre montrent que la pollution atmosphérique est un problème de société particulièrement complexe. Les polluants mis en jeu sont nombreux et sont émis par des mécanismes très divers. Les conséquences de la pollution sont variées et concernent l'environnement et la santé humaine. L'amélioration de la qualité de l'air nécessite la mise en œuvre d'un système de solutions associant la réduction des émissions à la gestion des conséquences de la pollution.

Cette introduction à la problématique de la pollution de l'air a également permis de resituer, dans un contexte général, le rôle et les enjeux de la modélisation. L'objectif de ce travail de recherche est de contribuer au développement de cette modélisation à l'échelle locale d'une rue ou d'un quartier.

I.2 La couche limite atmosphérique

Ce chapitre est consacré à la description du milieu atmosphérique et de ses principales caractéristiques. L'étude de la dispersion des polluants au sein des écoulements atmosphériques suppose que l'on s'intéresse à la dynamique de l'atmosphère. Les caractéristiques du vent à l'échelle locale d'une rue ou d'un quartier dépendent des mouvements dans la couche limite atmosphérique, qui eux-mêmes dépendent de la circulation générale de l'atmosphère. Pour appréhender la complexité de ces phénomènes, nous proposons dans ce chapitre une description non exhaustive de l'atmosphère, de la couche limite atmosphérique et de la canopée urbaine, qui nous permettra de définir et de comprendre les notions utilisées dans la suite de ce travail.

I.2.1 L'atmosphère

I.2.1.1 Généralités

L'atmosphère est la fine enveloppe de gaz qui entoure la Terre. Son épaisseur est faible par rapport aux dimensions de notre planète. S'il est difficile d'en fixer une limite supérieure, en raison de la raréfaction des gaz lorsque l'altitude augmente, on peut estimer que les $9/10^{\circ}$ de la masse totale de l'atmosphère sont situés en dessous de 15 km, dans la troposphère.

L'atmosphère est un milieu fluide, composé d'un mélange de gaz. Les principaux constituants naturels de l'air sec sont l'azote (78,09 %), l'oxygène (20,95 %), l'argon (0,93 %) et le dioxyde de carbone ($\approx 0,03$ %). Les proportions des trois premiers constituants, qui représentent 99,97 % de l'air, sont particulièrement stables. Par contre, la part du dioxyde de carbone a progressé d'environ 30 % depuis le XIX^{ème} siècle. Le reste de l'air contient des gaz rares (néon, krypton, ...) mais également les substances polluantes. À l'air sec vient s'ajouter l'eau qui apparaît dans l'atmosphère sous toutes ses phases. La proportion d'eau dans l'air dépend fortement du climat et de la saison. Elle conditionne une grande partie de l'activité météorologique.

D'un point de vue thermodynamique, l'état d'un volume d'air atmosphérique est défini par sa pression P, sa température T, sa masse volumique ρ et la fraction massique de ses différents constituants. Pour cette dernière variable, on considérera généralement que l'air est un mélange d'air sec (dont la composition est supposée invariante) et de vapeur d'eau. D'un point de vue dynamique, le mouvement de l'air atmosphérique sera défini par son champ de vitesse u.

En raison du champ de pesanteur, orienté selon la verticale, l'atmosphère a tendance à s'organiser en couches stratifiées horizontalement. Les variations verticales de la température permettent de diviser l'atmosphère en plusieurs zones. Jusqu'à une altitude moyenne de 15 km (tropopause), la température décroît continuellement à raison d'environ 6,5°C par kilomètre. Cette zone appelée *troposphère*, est le siège de la plupart des phénomènes météorologiques et

contient quasiment toute la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère. Au-delà de la tropopause, la température augmente puis diminue plusieurs fois, formant plusieurs zones appelées *stratosphère*, *mésosphère*, *thermosphère* et *exosphère*.

Les phénomènes qui se développent dans l'atmosphère sont très variés. Le rayonnement solaire est à l'origine d'un équilibre énergétique mettant en jeu les réflexions au sommet de l'atmosphère, l'absorption par l'air et par les nuages, le rayonnement terrestre, ... Cet apport énergétique induit un mouvement turbulent des masses d'air sur un spectre d'échelle allant de la planète au battement d'une aile de mouche. À cela viennent s'ajouter les phénomènes micro-physiques, liés à la présence de vapeur d'eau, qui génèrent la formation des nuages et des précipitations. Les interactions entre les effets énergétiques, dynamiques et micro-physiques forment un système particulièrement complexe, dont l'étude détaillée relève d'une science à part entière, la *météorologie*. Dans le cadre de cette étude, nous nous limiterons à l'énoncé de quelques éléments de météorologie locale et nous nous intéresserons principalement aux aspects dynamiques et thermiques de l'atmosphère.

I.2.1.2 Mouvement de l'air atmosphérique

La circulation générale de l'air atmosphérique à l'échelle planétaire est provoquée par un déséquilibre du bilan radiatif entre l'équateur et les pôles. En raison de la forme ellipsoïdale de la Terre, les régions équatoriales reçoivent plus de rayonnement solaire que les régions polaires et il en résulte un flux de chaleur entre ces régions. Compte tenu de la faible efficacité des transferts de chaleur à l'intérieur des roches terrestres, les flux thermiques se font essentiellement par convection au sein des océans et de l'atmosphère. Les mouvements atmosphériques ainsi créés sont influencés par deux effets : le frottement des masses d'air sur la surface du sol qui freine le mouvement ; la force de CORIOLIS (liée à la rotation de la Terre) qui dévie les lignes de courant. La contribution relative de ces deux effets permet de distinguer, du point de vue dynamique, deux zones au sein de l'atmosphère :

- L'atmosphère libre, où les effets du frottement sur la surface de la Terre sont négligeables ;
- La couche limite atmosphérique, située au voisinage du sol et dans laquelle le frottement devient progressivement prépondérant par rapport à la force de CORIOLIS.

Avant d'étudier plus en détail la couche limite atmosphérique, nous allons rappeler l'équation générale du mouvement de l'air afin d'en déduire les principaux équilibres observés dans l'atmosphère libre.

I.2.1.3 Équation du mouvement

L'équation générale du mouvement de l'air atmosphérique est fournie par la relation I.2.1:

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \nabla \boldsymbol{u} = -\frac{1}{\rho} \boldsymbol{\nabla} P + \boldsymbol{g} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{u} + \nu \Delta \boldsymbol{u}$$
(I.2.1)

L'importance relative des différents termes de cette équation dépend de l'échelle à laquelle on observe les phénomènes. La notion d'échelle est un aspect très important de l'étude du mouvement atmosphérique. Posons L_0 une échelle de longueur caractéristique, U_0 une échelle de vitesse, P_0 une échelle de pression et Ω_0 la vitesse angulaire de rotation de la Terre, telle que $\mathbf{\Omega} = \Omega_0 \mathbf{i}_{\mathbf{\Omega}}$. En remplaçant dans l'équation I.2.1 chaque variable par son équivalent adimensionnel (indiqué par un +), on met en évidence des groupements adimensionnels qui déterminent les phénomènes prépondérants aux différentes échelles.

$$\frac{\partial u^{+}}{\partial t^{+}} + u^{+} \cdot \nabla^{+} u^{+} = -\underbrace{\frac{P_{0}}{\rho_{0} U_{0}^{2}}}_{Eu^{-2}} \frac{1}{\rho^{+}} \nabla^{+} P^{+} - \underbrace{\frac{gL_{0}}{U_{0}^{2}}}_{Fr^{-1}} i_{z} - \underbrace{\frac{\Omega_{0} L_{0}}{U_{0}}}_{Ro^{-1}} 2i_{\Omega} \times u^{+} + \underbrace{\frac{\nu}{U_{0} L_{0}}}_{Re^{-1}} \Delta^{+} u^{+} \quad (I.2.2)$$

- Le nombre d'Euler $Eu^2 = \frac{\rho_0 U_0^2}{P_0}$: rapport entre les effets d'inertie et les effets de pression.

- Le nombre de Froude $Fr = \frac{U_0^2}{gL_0}$: rapport entre les effets d'inertie et les effets de gravité, il est souvent exprimé en fonction du gradient de température. Il joue un rôle important dans les mouvements verticaux associés au gradient thermique ou aux effets du relief.
- Le nombre de Rossby $Ro = \frac{U_0}{L_0\Omega_0}$: rapport entre les effets d'inertie et les effets de CORIOLIS. La compétition entre ces deux effets est à l'origine de mouvements d'ondes à grande échelle.
- Le nombre de Reynolds $Re = \frac{U_0L_0}{\nu}$: rapport entre les effets d'inertie et les effets visqueux. Les valeurs élevées du nombre de REYNOLDS dans l'atmosphère (¿10⁶) illustrent son caractère fortement turbulent.

Au sein de l'atmosphère libre, les effets d'inertie et les effets visqueux sont négligeables devant les effets de la force de CORIOLIS, de la gravité et du gradient de pression. Les simplifications correspondantes de l'équation I.2.2 permettent de définir les équilibres verticaux et horizontaux qui en résultent.

I.2.1.4 Équilibre hydrostatique

La prédominance des forces de gravité dans l'équilibre vertical à l'échelle planétaire, mais aussi à des échelles plus locales, permet souvent de négliger les mouvements verticaux devant les mouvements horizontaux. La projection verticale de l'équation I.2.2 définit alors l'équilibre hydrostatique de l'atmosphère :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} - g = 0 \tag{I.2.3}$$

Dans l'hypothèse où les mouvements de l'air sont considérés comme adiabatiques, la décroissance verticale de la pression induit une décroissance de la température, caractérisée par un gradient d'environ 10 °C/km. Il est alors intéressant d'introduire la notion de température potentielle θ , définie par :

$$\theta = T \left(\frac{P}{P_0}\right)^{-R/C_p} \tag{I.2.4}$$

où P_0 représente une pression de référence, fixée à 1000 hPa. Lorsque l'atmosphère est parfaitement adiabatique, θ est constant et on parle alors d'*atmosphère neutre*. Lorsque θ diminue avec l'altitude, l'atmosphère est *instable*, ce qui signifie que tout mouvement vertical d'une particule d'air est amplifié par l'effet de la flottabilité; dans le cas contraire $(\partial \theta/\partial z > 0)$ l'atmosphère est stable.

I.2.1.5 Mouvement géostrophique

La projection horizontale de l'équation I.2.2 détermine l'écoulement dans l'atmosphère libre, appelé *vent géostrophique*. Ce vent est caractérisé par une vitesse parallèle aux lignes isobares :

$$2\mathbf{\Omega} \times \boldsymbol{u} = -\frac{1}{\rho} \boldsymbol{\nabla} P \tag{I.2.5}$$
Le vent géostrophique joue le rôle de condition limite pour l'écoulement au sein de la *couche limite atmosphérique*.

I.2.2 La couche limite atmosphérique

I.2.2.1 Caractéristiques

La couche limite atmosphérique (CLA) est la partie inférieure de l'atmosphère dans laquelle l'influence du sol n'est plus négligeable. Cette zone est particulièrement importante lorsque l'on s'intéresse aux interactions entre l'atmosphère et l'activité humaine. Le problème de la dispersion atmosphérique des polluants est typiquement localisé à cette échelle.

À l'intérieur de la CLA, de nombreux phénomènes interagissent. L'écoulement géostrophique est progressivement atténué par le frottement sur la surface du sol. Les effets du relief et des obstacles génèrent l'apparition de mouvements verticaux qui peuvent se propager jusque dans l'atmosphère libre (ondes de relief, déferlement de pente, ...). Les interactions thermiques avec la surface provoquent des écoulements locaux : brise de mer ou de montagne, inversion de rayonnement, Fœhn, ... L'évapo-transpiration des végétaux renforce les processus micro-physiques qui peuvent interagir avec les processus dynamiques mais aussi avec les transformations physicochimiques des polluants.



Figure I.2.1 – La structure de la couche limite atmosphérique.

L'épaisseur de la couche limite atmosphérique est comprise entre 500 et 1000 m. Pour étudier la CLA, on considère généralement que sa structure est uniforme horizontalement et qu'elle peut être divisée en trois couches, représentées sur la figure I.2.1:

- La couche de transition d'Ekman, dans la partie supérieure, à l'intérieur de laquelle les effets du frottement sur le sol et de CORIOLIS s'équilibrent.
- La couche limite de surface, dans la partie la plus proche du sol, dans laquelle la force de CORIOLIS peut être négligée.
- La canopée, zone dans laquelle on peut identifier l'effet individuel des obstacles (microrelief, bâtiments, arbres) et leurs interactions. La canopée est peu développée en milieu rural dégagé mais devient importante en milieu urbain.

En réalité, la CLA n'est pas homogène dans le temps et dans l'espace. Le cycle diurne modifie la structure thermique de la CLA au cours de la journée (STULL, 1988), alternant la formation de couches stables et instables. Les variations spatiales de la nature du sol, en terme de rugosité ou de flux de chaleur, empêchent la formation de couches limites établies et favorisent le développement de couches limites internes (FOLCHER, 1989; COSTES, 1996).



Figure I.2.2 – Spectre de turbulence atmosphérique (d'après VAN DER HOVEN, 1957).

Par ailleurs, l'écoulement dans la couche limite atmosphérique est fortement turbulent. Une des propriétés de cette turbulence est d'être découplée des grandes variations météorologiques qui se développent à l'échelle de plusieurs jours. En analysant la distribution spectrale de l'énergie cinétique du vent, illustrée sur la figure I.2.2, on observe en effet une zone de séparation entre les variations météorologiques et les fluctuations turbulentes. Grâce à cette séparation, il est possible de modéliser indépendamment les deux gammes d'échelles. Pour un temps de l'ordre de l'heure – qui correspond au temps caractéristique des phénomènes étudiés dans la CLA – on pourra admettre que les variations météorologiques sont suffisamment lentes pour être supposées constantes et que la turbulence est suffisamment rapide pour être paramétrisée par des opérateurs de moyenne.

I.2.2.2 La couche de transition d'EKMAN

Dans la partie supérieure de la couche limite atmosphérique, les effets de la force de CORIOLIS sont encore sensibles et les effets du frottement sur la surface deviennent non négligeables. À cette échelle, l'écoulement moyen reste principalement horizontal. La structure verticale de l'écoulement est assimilable à une couche limite turbulente modifiée par la rotation de la Terre. Les équations de ce mouvement sont :

$$\begin{cases}
0 = f\overline{v} - \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial\overline{P}}{\partial x} + \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial\tau_x}{\partial z} \\
0 = -f\overline{u} - \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial\overline{P}}{\partial y} + \frac{1}{\overline{\rho}}\frac{\partial\tau_y}{\partial z}
\end{cases}$$
(I.2.6)

 $f = 2\Omega_0 \sin \phi$ est le paramètre de CORIOLIS, qui dépend de la latitude ϕ considérée. τ_x et τ_y expriment les contraintes de cisaillement associées aux transferts turbulents de quantité de

mouvement. Le système d'équations I.2.6 a été résolu par EKMAN (1905) et TAYLOR (1915), en faisant une hypothèse de viscosité turbulente K_m constante avec l'altitude et en recherchant la déviation de la vitesse par rapport au vent géostrophique (u_q, v_q) .

$$\begin{cases} \frac{u - u_g}{u_*} = f_x(\zeta) \\ \frac{\overline{v} - v_g}{u_*} = f_y(\zeta) \end{cases}$$
(I.2.7)

 $\zeta = zf/u_*$ représente l'altitude adimensionnée et u_* la vitesse de frottement. Les fonctions f_x et f_y sont définies par la fonction complexe :

$$f(\zeta) = f_x(\zeta) + if_y(\zeta) = f_0 \exp\left[-(1+i)\beta\zeta\right] \quad \text{avec} \quad \beta = \sqrt{\frac{u_*^2}{2fK_m}} \tag{I.2.8}$$

La solution ainsi obtenue indique qu'il existe une déviation angulaire du vent entre le sommet de la couche limite et la surface de la Terre (cf. figure I.2.3). La valeur théorique de cette déviation, fournie par l'équation I.2.8, est de 45°, tandis que les valeurs observées dans l'atmosphère varient entre 20° et 40° (SNYDER, 1981).



Figure I.2.3 – Hodographe du vent dans la couche de transition : spirale d'EKMAN (représentée ici pour l'hémisphère Nord).

L'hypothèse de viscosité turbulente uniforme est erronée lorsque l'on se rapproche trop de la surface. En effet, le sol constitue alors un filtre pour les gros tourbillons et on s'attend à ce que la viscosité turbulente, qui doit être proportionnelle à l'échelle de longueur caractéristique des plus gros tourbillons, tende vers zéro à la surface. Il est donc nécessaire d'introduire un nouveau formalisme pour décrire cette zone proche du sol, que l'on appellera *couche limite de surface* (CLS).

I.2.2.3 La couche limite de surface

I.2.2.3.1 Théorie de la similitude de MONIN et OBUKHOV

En observant les variations de quantités telles que la vitesse, la température ou le taux d'humidité au sein de la couche limite atmosphérique, on constate que la plus grande partie de ces variations est localisée au voisinage immédiat de la surface, dans une zone d'une dizaine de mètres d'épaisseur. Dans cette couche limite de surface, les flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur peuvent être considérés comme constants avec l'altitude. Les effets de la force de CORIOLIS sont également négligeables devant les effets de ces flux. Si l'on note T_0 la température du sol, τ_0 et H_0 les valeurs constantes des flux de quantité de mouvement et de chaleur, il est possible de définir des échelles caractéristiques de vitesse, de température et de longueur :

La vitesse de frottement
$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$$

La température de frottement $\theta_* = \frac{-H_0}{\rho C_p u_*}$ (I.2.9)
La longueur de MONIN-OBUKHOV $L = \frac{u_*^2}{\kappa (g/T_0)\theta_*}$

La constante de proportionnalité κ , dite de KARMAN, a une valeur expérimentale d'environ 0,4 (HINZE, 1959 ; BUSINGER *et al.*, 1971). La théorie de la similitude de MONIN et OBUKHOV (1954) permet de montrer que toute variable turbulente, adimensionnée par ces différentes échelles, peut s'exprimer sous forme d'une fonction universelle de la variable $\zeta = z/L$. En particulier, les flux turbulents s'écrivent :

$$\begin{cases}
\frac{\kappa z}{u_*} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} = \varphi_m(\zeta) \\
\frac{\kappa z}{\theta_*} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z} = \varphi_h(\zeta)
\end{cases}$$
(I.2.10)

Dans une atmosphère thermiquement neutre $(L \to +\infty)$, les fonctions universelles φ_m et φ_h sont constantes et égales à 1. Dans une atmosphère stable ou instable, elles sont définies par des relations empiriques (BUSINGER *et al.*, 1971 ; DYER, 1974):

$$\begin{cases} \varphi_m(\zeta) = \sqrt{\varphi_h(\zeta)} = (1 - 16\zeta)^{-1/4} & \text{si } L < 0 \text{ (cas instable)} \\ \varphi_m(\zeta) = \varphi_h(\zeta) = 1 + 5\zeta & \text{si } L \ge 0 \text{ (cas stable)} \end{cases}$$
(I.2.11)

L'intégration de l'équation I.2.10 pour une atmosphère neutre fournit le profil de vitesse logarithmique classique sur un sol rugueux, obtenue pour la première fois par PRANDTL (1932):

$$\overline{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \tag{I.2.12}$$

où z_0 représente la rugosité aérodynamique (NIKURADSE, 1933), qui ne dépend que des caractéristiques géométriques du sol, à condition que celui-ci soit indéformable.

Des relations équivalentes existent pour d'autres grandeurs telles que les fluctuations de vitesse σ_u et σ_w (PANOFSKY *et al.*, 1977). La théorie de MONIN et OBUKHOV peut également être interprétée comme une modélisation au premier ordre des flux verticaux par un coefficient de diffusion turbulente:

$$K_m = \frac{\kappa u_* z}{\varphi_m(\zeta)} \text{ et } K_h = \frac{\kappa u_* z}{\varphi_h(\zeta)}$$
(I.2.13)

Même si l'hypothèse de flux constant n'est valable que sur une épaisseur d'une dizaine de mètres, on constate expérimentalement que la loi logarithmique s'applique bien au-delà, sur plusieurs dizaines de mètres. C'est pourquoi on considère généralement que l'épaisseur de la couche limite de surface est de l'ordre du dixième de l'épaisseur de la CLA (STULL, 1988; GARRATT, 1992).

I.2.2.3.2 Climatologie urbaine

Le modèle décrit précédemment suppose que l'écoulement est uniforme horizontalement. Audessus d'une agglomération, cette hypothèse n'est plus vérifiée et le comportement de la CLS est modifié. En effet, les caractéristiques du sol urbain sont différentes de celles correspondant à un sol rural. La présence de nombreux bâtiments renforce la rugosité aérodynamique du sol, avec des valeurs de z_0 de l'ordre du mètre contre quelques centimètres pour une prairie (WIERINGA, 1993). En raison de l'activité humaine, les flux thermiques sont renforcés, créant un *îlot de chaleur*, avec un écart de température entre l'intérieur et l'extérieur de la ville allant de 2 °C à 12 °C (LANDSBERG, 1981).

Au-delà des différences par rapport au milieu rural, les propriétés du sol urbain au sein d'une même agglomération sont fortement hétérogènes. Chaque zone ou *quartier* d'une ville a des caractéristiques propres : la rugosité dépend de l'organisation et de la densité des bâtiments, les flux de chaleur dépendent de la nature du sol et de l'activité humaine dans le quartier.

En raison de ces hétérogénéités, la longueur caractéristique des variations horizontales de l'atmosphère est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de la couche limite, si bien que l'équilibre de celle-ci ne peut plus être atteint. Il se développe alors des écoulements spécifiques à l'agglomération. La figure I.2.4 illustre les principaux comportements observés. Lorsque l'intensité du vent est supérieure à 3 m/s, la discontinuité des conditions de paroi génère le développement de couches limites internes. La turbulence est principalement d'origine mécanique. En dessous de 3 m/s, des mouvements convectifs apparaissent et forment un *dôme urbain*, dans lequel la turbulence d'origine thermique prédomine. Les phénomènes réels sont en pratique plus complexes et on observe généralement une combinaison de ces deux situations.



Figure I.2.4 – Écoulement au-dessus d'une agglomération (d'après OKE, 1979).

Les spécificités du milieu urbain perturbent également le bilan énergétique. Les matériaux utilisés en ville (béton, goudron, baies vitrées, ...) ont en moyenne une *albédo* plus faible qu'un sol de campagne (DABBERDT et DAVIS, 1978), ce qui signifie qu'ils absorbent plus de chaleur. De plus, le piégeage du rayonnement par des réflexions multiples entre les bâtiments provoque une diminution de l'albédo effective pouvant atteindre un facteur 2 (OKE, 1988). Ce renforcement du rayonnement infrarouge réémis par le sol, combiné à la présence au-dessus des villes de particules polluantes et de gaz à effet de serre, génère une augmentation de la température moyenne de l'atmosphère urbaine. À cela s'ajoutent le faible taux de végétalisation des agglomérations et le développement des réseaux souterrains d'assainissement qui tendent à diminuer le flux de chaleur latente lié à l'évapo-transpiration.

Ces différents mouvements internes à l'agglomération jouent un rôle essentiel dans l'étude de la dispersion atmosphérique. Ils contribuent au transport des polluants et permettent des échanges entre les différents quartiers d'une ville. Ils constituent également le moteur des écoulements qui se développent au sein de la canopée urbaine.

I.2.3 La canopée urbaine

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés à des échelles qui nous permettaient de considérer que la frontière entre l'atmosphère et le sol était une surface plane. À l'échelle très locale d'un quartier, la présence des bâtiments empêche de faire cette hypothèse. Il existe en effet une zone, appelée *canopée urbaine*, dans laquelle l'écoulement est fortement inhomogène et où les sillages des différents obstacles interagissent. RAUPACH *et al.* (1980) estiment l'épaisseur de cette zone à $H_m + 15 d_m$ (H_m représente la hauteur moyenne des obstacles et d_m leur espacement moyen).

L'étude de la canopée urbaine est très importante car celle-ci est le siège d'une grande partie de l'activité humaine. Elle détermine les conditions météorologiques locales et joue un rôle essentiel dans l'étude de la dispersion des polluants émis à ce niveau. En raison de la complexité des phénomènes mis en jeu, il n'existe malheureusement pas de formalisme unifié pour décrire cette portion de l'atmosphère. Nous proposons donc de résumer les principaux travaux sur le sujet, en particulier ceux concernant les phénomènes énergétiques et la description de l'écoulement.

I.2.3.1 Phénomènes radiatifs et thermiques

Le bilan énergétique de la canopée urbaine est particulièrement important car il est en partie à l'origine du phénomène d'îlot de chaleur. La présence des obstacles modifie ce bilan principalement de trois manières (OKE, 1988). Tout d'abord, l'absorption du rayonnement solaire incident est plus élevée dans la canopée que sur un sol plat, du fait des réflexions multiples sur les parois des bâtiments. Ensuite, la perte de chaleur par convection turbulente est diminuée car la vitesse moyenne de l'écoulement dans la canopée est plus faible en raison du frottement sur les obstacles. Enfin, le rayonnement infrarouge émis par les matériaux des parois est également arrêté par les réflexions multiples, ce qui limite le flux d'énergie vers l'atmosphère.

Plusieurs travaux (OKE, 1981 ; JOHNSON et WATSON, 1984 ; BÄRRING et MATTSSON, 1985 ; TODHUNTER, 1990) ont mis en évidence le rôle du *facteur d'ouverture* des rues (sky view factor) sur le bilan radiatif. Ce facteur détermine la fraction du ciel vue depuis une paroi. Plus ce facteur est faible, plus l'effet de serre local est important.

Les phénomènes radiatifs interagissent avec l'écoulement et la dispersion des polluants (MILLS, 1993). Les échanges de chaleur par convection turbulente au niveau des parois modifient la topologie des écoulements et la dispersion des polluants à l'échelle d'une rue (SINI *et al.*, 1996). Les réactions chimiques de certains polluants dépendent également de l'intensité lumineuse reçue.

I.2.3.2 Écoulement dans la canopée

L'écoulement dans la canopée urbaine peut être décomposé en deux parties. Au-dessus du niveau des toits, jusqu'à $H_m + 15 d_m$, l'influence des obstacles est encore importante et on ne peut appliquer directement la relation I.2.12 obtenue pour la CLS. Pour tenir compte de la réduction de vitesse à l'intérieur du bâti, on translate verticalement le plan virtuel sur lequel la vitesse s'annule en introduisant une épaisseur de déplacement d, telle que :

$$\overline{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z - d}{z_0} \tag{I.2.14}$$

En dessous du niveau des toits, l'écoulement devient très complexe en raison de la présence de zones de recirculation et de sillages. Par analogie aux écoulements dans les canopées végétales (CIONCO, 1965), il est possible de décrire le profil de vitesse moyenne dans le bâti en supposant que l'influence des obstacles est uniformément distribuée dans l'espace. En utilisant cette approche, LETTAU (1972) propose une loi exponentielle du type:

$$\overline{u} = U_0 \exp(z/Z_0) \tag{I.2.15}$$

où U_0 représente la vitesse moyenne au niveau du sol et Z_0 est homogène à une longueur de rugosité, différente de z_0 .

Pour décrire plus en détail le mouvement entre les bâtiments, il n'existe pas de formalisme unique. Il est alors utile de distinguer différents cas, en fonction de l'espacement moyen entre les obstacles :

- Les obstacles isolés: Lorsque les bâtiments sont suffisamment espacés pour ne pas interagir entre eux, chaque obstacle peut être traité individuellement. La structure de l'écoulement autour d'un obstacle isolé a été abondamment étudiée dans la littérature par des approches théoriques, expérimentales et numériques (GANDEMER et GUYOT, 1978; CASTRO et ROBINS, 1977; HOSKER, 1982; PATERSON et APELT, 1989). On s'y reportera pour plus de détails.
- Les groupes d'obstacles : Lorsque la densité des obstacles augmente, des interactions apparaissent entre leurs sillages. Cependant, les bâtiments ne sont pas encore suffisamment proches pour créer des zones d'écoulement indépendantes et découplées. Les phénomènes associés à ce type de configuration sont alors particulièrement complexes (JERRAM *et al.*, 1996 ; DAVIDSON *et al.*, 1996 ; ISNARD, 1999).
- Les rues-canyon : Lorsque le bâti est très dense, l'écoulement est influencé par la structure élémentaire de la rue qui remplace celle de l'obstacle. Cette situation est marquée par des écoulements caractéristiques d'une seule rue (tourbillon) mais également par des interactions entre plusieurs rues et avec l'écoulement extérieur. C'est à cette configuration bien particulière que nous allons consacrer notre étude. Nous reviendrons plus en détail sur la description des phénomènes correspondants dans les chapitres suivants.

I.2.4 Conclusion

Nous avons présenté au cours de ce chapitre une vue d'ensemble des phénomènes atmosphériques, ce qui nous a permis de situer la canopée urbaine au sein d'une hiérarchie d'échelles. Les principales caractéristiques de l'atmosphère et de son mouvement ont tout d'abord été rappelées. Nous avons ensuite décrit plus en détail le formalisme classique de la couche limite atmosphérique, qui constitue le moteur des écoulements au sein de la canopée urbaine. Les principaux mécanismes qui apparaissent à l'intérieur du milieu bâti ont été résumés, mettant en évidence l'absence d'un formalisme unifié pour traiter cette échelle.

Pour poursuivre notre introduction aux phénomènes physiques, nous allons nous intéresser dans le prochain chapitre à la dispersion dans les écoulements turbulents.

I.3 La dispersion turbulente

Au cours de ce chapitre, nous présentons quelques concepts fondamentaux de la dispersion turbulente, qui seront utilisés dans la suite de ce travail. L'équation d'advection-diffusion de la concentration est tout d'abord introduite à travers une approche eulérienne, puis résolue pour obtenir une solution gaussienne. La théorie statistique de la diffusion permet ensuite de déterminer les caractéristiques de l'évolution temporelle des écarts-types σ_i . Enfin, nous présentons les principales paramétrisations empiriques utilisées pour modéliser la dispersion atmosphérique.

I.3.1 Approche eulérienne

I.3.1.1 Equation d'advection-diffusion

Considérons une espèce scalaire transportée dans un écoulement turbulent incompressible. Nous allons supposer que le comportement dynamique et chimique de cette espèce est passif, c'est-à-dire qu'elle suit exactement le mouvement des particules de fluide et qu'elle ne réagit pas avec d'autres espèces. On définit alors sa répartition dans l'espace à l'aide de la *concentration* $c(\mathbf{x})$.

Le principe de conservation appliqué à la quantité scalaire considérée permet d'écrire l'équation d'*advection-diffusion* de la concentration :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla} c = D\Delta c + S \tag{I.3.1}$$

où D représente le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce dans le fluide et S le terme source. Comme le mouvement du fluide porteur est turbulent, il est intéressant d'utiliser une décomposition des variables comme la somme d'un terme moyen (au sens de REYNOLDS) et d'un terme fluctuant :

$$\begin{cases}
 u = \overline{u} + u' \\
 c = \overline{c} + c'
\end{cases}$$
(I.3.2)

En introduisant cette décomposition dans l'équation I.3.1 et en appliquant l'opérateur de moyenne de REYNOLDS, on obtient :

$$\frac{\partial \overline{c}}{\partial t} + \overline{u} \cdot \nabla \overline{c} = -\nabla \cdot \overline{u'c'} + D\Delta \overline{c} + \overline{S}$$
(I.3.3)

 $\overline{u'c'}$ est le flux turbulent de l'espèce scalaire considérée. Compte tenu du niveau de turbulence de l'atmosphère, on pourra admettre dans la suite de ce travail que ce terme est prépondérant devant le flux de diffusion moléculaire et on négligera donc l'avant-dernier terme de l'équation

précédente.

En supposant que l'on connaisse les conditions aux limites du domaine, l'étude de la concentration moyenne d'un scalaire passif dans un écoulement turbulent se résume donc à la résolution de l'équation I.3.3. Malheureusement, cette équation unique admet quatre inconnues, le scalaire \overline{c} et les trois composantes du vecteur $\overline{u'c'}$. Pour résoudre l'équation, il faut alors exprimer les composantes du flux $\overline{u'c'}$ en fonction de variables connues. Ce *problème de fermeture* de l'équation d'advection-diffusion constitue l'une des principales difficultés de l'étude de la dispersion turbulente.

I.3.1.2 Diffusion de FICK

L'approche la plus simple pour traiter le problème de fermeture consiste à modéliser le flux turbulent par analogie au flux moléculaire et à la diffusion de FICK. On introduit la notion de coefficient de diffusivité turbulente κ qui relie le flux turbulent au gradient de concentration moyenne. On peut alors écrire :

$$\overline{\boldsymbol{u'c'}} = -\mathbf{I}\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\nabla}\overline{c} \tag{I.3.4}$$

Le tenseur de diffusivité turbulente IK est dépendant de la position et de l'instant considéré. A priori, on a donc reporté le problème de fermeture sur la détermination de IK. En première approximation nous allons faire l'hypothèse que IK est constant. Nous allons également supposer, même si ce n'est pas rigoureusement exact (voir MONIN et YAGLOM, 1971, page 666), que ce tenseur est diagonal, c'est-à-dire que le flux turbulent dans une direction est uniquement proportionnel au gradient de concentration moyenne dans cette direction. Les coefficients de diffusion selon chaque axe pourront cependant être différents pour tenir compte de l'anisotropie de la turbulence.

Malgré toutes les hypothèses faites, l'équation d'advection-diffusion reste difficile à résoudre dans un cas général. En supposant, pour simplifier, que le fluide turbulent n'a pas de mouvement moyen et qu'à l'instant t = 0, on effectue un rejet ponctuel instantané d'une quantité Q de scalaire au centre du repère, ROBERTS (1923) a montré que l'évolution de la concentration est décrite par la solution:

$$\overline{c}(x,y,z,t) = \frac{Q}{8(\pi t)^{3/2}\sqrt{K_x K_y K_z}} \exp\left(-\frac{1}{4t}\left(\frac{x^2}{\kappa_x} + \frac{y^2}{\kappa_y} + \frac{z^2}{\kappa_z}\right)\right)$$
(I.3.5)

A chaque instant, la répartition spatiale de la concentration est définie par une fonction de GAUSS, d'où la dénomination de *solution gaussienne*. En raison de la linéarité de l'équation de FICK, cette solution élémentaire peut être intégrée pour obtenir les solutions à de nombreux problèmes : rejet ponctuel ou linéique, instantané ou continu, dans un écoulement uniforme, ... Un certain nombre de ces solutions sont résumées en annexe A.

A partir de la solution gaussienne de l'équation I.3.5, il est possible d'évaluer les écarts-types σ_i de la distribution de concentration dans les différentes directions :

$$\sigma_i = \sqrt{2\kappa_i t} \tag{I.3.6}$$

où σ_i évolue proportionnellement à \sqrt{t} . À l'instant du rejet, lorsque $t \to 0$, le taux d'expansion de la *bouffée* gaussienne, défini par $\partial \sigma_i / \partial t$, tend vers l'infini, ce qui suppose que la vitesse de diffusion du polluant soit infinie. Or, il est évident que ceci n'est pas très réaliste. La diffusion de FICK constitue donc une représentation approximative du problème et il est nécessaire de rechercher des améliorations à cette première solution.

I.3.1.3 Généralisation de la solution gaussienne

Pour améliorer la solution décrite par l'équation I.3.5, il est possible soit de fournir une paramétrisation plus fine du tenseur de diffusivité IK, soit d'utiliser une hypothèse de fermeture à un ordre supérieur. Le problème posé par ces approches réside dans le fait qu'elles compliquent rapidement l'équation à résoudre ; il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes numériques de résolution.

Une autre approche permet cependant de poursuivre quelques développements analytiques. En effet, il a été constaté expérimentalement que la distribution de concentration pour un rejet ponctuel vérifie relativement bien une loi gaussienne, même si celle-ci n'est pas théoriquement applicable. Par contre, l'écart-type des distributions expérimentales ne suit pas l'évolution temporelle de l'équation I.3.6. Pour décrire la dispersion à partir d'une source ponctuelle, il est donc possible de conserver la distribution gaussienne et de rechercher une paramétrisation des écarts-types σ_i . Cette méthode est intéressante car elle évite une nouvelle résolution de l'équation d'advection-diffusion.

Pour paramétrer les σ_i , nous allons utiliser deux approches. Dans un premier temps, nous nous appuierons sur la théorie statistique de la diffusion pour relier l'évolution de ces coefficients aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement porteur. Dans un deuxième temps, nous rappellerons un certain nombre de paramétrisations empiriques utilisées dans le domaine de la dispersion atmosphérique.

I.3.2 Théorie statistique de la diffusion

Les fondements de la modélisation statistique de la diffusion turbulente ont été énoncés par TAYLOR (1921 ; 1935).

I.3.2.1 Équation de TAYLOR

Considérons le problème du rejet ponctuel d'une espèce scalaire dans un écoulement turbulent homogène sans vitesse moyenne. En supposant que le scalaire suive parfaitement le mouvement des particules fluides, il est alors intéressant d'effectuer une analyse lagrangienne de ce mouvement. On définit le coefficient d'autocorrélation lagrangienne des vitesses dans la direction xpar :

$$R(\tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{\overline{u'^2}}$$
(I.3.7)

Par la suite, les relations seront exprimées pour la direction x mais pourraient aisément être transposées dans les autres directions. Soit x l'abscisse d'une particule fluide issue de la source et $\overline{x^2}$ l'écart-type de la distribution statistique de ces abscisses sur un grand nombre de trajectoires différentes de la particule. L'hypothèse de TAYLOR permet d'assimiler la moyenne d'ensemble à une moyenne temporelle. En dérivant $\overline{x^2}$ par rapport au temps, on obtient alors une relation faisant intervenir le coefficient R:

$$\frac{d\overline{x^2}}{dt} = 2\overline{u'^2} \int_0^t R(\tau)d\tau \tag{I.3.8}$$

L'intégration par rapport au temps de la relation précédente fournit l'équation de TAYLOR:

$$\sigma_x^2(T) = 2\sigma_u^2 \int_0^T \int_0^t R(\tau) d\tau dt \tag{I.3.9}$$

où σ_x est l'écart-type de la distribution des particules fluides issues de la source, au bout d'un temps T. Étant donné que chaque particule fluide transporte la même quantité infinitésimale de

scalaire, σ_x peut également être assimilé à l'écart-type de la distribution de concentration du scalaire, au sens où nous l'avons introduit dans l'équation I.3.6. La relation de TAYLOR permet donc de relier l'évolution de la taille d'une bouffée de polluants aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement.

Pour déterminer le comportement asymptotique de σ_x , nous allons utiliser les propriétés du coefficient R:

$$\begin{cases} R(0) = 1\\ \int_0^\infty R(\tau) d\tau = T_L \end{cases}$$
(I.3.10)

où T_L est le temps lagrangien de corrélation. Ces deux relations permettent de montrer que :

$$\begin{cases} T \ll 1 \Longrightarrow \sigma_x^2 \sim \sigma_u^2 T^2 \\ T \gg 1 \Longrightarrow \sigma_x^2 \sim 2\sigma_u^2 T_L T \end{cases}$$
(I.3.11)

Pour des temps de diffusion courts, la taille de la bouffée est proportionnelle à T. Pour des temps de diffusion plus importants, cette taille tend à être proportionnelle à \sqrt{T} . Cela signifie que la diffusion turbulente converge à l'infini vers une diffusion de FICK. Le coefficient de diffusion κ_x correspondant peut alors s'exprimer sous la forme :

$$\kappa_x = \sigma_u^2 T_L \tag{I.3.12}$$

I.3.2.2 Analyse spectrale

Pour interpréter le comportement asymptotique des paramètres de diffusion, il est intéressant d'effectuer une analyse spectrale. Considérons le spectre d'énergie F(n), transformée de FOURIER du coefficient d'autocorrélation R(t):

$$R(t) = \int_0^\infty F(n)\cos(2\pi nt)dn \qquad (I.3.13)$$

Nous allons chercher à introduire l'équation précédente dans l'équation de TAYLOR. Pour cela, utilisons une variante de cette équation, obtenue par KAMPÉ DE FÉRIET (1939):

$$\sigma_x^2 = 2\sigma_u^2 \int_0^T (T-t)R(t)dt$$
 (I.3.14)

En remplaçant R(t) par I.3.13 dans l'équation I.3.14 et en simplifiant, on obtient une décomposition spectrale de l'écart-type σ_x :

$$\sigma_x^2 = \sigma_u^2 T^2 \int_0^\infty F(n) \frac{(\sin \pi n T)^2}{(\pi n T)^2} dn$$
(I.3.15)

On constate dans cette décomposition que le spectre d'énergie des tourbillons de l'écoulement est pondéré par la fonction représentée sur la figure I.3.1. Cette fonction constitue un filtre passebas dont la fréquence de coupure varie en 1/T. Cela signifie que si l'on considère la dispersion d'une bouffée instantanée, seuls les tourbillons plus gros que la taille de la bouffée contribuent à sa dispersion¹. Cette propriété permet d'expliquer les comportements asymptotiques de σ_x .

^{1.} Par contre, si l'on considère la dispersion d'un panache moyen, le raisonnement s'inverse. En effet, la dispersion conduisant à un panache d'une certaine dimension s'effectue par l'intermédiaire de structures plus petites que cette dimension, les structures plus grandes contribuant alors à déplacer le panache dans son ensemble.

Lorsque la bouffée est petite, l'ensemble du spectre de la turbulence agit pour disperser le scalaire. Plus la bouffée grossit, moins il existe de tourbillons suffisamment gros pour pouvoir agir sur sa taille. C'est pourquoi l'évolution de σ_x est rapide au moment du rejet ($\propto T$) et tend à se ralentir par la suite ($\propto \sqrt{T}$).



Figure I.3.1 – Fonction de pondération qui détermine la portion du spectre d'énergie qui contribue à la dispersion.

I.3.2.3 Fonctions universelles

L'analyse statistique précédente nous a uniquement permis de déterminer le comportement asymptotique de l'écart-type σ_x . Pour déterminer une forme plus générale, faisons une analyse dimensionnelle du problème posé. Soit σ_u une échelle caractéristique de vitesse et T_L une échelle de temps. Les principes de la similitude nous montrent que l'écart-type σ_x , adimensionné par ces échelles, dépend d'une fonction universelle de la seule variable T/T_L . On choisit d'exprimer ceci sous la forme:

$$\frac{\sigma_x}{\sigma_u T_L} = \frac{T}{T_L} f_u \left(\frac{T}{T_L}\right) \tag{I.3.16}$$

De nombreux auteurs ont tenté de déterminer expérimentalement la forme de la fonction universelle f_u (PASQUILL, 1976 ; DRAXLER, 1976 ; DORAN *et al.*, 1978 ; IRWIN, 1979). Malheureusement, ces différentes études n'ont pas abouti à un consensus acceptable. La fonction f_u peut cependant être déterminée analytiquement à partir de l'équation de TAYLOR I.3.9, à condition de connaître la forme du coefficient de corrélation lagrangienne $R(T/T_L)$. La mesure de cette corrélation est très difficile à effectuer. En pratique, on considère généralement que sa forme est très similaire à celle de l'autocorrélation eulérienne, dont la détermination expérimentale est plus simple. Le temps lagrangien T_L est quant à lui proportionnel au temps eulérien T_E .

Différentes fonctions analytiques, vérifiant les propriétés du système I.3.10, permettent d'approcher la forme de la corrélation $R(T/T_L)$ observée expérimentalement. Une première expression, dérivée de l'équation de LANGEVIN, permet d'obtenir la fonction universelle suivante :

$$\begin{cases} R(\tau) = \exp\left(-\frac{\tau}{T_L}\right) \\ f_u\left(\frac{T}{T_L}\right) = \sqrt{2} \left[\frac{T_L}{T} - \left(\frac{T_L}{T}\right)^2 \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{T_L}\right)\right)\right]^{1/2} \end{cases}$$
(I.3.17)

PHILLIPS et PANOFSKY (1982) proposent une expression légèrement différente :

$$\begin{cases} R(\tau) = \left(\frac{1+\tau}{T_L}\right)^{-2} \\ f_u\left(\frac{T}{T_L}\right) = \sqrt{2} \left[\frac{T_L}{T} - \left(\frac{T_L}{T}\right)^2 \ln\left(1+\frac{T}{T_L}\right)\right]^{1/2} \end{cases}$$
(I.3.18)

Les deux solutions précédentes sont très proches l'une de l'autre. Pour illustrer ceci, nous avons représenté sur la figure I.3.2 l'évolution temporelle de l'écart-type σ_x , dérivée de ces fonctions universelles. Lorsque $T/T_L \ll 1$, l'évolution est proportionnelle à T/T_L tandis que pour $T/T_L \gg 1$, la courbe suit une loi en $\sqrt{T/T_L}$. Ces comportements asymptotiques sont en accord avec ceux décrits par les équations I.3.11.



Figure I.3.2 – Évolution temporelle de l'écart-type de la distribution de concentration.

Les relations obtenues précédemment sont généralement difficiles à appliquer dans l'atmosphère. En effet, les hypothèses faites concernant l'homogénéité ou la stationnarité de la turbulence sont souvent mises en défaut. Pour cette raison, plusieurs modèles empiriques ont été développés afin de pouvoir décrire la dispersion atmosphérique.

I.3.3 Paramétrisation empirique de la diffusion atmosphérique

L'atmosphère est un milieu hétérogène très complexe. La turbulence qui s'y développe dépend d'une multitude de paramètres qu'il est impossible de prendre en compte directement dans un modèle gaussien. Pour modéliser simplement la diffusion, il est alors nécessaire de synthétiser, avec quelques critères qualitatifs, la "capacité de l'atmosphère à disperser". Il existe dans la littérature de nombreuses formulations empiriques des coefficients de dispersion. Dans le cadre de ce travail, nous nous limiterons à une brève présentation des deux modèles les plus utilisés : le modèle de PASQUILL et le modèle de BRIGGS.

I.3.3.1 Modèle de Pasquill

La turbulence atmosphérique est principalement produite par deux mécanismes : le frottement sur le sol et les effets thermiques.

Pour différencier les états thermiques de l'atmosphère, PASQUILL (1961) et TURNER (1967) proposent une classification qui repose sur 6 classes, notées de A à F (cf. tableau I.3.1). Ces classes quantifient le niveau de stabilité de l'atmosphère. Elles sont définies en fonction de la vitesse du vent, de l'ensoleillement et de la couverture nuageuse.

A : extrêment instable				D: neutre a		
B : modérément instable				E : légèrement stable		
C: instable			F : modérément stable			
vitesse du vent	ensoleillement		ent	couverture nuageuse nocturne b		
au niveau du sol	pendant la journée		ırnée	$\frac{1}{2}4/8$ ou totale sur	$\leq 3/8$	
$en m.s^{-1}$	fort	modéré	léger	une faible épaisseur		
j2	А	A-B	В			
2-3	A-B	В	С	${ m E}$	F	
3-4	В	B-C	\mathbf{C}	D	\mathbf{E}	
4-6	\mathbf{C}	C-D	D	D	D	
<u>į</u> 6	С	D	D	D	D	

Tableau I.3.1 – Classes de stabilité de PASQUILL.

^{*a*} valable les jours ou nuits fortement couverts

^b le degré de couverture nuageuse est la fraction de ciel couverte de nuages

La dispersion atmosphérique dépend directement de la stabilité thermique. En atmosphère stable, les mouvements verticaux sont fortement atténués et la turbulence est réduite. En atmosphère instable, les mouvements convectifs favorisent le transport et la dispersion des polluants. En se fondant sur la notion de classe de stabilité, PASQUILL (1961) a construit une série de relations empiriques pour évaluer l'évolution des écarts-types σ_i .

Ces relations sont illustrées par les abaques de la figure I.3.3. Les abaques de PASQUILL fournissent une paramétrisation de la dispersion en fonction du niveau de turbulence d'origine thermique mais ils ne permettent pas de distinguer différents niveaux de turbulence d'origine mécanique. Pour prendre en compte ce phénomène, BRIGGS (1973) introduit une paramétrisation légèrement différente.

I.3.3.2 Modèle de Briggs

À partir d'expériences réalisées à St-Louis (USA), BRIGGS (1973) propose des relations empiriques pour décrire les écarts-types de diffusion sur deux types de sol:

- Sol rural dégagé, correspondant à une faible turbulence d'origine mécanique.
- Sol urbain, correspondant à une turbulence d'origine mécanique plus importante.

Les valeurs des coefficients σ_i fournis par BRIGGS sont décrites dans le tableau I.3.2. On peut noter que les comportements asymptotiques de σ_y sont en accord avec la théorie de la diffusion de TAYLOR.



Tableau I.3.2 – Coefficients de diffusion de BRIGGS (1973) ($100 < x < 10\,000\,m$).

I.3.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions concernant la dispersion turbulente, phénomène qui est à la base de la modélisation de la pollution atmosphérique. Nous avons tout d'abord introduit l'approche eulérienne, qui sera largement utilisée dans la suite de l'étude. Nous nous sommes également intéressés à la théorie statistique de la diffusion. Cela nous a permis de comprendre certains phénomènes et d'introduire la paramétrisation empirique de la diffusion atmosphérique.

Pour étudier les mécanismes de dispersion à l'intérieur de la canopée urbaine, il est possible d'utiliser des outils de modélisation numérique et expérimentale. Dans le chapitre suivant, nous présentons les outils que nous avons mis en œuvre dans le cadre de ce travail.

I.4 Les outils de modélisation

Ce chapitre est consacré à la description des outils de modélisation utilisés au cours de ce travail. Dans un premier temps, nous aborderons la modélisation numérique, avec une présentation de l'approche statistique des équations de NAVIER-STOKES, du modèle k- ε et des codes de calcul MERCURE et CHENSI. Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons à la modélisation de l'atmosphère en soufflerie et nous détaillerons les principes de la similitude, les caractéristiques de la soufflerie de l'École Centrale de Lyon et les techniques de mesure utilisées.

Pour comprendre les processus qui régissent l'écoulement atmosphérique et la dispersion turbulente des polluants, il est nécessaire de pouvoir décrire en détail les caractéristiques des phénomènes observés. La première approche permettant de recueillir des informations est l'expérimentation *in situ*, basée sur des mesures réalisées dans l'atmosphère. De nombreuses techniques ont été développées pour mesurer la vitesse du vent (anémomètres fixes, ballons sondes, radar ST, SO-DAR, ...) ou les concentrations en polluants (capteurs fixes, DOAS, LIDAR, ...). Ces techniques sont de plus en plus performantes et fournissent des informations qui constituent une base indispensable à l'étude de l'atmosphère et de la pollution. Cependant, la mise en œuvre des expérimentations de terrain est souvent difficile et coûteuse. De plus, les mesures récoltées ne fournissent qu'une représentation discrète de l'atmosphère, à travers quelques points ou profils de mesure. Pour compléter et améliorer la description des phénomènes, il peut alors être intéressant d'utiliser des méthodes de "représentation" ou de modélisation de l'atmosphère. Les deux principales approches sont la modélisation numérique et l'expérimentation en soufflerie.

I.4.1 Modélisation numérique

La modélisation numérique repose sur une résolution approchée des équations du problème par des méthodes d'analyse numérique. Cette approche est aujourd'hui largement répandue dans toutes les disciplines scientifiques et son développement est associé à l'évolution technologique de l'informatique. La simulation numérique de la mécanique des fluides, et en particulier de la turbulence, constitue un problème très complexe, en raison de la non-linéarité des équations de NAVIER-STOKES. Pour traiter le problème de la modélisation des écoulements turbulents, de nombreux modèles ont été développés depuis plusieurs décennies et il convient de distinguer plusieurs catégories.

La Simulation Numérique Directe (DNS) consiste à résoudre les équations de NAVIER-STOKES dans leur forme la plus générale, en considérant toutes les échelles de la turbulence. Cette méthode est certainement la plus proche d'une résolution exacte mais elle nécessite une résolution spatiale très fine, qui génère des temps de calcul excessivement longs et limite son application à des nombres de REYNOLDS peu élevés. Son usage est donc restreint à des études fondamentales sur les mécanismes de la turbulence.

La simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation ou LES) est basée sur une résolution explicite des grandes structures de la turbulence, couplée à une paramétrisation statistique de l'effet des petites structures. La résolution spatiale du maillage constitue un filtre qui permet de ne modéliser que les tourbillons dont le diamètre est supérieur à la taille de la maille. La contribution des petits tourbillons sur la diffusion de la quantité de mouvement est prise en compte par un modèle de sous-maille (SMAGORINSKY, 1963). Les modèles LES sont particulièrement adaptés à l'étude de la turbulence atmosphérique, pour laquelle ils ont initialement été développés (DEARDORFF, 1970; REDELSPERGER et SOMMERIA, 1981). On peut mentionner quelques exemples d'application de la LES à l'étude de la canopée urbaine et de l'écoulement à l'intérieur d'une rue (CA *et al.*, 1995; CHABNI *et al.*, 1998). Cependant, la complexité géométrique de ces configurations et la difficulté d'imposer des conditions aux limites réalistes restreignent encore ce type d'application.

L'approche la plus couramment utilisée pour simuler les écoulements turbulents est la modélisation statistique des équations de NAVIER-STOKES (RANS). En effet, dans la plupart des problèmes, il n'est pas nécessaire de calculer l'évolution instationnaire des différentes variables et il suffit de déterminer la valeur moyenne de chacune de ces variables pour un grand nombre de réalisations de l'écoulement. Pour cela, on utilise les équations d'évolution des grandeurs moyennes, obtenues à partir des équations instantanées. En raison de la non-linéarité du problème, des termes de corrélation des fluctuations de vitesse apparaissent dans ces équations. Il est alors nécessaire de paramétrer ces termes à l'aide d'un modèle de turbulence. Plusieurs modèles de turbulence ont été développés pour diverses applications, le plus répandu étant certainement le modèle k- ε . La modélisation statistique est une approche qui ne permet pas de détailler les caractéristiques de la turbulence. Cependant, elle s'avère souvent être un bon outil pour l'étude des champs moyens, en particulier lorsque l'on s'intéresse aux écoulements autour de géométries complexes. De nombreux auteurs ont appliqué ce type de modélisation pour étudier l'écoulement atmosphérique autour d'obstacles (PATERSON et APELT, 1986; MURAKAMI et MOCHIDA, 1988; ZHANG, 1991; HUNTER et al., 1992). C'est pourquoi nous avons retenu cette approche pour étudier la dispersion des polluants dans la canopée urbaine.

I.4.1.1 Modélisation statistique des équations de NAVIER-STOKES

I.4.1.1.1 Équations de conservation

L'étude numérique du mouvement d'un fluide repose sur la résolution des équations classiques de la mécanique des fluides. Ces équations traduisent la conservation des grandeurs qui caractérisent l'écoulement comme la masse volumique ρ , la quantité de mouvement ρu , l'énergie E ou une quantité scalaire quelconque.

• Conservation de la masse:

Le bilan de masse du fluide sur un élément de volume s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho \boldsymbol{u}) = 0 \tag{I.4.1}$$

• Conservation de la quantité de mouvement :

L'équation de conservation de la quantité de mouvement est fournie par la relation :

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \nabla \boldsymbol{u} = -\frac{1}{\rho} \boldsymbol{\nabla} P + \nu \left(\Delta \boldsymbol{u} + \frac{1}{3} \boldsymbol{\nabla} \cdot (\nabla \boldsymbol{u}) \right) + \boldsymbol{F}$$
(I.4.2)

Le deuxième terme du second membre représente la diffusion de quantité de mouvement par les contraintes visqueuses et F correspond à la somme des forces volumiques (gravité, force de CORIOLIS, ...).

• Conservation de l'énergie :

La conservation de l'énergie totale du fluide E s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho E \, \boldsymbol{u}) = -\boldsymbol{\nabla} \cdot (P \boldsymbol{u}) - \boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{q} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{\mathcal{O}} \cdot \boldsymbol{u}) + \rho \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{u} + \rho \mathcal{H}$$
(I.4.3)

Le premier terme du second membre représente la puissance des forces de pression. Le deuxième terme correspond aux transferts de chaleur par conduction, \boldsymbol{q} représentant le flux de chaleur, relié à la température par la loi de FOURIER $\boldsymbol{q} = -\lambda \nabla T$. Le troisième terme est la dissipation d'énergie mécanique par frottement visqueux, $\boldsymbol{\sigma}$ étant le tenseur des contraintes visqueuses. Le quatrième terme correspond à la puissance des forces volumiques. Enfin, \mathcal{H} représente les sources de chaleur dans le fluide. Dans la suite, cette équation sera reformulée pour faire apparaître la température T à la place de l'énergie.

• Conservation d'un scalaire :

Si on note c une quantité scalaire (par exemple la concentration d'une espèce transportée par l'écoulement), la conservation de cette espèce au cours du mouvement s'exprime sous la forme :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \boldsymbol{u} \cdot \boldsymbol{\nabla} c = \boldsymbol{\nabla} \cdot (D\boldsymbol{\nabla} c) + S \tag{I.4.4}$$

où D est le coefficient de diffusion du scalaire et S représente les termes sources.

Les équations précédentes décrivent le comportement instantané des différentes variables. Pour déterminer leur comportement moyen, il est nécessaire de définir un opérateur de moyenne.

I.4.1.1.2 Opérateurs de moyenne

La caractéristique essentielle d'un écoulement turbulent est que chaque observation du même écoulement est différente. Pour pouvoir décrire un tel comportement, il est utile de recourir aux opérateurs statistiques. On définit ainsi la moyenne d'une grandeur G sur l'ensemble des réalisations possibles de l'écoulement par :

$$\overline{G} = \int_{-\infty}^{+\infty} G \cdot P(G) dG \tag{I.4.5}$$

où P(G) est la probabilité que la variable considérée prenne la valeur G. Il est alors possible de décomposer chaque variable comme la somme de sa valeur moyenne et d'une fluctuation par rapport à cette moyenne (décomposition de REYNOLDS):

$$G = \overline{G} + G' \tag{I.4.6}$$

En appliquant cet opérateur aux équations de conservation, on obtient des relations qui décrivent l'évolution des grandeurs moyennes. Cependant, pour des fluides à masse volumique variable, il est intéressant d'introduire un opérateur de moyenne légèrement différent (moyenne de FAVRE):

$$\widetilde{G} = \frac{\rho G}{\overline{\rho}} \tag{I.4.7}$$

Les deux opérateurs deviennent équivalents pour un fluide incompressible. Nous allons appliquer ces opérateurs aux équations I.4.1 à I.4.4. Pour la masse volumique ρ et la pression P, nous emploierons une décomposition de REYNOLDS; pour les autres variables, nous utiliserons la moyenne de FAVRE.

I.4.1.1.3 Équations moyennées

Les équations de conservation moyennées s'écrivent :

• Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\overline{\rho} \widetilde{\boldsymbol{u}}) = 0 \tag{I.4.8}$$

• Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \widetilde{\boldsymbol{u}}}{\partial t} + \widetilde{\boldsymbol{u}} \cdot \nabla \widetilde{\boldsymbol{u}} = -\frac{1}{\overline{\rho}} \boldsymbol{\nabla} \overline{P} + \nu \left(\Delta \widetilde{\boldsymbol{u}} + \frac{1}{3} \boldsymbol{\nabla} \cdot (\nabla \widetilde{\boldsymbol{u}}) \right) - \frac{1}{\overline{\rho}} \boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{T} + \widetilde{\boldsymbol{F}}$$
(I.4.9)

où \mathbb{T} est le tenseur des contraintes de REYNOLDS $\mathbb{T}_{ij} = \overline{\rho} u'_i u'_j$.

• Conservation de l'énergie :

$$\overline{\rho}C_p(\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial t} + \widetilde{\boldsymbol{u}} \cdot \boldsymbol{\nabla}\widetilde{T}) = \widetilde{\alpha T} \left(\frac{\partial \overline{P}}{\partial t} + \widetilde{\boldsymbol{u}} \cdot \boldsymbol{\nabla}\overline{P}\right) + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\lambda \boldsymbol{\nabla}\widetilde{T}) - \overline{\rho}\boldsymbol{\nabla} \cdot \widetilde{\boldsymbol{u'T'}} + \overline{\rho}\widetilde{\mathcal{H}} \quad (I.4.10)$$

où α est le coefficient de dilatation à pression constante.

• Conservation d'un scalaire :

$$\frac{\partial \widetilde{c}}{\partial t} + \widetilde{\boldsymbol{u}} \cdot \boldsymbol{\nabla} \widetilde{c} = D\Delta \widetilde{c} - \boldsymbol{\nabla} \cdot \widetilde{\boldsymbol{u'}c'} + \widetilde{\boldsymbol{S}}$$
(I.4.11)

Ces équations font intervenir des flux turbulents définis par les corrélations $\widetilde{u'_i u'_j}$, $\widetilde{u'T'}$ et $\widetilde{u'c'}$. Pour résoudre le système, il est nécessaire d'exprimer ces quantités en fonction de variables connues à l'aide d'un modèle de fermeture.

I.4.1.1.4 Modèle de fermeture

L'approche la plus simple pour exprimer les flux turbulents est de faire une hypothèse de fermeture au premier ordre, c'est-à-dire de relier chaque corrélation au gradient de la quantité moyenne (BOUSSINESQ, 1897). Ainsi, les composantes du tenseur de REYNOLDS peuvent s'exprimer en fonction des gradients de vitesse moyenne:

$$-\mathbb{T}_{ij} = -\overline{\rho}\widetilde{u'_{i}u'_{j}} = \overline{\rho}K_{m}\left(\frac{\partial\widetilde{u_{i}}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial\widetilde{u_{j}}}{\partial x_{i}}\right) - \frac{2}{3}\overline{\rho}\delta_{ij}k$$
(I.4.12)

 κ_m est le coefficient de diffusivité turbulente de la quantité de mouvement, généralement appelé viscosité turbulente. k représente l'énergie cinétique turbulente, définie par :

$$k = \frac{1}{2}\widetilde{u_i u_i} \tag{I.4.13}$$

Les corrélations intervenant dans les équations de conservation de la température et des scalaires peuvent être évaluées de manière analogue :

$$\widetilde{\boldsymbol{u'T'}} = -\frac{\kappa_m}{Pr_t} \boldsymbol{\nabla} \widetilde{T}$$
 où Pr_t est le nombre de PRANDTL turbulent. (I.4.14)

$$\widetilde{u'c'} = -\frac{K_m}{Sc_t} \nabla \widetilde{c}$$
 où Sc_t est le nombre de SCHMIDT turbulent. (I.4.15)

On suppose que Pr_t et Sc_t sont constants dans tout l'écoulement.

Les équations I.4.12, I.4.14 et I.4.15 permettent de reporter l'indétermination sur la quantité κ_m . Pour évaluer cette variable, nous allons faire appel à un modèle de turbulence de type k- ε (LAUNDER et SPALDING, 1972), très largement appliqué dans de nombreux domaines de la mécanique des fluides. D'autres modèles de turbulence peuvent être utilisés pour des applications particulières, comme par exemple les modèles k- ε bas-REYNOLDS (PATEL *et al.*, 1985) ou les modélisations algébriques des tensions de REYNOLDS (RODI, 1976). Le modèle k- ε est basé sur une relation entre la viscosité turbulente, l'énergie cinétique turbulente et sa dissipation ε :

$$\kappa_m = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{I.4.16}$$

k et ε sont finalement décrits par deux équations de transport :

• Conservation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \widetilde{\boldsymbol{u}} \cdot \nabla k = \boldsymbol{\nabla} \cdot \left[\left(\boldsymbol{\nu} + \frac{\mathbf{K}_m}{\sigma_k} \right) \boldsymbol{\nabla} k \right] - \mathbf{T} \cdot \nabla \widetilde{\boldsymbol{u}} + \mathcal{P}_k - \varepsilon$$
(I.4.17)

• Conservation de la dissipation d'énergie turbulente :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \widetilde{\boldsymbol{u}} \cdot \nabla \varepsilon = \boldsymbol{\nabla} \cdot \left[\left(\boldsymbol{\nu} + \frac{\mathbf{K}_m}{\sigma_{\varepsilon}} \right) \boldsymbol{\nabla} \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mathbf{\mathbb{T}} \cdot \nabla \widetilde{\boldsymbol{u}} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mathcal{P}_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}$$
(I.4.18)

où \mathcal{P}_k représente le terme de production d'énergie turbulente, liée par exemple à la flottabilité de l'écoulement. Différentes constantes interviennent dans ces équations. Leurs valeurs ont été ajustées expérimentalement sur plusieurs types d'écoulements et sont fournies dans le tableau I.4.1.

C_{μ}	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	$\sigma_{arepsilon}$
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tableau I.4.1 – Constantes du modèle k- ε standard.

Pour résoudre numériquement le système d'équations précédentes, nous avons essentiellement utilisé le code de calcul *MERCURE*. Nous avons également effectué quelques simulations de comparaison avec le modèle *CHENSI*. Il est donc intéressant de présenter les principales caractéristiques de ces deux modèles.

I.4.1.2 Le modèle Mercure

MERCURE (CARISSIMO *et al.*, 1995) est un outil de simulation des écoulements atmosphériques développé par le Groupe "Environnement et Climat" de la Direction des Études et Recherches d'EDF. Il s'agit d'une version périphérique du code *ESTET* (MATTEI et SIMONIN, 1992; MATTEI et RUPP, 1993), mis au point par le Laboratoire National d'Hydraulique.

I.4.1.2.1 Le noyau ESTET

ESTET est un code de calcul qui résout les équations moyennées de la mécanique des fluides (équations I.4.8 à I.4.11) pour des écoulements laminaires ou turbulents, en régime transitoire et permanent, dans des domaines bidimensionnels ou tridimensionnels. Le calcul est réalisé à l'aide d'un schéma de type différences finies et volumes finis sur un maillage structuré à grilles décalées, en coordonnées cartésiennes ou curvilignes. Sur les nœuds de la première grille sont localisées les variables de vitesse, de turbulence ainsi que les quantités scalaires transportées en différences finies par la méthode des caractéristiques. Les nœuds de la deuxième grille sont situés au centre des mailles de la grille "vitesse". Sur ces nœuds sont localisées la pression et les différentes variables transportées en volumes finis.

La résolution temporelle est effectuée par la méthode des pas fractionnaires, dans laquelle chaque pas de temps est décomposé en quatre étapes : advection, diffusion, forçage externe et pression-continuité. Pour plus de détails sur les schémas utilisés à chaque étape, on se reportera à la documentation technique d'*ESTET*.

I.4.1.2.2 Le modèle périphérique MERCURE

Le code *MERCURE* est une adaptation du code *ESTET* pour la simulation des écoulements atmosphériques. Les équations sont résolues avec les méthodes et les algorithmes du noyau *ESTET* et un certain nombre de phénomènes spécifiques à l'atmosphère sont pris en compte. En particulier, *MERCURE* permet de traiter:

- Les effets du relief et des obstacles: Un maillage en "coordonnées suivant le terrain" permet de modéliser l'écoulement sur un relief quelconque (SOUFFLAND, 1985). Pour traiter des obstacles, des frontières peuvent être définies à l'intérieur du maillage.
- Les effets du sol: D'un point de vue aérodynamique, une loi de paroi rugueuse est introduite dans le modèle pour reproduire le comportement de la couche limite atmosphérique. Les flux de chaleur et la vitesse de frottement sont déterminés à partir du modèle de Louis (1979).
- La turbulence atmosphérique: Les constantes du modèle k- ε peuvent être modifiées pour tenir compte des particularités de la turbulence atmosphérique (BUTY, 1988). On utilise alors les valeurs préconisées par DUYNKERKE (1988).
- Les effets thermiques et radiatifs: Il est possible de remplacer la température par la température potentielle dans l'équation de transport de l'énergie. Un terme de flottabilité est également introduit dans les différentes équations de conservation. De plus, une paramétrisation détaillée du bilan radiatif a été intégrée dans le modèle (MUSSON-GENON, 1993; MUSSON-GENON, 1994).
- Les phénomènes à grande échelle : Le modèle MERCURE permet d'intégrer des conditions de forçage à grande échelle. Pour résoudre les équations du mouvement, on soustrait à ces équations l'équilibre géostrophique, lié à la force de CORIOLIS.

Compte tenu de l'échelle caractéristique des phénomènes étudiés au cours de notre travail, la plupart de ces options n'ont pas été activées. La seule différence entre le code *MERCURE*, tel que nous l'avons utilisé, et le code *ESTET* a été la prise en compte d'une loi de paroi rugueuse. Dans la suite de ce travail, nous emploierons cependant la dénomination *MERCURE* pour définir cet outil.

I.4.1.3 Le modèle CHENSI

Le modèle *CHENSI* a été développé par l'équipe Environnement du Laboratoire de Mécanique des Fluides de l'École Centrale de Nantes (LEVI ALVARES, 1993 ; SINI *et al.*, 1996). Il s'agit d'un code numérique tridimensionnel de résolution des équations de NAVIER-STOKES moyennées, basé sur la méthode M.A.C. (HIRT *et al.*, 1975). Un schéma de type volumes finis est appliqué sur un maillage décalé. Chaque composante de la vitesse est localisée au centre d'une face, tandis que les variables scalaires sont calculées au centre de la maille. La résolution temporelle est explicite en temps.

CHENSI est adapté à l'étude de la canopée urbaine, mais n'intègre pas les phénomènes météorologiques. Une loi de paroi rugueuse est appliquée sur les frontières solides. L'utilisation de la température potentielle permet de prendre en compte les effets thermiques associés aux flux de chaleur sur les parois des bâtiments.

I.4.2 Modélisation expérimentale en soufflerie

La modélisation expérimentale en soufflerie constitue un outil indispensable dans de nombreux domaines de la mécanique des fluides. En s'appuyant sur la notion de *similitude*, elle permet d'étudier les phénomènes physiques réels sur des maquettes à une échelle différente de la réalité. L'intérêt est de pouvoir ramener un problème complexe à l'échelle et dans les conditions d'un laboratoire, et donc de pouvoir disposer de moyens d'investigation et de mesure performants. Elle permet également de prendre en compte des configurations géométriques très détaillées, qu'il est encore difficile de modéliser numériquement.

Pour ces différentes raisons, la simulation en soufflerie présente un intérêt particulier pour l'étude de l'atmosphère. L'écoulement et la dispersion sur des sites complexes de plusieurs kilomètres (sites industriels, zones urbaines, ...) peuvent être reproduits sur des maquettes de quelques mètres représentant les moindres détails. La soufflerie constitue alors un moyen d'analyse des processus turbulents instationnaires et permet d'étudier des phénomènes tels que la dispersion des polluants ou le comportement des contraintes du vent sur les bâtiments ou les ouvrages d'art.

I.4.2.1 Éléments de similitude

La modélisation expérimentale de l'atmosphère en soufflerie repose sur la notion de similitude. La similitude consiste à reproduire le comportement d'un écoulement en modifiant les échelles caractéristiques des paramètres tout en conservant les phénomènes physiques mis en jeu. On modifie en particulier l'échelle de longueur pour pouvoir reproduire des phénomènes atmosphériques sur une maquette de taille réduite.

L'écriture de l'équation de NAVIER-STOKES adimensionnée (équation I.2.2) fait intervenir une série de nombres caractéristiques qui expriment l'importance relative des différents phénomènes physiques. Si l'on modifie les échelles caractéristiques (longueur, vitesse, ...) de façon à ce que ces nombres restent inchangés, on constate que la solution de l'équation est identique. La reproduction à échelle réduite d'un écoulement doit donc garantir que les nombres sans dimension sont conservés par le changement d'échelle.

Malheureusement, dans la plupart des cas, il est impossible de satisfaire cette condition simultanément pour les différents paramètres. On choisit alors de reproduire en priorité les phénomènes prépondérants. Nous avons montré au chapitre I.2 que les effets liés au nombre de Rossby pouvaient être négligés à l'échelle locale. Par nature, le nombre d'Euler se conserve lors d'un changement d'échelle, car les variations de pression sont directement liées aux variations de vitesse. La conservation du nombre de FROUDE sera importante pour l'étude des écoulements sur un relief ou pour la prise en compte des effets thermiques (SNYDER, 1981). Finalement, lorsque l'on s'intéresse à la modélisation de la dispersion atmosphérique de substances passives en atmosphère neutre au sein de la couche limite de surface, le seul paramètre à conserver pour garantir la similitude est le nombre de REYNOLDS Re. Les grandeurs caractéristiques correspondantes sont alors l'échelle de longueur, l'échelle de vitesse et la viscosité cinématique du fluide utilisé¹.

La similitude exacte sur le nombre de REYNOLDS est cependant impossible pour des écoulements atmosphériques. En effet, le rapport des échelles de longueur entre la réalité et la maquette est généralement compris entre 100 et 10 000. Étant donné que le rapport des échelles de vitesse reste de l'ordre de 1 et que le rapport des viscosités cinématiques est limité à 15 si l'on utilise de l'eau à la place de l'air, il est impossible de conserver le nombre de REYNOLDS. Les valeurs de Re obtenues en soufflerie sont généralement inférieures de plusieurs ordres de grandeur à celles observées dans l'atmosphère.

Cette similitude partielle est cependant compatible avec l'étude de la dispersion turbulente. En effet, la variation du nombre de REYNOLDS dans un écoulement turbulent affecte principalement la taille des plus petites structures. On peut ainsi montrer (CORRSIN, 1963) que l'échelle de KOLMOGOROV η est d'autant plus fine que Re est grand :

$$\eta = I R e^{-3/4}$$
 où I est l'échelle de longueur intégrale. (I.4.19)

La modélisation en soufflerie a donc pour effet de tronquer les nombres d'onde élevés du spectre de la turbulence. Or nous avons montré, au chapitre I.3, que ces nombres d'onde contribuent très peu à la dispersion turbulente d'une bouffée de traceur passif (cf. figure I.3.1). La similitude partielle sur le nombre de REYNOLDS a donc peu d'effet sur l'étude du champ moyen de concentration. Par contre, la troncature du spectre et l'atténuation des petites structures peut altérer sensiblement l'étude des fluctuations de concentration².

La similitude suppose que l'on s'intéresse non seulement à l'écoulement mais également aux conditions limites. En effet, l'étude de la couche limite atmosphérique implique une prise en compte précise des parois en soufflerie. Dans l'atmosphère, nous avons vu que le sol peut être considéré comme une paroi aérodynamiquement rugueuse. Cette propriété entraîne que les caractéristiques de la couche limite sont indépendantes du nombre de REYNOLDS. Par conséquent, pour garantir la similitude en soufflerie, la seule contrainte à vérifier est que la couche limite reste aérodynamiquement rugueuse, ce qui suppose que la dimension ϵ des éléments de rugosité, liée au paramètre z_0 , reste supérieure à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse (NIKURADSE, 1933):

$$\frac{\epsilon u_*}{\nu} > 20 \text{ (en fait entre 5 et 70)} \tag{I.4.20}$$

Or, cette condition n'est pas nécessairement vérifiée dans la mesure où la modification de Re affecte l'échelle de Kolmogorov et donc l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Pour garantir ce critère, on peut donc être amené en soufflerie à exagérer la rugosité des parois. En présence d'obstacles, il faut seulement s'assurer que la longueur de rugosité est petite devant la hauteur de ces obstacles, soit $H/\epsilon > 30$ (SNYDER, 1981). En admettant que $u_* \sim 0.05 U_{\infty}$, cela fournit la condition :

$$\frac{HU_{\infty}}{\nu} > 12\,000$$
 (I.4.21)

^{1.} On peut remplacer l'air par de l'eau dans les veines hydrauliques, mais il est alors difficile pour des raisons techniques d'atteindre des vitesses très élevées.

^{2.} Il faut noter que la similitude approchée sur le nombre de REYNOLDS permet de négliger la similitude sur le nombre de SCHMIDT. On considère en effet que l'erreur commise sur la diffusivité moléculaire affecte uniquement la partie supérieure du spectre de concentration.

Ceci n'est qu'un ordre de grandeur mais il semble assez bien confirmé par l'expérience. Une relation similaire, basée sur les résultats de GOLDEN (1961), est souvent utilisée :

$$\frac{HU_H}{\nu} > 11\,000\tag{I.4.22}$$

où U_H est la vitesse à la hauteur H.

I.4.2.2 Description de la soufflerie

La soufflerie atmosphérique de l'École Centrale de Lyon a été construite en collaboration avec EDF (CHARPENTIER, 1967; MERY, 1969; CHARPENTIER *et al.*, 1986) pour étudier les écoulements dans la couche limite de surface. Il s'agit d'une soufflerie à retour (figure I.4.1) dont les dimensions extérieures sont 24 m (long.) \times 7,35 m (haut.) \times 7,2 m (larg.). Le circuit aérodynamique est constitué d'un ventilateur axial permettant de faire varier continûment la vitesse entre 0,5 et 10 m/s, d'un divergent, d'une chambre de tranquillisation, d'un convergent qui a pour effet de stabiliser l'écoulement et d'équilibrer les différentes composantes de la turbulence, d'une veine d'essai et d'un système d'échangeurs thermiques "chaud" et "froid" permettant de réguler la température à $\pm 0.5^{\circ}$ C.



Figure I.4.1 – Soufflerie atmosphérique de l'École Centrale de Lyon, avec: 1 veine d'essai; 2 échangeur thermique; 3 ventilateur; 4 divergent; 5 chambre de tranquillisation, convergent et grille de turbulence.

Les dimensions de la veine d'essai sont de 14 m (long.) $\times 2,5$ m (haut.) $\times 3,7$ m (larg.). À la sortie du convergent et à l'entrée de la veine, une grille permet de créer une turbulence homogène. Les huit premiers mètres de la veine sont consacrés à l'établissement de la couche limite. Le développement naturel d'une couche limite sur un sol rugueux nécessite des distances importantes avant d'obtenir une épaisseur significative. Malheureusement, la longueur, même importante, de la soufflerie ne permet pas d'atteindre l'épaisseur caractéristique d'une couche limite atmosphérique. Il est alors possible d'épaissir artificiellement la couche à l'aide de systèmes de déclenchement (KLEBANOFF et DIELH, 1952). Ces systèmes sont constitués de générateurs de tourbillons, placés à l'entrée de la veine d'essai, qui reproduisent les grandes échelles de la turbulence. Des éléments de rugosité, répartis en paroi sur une longueur de quelques mètres, définissent la partie basse du profil de vitesse. Pour simuler des couches limites atmosphériques, deux types de générateurs de tourbillons sont principalement utilisés : les ailerons de COUNIHAN (1969) et les "spires" d'IRWIN (1981).

Au cours de cette étude, nous avons été amenés à simuler deux couches limites de caractéristiques différentes. La première est représentative d'un sol peu rugueux tandis que la seconde correspond à un sol urbain de rugosité importante. Les caractéristiques de ces deux couches sont décrites dans le tableau I.4.2. La description détaillée de ces couches limites est fournie en annexe C.

	Générateur	Éléments	Épaisseur	Rugosité
	de tourbillons	de rugosité	de la couche	z_0
CL peu rugueuse	Counihan	Écrous M6	500 mm	7,5 10^{-5} m
CL fortement rugueuse	IRWIN	Cubes de 5 cm	900 mm	2,7 10 ⁻³ m

Tableau I.4.2 – Caractéristiques des couches limites utilisées. L'épaisseur de la couche limite est fournie à l'emplacement de la maquette étudiée.

Pour modéliser des configurations de rues et de quartiers en soufflerie, nous avons utilisé une échelle au 1/200^e. La taille des obstacles employés pour modéliser les bâtiments est de 10 cm, ce qui correspond à des bâtiments mesurant dans la réalité 20 mètres. Ce rapport d'échelle satisfait les critères de similitude décrits précédemment.

L'étude de la dispersion à l'intérieur des rues suppose que l'on reproduise l'émission due à la circulation automobile. On considère généralement que cette émission peut être assimilée à une source linéique uniforme placée au niveau du sol. La principale difficulté, pour reproduire expérimentalement ce type de source, est de garantir une homogénéité de l'émission sur toute sa longueur, sans trop perturber l'écoulement. Pour cela, nous avons utilisé une technique proposée par MERONEY *et al.* (1996). Le principe est basé sur une série de tubes capillaires placés côte à côte (cf. figure I.4.2), dont la perte de charge est suffisante pour garantir l'uniformité de l'émission. Les tubes sont distants de 5 mm et mesurent 0,25 mm de diamètre pour 30 mm de longueur. La partie inférieure des tubes pénètre dans une chambre d'uniformisation qui est alimentée en gaz traceur à ses deux extrémités. Une plaque fixée au-dessus des tubes permet de limiter la perturbation de l'écoulement liée à la quantité de mouvement transportée par les micro-jets, et simule également l'obstacle formé par la file de véhicules. Des essais de qualification ont permis de vérifier l'homogénéité de l'émission en mesurant la concentration en aval de la source.



Figure I.4.2 – Schéma de principe de la source linéique de gaz traceur, avec : 1 Tubes capillaires ; 2 Chambre d'homogénéisation ; 3 Tuyau d'alimentation ; 4 Plaque pour limiter l'impact des jets.

I.4.2.3 Techniques de mesure

L'étude expérimentale de la dispersion dans les écoulements turbulents nécessite la mesure instantanée de la vitesse et de la concentration du traceur rejeté. Différentes techniques ont été utilisées au cours de ce travail de recherche. Pour mesurer la vitesse, nous avons utilisé un anémomètre à fil chaud à température constante et un anémomètre laser à effet DOPPLER. Pour mesurer la concentration, nous avons eu recours à un détecteur à ionisation de flamme. Ces appareils permettent des mesures quasi-ponctuelles, au regard de la taille des phénomènes considérés. Pour réaliser des mesures en différents points, la soufflerie est équipée d'un chariot de mesure permettant des déplacements dans les trois directions avec une précision de l'ordre du dixième de millimètre. Ce chariot a été conçu pour supporter les différentes instrumentations; c'est pourquoi sa structure métallique est importante et provoque un blocage aérodynamique de la veine d'essai qui peut s'avérer non négligeable (ISNARD, 1999).

I.4.2.3.1 Anémométrie à fil chaud

L'anémométrie à fil chaud permet de mesurer les vitesses moyenne et turbulente d'un écoulement. Le principe de cette méthode (COMTE-BELLOT, 1976 ; BRUUN, 1995) repose sur le refroidissement par convection forcée d'un fil très fin (1 à 5 μ m) et court (0,3 à 1 mm) chauffé par effet JOULE. La température du fil, et donc sa résistance électrique, dépend de la vitesse locale du fluide. La mesure des caractéristiques électriques du fil fournit alors directement la composante de la vitesse normale au fil (loi de KING, 1914). L'utilisation de plusieurs fils croisés permet de retrouver deux ou trois composantes de la vitesse.

Le fil chaud permet d'obtenir une mesure en continu de la vitesse avec un temps de réponse très court, qui donne accès à des informations sur la turbulence. Par contre, c'est une technique intrusive, relativement fragile et qui ne permet pas de déterminer le sens de la vitesse – à moins d'utiliser des sondes dites "pulsées".

I.4.2.3.2 Anémométrie Laser à effet DOPPLER (LDA)

L'Anémométrie Laser à effet DOPPLER est une méthode optique de mesure de la vitesse de particules d'aérosols transportées par l'écoulement (BUCHHAVE *et al.*, 1979). En focalisant, au niveau du point de mesure, deux faisceaux laser déphasés à l'aide d'une cellule de BRAGG, on obtient une série de franges d'interférence dans le volume défini par l'intersection des deux faisceaux. En modulant le déphasage avec une fonction périodique, les franges défilent dans le volume de mesure. Lorsqu'une particule traverse ce volume, elle réfléchit la lumière selon une fréquence qui dépend de sa vitesse dans la direction perpendiculaire aux franges et de la vitesse de défilement des franges. La mesure de l'intensité lumineuse réfléchie permet, après un traitement du signal par transformée de FOURIER, de calculer la vitesse et le sens de la particule. En associant plusieurs systèmes analogues, orientés selon des directions différentes et utilisant d'autres longueurs d'onde, il est possible de mesurer simultanément les différentes composantes de la vitesse.

Les particules utilisées doivent être suffisamment petites pour avoir un temps de réponse faible par rapport aux mouvements du fluide, mais doivent également être suffisamment grosses pour pouvoir réfléchir convenablement la lumière. Des particules d'huile d'olive de 1μ m semblent constituer un bon compromis.

L'anémomètre LDA est une technique optique non intrusive qui est bien adaptée à la mesure de vitesse dans des écoulements perturbés sans direction privilégiée. Cependant, il ne fournit pas un signal continu, ce qui complique l'analyse du spectre de turbulence. Des techniques numériques ont été développées pour reconstituer un spectre à partir d'un échantillonnage aléatoire mais elles nécessitent des moyens de calcul importants.

I.4.2.3.3 Détecteur à Ionisation de Flamme (FID)

Le Détecteur à Ionisation de Flamme permet de mesurer la concentration en composés carbonés présents dans l'air. Le principe de la mesure est basé sur la formation d'ions lors de la combustion des hydrocarbures. La quantité d'ions produite est proportionnelle à la concentration en atomes de carbone. Pour réaliser une mesure, on émet comme gaz traceur au niveau de la source un hydrocarbure gazeux. Nous avons choisi l'éthane (C_2H_6) car sa densité par rapport à l'air ($\simeq 1,04$) est proche de 1. L'air contenant l'éthane est aspiré en continu au niveau du point de mesure, à l'aide d'un tube capillaire pour ne pas perturber l'écoulement. Le mélange est alors injecté dans une flamme non carbonée (flamme d'hydrogène) et les ions produits sont collectés au niveau d'une électrode. Le courant induit est directement proportionnel à la concentration en éthane dans l'air.

La longueur du tube capillaire détermine la réponse en fréquence du capteur. Pour un tube d'une trentaine de centimètres, la fréquence de coupure du FID est d'environ 100 Hz.

I.4.3 Conclusion

Les outils de modélisation numérique et expérimentale, présentés au cours de ce chapitre, permettent de simuler en détail l'écoulement et la dispersion des polluants dans la canopée urbaine. L'objectif de notre travail n'est certainement pas de comparer ces deux approches et de déterminer laquelle serait la mieux adaptée pour étudier l'écoulement et la dispersion à l'échelle locale. Il s'agit plutôt d'exploiter leurs caractéristiques complémentaires pour modéliser le plus précisément possible ces différents phénomènes.

Dans le dernier chapitre de cette première partie, nous allons maintenant présenter notre démarche de travail et le cadre d'utilisation de ces outils.

I.5 Présentation générale de l'étude

Le but principal de ce projet de recherche est de développer des outils pratiques de modélisation de la dispersion des polluants atmosphériques en milieu urbain, à l'échelle des quartiers et des rues, en s'appuyant sur le concept de rue-canyon. Au cours de ce chapitre, nous rappelons tout d'abord la problématique de la modélisation de la pollution à l'échelle locale et nous définissons la notion de rue-canyon. Les principaux modèles du type rue-canyon sont ensuite décrits, afin d'identifier leurs caractéristiques et leurs limitations. Enfin, nous présentons les objectifs de notre travail, la démarche que nous avons adoptée et les différentes parties de l'étude.

I.5.1 La problématique

I.5.1.1 La pollution à l'échelle locale

De nombreux problèmes relatifs à la pollution atmosphérique dans les grandes agglomérations dépendent des phénomènes de transport dans la canopée urbaine, à l'intérieur des quartiers et des rues. Les polluants d'origine automobile sont émis par le trafic à l'intérieur des rues, et sont directement inhalés par les piétons ou par les habitants des immeubles voisins. Les capteurs de la pollution sont souvent situés à l'intérieur des rues ou à proximité des intersections et les concentrations qu'ils mesurent dépendent fortement des conditions locales.

Il est donc essentiel de comprendre et de modéliser les mécanismes de transport et de dispersion des polluants dans la canopée urbaine, afin de pouvoir évaluer l'exposition des personnes par des cartographies détaillées de la pollution, évaluer la représentativité des capteurs et déterminer le choix des sites de mesure, ou estimer l'impact d'un aménagement local tel que la modification du trafic dans une rue (position des voies, débit de véhicules, vitesse), la construction d'un bâtiment ou l'implantation d'arbres.

I.5.1.2 Le besoin de modélisations simplifiées

Pour analyser les conséquences de la pollution atmosphérique, il est souvent nécessaire de simuler de nombreux scénarios, en étudiant l'influence de paramètres tels que les conditions météorologiques ou la nature des émissions. Les organismes chargés de ce type d'études ont besoin de solutions rapides et faciles à mettre en œuvre pour des applications courantes; or ils ont généralement peu de temps pour réaliser ces études et ils disposent rarement de moyens informatiques très puissants. Pour répondre à leur besoin, il est donc nécessaire de développer des outils de modélisation simples, pratiques et peu coûteux en temps de calcul. De tels modèles doivent cependant pouvoir fournir des résultats précis et fiables et doivent être adaptés aux bases de données existantes.

La conception de modèles simples nécessite des hypothèses simplificatrices sur la nature générale des mécanismes physiques. Des approches théoriques ou empiriques sont utilisées pour paramétrer les phénomènes. Ces modélisations sont donc très spécifiques et leur application est limitée à un problème donné. Cependant, parce qu'elles constituent souvent le moyen d'étude le plus répandu et le plus couramment utilisé, il est important que la recherche contribue à leur développement.

I.5.2 Introduction à l'approche rue-canyon

Pour traiter le problème de la dispersion des polluants au sein de la canopée urbaine, l'approche aujourd'hui la plus répandue s'appuie sur le concept de rue-canyon.

I.5.2.1 Le concept de rue-canyon

La dispersion des polluants en milieu urbain dépend, entre autres, de la géométrie de la canopée urbaine. Cette géométrie est très complexe et chaque détail (arbres, cheminées, balcons, ...) joue un rôle dans la dispersion de la pollution. Cependant, pour comprendre et modéliser les principaux phénomènes qui gouvernent cette dispersion, il est nécessaire de simplifier la géométrie que l'on considère et d'en faire une représentation schématique.

Pour cela, on introduit le concept de *rue-canyon* qui consiste à utiliser, pour représenter une ville, la forme élémentaire qu'est la rue. Comme il n'est pas possible de tenir compte de tous les détails, chaque rue est schématisée par une cavité rectangulaire ouverte au sommet et délimitée sur les côtés par deux bâtiments (cf. figure I.5.1). La ville apparaît alors comme un réseau de tronçons de rues rectilignes connectés au niveau des intersections.



Figure I.5.1 – Définition du concept de rue-canyon.

L'approche rue-canyon est très intéressante lorsque l'on étudie la dispersion des polluants émis par la circulation automobile. En effet, la rue constitue alors à la fois le lieu où les polluants sont émis par les véhicules qui y circulent et le lieu où la pollution est ressentie et respirée par les personnes qui s'y trouvent. La forme géométrique de la rue favorise le développement d'écoulements de recirculation qui retardent la dispersion des polluants vers l'extérieur. La compréhension des phénomènes de transfert des polluants de la rue vers l'atmosphère est donc essentielle pour prévoir les niveaux de concentration aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la rue.

L'utilisation du concept de rue-canyon suppose bien évidemment la présence de rues aux formes bien marquées. Cette approche s'appliquera donc aux quartiers denses de centre-ville; pour les quartiers périphériques pavillonnaires, d'autres types de modèles devront être utilisés, fondés par exemple sur la notion élémentaire de bâtiment ou d'obstacle.

I.5.2.2 Les principaux modèles utilisés

Diverses méthodes de modélisations ont été utilisées pour étudier l'écoulement et la dispersion à l'intérieur des rues. Des codes de calcul numérique de mécanique des fluides, couplés à une résolution eulérienne ou lagrangienne (modèles stochastiques) de la diffusion, ont été mis en œuvre principalement comme outils de recherche (SIEVERS et ZDUNKOWSKI, 1986 ; MORIGUCHI et UEHARA, 1993 ; LEE et PARK, 1994 ; JOHNSON et HUNTER, 1995 ; KAMENETSKY et VIERU, 1995 ; CHABNI *et al.*, 1998 ; HASSAN et CROWTHER, 1998a). Pour des applications courantes, plusieurs modèles pratiques ont été développés à partir de l'approche rue-canyon.

I.5.2.2.1 Le modèle STREET

Le modèle STREET (JOHNSON *et al.*, 1973) est, avec le modèle de HOTCHKISS et HARLOW, l'un des modèles rue-canyon les plus anciens. Il repose sur une paramétrisation empirique définie à partir d'expériences réalisées dans des rues de San Jose et St-Louis (USA). La concentration dans la rue est calculée comme la somme de la contribution des sources extérieures et de la contribution des sources situées à l'intérieur :

$$\overline{c}_{rue} = \overline{c}_{ext} + \overline{c}_{int} \tag{I.5.1}$$

Pour exprimer la concentration \bar{c}_{int} lorsque le vent est plus ou moins perpendiculaire à la rue $(\theta > 30^{\circ})$, deux relations différentes sont utilisées, suivant que l'on s'intéresse au côté amont ou aval de la rue :

$$\overline{c}_{int} = \frac{\alpha}{U_H + U_s} \sum_{i} \frac{q_i}{\sqrt{x_i^2 + z^2} + h_0} \qquad \text{sur la face amont} \qquad (I.5.2)$$

$$\bar{c}_{int} = \frac{\alpha}{U_H + U_s} \frac{H - z}{H} \sum_i \frac{q_i}{W} \qquad \text{sur la face aval} \qquad (I.5.3)$$

où

- q_i est le débit linéique de polluants pour la $i^{\text{ème}}$ voie de circulation;
- U_H est la vitesse du vent au niveau des toits;
- $U_s \simeq 0.5$ m/s permet de prendre en compte la vites se induite par le déplacement des véhicules;
- *H* et *W* sont la hauteur et la largeur de la rue;
- x_i et z sont les positions relatives du récepteur par rapport à la source i (cf. figure I.5.2-b);
- $h_0 \simeq 2$ m permet de prendre en compte le mélange initial dû au mouvement des véhicules;
- $\alpha \simeq 7$ est une constante empirique, ajustée par comparaison à des expériences de terrain.

L'utilisation des deux expressions précédentes permet à ce modèle de reproduire la différence de concentration entre l'amont et l'aval de la rue. Lorsque l'orientation du vent est inférieure à 30°, la concentration est calculée en faisant la moyenne de ces deux relations. Le modèle STREET a été largement utilisé dans de nombreuses situations réelles en raison de sa simplicité d'application. (HAMILTON et DUNSBY, 1984 ; KOUSHKI, 1991 ; QIN et KOT, 1993 ; STEIN et TOSELLI, 1996). Cependant, dans cette approche, les phénomènes physiques sont pris en compte de façon très grossière, si bien que ce modèle ne peut être utilisé qu'en première approximation.



Figure I.5.2 – Définition des géométries utilisées dans les modèles STREET et H-H.

I.5.2.2.2 Le modèle de HOTCHKISS et HARLOW

En effectuant une résolution analytique, dans un cas simplifié, de l'équation de HELMHOLTZ pour la vorticité, HOTCHKISS et HARLOW (1973) proposent un modèle pour décrire le champ de vitesse lorsque le vent est perpendiculaire à la rue (cf. figure I.5.2-b) :

$$\overline{u} = \frac{A}{k} \left[e^{ky} (1+ky) - \beta e^{-ky} (1-ky) \right] \sin(kx)$$
(I.5.4)

$$\overline{w} = -Ay \left[e^{ky} - \beta e^{-ky} \right] \cos(kx) \tag{I.5.5}$$

où

- $\beta = e^{-2kH}$
- $A = kU_H/(1-\beta)$
- U_H est la vitesse du vent au niveau des toits;
- $k = \pi/W$
- y = z H
- *H* et *W* représentent la hauteur et la largeur de la rue.

Ce champ correspond physiquement à un écoulement de recirculation à l'intérieur de la rue. L'équation d'advection-diffusion pour la concentration est ensuite résolue par une méthode approchée. La solution obtenue est fournie par la relation :

$$\overline{c} = \overline{c}_{ext} + \left(\frac{q}{W}\right)\sqrt{\frac{W}{\kappa U_H}} - \left(\frac{qy}{W\kappa}\right)\left(1 + \frac{U_H\cos(kx)}{4k\kappa(1-\beta)}\left[e^{ky}(1-ky) - \beta e^{-ky}(1+ky)\right]\right) \quad (I.5.6)$$

où q représente le débit de la source. La diffusivité turbulente κ peut être reliée à la vitesse de l'écoulement par la relation :

$$\mathbf{K} = l \sqrt{\alpha_1 U_H^2 + \alpha_2 U_s^2} \tag{I.5.7}$$

où l représente une échelle de longueur caractéristique de la turbulence, U_s une vitesse induite par le déplacement des véhicules, α_1 et α_2 des constantes évaluées empiriquement.

Le premier terme de l'équation I.5.6 correspond à la concentration advectée par l'écoulement extérieur. Le deuxième terme définit la concentration moyenne à l'intérieur de la rue. Le troisième terme exprime la variation de concentration dans la rue et en particulier, l'écart entre l'amont et l'aval. Malheureusement, ce dernier terme s'avère assez peu représentatif de la répartition observée expérimentalement. Pour cette raison, le modèle de HOTCHKISS et HARLOW n'a été que partiellement utilisé par la suite. En effet, le modèle d'écoulement a été repris dans plusieurs modèles rue-canyon (YAMARTINO et WIEGAND, 1986 ; LANZANI et TAMPONI, 1995 ; HARGREAVES et BAKER, 1997), alors que le modèle de concentration n'a, à notre connaissance, jamais été utilisé.

I.5.2.2.3 Le modèle CPBM

Le Canyon Plume Box Model (YAMARTINO et WIEGAND, 1986) est basé sur des considérations physiques simples. L'écoulement dans la rue est déterminé à l'aide du modèle de HOTCHKISS et HARLOW (1973). La concentration dans la rue est décomposée en la somme d'une contribution dite "de fond" (ou "de recirculation"), correspondant aux polluants accumulés dans la rue en raison du mouvement tourbillonnaire, et d'une contribution "directe" du panache de polluants issu de la source. La concentration de recirculation est calculée en supposant qu'à chaque tour du panache à l'intérieur de la rue, seule une fraction F recircule :

$$C_{rec} = \frac{q}{U_{sol}(W/2)} \frac{F}{1-F} \tag{I.5.8}$$

La fraction F est calculée à partir de la relation :

$$F = \exp(-t_s/\tau) \tag{I.5.9}$$

où t_s représente le temps caractéristique de recirculation du tourbillon et τ le temps de rétention des polluants dans la rue. La contribution directe est calculée à l'aide d'une formule gaussienne en supposant que le panache peut être décomposé en trois segments rectilignes (cf. figure I.5.3a). Le modèle CPBM a été validé par comparaison avec des expériences réalisées à Cologne.

L'avantage de ce modèle est d'introduire, à l'aide de l'approche gaussienne, une représentation physique du panache qui circule dans la rue. Cependant, comme cela apparaît sur la figure I.5.3a, cette représentation est assez rudimentaire (panaches rectilignes) et elle suppose qu'il existe une unique recirculation.



a) Modèle CPBM.



Figure I.5.3 – Définition des géométries utilisées dans les modèles CPBM et OSPM.

I.5.2.2.4 Le modèle CAR

Le modèle CAR (EERENS *et al.*, 1993) est un modèle empirique, construit à partir d'une série d'expériences en soufflerie. Un grand nombre de configurations différentes – en terme de forme de la rue, de vitesse et de direction du vent, de présence d'arbres, … – ont été étudiées et ont permis d'établir des relations simples en fonction de la distance entre le récepteur et la source.

Cependant, cette approche, bien que facile à mettre en œuvre, est purement empirique et ne permet pas de distinguer les mécanismes physiques sous-jacents. L'amélioration de ce modèle, par la prise en compte de phénomènes spécifiques, est donc très limitée.

I.5.2.2.5 Le modèle OSPM

L'Operational Street Pollution Model (HERTEL et BERKOWICZ, 1989; BERKOWICZ *et al.*, 1994; BERKOWICZ *et al.*, 1997) a été développé sur le même principe que le modèle CPBM. Des critères géométriques simples sont utilisés pour délimiter les zones de recirculation (cf. figure I.5.3-b). La concentration est décomposée en deux termes : un terme de concentration moyenne et un terme de contribution directe de la source. La concentration moyenne dans chaque zone de recirculation est calculée en effectuant un bilan de la quantité de polluants à l'intérieur. Pour modéliser l'échange à travers l'interface avec l'écoulement extérieur, des vitesses de ventilation sont utilisées, reliées empiriquement à la vitesse de l'écoulement. Dans le cas d'une rue de section carrée, la concentration moyenne est définie par :

$$C_{rec} = \alpha \frac{q}{U_H W} \text{ avec } \alpha \simeq 10$$
 (I.5.10)

où α est une constante empirique. Pour déterminer la contribution directe de la source, on suppose que la direction de l'écoulement dans chaque zone dépend de la direction du vent extérieur. La contribution directe est calculée à partir d'une relation gaussienne entre le récepteur et la source.

Des expériences in situ réalisées au Danemark (BERKOWICZ *et al.*, 1996 ; PALMGREN *et al.*, 1996) ont permis d'ajuster les paramètres empiriques et de valider le modèle. Le modèle OSPM a été appliqué et testé pour différentes études opérationnelles (SACRÉ *et al.*, 1995 ; BUCKLAND, 1998 ; BUCKLAND et MIDDLETON, 1999).

I.5.2.2.6 Les autres modèles

D'autres modèles simples ont été développés pour représenter l'écoulement et la dispersion dans une rue-canyon, mais leur utilisation est moins répandue. Citons en particulier les approches proposées par NICHOLSON (1975), JOUMARD et VIDON (1980), HARGREAVES et BAKER (1997) ou encore HASSAN et CROWTHER (1998b).

I.5.2.3 Les limitations des approches existantes

Les différents modèles précédents présentent beaucoup d'avantages et sont largement utilisés pour l'étude de la pollution en milieu urbain. Cependant, plusieurs réserves peuvent être formulées à leur encontre. Tout d'abord, l'élaboration de ces modèles a permis de définir un certain nombre de relations empiriques pour décrire la dispersion mais ces relations n'ont pas toujours été expliquées par une modélisation physique. Par exemple, la concentration "de recirculation" est calculée dans la plupart des modèles à partir d'une formule du type $C = \alpha Q/UWL$, dans laquelle α est une constante souvent voisine de 10. Il serait intéressant d'interpréter la valeur de α en fonction des caractéristiques de l'écoulement et de la turbulence.

Ensuite, ces modèles sont généralement construits pour le cas d'un vent perpendiculaire à la rue (souvent ressenti comme le cas le plus défavorable). Les autres directions de vent sont traitées comme une variation par rapport à la direction perpendiculaire. En effet, la composante de l'écoulement dans une section perpendiculaire à l'axe de la rue est couramment supposée proportionnelle au sinus de l'angle d'incidence du vent extérieur. Ceci correspond à l'intuition que l'on peut avoir des phénomènes mais, à notre connaissance, cela n'a jamais été vraiment vérifié. Il serait donc intéressant de savoir quelle est la nature exacte de l'écoulement et de la turbulence lorsque la direction du vent extérieur est quelconque.

Enfin, plusieurs études récentes (HOYDYSH et DABBERDT, 1994 ; SCAPERDAS et COLVILE, 1999) tendent à démontrer le rôle essentiel des intersections sur le champ de concentration dans une rue.

Malheureusement, les modèles pratiques n'intègrent pas ces résultats et ne traitent souvent que le cas d'une rue isolée, à l'exception du modèle CPBM qui propose une modélisation schématique des échanges au niveau des intersections. Il est par conséquent nécessaire de réfléchir à la prise en compte de ces phénomènes dans des modèles opérationnels.

I.5.3 La démarche adoptée

I.5.3.1 Objectifs

Le but principal de ce projet de recherche est de développer des outils pratiques de modélisation de la dispersion des polluants atmosphériques en milieu urbain, à l'échelle des quartiers et des rues. Ces modèles seront basés sur le concept de rue-canyon.

Bien que les modèles rue-canyon aient été beaucoup utilisés, de nombreux aspects du problème n'ont pratiquement pas été étudiés ou n'ont fait l'objet que de paramétrisations empiriques. Le premier objectif de ce travail est donc d'identifier et de modéliser les mécanismes qui régissent l'écoulement et la dispersion à l'intérieur d'une rue isolée. Nous nous intéresserons en particulier aux échanges entre la rue et l'atmosphère extérieure, à l'influence de la géométrie de la rue, de la vitesse, de la turbulence ou de la direction du vent.

Il convient également de constater que, malgré le nombre de travaux sur le sujet, l'approche rue-canyon n'a quasiment pas été poussée plus loin, vers un modèle considérant plusieurs rues interconnectées. Notre deuxième objectif sera donc d'étudier les interactions entre plusieurs rues, en particulier au niveau des intersections, et de proposer un modèle pour l'écoulement et la dispersion dans un *réseau de rues*. Il faudra entre autres déterminer si les résultats obtenus pour une grande rue isolée restent applicables à un tronçon de rue situé à l'intérieur d'un quartier.

Cependant, tous les aspects du problème de la dispersion des polluants à l'échelle de la rue ne seront pas traités au cours de ce travail. En effet, il nous a semblé préférable de nous consacrer pleinement à l'étude de certains mécanismes plutôt que de disperser nos efforts en voulant traiter l'ensemble du problème. En particulier, nous n'avons pas abordé des sujets tels que la *turbulence induite par les véhicules* ou l'*influence des effets thermiques*. Ces phénomènes sont néanmoins importants et peuvent, dans certains cas, modifier sensiblement les mécanismes fondamentaux que nous étudierons dans le cadre de ce travail. Pour plus de détail, on se reportera à la littérature sur le sujet : pour les effets thermiques, citons les travaux de CA *et al.* (1995) et ceux de l'École Centrale de Nantes (LEVI ALVARES, 1993 ; SINI *et al.*, 1996). Concernant l'effet de la turbulence induite par les véhicules, plusieurs études ont été réalisées au cours des années 80, notamment par EskRIDGE (ESKRIDGE et HUNT, 1979 ; ESKRIDGE *et al.*, 1979 ; ESKRIDGE et THOMPSON, 1982 ; PLATE, 1982 ; ESKRIDGE et RAO, 1983 ; ESKRIDGE et RAO, 1986 ; HERTEL et BERKOWICZ, 1989 ; ESKRIDGE et PETERSEN, 1991). Ce sujet semble bénéficier aujourd'hui d'un regain d'attention (DELAUNAY et HOUSEAUX, 1997 ; KASTNER-KLEIN *et al.*, 1998 ; KASTNER-KLEIN *et al.*, 1999b ; KETZEL *et al.*, 1999).

La démarche adoptée au cours de ce travail associe la recherche fondamentale sur les mécanismes de dispersion à cette échelle, basée sur des approches théoriques, expérimentales et numériques, et le développement d'outils opérationnels pour la modélisation appliquée de la pollution, intégrant les résultats de cette recherche fondamentale.

I.5.3.2 Présentation de la démarche

Ce mémoire est composé de quatre parties. Dans la première partie, nous avons fait une introduction générale des principaux aspects de la problématique abordée et nous avons présenté les concepts théoriques et les outils qui seront utilisés au cours de ce travail. La deuxième partie sera consacrée à la modélisation d'une rue isolée. La troisième partie traitera le problème des interactions entre plusieurs rues et de la modélisation d'un réseau de rues. Enfin, dans la quatrième partie nous présenterons des exemples d'applications des outils développés au cas de l'agglomération lyonnaise.

Chacune de ces parties comporte plusieurs chapitres qui abordent différents aspects du problème. Nous nous sommes efforcés, dans la plupart des chapitres, d'inclure un rappel des travaux majeurs sur le sujet, de développer une modélisation théorique du problème posé et de valider cette modélisation par des simulations numériques et des expériences en soufflerie. L'association des approches numériques et expérimentales, loin d'être redondante, présente au contraire beaucoup d'intérêt. En effet, ces approches sont très complémentaires. La modélisation numérique fournit une description spatiale des écoulements qui permet une analyse fine. Les expériences en soufflerie constituent un moyen de comparaison des modèles et permettent d'accéder à une information instantanée sur la turbulence. C'est pourquoi, dans la mesure du possible, nous avons couplé les deux démarches.

I.5.3.2.1 Modélisation à l'échelle d'une rue (Partie II)

Pour modéliser la dispersion de polluants à l'échelle d'une rue, nous allons utiliser une décomposition analogue à celle proposée par YAMARTINO et WIEGAND (1986). La concentration totale en un point situé à l'intérieur de la rue peut être scindée en deux termes, représentés sur la figure I.5.4:

- La contribution de recirculation, qui représente le niveau moyen de concentration dû à l'enroulement du panache sur lui-même à l'intérieur de la rue. Ce terme dépend essentiellement des échanges turbulents à l'interface entre la rue et l'atmosphère extérieure.
- La contribution directe de la source, qui exprime la variabilité spatiale de la concentration dans la rue. Ce terme dépend surtout de la topologie de l'écoulement dans la rue
 qui controle l'advection du panache et du niveau de turbulence à l'intérieur qui agit sur la diffusion de ce panache.

En vertu de la linéarité de l'équation d'advection-diffusion, on peut supposer que ces deux termes sont découplés l'un de l'autre. Il est alors possible de décomposer le problème en les déterminant indépendamment.



Figure I.5.4 – Décomposition de la concentration à l'intérieur de la rue en deux termes.

Concentration de recirculation

La concentration de recirculation est uniforme dans toute la rue et peut être interprétée comme une concentration moyenne, dont la valeur est principalement liée aux échanges de polluants entre la rue et le milieu extérieur. Pour déterminer cette concentration moyenne, il suffit d'effectuer un bilan de la quantité de polluants sur le volume de la rue, cette approche étant couramment appelée *modèle de boîte* (LETTAU, 1970):

$$\frac{\partial (LHWC)}{\partial t} = \mathcal{Q} + \mathcal{P} - \mathcal{D} + \mathcal{Q}_{E1} + \mathcal{Q}_{E2} - \mathcal{Q}_S - \mathcal{Q}_D$$
(I.5.11)

où

- $\frac{\partial (LHWC)}{\partial t}$ représente la variation temporelle de la quantité totale LHWC de polluants dans la rue. L, H et W définissent les dimensions de la rue (cf. figure I.5.1) et C la concentration moyenne.
- Q est le terme source correspondant principalement aux émissions dues à la circulation automobile. Il dépend d'un grand nombre de paramètres dont en particulier le trafic, la vitesse des véhicules ou le type de motorisation. Dans la deuxième et la troisième partie de ce travail, nous considérerons que ce terme est connu. Dans la quatrième partie, nous reviendrons sur les méthodes utilisées pour sa détermination.
- \mathcal{P} et \mathcal{D} sont les termes de production et de destruction de la substance considérée par réaction chimique dans le volume de la rue. Il est important de souligner que seules quelques réactions chimiques sont suffisamment rapides pour pouvoir se développer à l'échelle de la rue (ex. de la transformation NO \longleftrightarrow NO₂). Dans le cadre de ce travail, nous n'aborderons quasiment pas ce problème et nous supposerons généralement que les polluants considérés sont passifs. Cependant, lors des comparaisons effectuées dans la quatrième partie, nous utiliserons un modèle chimique simple pour décrire la transformation NO \longleftrightarrow NO₂.
- Q_{E1} et Q_{E2} correspondent aux flux de polluants à travers les extrémités de la rue. Lorsqu'il existe un mouvement d'air le long de la rue à la vitesse moyenne U, ces flux pourront être modélisés par un terme convectif du type HWUC. Ces termes seront à l'origine des échanges de polluants entre plusieurs rues au niveau des intersections.
- Q_S est le flux de matière entre la rue et l'atmosphère extérieure, à travers l'interface située au sommet de la rue. En raison de l'absence d'un mouvement vertical moyen à ce niveau, ce flux de polluants sera principalement dû aux échanges par diffusion turbulente.
- Q_D représente le flux de dépôt du polluant sur les parois de la rue. Ce terme intervient essentiellement dans le cas des particules solides. Cet aspect ne sera pas abordé au cours de ce travail.

Les flux \mathcal{P} , \mathcal{D} et \mathcal{Q}_D ne seront donc pas reproduits. Pour simplifier le problème de la modélisation d'une rue, on fait généralement l'hypothèse que celle-ci est isolée et de longueur infinie. Dans ce cas, il n'est pas nécessaire de considérer les flux \mathcal{Q}_{E1} et \mathcal{Q}_{E2} aux extrémités de la rue. Le seul terme à modéliser reste alors le flux turbulent \mathcal{Q}_S entre la rue et l'atmosphère extérieure. Dans le premier chapitre de la deuxième partie, nous proposons un modèle pour décrire ce flux en fonction des caractéristiques turbulentes de l'écoulement. Le modèle est basé sur une représentation, par une *couche de mélange*, de l'interface entre la rue et l'écoulement extérieur. L'équation I.5.11 sera alors résolue afin de déterminer une première expression de la concentration de recirculation.
Contribution directe de la source

La concentration directe représente l'hétérogénéité du champ de concentration à l'intérieur de la rue. En fonction de la topologie de l'écoulement, le panache de polluants issu de la source sera advecté dans un sens ou dans l'autre et générera des écarts de concentration entre les différentes parties de la rue. La modélisation de cette concentration directe suppose donc que l'on s'intéresse aux caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur de la rue. Cet écoulement dépend de la géométrie de la rue et surtout de la direction du vent extérieur. C'est pourquoi nous avons scindé notre exposé en trois chapitres, traitant séparément les différentes directions du vent :

- Le vent perpendiculaire à la rue: Lorsque le vent est perpendiculaire à la rue, l'écoulement moyen est constitué d'une ou plusieurs recirculations bidimensionnelles. Cette propriété nous a permis de développer un modèle d'écoulement potentiel, associé à une résolution analytique de l'équation d'advection-diffusion par une méthode de transformations conformes. Les résultats ont été comparés à des simulations numériques et à des expériences en soufflerie, sur plusieurs configurations de rues de géométries différentes.
- Le vent parallèle à la rue: Lorsque le vent extérieur est parallèle à l'axe de la rue, les recirculations disparaissent et il se forme un écoulement canalisé. Nous proposons un modèle analytique pour décrire les profils de vitesse moyenne dans la rue et nous utilisons un modèle gaussien pour décrire le champ de concentration.
- Le vent d'orientation quelconque : Lorsque le vent est d'incidence quelconque, nous vérifions par simulation numérique dans quelle mesure l'écoulement dans une rue de longueur infinie est la superposition d'un écoulement de type "perpendiculaire" et d'un écoulement de type "parallèle". Nous mettons également en évidence la complexité des mécanismes de dispersion dans une telle configuration et les limites de l'hypothèse de *rue infinie*.

Les cas décrits dans les chapitres précédents correspondent à une configuration de rue infinie. Cette hypothèse est utile car elle permet de nombreux développements analytiques mais elle ne correspond pas à la réalité. C'est pourquoi nous devons également nous intéresser au cas d'une rue de longueur finie, en modélisant les interactions à l'échelle d'un quartier.

I.5.3.2.2 Modélisation à l'échelle d'un quartier (Partie III)

À partir du moment où l'on admet qu'une rue est de longueur finie, il est nécessaire de prendre en considération les échanges de matière aux extrémités et, par voie de conséquence, de modéliser les jonctions entre plusieurs rues. Cette démarche nous amène à définir la notion de *réseau de rues*, qui sera à la base de notre modélisation à l'échelle d'un quartier.

Un réseau de rues est une représentation schématique d'un quartier urbain, utilisant les concepts associés à la théorie des graphes. Le graphe du réseau (cf. figure I.5.5) est un ensemble de segments connectés au niveau des nœuds. Chaque segment représente un tronçon de rue et chaque nœud une intersection. Au cours de la deuxième partie, nous avons développé un certain nombre de modélisations pour traiter le cas d'un tronçon de rue. Dans la troisième partie, nous allons étudier le problème des intersections et la modélisation de l'ensemble du quartier.

Le premier chapitre est consacré à l'étude du transport des polluants dans les intersections. Nous introduisons un modèle phénoménologique pour décrire les échanges de matière entre les différentes rues. Plusieurs types d'intersections sont ensuite modélisées numériquement et expérimentalement afin de vérifier les mécanismes proposés dans le modèle.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons un nouveau modèle permettant de traiter l'écoulement et la dispersion dans un réseau de rues. Ce modèle opérationnel, appelé *SIRANE*, est basé sur une



Figure I.5.5 – Définition d'un réseau de rues. Les bâtiments sont illustrés en gris. Le graphe des segments de rues et des nœuds d'intersection est également représenté.

résolution de l'équation bilan I.5.11 pour chaque rue d'un réseau. Les échanges de matière entre les différentes rues au niveau des intersections sont pris en compte. Le transport des polluants par l'écoulement extérieur est modélisé à l'aide d'une approche gaussienne. Le modèle ainsi défini est ensuite comparé au code *Mercure* dans des configurations idéalisées de quartier.

I.5.3.2.3 Application à l'agglomération lyonnaise (Partie IV)

Pour illustrer l'intérêt de la démarche adoptée, nous avons appliqué les outils de modélisation développés pour étudier la pollution à l'échelle locale d'un quartier de l'agglomération lyonnaise. Cette application a pour premier objectif de mettre en évidence le travail de gestion des bases de données (données géographiques SIG, météorologiques, ...), indispensable en vue de l'utilisation des modèles. Elle permettra ensuite une première validation des outils développés au cours de ce travail par comparaison à des mesures de terrain. Enfin, nous présenterons quelques applications concrètes permettant d'apprécier les potentialités des approches proposées.

Le premier chapitre de la quatrième partie est consacré à la description des bases de données utilisées. Nous aborderons en particulier les problèmes du cadastre et de la topographie urbaine, de la météorologie, des émissions de polluants et des données concernant la pollution.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons une application au quartier du $6^{\text{ème}}$ arrondissement de Lyon. Les résultats d'une étude statistique sur une période d'une année ont été comparés aux mesures de terrain. Plusieurs exemples d'analyse des résultats sont ensuite proposés, afin de fournir des cartographies de la pollution, d'évaluer la représentativité des mesures par capteurs fixes et d'estimer l'exposition de la population.

Conclusion de la première partie

Cette première partie a tout d'abord permis d'introduire la problématique de la modélisation de la dispersion à l'échelle locale, dans le cadre plus général de la pollution atmosphérique. Elle nous a ensuite permis de décrire les concepts et les outils utilisés dans la suite de ce travail. Nous avons tout d'abord présenté les principaux éléments de la théorie de la couche limite atmosphérique. Cela nous a conduits à définir la canopée urbaine et à décrire les phénomènes qui s'y développent. Nous nous sommes ensuite intéressés à la dispersion au sein des écoulements turbulents, en rappelant différents résultats intéressants. Puis nous avons décrit les principes, les avantages et les limitations des techniques de modélisation numérique (codes de calcul) et des techniques expérimentales (soufflerie) que nous avons utilisées. Enfin, nous avons présenté la démarche adoptée, en introduisant les différentes parties de ce mémoire.

Parmi les différents éléments de la canopée urbaine, la *rue* est une entité bien définie, à laquelle sont associés un certain nombre de mécanismes spécifiques. Au cours de la deuxième partie de ce travail, nous allons nous intéresser à la description et à la modélisation de ces mécanismes.

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. A 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 rétention¹, 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:

$$C = \alpha \frac{Q}{UD^2} \tag{II.1.1}$$

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 α , 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 Ula 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 Λ , 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 (TOLLMIEN, 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 rueatmosphère.

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 κ . 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 :

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

Nous supposerons 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 κ_u et κ_c égaux à un unique coefficient de diffusivité κ . Le paramètre κ 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):

$$\mathbf{K} = k^{1/2}l\tag{II.1.3}$$

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- ε , 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*. 1

<



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 :

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = 0 \qquad \text{Conservation de la masse} \qquad (\text{II.1.4})$$

$$\overline{u}\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{w}\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}\right) \qquad \text{Conservation de la quantité de mouvement} \qquad (\text{II.1.5})$$

$$\overline{u}\frac{\partial \overline{c}}{\partial x} + \overline{w}\frac{\partial \overline{c}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\kappa\frac{\partial \overline{c'w'}}{\partial z}\right) \qquad \text{Conservation de la concentration} \qquad (\text{II.1.6})$$

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

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

 σ_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 :

$$K_1 \text{ et } K_2 \ll \frac{L_x}{4\sigma_0^2} \frac{(U_1 - U_2)^2}{(U_1 + U_2)}$$
 (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 \overline{u} . Cela implique que la fonction de courant de l'écoulement s'écrive² :

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

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

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

Physiquement, cette condition permet de garantir que la ligne de séparation entre les deux courants, définie par $\psi = 0$, correspond à l'iso-vitesse $\overline{u} = U_m$. 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

^{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 :

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:

avec $U_m = (U_1 + U_2)/2$ et $F(\xi)$ la fonction d'affinité. La variable ξ 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 \overline{u} et \overline{w} :

$$\begin{cases} \overline{u} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = \sigma U_m F'(\xi) \\ \overline{w} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{U_m}{2\sqrt{x}} (\xi F'(\xi) - F(\xi)) \end{cases}$$
(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:

$$F''' + 2\sigma F F'' = 0 \tag{II.1.11}$$

Pour résoudre cette équation, on effectue un développement limité de σF 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 :

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

où 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 :

$$\bar{c} = \frac{C_1 + C_2}{2} + \frac{C_1 - C_2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma z}{x}\right)$$
(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 dxde l'interface entre les deux courants (définie par z = 0):

$$d\mathcal{Q}_s = -\kappa \left. \frac{\partial \overline{c}}{\partial z} \right|_{z=0} dx \tag{II.1.14}$$

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 :

$$\frac{\partial Q_s}{\partial x} = -\frac{1}{4\sigma_0 \sqrt{\pi}} (U_1 - U_2) (C_1 - C_2)$$
(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 coincident. 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 apparaı̂tre cette constante a pour ne pas alourdir les notations mais on gardera à l'esprit son existence.

II.1.2.3 Ecoulement 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 :

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

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

$$\begin{cases} \overline{u} = \frac{U_1 + U_2}{2} + \frac{U_1 - U_2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma z}{\sqrt{x}}\right) \\ \overline{c} = \frac{C_1 + C_2}{2} + \frac{C_1 - C_2}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma z}{\sqrt{x}}\right) \end{cases}$$
(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 :

$$\frac{\partial \mathcal{Q}_s}{\partial x} = -\sqrt{\frac{U_m \mathbf{K}_m}{4\pi x}} (C_1 - C_2) \tag{II.1.19}$$

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 ε 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.

	$Cas n^{o} 1$		$Cas n^{o} 2$		
	Courant n ^o 1	Courant n ^o 2	Courant n ^o 1	Courant n ^o 2	
U (m/s)	2	1	2	1	
$K (m^2/s)$	0,8	0,8	1,7	1,7	
$C (\text{kg/m}^3)$	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-similitude.

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 supposerons 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- ε 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 ε . Ces variables sont fournies par deux équations de transport dans lesquelles les coefficients de diffusion K/σ_k et K/σ_{ε} (respectivement) sont différents ($\sigma_k = 1$ et $\sigma_{\varepsilon} = 13$). 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 κ soit similaire au profil de u. Moyennant cette hypothèse, ces variables peuvent être reliées par l'égalité :

$$\frac{\overline{\mathbf{K}} - \mathbf{K}_m}{\mathbf{K}_m} = \frac{\overline{u} - U_m}{U_m} \quad \text{avec } \mathbf{K}_m = \frac{\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2}{2}$$
(II.1.20)

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

$$-\frac{\sigma^2 U_m^2}{2x} F F'' = \frac{\mathcal{K}_m U_m \sigma^3}{x} \left[\left(1 - \frac{\lambda_{\mathrm{K}}}{\lambda_u} \right) F''' + \sigma \frac{\lambda_{\mathrm{K}}}{\lambda_u} \left(F''' F' + F''^2 \right) \right]$$
(II.1.21)

avec

$$\lambda_{\rm K} = \frac{{\rm K}_1 - {\rm K}_2}{{\rm K}_1 + {\rm K}_2} \qquad \text{et} \qquad \sigma = \sqrt{\frac{U_m}{4{\rm K}_m}} \tag{II.1.22}$$

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

$$(1-r)f''' + r\left(f'''f' + f''^2\right) + 2ff'' = 0$$
(II.1.23)

Pour résoudre cette équation, on effectue un développement limité de f par rapport à λ_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 λ_u et en posant $g = f'_1$, il reste finalement :

$$g''(1 + \lambda_{\rm K}g) + g'(2\xi + \lambda_{\rm K}g') = 0$$
 (II.1.24)

Si $\lambda_{\rm K} = 0$ (c'est-à-dire K₁ = K₂), 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 λ_K : $g(\xi) = \operatorname{erf}(\xi) + \lambda_K g_1(\xi) + \lambda_K^2 g_2(\xi) + \dots$ À l'ordre 1, ce développement fournit l'équation:

$$g_1'' + 2\xi g_1' = \frac{4\xi}{\sqrt{\pi}} e^{-\xi^2} \operatorname{erf}(\xi) - \frac{4}{\pi} e^{-2\xi^2}$$
(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 \overline{u} , de concentration \overline{c} et de diffusivité turbulente \overline{K} sont fournis par :

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

avec

$$g_1(\xi) = \operatorname{erf}(\xi) + \lambda_{\mathrm{K}} \left[-\frac{e^{-\xi^2}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{e^{-\xi^2}}{\sqrt{\pi}} + \xi \operatorname{erf}(\xi) \right) + \frac{1 - \operatorname{erf}(\xi)^2}{2} \right]$$
(II.1.27)

La fonction g_1 contient un terme dissymétrique par rapport à ξ , d'ordre 1 en $\lambda_{\rm K}$. 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:

$$\frac{\partial \mathcal{Q}_s}{\partial x} = -\sqrt{\frac{U_m \,\mathrm{K}_m}{4\pi x}} (C_1 - C_2) \left(1 + \lambda_\mathrm{K}^2 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \right) \right) \tag{II.1.28}$$

Cette expression est analogue à l'équation II.1.19, avec un terme correctif en $\lambda_{\rm K}^2$ qui permet de prendre en compte la différence des niveaux de turbulence. Le coefficient $\lambda_{\rm K}$ 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 nº 1	Courant nº 2
U (m/s)	2	1
$K (m^2/s)$	0,9	0,09
$C (\text{kg/m}^3)$	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-similitude, 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 $\bar{\kappa}$ 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 ξ 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 λ_u et λ_K . Ceci dit, l'allure du profil analytique reste satisfaisante et semble bien reproduire la dissymétrie induite par la différence entre K₁ et K₂. 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 \overline{u} , \overline{c} et $\overline{\kappa}$. 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 \mathcal{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 :

$$\mathcal{V}\frac{\partial C}{\partial t} = \mathcal{Q} - \mathcal{Q}_s \tag{II.1.29}$$

 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 :

$$\mathcal{T} = \frac{t_r U}{D} = \frac{\mathcal{V}}{D\mathcal{S}} \frac{\mathcal{S}UC}{\mathcal{Q}_s} \tag{II.1.30}$$

 \mathcal{T} dépend de deux termes : d'une part du rapport $\mathcal{V}/D\mathcal{S}$ qui définit la géométrie de l'interface ; d'autre part du rapport $\mathcal{SUC}/\mathcal{Q}_s$ 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 Λ .

Pour exprimer \mathcal{T} en fonction de Λ , 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 Λ . Lorsque Λ est inférieur à une valeur critique Λ_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 :

$$\mathcal{T} = \frac{1}{\frac{1}{\mathcal{T}_0} + \frac{DS}{\mathcal{V}}\sqrt{\frac{D}{L_x}}\sqrt{\frac{\Lambda}{2\pi}}}$$
(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 $\mathcal{T} = \frac{t_r U}{D}$	$\mathcal{T}_0 = \frac{\mathcal{V}}{D\mathcal{S}} 4\sigma_0 \sqrt{\pi}$	$\frac{\mathcal{V}}{D\mathcal{S}}\sqrt{\frac{L_x}{D}}\sqrt{\frac{2\pi}{\Lambda}}$

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 Λ_c est définie par :

$$\Lambda_c = \frac{L_x}{D} \frac{1}{4\sigma_0^2} \tag{II.1.32}$$

La longueur de la zone de recirculation dans le sillage d'un cube est d'environ 25 D entre le point de décollement sur l'arête amont et le point de recollement (Evans, 1957). Ceci permet d'estimer la valeur de Λ_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 Λ . Pour des valeurs de Λ faibles, on observe des variations importantes de ces quantités. Pour des valeurs plus élevées, on constate un comportement plus uniforme en fonction de Λ : \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 Λ (d'après VINCENT, 1977, figure 4).

Le temps de rétention \mathcal{T}_0 correspondant à $\Lambda \ll \Lambda_c$ dépend du rapport géométrique $\mathcal{V}/D\mathcal{S}$, 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 – $1/T - 1/T_0$ en fonction du paramètre de turbulence Λ . 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 Λ 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 supposerons que $\Lambda \gg \Lambda_c$. Une source de polluants, de débit massique 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 :

$$HWL\frac{\partial C_{rue}}{\partial t} = \mathcal{Q} - \mathcal{Q}_s \tag{II.1.33}$$

Pour déterminer le flux turbulent Q_s , on intègre l'expression II.1.19 sur toute l'interface de la zone de recirculation:

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

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:

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

avec:

$$C_0 = \frac{\mathcal{Q}}{U_H W L} \sqrt{\frac{\pi}{\Lambda}} \tag{II.1.36}$$

$$t_r = \frac{H}{U_H} \sqrt{\frac{\pi}{\Lambda}} \tag{II.1.37}$$

 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 constante³ dépendant de Λ . Pour pouvoir utiliser l'expression II.1.36 dans un modèle de type rue-canyon, il est donc nécessaire de relier le paramètre Λ aux caractéristiques turbulentes de l'écoulement.

II.1.4.2 Modélisation de Λ

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

$$\Lambda = \frac{\kappa_m}{U_H W} = \frac{\sigma_{u_i} l}{U_H W} \tag{II.1.38}$$

où σ_{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 δ 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 létait 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 :

$$t_{turb} = t_{adv} = \frac{W}{U_{ext}} \tag{II.1.39}$$

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- ε , 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 σ_{u_i}/U_H au niveau de l'interface :

$$\frac{l}{W} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma_{u_i}}{U_H} \tag{II.1.40}$$

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 :

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

Finalement, l'écart de concentration adimensionnée ΔC^* 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 :

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



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 σ_{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 σ_{u_i} par σ_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^{ère} 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 σ_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 turb

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

La paramétrisation de σ_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 σ_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 supposerons donc connue la valeur de σ_w/U_H ; dans le cas de comparaison des concentrations entre ce modèle et d'autres approches, nous utiliserons les valeurs de σ_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 (SF₆) 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 :

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

Cette expression est analogue à la relation II.1.37, dans laquelle nous avons montré que α dépend de la turbulence. Il serait donc intéressant de vérifier si notre modèle permet de retrouver la valeur $\alpha = 6.25$ 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 même 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 ⁴ $\sigma_w/U_H \simeq$ 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 α intervenant dans l'équation II.1.43. On obtient $\alpha_{th} = 11,1$ alors que $\alpha_{exp} = 6,25$. 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 $U_H/u_{*r} \simeq 25$ (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" :

$$C_0 \simeq \alpha \frac{Q}{U_H W L} \text{ avec } \alpha = 7$$
 (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 α que les expériences de DEPAUL et SHEIH. Il est intéressant de constater que les valeurs de α 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 α 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 :

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

où κ_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 :

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

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 σ_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 σ_w/U_H . Une prise en compte explicite de ce paramètre permettrait de redonner une valeur physique plus réaliste au rapport σ_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 0.02 < H/W < 0.065). 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 corotatives 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 coı̈ncide globalement avec le régime d'isolated roughness. L'écoulement est constitué de deux tourbillons corotatifs : 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 centresvilles, 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 GEORGII (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 à 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 (GEORGII *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 (SOBOTTKA, 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. À 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. À 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 (Сноск, 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 $\bar{c} \propto \exp(-b z^q)$ (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'entrainement 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'entrainement 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'entrainement disparait. Une autre expérience en soufflerie (PEARCE et BAKER, 1997) a permis de montrer l'entrainement 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 (GRONSKEI, 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 (RA-FAILIDIS 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 Equation 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 ($\nabla \wedge \boldsymbol{u} = \boldsymbol{0}$). De tels écoulements sont appelés écoulements potentiels car le champ de vitesse dérive d'une fonction ϕ ($\boldsymbol{u} = \nabla \phi$) appelée potentiel de vitesse. Si l'on suppose que le fluide est incompressible ($\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0$), on montre aisément que ϕ est une fonction harmonique, solution de l'équation de LAPLACE $\Delta \phi = 0$. L'hypothèse d'incompressibilité permet également d'introduire le vecteur potentiel \boldsymbol{A} défini de façon univoque par $\boldsymbol{u} = \nabla \wedge \boldsymbol{A}$ et $\nabla \cdot \boldsymbol{A} = 0$. Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel, \boldsymbol{A} se réduit à un vecteur perpendiculaire au plan de l'écoulement, dont la norme ψ est appelée fonction de courant. ψ intervient également dans une équation de LAPLACE $\Delta \psi = 0$.

L'écoulement potentiel bidimensionnel¹ 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.

$$\Delta \phi = 0 \tag{II.2.1}$$

$$\Delta \psi = 0 \tag{II.2.2}$$

$$v = \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial \psi}{\partial z} \tag{II.2.3}$$

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \tag{II.2.4}$$

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 (ϕ et ψ 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 ϕ et ψ apparaît à travers leurs lignes isovaleurs. Les lignes iso- ψ sont les lignes de courant de l'écoulement, tandis que les lignes iso- ϕ 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 ϕ et ψ , on peut définir le potentiel complexe des vitesses f par:

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

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 :

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

^{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-zà un plan image ξ - η par l'intermédiaire de la relation :

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

Chaque point du plan y-z a une image unique dans le plan ξ - η , 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 équipotentielles et les lignes de courant sera donc transformé, dans le plan ξ - η , en un autre réseau de lignes orthogonales. On peut montrer que ce nouveau réseau est constitué des lignes de courant et des équipotentielles 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 ξ - η par $F(\zeta)$, la fonction F est liée à f par la simple relation :

$$F(\zeta) = f(s) = f(g^{-1}(\zeta))$$
 (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 ϕ et ψ , la nouvelle coordonnée complexe $\zeta = \phi + i\psi$ est dans ce cas égale à la fonction f(y,z) (cf. équation II.2.5):

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

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 :

$$F(\zeta) = f\left(f^{-1}(\zeta)\right) = \zeta \tag{II.2.10}$$

et donc
$$w(\zeta) = \frac{\partial F}{\partial \zeta} = 1$$
 (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 ϕ :

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

Il est donc très intéressant d'utiliser l'espace ϕ - ψ 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 demiplan dans l'espace transformé. L'image de la frontière polygonale par cette transformation est l'axe des abscisses du plan image.



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

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

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 ζ où la frontière est rectiligne, s'écrit :

$$\frac{ds}{d\zeta} = K \frac{\sqrt{\zeta^2 - a^2}}{\sqrt{\zeta^2 - 1}} \tag{II.2.14}$$

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 ζ , 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 ζ :

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

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

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

La résolution de l'écoulement dans le plan s se réduit donc à la résolution dans le plan ζ . 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 ζ , défini par le potentiel complexe $F(\zeta) = U_{\zeta} \cdot \zeta$. La vitesse U_{ζ} 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^{∞} d'un point situé à une distance infinie de la cavité, cette vitesse sera reliée à U_{ζ} par la relation :

$$U_s^{\infty} = \left. \frac{\partial f}{\partial s} \right|_{s=\infty} = \left. \frac{\partial F}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=\infty} \left. \frac{\partial \zeta}{\partial s} \right|_{\zeta=\infty} = \frac{U_{\zeta}}{K} \tag{II.2.17}$$

Le potentiel complexe de l'écoulement dans le plan ζ est donc fourni par :

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

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 ζ en fonction de la position s dans le plan réel. Or l'équation II.2.15 fournit s en fonction de ζ . 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 équipotentielles 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 ζ 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 :

$$s = s_0 + K \int_{\zeta_0}^{\zeta} \prod_{i=1}^{N} (\zeta' - \zeta_i)^{\frac{-\alpha_i}{\pi}} d\zeta'$$
(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 ζ_i des points images des sommets du polygone. Ce problème, appelé *problème des paramètres*, est compliqué car chaque paramètre ζ_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 ζ 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 $(\zeta_1, \zeta_2, ..., \zeta_N)$, dans lequel le couple (s_0, ζ_0) est imposé :

$$\begin{cases} s_{1} = s_{0} + K \int_{\zeta_{0}}^{\zeta_{1}} \prod_{i=1}^{N} (\zeta - \zeta_{i})^{\frac{-\alpha_{i}}{\pi}} d\zeta \\ s_{2} = s_{0} + K \int_{\zeta_{0}}^{\zeta_{2}} \prod_{i=1}^{N} (\zeta - \zeta_{i})^{\frac{-\alpha_{i}}{\pi}} d\zeta \\ \cdots \\ s_{N} = s_{0} + K \int_{\zeta_{0}}^{\zeta_{N}} \prod_{i=1}^{N} (\zeta - \zeta_{i})^{\frac{-\alpha_{i}}{\pi}} d\zeta \end{cases}$$
(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 ζ_i sont réels. Si l'on fixe que le couple imposé (s_0,ζ_0) correspond à un des sommets du polygone (par exemple (s_1,ζ_1)), on peut réécrire le système II.2.20 en ne faisant intervenir que N - 1 équations réelles :

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

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

avec t qui varie entre 0 et 1, ce qui correspond à un chemin d'intégration rectiligne entre ζ_0 et ζ . On utilisera généralement comme borne initiale d'intégration ζ_0 le pôle le plus proche de ζ .

Inversion de l'équation

Pour déterminer ζ 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 100×100) 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 rotationnelle. 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 RAN-KINE, 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:

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

où Γ 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 :

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

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'induira 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 ζ 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 ζ 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 Γ . Pour déterminer leur valeur, nous allons nous appuyer sur des observations de résultats numériques ou expérimentaux. Γ 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 $y \ge 0$. 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 :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \left(\iiint_{\mathcal{V}} \rho \frac{\overline{v}^{2}}{2} dV \right)}_{\mathrm{I}} = \underbrace{-\iint_{\mathcal{S}} (\overline{P} + \rho \frac{\overline{v}^{2}}{2}) \overline{u} \cdot \mathbf{n} dS}_{\mathrm{II}} + \underbrace{\iint_{\mathcal{S}} (\mathbf{\mathbb{T}} \cdot \mathbf{n}) \cdot \overline{u} dS}_{\mathrm{III}} + \underbrace{\iiint_{\mathcal{V}} \rho \mathbf{f} \cdot \overline{u} dV}_{\mathrm{IV}} - \underbrace{\iiint_{\mathcal{V}} \mathbf{\mathbb{T}}_{ij} \frac{\partial \overline{u_{i}}}{\partial x_{j}} dV}_{\mathrm{V}}}_{\mathrm{V}}$$
(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 :

Terme III =
$$\tau_0 V_{int} W$$
 (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:

Terme V (couche limite) =
$$2C_D \left(\frac{H}{W}V_{int}\right)^3 H + C_D V_{int}^3 W$$

= $C_D V_{int}^3 W \left[1 + 2\left(\frac{H}{W}\right)^4\right]$ (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):

$$C_D = \frac{1}{[2,635 + 0.618\ln(\mathcal{L}/\epsilon)]^{2.57}}$$
(II.2.28)

où \mathcal{L} représente la longueur de développement de la couche limite et ϵ 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 :

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

où κ_{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 $\mathbb{T}_{ij} \sim \kappa_{int} 2V_{int}/H$, $\partial \overline{u_i}/\partial x_j \sim 2V_{int}/H$ 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} :

$$C_D W \left[1 + 2 \left(\frac{H}{W} \right)^4 \right] V_{int}^2 + 2\kappa_{int} \frac{W}{H} \left[1 + \left(\frac{H}{W} \right)^4 \right] V_{int} - \tau_0 W = 0$$
(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 κ_{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 (~ $C_D(hV_{int}/W)^2$, où h est la hauteur de la recirculation) soit suffisante pour annuler l'énergie cinétique dans la partie inférieure de cette recirculation (~ $V_{int}^2/2$). Le critère définissant la position de l'interface serait alors de garantir un rapport constant entre ces deux termes :

$$C_D \left(\frac{h}{W}\right)^2 = \text{Cste}$$
 (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 :

$$\frac{\partial \overline{c}}{\partial t} + \overline{u} \cdot \nabla \overline{c} = -\nabla \cdot \overline{u'c'} + D\Delta \overline{c} + \overline{S}$$
(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 IK. Nous supposons dans

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

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:

$$\overline{v}\frac{\partial\overline{c}}{\partial y} + \overline{w}\frac{\partial\overline{c}}{\partial z} = \kappa \left(\frac{\partial^2\overline{c}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\overline{c}}{\partial z^2}\right) + \overline{S}$$
(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 ϕ - ψ . 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 :

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

où $\overline{S_{\phi-\psi}}$ est l'image du terme source par la transformation conforme ($\overline{S_{\phi-\psi}} d\phi d\psi = \overline{S} dy dz$). Cette équation n'est autre que l'équation d'advection-diffusion dans l'espace ϕ - ψ , où la vitesse est orientée dans la direction ϕ 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 ϕ - ψ

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 (kg.m⁻¹.s⁻¹) située au point de coordonnées (ϕ_s, ψ_s) est :

$$\overline{c}(\phi,\psi) = \frac{\mathcal{Q}}{2\pi\kappa} \exp\left(\frac{\phi-\phi_s}{2\kappa}\right) K_0\left(\frac{\sqrt{(\phi-\phi_s)^2 + (\psi-\phi_s)^2}}{2\kappa}\right)$$
(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 :

$$\overline{c}(\phi,\psi) \simeq \frac{\mathcal{Q}}{2\sqrt{\pi\kappa(\phi-\phi_s)}} \exp\left(-\frac{(\psi-\psi_s)^2}{4\kappa(\phi-\phi_s)}\right) \text{ lorsque } \begin{cases} \frac{\sqrt{(\phi-\phi_s)^2 + (\psi-\psi_s)^2}}{2\kappa} \gg 1\\ \text{et}\\ (\phi-\phi_s)^2 \gg (\psi-\psi_s)^2 \end{cases}$$
(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 ϕ - ψ 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 ϕ - ψ 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 (ϕ_s, ψ_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^{ime} sous-domaine est la somme de trois termes :

$$\overline{c}_{i}(y,z) = \underbrace{\sum_{j=1}^{N_{s}} \overline{c}_{i,j}^{s}(y,z)}_{\text{Sources}} + \underbrace{\sum_{j=1}^{N_{f}} \overline{c}_{i,j}^{f}(y,z)}_{\text{Flux à l'interface}} + \underbrace{C_{moy,i}}_{\text{Conc. moy.}}$$
(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 ϕ n'est pas définie de façon unique car l'écoulement est doublement connecté, ce qui implique que ϕ est défini à une constante Γ 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 ϕ . L'image principale d'une recirculation par la transformation conforme est une bande du plan ϕ - ψ , de largeur Γ (cf. figure II.2.14). En reproduisant cette bande de façon périodique dans la direction ϕ , 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 ϕ - ψ . 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.² Afin d'étudier uniquement les mécanismes associés à la rue sans être perturbés par les conditions géométriques à l'amont de cette rue, nous supposerons 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 ($z_0 = 1.5$ cm). La vitesse caractéristique au sommet de la couche limite est de 5 m/s ($u_* = 0.23$ m/s).

A 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 devrons 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 ϵ est d'environ 15 μ 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- ε , 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_{∞} (l'équation I.2.12 fournit une relation directe entre u_* et U_{∞}) 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 :

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

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 Wet 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 \overline{u}/U_{∞} 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 (2.10⁵). 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 $z_0 \simeq \epsilon/30 = 15$ cm; les parois d'aluminium utilisées en soufflerie ont une rugosité $\epsilon \simeq 15 \,\mu\text{m}$. 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 σ_u de la distribution de vitesse: en soufflerie, σ_u est calculé directement sur la période d'échantillonnage; dans les modèles numériques de type k- ε , la fluctuation est déterminée à partir de la relation $\sqrt{2/3} k$, 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 σ_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, σ_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 σ_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 σ_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- ε 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 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).



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



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

Figure II.2.20 – Vitesse moyenne.



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



Figure II.2.21 – Fluctuation de vitesse.



a) Champ de concentration C^* (soufflerie).



Figure II.2.22 – Concentration moyenne $C^* = \frac{CU_HWL}{Q}$: 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 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 décollent en formant une recirculation sur le toit. La taille de cette recirculation est 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 σ_u/U_{∞} , 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 σ_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 audessus 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'expérience³. 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 recollement est situe sur la paroi du bâtiment 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 \overline{u}/U_{∞} 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 \overline{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 σ_u/U_{∞} 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 σ_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 σ_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).



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



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

Figure II.2.24 – Vitesse moyenne.



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



Figure II.2.25 – Fluctuation de vitesse.


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).



Figure II.2.27 – **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 \overline{u}/U_{int} et profil horizontal de \overline{w}/U_{int} .

Figure II.2.28 – Vitesse moyenne.



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







a) Champ de concentration C^* (soufflerie).



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 théorique⁴ 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 \overline{u}/U_{∞} 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 \overline{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 écoulement secondaires analogues apparaissent. Les conditions aux extrémités de la rue seront bien évidement 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 σ_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- ε , 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- ε 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 \overline{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) Évolution de la turbulence entre l'amont et l'aval de la rue (soufflerie).



b) Fluctuation de vitesse σ_u/U_{int} à x/W = 0.

c) Fluctuation de vitesse σ_u/U_{int} à z/H = 0.75.

Figure II.2.35 – Fluctuation de vitesse.



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



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.



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 (BUCK-LAND 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:

$$U(z) = U_0 \exp(z/Z_0)$$
 où Z_0 est une échelle de longueur fonction de la rugosité z_0 (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 trainée 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 :

$$U = \frac{U_0 Z_0}{H} \left(1 - \exp(H/Z_0)\right)$$
(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 (entrainement 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 $mouillé^1$ 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 < 05

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 :

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

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:

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

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.

Entrainement par l'écoulement extérieur

L'écoulement à l'intérieur d'une rue parallèle au vent est déterminé par l'entrainement 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 τ_0 , est relié à la vitesse de frottement u_* par la relation :

$$\tau_0 = \rho u_*^2 \tag{II.3.5}$$

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'entrainement, 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 ($\overline{v} = 0$ et $\overline{w} = 0$) et que la composante longitudinale est établie ($\partial \overline{u}/\partial x = 0$) et stationnaire ($\partial \overline{u}/\partial t = 0$). Les tensions de REYNOLDS sont modélisées par une hypothèse de BOUSSINESQ faisant intervenir la diffusivité turbulente K. Enfin, l'effet du gradient de pression longitudinal sera considéré comme négligeable par rapport à l'effet de l'entrainement.

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

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mathbf{K} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mathbf{K} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right) = 0 \tag{II.3.6}$$

Cette équation peut être réécrite sous forme adimensionnelle :

$$\frac{\partial}{\partial y^{+}} \left(\kappa^{+} \frac{\partial \overline{u}^{+}}{\partial y^{+}} \right) + \frac{\partial}{\partial z^{+}} \left(\kappa^{+} \frac{\partial \overline{u}^{+}}{\partial z^{+}} \right) = 0 \qquad \text{avec} \qquad \left\{ \begin{array}{c} y = \delta_{i} y^{+} & z = \delta_{i} z^{+} \\ \overline{u} = U_{m} \overline{u}^{+} & \kappa = K_{m} \kappa^{+} \end{array} \right.$$
(II.3.7)

où δ_i représente l'épaisseur de la couche limite qui se développe sur les parois verticales; δ_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 variables², 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 κ^+ sous la forme:

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

$$K^{+} = y^{+}g(z^{+}) \tag{II.3.9}$$

Les variations horizontales et verticales de u^+ sont représentées par les fonctions f et g. On suppose que la variation verticale de κ^+ 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:

$$f'g^2 + y^+ f''g^2 + y^+ fgg'' + y^+ fg'^2 = 0$$
(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 $-C^2$:

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

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

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

$$u^{+}(y^{+},z^{+}) = \frac{u^{+}_{*}(z^{+})}{\kappa} \ln\left(\frac{y^{+}}{y^{+}_{i}}\right) \text{ avec } \begin{cases} u^{+}_{*}(z^{+}) = \frac{2}{\pi} \frac{g(z^{+})\kappa J_{1}(C)}{J_{1}(C)Y_{0}(C) - J_{0}(C)Y_{1}(C)} \\ y^{+}_{i} = \frac{2}{C} \exp\left[\frac{\pi}{2} \frac{Y_{1}(C)}{J_{1}(C)} - \gamma\right] \end{cases}$$
(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 :

$$\mathbf{K} = u_* \kappa y \qquad \text{soit} \qquad \mathbf{K}^+ = \frac{U_m \delta_i}{K_m} u_*^+ \kappa y^+ \tag{II.3.15}$$

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 :

$$K_m = \frac{2}{\pi} \frac{U_m \delta_i \kappa^2 J_1(C)}{J_1(C) Y_0(C) - J_0(C) Y_1(C)}$$
(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 :

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

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 :

$$\rho K_m \frac{C}{\sqrt{2}} U_m = \rho u_*^2 \tag{II.3.18}$$

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 :

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

 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 demitube 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 = 1et $i = i_{max}$ 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 avions 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



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 $1/200^{\text{e}}$. 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_{∞} 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.



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 \overline{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 κ_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 \overline{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 supposerons 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 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 ponctuelle³:

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

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

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

où E_1 est la fonction *exponentielle intégrale* d'ordre un⁴. 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

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

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

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

^{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):



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 :

$$C_{rue} = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \left(C_{[y_s+2iW],z_s} + C_{[y_s+2iW],-z_s} \right) + \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \left(C_{[-y_s+(2i+1)W],z_s} + C_{[-y_s+(2i+1)W],-z_s} \right)$$
(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/2et 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 $C^* = \overline{c}U_H W L/Q$ 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 $U_{\infty} = U_{\infty} i_x + V_{\infty} i_y$. On note θ_{∞} 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 \overline{u} correspond à la vitesse qu'aurait un écoulement parallèle à la rue, de vitesse extérieure U_{∞} , et les composantes \overline{v} et \overline{w} correspondent à la vitesse qu'aurait un écoulement perpendiculaire à la rue, de vitesse extérieure V_{∞} (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 $V_H < 2 \text{ m/s}$; en effet, V_H devrait être proportionnelle à $\sin(\theta_{\infty})$ et tendre vers 0 lorsque θ_{∞} 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 connaitre 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 celuici 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 :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i' u_j'}{\partial x_j} \tag{II.4.1}$$

Pour décrire l'écoulement stationnaire dans une rue d'orientation quelconque, nous supposerons 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 supposerons 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 :

$$\left| \overline{v} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \overline{w} \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right| = -\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}$$
(II.4.2)

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

$$\overline{v}\frac{\partial\overline{w}}{\partial y} + \overline{w}\frac{\partial\overline{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial v'w'}{\partial y} - \frac{\partial w'^2}{\partial z}$$
(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 \overline{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 \overline{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:

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

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 δp de l'hélice doit alors être proportionnel à $\cot(\theta_{\infty})$: cela implique que δp 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 θ_{∞} tandis que lorsque l'on descend à l'intérieur de la rue, la vitesse \overline{v} (perpendiculaire à la rue) subit une diminution plus importante que la vitesse \overline{u} (parallèle à la rue) et l'angle θ 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 θ ont été étudiées : 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 75° et 90°.

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.4.2b). 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 δp 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.



l'orientation du vent extérieur.

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.



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

Les profils de vitesse dans le plan y-z, adimensionnée par la composante transversale V_{∞} , 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 \overline{v} et \overline{w} par rapport à la composante \overline{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.4.2.2.3 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 \overline{u} . De plus, pour $15^{\circ} \leq \theta_{\infty} \leq 60^{\circ}$, les profils de vitesse \overline{u}/U_{∞} 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 \overline{u} reste proportionnelle à U_{∞} .

Il est alors intéressant de se demander si la vitesse moyenne à travers une section de rue est systématiquement proportionnelle à U_{∞} 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_{∞} est quasiment indépendant de la direction du vent. Lorsque θ_{∞} se rapproche de 90°, ce comportement est moins bien vérifié. Cela provient certainement du fait que dans ce cas, U_{rue} et U_{∞} 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_{∞} 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_{∞} – 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.4.2.2.4 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- ε 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 $\theta_{\infty} \ge 30^{\circ}$, 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- ε 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.

$\begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} \begin{array}{c} 0\\ \end{array}\\ \end{array}\\ \theta\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} 0\\ \end{array}\\ 0\\ -30\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ 0\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ 0\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ 0\\ \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \begin{array}{c} \end{array}\\ \end{array}$

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.



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 θ_{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° , 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 \overline{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_{∞} , 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 \overline{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 hélicoidal 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 apparaı̂t 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 \overline{v} et \overline{w} sont autosimilaires, 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_{∞} , 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 :

$$\frac{\partial \overline{c}}{\partial t} + \overline{\boldsymbol{u}} \cdot \boldsymbol{\nabla} \overline{c} = -\boldsymbol{\nabla} \cdot \overline{\boldsymbol{u'}c'} + \overline{S}$$
(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 \overline{c} ne dépend que des variables y et z. Cette simplification permet de réécrire l'équation précédente, pour un état stationnaire, sous la forme :

$$\overline{v}\frac{\partial\overline{c}}{\partial y} + \overline{w}\frac{\partial\overline{c}}{\partial z} = -\frac{\partial\overline{v'c'}}{\partial y} - \frac{\partial\overline{w'c'}}{\partial z} + \overline{S}$$
(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 avions 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.4.4c, 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 :

$$C_{rue} = \frac{\mathcal{Q}\sqrt{2}\pi}{\sigma_w W} \tag{II.4.8}$$

où Q représente le débit de la source par unité de longueur. Ce résultat n'est cependant valable qu'à condition que θ_{∞} 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 θ_{∞} 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 \overline{v} et \overline{w} sont analogues à celles d'un écoulement perpendiculaire à la rue, de vitesse extérieure V_{∞} . 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 θ_{∞} , 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 θ_{∞} 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 :

$$\frac{\partial (C_{rue}(x,t))}{\partial t}HWdx = \mathcal{Q}\,dx + HWU_{rue}\left(C_{rue}(x,t) - C_{rue}(x+dx,t)\right) - \mathcal{Q}_S\,dx \qquad (\text{II.4.9})$$



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 :

$$Q_S = \frac{\sigma_w W}{\sqrt{2\pi}} (C_{rue}(x,t) - C_{ext})$$
(II.4.10)

où σ_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:

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

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

$$C_{rue}(x) = C_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{L_0}\right) \right] \text{ avec } \begin{cases} C_0 = \frac{Q\sqrt{2}\pi}{\sigma_w W} \\ L_0 = \frac{U_{rue}H\sqrt{2}\pi}{\sigma_w} \end{cases}$$
(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 θ_{∞} est proche de 90°, 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 rue¹. 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.

$$\frac{L_0}{H} \simeq 16.7 \cos(\theta_\infty)$$

^{1.} D'après la figure II.4.4-c, le rapport $\sigma_u/|U_{\infty}|$ est de 0,08 au niveau de l'interface. Par ailleurs, la figure II.4.3 nous indique que $U_{rue}/(|U_{\infty}|\cos(\theta_{\infty}))$ 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:

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 θ_{∞} . 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 θ_{∞} . 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 rue². 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 θ_{∞} 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 θ_{∞} 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 conduirons, 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 supposerons 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:

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

La solution stationnaire de cette équation est alors :

$$C_{rue} = \frac{\mathcal{Q}}{U_{rue}WL} \left[\frac{1}{\frac{H}{L} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sigma_w}{U_{rue}}} \right]$$
(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 $L \to \infty$ et $\theta_{\infty} \to 90^{\circ}$, 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 θ_{∞} 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 boite, 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 θ_{∞} , 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 \overline{v} et \overline{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 NO \leftrightarrow NO₂), 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*?

Troisième partie

Écoulement et dispersion à l'échelle d'un quartier

Si la rue est une échelle adaptée à une modélisation simplifiée de la dispersion des polluants, le quartier constitue souvent une entité culturelle plus homogène, associée aux problématiques de l'homme dans la ville. En effet, l'histoire architecturale, l'activité économique, la vie associative, les centres locaux de décision politique (mairies d'arrondissements), constituent souvent un ensemble cohérent à l'échelle du quartier. Afin de prévoir l'impact sur la pollution des projets d'aménagements urbains ou des plans de circulation des véhicules, il est donc important de pouvoir modéliser le transport des effluents atmosphériques à cette échelle. Pour aborder ce problème, nous proposons, au cours de cette partie,

Pour aboraer ce probleme, nous proposons, au cours de cette partie, de généraliser l'approche rue-canyon à la description d'un ensemble de plusieurs rues connectées. Dans le premier chapitre, nous nous intéresserons à la modélisation des intersections de rues et des échanges associés. Le deuxième chapitre sera consacré à l'étude de la dispersion dans un réseau de rues et nous présenterons un modèle adapté à cette échelle.

III.1 Intersection entre plusieurs rues

Ce chapitre est consacré à l'étude des intersections de rues. Après quelques rappels bibliographiques, nous proposons un modèle décrivant les flux d'air et de polluants au niveau d'une intersection. Par la suite, ce modèle est comparé à des simulations numériques et à des expériences en soufflerie. Différentes configurations caractéristiques sont étudiées : rétrécissement et élargissement de rue, carrefour entre deux rues avec variation du rapport d'aspect des rues et de la direction du vent, intersection formant une place.

III.1.1 Généralités

Les intersections de rues jouent un rôle important dans l'étude de la dispersion des polluants au sein de la canopée urbaine. Du point de vue des émissions automobiles, la présence des feux de signalisation génère une surémission associée au temps de séjour des véhicules à l'arrêt (feu rouge) et à leur accélération au démarrage (feu vert). Du point de vue de la dispersion des polluants, les intersections constituent une zone d'échanges entre les différentes rues. Par exemple, une rue piétonne peut être polluée si elle est connectée à une rue où la circulation est importante. Enfin, du point de vue de la mesure, de nombreux capteurs sont placés au voisinage des intersections; l'analyse des données mesurées par ces capteurs suppose donc de comprendre les mécanismes de transport à ce niveau (OTT, 1977; SCAPERDAS et COLVILE, 1999).

III.1.1.1 Analyse bibliographique

Il existe peu d'études sur les écoulements et la dispersion au niveau des intersections entre plusieurs rues. Au cours des années 70 et 80, plusieurs expériences in situ (O'TOOLE *et al.*, 1975 ; ROSAS *et al.*, 1980 ; BULLIN *et al.*, 1982) ont été réalisées sur des intersections de routes, dans des zones dégagées, afin d'évaluer l'impact du croisement de plusieurs autoroutes, en particulier au niveau des grands échangeurs. Parallèlement, plusieurs modèles semi-empiriques (IMM, MICRO2), basés sur un modèle gaussien, ont été développés pour estimer les concentrations à proximité de ces carrefours (BENESH, 1978 ; ZAMURS et PIRACCI, 1982 ; GRIFFIN, 1983 ; MESSINA, 1983).

Au sein de la canopée urbaine, plusieurs travaux ont porté sur la dispersion à travers des groupes d'obstacles (DAVIDSON *et al.*, 1996 ; MACDONALD *et al.*, 1997 ; ISNARD, 1999). L'objectif de ces approches est d'étudier l'effet global du groupe sur un panache de polluants. Bien qu'elles puissent fournir des observations qualitatives sur l'effet des intersections, elles ne permettent pas de décrire en détail les phénomènes. De plus, les obstacles utilisés sont généralement cubiques,

si bien qu'il est difficile dans ce cas de parler d'intersection de rues.

Finalement, les intersections entre plusieurs rues suffisamment longues et bordées de bâtiments, ont été peu étudiées. En évoquant les spécificités de la canopée urbaine, ZAMURS (1990) a montré la nécessité de développer des modèles de dispersion adaptés à la simulation de ce type d'intersection. Une série d'expériences en soufflerie (HOYDYSH et DABBERDT, 1994; HOYDYSH et al., 1995) a permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes particuliers. En effet, des mesures de concentration ont été réalisées au sein d'un réseau de rues et d'avenues perpendiculaires. L'écoulement n'a donc pas été déterminé de façon explicite mais les résultats obtenus pour la concentration nous permettent de dégager quelques informations sur son comportement. Il semble que le champ de vitesse dans l'intersection soit dominé par l'écoulement de la rue la plus large (avenue). En effet, lorsqu'une source est située dans une avenue, le traceur se disperse principalement dans cette avenue et très peu dans les rues voisines, même au niveau des intersections. Ceci est vrai quel que soit l'angle d'incidence de l'écoulement. Lorsque cette source est située dans la rue la plus étroite, le polluant se disperse dans celle-ci jusqu'à la première intersection rencontrée. Ensuite, le traceur semble être emporté par l'écoulement de l'avenue perpendiculaire. En ce qui concerne les niveaux de concentration dans l'intersection, des écarts importants ont été observés au sein même de l'intersection. Le maximum est presque toujours situé au coin d'un bâtiment. D'autres expériences sur des intersections ont été réalisées en soufflerie par KASTNER-KLEIN et PLATE (1998). Les mesures du champ de vitesse indiquent que l'écoulement dans l'intersection est orienté dans la direction du vent extérieur, sans déviation avec l'altitude. Le mouvement tourbillonnaire ou hélicoidal, caractéristique des rues, ne semble donc pas être présent dans les intersections.

Quelques études récentes ont montré l'intérêt des simulations numériques pour étudier ce type d'écoulement complexe. HUNTER *et al.* (1990) ont mis en évidence la présence d'un vortex d'axe vertical à l'extrémité de la rue, à la limite de l'intersection, lorsque cette rue est perpendiculaire à l'écoulement extérieur. SCAPERDAS et COLVILE (1999) ont simulé une intersection réelle de Londres et ont mis en évidence différentes natures d'écoulement dans l'intersection en fonction de la direction du vent. Ils ont également montré que le maximum de concentration est situé à l'angle du bâtiment dont les deux faces se trouvent sous l'influence directe des sources de polluants. Par ailleurs, dans une étude à caractère plus appliquée, GADILHE *et al.* (1993) ont simulé l'écoulement dans une place de Nantes. Ils ont mis en évidence l'apparition d'une recirculation localisée à l'intérieur de la place.

Enfin, le seul modèle théorique basé sur une analyse des phénomènes physiques au sein d'une intersection a été proposé par YAMARTINO et WIEGAND (1986). Il suppose que l'intersection peut être assimilée à une boîte bien mélangée, alimentée par les rues situées à l'amont et par les sources situées dans l'intersection. À l'aide d'un bilan de masse sur cette boîte, ce modèle fournit une valeur moyenne pour la concentration dans l'intersection. Malheureusement, l'hypothèse d'une boîte bien mélangée semble être en désaccord avec les écarts de concentration observés par Hoydysh et DABBERDT (1994) dans un carrefour.

Il ressort de cette analyse bibliographique qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, de modèle phénoménologique satisfaisant pour décrire les mécanismes de dispersion dans une intersection. Il y a donc un besoin de comprendre ces mécanismes de manière générale et non dans des situations particulières. Nous proposons, dans ce chapitre, d'aborder ce problème.

III.1.1.2 Définition d'une intersection

Avant d'étudier l'écoulement et la dispersion, nous allons revenir sur la notion même d'intersection. Le terme *intersection* regroupe en effet un grand nombre de configurations géométriques différentes et il est utile de préciser notre cadre de travail. Tout d'abord, nous nous limiterons au cas des intersections situées dans la canopée urbaine, c'est-à-dire constituées de rues bordées de bâtiments. Les intersections que nous allons étudier sont basées sur la notion de tronçon de rue, homogène en terme de largeur, hauteur et direction. Une intersection peut ainsi être définie comme la zone de jonction entre plusieurs tronçons de rue. Par exemple, une rue comportant un élargissement de section ou un changement de direction sera considérée comme une jonction de deux segments de rue. Cette définition permet de décomposer le problème de la modélisation d'un quartier en deux parties : d'une part les tronçons de rue homogènes, modélisés à l'aide des approches décrites dans la deuxième partie ; d'autre part les intersections entre plusieurs tronçons.

Comme tout problème réel, la géométrie des intersections de rues est particulièrement complexe. Cette complexité est liée d'une part à la quantité de paramètres nécessaires pour définir l'intersection (nombre de rues, caractéristiques de ces rues, taille et forme de l'intersection, détails des toits, des façades, du sol, ...) et d'autre part à la diversité des configurations possibles, qui rend difficile l'expression d'une forme universelle d'intersection. L'étude d'une intersection passe donc nécessairement par l'utilisation d'un *modèle géométrique simplifié*, reproduisant uniquement les principales caractéristiques de l'intersection, à l'instar de l'approche *rue-canyon* qui consiste à représenter une rue par une cavité rectangulaire. Pour simplifier la définition géométrique d'une intersection, nous supposerons donc que chaque rue qui constitue cette intersection peut être représentée par l'approche *rue-canyon*. Les façades des bâtiments, les toits et le sol seront supposés plans, et caractérisés par une rugosité aérodynamique uniforme.

Les types d'intersections rencontrées dans une zone urbaine sont très variés, et induisent des comportements aérodynamiques très différents. Pour simplifier le problème, nous proposons de classer ces intersections en deux grandes catégories :

- Les intersections simples : Une intersection simple se définit par un ensemble d'au moins deux segments de rue concourants en l'une de leurs extrémités. Des exemples d'intersections simples sont représentés sur les figures III.1.1-a à c. Une intersection de ce type est entièrement définie par les caractéristiques des rues qui la composent et par la position du point de concours, centre de l'intersection. On peut remarquer que deux segments de rue peuvent former une intersection si les caractéristiques de ces segments (largeur, hauteur, orientation) sont différentes. Le cas le plus fréquent d'intersection simple est le croisement entre deux rues perpendiculaires.
- Les places : Il arrive fréquemment que l'espace défini par une intersection simple soit élargi pour former ce que nous appellerons une *place* (cf. figures III.1.1-d à f). Une place est généralement de forme circulaire ou rectangulaire, cette forme étant un paramètre supplémentaire pour définir l'intersection. Lorsqu'une place est suffisamment grande, il est possible que les segments de rue ne soient plus concourants (cf. figure III.1.1-f).

L'élément distinctif entre ces deux typologies d'intersections est la taille de la zone d'intersection. Dans une intersection simple, cette zone est réduite et la surface d'échange avec l'atmosphère extérieure est limitée. Dans le cas d'une place, cette zone peut devenir très importante, augmentant ainsi l'échange avec l'extérieur. Le type d'intersection déterminera donc le régime d'écoulement et les échanges de polluants qui se développent à ce niveau. Nous allons revenir sur ce point en nous intéressant maintenant à l'analyse des phénomènes de transport.

*III.*1.2 Modèle de transport des polluants dans une intersection

L'écoulement et la dispersion à l'intérieur d'une intersection sont des phénomènes particulièrement complexes. La description détaillée de l'écoulement dans différentes configurations,



Figure III.1.1 – Différents types d'intersections : simples (a,b,c), avec place (d,e,f).

à l'aide de modèles numériques ou d'expériences en soufflerie, fournit une grande quantité d'informations, qui s'avèrent indispensables mais dont il est souvent difficile d'extraire des conclusions générales. Il est donc important de faire une analyse phénoménologique préalable des principaux mécanismes de transport. L'objectif de cette analyse est de construire un modèle simple de transport des polluants dans une intersection.

L'analyse géométrique effectuée précédemment a permis de différencier deux types de carrefours, en fonction de la taille de la *zone d'intersection*. Par analogie à la classification proposée par OKE (1988) pour l'écoulement dans une rue-canyon (cf. chapitre II.2), il est vraisemblable qu'il existe plusieurs régimes d'écoulement dans une intersection, en fonction de la taille de cette zone. Dans le cas d'une intersection simple, l'écoulement interne sera relativement confiné et l'écoulement extérieur peu modifié (ce régime est à rapprocher du régime de *skimming flow* pour la rue). Par contre, dans le cas des grandes places, l'écoulement extérieur sera modifié car il pourra pénétrer plus largement dans l'intersection. Il n'existe pas, à l'heure actuelle, de critère définissant la transition entre ces deux régimes d'écoulement. Dans le cadre de cette étude, nous nous limiterons à des zones d'intersection de petite taille, où l'écoulement interne est confiné. La recherche du critère de transition et la modélisation des places devront faire l'objet d'études ultérieures.

L'objectif principal du modèle d'intersection que nous allons développer est de déterminer les flux de polluants échangés entre les différentes rues connectées. Pour cela, nous proposons de décomposer le problème en deux étapes. Dans une première étape, nous déterminerons quels sont les flux moyens d'air traversant l'intersection et comment ils s'organisent. Dans une deuxième étape, nous nous intéresserons au transport et à la diffusion turbulente des polluants advectés par ces flux d'air. Ces mécanismes permettront par exemple d'expliquer les hétérogénéités du champ de concentration au sein de l'intersection (Hoydysh et Dabberdt, 1994) ou le mélange des polluants issus de différentes rues.

III.1.2.1 Écoulement moyen

L'écoulement d'air dans une intersection de rues est un phénomène complexe qui met en jeu des interactions entre les écoulements dans les différentes rues. Au cours de l'analyse des simulations numériques et des expériences en soufflerie que nous avons réalisées, nous illustrerons quelques détails de ce type d'écoulement. Mais pour modéliser les caractéristiques principales de ce problème, il est nécessaire d'effectuer des hypothèses simplificatrices.

La principale hypothèse que nous utiliserons porte sur le découplage entre l'écoulement dans la rue et l'écoulement dans l'intersection. Nous supposerons en effet que l'écoulement qui se développe dans chaque tronçon de rue est indépendant de la présence des intersections. Nous supposerons également que cet écoulement est équivalent à celui que l'on aurait dans une rue de longueur infinie. Dans notre esprit, cette hypothèse s'apparente à un postulat, qui n'a pas de justification a priori. Nous allons construire notre modèle sur ce postulat et nous vérifierons que les conséquences qui en découlent sont approximativement en accord avec les expériences ou les simulations numériques. Néanmoins, il est possible d'interpréter physiquement cette hypothèse du point de vue de l'écoulement dans la rue. Étant donné qu'il n'existe pas de source de quantité de mouvement à l'intérieur de la rue – à l'exception du déplacement des véhicules que nous négligerons en première approximation – l'écoulement dans la rue ne peut être induit que par l'écoulement extérieur ou par une différence de pression entre ses extrémités. L'hypothèse que nous avons effectuée revient à supposer que le premier effet est prépondérant devant le second, principalement en raison de la longueur de la rue (définissant la zone d'échange avec l'écoulement extérieur) qui est grande par rapport à la dimension de ses extrémités.

Il ne faut pas cacher que cette hypothèse est très simplificatrice. En effet, nous avons montré au chapitre II.4 que la présence des intersections aux extrémités d'un tronçon de rue modifie sensiblement les caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur de celui-ci. Le modèle proposé constitue donc une première approximation, dans laquelle les phénomènes sont semi-couplés, puisqu'on ne modélise que l'effet des rues sur l'intersection. Dans une étape future, le modèle devra intégrer l'influence de l'intersection sur l'écoulement dans la rue.

III.1.2.1.1 Bilan des flux – Mouvement vertical

Pour effectuer un bilan aérodynamique des flux dans une intersection, définissons un volume de contrôle, constitué de N + 1 sections d'entrée ou de sortie (figure III.1.2). Les N sections verticales correspondent aux extrémités des N rues et la section horizontale correspond à l'interface entre l'intersection et l'écoulement extérieur. Aux frontières de ce domaine, nous avons supposé que l'écoulement dans chaque rue est de type rue-canyon et qu'il n'est pas perturbé par la présence de l'intersection. Le débit d'air \dot{V}_i traversant la section située à l'extrémité de la rue i ne dépend donc que des caractéristiques de cette rue et de l'écoulement extérieur. Du point de vue de l'intersection, ce débit est donc une condition imposée, qui peut être déterminée à partir de la vitesse longitudinale moyenne, exprimée au chapitre II.4. Connaissant ainsi le débit d'air sur N sections du volume de contrôle, il est possible de déterminer le flux vertical à travers la dernière section en appliquant l'équation de continuité. Si la somme des débits horizontaux entrants est égale à la somme des débits horizontaux sortants, alors le flux vertical est nul. Par contre, si ces deux sommes ne sont pas égales, un mouvement vertical pourra apparaître.





Figure III.1.2 – Volume de contrôle pour le bilan des flux.

Figure III.1.3 – Exemple d'un flux vertical ascendant $(\dot{V}_1 > \dot{V}_2)$.

Nous avons représenté, sur la figure III.1.3, un exemple d'intersection dans laquelle on peut observer la formation d'un mouvement vertical. Nous vérifierons, au paragraphe III.1.3, l'existence d'un tel mouvement.

La présence d'un flux vertical au sein de l'intersection va permettre un échange de polluants entre l'intérieur de la canopée urbaine et l'atmosphère extérieure. Cet échange s'effectuera essentiellement dans la partie supérieure de l'intersection. Dans la partie inférieure, la composante dominante de l'écoulement sera horizontale. Les flux d'air correspondants permettront des échanges de matière entre les différentes rues connectées. Pour modéliser la répartition de ces flux – c'est-à-dire pour déterminer le débit d'air circulant d'une rue vers une autre – nous allons supposer que la composante verticale de la vitesse peut être négligée dans cette partie inférieure. L'écoulement dans l'intersection est alors bidimensionnel. Cette hypothèse très simplificatrice n'a pas de justification a priori; nous vérifierons sa validité dans la suite de ce chapitre. La principale conséquence de cette hypothèse est que les lignes de courant moyennes issues des différentes rues ne peuvent pas se croiser dans l'intersection. Pour décrire ce type d'écoulement, nous allons utiliser un modèle potentiel bidimensionnel.

III.1.2.1.2 Modèle potentiel d'écoulement horizontal

Au cours du chapitre II.2, nous avons rappelé les hypothèses définissant un écoulement potentiel et le formalisme associé à cette notion. Même si ces hypothèses sont très restrictives et rarement vérifiées dans la pratique, l'approche potentielle peut, dans certains cas, constituer une première représentation réaliste des phénomènes observés. C'est pourquoi nous avons développé un modèle basé sur ce concept.

Considérons une intersection quelconque, constituée de N rues, comme celle illustrée sur la figure III.1.4. Le débit d'air entrant ou sortant de chacune des rues est supposé connu. En outre, nous considérerons que la somme des débits entrants est égale à la somme des débits sortants. Dans le cas, évoqué au paragraphe précédent, où les flux ne sont pas équilibrés et où un mouvement vertical apparaît, il est possible de se ramener à une telle situation en soustrayant, pour chaque rue, la part de flux échangé avec l'écoulement extérieur.

Connaissant les conditions limites du problème, il est possible de déterminer l'écoulement dans l'intersection en effectuant une transformation conforme de SCHWARZ-CHRISTOFFEL de la frontière polygonale. Dans le cas général d'une intersection quelconque, l'équation différentielle de SCHWARZ-CHRISTOFFEL n'admet pas de solution analytique simple. Il sera alors nécessaire



Figure III.1.4 – Représentation bidimensionnelle d'une intersection (la notation \dot{V} correspond au débit volumique de fluide).

d'utiliser la méthode de résolution numérique présentée au chapitre II.2. Cependant, afin de décrire la démarche adoptée sur un exemple concret, nous allons utiliser une solution analytique obtenue dans le cas simple d'un carrefour entre deux rues perpendiculaires.

Considérons l'intersection représentée sur la figure III.1.5, constituée de deux rues orthogonales de largeurs W_1 et W_2 quelconques. On suppose connues les vitesses U_1 et U_2 à l'infini dans chacune des rues. Ces vitesses dépendent de l'orientation du vent extérieur et peuvent être calculées à l'aide du modèle décrit au chapitre II.4. En appliquant une transformation conforme de SCHWARZ-CHRISTOFFEL, le plan physique *s* peut être projeté vers le plan ζ dans lequel l'image des parois solides est une droite (cf. figure III.1.5).



Figure III.1.5 – Écoulement potentiel dans une intersection: Transformation conforme de Schwarz-Christoffel.

L'équation différentielle correspondante, reliant s et ζ , est fournie par la relation :

$$\frac{ds}{d\zeta} = K \frac{\sqrt{\zeta^2 - a^2} \sqrt{\zeta^2 - 1/a^2}}{\zeta(\zeta^2 - 1)}$$
(III.1.1)

où K est une constante liée aux données du problème. En intégrant cette équation, on obtient l'expression suivante :

$$\begin{cases} s = x + iy = \frac{K}{2} \begin{bmatrix} \ln\left(\frac{2a^2\zeta^2 - 1 - a^4}{a} + 2\sqrt{(a^2\zeta^2 - 1)(\zeta^2 - a^2)}\right) + \\ \ln\left(2\frac{a^4\zeta^2 + \zeta^2 - 2a^2}{a^3\zeta^2} - 4\frac{\sqrt{(a^2\zeta^2 - 1)(\zeta^2 - a^2)}}{a^2\zeta^2}\right) + \\ i(a - 1/a)\ln\left(\frac{-4\sqrt{(a^2\zeta^2 - 1)(\zeta^2 - a^2)} + 2i(a^2 - 1)(\zeta^2 + 1)}{(a^2 - 1)^2(\zeta^2 - 1)}\right) \end{bmatrix} \\ W_1 = K\pi \frac{a^2 - 1}{2a} \\ W_2 = K\pi \end{cases}$$
(III.1.2)

Dans l'espace ζ , les conditions de débit dans chaque rue à l'infini sont imposées en introduisant des sources ponctuelles aux points C' et E' et un puits au point G'. L'écoulement dans cet espace est alors determiné par combinaison linéaire des solutions élémentaires. La fonction potentielle complexe ainsi obtenue s'écrit :

$$F = \phi + i\psi = \frac{U_1 W_1}{2\pi} \ln(\zeta + 1) + \frac{U_2 W_2}{2\pi} \ln(\zeta) - \frac{U_1 W_1}{2\pi} \ln(\zeta - 1)$$
(III.1.3)

Finalement, on peut calculer analytiquement la fonction de courant et la fonction potentielle de l'écoulement dans l'espace réel en combinant les équations III.1.2 et III.1.3.



Figure III.1.6 – Écoulement potentiel dans une intersection : lignes de courant (en bleu pour le courant n° 1 et en rouge pour le courant n° 2) et lignes équipotentielles (en noir).

Les lignes de courant et les lignes équipotentielles obtenues par cette méthode sont représentées sur la figure III.1.6. Il est important de souligner que ce modèle d'écoulement n'est représentatif que du cœur de l'intersection ; à l'intérieur des rues, l'écoulement reprend un comportement de type rue-canyon, caractérisé par un mouvement hélicoïdal. Sur la figure III.1.6, on peut vérifier que les courants issus des deux rues amont ne se croisent pas, car l'écoulement est plan. On constate également que le flux circulant d'une rue vers une autre dépend de la direction du vent extérieur. Pour certaines directions du vent, un même courant amont peut alimenter plusieurs rues aval. Inversement, plusieurs courants amont peuvent alimenter la même rue aval. Le transport convectif des polluants par l'écoulement moyen dépendra directement de ces mécanismes. Le modèle précédent pourra donc être utilisé pour évaluer le flux convectif de polluants circulant d'une rue amont vers une rue aval. On peut également observer, sur la figure III.1.6, la présence d'une ligne de séparation entre les deux courants amont. Cette ligne constitue une interface d'échange qui va permettre l'établissement d'un flux turbulent horizontal de polluants.

Le principe du modèle d'écoulement que nous venons de présenter va donc maintenant être utilisé pour déterminer le transport convectif et turbulent des polluants dans l'intersection.

III.1.2.2 Transport des polluants

Les flux de polluants dans l'intersection sont fortement liés aux différents flux d'air. Les polluants présents dans les rues amont sont advectés par l'écoulement à travers l'intersection jusque dans les rues aval. Lorsqu'il existe un mouvement d'air vertical, les polluants sont transportés par ce mouvement, en créant un échange avec l'atmosphère extérieure.

Les flux entrant dans l'intersection sont généralement connus, dans la mesure où l'on connait les mouvements d'air et la concentration dans les rues situées en amont. L'objectif d'un modèle d'intersection est de déterminer la concentration – et donc le flux – sortant vers les rues situées en aval. Pour résoudre ce problème, YAMARTINO et WIEGAND (1986) supposent qu'il existe un mélange parfait au sein de l'intersection, de sorte que la concentration est homogène à l'intérieur et que les polluants ressortent uniformément répartis.

Considérons par exemple l'intersection représentée sur la figure III.1.4 et supposons que les rues n° 1, 2 et 3 advectent un polluant, uniformément réparti dans chaque rue, dont la concentration est respectivement C_1 , C_2 et C_3 . À partir de l'hypothèse de YAMARTINO et WIEGAND, la concentration moyenne entrant dans les rues aval est fournie par la relation :

$$C_4 = C_5 = C_6 = \frac{\dot{V}_1 C_1 + \dot{V}_2 C_2 + \dot{V}_3 C_3}{\dot{V}_1 + \dot{V}_2 + \dot{V}_3}$$
(III.1.4)

où \dot{V}_i représente le débit d'air entrant dans l'intersection par la rue n° *i*. Ce modèle repose sur une hypothèse un peu trop simplificatrice; en effet, plusieurs expériences (HOYDYSH et DABBERDT, 1994 ; SCAPERDAS et COLVILE, 1999) ont montré que la concentration dans une intersection est très hétérogène et que les flux sortant vers les rues aval ne sont pas uniformes.

Pour améliorer cette modélisation, il peut être intéressant de différencier les principaux phénomènes de transport dans l'intersection. On peut ainsi distinguer deux processus antagonistes :

- L'advection par l'écoulement moyen qui sera à l'origine des écarts de concentration dans l'intersection et des différences entre les rues situées en aval.
- La diffusion turbulente qui aura tendance à uniformiser cette concentration.

L'importance relative de ces deux processus déterminera la nature des comportements observés. Dans un premier temps, nous nous intéresserons au transport convectif en utilisant les résultats du modèle d'écoulement décrit précédemment. Dans un deuxième temps, nous détaillerons les mécanismes de diffusion et nous proposerons un modèle pour les représenter.

III.1.2.2.1 Transport convectif

Nous avons supposé précédemment que l'écoulement dans l'intersection est bidimensionnel. Cela implique que les flux convectifs de polluants, issus des différentes rues, ne peuvent pas se croiser dans l'intersection. Dans l'exemple de la figure III.1.5, cela signifie que l'on ne peut pas avoir simultanément un flux circulant de la rue n° 1 vers la rue n° 3 et de la rue n° 2 vers la rue n° 4. La répartition des flux de polluants s'effectue alors uniquement en fonction des valeurs des différents débits d'air, comme cela est illustré sur les figures III.1.6-a et b, ou sur le schéma de la figure III.1.7.



Figure III.1.7 – Phénomènes de transports internes à l'intersection.

Le modèle potentiel permet de calculer précisément la position des lignes de séparation entre les courants issus des rues n° 1, 2 et 3 de la figure III.1.7. Cependant, il apparaît clairement que ce modèle n'est pas nécessaire pour déterminer la répartition des flux; un simple raisonnement explicatif permet d'aboutir au résultat. Sur la figure III.1.7, on constate en effet que la rue entrante la plus à gauche par rapport à la direction du vent (n° 1) commence par alimenter la rue sortante la plus à gauche (n° 6). Étant donné que, dans notre exemple, le débit d'air de la rue n° 1 est supérieur à celui de la rue n° 6, le flux excédentaire provenant de la rue n° 1 alimente également une partie de la rue n° 5. Le reste de cette rue est ensuite alimenté par la rue n° 2. Le raisonnement se poursuit jusqu'aux rues les plus à droite et permet de déterminer précisément les flux à travers chaque section de sortie. Les concentrations correspondantes peuvent alors être calculées à partir des relations suivantes :

$$\begin{cases} C_4 = C_3 \\ C_5 = \frac{(\dot{V}_1 - \dot{V}_6)C_1 + \dot{V}_2C_2}{\dot{V}_5} \\ C_6 = C_1 \end{cases}$$
(III.1.5)

Pour obtenir ces expressions, nous avons considéré qu'il n'y avait pas de mouvement vertical d'air. Si ce mouvement existe, on supposera que l'écoulement demeure globalement bidimensionnel et que le flux de polluants associé à ce mouvement vertical est alimenté uniformément par l'ensemble des rues.

Pour généraliser ce formalisme, il est possible de définir un *tenseur d'échange convectif* $\mathcal{O}(\theta)$, défini par :

$$\alpha_{i,j}(\theta) = \dot{V}_{i \to j} \tag{III.1.6}$$

où $\alpha_{i,j}$ représente le flux d'air circulant de la rue *i* vers la rue *j*. À partir de cette définition, le

flux convectif de polluants pénétrant dans la rue n° j peut être calculé avec l'expression :

$$Q_{E,j} = \sum_{i=1}^{N} \alpha_{i,j}(\theta) C_i \qquad (\text{III.1.7})$$

Cette relation est très importante car elle définit le transport convectif dans l'intersection. Il faut noter que le tenseur $\mathcal{O}(\theta)$ dépend de l'orientation θ du vent extérieur, comme on peut le constater en comparant les figures III.1.6-a et III.1.6-b.

III.1.2.2.2 Mécanismes de diffusion

La diffusion turbulente a pour effet d'homogénéiser la concentration en polluants dans l'intersection et dans les rues situées en aval. Les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement, et susceptibles de participer à cette diffusion, ont des tailles caractéristiques qui varient de l'échelle de Kolmogorov ($\sim 1 \text{ mm}$) à la dimension de la couche limite atmosphérique (quelques centaines de mètres). Cependant, la géométrie de l'intersection, caractérisée par une échelle de longueur d, introduit une séparation dans le spectre des structures turbulentes. On peut en effet distinguer les structures de taille inférieure à d, qui pourront pénétrer dans l'intersection, et les tourbillons de taille supérieure qui seront "filtrés" par la présence des bâtiments. Ces deux gammes d'échelles contribuent de façon différente au mélange des polluants dans l'intersection :

- Effet des petites structures, inférieures à la taille de l'intersection. Nous avons montré qu'à l'intérieur de l'intersection, il existe une (ou plusieurs) ligne de séparation entre les courants convectifs provenant des différentes rues. De part et d'autre de cette ligne de séparation, les concentrations en polluants sont différentes. Les structures tourbillonnaires suffisamment petites pour pénétrer dans l'intersection peuvent créer un flux turbulent à travers cette interface, formant ainsi une couche de mélange turbulente. Comme dans le cas de la couche de mélange qui se développe à l'interface rue-atmosphère, seules les structures dont le temps caractéristique est inférieur au temps de convection (cf. chapitre II.1) permettent une diffusion effective.
- Effet des grandes structures, supérieures à la taille de l'intersection. Ces grandes structures provoquent une variation "en bloc" du champ de vitesse extérieure, et en particulier de la direction du vent. Or nous avons mis en évidence que la répartition des flux (tenseur $\mathfrak{A}(\theta)$) est sensible à la direction du vent. La fluctuation de θ provoquera donc une oscillation horizontale de la ligne de séparation entre les courants issus des différentes rues. Cette oscillation se traduira alors par une diffusion latérale de la concentration en polluants.

L'importance relative de ces deux mécanismes n'est pas identique. Nous avons en effet montré, au chapitre I.3, que les grosses structures tourbillonnaires contribuent davantage à la diffusion que les petites. Pour illustrer ceci, il peut être intéressant d'exprimer la diffusivité turbulente sous la forme $\kappa = \sigma_v l$, où l est la taille caractéristique des plus grosses structures turbulentes. Si l'on considère que la fluctuation transversale de vitesse σ_v ne dépend pas de la taille des structures turbulentes, on constate que la diffusivité κ est d'autant plus importante que les structures tourbillonnaires de l'écoulement sont grosses. À l'intérieur de l'intersection, la dimension l de ces structures est de l'ordre de la dimension d de l'intersection (~ 10–50 m). Par contre, à l'extérieur, l sera beaucoup plus importante (~ 100–1000 m).

Pour cette raison, le mécanisme d'oscillation "en bloc" de l'écoulement, provoqué par les grandes structures, sera beaucoup plus efficace que la diffusion à l'intérieur de l'intersection.
C'est pourquoi, dans la suite de notre approche, nous ne modéliserons que le premier phénomène et nous négligerons le second.

III.1.2.2.3 Tenseur d'échange turbulent

Ayant identifié le principal mécanisme de diffusion, nous allons maintenant exprimer un tenseur d'échange prenant en compte les phénomènes turbulents. Pour définir la fluctuation de la direction du vent, introduisons la fonction densité de probabilité $f(\theta - \theta_0)$ de la direction θ du vent extérieur. L'angle θ_0 représente la direction moyenne du vent extérieur et σ_{θ} l'écart-type de la distribution f.

À partir du tenseur d'échange convectif $\mathcal{U}(\theta)$, il est possible d'effectuer une intégration sur l'ensemble des directions du vent, afin de déterminer un tenseur d'échange turbulent $\widehat{\mathcal{U}}(\theta_0)$:

$$\widehat{\boldsymbol{\mathcal{U}}}(\theta_0) = \int f(\theta - \theta_0) \cdot \boldsymbol{\mathcal{U}}(\theta) \, d\theta \qquad (\text{III.1.8})$$

En supposant que la répartition des angles vérifie une distribution gaussienne¹, la fonction f s'exprime alors :

$$f(\theta - \theta_0) = \frac{1}{\sigma_\theta \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \theta_0}{\sigma_\theta}\right)^2\right]$$
(III.1.9)

Connaissant les coefficients $\alpha_{i,j}(\theta)$ à l'aide de l'équation III.1.6, on peut aisément calculer les coefficients turbulents $\widehat{\alpha}_{i,j}(\theta_0)$. Le tenseur $\widehat{\mathcal{U}}(\theta_0)$ exprime le flux *moyen* d'air circulant d'une rue vers une autre. Au cours du chapitre III.2, ce tenseur sera appliqué dans le modèle de réseau de rues *SIRANE*, pour représenter les échanges de polluants au sein d'une intersection.

Le paramètre qui joue un rôle prépondérant sur la diffusion dans l'intersection est donc l'écart-type σ_{θ} de la direction du vent. Pour exprimer ce paramètre, BLACKADAR (1997) propose une formule simple utilisant la fluctuation transversale de vitesse σ_v et la vitesse moyenne \overline{u} :

$$\sigma_{\theta} \simeq \frac{\sigma_v}{\overline{u}}$$
 où σ_{θ} est exprimé en radians. (III.1.10)

Les valeurs caractéristiques de σ_{θ} rencontrées dans l'atmosphère ont également été tabulées en fonction des classes de stabilité de PASQUILL. Nous avons reporté dans le tableau III.1.1 les valeurs habituellement utilisées.

Classe de stabilité de PASQUILL	А	В	С	D	Е	F
$\sigma_{ heta}$	25°	20°	15°	10°	5^{o}	$2,5^{o}$

Tableau III.1.1 – Écart-type de la direction du vent pour différentes classes de stabilité.

III.1.2.2.4 Application au modèle potentiel

Afin d'illustrer le mécanisme de diffusion décrit précédemment, nous avons utilisé le modèle d'écoulement potentiel pour déterminer l'effet de la dispersion turbulente sur le champ de concentration dans l'intersection.

^{1.} On sait que cette hypothèse n'est pas vérifiée en pratique. En effet, la turbulence n'est pas parfaitement gaussienne, car cela supposerait que tous les moments de vitesse, d'ordre supérieur à 2, puissent être calculés uniquement à partir des deux premiers moments (FRISCH, 1995). Cependant, cette hypothèse constitue souvent une approximation relativement réaliste des phénomènes.

Nous avons vu que le modèle d'écoulement nous permet de déterminer la ligne de séparation entre les courants provenant des différentes rues amont. Connaissant la concentration dans chacune de ces rues, il est facile de déterminer la concentration dans chaque courant – et donc en chaque point de l'intersection – dans l'hypothèse où il n'existe pas d'échange entre ces courants. Soit $c(\theta, x, y)$ la concentration correspondant à une direction de vent θ . Par analogie à l'équation III.1.8, on peut alors exprimer la concentration moyenne, en utilisant l'intégration :

$$\widehat{c}(\theta_0, x, y) = \int f(\theta - \theta_0) \cdot c(\theta, x, y) \, d\theta \tag{III.1.11}$$

Des champs de concentration obtenus avec cette méthode ont été illustrés sur les figures III.1.8-a et b. On observe que la fluctuation angulaire provoque l'apparition d'une zone de mélange statistique, autour de la ligne de courant de séparation. Le terme de mélange statistique est employé pour indiquer qu'il n'existe pas de mélange proprement dit, mais plutôt une superposition de mécanismes d'advection pure, d'orientation différente, qui donne l'illusion d'une diffusion lorsque l'on applique une moyenne statistique. Pour $\theta_0 = 40^\circ$, cette diffusion permet à une petite partie des polluants de la rue n° 2 d'être transportés vers la rue n° 4, ce qui n'aurait pas été possible en l'absence de turbulence.



Figure III.1.8 – Champ de concentration dans une intersection. Application du modèle potentiel pour le calcul de la dispersion ($\sigma_{\theta} = 7^{\circ}$).

III.1.2.3 Bilan

Le modèle que nous venons de présenter permet de décrire les principales caractéristiques de l'écoulement et de la dispersion au sein d'une intersection de rues. L'utilisation d'une approche potentielle nous a permis de mieux comprendre la topologie de l'écoulement et la répartition de la concentration en polluants dans l'intersection. Cependant, nous avons montré que pour estimer les flux de polluants circulant d'une rue vers une autre, cette approche n'est pas nécessaire et l'on peut se contenter de calculer un tenseur d'échange turbulent.

Ce modèle constitue une amélioration sensible par rapport au modèle proposé par YAMAR-TINO et WIEGAND (1986). Notre modèle permet de distinguer l'advection des polluants – sensible à la topologie de l'écoulement dans l'intersection – et leur dispersion sous l'effet de la fluctuation du vent extérieur. Ce modèle d'intersection décrit les flux moyens de polluants lorsque la concentration est homogène dans les rues amont. Or, dans les précédents chapitres, nous avons déjà démontré que ce n'est pas le cas en pratique. Il apparaît alors clairement que l'hétérogénéité du champ de concentration amont ne va pas se répartir uniformément dans les rues situées en aval. La modélisation quantitative des phénomènes devient alors difficile avec des modèles simples et nécessite d'utiliser des outils de simulation numérique ou expérimentale.

Dans la suite de ce chapitre, nous proposons de tester les hypothèses de ce modèle, en nous appuyant sur l'analyse de modélisations numériques, réalisées avec le code *MERCURE*, et pour certains cas sur l'analyse d'expériences en soufflerie. Nous nous limiterons principalement à l'étude des intersections simples. Malgré cette restriction et malgré l'utilisation d'une géométrie simplifiée, le problème reste dépendant de nombreux paramètres. Il n'est donc pas envisageable de faire une étude de sensibilité systématique sur tous ces paramètres. C'est pourquoi nous avons choisi de nous limiter à l'étude de quelques configurations caractéristiques, mettant en évidence les principaux mécanismes de transport des polluants au sein d'une intersection. Ce travail constitue donc un premier pas dans l'étude de la dispersion des polluants au niveau des intersections.

Dans un premier temps, nous étudierons le cas d'une variation de section d'une rue, afin de mettre en évidence les mouvements d'air verticaux. Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons au cas d'un carrefour entre deux rues perpendiculaires, afin d'étudier les différents flux horizontaux d'air et de polluants. Enfin, dans un troisième temps, nous présenterons quelques résultats concernant le cas d'une place de petite taille.

III.1.3 Variation de section d'une rue

Pour mettre en évidence les mouvements verticaux dans une intersection, nous allons étudier, dans ce paragraphe, une intersection constituée par la jonction de deux rues de sections différentes, orientées dans la direction du vent. Les variations brusques de section ont été beaucoup étudiées dans le cas des écoulements en conduites (ROSCHE et BLACK, 1976 ; MOON et RUDINGER, 1977). Ces travaux ont mis en évidence l'importance de la forme géométrique de la transition de section sur la perte de charge induite sur l'écoulement (BLEVINS, 1984).

Dans le cas d'un écoulement atmosphérique, les phénomènes physiques sont différents car la possibilité d'un mouvement vertical modifie la nature de l'écoulement. Cependant, la forme de la transition de section reste certainement très importante. Dans notre étude, nous nous limiterons aux cas d'un rétrécissement et d'un élargissement brusque.

III.1.3.1 Description

Les deux configurations géométriques étudiées sont représentées sur les figures III.1.9 et III.1.10. Le rapport d'aspect H/W de la rue la plus large est de 0,5 et celui de la rue la plus étroite est de 1. Les rues sont délimitées par des bâtiments de même hauteur et sans toit en pente. La hauteur des bâtiments utilisés dans cet exemple est de 20 mètres.

Les résultats présentés par la suite ont été obtenus numériquement avec le code MERCURE. L'écoulement extérieur est défini par un profil de couche limite dont la hauteur de déplacement est égale à la hauteur des bâtiments et dont la rugosité aérodynamique est de 5 cm. Compte tenu de la symétrie du problème, seul un demi-espace (correspondant à $y \ge 0$) a été simulé. Les caractéristiques des maillages utilisés sont résumées en annexe B.



Figure III.1.9 – *Rétrécissement de rue.* Les plans de coupe de la figure III.1.11 sont représentés en pointillés.



Figure III.1.10 – Élargissement de rue. Les plans de coupe de la figure III.1.12 sont représentés en pointillés.

III.1.3.2 Rétrécissement de rue

L'écoulement à l'intérieur des rues, loin de l'intersection, présente des caractéristiques analogues à celles d'un écoulement dans des rues équivalentes, de longueur infinie. Au voisinage de la jonction, le champ de vitesse se modifie. En raison de la différence de section entre l'amont et l'aval de l'intersection, le débit d'air dans les deux rues est différent. Il en résulte un mouvement d'air vertical de l'intérieur vers l'extérieur de l'intersection, permettant de garantir l'équation de continuité. Ce mouvement apparaît nettement sur les coupes transversales III.1.11-a et b. L'air présent dans la partie basse de la rue amont converge dans la rue aval (figure III.1.11-e), tandis que l'air présent dans la partie haute s'élève pour sortir de la rue (figure III.1.11-d). Cette distinction est importante car la pollution est généralement localisée dans la partie basse de la rue. Le mouvement vertical est faible sur l'axe de la rue (figure III.1.11-c) et il est plus important sur le côté, au niveau du décrochement (figure III.1.11-d). Ce phénomène s'explique par l'influence des effets visqueux, qui empêchent la perturbation, induite sur les côtés par le rétrécissement, de se propager immédiatement vers le centre de la rue.

Le mouvement vertical s'accompagne de quelques écoulements secondaires. Juste à l'amont du bâtiment aval (figure III.1.11-d) se forme un tourbillon qui s'étire en forme de fer à cheval jusque dans la rue aval (figure III.1.11-b). Au-dessus des toits, en aval de l'intersection (figure III.1.11-b), un autre tourbillon est généré par le mouvement vertical de l'air provenant de la rue. Dans le cas d'un rétrécissement brusque à l'intérieur d'un tuyau cylindrique, on observe généralement un phénomène de décollement des lignes de courant juste en aval du rétrécissement. Ce phénomène, appelé *vena contracta*, n'a pas été observé dans le cas de notre écoulement. Cela est certainement dû à la présence d'un mouvement vertical vers l'écoulement extérieur. Finalement, la structure générale de l'écoulement observé est résumée sur le schéma de la figure III.1.11-f.

III.1.3.3 Élargissement de rue

La nature de l'écoulement dans un élargissement de section est assez différente de celle observée dans un rétrécissement. Comme dans le cas précédent, l'écoulement dans les rues, loin de l'intersection, est analogue à un écoulement dans une rue infinie.

La différence de section entre l'amont et l'aval de l'intersection génère un mouvement vertical de l'extérieur vers l'intérieur (figures III.1.11-a et b). Ce mouvement est négligeable au centre de la rue (figure III.1.11-c); il devient important sur les côtés, dans la zone d'élargissement (figure III.1.11-d). Au niveau de cette zone se forme une recirculation, constituée de la superposition d'un tourbillon dans le plan vertical (figure III.1.11-d) et d'un tourbillon dans le plan horizontal (figure III.1.11-e). L'extension de cette zone de recirculation est de 40 mètres, soit quatre fois la taille de la marche d'élargissement dans le plan horizontal.



a) Section vertical transversal y-z en amont de l'intersection (x = -20 m).



c) Section verticale longitudinale x-z sur l'axe de la rue (y = 0).



e) Section horizontale x-y à z = 10 m.



b) Section verticale transversale y-z en aval de l'intersection (x = 20 m).

				\rightarrow
		>>		
->->->				
				D D-
	P.P.	222	20	
			22	
		EEE		P-A-1
PAR	PPI		2 -	
P - P - P-	2-2-2	VI Z		
	A A	1	→ →	
444				
4444 4444 4444 4444				
4444 4444 4444 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4		<u> </u>		
44444 A 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4 4				
				
				4 4
				
				4 4

d) Section verticale longitudinale x-z à y = 15 m.



f) Schéma de principe de l'écoulement.

Figure III.1.11 – Écoulement dans un rétrécissement de rue (Simulation MERCURE). Champ de vent dans différentes sections et schéma de synthèse de l'écoulement.



a) Section verticale transversale y-z en amont de l'intersection (x = -20 m).



c) Section verticale longitudinale x-z sur l'axe de la rue (y = 0).



b) Section verticale transversale y-z en aval de l'intersection (x = 20 m).



d) Section verticale longitudinale x-z à y = 15 m.



e) Section horizontale x-y à z = 10 m.

Figure III.1.12 – Écoulement dans un élargissement de rue (Simulation MERCURE). Champ de vent dans différentes sections et schéma de synthèse de l'écoulement.

La structure générale de l'écoulement est synthétisée sur la figure III.1.12-f. Le comportement observé s'apparente à l'écoulement d'un jet confiné. L'air sortant de la rue amont entraîne dans le jet le fluide situé sur les côtés. Parallèlement, la vitesse moyenne au centre de la rue diminue jusqu'à ce que l'écoulement s'établisse dans la rue aval. Dans le cas similaire d'un jet plan placé entre deux parois (CHERDRON *et al.*, 1978), des expériences ont montré l'apparition d'une instabilité qui provoque le déplacement du jet vers l'une des parois (phénomène expliqué par l'effet COANDA). Dans notre simulation, la condition de symétrie, imposée numériquement, empêche la formation de ce phénomène. On peut cependant penser – mais cela reste à vérifier – que même sans cette condition de symétrie, l'entraînement par l'écoulement extérieur aurait un effet stabilisant qui limiterait l'apparition d'un déplacement latéral.

III.1.3.4 Bilan

Les résultats obtenus numériquement sur des variations de section de rue nous ont essentiellement permis de vérifier le comportement suivant. Lorsque les largeurs des rues sont telles que le débit d'air circulant dans les rues situées à l'amont de l'intersection est différent de celui circulant dans les rues en aval, il apparaît un mouvement vertical résultant de la conservation de la masse. Ce résultat vient conforter le modèle d'intersection proposé au début de ce chapitre.

III.1.4 Intersection entre deux rues perpendiculaires

Le cas d'un carrefour entre deux rues perpendiculaires constitue la configuration la plus courante d'intersection. Pour cette raison, nous avons effectué une étude particulièrement détaillée de cette situation, en utilisant des simulations numériques et des expériences en soufflerie. L'intersection étudiée expérimentalement est placée à l'intérieur d'un réseau de rues, afin de s'affranchir des effets aérodynamiques apparaissant à l'amont des obstacles. Par contre, il est préférable numériquement d'étudier une intersection isolée, afin de limiter le temps de calcul nécessaire. Il existe donc une légère différence entre les deux configurations étudiées. Cependant, on constate de manière générale que les résultats obtenus avec les deux approches sont en assez bon accord, même si des différences apparaissent localement. Dans la présentation des résultats, nous alternerons les figures obtenues avec les deux méthodes, en fonction des spécificités de chacune, et nous présenterons plusieurs points de comparaison.

Dans un premier temps, nous avons étudié le cas d'un carrefour orienté dans la direction du vent. Dans un deuxième temps, nous avons effectué une étude de sensibilité au rapport d'aspect des rues et à la direction du vent.

III.1.4.1 Description

Le schéma de la géométrie utilisée dans le code *MERCURE* est représenté sur la figure III.1.13. En raison du temps de calcul nécessaire et du nombre important de cas à traiter, le domaine de calcul a été limité à une seule intersection. La hauteur caractéristique des bâtiments est de 20 mètres. La longueur des rues simulées est égale à cinq fois leur hauteur. Les caractéristiques détaillées de ce maillage sont fournies en annexe B. Des conditions de périodicité ont été utilisées sur les faces latérales du domaine pour permettre de déterminer une condition limite acceptable à l'entrée de ce domaine, en particulier lorsque l'orientation du vent est quelconque.

La configuration géométrique utilisée en soufflerie est représentée sur la figure III.1.14. Un des avantages de la soufflerie est de pouvoir facilement simuler des géométries complexes. Pour situer l'intersection dans un environnement plus réaliste, nous avons donc modélisé un petit quartier constitué d'un alignement de bâtiments. La hauteur des bâtiments est de 10 cm, ce qui





Figure III.1.13 – Géométrie utilisée avec le code Mercure.

Figure III.1.14 – Géométrie utilisée en soufflerie. La source est symbolisée en pointillés. L'intersection étudiée est entourée par un cercle.

reproduit la simulation du code MERCURE à une échelle de $1/200^{\circ}$. La longueur L de chaque rue est égale à 5H.

La source de traceur est placée sur l'axe de l'une des rues. Sa longueur est de 2L, de sorte qu'elle couvre également l'intersection. Cette source (MERONEY *et al.*, 1996) émet un débit uniforme sur toute sa longueur.

III.1.4.2 Étude d'un carrefour

Pour débuter, nous allons décrire en détail l'écoulement et la dispersion dans un carrefour lorsque le vent est parallèle à l'une des rues. Dans la suite, cette rue portera le n° 1 et la rue perpendiculaire le n° 2.

III.1.4.2.1 Topologie de l'écoulement

L'allure générale de l'écoulement dans l'intersection est représentée sur les figures III.1.15-a et III.1.15-b par une coupe horizontale du champ de vitesse à z = H/2. Les résultats obtenus numériquement et expérimentalement sont en bon accord. L'écoulement dans la rue n° 1 et dans l'intersection est parallèle à l'axe de la rue. On constate que l'écoulement dans l'intersection est très proche de l'écoulement dans une rue parallèle au vent, avec un écart de vitesse par rapport à cette configuration de l'ordre de 7 %. À l'intérieur de la rue n° 1, on peut considérer qu'il n'y a quasiment pas d'effet de l'intersection sur l'écoulement.

À l'extrémité de la rue n° 2 se forme un tourbillon d'axe vertical, généré par le mouvement dans la rue n° 1. Ce comportement est en accord avec les résultats numériques de HUNTER *et al.* (1990). Ce tourbillon s'étend à l'intérieur de la rue sur une distance de l'ordre de la largeur W de celle-ci. Au-delà de cette distance, on retrouve dans la rue n° 2 une recirculation d'axe horizontal, entraînée par l'écoulement qui circule au-dessus des toits. En fait, la transition entre ces deux recirculations n'est pas brutale puisqu'elles ne forment en réalité qu'un unique tourbillon coudé. Pour visualiser cet effet, nous avons réalisé sur la figure III.1.15-c une représentation tridimensionnelle de l'écoulement dans l'intersection. Le mouvement tourbillonnaire est illustré par une iso-surface de faible pression (en rouge), correspondant au cœur de cette recirculation, et par une ligne de courant particulière (en bleu). On observe nettement l'existence d'un filament tourbillonnaire, d'axe vertical au niveau de l'intersection, qui s'incurve pour devenir horizontal à l'intérieur de la rue et former la recirculation classique d'une rue-canyon perpendiculaire au vent. Cette topologie est schématisée simplement sur la figure III.1.15-d.



a) Champ de vitesse à z = H/2 (MERCURE).



c) Vue 3D de l'écoulement (MERCURE). En rouge est représentée une iso-surface de basse pression et en bleu une ligne de courant.



 e) Profils de vitesse moyenne dans la rue perpendiculaire pour différentes positions transversales y/L. Comparaison soufflerie-MERCURE.



b) Champ de vitesse à z = H/2 (soufflerie). Les vecteurs représentent uniquement la direction de l'écoulement.



d) Schéma de principe de l'écoulement.



f) Profils de fluctuation de vitesse dans la rue perpendiculaire pour différentes positions transversales y/L. Comparaison soufflerie-MERCURE.

Figure III.1.15 – Écoulement dans une intersection de rues. Visualisations et comparaisons soufflerie-MERCURE.

La structure de ce tourbillon tridimensionnel génère, dans la rue n° 2, plusieurs écoulements secondaires non négligeables (voir par exemple le haut de la figure III.1.15-a). Il est important de noter qu'au voisinage du sol, là où les polluants sont émis, il existe un mouvement orienté de l'intersection vers l'intérieur de la rue. Ce mouvement reste important jusqu'à une distance 2W de l'intersection, c'est-à-dire presque jusqu'au centre de la rue. Il est évident qu'un tel mouvement aura des effets importants sur la dispersion. Nous reviendrons sur son origine dans l'analyse des flux (paragraphe suivant).

Au chapitre II.2, nous avons étudié en détail l'écoulement dans une rue bidimensionnelle, perpendiculaire à l'écoulement extérieur. Il est donc intéressant d'étudier comment la présence de l'intersection modifie la solution bidimensionnelle dans la rue n° 2. Pour cela, nous avons tracé sur la figure III.1.15-e les profils numériques et expérimentaux de vitesse moyenne dans différentes sections de cette rue. Au centre de la rue (y/L = 0), on trouve un mouvement tourbillonnaire d'axe horizontal. Ce mouvement se maintient globalement jusqu'à y/L = 0.44. Au-delà, l'influence du tourbillon d'axe vertical devient prépondérante. La comparaison des deux approches indique la même tendance d'évolution. Cependant, on constate des écarts de vitesse qui révèlent des différences importantes dans le détail de l'écoulement. En ce qui concerne la fluctuation de vitesse longitudinale σ_u , le cisaillement de l'écoulement à l'extrémité de la rue n° 2 génère de la turbulence, qui est advectée par la structure tourbillonnaire vers l'intérieur de la rue. Cette fluctuation vient renforcer la turbulence créée par le cisaillement à l'interface rue-atmosphère. Cette contribution supplémentaire est importante au voisinage de l'intersection et devient négligeable pour y/L < 0.32.

Ces différents éléments nous permettent de conclure que la présence de l'intersection influence principalement la rue n° 2. Il se forme un tourbillon vertical à l'extrémité de cette rue. La recirculation caractéristique d'une rue bidimensionnelle est présente sur une grande partie de la rue, mais des écoulements secondaires non négligeables se superposent à ce mouvement.

III.1.4.2.2 Bilan des flux

Pour comprendre les échanges de matière entre les différentes rues, il peut être intéressant de faire un bilan des flux d'air aux limites de l'intersection. En accord avec ce que nous avons pu observer sur l'écoulement, la majorité du flux ($\simeq 90$ %) s'écoule de la rue n° 1-amont vers la rue n° 1-aval. Cependant, il existe également un flux convectif moyen non nul allant de l'intersection vers l'intérieur de la rue n° 2 (cf. schéma de la figure III.1.16). Ce mouvement est caractérisé par une vitesse de débit très faible, de l'ordre de quelques centimètres par seconde. Cependant il a été observé à la fois numériquement et expérimentalement, si bien que l'on peut considérer qu'il s'agit d'un comportement réel.

Ce flux entrant dans la rue n° 2 est illustré par la figure III.1.20-b. Sur cette figure, on constate qu'une partie des lignes de courant provenant de la rue n° 1-amont pénètrent dans la rue n° 2 (en bleu). Inversement, la totalité des lignes de courant traversant l'extrémité de la rue n° 2 proviennent de la rue n° 1-amont. Par contre, il n'existe aucun flux moyen de la rue n° 2 vers la rue n° 1.

Avant de rechercher une explication à ce phénomène, il faut tout d'abord constater qu'il entraîne une conséquence importante. En effet, puisqu'il existe un écoulement entrant par les deux extrémités de la rue n° 2, on doit pouvoir observer, en vertu de l'équation de continuité, un flux résultant sortant par la face supérieure de la rue. Nous avons effectué une analyse des simulations numériques qui confirme la présence d'un tel flux.

D'un point de vue topologique, cela signifie que les lignes de courant de l'écoulement moyen à l'intérieur de la rue n° 2 ne sont pas délimitées par une surface fermée. Ceci est en accord avec les résultats de HUNT *et al.* (1978), qui ont montré qu'une zone de recirculation tridimensionnelle est nécessairement ouverte du point de vue de la topologie de l'écoulement. Cependant, comme nous l'avons remarqué au chapitre II.1, ce flux convectif, qui "traverse" la recirculation, est très faible. Il aura donc peu d'effet sur l'échange de polluants entre la rue et l'environnement extérieur (l'atmosphère ou les intersections). En effet, les vitesses de débit observées restent négligeables devant les échanges induits par les fluctuations turbulentes au niveau des interfaces. Par contre, le mouvement généré par ce flux convectif, orienté des extrémités vers le centre de la rue, aura des conséquences importantes sur la répartition de concentration en polluants à l'intérieur de la rue.



Figure III.1.16 – Flux transversal dans la rue perpendiculaire au vent extérieur.

Pour expliquer la présence d'un flux moyen orienté de l'intersection vers l'intérieur de la rue n° 2 (rue perpendiculaire au vent extérieur), nous proposons un raisonnement basé sur l'entraînement de fluide par l'écoulement extérieur. Dans le sillage d'un obstacle placé dans un écoulement turbulent, la zone de recirculation est généralement caractérisée par une pression plus faible que celle de l'écoulement extérieur. On peut expliquer cet effet en considérant qu'au niveau du point de décollement, l'écoulement principal se comporte comme un jet qui, par effet d'entraînement, "aspire" l'air présent dans la recirculation et crée ainsi une dépression. Une simple analyse dimensionnelle nous amène à poser que cette dépression est proportionnelle au carré de la vitesse dans l'écoulement extérieur.

Dans le cas d'une cavité rectangulaire bidimensionnelle, il apparaît une dépression due à la circulation du fluide au-dessus de la cavité. Dans le cas d'un segment de rue tridimensionnel, perpendiculaire à l'écoulement (cas de la rue n° 2), le problème devient un peu plus complexe, dans la mesure où il existe une circulation de fluide au-dessus de la rue (écoulement extérieur) et une autre au niveau des extrémités (écoulement provenant de la rue n° 1). Ces deux circulations vont chacune avoir pour effet d'aspirer l'air de la rue dans des directions différentes : la circulation extérieur aspire le fluide vers le haut ; l'écoulement dans la rue n° 1 aspire le fluide vers les intersections. Or il est peut probable que ces deux effets s'équilibrent parfaitement. En effet, on constate tout d'abord que les "sections d'aspiration" sont différentes, la surface supérieure de la rue étant généralement plus importante que les extrémités. Ensuite, la vitesse caractéristique de l'écoulement extérieur – et donc la dépression qu'il entraîne – est par nature plus élevée que la vitesse circulant dans les intersections. Pour ces deux raisons, l'aspiration par l'écoulement extérieur est plus importante que l'aspiration par les extrémités. On peut donc en conclure, comme nous l'avons observé, qu'il existe un flux d'air entrant dans la rue par les intersections et ressortant par la face supérieure.

Le comportement de l'écoulement est représenté sur la figure III.1.16. Les flèches utilisées

illustrent qualitativement le sens de l'écoulement mais il faut garder à l'esprit que le mouvement dans la rue est avant tout constitué d'une recirculation. Nous avons également indiqué sur ce schéma les écoulements induits sur les toits des bâtiments pour compenser le flux précédent. Le modèle phénoménologique proposé sera utilisé par la suite pour comprendre l'évolution du flux transversal pour des rapports d'aspect différents ou dans le cas d'une intersection avec place.

III.1.4.2.3 Dispersion

Pour étudier la dispersion à proximité de l'intersection, nous avons simulé deux configurations distinctes. Dans un premier cas, nous avons placé une source au sol, sur l'axe de la rue n° 1, de sorte que la source traverse l'intersection. Dans un deuxième cas, nous avons étudié la même configuration² mais pour une source placée dans la rue n° 2.

Source dans la rue n $^{\rm o}$ 1

Le champ de concentration dans la rue n° 1 est décrit sur les figures III.1.17-a à f. La figure III.1.17-a représente le champ de concentration expérimental dans la section située au centre du segment de rue. La concentration est maximale au niveau de la source et diminue avec la distance (figures III.1.17-b et c). Dans les coins de la rue, les iso-contours s'incurvent en raison de la présence des parois verticales. Ces différents comportements sont en accord avec les résultats obtenus au chapitre II.3. L'analyse des profils de concentration met en évidence un bon accord entre la soufflerie et le code *MERCURE* au niveau du profil vertical au centre de la rue. Par contre, il semble que les deux approches ne fournissent pas le même étalement latéral du panache. La valeur plus importante en soufflerie peut être expliquée par la présence d'une plaque sur la source qui favorise l'étalement initial des polluants.

Il faut noter que la répartition de la concentration dans une section quelconque (y quelconque) reste similaire à la répartition observée dans la section centrale. Par contre, on constate que les valeurs de concentration augmentent avec la distance y (direction de l'écoulement), comme cela est illustré par la figure III.1.17-d. L'évolution obtenue ici est similaire à l'évolution observée sur la figure III.3.15 dans le cas d'une rue de longueur infinie. On constate également que la soufflerie et le code *MERCURE* fournissent des résultats semblables.

Si ce champ de concentration est très proche de celui observé dans une rue de longueur infinie, un détail permet cependant de discerner l'effet des intersections. Dans la partie supérieure de la rue, on peut noter que la concentration est plus forte près des parois que sur l'axe de la rue (cf. figure III.1.17-a). Ce phénomène n'est pas observé dans une rue de longueur infinie. Pour en expliquer l'origine, nous proposons le scénario suivant, qui semble être validé par les simulations effectuées avec le code MERCURE. Compte tenu de la longueur de la source, le panache a déjà traversé une intersection lorsqu'il coupe la section de mesure. Au niveau de cette intersection, une partie des polluants est transportée vers la rue n° 2 par les flux transversaux décrits précédemment. À l'intérieur de cette rue, ces polluants sont advectés par la structure tourbillonnaire et la concentration s'homogénéise dans tout le segment de rue. En particulier, le mouvement hélicoidal ascendant transporte les polluants vers le haut de la rue. Or il n'existe pas de mouvement ascendant équivalent dans la rue n° 1, si bien que dans la partie supérieure de l'intersection, la concentration est plus forte dans la rue nº 2 que dans la rue nº 1. Ce paradoxe a pour effet de créer dans cette partie un flux diffusif de la rue n° 2 vers l'intersection. Dans la rue nº 1-aval, la concentration en altitude est alors plus importante près des parois qu'au centre de la rue.

^{2.} Il est à noter qu'en soufflerie, cette configuration a été obtenue en faisant tourner la maquette de 90° .



228

a) Champ de concentration dans la rue n° 1 (soufflerie). Les croix représentent les points de mesure.



c) Profils horizontaux de concentration $C^* = CU_H W L/Q$ à y/L = 0.



e) Champ de concentration C^* au sol (simulation MERCURE).



b) Profils verticaux de concentration $C^* = CU_H W L/Q$ à x/W = 0 et y/L = 0.



d) Profils horizontaux de concentration $C^* = CU_H W L/Q$ à x/W = 0 et z/H = 0.2.



f) Valeurs de concentration C^* au sol.

Figure III.1.17 – Dispersion dans une intersection de rue. Source linéique dans la rue nº 1.



a) Champ de concentration dans la rue n° 2 (soufflerie). Les croix représentent les points de mesure.



c) Profils horizontaux de concentration $C^* = CU_H WL/Q$ à z/H = 05.



e) Champ de concentration C^* au sol (simulation MERCURE).



b) Profils verticaux de concentration $C^* = CU_H W L/Q$ à x/W = 0 et y/L = 0.



d) Profils horizontaux de concentration $C^* = CU_H WL/Q$ à x/W = 0 et z/H = 0.5.



f) Valeurs de concentration C^* au sol.

Figure III.1.18 – Dispersion dans une intersection de rue. Source linéique dans la rue nº 2.

Le phénomène décrit précédemment est cependant marginal dans la mesure où les concentrations concernées sont faibles. Sur la figure III.1.17-e, on observe qu'au niveau du sol, le maximum de concentration du panache est principalement advecté le long de la rue n° 1. On constate également que le panache n'est quasiment pas perturbé lors de la traversée de l'intersection. Nous avons reporté, sur la figure III.1.17-f, quelques valeurs de concentration dans l'intersection. La comparaison des deux approches confirme les résultats précédents, avec un bon accord sur l'axe de la rue et une différence d'étalement latéral.

Source dans la rue nº 2

Le champ de concentration expérimental au centre de la rue n° 2 est représenté sur la figure III.1.17-a. L'allure de ce champ est caractéristique d'un mouvement de recirculation. Le comportement généralement observé dans une rue bidimensionnelle semble donc être reproduit au centre de la rue, au moins qualitativement. Des profils horizontaux et verticaux de concentration dans cette section – notés "3D", en référence à la géométrie tridimensionnelle de la rue en présence des intersections – sont comparés, sur les figures III.1.17-b et c, aux profils équivalents obtenus dans une cavité bidimensionnelle (notés "2D"). Dans le cas 3D, les résultats numériques et expérimentaux s'accordent assez bien. En comparant les cas 2D et 3D, on constate que qualitativement, il existe une similitude entre les profils. Par contre, les valeurs de concentration sont quasiment deux fois plus élevées dans le cas 3D.

Pour expliquer ces différences, il est intéressant d'étudier le profil transversal présenté sur la figure III.1.17-d. La concentration n'est pas du tout homogène transversalement : elle est maximale au centre et décroît lorsque l'on se rapproche des intersections. Ce phénomène, observé numériquement et expérimentalement, est dû au flux transversal, évoqué au paragraphe précédent, qui ramène les polluants vers le centre de la rue. Cela explique pourquoi la concentration est plus importante à ce niveau-là.

Aux extrémités de la rue n° 2, on constate que la concentration augmente à nouveau (cf. figure III.1.17-d). Cette accumulation de concentration est provoquée par la présence du tourbillon d'axe vertical, qui limite l'advection des polluants. Ceci est nettement illustré par le comportement des lignes de courant sur la figure III.1.17-e.

D'un point de vue quantitatif, les valeurs de concentration dans l'intersection (cf. figure III.1.17-f) mettent en évidence des écarts importants entre le code *Mercure* et la soufflerie. Étant donné que les profils présentaient des comportements similaires, ces écarts sont certainement attribuables à de fines différences au niveau de l'écoulement dans le carrefour. Cela révèle cependant la grande sensibilité des phénomènes considérés et la difficulté de prévoir avec précision la concentration dans une intersection.

III.1.4.2.4 Bilan

La modélisation de cette intersection de rues a mis en évidence les modifications des champs de vitesse et de concentration, principalement dans la rue perpendiculaire au vent. Ces modifications portent essentiellement sur l'apparition d'un flux transversal qui affecte la répartition de concentration. Cependant, d'un point de vue qualitatif, nous avons observé que les principaux comportements observés dans des rues infiniment longues restent vérifiés.

La configuration présentée précédemment constitue un cas particulier. Pour généraliser les résultats obtenus, nous avons effectué une étude de sensibilité, en faisant varier le rapport d'aspect des rues et la direction du vent.

III.1.4.3 Influence du rapport d'aspect

Pour étudier l'influence du rapport d'aspect, nous avons simulé numériquement l'écoulement dans trois configurations différentes avec le code *MERCURE*. Les rapports d'aspect des différentes rues sont fournis dans le tableau suivant :

H/W	Rue nº 1	Rue n ^o 2
Cas nº 1	1	1
Cas nº 2	1	2
Cas n ^o 3	2	1

Tableau III.1.2 – Caractéristiques des rues simulées avec le code MERCURE.

III.1.4.3.1 Topologie de l'écoulement

Une coupe horizontale du champ de vitesse à z = H/2 (figures III.1.20-a, c et e) nous permet de constater que la topologie de l'écoulement est analogue dans les trois cas. En effet, dans chaque cas, l'écoulement dans la rue n° 1 et dans l'intersection est orienté dans la direction du vent. À l'extrémité de la rue n° 2 se forme une structure tourbillonnaire similaire à celle décrite au paragraphe précédent.

III.1.4.3.2 Bilan des flux

La principale différence entre les trois cas porte sur les flux d'air à l'extrémité de la rue n° 2. Les échanges entre cette rue et l'intersection sont illustrés sur les figures III.1.20-b, d et f. Quel que soit le cas étudié, ce flux est toujours orienté de l'intersection vers l'intérieur de la rue. Ainsi, aucune ligne de courant moyenne ne relie la rue n° 2 à la rue n° 1-aval.



Figure III.1.19 – Flux transversal en fonction du rapport des largeurs des rues nº 1 et nº 2.

D'un point de vue quantitatif, nous avons représenté, sur la figure III.1.19, le débit entrant dans la rue n° 2 en fonction du rapport W_2/W_1 des largeurs des rues n° 2 et n° 1. Nous observons que plus la rue n° 2 est large par rapport à la rue n° 1, plus le flux qui y pénètre est important. Du point de vue du transport des polluants dans l'intersection, ce comportement a une conséquence importante. Lorsque la rue parallèle au vent est large (une avenue par exemple) et croisée par de petites rues perpendiculaires, la plupart des polluants émis dans la rue principale sont advectés dans cette même rue (cf. figure III.1.20-d) et seulement une faible partie est transportée latéralement, dans les rues adjacentes. Dans le cas contraire, lorsque la rue principale est perpendiculaire au vent (rue n° 2) et que les petites rues sont orientées dans la direction de



a) Cas nº 1: Champ de vitesse à z = H/2.



b) Cas $n^{\circ} 1$: Lignes de courant. En bleu sont représentées les lignes de courant traversant l'extrémité de la rue $n^{\circ} 1$, en rouge celles traversant l'extrémité de la rue $n^{\circ} 2$.



e) Cas n° 3: Champ de vitesse à z = H/2.

Figure III.1.20 – Écoulement dans une intersection de rues (simulation MERCURE). Influence du rapport d'aspect des différentes rues. Champ de vitesse et lignes de courant.

f) Cas nº 3: Lignes de courant.

l'écoulement (rues n° 1), une partie importante des polluants émis dans ces ruelles est transportée latéralement vers la rue principale, au niveau de l'intersection (cf. figure III.1.20-f).

Ces comportements sont confirmés qualitativement par les résultats expérimentaux de HOY-DYSH et DABBERDT (1994), reproduits sur les figures III.1.21-a et b. Ces résultats correspondent à une mesure de la concentration, intégrée sur la verticale, par une méthode de visualisation. La figure III.1.21-a correspond qualitativement à notre cas n° 2, puisque la rue n° 2 est plus étroite que la rue n° 1. Dans ce cas-là, on constate que la majeure partie du panache est transportée dans la rue principale et que seule une petite partie de celui-ci diffuse dans les rues transversales. La figure III.1.21-b correspond au cas n° 3. Contrairement au cas précédent, une grande partie des polluants émis dans la rue n° 1-amont est transportée vers la rue n° 2 et paradoxalement, la rue n° 1-aval est moins polluée³. Cette figure est à rapprocher de la figure III.1.20-f.



Figure III.1.21 – Champ expérimental de concentration dans un quartier (d'après HOYDYSH et DABBERDT, 1994, figure 2-a(1) et 2-d(2)). La figure représente une intégration de la concentration sur la verticale.

Pour expliquer l'évolution du flux transversal en fonction du rapport W_2/W_1 , reprenons le raisonnement fondé sur l'entraînement par l'écoulement extérieur. La différence d'entraînement entre la face supérieure et les extrémités de la rue n° 2 induit une différence de pression qui est à l'origine du flux transversal. Pour le même écart de pression, plus la rue n° 2 est large (et donc W_2/W_1 grand), plus le débit induit dans cette rue doit être important. Cela explique le comportement observé sur la figure III.1.19.

III.1.4.3.3 Bilan

Les différences de rapport d'aspect entre les rues d'une intersection influencent essentiellement les échanges avec la rue perpendiculaire à l'écoulement. Plus la rue n° 2 est large par rapport à la rue n° 1, plus le flux qui y pénètre est important. Les résultats observés sont en bon accord avec ceux de Hoydysh et DABBERDT (1994).

^{3.} On peut remarquer sur la figure III.1.21-b qu'il n'y a pas symétrie du panache par rapport à la direction de l'écoulement. Cela est probablement dû à un léger défaut d'orientation de la maquette ou à un décalage dans le positionnement de la source.

III.1.4.4 Influence de l'orientation du vent

Les résultats précédents nous ont permis de comprendre un certain nombre de phénomènes dans le cas d'un carrefour axé sur la direction de l'écoulement. Pour généraliser ces résultats, nous allons maintenant étudier l'influence de l'orientation de l'écoulement extérieur.

Les deux rues constituant le carrefour étudié ont un rapport d'aspect H/W = 1. Nous avons travaillé sur trois directions particulières (15°, 30°, 45°). Compte tenu des symétries du problème, ces trois cas, ajoutés au cas étudié précédemment, permettent de reconstituer une rose des vents de 360°, avec un pas de 15°. Pour cette étude, nous présentons conjointement des résultats numériques et des résultats d'expériences en soufflerie.

III.1.4.4.1 Topologie de l'écoulement

L'inclinaison du vent par rapport à l'axe de l'intersection génère un écoulement particulièrement complexe. Nous nous attacherons simplement à en décrire les principales caractéristiques, communes aux différentes directions. Pour cela, nous distinguerons trois zones : les segments de rue situés à l'amont de l'intersection, les segments de rue situés en aval et le cœur de l'intersection.

Nous avons montré, au chapitre II.4, que l'écoulement dans une rue infinie, inclinée par rapport au vent extérieur, est constitué d'un mouvement hélicoïdal, superposition d'un mouvement tourbillonnaire transversal et d'un mouvement longitudinal. On observe que ce mouvement est présent dans les rues situées à l'amont de l'intersection. Ce mouvement persiste quasiment jusqu'à la limite de l'intersection.

Dans les rues situées en aval, on constate sur les figures III.1.22-a, c et e la formation d'une recirculation dans le plan horizontal, qui s'amorce à l'angle d'un bâtiment. L'extension de cette zone de recirculation varie en fonction de la direction du vent. Lorsque le vent est presque perpendiculaire à la rue, sa taille est maximale et cette recirculation devient similaire à celle observée lorsque le vent est parfaitement perpendiculaire. Plus le vent devient parallèle à la rue et plus sa taille diminue. Au-delà de cette zone de recirculation, l'écoulement retrouve un comportement hélicoïdal. La zone d'influence de l'intersection est donc beaucoup plus importante dans les rues situées en aval de l'intersection que dans celles situées en amont.

Au cœur de l'intersection, il s'établit un écoulement imposé par le transit des flux d'air entre les différentes rues. Le mouvement hélicoïdal a disparu et la direction de l'écoulement varie peu avec l'altitude. En effet, on peut noter que la variation verticale de la direction de l'écoulement au centre de l'intersection est relativement faible ($\pm 7^{\circ}$ pour $\theta = 15^{\circ}$, $\pm 11^{\circ}$ pour $\theta = 30^{\circ}$ et $\pm 0^{\circ}$ pour $\theta = 45^{\circ}$). Ceci tend à démontrer que la topologie de l'écoulement au sein du carrefour est relativement constante en fonction de la hauteur, ce qui valide l'utilisation d'un modèle plan pour représenter les flux dans l'intersection.

L'étude du transport des polluants dans un tel écoulement est particulièrement délicate. Nous verrons, au paragraphe III.1.4.4.3, que la succession des trois zones précédentes génère des lignes de courant très complexes. Avant d'entrer dans ce niveau de détail, nous proposons d'effectuer une analyse plus globale sur la répartition des flux entre les différentes rues.

III.1.4.4.2 Bilan des flux

Le modèle que nous avons développé pour décrire les échanges au niveau d'une intersection est basé sur l'équilibre des flux entrant et sortant du carrefour. Dans ce modèle, nous calculons le débit circulant dans chaque rue et, en supposant que la topologie de l'écoulement dans l'intersection est bidimensionnelle, nous en déduisons les coefficients d'échange d'une rue vers l'autre.





f) $\theta = 45^{\circ}$: Lignes de courant.

Figure III.1.22 – Écoulement dans une intersection de rues (simulation MERCURE). Sensibilité à la direction du vent. Champ de vitesse et lignes de courant. Sur les figures de droite, la ligne verte représente la ligne de séparation calculée à l'aide du modèle potentiel d'intersection.

Pour valider le comportement du modèle, il faut donc avant tout vérifier les valeurs des flux d'air entrant et sortant de l'intersection.

Pour cela, nous avons calculé, à partir des simulations numériques, les débits aux frontières de l'intersection, en fonction de la direction du vent. Le calcul a été effectué à l'extrémité des rues. Les résultats sont exprimés sous forme de vitesse moyenne à travers la section. Ces valeurs ont été représentées sur la figure III.1.23, en fonction du cosinus de l'angle d'incidence de la rue considérée. En effet, nous avons montré au chapitre II.4 que la vitesse moyenne à l'intérieur d'une rue infinie est proportionnelle au cosinus de l'angle d'incidence. La relation théorique correspondante (équation II.4.5) est à la base du calcul des débits dans le modèle d'intersection. Nous allons donc vérifier si les résultats, obtenus numériquement en présence d'une intersection, s'accordent avec cette relation.



Figure III.1.23 – Vitesse moyenne à travers une section de rue. Comparaison entre une rue infinie et une rue connectée à une intersection.

On constate que la vitesse moyenne, à la limite de l'intersection, augmente avec $\cos \theta$. Cependant, cette relation n'est pas linéaire comme le prévoit le modèle. Pour des valeurs intermédiaires de θ , les vitesses obtenues avec intersection sont plus faibles que celles obtenues pour une rue de longueur infinie.

Pour expliquer ce résultat, nous avons comparé, sur les figures III.1.24-a et b, le trajet de l'écoulement dans les cas sans intersection et avec intersection. Pour simplifier le raisonnement, nous nous sommes placés dans la situation d'un vent extérieur orienté à 45°. Le raisonnement que nous allons présenter pourrait cependant être généralisé à une situation quelconque.

Dans une rue infinie (cf. figure III.1.24-a), nous avons montré au chapitre II.4 que l'écoulement est hélicoïdal. Ce mouvement est entraîné par le cisaillement qui apparaît à l'interface rueatmosphère. En présence des intersections (cf. figure III.1.24-b), l'orientation du vent par rapport à chaque tronçon de rue est la même que dans le cas d'une rue infinie. Cela signifie que l'entraînement pas l'écoulement extérieur est équivalent. La principale différence entre les deux situations réside dans le fait qu'en présence des intersections, l'écoulement est dévié de 90° à chaque carrefour. Si l'on fait l'analogie avec l'écoulement dans un tuyau, la présence des carrefours induit donc une perte de charge supplémentaire. En effet, le changement de direction provoque un décollement des lignes de courant à l'angle du bâtiment, ce qui a pour effet de dissiper davantage d'énergie. De plus, pour des angles intermédiaires (par exemple 45°), l'intersection constitue un étranglement pour l'écoulement. En effet, la section diagonale de l'intersection est





c) Représentation formelle de l'écoulement dans une série de rues.

Figure III.1.24 – Représentation comparative de l'écoulement dans une rue finie et infinie, lorsque l'orientation du vent est quelconque.

plus étroite que la somme des sections des rues incidentes. Ce phénomène est nettement visible sur le schéma III.1.24-b. La réduction de la section offerte à l'écoulement vient ajouter une perte de charge supplémentaire.

Pour résumer ces différents points, on peut dire qu'en présence des intersections, le moteur de l'écoulement dans la rue est le même que dans le cas d'une rue infinie, alors que les pertes de charge qui s'exercent sur cet écoulement sont plus importantes. Pour bien apprécier la comparaison entre les deux cas, nous avons effectué, sur la figure III.1.24-c, une représentation formelle de l'écoulement dans la série de tronçons, en "dépliant" le trajet du fluide. En comparant à la figure III.1.24-a, on met ainsi nettement en évidence les pertes de charges induites par la présence des intersections. Finalement, étant donné que le moteur de l'écoulement est le même et que les perte de charges sont plus importantes, il devient clair que la vitesse moyenne à l'intérieur de la rue fictive de la figure III.1.24-c doit être plus faible que la vitesse moyenne dans une rue infinie.

Le comportement observé sur la figure III.1.23 infirme donc en partie l'hypothèse du découplage entre l'écoulement dans la rue et l'écoulement dans l'intersection. Il semble en effet que la présence de l'intersection modifie le débit d'air moyen à l'intérieur des rues qui la composent. En première approximation, ce phénomène a été négligé dans le modèle que nous avons proposé mais il devra être pris en compte dans le cadre de développements futurs.

Pour compléter l'analyse des flux d'air, il est important d'étudier leur trajet dans l'intersection. Pour cela, nous avons représenté avec des couleurs différentes les lignes de courant provenant des deux rues situées en amont (cf. figures III.1.22-b, d et f). Il est intéressant de constater la similitude entre ces figures, obtenues à partir des résultats du code *MERCURE*, et les figures III.1.6-a et b, obtenues avec un modèle simple d'écoulement potentiel. On observe en effet que les courants issus des deux rues amont ne se croisent quasiment pas, comme nous l'avions présupposé. À l'intérieur de l'intersection, leur comportement est approximativement similaire à celui d'un écoulement plan, ce qui valide l'hypothèse effectuée dans le modèle que nous avons proposé.

Pour compléter la comparaison avec le modèle potentiel, nous avons représenté en vert la ligne de courant de séparation obtenue avec ce modèle. Dans le cas d'un angle de 45° , l'accord entre les deux approches est excellent. Par contre, pour des angles de 30° et surtout 15° , on constate que le modèle potentiel ne localise pas le point de décollement exactement à l'arête du bâtiment. Cette erreur est d'autant plus importante que l'orientation du vent est faible. Cependant, lorsque l'on s'éloigne du point de décollement, la comparaison entre le modèle potentiel et le code *MERCURE* redevient acceptable. La répartition des flux dans la rue aval est alors bien respectée. Le modèle proposé semble donc relativement bien adapté pour décrire la répartition des flux convectifs au sein de l'intersection. Comme le modèle de diffusion n'est qu'une intégration, sur plusieurs directions du vent, du modèle d'advection, on peut donc penser que cette diffusion sera également assez bien représentée.

En conclusion, il ressort de cette analyse que le modèle phénoménologique proposé pour décrire les flux au sein d'une intersection est relativement réaliste. Cependant, on peut noter que la vitesse moyenne dans un tronçon de rue n'est pas très bien décrite par un modèle de rue bidimensionnelle, dans la mesure où ce tronçon est fortement influencé par la présence de l'intersection.

III.1.4.4.3 Dispersion

Pour terminer cette étude de sensibilité à la direction du vent, nous allons présenter quelques résultats concernant la dispersion de polluants à partir d'une source linéique. Pour les trois directions de vent, nous avons simulé les cas d'une source linéique placée alternativement dans chacune des rues. Les résultats numériques et expérimentaux sont présentés sur les figures III.1.25 et III.1.26.

Sur les figures de gauche, nous avons représenté le champ de concentration au sol et les lignes de courant issues de la source, simulés avec le code *MERCURE*. Sur les figures de droite sont indiquées les valeurs numériques et expérimentales de concentration au voisinage du sol, à z = H/10. Avant de décrire plus amplement les résultats, on peut tout d'abord remarquer la complexité des champs obtenus avec le code *MERCURE*. Pour de telles configurations, les simulations numériques constituent un outil d'appoint particulièrement intéressant pour comprendre et interpréter les expériences en soufflerie. Lorsque le vent est quasiment parallèle à la source (figures III.1.25-a et c), le panache est transporté principalement dans la rue contenant cette



Figure III.1.25 – Source linéique dans la rue n° 1. Sensibilité à la direction du vent. À gauche, simulations MERCURE : champ de concentration C^* au sol et lignes de courant issues de la source. À droite, valeurs numériques et expérimentales de la concentration C^* au niveau du sol.



Figure III.1.26 – Source linéique dans la rue n° 2. Sensibilité à la direction du vent. À gauche, simulations MERCURE : champ de concentration C^* au sol et lignes de courant issues de la source. À droite, valeurs numériques et expérimentales de la concentration C^* au niveau du sol.

source et une infime partie parvient à diffuser dans la rue perpendiculaire. Lorsque l'angle d'incidence devient plus important, le panache se décompose en deux parties. Les polluants émis à l'amont de l'intersection sont transportés dans la rue perpendiculaire. Les polluants émis en aval sont advectés à l'intérieur de la rue dans laquelle ils ont été émis.

L'analyse des lignes de courant issues de la source nous permet de comprendre la répartition de la concentration. À l'amont de l'intersection, le mouvement hélicoïdal ramène les polluants du côté de la rue situé sous le vent. Dans l'intersection, la concentration est principalement localisée au centre si bien que dans la rue située en aval, c'est le côté au vent qui est le plus pollué, formant ainsi une zone protégée sur la face opposée. Lorsque la portion de la source, située en aval de l'intersection, se trouve au cœur de la zone de recirculation, les polluants sont advectés et dispersés par celle-ci.

Les mesures de concentration, réalisées en soufflerie en quelques points de l'intersection (figures III.1.25-b, d, f et III.1.26-b, d, f), confirment dans l'ensemble relativement bien les comportements décrits précédemment, en particulier dans la localisation des maxima et des minima de concentration. La comparaison quantitative entre les mesures et les simulations n'est pas totalement satisfaisante et des écarts importants sont observés. En particulier, la comparaison est généralement meilleure au voisinage de la source que dans la rue perpendiculaire à celle-ci.

Les valeurs obtenues indiquent également que des écarts d'un facteur supérieur à 10 peuvent exister entre deux points d'une même intersection. Ces écarts sont liés au croisement d'un flux d'air pollué, provenant de la rue contenant la source, et d'un flux d'air frais provenant de la rue perpendiculaire. Les résultats expérimentaux (en soufflerie) de Hoydysh et DABBERDT (1994), obtenus à l'intersection d'une rue et d'une avenue, révèlent des écarts du même ordre.

Les résultats précédents ont une application directe dans l'étude de la représentativité des capteurs de pollution. En effet, un grand nombre de ces capteurs sont situés au voisinage ou à l'intérieur d'une intersection. Notre étude fournit de nombreux éléments pour comprendre et interpréter ce type de mesures.

III.1.5 Intersection avec place

Pour clore cette étude sur les intersections de rues, nous allons traiter le cas d'une place. Il s'agit ici de montrer, si besoin était, comment la configuration géométrique de l'intersection peut compliquer fortement la nature de l'écoulement.

III.1.5.1 Description

Nous avons simulé numériquement deux intersections de tailles différentes, décrites sur la figure III.1.29.

Les rues qui se croisent sont perpendiculaires, de rapport d'aspect H/W = 1. La place est de forme carrée; son côté mesure 3W dans le cas n° 1 et 5W dans le cas n° 2. Les caractéristiques des maillages sont fournies en annexe B. Pour cette étude, nous nous sommes limités à une direction de vent parallèle à la rue n° 1.

III.1.5.2 Topologie de l'écoulement

Le champ de vitesse à l'intérieur de la place est représenté sur les figures III.1.27 et III.1.28. De manière générale, l'écoulement est similaire dans les cas n° 1 et n° 2. Dans la rue n° 1, l'écoulement n'est quasiment pas perturbé par la présence de l'intersection. Dans la rue n° 2 (cf. figures III.1.27-e et III.1.28-e), il se forme une recirculation d'axe horizontal, analogue à celle



a) Lignes de courant. En bleu sont représentées les lignes de courant traversant l'extrémité de la rue n° 1, en rouge celles traversant l'extrémité de la rue n° 2.

	-		~		-	-	~	<u></u>	<u></u>	-	-		-	-		-
~	-				~											
~		~	-	-	~	~	~	~	~	~	~	~	-	-	-	~
	>	\sim	-		\sim	\sim	<u>►</u>	\sim	\sim			\sim	\sim			
	-	~	~	-	~	~	~	~	~	~	~	~	-	-	-	-
P	_	-	-	-	-	-	-				-	-	-	-	-	-
	-		-	100	-		-	-	-	-	1	P	100	-	-	1
	_		∇							∇				∇		
	_	-	-	8	P	-	-	Pro-	-	-	-		Rea-	B	-	P
							~	~								
E	_	Pine.	Elm-	free.	film.	1000	Con-	Con-	Con-	Con-	Con-	1 mar	free.	Press.	Prov.	Pine.
	_									∇						
~		~	-	~	-	-	-	-	-	-	~ .	-	-	~	~	~
												~				
							-								-	-
1000		-	1	1	film.	Des 1		Conc.	Dim.	Dime.	- I	-	-	Prove la	-	-
-		-	-	-	-	-	-	-		-	-	_	-	Prove of the local division of the local div	B	-
								_				- 1	_			_
-		~ 1	-	-	~	-	_	-	-	-	-	-	-	-	-	-
~	6		_					- 1			~ 0			-		-
-		~ 0	~	~ 1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
			~ ¬			~ -	~ 7	~ ¬	~ -	~ ¬	~ -					
-	-	~ P	-	-	-	-	-	_	-	_	~ ~	-	-	<u> </u>	-	
2	2			- 1				- 1				- 2			2 2	
							- 0	- 0	>	> 0	~ 0		>	- 0		
->		÷ Ó	≻ É	> 6	> 6	- 6	- 6	- é	- 6	- 6	- 6	- İ>	- 6	> 6	<u>≻ f</u> e	
_	- F		- 6	-		- ×	<u> </u>	- ×			- ×	- ×	<u> </u>	_	-	_
-15			- 16		- K	- K	- K	- K	s — K	- 6	- K	<u> </u>	· — K	- 6	- 15	
-6-			- K	-			- K	K	- K		- 15			- 6	- 6	-
-				<u> </u>	E			- 2			-	<u> </u>		- 6	- K	_
		17	- 2				_ Z	_ 2		12	- 2		-	12	- 2	_
-	-	12										-	-	12	-	_
-	-		->							+ >	-		-	+ >	->	_
->		+	-		-	1 8	- ÷-		-	+		-	-	++	-	_
-		- i i i i i i i i i i i i i i i i i i i				12				<u>т</u> .	-		<u> </u>	<u> </u>	<u> </u>	
		12		-			-	-				-	-	1 2		_
-		+>	-	-		+	-	-		++	-	-		+ >	-	-
-	_	. خل	÷.			. خا	-£	_		<u>а</u> .	-	_	-		<u> </u>	
		100	-	-	-				-	1.			-	15	_	_
*	-		-	-			-			-+	-			-1-2		
-		+	-							-te -				-+	-	
-		<u>ы</u> .	_	_		<u>ы</u> .	_	<u> </u>	_	ш.	-		_	- AL	-	-
-	-	12.1	-		-	12.1	-			1.	5	-		12	-	
		T* 1	-			T* 1	_			- T-				T	-	
-	-0-	- P° - '	-				-			- t -	-			-1*	-	-

c) Section verticale longitudinale à y = 0.

	 1	<u> </u>
	 1144-	
	100000000000000000000000000000000000000	
	111111111	
	1111111111	
	4 4 4 4 4	
	11111111111	
	11111	
	111111111111111111111111111111111111111	
$\left\{ \begin{array}{c} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 $		
	111100000000000000000000000000000000000	
	110000000000000000000000000000000000000	
	122222222222222	
· • • • • • • · · ·	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	
· · • • • • • • • • • · · ·	· · • • • • • • • • • • • • • • • • • •	

e) Section verticale longitudinale à y = 30 m(extrémité de la rue n° 2).



b) Section horizontale x-y à z = H/2.



d) Section verticale longitudinale à y = 20 m.



f) Schéma de principe de l'écoulement.



a) Lignes de courant. En bleu sont représentées les lignes de courant traversant l'extrémité de la rue n° 1, en rouge celles traversant l'extrémité de la rue n° 2.



b) Section horizontale x-y à z = H/2.

>	>	⊳	>	>		>	Þ	⊳	Þ				⊳		►	⊳ i
>		⊳	⊳			>	⊳	⊳	⊳		⊳	⊳			⊳	
>		⊳	⊳			>	⊳	⊳	⊳		⊳	⊳			⊳	⊳ i
>			⊳		-	>	>	►			⊳		⊳		⊳	⊳ 1
>	⊳	⊳				>		⊳	⊳			⊳			⊳	⊳ t
>		⊳			t	>	⊳	⊳	⊳	⊳	⊳	⊳				⊳t
>	⊳		⊳		t	>	⊳	⊳	\triangleright	\triangleright		⊳	►		\triangleright	⊳ t
>				- N	t	>	\triangleright	\triangleright	\triangleright		⊳		►	-		
• —					P	>			\succ						>	D D
:	2			4	P	-				2	P	₽=	4	1	>_	
_	É	Ě I	≦_	É:	Ĕ	_	E I	٤.	2	É	É.	É =	É	É	2	Ê Ê.
	É.	5	٤	E i	1	-	5	2	<u> </u>		5	٤ –	¥	Ĕ	_	2 2
	8 I	₹ į			F		5 8				£ [2	Ē	¥		
	1			£ :	F				1	1	1		44	₩.		=\$:
	:	-		: :	P.		-	-	-	F	-	=		-	-	
	E	⊒			1	=	₹.	Ξ	=	E	Ξ.	- Ξ		=	=	⊒ ¥ :
_ ≢	Ħ	ŧ	⊒≢		ŧ	⊒	₹.	≢ .	∃	臣	Ξ.	- I		₹	∃	1
	i de la compañía de la					-÷			100	the state				100	1000	

c) Section verticale longitudinale à y = 0.



e) Section verticale longitudinale à y = 50 m(extrémité de la rue n° 2).

	۲
	H
	H
	H
	ł
	ŧ
	ŧ
	Đ
	2
	ź
E EEEE E E EEEEEEEE E E E	4
	ť

d) Section verticale longitudinale à y = 30 m.



f) Schéma de principe de l'écoulement.

Figure III.1.28 – Écoulement à l'intérieur d'une place : Cas nº 2 (simulation MERCURE).



Figure III.1.29 – Intersections avec place.

observée dans une rue infinie. Contrairement au cas d'une intersection simple (cf. §III.1.4), cette recirculation est présente jusqu'à l'extrémité de la rue. Au niveau de cette extrémité, le flux d'air est orienté de l'intersection vers l'intérieur de la rue; ce flux se combine à la recirculation pour former un mouvement hélicoïdal entrant.

La majeure partie des perturbations sont localisées à l'intérieur de la place. L'écoulement principal traverse cette place, dans l'axe de la rue n° 1 (cf. figures III.1.27-c et III.1.28-c). Cet écoulement génère une recirculation tridimensionnelle dans la partie latérale (cf. figures III.1.27 et III.1.28, b et d). Cette recirculation est à rapprocher de celle observée à l'extrémité de la rue n° 2, dans le cas d'une intersection simple. Le schéma de principe de l'écoulement est représenté sur les figures III.1.27-f et III.1.28-f.



Figure III.1.30 – Profil transversal (selon y) de vitesse \overline{u} à z = H/2. Comparaison à la solution analytique de GOERTLER (1942) pour un jet plan. Les positions x des profils sont indiquées par rapport à l'entrée de la place.

L'écoulement provenant de la rue n° 1 et pénétrant dans la place peut être interprété qualitativement comme un jet horizontal. Les mécanismes physiques ne sont pas rigoureusement les mêmes que pour un jet plan car l'entraînement par l'écoulement extérieur joue ici un rôle important. Il est cependant intéressant de se demander si la diffusion latérale de quantité de mouvement s'effectue de manière analogue à celle d'un jet. Pour cela, nous avons représenté, sur la figure III.1.30, l'évolution des profils transversaux de vitesse \overline{u} , adimensionnée par la vitesse \overline{u}_0 sur l'axe. On constate que le profil de vitesse a tendance à se rapprocher d'un profil de jet plan (solution analytique de GOERTLER, 1942) dans la partie aval de la place. Par contre, dans la partie amont, ce comportement n'est pas vérifié.

L'explication de cet écart réside dans la longueur de développement du jet dans notre écoulement. En effet, cette longueur est inférieure à 6W (6 fois la largeur initiale du jet), qui correspond à la longueur du cône potentiel (RAJARATNAM, 1976). Or la solution analytique de GOERTLER n'est valable qu'au-delà de cette zone, dans la partie pleinement développée du jet. C'est pourquoi les profils de la figure III.1.30 tendent vers un profil de jet lorsque x devient grand. Par certains aspects, l'écoulement à l'intérieur de la place ressemble donc à celui d'un jet plan. L'entraînement induit par ce jet est à l'origine des recirculations observées dans les parties latérales.

Il apparaît en conclusion que la présence d'une place au niveau de l'intersection a pour effet de localiser les perturbations dans cette zone, de sorte que l'écoulement dans les différentes rues est moins perturbé que dans le cas d'une intersection simple. Du point de vue de la topologie de l'écoulement, il n'existe pas de différence notable entre les deux places étudiées. Ces deux cas correspondent à des configurations d'écoulement confiné, la dimension de la place n'étant pas suffisante pour permettre à l'écoulement extérieur d'y pénétrer de façon sensible.

III.1.5.3 Analyse des flux

Les flux d'air entre les différentes rues sont illustrés sur les figures III.1.27-a et III.1.28-a. On constate que qualitativement, le comportement des flux est similaire à celui observé dans le cas d'une intersection simple. Une partie de l'écoulement de la rue n° 1-amont pénètre dans la rue n° 2. Par contre, il n'existe pas de flux de la rue n° 2 vers la rue n° 1-aval.



Figure III.1.31 – Flux transversal en fonction du rapport taille de la place / largeur des rues. Le premier point correspond au cas d'une intersection simple.

Nous avons représenté, sur la figure III.1.31, l'évolution du flux transversal en fonction de la taille d de la place. On constate que ce flux est d'autant plus important que la place est grande. Comme dans le cas d'une intersection simple, l'explication de ce phénomène réside dans la notion d'entraînement. En effet, plus la place est grande, plus le jet issu de la rue n° 1 diffuse

à l'intérieur de la place. La vitesse moyenne de l'écoulement à l'intérieur de la place devient alors plus faible et, par conséquent, la pression exercée à l'extrémité de la rue n° 2 devient plus importante. L'air présent dans la rue n° 2 est alors d'autant plus aspiré par l'entraînement à l'interface rue-atmosphère. Il en résulte que le flux transversal est plus important.

III.1.5.4 Bilan

En présence d'une place de petite taille, les perturbations induites par l'intersection sont principalement localisées à l'intérieur de cette place. L'écoulement dans la rue perpendiculaire est beaucoup moins influencé que dans le cas d'une intersection simple. Le comportement général des flux d'air est peu modifié par la présence de la place. L'air pénètre dans la rue perpendiculaire à l'écoulement avec un débit qui est d'autant plus important que la place est grande.

III.1.6 Conclusion

Nous avons proposé, dans ce chapitre, un modèle analytique simple pour décrire une intersection de rues. Ce modèle est basé sur un couplage direct entre la notion de rue et la notion d'intersection (l'effet de l'intersection sur l'écoulement dans la rue n'est pas pris en compte). À partir d'un bilan de masse sur le volume de l'intersection, nous avons mis en évidence l'existence d'un mouvement vertical. L'utilisation d'une approche potentielle permet de modéliser le mouvement horizontal à travers une représentation bidimensionnelle de l'intersection. Cette hypothèse est utilisée pour déterminer un tenseur d'échange entre les différentes rues connectées. Les mécanismes de diffusion ont ensuite été étudiés et reliés à la fluctuation de la direction du vent.

Les simulations numériques et les expériences réalisées en soufflerie ont permis de valider les principales hypothèses de ce modèle. Dans les cas d'une variation de section, nous avons mis en évidence l'apparition de mouvements verticaux. Les caractéristiques des flux horizontaux ont été étudiées sur un carrefour entre deux rues perpendiculaires. Ces résultats ont été généralisés au cas d'une place de petite taille. Si les principaux phénomènes sont en accord avec le modèle proposé, nous avons cependant mis en évidence l'influence non négligeable de l'intersection sur l'écoulement dans les rues adjacentes. Dans le futur, il semble donc important d'envisager un modèle utilisant un couplage inverse entre les rues et les intersections.

Les résultats obtenus jusqu'à maintenant sur une rue bidimensionnelle (cf. partie II) et sur une intersection (au cours de ce chapitre) ont permis de mieux comprendre les mécanismes de transport et de dispersion des polluants à l'intérieur de ces deux géométries élémentaires de la topographie urbaine. L'étape suivante de notre démarche de modélisation va consister à coupler ces deux types de géométrie, afin d'étudier un ensemble de rues inter-connectées formant un quartier. À cette échelle, les méthodes de modélisation classique, prenant en compte explicitement la présence des bâtiments, sont difficiles à mettre en œuvre en raison du nombre d'obstacles à considérer et de leur complexité. Par ailleurs, les méthodes basées sur une approche implicite (modèle de rugosité de paroi) ne sont pas encore utilisables. C'est pourquoi il est nécessaire de développer des outils de modélisation adaptés à cette échelle. Ce problème fait l'objet du chapitre suivant.

III.2 Modèle d'écoulement et de dispersion dans un réseau de rues

Ce chapitre est consacré à la modélisation de la dispersion des polluants à l'échelle d'un quartier. Après avoir rappelé les principaux travaux sur le sujet, nous introduisons le concept de réseau de rues. Un nouveau modèle de dispersion dans un quartier, basé sur ce concept, est ensuite présenté en détail. Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, des résultats de simulations numériques, réalisées avec le code MERCURE, permettent de mettre en évidence les principaux mécanismes de dispersion dans un quartier et fournissent une validation du modèle proposé.

III.2.1 Introduction

Les résultats présentés au cours des chapitres précédents ont mis en évidence les limitations du concept de *rue infinie isolée*. Nous avons pu observer que les phénomènes liés aux intersections affectent sensiblement le comportement de l'écoulement et de la dispersion à l'intérieur de la rue. Sur le plan pratique, de nombreuses situations illustrent les carences des modèles rue-canyon simples. À titre d'exemple, nous pouvons nous demander comment estimer la pollution dans une rue piétonne (ce type de rue a d'ailleurs tendance à se multiplier en raison même des problèmes de pollution) dans laquelle la circulation automobile est inexistante. Dans ce cas, peut-on raisonnablement négliger la contribution des rues voisines dans le calcul de la concentration? Ces éléments de réflexion illustrent la nécessité de modéliser les interactions entre plusieurs rues. Pour cela, nous allons introduire la notion de *réseau de rues*.

Les études sur les réseaux de rues sont très rares dans la littérature, où l'hypothèse d'une rue isolée est encore couramment utilisée. Pourtant, les rues considérées dans ces études sont très souvent situées au sein d'un réseau, en particulier lors d'expériences in situ ou en soufflerie. Malheureusement, les mesures effectuées et l'analyse des résultats sont généralement limitées à une seule rue. À notre connaissance, la seule étude de terrain concernant plusieurs rues voisines a été réalisée dans un quartier de Londres par CROXFORD (1995 ; 1996 ; 1998). Cette étude a essentiellement été analysée sous l'angle de la *syntaxe spatiale* du quartier et de sa corrélation à la pollution. Les données fournissent donc peu d'information sur la dispersion des polluants dans le réseau.

Les expériences en soufflerie sont assez bien adaptées pour étudier les réseaux de rues, dans lesquels il est nécessaire de considérer un grand nombre de bâtiments. Pourtant, là encore, très peu d'études ont pu être recensées. Lors d'expériences sur plusieurs intersections de rues, HOYDYSH et DABBERDT (1994) ont effectué des visualisations de la dispersion d'un panache de polluants à l'intérieur d'un réseau. Même si ces résultats sont qualitatifs, ils illustrent nettement les interactions entre plusieurs rues en fonction de la direction du vent. Ils montrent en particulier que l'étalement topologique, associé à l'organisation du réseau, devient prépondérant devant la dispersion proprement dite. En particulier, l'étalement du panache est plus ou moins important selon que le vent est parallèle, perpendiculaire ou incliné par rapport au réseau. Dans ce dernier cas, l'étalement est maximum car l'écoulement suit une trajectoire sinueuse pour contourner les bâtiments. Ce comportement est à rapprocher de l'effet topologique rencontré dans les groupes d'obstacles organisés en quinconce (FUNG et HUNT, 1991). Ces observations sont confirmées par les expériences de WEDDING et al. (1977). Ces auteurs ont mesuré l'étalement d'un panache dans un réseau régulier de rues. Ils ont mis en évidence que l'étalement est maximum pour un vent orienté à 45° par rapport au réseau, et minimum lorsqu'il est parallèle à la rue contenant la source. Ces résultats démontrent clairement que les polluants circulent dans un réseau de rues et qu'ils peuvent être transportés d'une rue à l'autre. Cela souligne la nécessité de prendre en compte ces phénomènes, non seulement pour calculer la concentration dans une rue, mais également pour déterminer l'étalement d'un panache de polluants dans un quartier.

En ce qui concerne la modélisation, il n'existe quasiment pas d'études sur le sujet. Les modèles numériques sont difficiles à utiliser pour ce type de problèmes en raison de la quantité de mailles nécessaires pour représenter les nombreux bâtiments. Seuls quelques modèles ruecanyon simplifiés traitent en partie le problème. Le modèle CPBM (YAMARTINO et WIEGAND, 1986) permet de décrire le champ de concentration dans une rue en tenant compte des échanges au niveau des intersections. Nous avons cependant montré, au chapitre précédent, que la paramétrisation de ces échanges est trop simplifiée pour pouvoir décrire la réalité des phénomènes. Par analogie, le modèle SBLINE (NAMDEO et COLLS, 1996) décrit l'ensemble d'un réseau de rues, en décomposant la concentration dans chaque rue en deux termes : la contribution de la rue elle-même est représentée avec le modèle CPBM ; la contribution des rues voisines est prise en compte par un modèle gaussien, en supposant que le panache de polluants est transporté comme s'il n'y avait pas de bâtiments. Cette approche n'est pas très satisfaisante car elle ne traite pas les échanges entre les rues, au niveau des intersections.

Ce rapide aperçu de la littérature sur le sujet met en évidence l'absence d'outils de modélisation adaptés pour décrire la dispersion des polluants dans un réseau de rues, et le manque de données expérimentales et numériques pour valider ces outils. Par contre, il faut noter que de nombreuses données topographiques nécessaires à cette modélisation sont d'ores et déjà disponibles et ne sont pas pleinement exploitées. Au cours de ce chapitre, nous proposons d'étudier le problème de la modélisation à cette échelle. Dans un premier temps, nous détaillerons les principes d'un nouveau modèle appliqué, destiné à modéliser un réseau de rues. Ce modèle sera fondé sur un certain nombre de modélisations et de résultats présentés dans les chapitres précédents. Il permettra en particulier de réunir les concepts de *rue* et d'*intersection*, et constituera, en quelque sorte, une synthèse des résultats de notre travail.

Dans un deuxième temps, nous présenterons des résultats de simulations numériques, réalisées avec le code *MERCURE*, sur un réseau de rues idéalisé. Ces résultats seront analysés et comparés au modèle développé.

III.2.2 Présentation du modèle

III.2.2.1 Principe – Description topologique du réseau

En raison de l'organisation du bâti à l'intérieur des villes, la plupart des informations relatives aux transports urbains sont organisées et stockées à l'aide de la notion de *réseau* ou de *graphe* des rues. Les données informatiques des *Systèmes d'Information Géographique* (SIG) fournissent par exemple le trafic automobile (flux de véhicules, vitesse moyenne) pour chaque tronçon d'un réseau de circulation, qui correspond plus ou moins au réseau des rues. Pour concevoir un modèle appliqué de dispersion des polluants émis par les transports urbains, il serait donc intéressant de fonder ce modèle sur cette même notion de réseau.

La difficulté du problème réside alors dans la quantité d'informations géométriques à traiter si l'on souhaite pouvoir modéliser un réseau de plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines de rues. Nous montrerons au paragraphe III.2.3 que le maillage, utilisé pour modéliser avec le code MERCURE un petit quartier de quelques rues, est de plusieurs centaines de milliers de points. Pour étudier une seule situation météorologique, le temps de calcul est alors de plusieurs dizaines d'heures sur une station de travail. Il n'est donc pas envisageable d'utiliser ce type de modélisation pour des applications pratiques. Afin de résoudre ce problème, il est intéressant de faire une analogie avec d'autres domaines de la mécanique des fluides, dans lesquels la notion de réseau est couramment utilisée. C'est le cas des écoulements dans les canaux ou dans les tuyaux. Dans l'Antiquité, lorsque les premiers réseaux d'irrigation sont apparus (d'abord en Égypte et en Mésopotamie, puis chez les Grecs et les Romains qui développèrent l'utilisation des aqueducs), des méthodes empiriques servaient déjà à dimensionner des dizaines de canaux, bien des siècles avant l'invention du premier ordinateur. En s'inspirant de ces méthodes simples, on peut espérer construire un modèle rapide, nécessitant peu de ressources informatiques. Les réseaux de tuyaux ont des applications encore plus diverses, allant de la circulation cardio-vasculaire à l'adduction d'eau, en passant par les systèmes industriels. Pour calculer l'écoulement dans un circuit de tuyaux, la méthode itérative de HARDY-CROSS (1936) a certainement été la méthode la plus utilisée, même si elle est aujourd'hui remplacée par des approches plus performantes.



Figure III.2.1 – Topologie d'un réseau de rues. On distingue les segments de rue et les nœuds d'intersection.

Pour représenter un réseau, ces méthodes utilisent les concepts de *segment* (ou *arc*) et de $n \alpha u d$. Il est possible d'appliquer ces concepts à un réseau de rues (cf. figure III.2.1). Chaque tronçon de rue peut être représenté par un segment et chaque intersection par un nœud. Le principe des méthodes utilisées pour les tuyaux ou les canaux est d'établir un bilan des pertes de charge sur chaque segment et de garantir la conservation des débits en chaque nœud. C'est globalement le principe que nous allons reprendre dans notre modèle.

Cependant, il existe des différences importantes entre l'écoulement dans la canopée urbaine et l'écoulement dans des tuyaux ou des canaux. Dans un tuyau, le fluide est contraint à entrer et sortir par les extrémités. Le moteur de l'écoulement est la différence de charge (en l'occurrence de pression) entre ces extrémités. Dans le cas d'un canal, on suppose généralement que le fluide ne déborde pas du canal. Le moteur de l'écoulement est la force de gravité (ou la différence d'altitude), que l'on peut également exprimer sous forme d'une différence de charge. Dans les deux cas précédents, la différence de charge est une grandeur qui doit être équilibrée sur l'ensemble du réseau. Dans le cas de la canopée urbaine, l'air a la possibilité de s'échapper verticalement de la rue. Par ailleurs, nous avons montré que l'écoulement dans la rue est entraîné par le cisaillement avec le vent extérieur. Cela signifie que d'un point de vue aérodynamique, une rue dépend davantage de l'écoulement extérieur que de l'écoulement dans les autres rues. Il n'est donc pas nécessaire d'utiliser la notion de charge pour équilibrer les efforts moteurs dans tout le réseau.

C'est pour cette raison que nous avons développé une méthode spécifique pour modéliser l'écoulement et la dispersion dans un réseau de rues. Cette méthode est essentiellement basée sur l'utilisation de modèles de boîte pour décrire chaque segment de rue et chaque nœud d'intersection. Les grandeurs calculées pour chaque rue seront les valeurs de la vitesse et de la concentration moyennées sur le volume de la rue. Un tel modèle permet donc de déterminer la répartition de la pollution entre les différentes rues mais ne permet pas de déterminer la répartition de concentration à l'intérieur même d'une rue. Pour cela, un couplage avec les modélisations de la deuxième partie sera nécessaire. Au cours des paragraphes suivants, nous allons décrire les différents éléments de ce modèle :

- La modélisation d'un tronçon de rue.
- La modélisation d'une intersection.
- La modélisation de l'écoulement extérieur.
- La résolution numérique du problème.

III.2.2.2 Modélisation d'un tronçon de rue

Chaque tronçon de rue est schématiquement défini par un volume parallélépipédique (cf. figure III.2.1) de longueur L, de largeur W et de hauteur H (on suppose que les bâtiments de chaque côté de la rue sont de même hauteur). On considère également que les caractéristiques de l'écoulement au-dessus de la rue (vitesse et direction du vent) sont connues.

III.2.2.2.1 Écoulement moyen

Pour déterminer la vitesse moyenne à l'intérieur du volume précédemment défini, il est nécessaire d'utiliser les propriétés du champ de vitesse, évoquées dans la deuxième partie. Nous avons montré que la composante de l'écoulement dans le plan perpendiculaire correspond à un mouvement tourbillonnaire. Cela signifie que la composante transversale moyenne de l'écoulement dans la rue est nulle. Nous avons également montré que la composante longitudinale moyenne, notée U_{rue} , ne dépend que de l'entraînement par l'écoulement extérieur. Cette vitesse moyenne peut être calculée à l'aide du modèle d'écoulement décrit au chapitre II.3.

En intégrant les relations II.3.8 et II.3.19 sur une section de la rue, on obtient une relation de la forme :

$$U_{rue} = u_* \cos(\theta_{\infty}) \cdot h(H/W, z_i/W)$$
(III.2.1)

En réalité, le calcul exact de l'intégrale est impossible en raison de la présence de fonctions de BESSEL. En utilisant la solution approchée II.3.14 (loi logarithmique) pour exprimer la vitesse

dans la zone II, il est possible de calculer la fonction h et de corriger l'erreur par un coefficient multiplicatif. La vitesse moyenne dépend alors des paramètres suivants :

- La projection $u_* \cos(\theta_{\infty})$ de la vitesse de frottement de l'écoulement extérieur sur l'axe de la rue.
- Le rapport d'aspect H/W de la rue.
- Le rapport z_i/W entre la rugosité des parois et la largeur de la rue.

Nous avons représenté, sur les figures III.2.2-a et b, l'évolution de la fonction h en fonction des deux derniers paramètres. On constate que plus la rue est étroite et les parois rugueuses, plus la vitesse longitudinale moyenne est faible.



Figure III.2.2 – Évolution de la vitesse en fonction du rapport d'aspect H/W et de la rugosité des parois de la rue z_i .

Il est important de noter que dans ce modèle, l'influence des intersections sur l'écoulement dans la rue n'a pas été prise en compte, si bien que l'écoulement moyen dans chaque tronçon de rue est calculé indépendamment. La modélisation du couplage rue-intersection devra être abordée lors d'études ultérieures.

III.2.2.2.2 Bilan de la quantité de polluants

Pour modéliser la concentration moyenne à l'intérieur de la rue, nous allons reprendre le modèle de boîte qui a été décrit au paragraphe II.4.3.1.3. Considérons le segment de rue représenté sur la figure III.2.3. La concentration moyenne à l'intérieur de la rue est notée C_{rue} et la concentration extérieure au-dessus de cette rue est notée C_{ext} . La vitesse moyenne U_{rue} évacue un flux de polluants $HWU_{rue}C_{rue}$ à travers l'extrémité aval de la rue. Dans le même temps, un flux Q_E pénètre par l'extrémité amont. Le flux turbulent Q_s à travers l'interface supérieure est modélisé par l'équation II.4.10. Si on note Q le débit total des sources situées dans la rue, l'équation-bilan stationnaire sur le volume s'écrit :

$$Q + Q_E - HWU_{rue}C_{rue} + \frac{\sigma_w WL}{\sqrt{2}\pi}(C_{ext} - C_{rue}) = 0$$
(III.2.2)


Figure III.2.3 – Bilan des flux sur le volume de la rue.

Si l'on suppose que σ_w est connu, cette équation fait intervenir trois inconnues : le flux Q_E et les concentrations C_{ext} et C_{rue} . Le flux Q_E , provenant de l'extrémité amont, sera déterminé à partir du modèle d'intersection présenté au paragraphe III.2.2.3. La concentration au-dessus de la rue est due aux polluants transportés à l'extérieur de la canopée. Elle sera modélisée au paragraphe III.2.2.4. L'équation III.2.2 constitue donc la première équation d'un système couplé, reliant les différentes rues, les intersections et l'atmosphère extérieure. Le modèle de boîte précédent a été repris par MENSINK *et al.* (1999) pour étudier une rue isolée. Ces auteurs ont comparé notre approche, ainsi que les modèles STREET et OSPM, à des mesures in situ réalisées à Anvers (Belgique). Cette étude indique que notre modèle de boîte fournit des résultats comparables, voire parfois meilleurs, par rapport aux autres modèles.

III.2.2.3 Modélisation d'une intersection

III.2.2.3.1 Bilan aérodynamique

Pour modéliser une intersection, nous allons utiliser l'approche proposée au chapitre III.1. Considérons une intersection constituée par la jonction de N_I segments de rues. Chaque rue d'indice *i* est caractérisée par sa largeur W_i , sa hauteur H_i et sa vitesse moyenne $U_{rue,i}$, comptée positivement si l'écoulement entre dans l'intersection. Le calcul de chaque vitesse $U_{rue,i}$ est effectué indépendamment à l'aide de la relation III.2.1. Comme l'égalité des flux horizontaux entrant et sortant de l'intersection n'est pas garantie a priori, un mouvement vertical résultant peut apparaître. Citons par exemple le cas d'un rétrécissement ou d'un élargissement de section d'une rue (cf. §III.1.3). L'orientation de ce mouvement, ascendante ou descendante, dépend du signe du déséquilibre des flux horizontaux. Le débit \dot{V}_v correspondant au mouvement vertical dans l'intersection est alors défini par la relation :

$$\dot{V}_v = \sum_{i=1}^{N_I} H_i W_i U_{rue,i} \tag{III.2.3}$$

III.2.2.3.2 Flux de polluants

Nous avons montré, au chapitre III.1, que les flux d'air (et donc de polluants) entre les rues d'une intersection se répartissent en fonction de la position relative de ces différentes rues (cf. figure III.1.7). Pour quantifier cet effet, nous avons défini un *tenseur d'échange turbulent* $\widehat{\ell}(\theta_0)$, où $\widehat{\alpha}_{i,j}(\theta_0)$ représente le débit d'air moyen circulant de la rue *i* vers la rue *j*. Ces coefficients sont déterminés en utilisant le raisonnement décrit au paragraphe III.1.2. Il faut noter que le tenseur $\widehat{\ell}(\theta_0)$ dépend de la direction θ_0 du vent extérieur. À partir de la répartition des flux d'air, il est possible de déterminer les flux de polluants entrant et sortant de l'intersection. Si l'on connaît la concentration moyenne $C_{rue,i}$ à l'intérieur de chacune des rues, les flux entrant dans l'intersection sont du type $H_i W_i U_{rue,i} C_{rue,i}$. Les flux $Q_{E,j}$ sortant par la rue j (comptés positivement) dépendent du tenseur d'échange par la relation :

$$\mathcal{Q}_{E,j} = \sum_{i=1}^{N_I} \widehat{\alpha}_{i,j}(\theta_0) C_{rue,i} + \dot{V}_{ext \to j} C_{ext}$$
(III.2.4)

où C_{ext} représente la concentration dans l'écoulement extérieur, au-dessus de l'intersection. Lorsqu'il existe un mouvement vertical entrant dans l'intersection ($\dot{V}_v < 0$), le flux $\dot{V}_{ext \to j}$ permet de quantifier le débit d'air circulant de l'atmosphère extérieure vers la rue j. Ce mouvement a pour effet "d'aspirer" une partie de la pollution extérieure jusque dans l'intersection. Dans le cas contraire ($\dot{V}_v > 0$), une partie des polluants présents dans la canopée urbaine est transportée dans l'écoulement extérieur.

Du point de vue de la dispersion dans l'écoulement extérieur, ces échanges de matière peuvent être modélisés par une source ou un puits de polluants, générant un panache en aval de l'intersection. Le débit Q_v de cette source peut être déterminé par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} \mathcal{Q}_{v} = \sum_{i=1}^{N_{I}} \dot{V}_{i \to ext} C_{rue,i} & \text{si le flux est sortant.} \\ \mathcal{Q}_{v} = -\sum_{i=1}^{N_{I}} \dot{V}_{ext \to i} C_{ext} & \text{si le flux est entrant.} \end{cases}$$
(III.2.5)

L'équation III.2.4 définit le flux entrant par l'extrémité amont de la rue. Elle permet donc de déterminer une des inconnues de l'équation III.2.2. Par contre, ces deux équations font intervenir une inconnue qu'il reste à déterminer : la concentration C_{ext} dans l'écoulement extérieur, à la verticale de chaque rue et de chaque intersection. Pour modéliser cette inconnue, intéressons-nous maintenant à la dispersion au-dessus de la canopée urbaine.

III.2.2.4 Écoulement et dispersion au-dessus de la canopée

La dernière étape de la modélisation consiste à représenter la dispersion des polluants dans la couche limite atmosphérique. Les polluants présents dans cette partie de l'écoulement contribuent à augmenter la concentration C_{ext} à la verticale des rues et des intersections (cf. figure III.2.4-a). Pour pouvoir fermer le système d'équations, il est donc nécessaire de modéliser les concentrations correspondantes. Les sources de polluants qui émettent dans l'écoulement extérieur peuvent être décomposées en deux catégories :

- Nous avons montré précédemment que les polluants émis à l'intérieur des rues peuvent être éjectés au-dessus du niveau des toits, soit par un flux turbulent à l'interface rueatmosphère, soit par un flux convectif au niveau des intersections (cf. figure III.2.4-b). Ces flux se comportent comme des sources (ou des puits) à prendre en compte dans l'écoulement extérieur.
- D'autres types de sources émettent directement dans l'atmosphère extérieure: la circulation automobile sur un tronçon de rue dégagé (sans bâtiments), les cheminées sur les toits, les émissions industrielles, ... Ces émissions contribuent également à augmenter la concentration C_{ext} .



b) Prise en compte des flux à l'interface rue-atmosphère et au niveau des intersections.
Figure III.2.4 – Dispersion dans l'atmosphère extérieure.

La dispersion des polluants au-dessus de la canopée urbaine est contrôlée par des structures turbulentes dont la taille est largement supérieure à la largeur de la rue. Ces structures dépendent de processus physiques relevant de la micro-météorologie à l'échelle d'une agglomération. Parmi ces processus, citons, entre autres, la présence de relief, la stabilité thermique de l'atmosphère ou la rugosité aérodynamique du tissu urbain. La modélisation à cette échelle dépasse le cadre fixé pour notre étude. C'est pourquoi nous supposerons que notre approche s'inscrit dans une hiérarchie de modèles et que les informations, nécessaires pour traiter la dispersion des polluants dans l'écoulement extérieur, seront fournies par un modèle fonctionnant à une échelle plus large.

III.2.2.4.1 Écoulement

Considérons que l'écoulement atmosphérique au-dessus du quartier étudié est connu. Pour simplifier le traitement de la dispersion, nous effectuerons deux hypothèses concernant cet écoulement. Nous supposerons tout d'abord que l'écoulement est uniforme à l'échelle du quartier, et qu'il peut être représenté par un unique vecteur U_{ext} . Nous négligeons ainsi toutes les déviations locales du vent, dues à l'influence des bâtiments sur l'écoulement. La valeur de U_{ext} pourra être fournie soit par un modèle à plus grande échelle, soit par une mesure locale du vent.

Ce vecteur vitesse résulte d'un certain nombre de phénomènes extérieurs, dont en particulier la présence du relief. L'influence du relief étant prise en compte dans U_{ext} , il n'est pas nécessaire de représenter explicitement ce phénomène dans le modèle. Nous supposerons donc, comme deuxième hypothèse, que le niveau des toits, qui correspond à l'interface entre la canopée et l'écoulement extérieur, est une surface plane. Dans certains cas où la présence du relief induit un mouvement vertical orienté vers l'intérieur de la canopée (au sommet d'une colline, par exemple), cette approche ne permettra pas de représenter correctement les phénomènes. Cependant, dans la plupart des cas, on pourra supposer qu'il n'existe pas de flux vertical moyen induit par le relief et, par conséquent, que notre hypothèse est acceptable. Pour modéliser la dispersion dans l'écoulement extérieur, nous considérerons que toutes les sources, susceptibles de diffuser audessus de la canopée, sont situées sur cette surface fictive correspondant aux toits¹. La prise en compte de l'écoulement extérieur se restreint donc à l'étude de la dispersion dans un écoulement uniforme, sur un sol plat.

III.2.2.4.2 Dispersion

Pour décrire simplement la dispersion des polluants dans la couche limite atmosphérique, nous allons utiliser un modèle gaussien (cf. chapitre I.3). Pour exprimer les écarts-types de diffusion σ_y et σ_z , nous emploierons la paramétrisation empirique fournie par BRIGGS (1973) pour un sol urbain. Les caractéristiques thermiques de l'atmosphère sont alors représentées à l'aide des classes de stabilité de PASQUILL. Des paramétrisations plus complètes, basées sur la théorie de la similitude de MONIN-OBUKHOV, sont également envisageables (voir PASQUILL et SMITH, 1983). Elles nécessitent cependant des informations plus détaillées concernant la structure thermique de l'atmosphère. C'est pourquoi, dans le cadre de ce travail, nous nous sommes limités à l'utilisation de la classification de PASQUILL.

Les sources de polluants à prendre en compte sont les flux turbulents sur la face supérieure des rues, les flux convectifs au niveau des intersections, les routes dégagées et les sources dites *ponctuelles*, comme par exemple les cheminées. Bien qu'en réalité il s'agisse souvent de sources surfaciques, nous les modéliserons à l'aide de sources linéiques – pour les segments de rues ou les tronçons de routes – ou ponctuelles – pour les intersections ou les cheminées (cf. figure III.2.5).





Figure III.2.5 – Discrétisation des flux d'émission dans l'atmosphère extérieure.

Pour modéliser la concentration induite par une source ponctuelle et continue dans un écoulement uniforme, on utilise généralement la solution gaussienne approchée, décrite par la relation suivante (cf. annexe A):

$$\bar{c}(x,y,z) = \frac{\mathcal{Q}}{\pi\sigma_y\sigma_z U_{ext}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)\right]$$
(III.2.6)

^{1.} À l'exception de sources situées largement plus haut que le niveau des toits, comme par exemple une cheminée d'usine.

Afin de prendre en compte l'existence d'une frontière solide au niveau des toits, une source image est placée de façon symétrique par rapport au plan horizontal situé à z = H. Pour simuler une source linéique de longueur finie, orientée de façon quelconque par rapport à la direction du vent, il n'existe pas de solution analytique permettant de représenter les effets de bords. Il est donc nécessaire d'intégrer numériquement la relation III.2.6. Plusieurs algorithmes, plus ou moins complexes, ont été développés par le passé pour réaliser cette intégration et simuler la dispersion à partir d'une route ou d'une autoroute. Citons en particulier les modèles de l'Environmental Protection Agency (USA): HIGHWAY (PETERSEN, 1980), CALINE (BENSON, 1979; BENSON, 1984) et PAL (PETERSEN et RUMSEY, 1987). Pour notre application, nous utiliserons une discrétisation simple du segment de rue en une série de sources ponctuelles réparties uniformément (cf. figure III.2.5). La concentration induite par chaque point source est calculée à partir de la relation III.2.6.

La concentration totale en un point de l'atmosphère extérieure est calculée en effectuant la somme des contributions de toutes les sources linéiques ou ponctuelles². En particulier, il est possible de déterminer la concentration C_{ext} au-dessus de chaque rue et de chaque intersection, explicitant ainsi la dernière inconnue du problème. Il est important de noter que la concentration C_{ext} au-dessus d'une rue dépend des flux sortant au sommet des rues, qui eux-mêmes dépendent de l'écart de concentration $C_{ext} - C_{rue}$ (cf. équation II.4.10) pour chaque rue du réseau. On obtient donc un système linéaire reliant ces différentes concentrations. La dernière partie du modèle permet de résoudre ce système linéaire.

III.2.2.5 Résolution numérique

Dans les paragraphes précédents, nous avons défini une série d'équations linéaires couplées, faisant intervenir un ensemble de variables :

- La concentration $C_{rue,i}$ dans la rue i.
- La concentration $C_{ext,i}$ au-dessus de la rue i.
- Le flux convectif $\mathcal{Q}_{E,i}$ entrant dans la rue *i* par l'extrémité amont.
- La concentration $C_{ext,j}$ au-dessus de l'intersection j.

Le problème peut alors être formalisé par une équation matricielle :

$$\mathbf{A} \cdot \boldsymbol{x} = \boldsymbol{b} \tag{III.2.7}$$

où x représente un vecteur ayant pour composantes les inconnues du problème. Si l'on note N_R et N_I les nombres de rues et d'intersections, le système linéaire est alors composé de $3N_R + N_I$ équations à $3N_R + N_I$ inconnues. Pour un quartier de quelques kilomètres carrés, N_R et N_I peuvent être supérieurs à 100. La taille du système devient alors très importante et il est difficile d'appliquer des méthodes exactes de résolution de systèmes linéaires (du type factorisation LU). Il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes itératives.

^{2.} Même si notre modèle semble en apparence analogue au modèle SBLINE (NAMDEO et COLLS, 1996), le principe est en réalité très différent. En effet, SBLINE suppose que chaque rue influence les autres uniquement par l'intermédiaire d'un panache gaussien ayant pour source l'émission automobile dans cette rue. Dans notre modèle, une partie de ce qui est émis dans la rue est advectée à l'intérieur du réseau. L'autre partie (et non la totalité) s'échappe par la face supérieure de la rue et diffuse dans l'atmosphère extérieure. La prise en compte de l'interaction entre les rues est donc plus complexe dans notre modèle.

Les méthodes adaptées pour traiter plusieurs centaines d'équations linéaires utilisent généralement les propriétés du tenseur Å : symétries de la matrice, éléments nuls en dehors d'une bande diagonale, ... Malheureusement, dans notre cas, la matrice n'a pas ces propriétés simplificatrices. En effet, en raison de la dispersion au-dessus des toits, la concentration dans une rue dépend de la concentration dans un grand nombre d'autres rues, si bien que la plupart des éléments de la matrice Å sont non nuls. La seule particularité que nous allons mettre à profit est la direction de l'écoulement. On peut en effet admettre que la concentration en un point ne dépend que des sources situées en amont. En utilisant une méthode itérative du type GAUSS-SEIDEL et en ordonnant les équations dans le sens de l'écoulement, nous avons constaté que le nombre d'itérations nécessaires pour obtenir une solution convergée diminue d'environ 30 % par rapport à une résolution des équations désordonnées. En pratique, quelques itérations suffisent pour obtenir cette convergence et les temps de calcul deviennent tout à fait raisonnables : pour un réseau de 60 rues, le calcul complet de l'écoulement et de la concentration nécessite 0,7 sec. sur une machine DEC ALPHA 250.

III.2.2.6 Bilan

Le modèle de dispersion dans un réseau de rues a été baptisé *SIRANE*. Ce modèle permet de déterminer la concentration moyenne dans chaque rue d'un réseau, en fonction des paramètres suivants :

- La géométrie du réseau: position des nœuds, définitions des segments, hauteur et largeur des rues, ...
- L'écoulement extérieur : vitesse et direction du vent, fluctuation de vitesse au niveau des toits, ...
- Les caractéristiques thermiques de l'atmosphère : classe de stabilité de PASQUILL.

Ce modèle permet de fournir une cartographie de la pollution à l'échelle d'un quartier. Son principe est compatible avec l'organisation des bases de données SIG existantes. Les faibles temps de calcul permettent des études statistiques sur de longues périodes, afin de déterminer l'exposition moyenne ou la représentativité des capteurs de pollution. Quelques applications de ce modèle seront présentées au cours du chapitre IV.2.

Le modèle *SIRANE* a cependant quelques limitations. Sur le plan théorique, plusieurs hypothèses devront être améliorées, comme par exemple le découplage entre l'écoulement dans les rues et dans les intersections, ou l'absence de modèle pour décrire les places. Sur le plan pratique, ce modèle utilise les valeurs des largeurs et des hauteurs de rues. Or, ces informations ne sont pas toujours directement disponibles et il sera souvent nécessaire d'effectuer une mise à jour des bases de données afin de disposer de ces paramètres.

Par ailleurs, le modèle présenté ne prend pas en compte les transformations chimiques qui se développent à l'échelle de la rue. Il est parfaitement envisageable d'effectuer une résolution couplée de la chimie et de la dispersion dans le modèle *SIRANE*. Pour cela, il est nécessaire de rajouter dans le modèle de boîte des termes de production et de destruction des espèces chimiques. Cette résolution n'a pas encore été mise en œuvre dans le modèle. Néanmoins, afin de pouvoir effectuer un calcul réaliste de la pollution sur un quartier de Lyon (cf. chapitre IV.2), nous avons utilisé un modèle chimique simplifié, découplé de la dispersion. Ce modèle est décrit en annexe E.

Afin de tester le comportement du modèle *SIRANE*, nous allons maintenant effectuer des comparaisons avec quelques simulations numériques de l'écoulement et de la dispersion dans un quartier idéalisé.

III.2.3 Étude numérique de la dispersion dans un réseau de rues

III.2.3.1 Simulations numériques avec le code Mercure

La simulation numérique de l'écoulement et de la dispersion dans un quartier urbain reste assez difficile à mettre en œuvre en raison des moyens informatiques nécessaires pour décrire en détail l'ensemble des bâtiments. C'est pourquoi nous nous sommes limités à l'étude d'une configuration idéalisée simple, visant essentiellement à comprendre les mécanismes mis en jeu et à valider le modèle proposé.

III.2.3.1.1 Configurations étudiées

Les simulations numériques effectuées avec le code *MERCURE* ont été réalisées sur un quartier idéalisé, schématisé sur la figure III.2.6. Ce quartier est constitué de 36 blocs alignés sur un réseau orthogonal. Chaque bloc modélise un "pâté" de maisons ou de bâtiments par une forme parallélépipédique, définie par son côté L = 100 m et sa hauteur H = 20 m. Ces dimensions sont représentatives d'une configuration réelle (cf. §IV.1.2.3) mais cette forme simplifiée n'intègre pas le détail des bâtiments, comme par exemple la forme des toits ou la présence d'une cour intérieure.



Figure III.2.6 – Organisation du réseau de rues simulé avec le code MERCURE.

Au cours d'une première série de simulations, nous nous sommes intéressés à l'influence du rapport d'aspect des rues sur la dispersion des polluants. La direction du vent a été choisie parallèle à l'axe x du réseau. Les différentes valeurs du rapport d'aspect H/W, dans les rues parallèles et perpendiculaires à la direction du vent, sont indiquées dans le tableau III.2.1. Elles correspondent aux valeurs utilisées lors de l'étude sur les intersections (cf. §III.1.4.3). Pour étudier la dispersion des polluants, une source linéique de scalaire passif est utilisée. Cette source

	Orientation du vent	Rapport d'a Rues $//$ à r	spect H/W	Position de
Cas nº 1-a		1	1 1	$\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}$
$\frac{\text{Cas n}^{-1-a}}{\text{Cas n}^{\circ} 1-b}$	00	1	1	$\frac{\text{dans une rue } // a x}{\text{dans une rue } \perp a x}$
Cas nº 2-a	00	1	2	dans une rue // à x
$Cas n^{o} 2-b$	00	1	2	dans une rue \perp à x
Cas nº 3-a	00	2	1	dans une rue // à x
Cas nº 3-b	00	2	1	dans une rue \perp à x
Cas nº 4-a	45°	1	1	dans une rue // à x
Cas nº 4-b	45°	1	1	dans une intersection

a été placée alternativement dans une rue parallèle puis perpendiculaire à l'écoulement, afin de mettre en évidence les différences de comportement.

Tableau III.2.1 – Caractéristiques des réseaux de rues simulés avec le code MERCURE.

Au cours d'une deuxième série de simulations, nous avons étudié un cas où le vent n'est pas orienté le long d'une des directions principales du réseau. Nous avons choisi une orientation de 45°. Le rapport d'aspect de toutes les rues est alors de 1. Deux sources de scalaire passif ont été étudiées : une source linéique placée dans une rue (compte tenu de l'angle choisi, toutes les rues sont équivalentes) et une source ponctuelle placée au centre d'une intersection.

Dans les différents cas décrits précédemment, l'écoulement extérieur à l'entrée du domaine de calcul est défini par un profil analytique de couche limite logarithmique. Les caractéristiques des différents maillages sont fournies en annexe B. Il faut noter que ces maillages sont relativement grossiers, la largeur d'une rue étant représentée par une dizaine de mailles seulement. Pourtant, malgré cette faible résolution, le nombre de nœuds des maillages varie entre 300 000 et 600 000. De tels maillages nécessitent des temps de calcul supérieurs à une journée, ce qui limite rapidement le nombre de configurations qu'il est possible d'étudier. Cependant, même si la résolution du maillage ne satisfait pas tous les critères numériques (cf. chapitre II.2 ou DELAUNAY, 1997) et même s'il n'a pas été possible de réaliser un grand nombre de simulations, les quelques configurations étudiées nous ont permis de mettre en évidence un certain nombre de comportements caractéristiques de cette échelle.

III.2.3.1.2 Description de la dispersion dans un réseau

Les caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur du réseau de rues ont déjà été présentées au cours des chapitres précédents (au chapitre II.4 pour l'écoulement dans un tronçon de rue et au chapitre III.1 pour l'écoulement dans une intersection). C'est pourquoi nous nous intéresserons principalement à la description du champ de concentration.

Sur la figure III.2.7-a, nous avons représenté une visualisation du champ de concentration dans le cas d'une source située à l'intérieur d'un tronçon de rue parallèle au vent. On observe que les polluants sont transportés le long de la rue qui se trouve dans le prolongement de la source. Au niveau des intersections, une partie de ces polluants diffuse latéralement dans les rues perpendiculaires. Cette diffusion latérale est favorisée par le flux d'air qui circule de l'intersection vers la rue perpendiculaire (cf §III.1.4.3). À l'intérieur de celle-ci, la concentration décroît lorsque l'on s'éloigne de l'axe du panache, si bien que la concentration est quasiment nulle dans les rues parallèles à l'émission.

Lorsque la source est placée dans un tronçon de rue perpendiculaire au vent (cf. figures III.2.7-b et c), la dispersion des polluants s'effectue différemment. En effet, une rue perpen-

diculaire se comporte comme une zone de recirculation quasiment fermée du point de vue de l'écoulement moyen (nous avons déjà évoqué cette approximation). Les polluants ne peuvent s'échapper de la rue que par les échanges turbulents, qui existent à son sommet, et par les flux latéraux au niveau des intersections. En comparant les figures III.2.7-b et III.2.7-c, on constate que la concentration est plus importante sur le toit du bâtiment situé en aval de la source que dans les rues situées sur les côtés. Cela signifie que le flux turbulent vertical, de la rue vers l'atmosphère extérieure, est plus important que le flux latéral au niveau des intersections. Les polluants, rejetés au-dessus du niveau des toits, sont transportés dans l'écoulement extérieur et pénètrent à l'intérieur des rues situées en aval. Les polluants, qui diffusent latéralement aux extrémités de la source, sont advectés dans la direction du vent jusqu'aux intersections situées en aval, où ils seront à nouveau transportés latéralement.

Cette première analyse des champs de concentration met donc en évidence deux mécanismes essentiels dans le comportement du panache à l'intérieur du réseau de rues :

- La diffusion latérale, au niveau des intersections, contrôlée par les mécanismes décrits au chapitre III.1.
- La diffusion verticale, à l'interface entre la rue et l'atmosphère extérieure. Les flux turbulents à ce niveau ont été décrits au chapitre II.1.

Ces mécanismes sont associés aux structures élémentaires du réseau que constituent une intersection ou un tronçon de rue. Mais pour appréhender le comportement du panache de polluants dans son ensemble, il est également nécessaire de considérer l'*organisation* et la *topologie* du réseau de rues. L'importance de ce dernier paramètre a été mise en évidence à travers les études sur la dispersion dans un groupe d'obstacles (ISNARD, 1999). Des différences ont été observées entre un groupe de bâtiments alignés et un groupe de bâtiments en quinconce, ce dernier cas favorisant l'étalement du panache.

De manière générale, la topologie du réseau est définie par la position relative des rues les unes par rapport aux autres, chacune ayant des caractéristiques propres. De plus, il faut noter que l'effet d'une topologie de réseau dépend de la direction du vent par rapport aux axes principaux de ce réseau. Il existe donc une infinité de configurations topologiques différentes et il est inimaginable de pouvoir toutes les étudier. C'est pourquoi il est nécessaire d'identifier quelques configurations caractéristiques. Dans les paragraphes suivants, nous nous intéresserons à des topologies simples de réseaux, en étudiant en particulier l'influence du rapport d'aspect des rues et l'influence de la direction du vent.

III.2.3.1.3 Influence du rapport d'aspect

La dispersion du panache de polluants à l'intérieur d'un réseau de rues dépend du transport des polluants à l'intérieur des rues. Si l'on modifie le rapport d'aspect des rues transversales (selon y) par rapport aux rues longitudinales (selon x), la diffusion latérale des polluants risque d'être modifiée. Pour étudier cet effet, nous avons simulé et comparé différentes configurations, décrites dans le tableau III.2.1.

D'un point de vue qualitatif, les comportements observés sont analogues à ceux décrits sur la figure III.2.7. D'un point de vue quantitatif, il existe des différences entre les trois types de réseau. Pour estimer ces écarts, nous avons comparé les profils transversaux de concentration au niveau du sol. En supposant que la dispersion du panache suive une évolution gaussienne, les profils transversaux de concentration peuvent être décrits par la relation :

$$\overline{c} = C_0 \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{y^2}{\sigma_y^2}\right) \tag{III.2.8}$$



a) Champ de concentration C^{*} au sol, pour une source linéique parallèle au vent (cas 1-a).



b) Champ de concentration C^{*} au sol, pour une source linéique perpendiculaire au vent (cas 1-b).



c) Champ de concentration C* dans le plan x-z, pour une source linéique perpendiculaire au vent (cas 1-b).

Figure III.2.7 – **Dispersion dans un réseau de rues** : Champ de concentration C^* , représenté en échelle de couleur logarithmique (simulation MERCURE).



Figure III.2.8 – Concentration moyenne \overline{c}/C_0 : Profils transversaux au niveau du sol, à l'intérieur des rues n° 1 à n° 5 (simulation MERCURE).



a) Champ de concentration C^* au niveau du sol (cas 4-b, échelle identique à la figure III.2.7-a).



c) Positions des profils de la figure d.



b) Champ de concentration C^* au niveau des toits (cas 4-b).



Figure III.2.9 – **Dispersion dans un réseau de rues** : Vent orienté à 45° par rapport au réseau (simulation MERCURE).



a) Concentration sur l'axe du panache.

b) Écart-type σ_y de diffusion du panache.

263

Figure III.2.10 – **Dispersion dans un réseau de rues** : Évolution longitudinale de la concentration sur l'axe et de l'écart-type du panache, pour les différentes configurations.

Les paramètres C_0 et σ_y dépendent de la distance x dans la direction de l'écoulement. Leur évolution permet de quantifier l'étalement du panache. À partir des profils de concentration obtenus avec le code *MERCURE*, nous avons pu déterminer les valeurs de ces paramètres.

Les profils de concentration, adimensionnés par C_0 et σ_y , ont été représentés pour les différents cas sur la figure III.2.8. On constate que la forme des profils est complexe et qu'elle ne suit généralement pas la distribution gaussienne analytique. La répartition de concentration est plutôt organisée par paliers, la longueur de ces paliers correspondant approximativement à la longueur des rues. Cette observation confirme l'idée selon laquelle la dispersion s'effectue en grande partie à l'intérieur du réseau, par un transport des polluants à l'intérieur des rues. On observe également des différences importantes sur les profils entre les cas n° 1, 2 et 3.

Ces différences sont confirmées par l'analyse de l'évolution longitudinale des paramètres C_0 et σ_y (cf. figure III.2.10). Les comportements attendus – diminution de C_0 et augmentation de σ_y avec la distance x – sont bien observés. Par contre, il semble que l'étalement du panache soit maximal dans le cas n° 2 et minimal dans le cas n° 3, lorsque la source est parallèle au vent. Cette tendance est plus ou moins vérifiée lorsque la source est perpendiculaire au vent. Cela signifie que plus les rues transversales sont étroites par rapport aux rues longitudinales, plus la dispersion latérale est importante. Ce résultat semble en contradiction avec le constat effectué au paragraphe III.1.4.3, selon lequel le flux d'air transversal est d'autant plus important que les rues transversales sont larges. Pour lever ce paradoxe, il faut se rappeler que σ_y quantifie la distribution latérale de concentration et non le flux transversal. Dans le cas n° 2, la concentration dans les rues transversales est élevée avant tout parce que celles-ci sont étroites et peu ventilées. C'est donc la réduction de vitesse, induite par la diminution de la taille des rues transversales, qui provoque l'étalement du panache.

III.2.3.1.4 Influence de la direction du vent

Il n'est pas possible d'étudier l'influence de la topologie d'un réseau de rues sans aborder le problème de la direction du vent. En effet, pour un quartier donné, la topologie "ressentie" par un panache de polluants dépend de l'orientation du vent. Pour étudier ce phénomène, nous avons simulé un réseau de rues identique au cas n° 1 mais avec une direction de vent de 45°. Dans cette configuration, les bâtiments ont une organisation en quinconce. Pour visualiser les conséquences sur la dispersion d'un panache, nous avons représenté sur la figure III.2.9-a le champ de concentration au niveau du sol. Par comparaison avec les figures III.2.7-a et b, nous constatons que l'étalement du panache est beaucoup plus important, en raison de l'organisation en quinconce. La représentation du champ de concentration au niveau des toits (figure III.2.9-b) indique que le rejet des polluants dans l'atmosphère extérieure s'effectue au-dessus de toutes les rues polluées et non pas seulement à la verticale de la source. Par conséquent, l'étalement du panache à l'intérieur du réseau se répercute également sur la dispersion dans l'écoulement extérieur.

Les paramètres de dispersion C_0 et σ_y ont été déterminés pour trois profils transversaux au niveau du sol (figure III.2.9-c). Les profils adimensionnés sont représentés sur la figure III.2.9d et s'accordent approximativement avec une loi gaussienne. Les données sont regroupées par "paquets" car il n'y a pas d'information à l'intérieur des bâtiments. L'évolution longitudinale de σ_y (figure III.2.10-b) confirme que l'étalement du panache est 3 à 4 fois plus important dans le cas n° 4 que dans le cas n° 1. Ces résultats sont qualitativement en accord avec ceux de Is-NARD (1999) pour des groupes d'obstacles alignés et en quinconce. En effet, ISNARD a observé expérimentalement (en soufflerie) que l'écart-type σ_y d'un panache à l'intérieur d'un groupe de bâtiments était 2,3 fois plus important lorsque ceux-ci étaient en quinconce que lorsqu'ils étaient alignés. Afin d'évaluer les performances du modèle *SIRANE*, nous avons effectué une comparaison sur les huit configurations simulées avec le code *MERCURE*. À l'exception de la direction du vent et de la position de la source de polluants, les paramètres utilisés dans le modèle *SIRANE* sont identiques dans les différents cas. Ces paramètres sont résumés dans le tableau III.2.2.

Vitesse de l'écoulement extérieur	U_{ext}	5 m/s
Diffusivité turbulente de l'écoulement extérieur	K_{ext}	$1 \text{ m}^2/\text{s}$
Intensité de turbulence au niveau des toits	σ_w/U_H	0,3
Fluctuation de la direction du vent	$\sigma_{ heta}$	$10^{\rm o}$
	00	10

Tableau III.2.2 – Paramètres utilisés dans le modèle SIRANE.

Pour cette comparaison à un cas idéalisé, les formules de BRIGGS pour les écarts-types de diffusion ont été remplacées par un coefficient de diffusivité turbulente uniforme K_{ext} .

Afin de comparer les concentrations moyennes rue par rue, nous avons réalisé une intégration spatiale, sur le volume de chaque rue, du champ de concentration obtenu avec le code *MERCURE*. Les résultats adimensionnés ont été représentés sur la figure III.2.11. En raison des écarts d'ordre de grandeur entre les concentrations des différentes rues, la comparaison est présentée en échelle logarithmique. On constate que les deux approches sont cohérentes. Le coefficient de corrélation linéaire entre les logarithmes des concentrations est de 0,98 pour l'ensemble de la comparaison. Cependant, il faut remarquer que certaines valeurs s'éloignent de la première bissectrice d'un facteur supérieur à 2. Ces différences peuvent sembler importantes mais elles restent raisonnables compte tenu de la relative simplicité de l'approche utilisée et compte tenu de la complexité du problème traité.

III.2.3.3 Comparaison à des expériences en soufflerie

Afin de comparer les résultats numériques, obtenus avec le code *MERCURE*, à des données expérimentales, nous avons utilisé les mesures en soufflerie effectuées dans un réseau de rues par WEDDING *et al.* (1977). L'utilisation de ces données présente un certain nombre d'inconvénients. Tout d'abord, la configuration géométrique considérée lors de ces expériences est légèrement différente de celle que nous avons étudiée. Le rapport L/H des bâtiments est de 4 au lieu de 5 et le rapport d'aspect H/W des rues est de 0,66 au lieu de 1. Ensuite, on dispose de peu d'informations sur le champ de vitesse extérieur, en particulier sur la vitesse ayant servi à l'adimensionnement des données. Cependant, ces données constituent, à notre connaissance, le seul élément de comparaison disponible dans la littérature. Nous avons donc utilisé ces mesures afin d'évaluer qualitativement la validité de nos résultats.

Nous avons représenté, sur la figure III.2.12, l'évolution des profils transversaux pour les trois cas de comparaison. De manière générale, nous constatons que les adimensionnements des deux approches ne sont pas en accord. S'agissant uniquement d'une différence de constante multiplicative, nous ferons abstraction de ce point dans la suite de l'analyse. Pour les trois cas, on observe que l'étalement du panache est plus important dans l'expérience que lors de la simulation. Ce phénomène peut provenir des différences de géométrie ou d'une différence de turbulence de l'écoulement extérieur. Dans le cas de la source perpendiculaire au vent, il existe un pic de concentration au centre des rues situées en aval, uniquement dans le cas de la simulation. Ce pic est caractéristique d'un transport des polluants d'une rue à l'autre par l'écoulement extérieur.



Figure III.2.11 – **Dispersion dans un réseau de rues** : Comparaison entre le code MERCURE et le modèle SIRANE. La concentration moyenne dans chaque rue du réseau correspond à un point de la figure. La comparaison a été réalisée pour les différentes configurations étudiées.

En soufflerie, ce pic central est absent et il existe deux pics latéraux, à l'emplacement des deux rues longitudinales. Cela signifie qu'en soufflerie, le gaz traceur diffuse principalement par les extrémités de la rue. Les différences de géométrie et de turbulence entre la soufflerie et la simulation modifient donc l'importance relative de la diffusion verticale du panache par rapport à la diffusion latérale.

Même si elle reste avant tout qualitative, la comparaison entre les résultats du code *MERCURE* et les expériences de WEDDING *et al.* semble donc confirmer certains comportements obtenus numériquement, avec des écarts dus aux différences de configurations. Elle souligne cependant le besoin de données expérimentales plus détaillées pour étudier les mécanismes de dispersion dans un quartier et pour valider les modèles numériques à cette échelle.

III.2.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté un certain nombre de résultats concernant la dispersion des polluants à l'échelle d'un quartier. Des simulations numériques, réalisées avec le code *Mercure*, ont permis de mettre en évidence les mécanismes de dispersion à l'intérieur du tissu urbain, avec en particulier une distinction entre les flux verticaux (au sommet des rues) et les flux transversaux (par échange au niveau des intersections). Ces résultats illustrent également le rôle joué par la topologie du réseau dans l'étalement du panache.

Pour décrire la dispersion à cette échelle, un nouveau modèle a été présenté en détail. Le modèle *SIRANE* est basé sur le concept de réseau de rues et sur l'utilisation de modèles de boîte. Ce modèle a été comparé aux simulations numériques effectuées avec le code *MERCURE* et les résultats sont en bon accord.



Figure III.2.12 – **Dispersion dans un réseau de rues** : Comparaison entre les simulations numériques (MERCURE) et les expériences de WEDDING et al. (1977).

Les applications de ce modèle sont nombreuses. Le modèle *SIRANE* a été conçu avant tout comme une généralisation de l'approche rue-canyon au cas d'un réseau de rues, permettant de prendre en compte l'effet des rues voisines dans le calcul de la concentration en un point. Il peut donc être utilisé pour établir la répartition de la pollution à l'échelle d'un quartier. Dans la quatrième partie de ce travail, nous présenterons plusieurs applications de ce modèle au cas de l'agglomération lyonnaise. Mais le modèle *SIRANE* peut également s'avérer intéressant pour étudier l'influence de la topologie et de l'organisation d'un quartier sur la dispersion des polluants à une échelle comprise entre 50 m et 1000 m. Cette échelle correspond à la dimension caractéristique des mailles de calcul utilisées pour la simulation de la pollution dans une agglomération. La rapidité de calcul de ce modèle peut être mise à profit pour des études paramétriques sur un grand nombre de réseaux différents.

Conclusion de la troisième partie

La généralisation de l'approche rue-canyon nous a permis de modéliser un quartier à travers la prise en compte des interactions entre plusieurs rues. L'étude des intersections a tout d'abord permis de mettre en évidence les mécanismes de transports horizontaux et verticaux au sein d'un carrefour. En particulier, nous avons montré le rôle d'une intersection dans la dispersion horizontale et le mélange des polluants à l'intérieur de la canopée. Les différentes situations étudiées ont également permis d'illustrer la complexité et la diversité des configurations possibles d'intersection, et la difficulté de toutes les modéliser.

Nous avons ensuite étudié l'échelle du quartier, en couplant les concepts de rue et d'intersection à travers la notion de réseau de rues. Un modèle appliqué a été proposé pour décrire cette échelle. Les résultats obtenus ont permis de montrer l'impact, en terme de pollution, d'une rue sur ses voisines. Nous avons également observé l'influence de la topologie du réseau sur l'étalement horizontal d'un panache de polluants.

Cependant, ce travail aborde une problématique qui a été assez peu étudiée par le passé. C'est pourquoi il constitue une première étape qui devra être poursuivie et améliorée sur un certain nombre de points. Au niveau de la modélisation des intersections, il faudra étudier le problème du couplage réciproque entre l'écoulement dans la rue et l'écoulement dans l'intersection. Il faudra également développer un modèle spécifique pour traiter le cas des places de grande taille, pour lesquelles l'interaction avec l'écoulement extérieur est importante. Enfin, notre étude a mis en lumière le besoin important de disposer de données expérimentales sur la dispersion des polluants à l'échelle d'un quartier.

L'un des principaux objectifs de notre étude sur le transport des polluants à l'échelle locale a été de développer des outils pratiques de modélisation à cette échelle. La vocation de ces outils étant d'être appliqués à des cas concrets, nous avons choisi de présenter, au cours de la dernière partie de notre travail, des exemples d'applications de ces modèles. Le choix du site d'étude s'est porté sur l'agglomération lyonnaise, en raison de notre localisation géographique, mais également en raison des nombreux problèmes de pollution, qui font de Lyon un exemple particulièrement intéressant. Citons seulement les expertises de la Commision Européenne qui prévoient que Lyon sera la ville de la CEE la plus polluée au cours des prochaines années. Cette dernière partie aura certainement un caractère moins "scientifique" que les précédentes. Elle nous a cependant semblé indispensable à la cohérence de notre travail.

Quatrième partie

Application à l'agglomération lyonnaise

La réglementation en matière de pollution atmosphérique impose aujourd'hui aux organismes publics de mieux connaître l'état de la pollution dans les grandes agglomérations. Pour répondre à ces besoins et compléter les informations fournies par les réseaux de capteurs, il est nécessaire de mettre en œuvre des outils de modélisation dans des configurations réelles très complexes. Cette complexité est matérialisée par des bases de données très hétérogènes – par leur nature, leur origine ou leur taille – que les modèles doivent être en mesure d'intégrer.

Pour illustrer l'intérêt pratique du modèle SIRANE et pour évaluer son comportement dans une situation réelle, nous présentons ici un cas d'application à un quartier de la ville de Lyon. Dans le premier chapitre, nous décrirons le site étudié et l'ensemble des données nécessaires à la simulation. Le deuxième chapitre sera consacré à l'analyse de la modélisation, à travers des exemples d'application du modèle et à travers une comparaison avec les données mesurées.

IV.1 Les données de la pollution atmosphérique à Lyon

Ce chapitre est consacré à la description du site d'étude et des données utilisées dans le cadre de la modélisation de la pollution atmosphérique dans un quartier de Lyon. Nous présentons tout d'abord le site retenu et les données topographiques concernant la canopée urbaine et la géométrie des rues. Les données météorologiques sont ensuite analysées. Puis, nous exposons la méthode adoptée pour déterminer les émissions de polluants au niveau du domaine d'étude. Enfin, nous décrivons les mesures de pollution effectuées sur l'agglomération lyonnaise, dans l'objectif d'une comparaison avec les modélisations.

IV.1.1 Introduction

La modélisation de la pollution atmosphérique repose sur deux composantes complémentaires. La première composante correspond au développement de modèles "scientifiques" permettant de décrire les caractéristiques et l'évolution de la pollution. La majeure partie de notre travail a été consacrée à cet aspect du problème, qui relève généralement du domaine de la recherche. La deuxième composante de la modélisation de la pollution atmosphérique correspond à l'établissement et à la gestion des bases de données nécessaires à la mise en œuvre des modèles.

On a souvent tendance à considérer que le traitement des bases de données est un problème "d'intendance" qui ne mérite pas une attention particulière. Pourtant, il s'agit d'un problème intéressant à bien des égards. Tout d'abord, l'analyse des données disponibles permet de mieux connaître leur structure et donc de développer des modèles plus adaptés à ces données. À titre d'exemple, le modèle *SIRANE* a été développé pour utiliser au mieux l'organisation en réseau des bases de données géographiques concernant le trafic et les émissions. L'analyse statistique des données permet également de mettre en évidence un certain nombre de caractéristiques des phénomènes étudiés. Ce type d'analyse est couramment effectué pour la météorologie et la pollution, mais assez peu pour les données géographiques. Il serait par exemple intéressant de connaître les caractéristiques moyennes d'une rue. Enfin, la connaissance des bases de données permet de mieux évaluer les erreurs que l'on commet en les utilisant.

Afin de pouvoir effectuer des simulations sur l'agglomération lyonnaise, qui seront présentées au chapitre suivant, nous avons été amenés, au cours de notre travail, à rassembler et à traiter une grande quantité de données de différentes natures. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la description et à l'analyse de ces données, afin de mettre en évidence les problèmes rencontrés dans la mise en œuvre pratique d'une modélisation. Nous évoquerons en particulier l'hétérogénéité des données et les erreurs introduites par leur utilisation. Une analyse statistique permettra également d'identifier plusieurs comportements caractéristiques intéressants.

La pollution atmosphérique dépend principalement de trois catégories de données : les données topographiques, les données météorologiques et les données relatives aux émissions de polluants. Ces trois aspects seront évoqués successivement dans les paragraphes suivants. Dans le dernier paragraphe, nous présenterons les données de pollution qui permettront des comparaisons avec notre modèle.

IV.1.2 La topographie urbaine

IV.1.2.1 Présentation du site d'étude

Pour réaliser notre étude de modélisation de la pollution à l'échelle locale, nous avons choisi un quartier situé au sein de l'agglomération lyonnaise. La ville de Lyon est localisée au confluent du Rhône et de la Saône, au pied des Monts du Lyonnais. L'humidité et la chaleur apportées par ces deux fleuves affectent sensiblement le climat local. Le relief de la ville, représenté sur la figure IV.1.1, est caractérisé par la présence de deux collines, à l'ouest (Fourvière) et au nord (Croix-Rousse), d'une hauteur de 150 m environ. Ce relief a pour effet de modifier localement les conditions météorologiques. En particulier, le champ aérodynamique du vent au voisinage du sol est caractérisé par des écoulements orographiques : canalisation entre les collines, effet d'abri, contournement, ...

Les mécanismes de dispersion des polluants à l'intérieur de la canopée urbaine dépendent des conditions météorologiques extérieures. Afin de pouvoir modéliser une rue ou un quartier, les caractéristiques géographiques nous imposent de connaître assez précisément la météorologie du site. Malheureusement, nous constatons sur la figure IV.1.1 qu'il existe très peu de stations météorologiques à l'intérieur de l'agglomération et les données fournies sont souvent trop influencées par des conditions locales pour pouvoir être considérées commes représentatives de l'écoulement. Pour prendre en compte les conditions extérieures dans une modélisation à l'échelle locale, il est donc nécessaire de mettre en œuvre une hiérarchie de modèles, faisant intervenir l'échelle régionale et l'échelle de l'agglomération comme conditions limites à l'échelle locale. Les modélisations à ces échelles sont en cours de réalisation dans le cadre d'études parallèles mais les résultats ne sont pas encore disponibles. Pour cette raison, nous avons dû nous contenter d'utiliser les données météorologiques fournies par les stations de mesures.

Le manque de données météorologiques a également influencé le choix du domaine d'étude. Pour éviter des erreurs dues à de mauvaises conditions limites, le site doit être situé à proximité d'une station de mesures; en outre, le relief du site doit être peu prononcé afin que cette mesure soit représentative. Par ailleurs, pour comparer les résultats des simulations avec la réalité, il est nécessaire qu'un capteur de pollution soit situé dans le domaine d'étude. Enfin, étant donné que le modèle *SIRANE* est conçu pour simuler un bâti dense, il faut que le quartier d'étude soit constitué de rues-canyons assez bien identifiées.

Pour satisfaire ces différents critères, notre choix s'est porté sur le quartier du 6^{ème} arrondissement de la ville de Lyon, représenté sur la figure IV.1.2. Il s'agit d'un quartier plat, constitué d'un réseau bien organisé de rues et de bâtiments. Un capteur de pollution est situé dans la rue Garibaldi, qui traverse le quartier. La station météorologique la plus proche (Lafayette) n'est pas située dans le domaine d'étude mais se trouve à moins d'un kilomètre. Elle peut donc être considérée comme assez représentative du vent sur le site étudié.



Figure IV.1.1 – Vue générale de l'agglomération lyonnaise. Le relief est représenté en arrièreplan (données COURLY, 1998). Les emplacements des stations météorologiques et des capteurs de COPARLY sont indiqués au premier plan.



Figure IV.1.2 – Quartier du 6^{ème} arrondissement de Lyon, qui sera étudié avec le modèle SIRANE. La croix représente l'emplacement du capteur de pollution de la rue Garibaldi.

Compte tenu de l'absence de relief, la description géométrique du domaine repose essentiellement sur la topographie des bâtiments. Intéressons-nous donc maintenant à l'analyse des données correspondantes.

IV.1.2.2 Description des données

Parmi toutes les données nécessaires à la modélisation de la pollution, les données géographiques sont celles qui représentent la plus grande quantité d'information. En effet, les moindres détails du relief ou de la géométrie des bâtiments peuvent aujourd'hui être mesurés avec des techniques très précises (télémètre laser, positionnement par satellite) permettant d'avoir une résolution de l'ordre du centimètre. Les données sont ensuite stockées sous forme informatique, dans des Systèmes d'Information Géographique (SIG), afin de pouvoir être traitées plus facilement. Elles représentent alors une énorme quantité d'information – plusieurs centaines de méga-octets – qu'il est nécessaire de simplifier.

En effet, contrairement à d'autres domaines, comme par exemple la météorologie, nous avons la chance de disposer d'une multitude d'informations pour décrire la topographie urbaine. Paradoxalement, nous ne sommes pas en mesure d'utiliser toute cette information dans le cadre de la modélisation de la pollution atmosphérique. Cette surabondance de données va donc nous conduire à simplifier la topographie urbaine afin de n'en garder qu'une représentation schématique. La simplification effectuée dépend en grande partie de la méthode de modélisation mise en œuvre. C'est pourquoi il est d'autant plus intéressant d'utiliser des approches physiques, qui permettent cette simplification.

Les données géographiques utilisées proviennent du Système Urbain de Référence (SUR) de la Communauté Urbaine de Lyon (COURLY). Ces données sont repérées en coordonnées LAMBERT II. Nous avons principalement utilisé deux séries de données :

- Le graphe de la voirie: Il s'agit d'un graphe filaire, constitué de segments reliant des nœuds d'intersection. Chaque segment correspond à une voie du réseau de circulation. Pour illustrer ce graphe, nous avons représenté, sur la figure IV.1.3, la partie correspondant au centre de l'agglomération. La taille de cette base de données est très importante; elle contient en effet 56 624 noeuds et 28 312 segments de voie. Malheureusement pour nous, le graphe de la voirie ne correspond pas au graphe des rues. En effet, une seule rue (au sens rue-canyon) peut contenir plusieurs voies séparées par un terre-plein central; inversement une voie peut se trouver en dehors d'une rue-canyon, dans une zone dégagée par exemple. Cette base de données nous fournit donc une information statistique intéressante sur la géométrie des voies, mais elle peut difficilement être utilisée directement dans le modèle SIRANE.
- Le cadastre des bâtiments: Cette base de données permet de décrire la forme de tous les bâtiments de la COURLY. Chaque bâtiment est défini par un contour polygonal correspondant à son assise dans le sol. Ce polygone est complété par la connaissance de l'altitude du toit. Pour obtenir la hauteur du bâtiment, il est nécessaire d'effectuer une différence par rapport à l'altitude du relief local. Le cadastre correspondant au centre de Lyon est illustré sur la figure IV.1.4. La base de données complète décrit 192 417 bâtiments "durs" (immeubles, maisons, ...) et 66 467 bâtiments "légers" (hangars, abris, ...), chacun représenté par un polygone d'environ 10 sommets. Ces chiffres, illustrés par les détails de la figure IV.1.4, nous montrent à quel point la base de données du cadastre est trop détaillée par rapport aux outils de modélisation dont nous disposons pour décrire la pollution.

Afin de modéliser le quartier choisi, nous avons donc été amenés à construire notre propre base de données, à partir de celles décrites précédemment. Cette base de données fournit le



Figure IV.1.3 – Graphe de la voirie au centre de l'agglomération lyonnaise (données COURLY, 1998).



Figure IV.1.4 – Représentation du cadastre (contours des bâtiments) au centre de Lyon (données COURLY, 1998).

graphe des rues du quartier étudié, sous forme de segments et de nœuds. Le graphe, qui sera utilisé dans le modèle SIRANE, est constitué de 400 tronçons de rues. Il a été représenté sur la figure IV.1.2. Pour chaque rue, nous avons relevé la largeur et la hauteur de la rue, en supposant que les bâtiments de part et d'autre étaient de même niveau. Compte tenu de la complexité du bâti réel, il n'est pas toujours facile de représenter la géométrie d'une rue uniquement à l'aide des deux paramètres H et W. C'est pour cette raison que le relevé de ces valeurs a été effectué "à la main", laissant ainsi une part d'appréciation humaine. Ce travail a cependant nécessité un temps non négligeable. Pour pouvoir à l'avenir étudier un grand nombre de quartiers, nous pensons donc qu'il est important de réfléchir à des outils informatiques de simplification, permettant d'appréhender de façon systématique toute la complexité du problème.

IV.1.2.3 Caractéristiques géométriques moyennes des rues de Lyon

Au cours des parties précédentes, nous avons souvent évoqué les caractéristiques géométriques des rues (longueur, orientation, rapport d'aspect) et leur influence sur la dispersion des polluants. Il serait donc intéressant de connaître avec un peu plus de précision quelles sont les caractéristiques que l'on rencontre dans la réalité. Les données géographiques de la COURLY, ainsi que les informations que nous avons rassemblées sur le quartier du 6^{eme} arrondissement, constituent une importante base de données qui nous a permis d'étudier cette question.

En utilisant les données relatives au $6^{\text{ème}}$ arrondissement, nous avons pu déterminer les fonctions de distribution des hauteurs et largeurs de rue. Ces fonctions ont été représentées sur les figures IV.1.5-a et b. La hauteur moyenne des bâtiments de ce quartier est d'environ 21 m, avec un écart-type de 4,6 m. La courbe de répartition nous indique que la variabilité de la hauteur des bâtiments est assez faible. Cette observation permet de valider l'hypothèse faite dans le modèle *SIRANE*, selon laquelle le niveau des toits peut être approximativement représenté par une surface plane.

L'analyse de la figure IV.1.5-b nous montre que la largeur des rues est beaucoup plus variable, avec des valeurs pouvant dépasser 50 m. En moyenne, la largeur est plus faible que la hauteur, avec une valeur de 18,1 m. Pour cette raison, le rapport d'aspect H/W, représenté sur la figure IV.1.5-c, a une valeur moyenne supérieure à 1 (1,35) et une valeur la plus fréquente (mode) voisine de 2. Les rues de ce quartier sont donc plutôt étroites, provoquant un écoulement en régime de skimming flow.

À partir du graphe de la voirie (cf. figure IV.1.3), nous avons pu déterminer d'autres types d'informations sur les voies de circulation. Comme nous l'avons déjà vu, il ne s'agit pas exactement des segments de rues. On peut cependant admettre que dans un grand nombre de cas, il y a correspondance entre les deux notions. Pour cette raison, l'analyse du graphe de la voirie mérite une certaine attention. Les répartitions statistiques de la longueur et de l'orientation des segments de voies ont été représentées sur les figures IV.1.5-d et e. On constate que l'orientation des rues n'est pas isotrope et qu'il existe deux directions principales, orientées approximativement dans les directions nord-sud et est-ouest¹. Cette organisation est certainement due à la géographie du site, caractérisée par la présence de deux fleuves (le Rhône et la Saône) circulant parallèlement, du nord vers le sud, au centre de la ville. Cependant, il n'apparaît pas une seule direction privilégiée qui pourrait justifier que l'on étudie avec plus de précision le cas d'une direction de vent particulière (vent perpendiculaire à la rue, par exemple).

La répartition des longueurs de rue fournit également des informations très intéressantes. La longueur des rues de Lyon est de l'ordre de 100 m, avec une valeur moyenne de 126 m et un

^{1.} Sur la figure IV.1.5-d, la partie gauche de la courbe a été obtenue par symétrie par rapport à la partie droite.



e) Distribution des longueurs des rues (pour toute la COURLY).

Figure IV.1.5 – Caractéristiques géométriques des rues de Lyon (données COURLY, 1998).

mode de 75 m. Leur fonction de répartition a une forme assez particulière. Nous avons constaté que cette distribution peut être approchée par une loi Gamma d'ordre 2, définie par 2 :

$$f(x,a) = a^2 x e^{-ax}$$
(IV.1.1)

où a est un paramètre de la loi, tel que 2/a est la moyenne de la distribution. Nous avons représenté, sur la figure IV.1.5-e, la loi Gamma d'ordre 2 obtenue par régression aux moindres carrés. Le coefficient de corrélation linéaire entre les deux courbes est de 0,99. On peut effectivement observer graphiquement l'accord entre les deux distributions.

Il faut avouer que nous n'avons pas trouvé d'explication à l'apparition d'une telle loi pour décrire ce phénomène. Il n'est d'ailleurs pas exclu que cet accord soit le fruit du hasard. Cependant, quelle qu'en soit la raison, cette loi constitue un moyen simple, n'utilisant qu'un seul paramètre, pour décrire la répartition des longueurs des rues sur l'agglomération. Il serait très intéressant de tester si cette loi s'applique sur d'autres types d'agglomérations et si le paramètre a prend des valeurs différentes.

Cette analyse succincte des données topographiques disponibles sur Lyon nous a donc permis de décrire avec précision les caractéristiques moyennes d'une rue. Les dimensions transversales d'une rue sont de l'ordre de 20 m, tandis que sa longueur est de l'ordre de 100 m. Ces dimensions justifient a posteriori les valeurs des paramètres H, W et L utilisées au cours des parties précédentes. Sur le quartier étudié, le rapport d'aspect H/W est supérieur à 1, caractérisant ainsi des rues plutôt étroites.

Il faut cependant remarquer que les résultats que nous avons obtenus sont spécifiques à l'agglomération lyonnaise, voire pour certains d'entre eux à un quartier de Lyon. Certes, ils s'avèrent proches des configurations souvent étudiées dans la littérature, mais il n'est pas pour autant certain qu'ils soient généralisables à n'importe quel quartier ou n'importe quelle ville. En effet, la géométrie urbaine dépend de paramètres géographiques, climatiques, historiques qui peuvent être assez différents d'une ville à l'autre. Il serait donc intéressant d'effectuer une étude de ce type sur plusieurs agglomérations localisées dans des régions géographiques et culturelles distinctes.

IV.1.3 La météorologie

Les paramètres météorologiques constituent la deuxième série de données nécessaires à la modélisation de la pollution atmosphérique.

IV.1.3.1 Sites de mesures

La mesure des grandeurs physiques de l'atmosphère est essentiellement effectuée par Météo-France. Le principal objectif de ces mesures est de décrire l'évolution temporelle et spatiale de l'atmosphère afin de pouvoir prédire le temps à court terme. À l'heure actuelle, la résolution des modèles de prévision est approximativement uniforme sur l'ensemble du territoire métropolitain (~ 25 km pour le modèle Arpège). C'est pourquoi les stations de mesures sont également réparties de façon uniforme. Malheureusement, une telle répartition ne permet pas de décrire avec suffisamment de détail les champs météorologiques à l'échelle d'une agglomération. En particulier, pour des raisons de validité des mesures, les stations de Météo-France sont souvent situées sur des zones dégagées et il est très rare que des mesures soient effectuées à l'intérieur des villes. Or c'est précisément à ce niveau que se développent les problèmes de pollution atmosphérique.

^{2.} Une loi Gamma d'ordre 2 correspond à la loi statistique des temps d'attente du deuxième événement le plus proche dans un processus de POISSON.

Pour cette raison, les organismes qui mesurent la pollution (réseaux de mesures, industriels, ...) ont généralement mis en place quelques stations météorologiques de proximité. La modélisation devra donc s'appuyer sur des données météorologiques d'origines diverses.

Au niveau de l'agglomération lyonnaise, Météo-France dispose d'une station de mesures au sol sur l'aérodrome de Bron, et d'une station de radiosondages sur l'aéroport de Satolas. Le réseau COPARLY dispose de deux stations météorologiques dans l'agglomération, sur les sites de Caluire et du cours Lafayette. D'autres stations ont été installées au sud de Lyon, dans le complexe chimique et pétrolier, par les industriels (ELF, Rhodia). L'emplacement des stations météorologiques situées dans le centre de l'agglomération lyonnaise est indiqué sur la figure IV.1.1.

Les grandeurs mesurées par ces stations sont généralement la vitesse et la direction du vent, la pression, la température, l'hygrométrie, la pluviométrie et l'ensoleillement. Malheureusement, toutes ces variables ne sont pas mesurées dans toutes les stations, ce qui rend parfois difficile leur exploitation.

L'utilisation des informations fournies par ces mesures suppose quelques précautions. Tout d'abord, il faut considérer les erreurs relatives aux appareils de mesures. À ces erreurs viennent s'ajouter, pour certaines variables comme la vitesse et la direction du vent, des problèmes liés à l'environnement du site de mesures : on peut citer l'exemple d'anémomètres situés au voisinage d'un bâtiment ou sur le toit d'un immeuble. Enfin, l'erreur la plus importante est vraisemblablement commise lorsque l'on utilise une mesure ponctuelle que l'on extrapole sur l'ensemble d'un domaine.

Il nous est difficile d'évaluer les erreurs de mesures concernant les données qui nous ont été fournies par Météo-France et par Coparly. En ce qui concerne leur utilisation, nous avons fait en sorte de minimiser les risques d'erreurs en choisissant un site d'étude, localisé à proximité d'un capteur, et caractérisé par l'absence de relief pour que l'extrapolation soit plus facile à réaliser. Malgré ces précautions, nous considérerons pour la suite que l'incertitude sur les données météorologiques n'est pas négligeable.

IV.1.3.2 Situation moyenne

L'analyse des données sur une année (nous disposons des données pour la période mai 1996– avril 1997) nous permet de déterminer les caractéristiques météorologiques moyennes du site de Lyon. Nous nous intéresserons principalement aux paramètres influant sur la pollution à l'échelle locale, en particulier le vent et la stabilité de l'atmosphère. Sur la figure IV.1.6, nous avons représenté la rose des vents mesurée à la station de Bron. En raison de l'orientation du relief – sillon rhodanien suivant l'axe nord-sud – le vent est principalement dirigé selon cet axe. La vitesse moyenne à 10 mètres du sol est de 3,3 m/s.

À partir des radiosondages de Satolas, nous avons déterminé, par régression linéaire, le gradient vertical moyen de température dans la couche limite atmosphérique. Ce gradient est légèrement instable $(\partial \theta / \partial z \simeq -1,1 \text{ °C/km})$, ce qui correspond à une classe C de la classification de PASQUILL.

IV.1.3.3 Variations spatiales

La comparaison des données de Météo-France à Bron et des données de COPARLY, à Caluire et au cours Lafayette, met en évidence quelques écarts systématiques. La pression fournie par le capteur Lafayette est en moyenne plus faible que la pression mesurée à Bron ($\Delta P = -16.4$ hPa), alors que les altitudes des deux stations sont voisines. Par ailleurs, la température est plus élevée



Figure IV.1.6 – Rose des vents à Bron (données Météo-France, 1996–97).

au capteur Lafayette qu'à Bron ($\Delta T = +1,1^{\circ}$ C). Ces deux effets caractérisent le phénomène d'îlot de chaleur, évoqué au chapitre I.2. La convection thermique, associée à l'augmentation de température au centre de l'agglomération, est à l'origine de la zone de dépression qui apparaît à cet endroit.

L'intensité du vent, mesurée par les capteurs de Caluire et de Lafayette, est environ deux fois plus faible que la vitesse mesurée à Bron (la pente de la droite de régression est de 2,05 pour Caluire et de 2,4 pour Lafayette). Cette différence s'explique par la présence d'un bâti plus dense dans l'agglomération, qui provoque le développement de couches limites internes et la diminution de la vitesse au niveau du sol.

L'analyse des données météorologiques a essentiellement mis en évidence le peu d'information disponible pour effectuer une modélisation de la pollution à l'échelle locale d'une rue ou d'un quartier. Pour appliquer le modèle *SIRANE*, nous utiliserons les données temporelles du capteur Lafayette pour l'année 1996–97. Seules la vitesse et la direction du vent sont disponibles et pourront être utilisées. Les autres informations (stabilité de l'atmosphère, intensité de turbulence) seront supposées constantes au cours du temps; elles ont été estimées à partir des conditions moyennes observées (classe C de PASQUILL, $\sigma_w/U_H \sim 1$ au niveau de l'interface rue-atmosphère).

IV.1.4 Les émissions

Les émissions de polluants constituent une donnée essentielle de la modélisation de la pollution. Malheureusement, cette donnée est très variable dans le temps et dans l'espace et il est souvent très difficile de la déterminer. Nous allons détailler les méthodes que nous avons utilisées, en distinguant les émissions d'origine automobile des autres types d'émissions.

*IV.*1.4.1 Les émissions dues au trafic automobile

Pour obtenir des données sur les émissions automobiles, il est généralement impossible de mesurer les quantités rejetées par chaque véhicule circulant dans une agglomération. C'est pourquoi on utilise souvent des méthodes indirectes, basées sur la détermination du trafic et sur le calcul des émissions à partir de la connaissance de ce trafic.

IV.1.4.1.1 Le trafic

La détermination du trafic peut être effectuée soit par des mesures directes, soit par modélisation. Pour mesurer le trafic automobile, il existe des techniques plus ou moins complexes. Les méthodes les plus simples permettent uniquement de connaître le nombre de véhicules ayant circulé en un point pendant une période donnée. Avec des méthodes plus complexes, il est possible de distinguer le type de véhicule, l'heure de passage, la vitesse, et donc de reconstruire une base d'informations beaucoup plus détaillée. Il existe également des méthodes plus originales, basées par exemple sur une mesure acoustique; on mesure le bruit généré par le passage des véhicules et on le relie au trafic par une courbe d'étalonnage ou par un modèle simple (TIRABASSI *et al.*, 1998). Malheureusement, quelle que soit la technique utilisée, il n'est pas envisageable d'instrumenter l'ensemble des voies de circulation. Le trafic reste alors inconnu sur un grand nombre de voies et il est nécessaire d'utiliser des méthodes complémentaires, comme la modélisation.

La modélisation du trafic consiste à représenter la circulation automobile par un système d'équations mathématiques reliant les différents paramètres du problème. On distingue généralement deux catégories de modèles :

- Les modèles macroscopiques, basés sur une analogie à l'hydrodynamique, à travers un bilan des flux véhiculaires dans un réseau de circulation. Ces modèles fournissent des informations moyennes.
- Les modèles microscopiques, basés sur une description du comportement individuel des conducteurs et de leurs véhicules. Les grandeurs moyennes sont alors obtenues à partir d'un traitement statistique des données individuelles. Ces modèles sont plus précis que les modèles macroscopiques mais ils nécessitent des moyens informatiques beaucoup plus importants.

La principale limitation des modèles de trafic réside dans la précision des informations nécessaires pour initialiser les calculs. En effet, pour calculer le trafic, il faut connaître l'origine et la destination de tous les véhicules circulant dans le réseau. Or cette information varie au cours du temps, en fonction d'une multitude de paramètres qu'il n'est pas possible d'appréhender. C'est pourquoi on se contente généralement de déterminer des conditions moyennes, basées sur des enquêtes auprès de la population. Le réseau de circulation est découpé en zones géographiques et on détermine la matrice origine-destination, correspondant au nombre de véhicules circulant d'une zone à une autre. Il s'agit généralement du trajet domicile-travail, si bien que ces matrices ne sont représentatives que des heures de pointe.

Les modèles de trafic fournissent alors le flux de véhicules et la vitesse moyenne sur chaque tronçon du réseau, aux heures de pointe. Pour compléter ces informations, il est nécessaire de décrire certains paramètres comme l'évolution temporelle du trafic au cours de la journée ou la répartition du parc automobile en fonction des catégories de véhicules. Ces informations sont en effet indispensables pour déterminer les émissions de polluants. Malheureusement, elles sont rarement disponibles pour chaque agglomération. C'est pourquoi on utilise souvent les données nationales, obtenues à partir de mesures ou d'enquêtes (HICKMAN *et al.*, 1997).

Au niveau de l'agglomération lyonnaise, des simulations du trafic sont réalisées avec le modèle macroscopique DAVIS. Le modèle DAVIS fournit le débit horaire et la vitesse moyenne sur chaque segment du réseau de circulation. Ces simulations sont ajustées aux données mesurées par comptage, ce qui permet de constituer une base de données réaliste sur le trafic dans l'agglomération. Les données obtenues correspondent aux heures de pointe du matin et du soir. Pour le reste de la journée, on ne dispose que des courbes moyennes d'évolution temporelle. Pour des raisons techniques, le réseau de circulation utilisé dans le modèle n'intègre pas toutes les rues



Figure IV.1.7 – Trafic automobile sur l'agglomération lyonnaise pendant l'heure de pointe du matin (modèle DAVIS, données COURLY, 1998).



Figure IV.1.8 – Émissions de NO_x sur l'agglomération lyonnaise pendant l'heure de pointe du matin.

de l'agglomération. Seules les plus importantes sont représentées. Dans toutes les autres rues, on ne dispose d'aucune information sur le trafic.

Nous avons représenté, sur la figure IV.1.7, la répartition du trafic dans l'agglomération lyonnaise, fournie par la COURLY. On remarque que le flux véhiculaire est maximum au niveau des grands axes de circulation (autoroutes, boulevard périphérique).

IV.1.4.1.2 Le calcul des émissions

À partir des données de trafic, il est possible d'estimer les quantités de polluants émis par la circulation automobile. Le principe des inventaires d'émission repose sur une classification des véhicules par catégories et sur la détermination expérimentale des émissions de chaque catégorie. La méthodologie utilisée dans notre travail a été établie dans le cadre des programmes de recherche européens MEET (Methodologies to Estimate Emissions from Transport) et COST319 (NOPPE, 1998 ; JOUMARD, 1999).

Le principe de base du calcul des émissions de polluants repose sur la formule suivante :

$$E_{i} = \sum_{j=1}^{N} F_{i,j} P_{j} Q L$$
 (IV.1.2)

 avec :

- $-E_i$ (en g/s) l'émission par unité de temps du polluant i sur le trajet considéré.
- $F_{i,j}$ (en g/véh./m) le facteur d'émission du polluant i pour la catégorie de véhicules j.
- $-P_j$ le taux de véhicules de catégorie j sur le trajet considéré (distribution du parc automobile).
- -Q (en véh./s) le flux total de véhicules.
- -L (en m) la longueur du trajet.

Le trajet considéré peut être un simple tronçon de rue ou l'ensemble d'un réseau de circulation, à partir du moment où la longueur du trajet est connue. Le flux total de véhicules et la distribution du parc automobile sont des informations liées au trafic et évoquées au paragraphe précédent. Le paramètre caractéristique d'un modèle d'émission est donc le facteur d'émission $F_{i,j}$.

Dans l'absolu, un facteur d'émission dépend d'un très grand nombre de paramètres : le modèle exact du véhicule, son ancienneté et son niveau d'usure, le mode de conduite du chauffeur (vitesse moyenne, taux d'accélération), les conditions de route (pente, limitation de vitesse, embouteillage), la durée du trajet, les conditions météorologiques, ... Comme il n'est pas possible de prendre en compte tous ces paramètres, on effectue plusieurs simplifications qui conduisent à définir des comportements moyens pour des catégories de véhicules. Ces comportements sont basés sur un certain nombre de cycles de conduite représentatifs d'un conducteur moyen. On ne conserve alors explicitement que les paramètres jouant un rôle prépondérant dans l'émission.

Dans la méthodologie MEET/COST 319, plusieurs dizaines de classes de véhicules ont été utilisées. Pour chaque classe et pour chaque polluant (NO_x, CO, COV, particules), une formule empirique définit la relation entre le facteur d'émission et la vitesse moyenne du véhicule. Généralement, l'évolution du facteur d'émission est analogue à celle représentée sur la figure IV.1.9, avec une valeur minimale aux environs de 60 km/h. Ce facteur peut être corrigé pour prendre en compte le taux de véhicules circulant avec un moteur froid; dans ce cas, l'émission



Figure IV.1.9 – Émission de CO pour des véhicules utilitaires légers à essence (Ahlvik et al., 1997).

est en effet fortement accrue.

La méthodologie MEET/COST 319 a été utilisée pour évaluer les émissions de polluants pour chaque voie du réseau de circulation de l'agglomération lyonnaise. Nous avons supposé que la répartition des véhicules par catégorie correspondait à celle du parc moyen français pour des voies urbaines. Les résultats obtenus pour les oxydes d'azote ont été représentés sur la figure IV.1.8. On constate que la répartition spatiale est légèrement différente de la répartition du trafic. En effet, l'émission sur chaque tronçon dépend non seulement du trafic, mais également de la longueur du tronçon et de la vitesse moyenne.

*IV.*1.4.2 Les autres types d'émissions

Pour déterminer les émissions non-automobiles à l'intérieur de l'agglomération lyonnaise, nous disposons de l'étude POLYEN (1992), réalisée à l'initiative de la COURLY. Cette étude fournit les émissions annuelles des principaux polluants, pour chaque secteur d'activité : industrie, habitat, tertiaire, transports, énergie, agriculture. Les résultats sont fournis pour chaque zone géographique correspondant à une commune ou un arrondissement. Nous avons reporté, dans le tableau IV.1.1, la contribution de chaque secteur d'activité à l'émission globale sur l'agglomération et à l'émission sur le 6^{ème} arrondissement.

en $\%$		Industrie	Habitat	Tertiaire	Transports	Énergie	Agriculture
SO_2	COURLY	20,9	6,5	3,3	13,3	55,0	1,0
	$6^{\rm ème}$	11,8	33,7	22,6	31,9	0,0	0,0
NO _x	COURLY	$3,\!9$	2,3	1,1	87,5	5,0	0,2
	$6^{\rm ème}$	2,2	$5,\!4$	3,1	89,3	0,0	0,0
Particules	COURLY	20,2	9,2	1,7	48,9	19,5	$0,\!5$
	$6^{\rm ème}$	4,1	21,8	$5,\!4$	68,7	0,0	0,0
CO	COURLY	0,6	2,5	0,1	96,4	0,4	$\simeq 0.0$
	$6^{\rm ème}$	0,3	3,1	0,2	96,4	0,0	0,0
$\rm CO_2$	COURLY	22,6	25,0	12,0	28,0	12,0	0,4
	6 ^{ème}	8,8	43,3	24,4	$23,\!5$	0,0	0,0

Tableau IV.1.1 – Répartition des émissions par secteur d'activité, pour l'agglomération lyonnaise et le 6^{ème} arrondissement, année 1990 (données POLYEN, 1992).

Au niveau de l'agglomération, cette étude met en évidence les différences de répartition des émissions par secteur d'activité, en fonction du type de polluant considéré. Dans le cas du

dioxyde de soufre, les secteurs les plus polluants sont la production d'énergie et l'industrie. Pour les oxydes d'azote, la plupart des émissions sont produites par les transports. Au niveau du quartier du 6^{ème} arrondissement, la répartition par secteur d'activité est sensiblement différente. En effet, ce quartier étant situé en centre-ville, les secteurs de l'industrie, de la production d'énergie et de l'agriculture sont quasiment inexistants. Les principales sources de polluants sont alors les transports, l'habitat et le tertiaire. Les émissions liées aux transports ont été simulées en détail au paragraphe précédent. En ce qui concerne l'habitat et le tertiaire, l'étude POLYEN fournit uniquement la valeur annuelle globale de l'émission de chacun de ces secteurs sur l'ensemble du quartier. Il n'est donc pas possible de localiser précisément la position des sources (généralement des cheminées) à l'intérieur du quartier. La seule alternative consiste à supposer que l'émission est uniforme sur toute la surface du quartier. Cette méthode est très approximative et elle induit nécessairement une erreur importante. Pour limiter l'impact de cette erreur, nous avons choisi, dans le cadre de notre étude, de nous intéresser aux oxydes d'azote NO_x . En effet, pour ce type de polluants, la quasi-totalité des émissions (96,4 %) est due aux transports et la contribution des autres secteurs est négligeable. Les approximations effectuées dans la prise en compte de ces secteurs ne devraient donc pas affecter les résultats obtenus.

IV.1.5 La pollution

IV.1.5.1 Sites de mesures

La mesure de la pollution atmosphérique sur l'agglomération lyonnaise est coordonnée par l'association COPARLY (Comité de Coordination pour le Contrôle de la Pollution Atmosphérique dans la Région Lyonnaise). Elle regroupe les réseaux de mesure du Service d'Hygiène et de Santé de la Ville de Lyon, de l'Association pour la Prévention de la Pollution Atmosphérique (APPA), du groupement d'industriels ALPOLAIR, et d'EDF (centrale thermique de Loire-sur-Rhône). L'ensemble du réseau est constitué de 44 sites de mesures, correspondant à 99 capteurs et 130 mesures différentes. L'emplacement des sites, correspondant au centre de l'agglomération, est illustré sur la figure IV.1.1.

Les principaux polluants mesurés sont le monoxyde de carbone CO, les oxydes d'azote NO et NO_2 , le dioxyde de soufre SO_2 , l'ozone O_3 et les particules. Comme pour les données météorologiques, tous les polluants ne sont pas mesurés sur tous les sites. Les mesures sont moyennées tous les quarts d'heure.

IV.1.5.2 Évolutions temporelles

À partir des données de pollution de COPARLY, nous avons effectué un traitement statistique afin de déterminer les évolutions moyennes de la concentration sur des périodes caractéristiques. Cette analyse a été effectuée pour le site de la rue Garibaldi, pour la période 1996-97.

Nous avons représenté, sur la figure IV.1.10-a, l'évolution annuelle de quatre polluants mesurés. Cette évolution a été obtenue en effectuant une moyenne des données mois par mois. Nous constatons que les périodes les plus polluées sont situées en hiver. Les raisons de ce comportement sont bien connues : utilisation des chauffages domestiques, activité humaine importante (par opposition à la période estivale), passage de nombreux épisodes anticycloniques (BERAL-GUYONNET, 1996).

Pour obtenir une évolution hebdomadaire (cf. figure IV.1.10-b), nous avons effectué une moyenne journalière conditionnée par le jour de la semaine (moyenne de tous les lundis de l'année, ...). Cette évolution met en évidence une augmentation progressive de la pollution au


Figure IV.1.10 – Évolution moyenne de la pollution mesurée rue Garibaldi (données COPARLY, 1996–97).

cours de la semaine, associée à une diminution le week-end. Ainsi, pour la plupart des polluants, le vendredi est le jour où la concentration est la plus élevée.

L'évolution quotidienne, obtenue à partir d'une moyenne horaire conditionnée par l'heure du jour, est représentée sur la figure IV.1.10-c. Nous observons la présence de deux pics quotidiens correspondant aux heures de pointe du matin et du soir. Le pic du matin est généralement plus intense et moins étalé dans le temps que le pic du soir. La concentration diminue au cours de la nuit, avec un minimum observé vers trois heures du matin.

IV.1.5.3 Variations spatiales

À partir des données temporelles de pollution mesurées sur différents sites, il est possible de se faire une idée de la répartition moyenne de cette pollution sur l'agglomération lyonnaise. Pour illustrer les comportements observés, nous avons utilisé une méthode d'interpolation simple et couramment appliquée (fonction inverse de la distance à l'ordre 2). La carte de répartition ainsi obtenue pour les oxydes d'azote – polluants caractéristiques de la circulation automobile – est



Figure IV.1.11 – Répartition spatiale annuelle de NO_X sur l'agglomération lyonnaise, en $\mu g/m^3$ (données COPARLY, 1998). Les croix indiquent l'emplacement des capteurs utilisés pour l'interpolation.

représentée sur la figure IV.1.11. Il apparaît sur ce graphique que la concentration en NO_x n'est pas uniforme dans l'espace. Elle est en effet maximale au centre de l'agglomération, en raison de la densité du trafic à cet endroit.

Même s'il est tentant de poursuivre l'analyse de cette cartographie plus en détail, il faut cependant remarquer que ce type d'interpolation présente des inconvénients majeurs. Tout d'abord, on constate sur la figure IV.1.11 que les extrema de concentration sont systématiquement localisés à l'emplacement des capteurs. Or a priori, rien ne justifie un tel comportement. Par ailleurs, les méthodes simples d'interpolation ne permettent pas de prendre en compte la complexité des phénomènes locaux. En particulier, elles supposent que tous les capteurs ont le même poids dans l'interpolation, qu'il s'agisse de sites *de fond* ou *de proximité*. C'est ainsi que la forte valeur de concentration, au niveau du capteur Garibaldi, semble affecter l'ensemble du quartier du $6^{\rm ème}$ arrondissement. Inversement, la faible valeur au niveau du capteur de St-Just affecte toute la partie ouest de la ville.

Or en réalité, il est très probable que les valeurs observées au niveau de ces capteurs soient plus le fait d'un phénomène local que d'une tendance uniforme à l'échelle d'un quartier. Pour établir une cartographie de la pollution à l'échelle de l'agglomération, il serait donc plus raisonnable de pondérer chaque site de mesures par un *coefficient de représentativité*, qui tiendrait compte des effets locaux. Un problème analogue se pose lors de la comparaison de simulations numériques à l'échelle de l'agglomération, qui ne prennent pas en compte la dispersion en champ proche, avec des mesures effectuées sur un site soumis à des effets locaux. Ne doit-on pas, là aussi, pondérer chaque mesure pour que la comparaison ait un sens?

Pour résoudre ce problème et évaluer la représentativité de chaque capteur, il est nécessaire de modéliser la dispersion des polluants à l'échelle locale. Au cours du chapitre suivant, nous allons effectuer une simulation de la pollution sur le $6^{\text{ème}}$ arrondissement de Lyon. Nous montrerons en particulier que le capteur Garibaldi est soumis à des effets locaux importants, qui provoquent une surestimation de la pollution par rapport au reste du quartier. Cet exemple illustre l'intérêt de l'approche proposée et la nécessité d'établir des cartographies plus précises et plus exactes que celle présentée sur la figure IV.1.11.

IV.1.6 Conclusion

L'agglomération lyonnaise est un site particulièrement intéressant pour l'étude de la pollution atmosphérique : émissions de différentes natures, relief affectant la météorologie locale, ... Afin d'étudier la pollution à l'échelle locale, nous avons choisi de nous intéresser au quartier du 6^{ime} arrondissement. Il s'agit d'un site en terrain plat, constitué d'un bâti dense et où les transports sont la principale source de pollution. Ce quartier est caractérisé par la présence d'un capteur de pollution et par la proximité d'une station météorologique.

Les données topographiques, météorologiques, d'émission et de pollution ont également été décrites au cours de ce chapitre. Leur analyse a permis de mettre en évidence un certain nombre de comportements caractéristiques : géométrie moyenne des rues, climatologie du site, évolutions habituelles de la pollution.

Au cours du chapitre suivant, nous présentons les résultats de simulations effectuées avec le modèle SIRANE sur le quartier du 6^{eme} arrondissement de Lyon.

IV.2 Modélisation d'un quartier de Lyon

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de simulations effectuées avec le modèle SIRANE sur le 6^{eme} arrondissement de Lyon. Dans un premier temps, les simulations sont comparées aux mesures d'un capteur de pollution du réseau COPARLY. L'accord entre les deux approches est convenable; les écarts observés sont analysés dans l'objectif d'améliorer les modèles. Dans un deuxième temps, ces simulations sont utilisées pour illustrer les applications possibles du modèle SIRANE en matière de cartographie de la pollution, de représentativité des capteurs et d'exposition de la population.

IV.2.1 Introduction

Au cours du chapitre III.2, nous avons testé le modèle de dispersion *SIRANE* sur des configurations idéalisées de quartier. Ces simulations nous ont permis d'évaluer le comportement du modèle dans une situation où toutes les conditions étaient parfaitement maîtrisées. Pour compléter ces résultats, nous allons donc maintenant appliquer le modèle à une situation réelle, dans laquelle est intégrée toute la complexité du problème.

Cette étude appliquée a principalement deux objectifs. Il s'agit tout d'abord de montrer l'intérêt et les applications concrètes que l'on peut attendre de cette nouvelle approche. Il s'agit ensuite d'améliorer la "validation" du modèle en effectuant une comparaison avec des données réelles mesurées sur le terrain.

Pour effectuer cette étude, nous avons choisi le quartier du $6^{\text{ème}}$ arrondissement de Lyon (cf. figure IV.1.2). Les raisons de ce choix – absence de relief, présence de nombreuses rues-canyons, localisation par rapport aux données météorologiques – ont été fournies au chapitre précédent. L'étude a été réalisée sur une année complète, lors de la période mai 1996 – avril 1997. Pour chaque heure de cette année, le champ de concentration a été calculé avec le modèle *SIRANE* en utilisant les données météorologiques de la station du cours Lafayette.

Les données d'émission automobile ont été déterminées à partir des données de trafic du modèle DAVIS et du modèle de calcul des émissions décrit dans la méthodologie MEET/COST319. Considérant uniquement les émissions d'origine automobile, nous nous sommes essentiellement intéressés à l'étude de polluants primaires, les oxydes d'azote, dont la présence est caractéristique de ce type d'émissions. Le calcul de la concentration sur l'ensemble du quartier (400 tronçons de rues) et pour toutes les heures de l'année (8760 heures) a nécessité environ une heure sur une machine DEC ALPHA 250.

Dans ce chapitre, nous analyserons dans un premier temps les résultats de la comparaison

entre la simulation du modèle *SIRANE* et les mesures de pollution. Dans un deuxième temps, nous présenterons plusieurs applications du modèle, concernant la cartographie de la pollution, la représentativité des capteurs et l'exposition des personnes.

IV.2.2 Comparaison modèle-mesures

Pour évaluer le modèle *SIRANE*, nous allons comparer les concentrations simulées numériquement avec les mesures du réseau COPARLY. Le domaine d'étude a été choisi de façon à contenir au moins un capteur du réseau (capteur Garibaldi). Compte tenu des contraintes que nous avons évoquées au chapitre précédent, il n'a pas été possible d'intégrer plusieurs capteurs dans le même domaine d'étude.

Pour effectuer cette comparaison, nous avons choisi de nous intéresser aux oxydes d'azote NO_x , qui sont des polluants caractéristiques de la pollution automobile. De plus, l'espèce générique NO_x (NO + NO₂) constitue un polluant passif du point de vue des réactions chimiques (cf. annexe E). Pour étudier le transport de cette espèce, il n'est donc pas nécessaire d'utiliser un modèle de chimie, ce qui limite l'introduction d'une incertitude supplémentaire dans la modélisation.

Avant d'aborder l'analyse des résultats de la comparaison, intéressons-nous au problème de la prise en compte du niveau de pollution de fond dans la simulation.

IV.2.2.1 Prise en compte du niveau de fond

Le modèle *SIRANE* est un outil qui permet de modéliser la concentration en polluants, provenant de sources situées à l'intérieur d'un quartier, et transportés par des mécanismes de dispersion à petite échelle. Or nous avons rappelé, au chapitre I.1, que la pollution réelle peut être décomposée en une somme de termes correspondant à une large gamme d'échelles, plus grandes ou plus petites que l'échelle d'un quartier. Pour effectuer une comparaison entre le modèle et les mesures de terrain, il est donc nécessaire de prendre en compte les plus grandes échelles sous forme d'un niveau de fond ajouté aux valeurs des concentrations calculées par le modèle.

Pour déterminer ce niveau de fond, nous allons utiliser les propriétés d'échelle du champ de pollution. Si l'on considère que la vitesse caractéristique de l'air atmosphérique au-dessus de l'agglomération est U, le temps caractéristique T d'évolution de la pollution à l'échelle L varie proportionnellement à L:

$$T \sim \frac{L}{U} \tag{IV.2.1}$$

Si l'on considère que le temps caractéristique d'évolution de la pollution à l'échelle d'un quartier est de l'ordre de l'heure, alors le temps caractéristique d'évolution, à une échelle plus importante d'un ordre de grandeur (échelle de l'agglomération), doit également être supérieur d'un ordre de grandeur (évolution à l'échelle de la journée).

Pour estimer cette évolution lente, nous allons utiliser les valeurs de pollution mesurées à 3 heures du matin par un capteur de COPARLY (capteur de la rue Garibaldi). Cette heure correspond au moment où le trafic est minimum et quasiment nul. On peut donc considérer que cette valeur ne peut pas être due aux émissions automobiles à l'intérieur du quartier et qu'elle correspond au niveau de fond à l'intérieur de l'agglomération. Comme la variation à cette échelle est lente, nous supposerons que le niveau de fond au cours de la journée peut être évalué par interpolation linéaire entre les valeurs obtenues à 3 heures du matin.

Nous avons représenté, sur la figure IV.2.1, la concentration mesurée par le capteur Garibaldi et le niveau de fond estimé. Nous constatons qu'au cours de la journée, le niveau de fond



Figure IV.2.1 – Détermination du niveau de fond à partir des concentrations mesurées par le capteur.

représente une faible proportion de la concentration totale mesurée. Les valeurs estimées par la méthode précédente sont utilisées dans le modèle *SIRANE* comme un niveau de fond uniforme sur l'ensemble du domaine. Ce niveau est ajouté aux valeurs de concentration calculées par le modèle.

IV.2.2.2 Présentation d'une simulation

Avant d'entrer dans le détail de l'analyse des résultats, intéressons-nous un instant aux informations fournies par le modèle *SIRANE*. Pour cela, nous avons représenté, sur la figure IV.2.2, une cartographie de la pollution dans le 6^{ème} arrondissement, calculée avec *SIRANE* dans une situation météorologique particulière. Comme nous l'avons décrit au chapitre III.2, le modèle permet de déterminer la concentration moyenne à l'intérieur de chaque rue du réseau considéré. La figure IV.2.2 nous indique qu'il existe des écarts importants de concentration entre les différentes rues du quartier. Le modèle permet également de calculer, à partir d'une formule de dispersion gaussienne, le champ tridimensionnel de concentration dans l'écoulement extérieur, au-dessus du niveau des toits. Sur la figure IV.2.2, nous avons illustré les iso-contours de concentration, advectés par l'écoulement extérieur, par exemple au niveau du parc de la Tête d'Or.

Le calcul précédent correspond à des valeurs d'émissions et à des conditions météorologiques particulières. Pour comparer le modèle aux mesures, nous avons effectué une série de calculs identiques en faisant varier les paramètres pour chaque heure de l'année 1996–97. Un tel calcul fournit une base de données très détaillée sur l'évolution spatiale et temporelle de la pollution à l'échelle d'un quartier. En particulier, il est possible de connaître la concentration dans le tronçon de rue où est situé le capteur de pollution de COPARLY. Une comparaison statistique des valeurs de concentration, obtenues par simulation et mesurées sur le terrain, va donc nous permettre de faire une première évaluation des performances du modèle *SIRANE*.

IV.2.2.3 Comparaison des résultats

La comparaison des valeurs numériques et expérimentales de concentration est illustrée sur la figure IV.2.3. La représentation est effectuée en échelle logarithmique afin de pouvoir comparer les résultats à ceux de la figure III.2.11. Compte tenu des différences d'ordre de grandeur entre les valeurs de concentration, une telle représentation permet de mieux visualiser l'ensemble du spectre de valeurs. D'après cette figure, l'accord entre le modèle et les mesures semble acceptable. Cependant, il faut rester vigilant face à ce type de représentation qui a tendance à atténuer visuellement les écarts. C'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer une analyse plus quantitative des résultats.

Les grandeurs statistiques des évolutions réelle et simulée ont été reportées dans le tableau IV.2.1. Au niveau de la concentration moyenne et des percentiles 50 et 98, on constate que



Figure IV.2.2 – Simulation de la pollution dans le 6^{ème} arrondissement de Lyon. Le calcul a été effectué pour une heure particulière. Les cercles représentent la concentration moyenne à l'intérieur des rues. Les iso-contours correspondent à la concentration au niveau des toits.



Figure IV.2.3 – Comparaison modèle SIRANE – mesures COPARLY. Simulation du réseau complet. La comparaison est effectuée par rapport au capteur de la rue Garibaldi, pour l'année 1996–97 (valeurs en $\mu g/m^3$).





Figure IV.2.4 – Comparaison modèle SIRANE – mesures COPARLY. La comparaison est effectuée par rapport au capteur de la rue Garibaldi, pour l'année 1996–97 (valeurs en $\mu g/m^3$).



a) Localisation des différences entre le modèle et les mesures. Chaque trait vertical représente une heure pendant laquelle le rapport modèle/mesures est supérieur à 2,5 ou inférieur à 0,4.



b) Épisode nº 1: semaine du 17 au 23 Juin 1996.



c) Épisode nº 2: semaine du 17 au 23 Mars 1997.



d) Épisode nº 3: semaine du 12 au 18 Août 1996.

Figure IV.2.5 – Comparaison modèle SIRANE – mesures COPARLY. La comparaison est effectuée par rapport au capteur de la rue Garibaldi, pour l'année 1996–97 (valeurs en $\mu g/m^3$).

le modèle a tendance à légèrement surestimer les valeurs. Ceci est confirmé par la pente de la droite de régression qui est supérieure à 1 (1,07). Le coefficient de corrélation de 0,83 indique que l'accord entre le modèle et les mesures est acceptable, avec cependant un certain taux d'erreur résiduelle.

	Mesures	Sirane	Sirane
	COPARLY	Calcul pour un	Calcul pour la
		réseau complet	rue Garibaldi
Données NO_x (en $\mu g/m^3$)			uniquement
Conc. moyenne	305	338	171
Percentile 50	250	274	137
Percentile 98	958	1165	544
Comparaison par rapport à COPARLY			
Pente de régression (modèle/mesures)		1,07	0,52
Coefficient de corrélation linéaire		0,83	0,86
Coefficient de corrélation entre		0,89	0,82
les logarithmes des concentrations			

Tableau IV.2.1 – Comparaison modèle SIRANE – mesures COPARLY. Concentration en oxydes d'azote sur le site de la rue Garibaldi pour l'année 1996-97.

Pour évaluer l'intérêt de modéliser la contribution de l'ensemble d'un quartier à la pollution dans une rue, nous avons réalisé la même simulation en considérant uniquement le tronçon de la rue Garibaldi, où est situé le capteur. Les résultats correspondants sont présentés sur la figure IV.2.4-a et dans le tableau IV.2.1. Dans ce cas, il apparaît clairement que le modèle sousestime largement le niveau de pollution observé. L'analyse de la concentration moyenne et des percentiles indique que les valeurs calculées sont deux fois plus faibles que les valeurs réelles, ce qui est confirmé par la pente de la courbe de régression (0,52). Par contre, le coefficient de corrélation est du même ordre de grandeur que précédemment (0,86). En réalité, il semble que le coefficient de corrélation linéaire ne soit pas un paramètre pertinent pour étudier des données s'étalant sur plusieurs ordres de grandeur. C'est pourquoi nous avons également calculé le coefficient de corrélation entre les logarithmes des concentrations. Dans le cas du réseau complet, ce coefficient est égal à 0,89 alors que pour la rue Garibaldi isolée, il vaut 0,82.

La sous-estimation de la concentration dans le cas de la rue Garibaldi isolée peut être expliquée en observant que cette rue est orientée dans la direction nord-sud, qui correspond à la direction des vents dominants. Le vent est donc généralement parallèle à la rue, provoquant un effet de canalisation du panache de polluants (cf. chapitre II.3). Comme par ailleurs la rue Garibaldi est une des rues où la circulation est la plus importante, il est essentiel de prendre en compte la contribution des tronçons de rues situés en amont de celui étudié. C'est pourquoi la simulation avec le réseau complet est beaucoup plus précise que la simulation utilisant un seul tronçon de rue. Cet exemple illustre l'intérêt de simuler l'ensemble des interactions entre les différentes rues, par rapport à la plupart des approches existantes qui consistent à simuler indépendamment chaque tronçon.

La comparaison entre le modèle *SIRANE* et les données mesurées révèle donc un comportement tout à fait acceptable du modèle. La concentration annuelle moyenne et les percentiles sont assez bien reproduits. Le nuage de points met cependant en évidence des écarts de concentration, parfois importants, auxquels nous allons maintenant nous intéresser.

IV.2.2.4 Analyse des écarts

La simulation effectuée met en jeu une succession de modèles (trafic, émission, dispersion), qui utilisent une grande quantité de données très variées (topographie, météorologie, ...). Les erreurs observées au cours de la comparaison avec les mesures peuvent donc avoir plusieurs origines.

- Les données utilisées. Plusieurs hypothèses ont été effectuées pour simplifier les données utilisées dans les modèles. Ces simplifications peuvent conduire à des erreurs dans le calcul de la concentration. Les données topographiques (relief, forme des bâtiments) ont dû être simplifiées, en considérant en particulier des géométries du type rue-canyon. Par ailleurs, les données météorologiques sont discutables : utilisation d'un seul point de référence qui n'est pas situé dans le domaine de calcul, prise en compte uniquement de la vitesse et de la direction du vent (la stabilité thermique et les paramètres de turbulence sont supposés constants au cours du temps).
- Les modèles proprement dits. Selon les informations de la COURLY, les valeurs du trafic simulé aux heures de pointe peuvent être entachées d'une erreur d'environ 10 %. Il faut certainement y rajouter une erreur beaucoup plus importante, générée au cours de l'extrapolation temporelle des données pour les autres heures de la journée. En particulier, la variabilité naturelle du trafic ou les situations exceptionnelles, comme les jours fériés ou les départs en vacances, n'ont pas été prises en compte. Le modèle d'émission MEET/COST319 est basé sur une modélisation empirique de l'émission d'un véhicule moyen, circulant dans des conditions moyennes (cycle de conduite standard). Une telle approche ne permet pas d'appréhender la variabilité des conditions réelles et contribue donc à augmenter l'erreur totale de la simulation. Enfin, notre modèle de dispersion apporte certainement une part d'erreur non négligeable. En effet, nous avons effectué de nombreuses simplifications qui peuvent affecter la qualité des résultats. En particulier, le modèle *SIRANE* fournit une valeur moyenne de concentration à l'intérieur de la rue, qui est ici comparée à une mesure ponctuelle réalisée sur un côté de la rue. Nous avons montré, au cours de la deuxième partie, que cette approche peut conduire à des erreurs importantes.

Il est possible de décomposer l'erreur observée en la somme d'une erreur systématique et d'une erreur résiduelle (ou aléatoire). L'erreur systématique est fournie par les coefficients de la courbe de régression. Elle indique la tendance générale du modèle à surestimer ou sous-estimer les données mesurées. Dans notre cas, cette erreur systématique n'est pas très importante car la pente de la droite de régression est voisine de 1. L'erreur résiduelle correspond aux écarts supplémentaires par rapport à l'erreur systématique. Ces écarts sont caractérisés par l'absence d'un comportement privilégié. Dans notre simulation, ces erreurs constituent une part importante des écarts observés.

Pour comprendre l'origine des écarts résiduels, nous avons recherché des corrélations entre l'apparition d'un écart important et les données temporelles utilisées, comme la date, l'heure ou les conditions météorologiques, ... Nous avons ainsi représenté, sur la figure IV.2.5-a, la localisation des heures pour lesquelles le rapport entre le modèle et les mesures est supérieur à 2,5 ou inférieur à 0,4. Il est intéressant de constater que les erreurs ne sont pas distribuées uniformément tout au long de l'année, mais sont concentrées sur des périodes particulières. Pour mieux comprendre la signification de ces périodes, nous avons reporté parallèlement les périodes de vacances, ainsi que les principaux jours fériés. Il apparaît une concordance assez nette entre les deux phénomènes, qui peut s'expliquer par une mauvaise estimation du trafic pour ces périodes. En effet, le calcul du trafic a été effectué en supposant que toutes les semaines de l'année sont identiques et correspondent à des semaines de travail. Or pendant les vacances ou les jours fériés, le trafic est généralement moins important. Au contraire, lors d'un départ en vacances, le trafic peut être plus important que d'habitude. Il semble donc qu'une meilleure connaissance du trafic au cours de ces périodes permettrait d'améliorer sensiblement la modélisation de la concentration. Pour quantifier cet effet, nous avons effectué un tri des données afin d'éliminer de la comparaison les jours de vacances et les jours fériés. Le résultat correspondant est illustré sur la figure IV.2.4-b. Nous constatons une amélioration de l'allure du nuage de points, qui se traduit par une augmentation du coefficient de corrélation logarithmique, qui atteint la valeur 0,92.

Afin d'illustrer concrètement l'influence de la mauvaise prise en compte du trafic, nous avons représenté, sur les figures IV.2.5-b à d, le comportement du modèle pour une semaine "normale" (en dehors des périodes de vacances et des jours fériés) et pour une période de vacances. Sur les figures IV.2.5-b et c, nous avons choisi des périodes estivale et hivernale normales pour lesquelles le comportement du modèle est plutôt bon. Sur la figure IV.2.5-d, nous avons représenté une semaine située au milieu des vacances d'été. Dans ce cas, nous constatons une surestimation systématique du modèle, qui continue à simuler un cycle quotidien, avec des heures de pointe le matin et le soir.

Même si la mauvaise prise en compte du trafic semble jouer un rôle essentiel dans l'erreur observée, d'autres causes sont certainement envisageables. En particulier, il serait intéressant de rechercher une corrélation entre l'apparition d'une erreur importante et des conditions météorologiques particulières : stabilité de l'atmosphère, orientation du vent, ... Une telle démarche devrait permettre de mettre en évidence quelles sont les situations pour lesquelles le modèle de dispersion n'est pas bien adapté et, par conséquent, quels sont les phénomènes physiques qui doivent être mieux représentés. Cette analyse est actuellement en cours et doit être poursuivie.

IV.2.2.5 Bilan

Les résultats de comparaison entre le modèle *SIRANE* et les données de COPARLY sont particulièrement encourageants. La corrélation entre les données est plutôt satisfaisante, compte tenu du nombre d'hypothèses effectuées. En simulant le cas du réseau de rues complet et le cas d'un tronçon isolé, nous avons également mis en évidence l'intérêt de simuler l'ensemble d'un quartier. La comparaison des séries temporelles illustre particulièrement la qualité des simulations. Il existe cependant des erreurs mais elles semblent en grande partie attribuables à une mauvaise estimation du trafic pour des périodes de vacances.

Pour améliorer la validation du modèle sur des configurations réelles, il est nécessaire d'améliorer la précision des données utilisées. En particulier, il serait intéressant de disposer de mesures du trafic en continu, qui permettraient de compléter les données modélisées. Au niveau météorologique, l'utilisation d'une mesure locale du vent et la prise en compte de grandeurs concernant la stabilité thermique ou la turbulence permettraient certainement d'améliorer la qualité des résultats. Enfin, la mesure de la pollution sur plusieurs rues permettrait d'évaluer la répartition spatiale de concentration simulée par le modèle. Des expériences de terrain, réalisées dans cette optique, seraient certainement très enrichissantes.

IV.2.3 Exploitation des simulations

La simulation de la pollution à l'échelle d'un quartier ouvre des perspectives intéressantes. Au cours du paragraphe précédent, nous avons confronté les résultats du modèle aux mesures effectuées par COPARLY au niveau du capteur de la rue Garibaldi. Cette analyse a permis d'étudier la validité des simulations effectuées. Pour évaluer les possibilités offertes par la simulation d'un quartier, nous allons maintenant présenter plusieurs applications possibles du modèle de dispersion *SIRANE* : la cartographie de la pollution, la représentativité des capteurs et l'exposition des populations à la pollution.

IV.2.3.1 Cartographie de la pollution

Une des principales lacunes des mesures de pollution in situ est de ne fournir une information qu'en quelques points d'une agglomération. Or le public, relayé par les autorités politiques, souhaite connaître avec précision le niveau de pollution auquel il est quotidiennement exposé. Pour répondre à cette attente, il est nécessaire de disposer d'outils de modélisation permettant de déterminer des *cartographies* de la pollution.

En effectuant un calcul de la concentration dans chaque rue d'un quartier, le modèle *SIRANE* permet d'établir des cartographies de la pollution à cette échelle. De plus, en simulant la concentration sur une période d'une année, il est possible de déterminer pour chaque rue des informations statistiques (valeur moyenne, maximale, percentiles, nombre d'heures de dépassement d'un seuil, ...) qui étaient jusqu'à présent disponibles uniquement au niveau du capteur. Nous allons dans la suite présenter quelques cartographies obtenues sur le quartier du 6^{ème} arrondissement de Lyon.

Nous avons représenté, sur la figure IV.2.6-a, le champ de concentration moyen en NO_x au niveau des toits, calculé avec le modèle *SIRANE*. On constate que la pollution est principalement localisée au niveau de quelques rues où la circulation est importante (dont la rue Garibaldi). La concentration au niveau des toits ne correspond pas exactement à la pollution réellement respirée par la population. C'est pourquoi nous allons nous intéresser par la suite aux cartographies de la pollution à l'intérieur des rues. Néanmoins, la figure IV.2.6-a constitue un bon moyen d'illustrer la répartition spatiale de cette pollution.

Objectif de qualité (valeur guide)	moyenne journalière percentile 98	$< 50 \mu { m g/m^3} \ < 135 \mu { m g/m^3}$
Valeur limite	percentile 98	$< 200 \mu g/m^3$
Seuil d'alerte	moyenne horaire	$< 400 \mu g/m^3$

Tableau IV.2.2 – Réglementation en matière de dioxyde d'azote (décret nº 98-360 du 6 Mai 1998).

Les résultats précédents concernent les oxydes d'azote NO_x , sans distinction entre NO et NO_2 . Or les valeurs réglementaires relatives aux oxydes d'azote (cf. tableau IV.2.2) sont établies uniquement pour le NO_2 , dont la toxicité est beaucoup plus importante que celle du NO. À l'intérieur des rues, il semble donc plus intéressant de représenter la concentration en dioxyde d'azote. Pour cela, nous avons utilisé le module chimique, présenté en annexe E, qui permet de calculer la concentration en NO_2 à partir de la concentration en NO_x . Cette méthode suppose de connaître le niveau de fond en ozone. Nous avons utilisé pour cela une valeur constante de $80 \ \mu g/m^3$.

La concentration annuelle moyenne dans chaque rue du quartier est représentée sur la figure IV.2.6-b. La pollution est principalement localisée sur les grands axes de circulation. L'analyse des séries temporelles permet de déterminer des grandeurs plus précises comme la valeur maxi-



b) Concentration en NO_2 à l'intérieur des rues (moyenne annuelle).

Figure IV.2.6 – Cartographie de la pollution sur le 6^{ime} arrondissement de Lyon: valeurs moyennes au niveau des toits et à l'intérieur des rues.



Figure IV.2.7 – Cartographie de la pollution sur le 6^{ime} arrondissement de Lyon: valeurs maximales et dépassements de seuils.



Figure IV.2.8 – **Cartographie de la pollution** sur le 6^{eme} arrondissement de Lyon: percentiles 50 et 98.

male atteinte au cours de l'année (cf. figure IV.2.7-a) et le nombre d'heures de dépassement de la valeur limite (cf. figure IV.2.7-b). On constate que la limite réglementaire de 175 heures est dépassée dans 5 tronçons de rues. Les valeurs horaires maximales peuvent atteindre 500 μ g/m³ dans certains cas.

Les valeurs des percentiles 50 et 98 sont représentées sur les figures IV.2.8-a et b. Le comportement du percentile 50 est analogue à celui de la concentration moyenne. L'étude du percentile 98 permet de montrer que la plupart des rues sont situées en dessous de la valeur guide de 135 μ g/m³. Cette valeur guide est dépassée sur certains axes de circulation tandis que la valeur limite est dépassée uniquement sur 5 tronçons.

L'étude de ces cartographies permet donc d'appréhender la répartition spatiale de la pollution en terme de grandeurs réglementaires. Ce type d'analyse peut être appliqué à l'étude d'un lieu sensible situé dans le quartier, comme par exemple une école, une crèche, une maison de retraite ou encore un monument historique dont on voudrait connaître le temps de dégradation. En utilisant la notion de réseau, on peut aussi modéliser la pollution le long d'un trajet suivi par un piéton. Il est également envisageable d'isoler un seul tronçon de circulation afin d'évaluer son impact sur le reste du réseau, ou inversement, de déterminer la contribution de chaque tronçon du réseau sur la pollution en un point particulier. Enfin, ces diverses applications peuvent être associées à des études de sensibilité aux différents paramètres météorologiques, comme la vitesse et la direction du vent ou la stabilité thermique de l'atmosphère.

Pour compléter ces différentes applications, intéressons-nous maintenant au problème spécifique de l'exposition des populations et de la représentativité des capteurs de suivi de la pollution.

IV.2.3.2 Exposition des populations et représentativité des capteurs

IV.2.3.2.1 Définition

L'exposition est souvent définie comme l'intégration de la concentration ressentie par un sujet au cours d'une période donnée :

$$E = \sum_{i} f_i C_i \tag{IV.2.2}$$

où f_i représente la fraction du temps passée dans l'environnement *i*, soumis à la concentration moyenne C_i . Le sujet considéré peut donc être fixe (personne immobile, végétation, monument) ou mobile (par exemple, une personne se rendant de son domicile à son travail). Les cartographies de la concentration en polluants permettant de localiser géographiquement les zones les plus touchées par la pollution, il est donc possible, à partir de ces cartographies, d'évaluer l'exposition de différents types de sujets.

Pour avoir une vision plus globale de l'exposition d'une population à la pollution, il peut être intéressant de rechercher la distribution de la population par rapport à cette pollution, c'est-àdire le pourcentage de la population soumis à un certain niveau de concentration. L'intérêt d'une telle approche est d'estimer la fraction de la population exposée à une pollution excessive. Une autre perspective est de pouvoir comparer la valeur de concentration, mesurée par un capteur, avec le niveau de pollution effectivement respiré par la majorité de la population, soit, en d'autres termes, déterminer la *représentativité des capteurs* de mesures.

Pour calculer cette exposition, il est nécessaire de "croiser" les cartographies de la pollution avec une cartographie de la population considérée. Il peut s'agir de la population humaine totale, mais également de populations plus spécifiques comme les enfants, les commerçants, les automobilistes, les touristes, ou d'autres sujets comme la végétation, les monuments historiques, ... La répartition de chacune de ces populations sera spécifique et son exposition à la pollution sera



Figure IV.2.9 – Exposition des personnes et représentativité des mesures sur le $6^{\text{ème}}$ arrondissement de Lyon. Distribution des concentrations moyennes et des percentiles de NO_2 .

donc différente.

L'approche précédente est particulièrement intéressante pour les gestionnaires des réseaux de mesure, qui cherchent à évaluer l'impact de la pollution sur les populations. Une étude de ce type, à l'échelle régionale, a récemment été réalisée par AIRPARIF sur l'agglomération parisienne (AIRPARIF, 1999). Le modèle *SIRANE* constitue un nouvel outil permettant d'étendre cette démarche à l'échelle d'un quartier.

IV.2.3.2.2 Application à l'échelle d'un quartier

Afin d'illustrer cette approche et de déterminer l'exposition de la population à l'échelle d'un quartier, nous avons utilisé le modèle *SIRANE* sur le $6^{\text{ème}}$ arrondissement de Lyon. Pour simplifier, nous avons supposé que la population est répartie uniformément le long des rues du réseau, si bien que la valeur de concentration dans chaque rue contribue à l'exposition globale au prorata de la longueur de la rue.

La méthode précédente nous a permis de calculer la *courbe d'exposition moyenne*, illustrée sur la figure IV.2.9-a. Cette courbe indique le pourcentage de la population du quartier affectée par chaque niveau de pollution. Pour évaluer la représentativité à l'échelle du quartier du capteur de la rue Garibaldi, nous avons reporté la valeur moyenne calculée par le modèle au niveau du capteur. Nous constatons que plus de 90 % de la population est exposée à une concentration plus faible que celle mesurée par le capteur. Cela nous indique que ce capteur est représentatif des conditions extrêmes rencontrées dans le quartier mais qu'il surestime la pollution respirée par la majorité de la population. La répartition de la population par rapport au percentile 50 (cf. figure IV.2.9-b) est tout à fait analogue à la précédente.

La courbe relative au percentile 98 est représentée sur la figure IV.2.9-c. Du point de vue de la représentativité du capteur Garibaldi, on observe le même comportement de surestimation que sur les autres courbes. La comparaison de la répartition de population avec la valeur guide de 135 μ g/m³ indique que plus de 80 % de la population est exposée à une pollution inférieure à cette valeur.

Les valeurs ci-dessus sont avant tout indicatives. Elles devront être corrigées au fur et à mesure de l'amélioration des données et des modèles. Cependant, les résultats obtenus sont d'ores et déjà utilisables et ils donnent une idée assez précise de l'exposition des personnes sur ce quartier de Lyon.

IV.2.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons simulé la pollution à l'échelle d'un quartier avec le modèle *SIRANE*. La comparaison effectuée avec les données mesurées par le réseau COPARLY fournit des résultats particulièrement encourageants. Des erreurs subsistent cependant mais elles semblent en partie attribuables à une mauvaise prise en compte du trafic lors des périodes de congés.

Des exemples d'applications concrètes ont également permis d'illustrer l'intérêt de cette approche. Les cartographies de la concentration permettent de localiser les zones les plus fortement polluées. En analysant la distribution de la population par rapport aux niveaux de pollution, il est possible d'évaluer l'exposition moyenne de cette population et d'estimer la représentativité des capteurs en fonction de leur emplacement. Ces différentes applications s'inscrivent parfaitement dans les besoins exprimés par les décideurs politiques, pour comprendre et traiter le problème de la pollution atmosphérique.

Dans le futur, il serait très intéressant de pouvoir comparer le modèle *SIRANE* à une expérience de terrain bien documentée, réalisée à l'échelle d'un quartier. Ce type d'expérience permettrait de mieux comprendre les mécanismes de dispersion à cette échelle et fournirait une base de données indispensable pour valider les modèles.

Conclusion de la quatrième partie

L'application du modèle *SIRANE*, au quartier du $6^{\text{ème}}$ arrondissement de Lyon, a mis en évidence les potentialités de l'approche proposée et les difficultés rencontrées dans sa mise en œuvre. La description des données topographiques, météorologiques, d'émission et de pollution a été l'occasion d'identifier ou de rappeler les comportements caractéristiques de ces données, comme par exemple la géométrie moyenne des rues, la climatologie du site ou les évolutions temporelles de la pollution.

La simulation du quartier de Lyon a été comparée aux données mesurées par un capteur du réseau COPARLY. Les paramètres de la comparaison (pente de régression, coefficient de corrélation) indiquent que le comportement du modèle est relativement encourageant. Les erreurs, qui ont malgré tout été observées, semblent en grande partie corrélées à une mauvaise prise en compte du trafic lors des vacances scolaires ou des jours fériés. Ces erreurs pourront être atténuées en améliorant la modélisation du trafic lors de ces périodes. Les applications du modèle qui ont été présentées illustrent les perspectives d'utilisation de cette approche pour des études concrètes, visant à répondre aux attentes des décideurs politiques et aux interrogations de la population.

Cette étude a également permis d'identifier plusieurs axes de développements futurs. Il serait tout d'abord intéressant de réfléchir à des méthodes systématiques de simplification des données topographiques très détaillées qui décrivent la canopée urbaine.

La rareté des données météorologiques a également illustré le besoin concret de mettre en application les hiérarchies de modèles, qui permettront de disposer à chaque échelle de conditions limites acceptables. Pour intégrer dans le modèle *SIRANE* des conditions limites complexes – comme par exemple un champ de vent extérieur non uniforme – il sera nécessaire d'améliorer le modèle de dispersion des polluants au-dessus du niveau des toits. Le modèle *SIRANE* pourra alors être utilisé dans des conditions d'écoulement plus générales, en particulier en présence d'un relief complexe.

Enfin, pour améliorer la qualité des comparaisons, il serait très intéressant d'effectuer une campagne de mesures de terrain sur un quartier, en utilisant un plus grand nombre de moyens de mesures. La mesure du trafic en continu permettrait de s'affranchir des problèmes de modélisation de la circulation lors des journées exceptionnelles. L'utilisation de plusieurs capteurs de pollution permettrait également d'étudier plus précisément la répartition spatiale de la pollution à l'échelle d'un quartier.

Conclusions et perspectives

Conclusions

L'approche rue-canyon est aujourd'hui couramment utilisée pour modéliser la dispersion des polluants à l'échelle de la rue. Si les mécanismes qui se développent dans le cas d'une rue isolée, infinie, symétrique et perpendiculaire à la direction du vent, sont assez bien connus, ce n'est pas le cas des configurations plus générales, rencontrées dans la pratique. Le premier objectif de notre travail a donc été d'identifier et d'étudier les phénomènes associés à ce type de situations. Parallèlement, notre deuxième objectif a été de développer des outils de modélisation opérationnelle, capables de représenter ces "nouveaux" phénomènes dans le cadre d'une application de terrain.

Pour réaliser ce projet, nous nous sommes appuyés sur de nombreuses simulations expérimentales et numériques. Les expériences ont été réalisées dans la soufflerie atmosphérique de l'École Centrale de Lyon. Les simulations numériques ont été effectuées avec les codes de calcul *MERCURE* et *CHENSI*.

Au cours de la première partie, nous avons situé le sujet de cette étude dans le contexte plus général de la pollution atmosphérique. Les notions fondamentales concernant la couche limite atmosphérique, la dispersion turbulente et les outils de modélisation ont ensuite été rappelées. Puis nous avons présenté la démarche adoptée dans la suite de ce travail.

Dans la deuxième partie, nous nous sommes intéressés à la dispersion des polluants à l'échelle d'une rue isolée. Les deux mécanismes qui contrôlent le niveau de concentration dans la rue sont l'échange turbulent, entre la rue et l'atmosphère extérieure, et l'advection-diffusion des polluants à l'intérieur de la rue. Pour modéliser le premier mécanisme, nous avons utilisé le concept de couche de mélange turbulente, qui nous a permis de relier le flux vertical de matière à travers l'interface située au sommet de la rue, avec l'intensité de turbulence au niveau de cette interface. Le deuxième mécanisme dépend de la topologie de l'écoulement à l'intérieur de la rue, qui ellemême dépend de la direction du vent extérieur. Nous avons donc étudié successivement les cas d'un vent perpendiculaire, parallèle et d'orientation quelconque par rapport à l'axe de la rue.

Pour un vent perpendiculaire, nous avons proposé un nouveau modèle de dispersion, basé sur une résolution analytique de l'équation d'advection-diffusion dans un écoulement potentiel. Ce modèle permet en particulier de modéliser des géométries de rues où interviennent le rapport d'aspect ou la dissymétrie des bâtiments. Des expériences en soufflerie et des simulations numériques ont été réalisées sur ce type de configurations. Les résultats obtenus illustrent les modifications de la topologie de l'écoulement et leur influence sur la répartition de la concentration dans la rue. Le modèle développé reproduit les principaux comportements observés, même si plusieurs phénomènes restent encore à paramétrer.

Dans le cas d'un vent parallèle à la rue, les recirculations disparaissent et le mouvement longitudinal résulte alors d'un équilibre entre l'entraînement par l'écoulement extérieur et le frottement sur les parois. Cet équilibre nous a conduits à distinguer deux régimes d'écoulement selon la valeur du rapport d'aspect H/W. Un modèle analytique est proposé pour déterminer la vitesse longitudinale en fonction de l'écoulement extérieur et des caractéristiques géométriques de la rue (dimensions, rugosité des parois). Le modèle est en accord avec les simulations numériques et les expériences en soufflerie que nous avons réalisées. En utilisant un modèle gaussien pour la dispersion, nous avons déterminé l'évolution longitudinale de la concentration le long d'une rue. Nous avons ainsi mis en évidence l'absence d'état stationnaire dans le cas d'une source linéique infinie.

Lorsque l'orientation du vent est quelconque, il se forme un mouvement hélicoïdal à l'intérieur de la rue. Afin de comprendre les caractéristiques de cet écoulement, nous avons effectué une décomposition du champ de vitesse selon les deux directions principales. Il apparaît que la composante transversale est indépendante de la composante longitudinale et ne dépend que de la projection du vent extérieur selon la perpendiculaire à la rue. Par contre, la composante longitudinale semble être affectée par la direction du vent. Nous avons également mis en évidence que la vitesse longitudinale moyenne est proportionnelle à la projection longitudinale du vent extérieur. Lorsque la rue est de longueur finie, les résultats obtenus montrent que ce comportement est affecté par l'effet des intersections. La dispersion dans ce type d'écoulement est relativement complexe. Nous avons proposé quelques approches simples pour comprendre et modéliser les phénomènes mais de plus amples développements s'avèrent d'ores et déjà nécessaires.

Les mécanismes décrits dans la deuxième partie se rapportent à l'hypothèse simplificatrice d'une rue infinie isolée. Au cours de la troisième partie, nous nous sommes intéressés aux interactions entre plusieurs rues. À l'intérieur de la canopée urbaine, les échanges entre rues s'effectuent essentiellement au niveau des intersections. Pour modéliser ces échanges, nous avons présenté une approche basée sur le bilan des flux entrant et sortant de l'intersection. En supposant que l'écoulement dans la rue est indépendant de la présence de l'intersection, il est possible de voir apparaître un mouvement vertical résultant d'un déséquilibre des flux entre l'amont et l'aval. La présence de ce mouvement vertical a été vérifiée lors de simulations numériques sur un rétrécissement ou un élargissement de rue. Les flux horizontaux dans l'intersection s'organisent approximativement de façon bidimensionnelle. Cela implique que la fluctuation de la direction du vent extérieur génère un flux turbulent horizontal qui favorise la dispersion des polluants. Les simulations et les expériences effectuées ont cependant montré l'intérêt d'améliorer à l'avenir le couplage entre l'écoulement dans la rue et dans l'intersection.

Afin de traiter toutes les interactions qui existent entre les nombreuses rues connectées sous forme de réseau à l'intérieur d'un quartier, nous avons développé un nouveau modèle, appelé *SIRANE*. Dans ce modèle, chaque segment de rue et chaque nœud d'intersection sont représentés à l'aide d'un modèle de boîte. Le modèle est comparé à des simulations numériques effectuées sur un quartier idéalisé et les résultats sont en bon accord. Outre son intérêt pour modéliser la pollution dans chaque rue d'un réseau, le modèle *SIRANE* s'avère intéressant pour simuler l'effet de l'organisation topologique d'un quartier sur la dispersion et l'étalement d'un panache de polluants.

Pour illustrer l'intérêt pratique des outils développés, nous avons présenté, dans la quatrième partie, un cas d'application du modèle *SIRANE* à un quartier de Lyon. L'analyse des données

nécessaires à la simulation a été l'occasion d'identifier ou de rappeler un certain nombre de comportements caractéristiques. Nous avons en particulier déterminé les propriétés géométriques "moyennes" des rues de l'agglomération.

La simulation d'un quartier de Lyon, effectuée avec le modèle *SIRANE*, a été comparée avec les données mesurées par le réseau COPARLY. Le modèle s'accorde assez bien avec les mesures, même si des écarts importants sont parfois observés. Ces écarts semblent en grande partie attribuables à la qualité des données de trafic utilisées pour la simulation. Plusieurs exemples d'application du modèle ont ensuite été présentés, afin d'illustrer les potentialités offertes par cette nouvelle approche.

Perspectives

À travers les résultats obtenus ou les problèmes rencontrés au cours de ce travail, nous avons pu mettre en évidence un certain nombre de thèmes intéressants pour des recherches futures.

Durant cette étude, nous avons tout d'abord montré l'intérêt des modèles proposés pour décrire la pollution à l'échelle d'une rue ou d'un réseau de rues. Il nous semble donc important de poursuivre le développement et la validation de ces modèles, afin d'étendre leur champ d'application et d'améliorer la qualité des résultats. Dans cette optique, il serait très intéressant de pouvoir effectuer des comparaisons avec des expériences de terrain. Dans la quatrième partie, nous avons présenté une première étude de ce type, réalisée avec le modèle *SIRANE* à l'échelle d'un quartier. Une étude similaire devra être menée pour évaluer le comportement des modèles de dispersion à l'échelle de la rue.

Pour poursuivre le développement de ces modèles, de nombreux problèmes restent encore à résoudre. L'un des problèmes les plus importants, dont les enjeux dépassent le cadre de l'échelle locale, concerne la description des situations de vent très faible. En effet, ces situations sont généralement propices à l'apparition de pics de pollution et malheureusement, la plupart des modèles de dispersion sont très mal adaptés pour traiter ce type de conditions. À l'échelle d'une rue, plusieurs expériences in situ ont déjà mis en évidence la disparition du tourbillon caractéristique en-deçà d'une certaine vitesse du vent. Il serait alors intéressant d'identifier les mécanismes prépondérants dans la dispersion (turbulence thermique, mouvement des véhicules) et de proposer de nouvelles approches de modélisation.

La difficulté que l'on rencontre dans le développement de modèles appliqués consiste à mettre au point un modèle rapide à utiliser, tout en prenant en compte le maximum de phénomènes. Malheureusement, tous les phénomènes ne peuvent pas être considérés explicitement et quelquesuns doivent être paramétrés. C'est en particulier le cas de plusieurs phénomènes complexes, qui ne se manifestent pas par un comportement bien identifié, modélisable simplement (à travers l'écoulement moyen, par exemple). Citons entre autres les effets thermiques, la turbulence induite par les véhicules, la présence d'arbres, de véhicules en stationnement, de rugosités sur les parois. Il est bien évident que chacun de ces phénomènes a un effet aérodynamique propre, mais de tels détails ne présentent pas d'intérêt dans le cadre d'un modèle appliqué. Par contre, la multiplication de ces phénomènes secondaires peut accroître la turbulence et le mélange des polluants à l'intérieur de la rue. C'est pourquoi il serait plus intéressant de réfléchir à une paramétrisation de ces effets en terme de turbulence induite. L'étude détaillée de ces mécanismes, en vue de leur paramétrisation, constituerait certainement un sujet de recherche intéressant.

Un autre axe de recherche à envisager concerne l'étude et la modélisation des intersections de rues et des places de grande taille. Au cours de notre travail, nous avons proposé un modèle d'échange au niveau d'une intersection simple. Il serait intéressant de poursuivre cette étude et de construire un modèle de dispersion permettant de déterminer la répartition de concentration dans l'intersection. Par ailleurs, la modélisation des grandes places devra faire l'objet d'une étude spécifique, dans laquelle on considérera l'interaction avec l'écoulement extérieur.

En permettant de modéliser tout un quartier, l'approche "réseau de rues" utilisée dans le modèle *SIRANE* offre la possibilité d'étudier l'influence de la topologie et de l'organisation d'un quartier sur la dispersion d'un panache de polluants. Il serait alors intéressant d'établir des lois d'évolution de l'étalement d'un panache au-dessus d'un quartier (évolution de σ_y), en fonction des paramètres géométriques de ce quartier (directions caractéristiques, densité du réseau, rapport d'aspect des rues). On pourrait alors définir des typologies de quartier, à prendre en compte différemment dans une modélisation à l'échelle de l'agglomération. Dans ce cadre, il serait également très utile de réaliser des expériences – en soufflerie ou in situ – sur l'écoulement et la dispersion dans un quartier, permettant de comprendre les phénomènes physiques et de valider les modèles.

Par ailleurs, l'analyse des données du cadastre de l'agglomération lyonnaise a permis de montrer la complexité des géométries réelles des bâtiments. Il apparaît que les notions de rue-canyon ou de réseau de rues ne sont parfois pas adaptées pour représenter le bâti réel (bâtiments de forme complexe, cours intérieures, ...). Il nous semble donc important de réfléchir à de nouveaux concepts qui permettraient de décrire un plus grand nombre de configurations.

Au-delà de ces thèmes de recherche spécifiques, il est important de rappeler la nécessité de construire un système intégré de modélisation, comprenant une hiérarchie de modèles couplés, adaptés aux différentes échelles. Nous avons mis en évidence, au cours de notre travail, les difficultés que l'on rencontre lorsque l'on cherche à modéliser une configuration réelle à l'aide d'un seul modèle. L'utilisation d'un système intégré permettra, à terme, d'améliorer la qualité des résultats de chacun des modèles.

Enfin, en ce qui concerne les applications concrètes des modèles développés au cours de ce travail, nous avons évoqué dans la quatrième partie les possibilités offertes en terme de cartographie de la pollution, de représentativité des mesures ou d'exposition de la population. La rapidité de fonctionnement de ces modèles permet également d'envisager un couplage en temps réel avec des systèmes d'information et de mesure. À partir d'une estimation des conditions météorologiques pour les heures qui suivent, il sera alors possible de *prévoir* les niveaux de pollution et, en cas de dépassement d'un seuil, d'évaluer très rapidement l'impact que pourrait avoir une décision préfectorale de réduction de la circulation automobile.

Annexes

A Solutions analytiques de l'équation d'advection-diffusion

A.1 Équation d'advection-diffusion

Considérons le problème de diffusion turbulente de FICK modélisée par l'équation d'advectiondiffusion :

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \bar{\boldsymbol{u}} \cdot \boldsymbol{\nabla} \bar{c} = \kappa \Delta \bar{c} + \overline{S} \tag{A.1}$$

dans laquelle la diffusivité turbulente K est supposée isotrope et constante. La résolution de cette équation dépend du champ de vitesse \overline{u} . Nous présentons quelques solutions exactes du problème dans le cas d'une fluide au repos ($\overline{u} = 0$) et d'un fluide en mouvement uniforme ($\overline{u} = U i_x$).

A.2 Solutions pour un fluide au repos

A.2.1 Fluide au repos – Source ponctuelle – Rejet instantané

Une quantité Q de polluants est rejetée à l'instant t = 0 à l'origine du repère. La concentration est fournie par :

$$\overline{c}(x,y,z,t) = \frac{\mathcal{Q}}{8(\pi\kappa t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(x^2+y^2+z^2)}{4\kappa t}\right) \text{ avec } \begin{cases} \overline{c} \text{ en } kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \text{ en } kg \\ \kappa \text{ en } m^2/s \\ t \text{ en } s \\ x,y,z \text{ en } m \end{cases}$$
(A.2)

L'équation précédente est la solution de base de l'équation d'advection-diffusion. Toutes les solutions suivantes sont obtenues par intégration dans le temps ou dans l'espace de cette relation.

A.2.2 Fluide au repos – Source ponctuelle – Rejet continu

À partir de l'instant t = 0, une source de débit Q émet à l'origine du repère. Le passage d'un rejet instantané à un rejet continu s'effectue par intégration en fonction du temps :

$$\overline{c}(x,y,z,t)_{continu} = \int_0^t \overline{c}(x,y,z,t-t')_{inst.}dt'$$
(A.3)

On obtient ainsi:

$$\overline{c}(x,y,z,t) = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi\kappa(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} \operatorname{erfc}\left(\frac{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}}{2(\kappa t)^{1/2}}\right) \text{ avec } \begin{cases} \overline{c} \text{ en } kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \text{ en } kg/s \\ \kappa \text{ en } m^2/s \\ t \text{ en } s \\ x,y,z \text{ en } m \end{cases}$$
(A.4)

À l'état stationnaire, la répartition spatiale de concentration est :

$$\bar{c}(x,y,z) = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi\kappa(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}}$$
(A.5)

A.2.3 Fluide au repos – Source linéique infinie selon y – Rejet instantané

Une certaine quantité de polluants est rejetée à l'instant t = 0 le long d'une ligne infinie définie par (x = z = 0). On note Q la masse de polluants rejetée par unité de longueur. Pour calculer le champ de concentration, on intègre la solution A.2 selon la direction y:

$$\overline{c}(x,z,t)_{ligne} = \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{c}(x,y-y',z,t)_{point} \, dy' \tag{A.6}$$

La distribution de la concentration dans l'espace est alors fournie par :

$$\overline{c}(x,y,z,t) = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi\kappa t} \exp\left(-\frac{x^2+z^2}{4\kappa t}\right) \text{ avec } \begin{cases} \overline{c} \text{ en } kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \text{ en } kg/m \\ \kappa \text{ en } m^2/s \\ t \text{ en } s \\ x,z \text{ en } m \end{cases}$$
(A.7)

A.2.4 Fluide au repos – Source linéique infinie selon y – Rejet continu

À partir de l'instant t = 0, une source linéique de débit Q, placée sur la droite (x = z = 0), émet en continu. Le champ de concentration est fourni par la relation :

$$\overline{c}(x,y,z,t) = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi\kappa} E_1\left(\frac{x^2+z^2}{4\kappa t}\right) \text{ avec } \begin{cases} \overline{c} \text{ en } kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \text{ en } kg/m/s \\ \text{K en } m^2/s \\ t \text{ en } s \\ x,z \text{ en } m \end{cases}$$
(A.8)

où E_1 est la fonction *exponentielle intégrale* d'ordre un. En raison de l'absence de convection, cette solution ne converge jamais vers un état stationnaire, si bien que la concentration augmente indéfiniment dans le domaine. Il existe une forme simplifiée de cette solution, obtenue pour des temps de diffusion importants :

$$\overline{c}(x,y,z,t) = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi\kappa} \left[\ln\left(\frac{4\kappa t}{x^2 + z^2}\right) - \gamma \right] \text{ si } \frac{x^2 + z^2}{4\kappa t} \ll 1$$
(A.9)

où γ est la constante d'EULER ($\gamma \simeq 0.577$).

A.3 Solutions pour un fluide en écoulement uniforme

A.3.1 Écoulement uniforme – Source ponctuelle – Rejet instantané

Une quantité \mathcal{Q} de polluants est rejetée à l'instant t = 0 à l'origine du repère. Le champ de concentration est obtenu de façon triviale, à partir de la relation A.2, en advectant le centre de la bouffée à la vitesse U:

$$\overline{c}(x,y,z,t) = \frac{\mathcal{Q}}{8(\pi\kappa t)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(x-Ut)^2 + y^2 + z^2}{4\kappa t}\right) \text{ avec } \begin{cases} \overline{c} \, \operatorname{en} \, kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \, \operatorname{en} \, kg \\ \kappa \, \operatorname{en} \, m^2/s \\ U \, \operatorname{en} \, m/s \\ x,y,z \, \operatorname{en} \, m \end{cases}$$
(A.10)

A.3.2 Écoulement uniforme – Source ponctuelle – Rejet continu

Une source ponctuelle de débit \mathcal{Q} émet en continu à l'origine du repère. Le champ de concentration s'écrit :

$$\bar{c}(x,y,z) = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi\kappa(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{U}{2\kappa}[(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} - x]\right) \text{ avec } \begin{cases} \bar{c} \, \mathrm{en} \, kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \, \mathrm{en} \, kg/s \\ \mathrm{K} \, \mathrm{en} \, m^2/s \\ U \, \mathrm{en} \, m/s \\ x,y,z \, \mathrm{en} \, m \end{cases}$$
(A.11)

Il existe une forme simplifiée de cette équation, obtenue lorsque l'on néglige la diffusion longitudinale (selon x) devant la diffusion transversale et l'advection :

$$\bar{c}(x,y,z) = \frac{Q}{4\pi\kappa x} \exp\left(-\frac{U}{4\kappa x}(y^2 + z^2)\right) \text{ si } y^2 + z^2 \ll x^2$$
(A.12)

A.3.3 Écoulement uniforme – Source linéique infinie selon y – Rejet instantané

Une certaine quantité de polluants est rejetée à l'instant t = 0 le long d'une ligne infinie définie par (x = z = 0). On note Q la masse de polluants rejetée par unité de longueur. L'évolution de la concentration dans l'écoulement est fournie par :

$$\bar{c}(x,y,z,t) = \frac{\mathcal{Q}}{4\pi\kappa t} \exp\left(-\frac{(x-Ut)^2 + z^2}{4\kappa t}\right) \text{ avec } \begin{cases} \bar{c} \, \mathrm{en} \, kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \, \mathrm{en} \, kg/m \\ \kappa \, \mathrm{en} \, m^2/s \\ U \, \mathrm{en} \, m/s \\ t \, \mathrm{en} \, s \\ x,z \, \mathrm{en} \, m \end{cases}$$
(A.13)

A.3.4 Écoulement uniforme – Source linéique infinie selon y – Rejet continu

Une source linéique de débit Q placée sur la droite (x = z = 0) émet en continu. Le champ de concentration est décrit par :

$$\overline{c}(x,z) = \frac{\mathcal{Q}}{2\pi\kappa} \exp\left(\frac{Ux}{2\kappa}\right) K_0\left(\frac{U(x^2+z^2)^{1/2}}{2\kappa}\right) \text{ avec } \begin{cases} \overline{c} \text{ en } kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \text{ en } kg/m/s \\ \kappa \text{ en } m^2/s \\ U \text{ en } m/s \\ x,z \text{ en } m \end{cases}$$
(A.14)

où K_0 est une fonction de BESSEL modifiée. Il existe une forme simplifiée de cette équation, obtenue lorsque l'on néglige la diffusion longitudinale (selon x) devant la diffusion transversale et l'advection :

$$\overline{c}(x,z) = \frac{Q}{2(\pi \kappa U x)^{1/2}} \exp\left(-\frac{U z^2}{4\kappa x}\right) \text{ si } \begin{cases} \frac{U(x^2 + z^2)^{1/2}}{2\kappa} \gg 1\\ z^2 \ll x^2 \end{cases}$$
(A.15)

A.4 Autres formulations des solutions

A.4.1 Diffusivité turbulente anisotrope

Lorsque la diffusivité turbulente est anisotrope, on remplace la grandeur scalaire K par le tenseur diagonal IK. La solution élémentaire, dans le cas d'un rejet ponctuel instantané dans un fluide au repos, devient alors :

$$\bar{c}(x,y,z,t) = \frac{Q}{8(\pi t)^{3/2} (\kappa_x \kappa_y \kappa_z)^{1/2}} \exp\left(-\frac{1}{4t} \left(\frac{x^2}{\kappa_x} + \frac{y^2}{\kappa_y} + \frac{z^2}{\kappa_z}\right)\right) \text{ avec } \begin{cases} \bar{c} \, \mathrm{en} \, kg/m^3 \\ Q \, \mathrm{en} \, kg \\ \kappa_i \, \mathrm{en} \, m^2/s \\ t \, \mathrm{en} \, s \\ x,y,z \, \mathrm{en} \, m \end{cases}$$
(A.16)

Comme pour la forme isotrope, il est possible d'en déduire par intégration toutes les autres solutions.

A.4.2 Formulation utilisant les écarts-types de diffusion

Dans de nombreux cas, il est utile de remplacer les coefficients de diffusivité turbulente K_i par les écarts-types de diffusion σ_i . La solution élémentaire, dans le cas d'un rejet ponctuel instantané dans un fluide au repos, devient alors :

$$\overline{c}(x,y,z,t) = \frac{\mathcal{Q}}{(2\pi)^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)\right) \text{ avec } \begin{cases} \overline{c} \text{ en } kg/m^3 \\ \mathcal{Q} \text{ en } kg \\ \sigma_i \text{ en } m \\ t \text{ en } s \\ x,y,z \text{ en } m \end{cases}$$
(A.17)

Comme pour la forme utilisant la diffusivité turbulente, il est possible d'en déduire par intégration toutes les autres solutions.

B Conditions de calcul des simulations numériques

B.1 Conditions de vent en entrée du domaine de calcul

Dans les simulations numériques, il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites pour définir les profils verticaux de vitesse et de turbulence en entrée du domaine de calcul. Pour cela, nous avons utilisé les profils théoriques obtenus pour une couche limite logarithmique en atmosphère neutre. Ces profils sont définis par :

$$\begin{cases} \overline{u} = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \\ k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_{\mu}}} \\ \varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z} \end{cases}$$
(B.1)

Pour l'étude des rues infinies perpendiculaires au vent extérieur, nous avons utilisé les mêmes valeurs de u_* et de z_0 qu'en soufflerie, afin de pouvoir effectuer des comparaisons. Ces valeurs sont $u_* = 0.23$ m/s et $z_0 = 1.5$ cm (cf. annexe C). Dans les autres cas, nous avons utilisé les valeurs $u_* = 0.27$ m/s et $z_0 = 5$ cm, ce qui correspond sensiblement aux paramètres utilisés par SINI *et al.* (1996) dans des simulations numériques avec le code *CHENSI*.

B.2 Caractéristiques des maillages

Les maillages utilisés lors des différents calculs numériques sont décrits dans les tableaux suivants. Il s'agit de maillages cartésiens structurés, dont le pas est variable afin d'augmenter la résolution à l'intérieur de la rue. Dans chaque cas, nous avons indiqué les dimensions des obstacles, le nombre total de mailles, le nombre de mailles utilisées pour représenter l'intérieur de la rue et la résolution du maillage au niveau de la paroi. Il faut noter que dans les configurations où il existait une symétrie dans l'écoulement, nous n'avons simulé que la moitié du domaine de calcul en utilisant une condition limite spécifique. Les dimensions des maillages sont fournies sans tenir compte de cette simplification.

Configuration	rue carrée	rue ascendante	rue descendante	rue étroite
Hauteur du	20 m	20 m	40 m	40 m
bâtiment amont				
Hauteur du	20 m	40 m	20 m	40 m
bâtiment aval				
Largeur de la rue	20 m	20 m	20 m	13,3 m
Nbre de mailles suivant x	133	157	157	124
(nbre dans la rue)	(27)	(27)	(27)	(20)
Nbre de mailles suivant y	3	3	3	3
(nbre dans la rue)	(3)	(3)	(3)	(3)
Nbre de mailles suivant z	62	99	99	68
(nbre dans la rue)	(27)	(27 amont- 42 aval)	(42 amont- 27 aval)	(41)
Taille de la maille en paroi	$50 \mathrm{~cm}$	$50 \mathrm{~cm}$	$50 \mathrm{~cm}$	60 cm

Tableau B.1 – Rue perpendiculaire au vent : Caractéristiques des maillages.

H/W	1/4	1/3	1/2	1	2	3	4
Hauteur des bâtiments	20 m	20 m	20 m	20 m	20 m	20 m	20 m
Largeur de la rue	80 m	60 m	40 m	20 m	10 m	$6,6 \mathrm{m}$	5 m
Nbre de mailles suivant x	26	26	26	26	26	26	26
Nbre de mailles suivant y	141	117	113	121	99	99	93
(nbre dans la rue)	(73)	(55)	(55)	(61)	(31)	(29)	(21)
Nbre de mailles suivant z	67	62	62	86	86	86	86
(nbre dans la rue)	(27)	(27)	(27)	(51)	(51)	(51)	(51)
Taille de la maille en paroi	$50~\mathrm{cm}$	$50 \mathrm{~cm}$	$50~\mathrm{cm}$	20 cm	20 cm	20 cm	20 cm

Tableau B.2 – Rue parallèle au vent : Caractéristiques des maillages.

H/W	1
Hauteur des bâtiments	20 m
Largeur de la rue	20 m
Nbre de mailles suivant x	51
Nbre de mailles suivant y	69
(nbre dans la rue)	(27)
Nbre de mailles suivant z	57
(nbre dans la rue)	(27)
Taille de la maille en paroi	$50~{\rm cm}$

Tableau B.3 – Rue d'orientation quelconque : Caractéristiques des maillages.

D		1
Rue	etroite	large
Hauteur des bâtiments	20 m	20 m
Largeur de la rue	20 m	40 m
Nbre de mailles suivant x	59	59
Nbre de mailles suivant y	67	67
(nbre dans la rue)	(21)	(41)
Nbre de mailles suivant z	44	44
(nbre dans la rue)	(17)	(17)
Taille de la maille en paroi	1 m	1 m

Tableau B.4 – Intersections avec variation de section : Caractéristiques des maillages.

Configuration	Rues identiques	Rues différentes
	selon x et y	selon x et y
Hauteur des bâtiments	20 m	20 m
Largeur des rues	20 m	10-20 m
Nbre de mailles suivant x	61	61
(nbre dans la rue)	(17)	(27, rue large)
Nbre de mailles suivant y	61	57
(nbre dans la rue)	(17)	$(11, rue \acute{e}troite)$
Nbre de mailles suivant z	31	31
(nbre dans la rue)	(17)	(17)
Taille de la maille en paroi	1 m	1 m

Tableau B.5 – Carrefours entre deux rues : Caractéristiques des maillages.

Configuration	petite place	grande place
Hauteur des bâtiments	20 m	20 m
Largeur de la rue	20 m	20 m
Taille de la place	60 m	100 m
Nbre de mailles suivant x	99	115
Nbre de mailles suivant y	99	115
Nbre de mailles suivant z	31	31
Taille de la maille en paroi	1 m	1 m

Tableau B.6 – Places : Caractéristiques des maillages.

Configuration	Rues identiques	Rues différentes
	selon x et y	selon x et y
Hauteur des bâtiments	20 m	20 m
Largeur des rues	20 m	10-20 m
Nbre de mailles suivant x	161	161
(nbre dans chaque rue)	(11)	(11, rue large)
Nbre de mailles suivant y	161	197
(nbre dans chaque rue)	(11)	$(11, rue \acute{e}troite)$
Nbre de mailles suivant z	22	22
(nbre dans chaque rue)	(11)	(11)
Taille de la maille en paroi	2 m	1-2 m

Tableau B.7 – Réseau de rues : Caractéristiques des maillages.
C Conditions expérimentales

C.1 Couches limites incidentes

Au cours des expériences réalisées en soufflerie, deux couches limites différentes ont été utilisées pour simuler le vent extérieur.

C.1.1 Couche limite nº 1 peu rugueuse

La première couche limite, caractérisée par une faible rugosité, a été utilisée dans la deuxième partie pour étudier des rues bidimensionnelles. Cette couche a été générée par un système de déclenchement de type COUNIHAN (ailerons de 300 mm, représentés sur la figure C.2-a), associé à des éléments de rugosité (écrous de 6 mm, distants en moyenne de 10 cm). La longueur de développement de la couche est de 7 m. À cette distance, la couche limite est caractérisée par une vitesse de frottement $u_* = 0.23$ m/s et une rugosité aérodynamique $z_0 = 0.075$ mm (obtenues par régression par rapport à un profil logarithmique).



Figure C.1 – Couche limite peu rugueuse.

Les profils de vitesse et de fluctuations ont été représentés sur la figure C.1. On observe que la

vitesse moyenne s'accorde avec une loi logarithmique sur toute l'épaisseur de la couche. Les profils de fluctuation illustrent l'anisotropie de la turbulence au sein de la couche limite. La distribution d'énergie cinétique turbulente sur les trois composantes est en accord avec les données de CORRSIN et KISTLER (1954) présentées dans l'ouvrage de HINZE (1959).



a) Ailerons de COUNIHAN.

b) Spires d'IRWIN

Figure C.2 – Différents systèmes de déclenchement.

C.1.2 Couche limite n° 2 rugueuse

La couche limite fortement rugueuse a été utilisée pour étudier un tronçon de rue et les phénomènes intervenant aux intersections. Pour générer les caractéristiques de cette couche, nous avons eu recours à des spires d'IRWIN de 1 mètre (représentés sur la figure C.2-b), associés à des éléments de rugosité cubiques de 5 cm distants de 16 cm (cf. figure C.3). La vitesse de frottement du profil de vitesse moyenne est de 0,27 m/s et la rugosité aérodynamique z_0 est de 2,7 mm (obtenues par régression par rapport à un profil logarithmique).



a) Spires d'IRWIN et rugosités de paroi.

b) Rugosités, chariot de mesures et quartier étudié.

Figure C.3 – Couche limite rugueuse.

Les profils des vitesses moyenne et fluctuante ont été représentés sur la figure C.4. On constate que la zone logarithmique à tension constante occupe entre 10 et 20 % de l'épaisseur de la couche limite.



Figure C.4 – Couche limite rugueuse.

C.2 Rue bidimensionnelle perpendiculaire au vent

Les caractéristiques géométriques des maquettes utilisées pour simuler les rues bidimensionnelles perpendiculaires au vent (cf. chapitre II.2) sont résumées ci-dessous :

	rue carrée	rue ascendante	rue descendante	rue étroite
Hauteur du bât. amont	10 cm	10 cm	20 cm	20 cm
Hauteur du bât. aval	10 cm	20 cm	10 cm	20 cm
Largeur de la rue	10 cm	10 cm	10 cm	$6,7~\mathrm{cm}$
Longueur de la rue	$50 \mathrm{~cm}$	$50 \mathrm{~cm}$	50 cm	100 cm

Tableau C.1	- Caraci	$t\'eristiques$	des	maquettes
-------------	----------	-----------------	-----	-----------

C.3 Rue bidimensionnelle parallèle au vent

Dans le cas d'un vent parallèle à la rue (cf. chapitre II.3), les deux configurations étudiées sont décrites ci-dessous :

	H/W = 1	H/W = 2
Hauteur des bâtiments	10 cm	10 cm
Largeur de la rue	10 cm	$5 \mathrm{cm}$
Longueur de la rue	200 cm	200 cm

Tableau C.2 – Cas	ractéristiques	des ma	quettes.
---------------------	----------------	--------	----------

C.4 Rue de longueur finie et intersection de rues

Afin d'étudier une rue de longueur finie pour différentes directions de vent (cf. chapitre II.4) ou pour étudier une intersection de rues (cf. chapitre III.1), nous avons utilisé un petit quartier de quelques rues. La maquette de ce quartier est illustrée sur la figure C.5. La largeur W et la hauteur H des rues sont de 10 cm, tandis que la longueur L est de 50 cm.



Figure C.5 – Géométrie utilisée en soufflerie. La source est symbolisée en pointillés. L'intersection étudiée est entourée par un cercle.

D Intégrale elliptique de deuxième espèce en argument complexe

Les intégrales elliptiques de première et deuxième espèce, respectivement F et E, sont définies par les relations:

$$F(\varphi \setminus \alpha) = \int_0^{\varphi} (1 - \sin^2 \alpha \, \sin^2 \theta)^{-\frac{1}{2}} d\theta \tag{D.1}$$

$$E(\varphi \backslash \alpha) = \int_0^{\varphi} (1 - \sin^2 \alpha \, \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} d\theta \tag{D.2}$$

Le calcul de ces fonctions est particulièrement difficile pour un argument complexe. Les étapes du calcul sont détaillées ci-dessous.

Soit $m = \sin^2 \alpha$ et $m_1 = 1 - m$. La fonction E, exprimée pour un argument complexe, s'écrit (Abramowitz et Stegun, 1965 p. 592–593):

$$E(\varphi + i\psi\backslash\alpha) = E(\lambda\backslash\alpha) - iE(\mu\backslash90^{\circ} - \alpha) + iF(\mu\backslash90^{\circ} - \alpha) + \frac{b_1 + ib_2}{b_3}$$
(D.3)

où $\cot^2 \lambda$ est la racine positive de l'équation :

$$x^{2} - \left[\cot^{2}\varphi + m \sinh^{2}\psi \csc^{2}\varphi - m_{1}\right]x - m_{1}\cot^{2}\varphi = 0$$
 (D.4)

et μ est défini par :

$$m\,\tan^2\mu = \tan^2\varphi\,\cot^2\lambda - 1\tag{D.5}$$

1

Les constantes b_1 , b_2 et b_3 sont données par :

$$b_1 = \sin^2 \alpha \sin \lambda \cos \lambda \sin^2 \mu (1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \lambda)^{\frac{1}{2}}$$
(D.6)

$$b_2 = (1 - \sin^2 \alpha \, \sin^2 \lambda) (1 - \cos^2 \alpha \, \sin^2 \mu)^{\frac{1}{2}} \sin \mu \, \cos \mu \tag{D.7}$$

 $b_3 = \cos^2 \mu + \sin^2 \alpha \sin^2 \lambda \sin^2 \mu$ (D.8)

E Modélisation de la transformation chimique NO-NO₂ à l'échelle de la rue

Si les processus de transport et de dispersion jouent un rôle essentiel sur la pollution atmosphérique, il peut également être important de considérer les transformations chimiques des polluants étudiés. Dans le cadre de la modélisation de la pollution à l'échelle d'une agglomération, les durées de transport des substances chimiques sont de plusieurs dizaines d'heures si bien qu'un grand nombre de réactions chimiques doivent être prises en compte. À l'échelle plus locale d'un quartier ou d'une rue, les temps de séjour sont suffisamment courts pour pouvoir supposer que la plupart des polluants sont transportés dans l'écoulement de façon passive. Il existe cependant quelques réactions assez rapides pour se développer à cette échelle et modifier la concentration des grandeurs mises en jeu. C'est en particulier le cas des oxydes d'azote.

Les oxydes d'azote, principalement NO et NO_2 , sont émis au cours des mécanismes de combustion, en particulier par les moteurs des véhicules automobiles. On considère généralement que la répartition des NO_x à l'émission est de 5 à 10 % de NO_2 pour 90 à 95 % de NO. Le monoxyde d'azote NO est beaucoup moins toxique que le NO_2 . Malheureusement, des transformations chimiques permettent de convertir NO en NO_2 . Il est donc essentiel de prendre en compte ces phénomènes.

Les réactions chimiques faisant intervenir les oxydes d'azote sont nombreuses et complexes (SEINFELD, 1986) mais compte tenu des échelles de temps considérées, il est possible de se limiter au schéma suivant :

$$NO_2 + h\nu \xrightarrow{k_1} NO + O^{\bullet}$$
 (E.1)

$$O^{\bullet} + O_2 \xrightarrow{k_2} O_3$$
 (E.2)

$$NO + O_3 \xrightarrow{k_3} NO_2 + O_2$$
 (E.3)

La réactivité du radical O[•] est très importante, si bien que le temps caractéristique de la réaction E.2 est négligeable devant celui des autres réactions ($k_2 \gg k_1$ et k_3). Afin de pouvoir modéliser l'interaction entre la chimie et le transport-dispersion de ces substances, il est nécessaire d'exprimer les termes de production chimique \mathcal{P} et de destruction chimique \mathcal{D} qui interviennent dans le bilan de polluants à l'échelle d'une rue (équation I.5.11). Ces termes, exprimés en kg/s, peuvent être reliés aux concentrations molaires par les expressions :

$$\mathcal{P}_{\mathrm{NO}} = M_{\mathrm{NO}} \cdot k_1[\mathrm{NO}_2] \qquad \mathcal{D}_{\mathrm{NO}} = M_{\mathrm{NO}} \cdot k_3[\mathrm{NO}][\mathrm{O}_3] \\ \mathcal{P}_{\mathrm{NO}_2} = M_{\mathrm{NO}_2} \cdot k_3[\mathrm{NO}][\mathrm{O}_3] \qquad \mathcal{D}_{\mathrm{NO}_2} = M_{\mathrm{NO}_2} \cdot k_1[\mathrm{NO}_2] \\ \mathcal{P}_{\mathrm{O}_3} = M_{\mathrm{O}_3} \cdot k_1[\mathrm{NO}_2] \qquad \mathcal{D}_{\mathrm{O}_3} = M_{\mathrm{O}_3} \cdot k_3[\mathrm{NO}][\mathrm{O}_3]$$
(E.4)

où $M_{\rm G}$ et [G] représentent respectivement la masse molaire (en kg/mole) et la concentration molaire (en mole/m³) du composé G.

La résolution de l'équation I.5.11 pour une rue fait donc intervenir un système de trois équations couplées reliant les concentrations en oxydes d'azote et en ozone. Ce système est assez simple à résoudre dans le cas d'une rue isolée (PALMGREN *et al.*, 1996) mais devient beaucoup plus complexe lorsque la rue est située à l'intérieur d'un réseau et que des flux de polluants proviennent des rues voisines. Pour simplifier la résolution du problème, nous avons donc effectué une hypothèse simplificatrice, qui consiste à supposer que le temps caractéristique des réactions chimiques est petit devant le temps de résidence des polluants à l'intérieur de la rue. On peut alors considérer qu'un *régime photo-stationnaire* est atteint à tout instant. Ce régime est caractérisé par l'équilibre entre les termes de production et de destruction chimique des polluants. Cette hypothèse nous permet alors d'écrire la relation simple :

$$\frac{[\text{NO}][\text{O}_3]}{[\text{NO}_2]} = \frac{k_1}{k_3}$$
(E.5)

La valeur de k_1 est assez variable car elle dépend du degré d'ensoleillement. Cependant, d'après SEINFELD (1986), on peut utiliser 0,01 ppm comme valeur typique du rapport k_1/k_3 .

En réalité, l'hypothèse précédente est exagérée dans la mesure où les temps de réaction chimique sont comparables aux temps de résidence des polluants dans la rue. Par comparaison à une résolution complète dans le cas d'une rue isolée, BERKOWICZ *et al.* (1997) ont montré que cette approche surestime la concentration en NO₂. Cet écart est cependant d'autant plus faible que le niveau de concentration est important. L'erreur commise est donc faible lorsque la pollution est importante. Cette observation permet de justifier notre hypothèse en tant que première approximation. On peut d'ailleurs noter que cette hypothèse a été utilisée par YAMAR-TINO et WIEGAND (1986) dans le modèle CPBM; l'étude de sensibilité effectuée par ces auteurs ne montre pas un besoin d'utiliser des approches plus détaillées.

L'hypothèse de photo-stationnarité permet de décomposer la résolution du problème en deux étapes. Avant la première étape, la concentration dans le domaine est uniquement égale à la concentration de fond ([NO]_b, [NO₂]_b et [O₃]_b), supposée uniforme et connue. Dans une première étape, le modèle de dispersion est utilisé pour déterminer la concentration en NO_x à l'intérieur de chaque rue. En effet, l'espèce NO_x – somme de NO et de NO₂ – peut être considérée comme une grandeur inerte transportée par l'écoulement. À l'issue de cette étape de dispersion, on obtient la concentration [NO_X]_d dans chaque rue, qui constitue la contribution des sources situées dans le domaine. Cette concentration n'ayant pas encore "subi" de réactions chimiques, elle se repartit entre NO et NO₂ selon les proportions correspondant à l'émission ($f \simeq 10 - 20\%$):

$$[\mathrm{NO}]_d = (1 - f) [\mathrm{NO}_{\mathrm{X}}]_d \tag{E.6}$$

$$[\mathrm{NO}_2]_d = f [\mathrm{NO}_X]_d \tag{E.7}$$

Par ailleurs, comme il n'existe pas de source d'ozone, on peut admettre que $[O_3]_d = 0$. La deuxième étape correspond aux transformations chimiques E.1 à E.3. Les concentrations finales [NO], $[NO_2]$ et $[O_3]$ sont reliées par la relation d'équilibre E.5. La conservation de l'azote nous permet d'écrire :

$$[NO] + [NO_2] = [NO]_b + [NO]_d + [NO_2]_b + [NO_2]_d$$
(E.8)

Enfin, on constate que la variation d'ozone doit être égale à la variation de NO:

$$[O_3] - [O_3]_b = [NO] - [NO]_b - [NO]_d$$
(E.9)

En combinant les équations E.5, E.8 et E.9, il est possible d'exprimer la concentration en dioxy de d'azote, en fonction de la concentration en NO_x et des paramètres du problème :

$$[NO_2] = \frac{b - \sqrt{b^2 - 4c}}{2}$$
(E.10)

 avec :

$$\begin{cases} b = \frac{k_1}{k_3} + [O_3]_b + [NO]_b + 2[NO_2]_b + (1+f)[NO_X]_d \\ c = ([O_3]_b + [NO_2]_b + f[NO_X]_d) ([NO]_b + [NO_2]_b + [NO_X]_d) \end{cases}$$

La relation précédente a été illustrée sur la figure E.1 pour différents niveaux de fond d'ozone.



Figure E.1 – Concentration en dioxyde d'azote en fonction de la concentration en NO_X calculée avec le modèle de dispersion. L'évolution est représentée pour différentes valeurs de la concentration de fond en ozone, en supposant que $[NO]_b = [NO_2]_b = 0$.

334

Bibliographie

- 1992. POLYEN Analyse des émissions de pollution liées à l'énergie dans l'agglomération lyonnaise. COURLY/Rhônalpénergie.
- ABADIE, P., et SCHIESTEL, R. 1986. Numerical prediction of turbulent forced heat convection in a bidimensional driven cavity flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29, 417–427.
- ABRAMOWITZ, M., et STEGUN, I. A. 1965. Handbook of mathematical functions. Dover.
- AHLVIK, P., EGGLESTON, S., GORISEN, N., HASSEL, D., HICKMAN, A.-J., JOUMARD, R., NT-ZIACHRISTOS, L., RIJKEBOER, R., SAMARAS, Z., et ZIEROCK, K.-H. 1997. COPERT II -Methodology and emission factors. European Environment Agency.
- AIRPARIF. 1999. L'exposition potentielle des franciliens à la pollution atmosphérique. Airparif actualité, 8.
- ALBERGEL, A., et JASMIN, F. 1998. 3D simulations of local-scale traffic pollution at local scale. International Journal of Vehicle Design, 20 - 1-4, 79-87.
- ALBRECHT, F. 1933. Untersuchungen der vertikalen Luftzirkulation in der Grossstadt. Met. Zt., 50, 93–98.
- ASHURST, W. T. 1979. Numerical simulation of turbulent mixing layers via vortex dynamics. Pages 402–413 de: Turbulent Shear Flows, vol. I. Springer-Verlag, New-york.
- BARANGER, P. 1986. Influence des conditions microclimatologiques sur la pollution d'une rue. Thèse de Doctorat, Université de Toulouse.
- BÄRRING, L., et MATTSSON, J. O. 1985. Canyon geometry, street temperatures and urban heat island in Malmö, Sweden. *Journal of Climatology*, 5, 433–444.
- BARRY, P. J. 1964. Estimation of downwind concentration of airborne effluents discharged in the neighbourhood of buildings. Atomic Energy of Canada Limited, Report No. AECL-2043.
- BATCHELOR, G. K. 1956. On steady laminar flow with closed streamlines at large Reynolds number. J. Fluid Mech., 1, 177–190.
- BENESH, F. 1978. Carbon monoxide hot spot guidelines, Volume V: User's manual for Interaction-Midblock Model. EPA-450/3-78-037.

- BENSON, P. E. 1979. CALINE3 A versatile dispersion model for predicting air pollutant levels near highways and arterial streets. Federal Highway Administration.
- BENSON, P. E. 1984. CALINE4 A dispersion model for predicting air pollutant concentrations near roadways. Federal Highway Administration.
- BERAL-GUYONNET, I. 1996. Influence des facteurs météorologiques sur la pollution atmosphérique: le cas de l'agglomération lyonnaise. *Revue de géographie de Lyon*, **71** - **1**, 71–77.
- BERKOWICZ, R., HERTEL, O., SORENSEN, N. N., et MICHELSEN, J. A. 1994. Modelling air pollution from traffic in urban areas. *IMA Conference on Flow and Dispersion Through Groups of Obstacles*.
- BERKOWICZ, R., PALMGREN, F., HERTEL, O., et VIGNATI, E. 1996. Using measurements of air pollution in streets for evaluation of urban air quality - meteorological analysis and model calculations. Science of the Total Environment, 189/190, 259–265.
- BERKOWICZ, R., HERTEL, O., LARSEN, S. E., SORENSEN, N. N., et NIELSEN, M. 1997. Modelling traffic pollution in streets. National Environmental Research Institute.
- BLACKADAR, A. K. 1997. Turbulence and diffusion in the atmosphere. Springer.
- BLEVINS, R. D. 1984. Applied fluid dynamics handbook. Van Nostrand Reinhold Company.
- BOUSSINESQ, J. 1897. Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides. Gauthier-Villars, Paris.
- BOUSSINESQ, J. 1905. Sur le pouvoir refroidissant d'un courant liquide ou gazeux. J. de Math., 1, 285–.
- BRADSHAW, P. 1994. Collaborative testing of turbulence models. Stanford Univ. ME Dept, MD-73.
- BRIGGS, G. A. 1973. *Diffusion estimation for small emissions*. Atmospheric Turbulence and Diffusion Laboratory.
- BRIMBLECOMBE, P. 1987. The big smoke. Routledge.
- BROWN, G. L., et ROSHKO, A. 1974. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. J. Fluid Mech., 64, 775–816.
- BROYDEN, C. G. 1965. A class of methods for solving nonlinear simultaneous equations. *Mathematics of Computation*, **19**, 577–593.
- BRUUN, H. H. 1995. *Hot-wire anemometry. Principles and signal analysis.* Oxford Science Publications.
- BUCHHAVE, P., GEORGE, W. K., et LUMLEY, J. L. 1979. The measurement of turbulence with the Laser-Doppler anemometer. Ann. Rev. Fluid. Mech., 11, 505–540.
- BUCKLAND, A. T. 1998. Validation of a street canyon model in two cities. *Environmental* Monitoring and Assessment, **52** - **1**-**2**, 255–267.
- BUCKLAND, A. T., et MIDDLETON, D. R. 1999. Nomograms for calculating pollution within street canyons. *Atmos. Env.*, **33 7**, 1017–1036.

- BULLIN, J. A., HINZ, M., et BOWER, S. C. 1982. Vehicle emissions from intersections. Texas Transportation Institute, FHWA/SDHPT Project 2250.
- BURGGRAF, O. R. 1966. Analytical and numerical studies of the structure of steady separated flows. J. Fluid Mech., 24 1, 113–151.
- BUSINGER, J. A., WYNGAARD, J. C., IZUMI, Y., et BRADLEY, E. F. 1971. Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28, 181–189.
- BUTY, D. 1988. Paramétrisation de la turbulence atmosphérique dans un code mésométéorologique tridimensionnel et non-hydrostatique. Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon.
- CA, V. T., ASAEDA, T., et ARMFIELD, S. 1995. Characteristics of wind field in a street canyon. Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod., 57 - 1, 63–80.
- CARISSIMO, B., DUPONT, E., MUSSON-GENON, L., et MARCHAND, O. 1995. Note de principe du code MERCURE version 3.1. EDF-DER, HE-3395007B.
- CASTRO, I. P., et ROBINS, A. G. 1977. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. J. Fluid Mech., **79**, 307–335.
- CHABNI, A., LE QUERE, P., TENAUD, C., et LAATAR, H. 1998. Modelling of pollutant dispersion in urban street canyons by means of a large-eddy simulation approach. *International Journal* of Vehicle Design, **20** - **1**-**4**, 88–95.
- CHARPENTIER, C. 1967. Étude de la stabilité d'un gradient thermique produit artificiellement dans un écoulement à basse vitesse au moyen d'une grille d'éléments chauffants. Rapport interne EDF.
- CHARPENTIER, C., ALCARAZ, E., MOREL, R., et MEJEAN, P. 1986. La soufflerie de diffusion d'Électricité de France. La Technique Moderne.
- CHERDRON, W., DURST, F., et WHITELAW, J. H. 1978. Asymmetric flows and instabilities in symmetric ducts with sudden expansions. J. Fluid Mech., 84, 13–31.
- CHOCK, D. 1977. General Motors sulfate dispersion experiment An overview of the wind, temperature and concentration fields. *Atmos. Env.*, **11**, 553–559.
- CIONCO, R. 1965. A mathematical model for air flow in a vegetative canopy. J. Appl. Met., 4, 517–522.
- COMTE-BELLOT, G. 1976. Hot-wire anemometry. Ann. Rev. Fluid. Mech., 8, 209–231.
- CORRSIN, S. 1963. Turbulence: Experimental Methods. *Pages 524–590 de:* S. FLUGGE, Freiburg (ed), *Handbuch der Physik, Encyclopedia of Physics*, vol. VIII/2.
- CORRSIN, S., et KISTLER, A. L. 1954. Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Notes, 3133-.
- COSTES, J-P. 1996. Simulations numériques des écoulements atmosphériques sur sols fortement hétérogènes. Thèse de Doctorat, École Centrale de Nantes.
- COUNIHAN, J. 1969. An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel. *Atmos. Env.*, **3**, 197–214.
- CROXFORD, B. 1996. Effects of street grid configuration on pedestrian exposure to vehicular pollution: civilising urban traffic. EPSRC.

- CROXFORD, B., et PENN, A. 1998. Siting considerations for urban pollution monitors. Atmos. Env., **32** - **6**, 1049–1057.
- CROXFORD, B., PENN, A., et HILLIER, B. 1995. Spatial distribution of urban pollution : civilizing urban traffic. *Fifth Symposium on Highway and Urban Pollution*.
- DABBERDT, W. F., et DAVIS, P. A. 1978. Determination of energetic characteristics of urbanrural surfaces in the Greater St. Louis area. *Boundary-Layer Meteorol.*, 14, 105.
- DABBERDT, W. F., et HOYDYSH, W. G. 1991. Street canyon dispersion: sensitivity to block shape and entrainment. *Atmos. Env.*, **25 7**, 1143–1153.
- DAVIDSON, M. J., SNYDER, W. H., LAWSON, R. E., et HUNT, J. C. R. 1996. Wind tunnel simulations of plume dispersion through groups of obstacles. Atmos. Env., 30 - 22, 3715– 3731.
- DEARDORFF, J. W. 1970. A numerical study of the three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds Numbers. J. Fluid Mech., 41 - 2, 453–480.
- DELAUNAY, D. 1997. Calcul numérique des écoulements en rue-canyon: effets de maillage. CSTB EN-AEC 97.106 C.
- DELAUNAY, D., et HOUSEAUX, N. 1997. Turbulence et quantité de mouvement induites par les véhicules à proximité d'une voie urbaine : mesures in situ. CSTB EN-AEC 97.68 C.
- DEPAUL, F. T., et SHEIH, C. M. 1985. A tracer study of dispersion in an urban street canyon. Atmos. Env., 19 - 4, 555–559.
- DEPAUL, F. T., et SHEIH, C. M. 1986. Measurements of wind velocities in a street canyon. Atmos. Env., 20 - 3, 455–459.
- DOCKERY, D. W., POPE, A., et XU, X. 1993. An association between air pollution and mortality in six U.S. cities. *The New England Journal of Medecine*, **329** - **24**, 1753–1759.
- DORAN, J. C., HORST, T. W., et NICKOLA, P. W. 1978. Variations in measured values of lateral diffusion parameters. J. Appl. Met., 17 6, 825–831.
- DRAXLER, R. R. 1976. Determination of atmospheric diffusion parameters. *Atmos. Env.*, **10**, 99–105.
- DRISCOLL, T. A. 1996. A MATLAB Toolbox for Schwarz-Christoffel mapping. Cornell University.
- DRISCOLL, T. A., et VAVASIS, S. A. 1996. Numerical conformal mapping using cross-ratios and Delaunay triangulation. Cornell University.
- DUYNKERKE, P. G. 1988. Application of the E- ε turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **45 5**, 865–880.
- DYER, A. J. 1974. A review of flux-profile relationships. Boundary-Layer Meteorol., 7, 363–372.
- EERENS, H. C., SLIGGERS, C. J., et VAN DEN HOUT, K. D. 1993. The CAR model: the Dutch method to determine city street air quality. Atmos. Env., 27 - 4, 389–399.
- EFROS, D. A. 1946. Doklady Akad. Nauk. USSR, 51, 267-270.
- EKMAN, V. W. 1905. On the influence of the earth's rotation on ocean currents. Arkiv. Mathematik Astron. Fysik, Stockholm, 2 - 11, 1–52.

- ESKRIDGE, R. E., et HUNT, J. R. C. 1979. Highway modeling Part I. Prediction of velocity and turbulence fields in the wakes of vehicles. J. Appl. Met., 18, 387–400.
- ESKRIDGE, R. E., et PETERSEN, W. B. 1991. Turbulent diffusion behind vehicles: effect of traffic speed on pollutant concentrations. *Journal of Air and Waste Management Association*, **41**, 312–317.
- ESKRIDGE, R. E., et RAO, S. T. 1983. Measurement and prediction of traffic-induced turbulence and velocity fields near roadways. J. Climate Appl. Meteorol., 22, 1431–1443.
- ESKRIDGE, R. E., et RAO, S. T. 1986. Turbulent diffusion behind vehicles: experimentally determined turbulent mixing parameters. *Atmos. Env.*, **20**, 851–860.
- ESKRIDGE, R. E., et THOMPSON, R. S. 1982. Experimental and theoretical study of the wake of a block shaped vehicle in a shear free boundary flow. *Atmos. Env.*, **16**, 2821–2836.
- ESKRIDGE, R. E., BINKOWSKI, F. S., HUNT, J. R. C., CLARCK, T. L., et DEMERJIAN, K. L. 1979. Highway modeling Part II. Advection and diffusion of SF₆ tracer gas. *J. Appl. Met.*, **18**, 401–412.
- EVANS, B. H. 1957. *Natural air flow around buildings*. Texas Engineering Experiment Station Research Report No 59, Texas A&M University, College Station, Tex.
- FACKRELL, J. E. 1984. Parameters characterising dispersion in the near wake of buildings. *Jour.* of Wind Eng. and Indust. Aerod., 16, 97–118.
- FOLCHER, A. 1989. Contribution à l'étude de la modification de la structure du vent dans une zone de changement de nature de sol. Thèse de Doctorat, Université de Nantes.
- Fox, J. 1965. Heat transfer and air flow in a transverse rectangular notch. Int. J. Heat Mass Transfer, 8, 269–279.
- FRISCH, U. 1995. Turbulence. Cambridge University Press.
- FUNG, J. C. H., et HUNT, J. C. R. 1991. Modelling flow and dispersion through groups of buildings. Final Report to MOD Part I. DAMTP University of Cambridge.
- GADILHE, A., JANVIER, L., et BARNAUD, G. 1993. Numerical and experimental modelling of the three-dimensional turbulent wind flow through an urban square. *Jour. of Wind Eng.* and Indust. Aerod., vol 46-47, pp 755–763.
- GANDEMER, J., et GUYOT, A. 1978. Intégration du phénomène vent dans la conception du milieu bâti. Groupe central des villes nouvelles, Ministère de la qualité de la vie.
- GARRATT, J. R. 1992. The atmospheric boundary layer. Cambridge Univ. Press.
- GEORGII, H. W., BUSH, H. W., et WEBER, E. 1967. Untersuchung über die zetliche und raumliche Verteilung der Immissions-Konzentration des Kohlenmonoxid in Frankfurt am Main. Berichte des Institutes für Meteorol. und Geophys., 11.
- GOERTLER, H. 1942. Berechnung von aufgaben der freien turbulenz auf grund eines neuen naherungsansatzes. Z.A.M.M., 22, 244–254.
- GOLDCHTIK, M. A. 1962. Matematicheskaya model otrivnikh techeneey neszheemaemoy zheedkostee. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 147 - 7, 1310–1313.

- GOLDEN, J. 1961. *Scale model techniques*. M.S. Thesis, College of Engr., New York Univ., NY, 48 p.
- GRAND, D. 1975. Contribution à l'étude des courants de recirculation. Thèse de Doctorat, Univ. Scientifique et Médicale – Inst. Nat. Polytech., Grenoble.
- GRIFFIN. 1983. An air quality intersection model. FHWA Report No. FHWA-CO-RD-83-14, Colorado Department of Highways, Denver, CO.
- GRONSKEI, K. 1988. Influence of car speed on dispersion of car exhaust gases. Atmos. Env., 22, 273–281.
- GROSJEAN, N., GRAFTIAUX, L., MICHARD, M., HUBNER, W., TROPEA, C., et VOLKERT, J. 1997. Combining LDA and PIV for turbulence measurements in unsteady swirling flows. *Measurement Science and Technology*, 7 - 12, 1523–1544.
- HAMILTON, R. S., et DUNSBY, R. 1984. Levels of vehicles-generated air pollutants in a street canyon. *Environmental and Technology Letters*, **5**, 349–358.
- HARDY-CROSS. 1936. Analysis of flow in networks of conduits or conductors. Univ. Illinois Bull., 286–.
- HARGREAVES, D. M., et BAKER, C. J. 1997. Gaussian puff model of an urban street canyon. Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod., 71, 927–939.
- HASSAN, A. A., et CROWTHER, J. M. 1998a. Modelling of fluid flow and pollutant dispersion in a street canyon. *Environmental Monitoring and Assessment*, **52 1**-**2**, 281–297.
- HASSAN, A. A., et CROWTHER, J. M. 1998b. A simple model of pollutant concentrations in a street canyon. *Environmental Monitoring and Assessment*, **52 1**-**2**, 269–280.
- HERTEL, O., et BERKOWICZ, R. 1989. Modelling pollution from traffic in a street canyon. Evaluation of data and model development. DMU Luft A-129, NERI.
- HICKMAN, A. J., ANDRÉ, M., HAMMARSTROM, U., et KYRIAKIS, N. 1997. Road traffic characteristics for estimating pollutant emissions. TRL.
- HINZE, J. O. 1959. Turbulence. McGraw-Hill, New York.
- HIRT, C. W., NICHOLS, B. D., et ROMERO, N. C. 1975. Sola: a numerical solution for transient fluid flows. Los Alamos Laboratory, Report LA5852, University of California, New Mexico 87544.
- Ho, C. H., et HUERRE, P. 1984. Perturbed free shear layers. Ann. Rev. Fluid. Mech., 16, 365–424.
- HOSKER, R. P. 1982. Methods for estimating wake flow and effluent dispersion near simple block-like buildings. National Oceanic and Atmospheric Administration, Oak Ridge, TN.
- HOTCHKISS, R. S., et HARLOW, F. H. 1973. Air pollution transport in street canyons. *Environ*mental Protection Agency, 1–128.
- HOYDYSH, W. G., et DABBERDT, W. F. 1988. Kinematics and dispersion characteristics of flows in asymetric street canyons. *Atmos. Env.*, **22** - **12**, 2677–2689.
- HOYDYSH, W. G., et DABBERDT, W. F. 1994. Concentration fields at urban intersections: fluid modeling studies. Atmos. Env., 28 - 11, 1849–1860.

- HOYDYSH, W. G., DABBERDT, W. F., SCHORLING, M., YANG, F., et HOLYNSKYJ, O. 1995. Dispersion modeling at urban intersections. *Science of the Total Environment*, 169, 93–102.
- HUMPHRIES, W., et VINCENT, J. H. 1976a. An experimental investigation of the detention of airborne smoke in the wake bubble behind a disk. J. Fluid Mech., 73 3, 453–464.
- HUMPHRIES, W., et VINCENT, J. H. 1976b. Experiments to investigate transport processes in the near wakes of disks in turbulent air flow. J. Fluid Mech., 75 4, 737–749.
- HUNT, A., et CASTRO, I. P. 1984. Scalar dispersion in model building wakes. Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod., 17, 89–115.
- HUNT, J. C. R., et MULHEARN, P. J. 1973. Turbulent dispersion from sources near twodimensional obstacles. J. Fluid Mech., 61, 245–274.
- HUNT, J. C. R., ABELL, C. J., PETERKA, J. A., et WOO, H. 1978. Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. *J. Fluid Mech.*, **86**, 179–200.
- HUNTER, L. J., WATSON, I. D., et JOHNSON, G. T. 1990. Modelling air flow regimes in urban canyons. *Energy and Buildings*, **15 3**, 315–324.
- HUNTER, L. J., JOHNSON, G. T., et WATSON, I. D. 1992. An investigation of three-dimensional characteristics of flow regimes within the urban canyon. *Atmos. Env.*, **26 4**, 425–432.
- HUSSAIN, M., et LEE, B. E. 1980. An investigation of wind forces on three dimensional roughness elements in a simulated atmospheric boundary layer flow. Part II: flow over large arrays of identical roughness elements and the effect of frontal and side aspect ratio variations. Dept. of Build. Sce, Univ. of Sheffield.
- INOUE, E. 1963. On the turbulent structure of air flow within crop canopies. J. Met. Soc. Jap. Ser., 41 11, 317–326.
- IRWIN, H. P. A. H. 1981. The design of spires for wind simulation. *Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod.*, 7, 361–366.
- IRWIN, J. S. 1979. Estimating plume dispersion A recommended generalized scheme. Pages 62–69 de: Fourth Symposium on Turbulence, Diffusion, and Air Pollution, Reno, Nev.
- ISNARD, O. 1999. Dispersion atmosphérique en présence de groupes d'obstacles. Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon.
- JERRAM, N., BELCHER, S. E., et HUNT, J. C. R. 1996. Turbulent flow through a distributed force - a model for the wind within and above an urban canopy. DAMTP.
- JOHNSON, G. T., et HUNTER, L. J. 1995. A Numerical Study of Dispersion of Passive Scalars in City Canyons. *Boundary-Layer Meteorol.*, **75**, 235–262.
- JOHNSON, G. T., et WATSON, I. D. 1984. The determination of view-factors in urban canyons. Journal of Climate and Applied Meteorology, 23, 329–335.
- JOHNSON, G. T., HUNTER, L. J., et ARNFIELD, A. J. 1990. Preliminary field test of an urban canyon wind flow model. *Energy and Buildings*, **15 3**, 325–332.

- JOHNSON, W. B., LUDWIG, F. L., DABBERDT, W. F., et ALLEN, R. J. 1973. An urban diffusion simulation model for carbon monoxide. *Journal of Air Pollution Control Association*, 23, 490–498.
- JONES, O. C. 1976. An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts. J. Fluids Eng., 98, 173–180.
- JOUMARD, R. 1999. Methods of estimation of atmospheric emissions from transport: European scientific network and scientific state-of-the-art – Action COST 319 final report. INRETS-LTE 9901.
- JOUMARD, R., et VIDON, R. 1980. Dispersion de polluants dans une rue en U. AER n° IV.3(7210). IRT-CERN.
- KAMENETSKY, E., et VIERU, N. 1995. Model of air flow and air pollution concentration in urban canyons. Boundary-Layer Meteorol., 73, 203–206.
- KAMPÉ DE FÉRIET, M. J. 1939. Les fonctions aléatoires stationnaires et la théorie statistique de la turbulence homogène. Ann. Soc. Sci. Brux., 59, 145.
- KASTNER-KLEIN, P., et PLATE, E. J. 1998. Windkanalversuche zur Verbesserung der Ermittlung von KFZ-bedingten Konzentrationsverteilungen in Stadtgebieten. Institut für Hydrologie und Wasserwirtschaft, Universitäte Karlsruhe.
- KASTNER-KLEIN, P., PLATE, E., et FEDOROVICH, E. 1997. Gaseous pollulant dispersion around urban-canopy elements: wind tunnel case studies. *International Journal of Environment* and Pollution, 8, 727–737.
- KASTNER-KLEIN, P., BERKOWICZ, R., RASTETTER, A., et PLATE, E. J. 1998. Modelling of vehicle induced turbulence in air pollution studies for streets. 5th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, 18-21 May 1998, Rhodes, Greece.
- KASTNER-KLEIN, P., FEDOROVITCH, E., SINI, J.-F., et MESTAYER, P. G. 1999a. Experimental and numerical verification of similarity concept for diffusion of car exhaust gases in urban street canyons. 6th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, Rouen France.
- KASTNER-KLEIN, P., FEDOROVITCH, E., et ROTACH, M. W. 1999b. Organised and turbulent air motions in a wind tunnel model of a street canyon with and without moving vehicles. 6th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, Rouen France.
- KENNEDY, I. M., et KENT, J. H. 1977. Wind tunnel modeling of CO dispersion in city streets. Atmos. Env., 11, 541–547.
- KETZEL, M., BERKOWICZ, R., et MÜLLER, W. 1999. Dependance of street canyon concentrations on above roof wind speed - implications for numerical modelling. 6th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, Rouen France.
- KIM, S., BRANDT, H., et WHITE, B. R. 1990. An experimental-study of 2-dimensional atmospheric gas dispersion near 2 objects. *Boundary-Layer Meteorol.*, **52**, 1–16.

- KING, L. V. 1914. On the convection of the heat from small cylinder in a stream of fluid: determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry. *Phil. Trans. Roy. Soc. (London), Ser. A*, **214**, 373–432.
- KLEBANOFF, P. S., et DIELH, Z. W. 1952. Some features of artificially thickened fully developed turbulent boundary layers with zero pressure gradient. NACA TR 1110, 1165–1191.
- KLINE, S. J., CANTWELL, B. J., et LILLEY, G. M. (eds). 1981. The 1980-81 AFOSR-HTTM Stanford Conference on complex turbulent flows. Stanford University, California.
- KOSEFF, J. R., et STREET, R. L. 1984a. On end wall effects in a lid-driven cavity flow. J. Fluids Eng., 106, 385–389.
- KOSEFF, J. R., et STREET, R. L. 1984b. Visualization studies of a shear driven 3-dimensional recirculating flow. J. Fluids Eng., 106, 21–29.
- KOUSHKI, P. A. 1991. Evaluation of street-canyon carbon monoxyde-dispersion simulation model. Journal of Transportation Engineering, 117, 444–456.
- LANDSBERG, H. E. 1981. The urban climate. Int. Geophys. Series, 28, 275 pp.
- LANZANI, G., et TAMPONI, M. 1995. A microscale Lagrangian particle model for the dispersion of primary pollutants in a street canyon. Sensitivity analysis and first validation trials. *Atmos. Env.*, **29** - **23**, 3465–3475.
- LARCHEVÊQUE, L. 1998. Modèle de recirculation derrière un obstacle au sein d'un écoulement potentiel. Solution analytique de l'équation d'advection-diffusion. École Centrale de Lyon.
- LAUNDER, B. E., et SPALDING, D. B. 1972. *Mathematical models of turbulence*. Academic Press, London.
- LAVRENTIEV, M., et CHABAT, B. 1980. Effets hydrodynamiques et modèles mathématiques. Ed. Mir.
- LEE, I. Y., et PARK, H. M. 1994. Parameterization of the pollutant transport and dispersion in urban street canyons. *Atmos. Env.*, **28 14**, 2343–2349.
- LEITL, B. M., et MERONEY, R. N. 1997. Car exhaust dispersion in a street canyon. Numerical critique of a wind tunnel experiment. *Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod.*, 67 - 8, 293–304.
- LETTAU, H. H. 1970. Physical and meteorological basis for mathematical models of urban diffusion processes. *Symposium on multiple-source urban diffusion models*. U.S. EPA No. AP-86.
- LETTAU, H. H. 1972. Class notes (unpublished) from Meteorology 403, Micrometeorology, at the University of Wisconsin, Madison.
- LEVI ALVARES, S. 1993. Simulation numérique des écoulements urbains à l'échelle d'une rue à l'aide d'un modèle k- ε . Thèse de Doctorat, École Centrale de Nantes.
- LIEPMANN, H. W., et LAUFER, J. 1947. Investigations of free turbulent mixing. N.A.C.A. Tech. Note n^o 1257, California Institute of Technology.
- LOCK, R. C. 1951. The velocity distribution in the laminar boundary layer between parallel streams. *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, 4, 42–63.

- LOUIS, J-F. 1979. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorol.*, **17**, 187–202.
- LOUKA, P., BELCHER, S. E., et HARRISON, R. G. 1998. Modified street canyon flow. Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod., 74–76, 485–493.
- MACDONALD, R. W., GRIFFITHS, R. F., et CHEAH, S. C. 1997. Field experiments of dispersion through regular arrays of cubic structures. *Atmos. Env.*, **31 6**, 783–795.
- MATTEI, J. D., et RUPP, I. 1993. Notice d'utilisation du code ESTET version 3.1. EDF-DER HE-4493-21B.
- MATTEI, J. D., et SIMONIN, O. 1992. Logiciel ESTET Manuel théorique de la version 3.1 Tome I – Modélisations physiques. EDF-DER HE-4492-38B.
- MEHTA, U. B., et LAVAN, Z. 1969. Flow in a two dimensional channel with a rectangular cavity. Journal of Applied Mechanics, **36**, 897–901.
- MEI-KAO, L, et ROTH, P. M. 1973. Urban airshed photochemical simulation model study. EPA-R4-73-030d, NTIS n° PB-234 976. US EPA.
- MEINDERS, E. R. 1998. Experimental study of heat transfer in turbulent flows over wall-mounted cubes. Thèse de Doctorat, Faculty of Applied Physics, Delft University of Technology.
- MENSINK, C., BOMANS, B., et JANSSEN, L. 1999. An assessment of urban VOC emissions and concentrations by comparing model results and measurements. 6th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes, Rouen France.
- MERONEY, R. N., RAFAILIDIS, S., et PAVAGEAU, M. 1995. Dispersion in idealized urban street canyons. 3rd International Conference on Air Pollution, vol. 2.
- MERONEY, R. N., PAVAGEAU, M., RAFAILIDIS, S., et SCHATZMANN, M. 1996. Study of line source characteristics for 2-D physical modelling of pollutant dispersion in street canyons. *Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod.*, 62 - 1, 37–56.
- MERY, P. 1969. Note relative à la réalisation d'une soufflerie de grandes dimensions adaptée à la simulation des problèmes de diffusion turbulente dans les basses couches atmosphériques. Rapport interne EDF.
- MESSINA, A. 1983. *Estimates of air pollution near signalized intersections*. Federal Highway Administration.
- MESTAYER, P. G., SINI, J-F., et JOBERT, M. 1995. Simulation of the wall temperature influence on flows and dispersion within street canyons. 3rd International Conference on Air Pollution, vol. 2.
- MILLS, A. F., et HANG, X. 1983. On the skin friction coefficient for a fully rough flat plate. J. Fluids Eng., 105, 364–365.
- MILLS, G. M. 1993. Simulation of the energy budget of an urban canyon I. Model structure and sensitivity test. Atmos. Env., 27 - 2, 157–170.
- MILLS, R. D. 1965. On the closed motion of fluid in a square cavity. J. Roy. Aeronaut. Soc., 69, 116–120.

- MILLS, R. D. 1968. Numerical and experimental investigations of the shear layer between two parallel streams. J. Fluid Mech., 33, 591–616.
- MILNE-THOMSON, L. M. 1947. Theoretical hydrodynamics. Mac Millan.
- MONIN, A. S., et OBUKHOV, A. M. 1954. Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere. *Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk, USSR*, **151**, 163–187.
- MONIN, A. S., et YAGLOM, A. M. 1971. *Statistical Fluid Mechanics*. Vol. 1. MIT Press, Cambridge.
- MOON, L. F., et RUDINGER, G. 1977. Velocity distribution in an abruptly expanding circular duct. J. Fluids Eng., 99, 226–230.
- MORIGUCHI, Y., et UEHARA, K. 1993. Numerical and experimental simulation of vehicle exhaustgas dispersion for complex urban roadways and their surroundings. *Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod.*, 46 - 7, 689–695.
- MURAKAMI, S., et MOCHIDA, A. 1988. 3-D numerical simulation of airflow around a cubic model by means of k-e model. *Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod.*, **31**, 283–303.
- MUSSON-GENON, L. 1993. Paramétrisation du rayonnement infra-rouge dans le code atmosphérique MERCURE (version 3.1). EDF-DER HE-3393-012.
- MUSSON-GENON, L. 1994. Paramétrisation du rayonnement solaire dans le code atmosphérique MERCURE (version 3.1). EDF-DER HE-3394-009.
- NAKAMURA, Y., et OKE, T.R. 1988. Wind, temperature and stability conditions in an east-west oriented urban canyon. *Atmos. Env.*, **22 12**, 2691–2700.
- NAMDEO, A. K., et COLLS, J. J. 1996. Development and evaluation of SBLINE, a suite of models for the prediction of pollution concentrations from vehicles in urban areas. *Science of the Total Environment*, **189–90**, 311–320.
- NICHOLSON, S. E. 1975. A pollution model for street level air. Atmos. Env., 9, 19–31.
- NIKURADSE, J. 1933. Strömungsgesetze in rauhen Rohren. Forschg. Arb. Ing.-Wes., 361.
- NOPPE, J. 1998. Émissions de polluants et consommation liées à la circulation routière. ADEME.
- NUNEZ, M., et OKE, T. R. 1977. The energy balance of an urban canyon. J. Appl. Met., 16.
- OKE, T. R. 1979. Review of urban climatology. 1973 1976. WMO T.N. nº 169.
- OKE, T. R. 1981. Canyon geometry and the nocturnal urban heat island: comparison of scale model and field observations. *Journal of Climatology*, 1, 237–254.
- OKE, T. R. 1987. Boundary layer climates. 2nd ed., Methuen, London.
- OKE, T. R. 1988. Street design and urban canopy layer climate. *Energy and Buildings*, **11**, 103–113.
- OKE, T. R., TAESLER, R., et OLSSON, L. E. 1990. The Tropical Urban Climate Experiment (TRUCE). *Energy and Buildings*, 15 1, 67–.
- O'TOOLE, D. M., HILFIKER, R. C., et MULDOON, G. 1975. Evaluation of air quality in the vicinity of the intersection of Wisconsin and Western Avenues N. W. FHWA Final Report FHWA/DC/OTPP-75/1.

- OTT, W. R. 1977. Development of criteria for siting air monitoring stations. *Journal of Air* Pollution Control Association, **27** - **6**, 543–547.
- PALMGREN, F., BERKOWICZ, R., HERTEL, O., et VIGNATI, E. 1996. Effects of reduction of NOx on the NO2 levels in urban streets. *Science of the Total Environment*, **189/190**, 409–415.
- PAN, F., et ACRIVOS, A. 1967. Steady flows in rectangular cavities. J. Fluid Mech., 28 4, 643–655.
- PANOFSKY, H. A., TENNEKES, H., LENSCHOW, D. H., et WYNGAARD, J. C. 1977. The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer under convective conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, 11, 355–361.
- PASQUILL, F. 1961. The estimation of the dispersion of windborne material. Met. Mag., 90 1063, 33-49.
- PASQUILL, F. 1976. Atmospheric dispersion parameters in gaussian plume modeling: Part II. Possible requirements for change in the Turner workbook values. EPA-600/4-760306. US EPA.
- PASQUILL, F., et SMITH, F. B. 1983. Atmospheric diffusion. third. John Wiley & sons.
- PATEL, V. C., RODI, W., et SCHEUERER, G. 1985. Turbulence models for near wall low Reynolds number flows: a review. AIAA J., 23 9, 1308–1319.
- PATERSON, D. A., et APELT, C. J. 1986. Computation of wind flows over three-dimensional buildings. Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod., 24, 193–213.
- PATERSON, D. A., et APELT, C. J. 1989. Simulation of wind flow around three-dimensional buildings. Building and Environment, 24 - 1, 39–50.
- PEARCE, W., et BAKER, C. J. 1997. Wind-tunnel investigation of the effect of vehicle motion on dispersion in urban canyons. *Jour. of Wind Eng. and Indust. Aerod.*, **71**, 915–926.
- PETERSEN, W. B. 1980. User's guide for Highway-2 a Highway air pollution model. Environmental Protection Agency.
- PETERSEN, W. B., et RUMSEY, E. D. 1987. User's guide for PAL 2.0, a gaussian-plume algorithm for point, area, and line sources. Environmental Protection Agency.
- PHILLIPS, P., et PANOFSKY, H. A. 1982. A re-examination of lateral dispersion from continuous sources. Atmos. Env., 16, 1851–1859.
- PLATE, E. J. 1982. Windkanalmodellierung von Ausbreitungsvorgängen in Stadtgebieten. Kolloquiumsbericht Abgasbelastungen durch den Straßenverkehr, Verlag TÜV Rheinland.
- PRANDTL, L. 1932. Meteorologische Anwendung der Strömungslehre. Beitr. Phys. Atm., 19, 188–202.
- QIN, Y., et KOT, S. C. 1993. Dispersion of vehicular emission in street canyons, Guangzhou City, South China (P.R.C.). Atmos. Env., 27 3, 283–291.
- QUÉNEL, P., ZMIROU, D., et LE TERTRE, A. 1995. Impact de la pollution atmosphérique urbaine de type acido-particulaire sur la mortalité quotidienne à Lyon et sur l'agglomération parisienne. *Santé publique*, 4, 363–376.

- RAFAILIDIS, S. 1997. Influence of building areal density and roof shape on the wind characteristics above a town. *Boundary-Layer Meteorol.*, **85**, 255–271.
- RAFAILIDIS, S., et SCHATZMANN, M. 1995. Physical modelling of car exhaust dispersion in urban street canyons - the effects of slanted roofs. *Pages 235–242 de: 3rd International Conference* on Air Pollution, vol. 2.
- RAJARATNAM, N. 1976. Turbulent jets. Elsevier.
- RAUPACH, M. R., THOM, A. S., et EDWARDS, I. 1980. A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary-Layer Meteorol.*, 18, 373–397.
- REDELSPERGER, J. L., et SOMMERIA, G. 1981. Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modèle tridimensionnel de convection nuageuse. Boundary-Layer Meteorol., 21 - 4, 509–530.
- RIABOUCHINSKI, D. 1921. On steady fluid motion with free surface. *Proc. London Math. Soc.*, **19**, 206–215.
- ROBERTS, O. F. T. 1923. The theoretical scattering of smoke in a turbulent atmosphere. *Proc.* R. Soc. Lond., Ser. A, **104**, 640–654.
- RODI, W. 1976. A new algebraic relation for calculating the Reynolds stresses. Z.A.M.M., 56, 219–221.
- ROSAS, B., PAINE, B., WOODRUFF, J., HALVORSON, J., et BERKA, J. 1980. *Measuring and modeling carbon monoxide at a high volume intersection*. Federal Highway Administration and Minnesota Department of Transportation.
- ROSCHE, E. J., et BLACK, L. H. 1976. The influence of upstream conditions on flow reattachement lengths downstream of an abrupt circular channel expansion. J. Biomechanics, 9, 481–483.
- ROTACH, M. W. 1993a. Turbulence Close to a Rough Urban Surface. Part I: Reynolds Stress. Boundary-Layer Meteorol., 65, 1–28.
- ROTACH, M. W. 1993b. Turbulence Close to a Rough Urban Surface. Part II: Variances and Gradients. *Boundary-Layer Meteorol.*, 66, 75–92.
- ROTACH, M. W. 1995. Profiles of turbulence statistics in and above an urban street canyon. Atmos. Env., 29 - 13, 1473–1486.
- ROTH, M., et OKE, T. R. 1993. Turbulent transfer relationships over an urban surface. I: Spectral characteristics. *Quart. Jour. of Roy. Met. Soc.*, **119 513**, 1071–1104.
- RYAN, P. B., SPENGLER, J. D., et LETZ, R. 1986. Estimating personal exposures to NO₂. *Env. Int.*, **12**, 395–400.
- SABIN, C. M. 1965. An analytical and experimental study of the plane incompressible turbulent free shear layer with arbitrary velocity ratio and pressure gradient. *Trans. A.S.M.E.*, J. *Basic Eng.*, 421–428.
- SACRÉ, C., CHIRON, M., et FLORI, J-P. 1995. Development of an index of air-pollution from traffic using epidemiologic studies. *Science of the Total Environment*, **169 1-3**, 63–69.

- SCAPERDAS, A, et COLVILE, R. N. 1999. Assessing the representativeness of monitoring data from an urban intersection site in central London, UK. Atmos. Env., **33 4**, 661–674.
- SCHLICHTING, H. 1960. Boundary Layer Theory. McGraw-Hill, New-York.
- SEINFELD, J. H. 1986. Atmospheric chemistry and physics of air pollution. John Wiley & Sons.
- SHAO, L. 1992. Étude d'une couche de mélange turbulente non cisaillée par simulation des grandes échelles. Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon.
- SIEVERS, U., et ZDUNKOWSKI, W. G. 1986. A microscale urban climate model. *Beitr. Phys.* Atmosph., **59 1**, 13–40.
- SINI, J-F., ANQUETIN, S., et MESTAYER, P. G. 1996. Pollutant dispersion and thermal effects in urban street canyons. Atmos. Env., 30 - 15, 2659–2677.
- SMAGORINSKY, J. 1963. General circulation experiments with the primitive equations, part I: The basic experiments. *Mon. Wea. Rev.*, **91**, 99–.
- SNYDER, W. H. 1981. Guideline for fluid modeling of atmospheric diffusion. EPA.
- SOBOTTKA, H. 1977. Messtechnische erfassung von immissionssituationnen in verkehrsreichen strassenschluchten. Ministère de la Recherche et de la Technologie TÜV Rheinland.
- SOUFFLAND, D. 1985. Développement et validation d'un modèle tridimensionnel nonhydrostatique d'écoulements méso-météorologiques en terrain complexe. Le code MER-CURE. Thèse de Doctorat, Université de Grenoble.
- STEIN, A. F., et TOSELLI, B. M. 1996. Street level air pollution in Cordoba city, Argentina. Atmos. Env., 30 - 20, 3491–3495.
- STOER, J., et BULIRSCH, R. 1980. Introduction to numerical analysis. Springer-Verlag, New York, §7.2.14.
- STULL, R. B. 1988. An introduction to boundary layer meteorology. Kluwer Academic Publishers.
- SWAID, H. 1993. The role of radiative-convective interaction in creating the microclimate of urban street canyons. *Boundary-Layer Meteorol.*, 64, 231–259.
- TAKAHASHI, H., TEJIMA, M., NAKAZATO, M., et FUKUOKA, Y. 1996. Measurement of air circulation in an urban canyon by means of interval shooting of tracer balloons. *Japanese Progress in Climatology*, 129–134.
- TAYLOR, G. I. 1915. Eddy motion in the atmosphere. *Phil. Trans. Roy. Soc. (London), Ser. A*, **215**, 1–26.
- TAYLOR, G. I. 1921. Diffusion by continuous movements. Proc. London Math. Soc., 20, 196–212.
- TAYLOR, G. I. 1935. Statistical theory of turbulence, Part I. Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 105, 421–444.
- TING, L. 1959. On the mixing of two parallel streams. J. Math. Phys., 38, 153–165.
- TIRABASSI, T., FORTEZZA, F., BASSANINO, M., et LAVECCHIA, C. 1998. Carbon monoxide concentrations evaluated by traffic noise data in urban areas. Il Nuovo cimento. C., 21 - 2, 149–159.

- TODHUNTER, P. E. 1990. Microclimatic Variations Attributable to Urban-Canyon Asymmetry and Orientation. *Physical Geography*, **11** - **2**, 131–141.
- TOLLMIEN, W. 1926. Berechnung turbulenter ausbreitungsvorgänge. Z.A.M.M., 6, 468–478.
- TREFETHEN, L. N. 1980. Numerical computation of the Schwarz-Christoffel transformation. SIAM J. Sci. Stat. Comput., 1 - 1, 82–102.
- TURNER, D. B. 1967. Workbook of atmospheric dispersion estimates. Publication 999-AP-26. Robert A. Taft Sanitary Engineering Center. Cincinnati, Ohio. Public Health Service.
- VÄKEVÄ, M., HÄMERI, K., KULMALA, M., LAHDES, R., RUUSKANEN, J., et LAITINEN, T. 1999. Street level versus rooftop concentrations of submicron aerosol particles and gaseous pollutants in an urban street canyon. Atmos. Env., **33** - **9**, 1385–1397.
- VAN DER HOVEN, I. 1957. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. J. Meteorol., 14, 150–154.
- VINCENT, J. H. 1977. Model experiments on the nature of air pollution transport near buildings. Atmos. Env., 11, 765–774.
- VINCONT, J-Y. 1999. Détermination des flux turbulents de masse dans le sillage d'un obstacle. Application à l'écoulement à l'intérieur de la canopée urbaine. Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon.
- WATT, W. E. 1967. *The velocity temperature mixing layer*. Rep. 6705, Department of Mechanical Engineering, Univ. of Toronto.
- WEDDING, J. B., LOMBARDI, D. J., et CERMAK, J. E. 1977. A wind tunnel study of gaseous pollutants in city street canyons. *Journal of Air Pollution Control Association*, **27 6**, 557–566.
- WIERINGA, J. 1993. Representative roughness parameters for homogeneous terrain. *Boundary-Layer Meteorol.*, **63**, 323–363.
- YAMARTINO, R. J., et WIEGAND, G. 1986. Development and evaluation of simple models for the flow, turbulence and pollutant concentration fields within an urban street canyon. Atmos. Env., 20 - 11, 2137–2156.
- ZAMURS, J. 1990. Intersection carbon monoxide modeling. J. Air Waste Manage. Assoc., 40 -5, 769–771.
- ZAMURS, J., et PIRACCI, R. J. 1982. Modelling of carbon monoxide hot spots. *Journal of Air Pollution Control Association*, **32** - **9**, 947–953.
- ZHANG, C. X. 1991. Simulation numérique d'écoulements turbulents autour d'un obstacle. Thèse de Doctorat, École Centrale de Nantes.
- ZOUMAKIS, N. M. 1995. A note on average vertical profiles of vehicular pollutant concentrations in urban street canyons. *Atmos. Env.*, **29** - **24**, 3719–3725.
- ZWILLINGER, D. 1989. Handbook of differential equations. Academic Press.