

THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON
École doctorale : Mécanique – Énergétique

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
Spécialité : Mécanique

par **Olivier ISNARD**

***Dispersion atmosphérique en présence de
groupes d'obstacles***

Soutenue le 5 Février 1999 devant le jury composé de :

Mesieurs	B.	CARISSIMO	
	J.N.	GENCE	
	R.F.	GRIFFITHS	Rapporteur
	D.	JEANDEL	
	P.	MESTAYER	Président
	F.T.M.	NIEUWSTADT	Rapporteur
	R.J.	PERKINS	

Résumé

L'intérêt d'une recherche sur la modélisation de scénari de pollution en milieu urbain pose le problème d'une représentation réaliste de la géométrie retenue. Un des paradoxes actuels dans ce domaine est que les Systèmes d'Information Géographiques (SIG) fournissent une description précise de la topographie d'un site mais que les détails, trop nombreux, ne peuvent être efficacement incorporés au sein des modèles. Il faut donc développer des approches simplifiées de la réalité pour exploiter astucieusement ces données. Ce travail s'inscrit dans cette optique.

À l'heure actuelle, il subsiste des insuffisances concernant la modélisation des échelles intermédiaires situées entre l'échelle globale de l'agglomération et celle, locale de la rue. Dans ce travail nous considérerons principalement cette échelle (de l'ordre du quartier). Ainsi une zone urbaine peut apparaître comme un groupe d'obstacles. Les objectifs de cette étude sont de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux qui gouvernent l'écoulement et la dispersion en fonction des différents paramètres définissant un groupe d'obstacles. En particulier nous considérons l'influence de la topologie (organisation géométrique), de la porosité (distance de séparation entre les obstacles), de la taille des obstacles et de la taille caractéristique du groupe

Nous avons utilisé pour cette étude trois méthodes. Premièrement, une approche expérimentale réalisée en soufflerie où le champ de vitesse a été mesuré à l'aide d'une technique LDA tridimensionnelle et le champ de concentration à l'aide d'un FID. Deuxièmement une approche numérique effectuée à l'aide d'un code de calcul tridimensionnel existant (*MERCURE*, développé par *EDF*). Et un modèle simplifié de l'écoulement et de la dispersion en présence d'obstacles, basé sur le concept d'un écoulement potentiel. Nous analyserons en détail les résultats obtenus par ces différentes approches et expliquerons les mécanismes prépondérants présents dans la dispersion à travers un groupe d'obstacles.

Abstract

Much research has been devoted to modelling mesoscale atmospheric boundary layer flows and flows at the scale of individual streets, but much less attention has been focussed on flow and dispersion at intermediate scales, such as small town or a large suburban area. An important problem in the computational modelling of such flows is the representation of the urban surface layer. At typical scales used in such calculations, it is not feasible to model individual buildings, but neither is it possible to represent the effects of the buildings by a simple change in roughness length. Geographical Information Systems now provide us with a highly detailed description of the urban topography, but, paradoxically, these descriptions are too detailed to be used directly. The challenge is therefore to find ways to simplify the data, so that they can be used in practical calculations of flow and dispersion in urban areas. This is the objective of the research presented here.

In order to develop simple parametrisations for the influence of a group of buildings on flow and dispersion in the urban canopy, we need first to identify and understand the major processes. In particular, we need to understand how parameters such as the geometrical organisation, the obstacles, the spacing between them, their size and the overall extent of the group interact to influence the flow and the dispersion. We have used three different approaches to investigate this. Firstly, experiments were performed in an atmospheric wind tunnel, for several different configurations of obstacles. Fluid velocities were measured using LDV, and gas concentrations were measured using FID. Secondly, three dimensional calculations have been performed using the atmospheric dispersion code *MERCURE* initially developed by *EDF*. Finally a simplified model for flow and dispersion within a group of obstacles was developed based on a potential flow approach. These three methods have been used to investigate and explain some of the fundamental processes involved in flow and dispersion through groups of obstacles.

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École Centrale de Lyon (UMR 5509) et je tiens à remercier le directeur, Monsieur JEANDEL, pour l'accueil qui m'a été réservé. Je tiens également à remercier Monsieur FRAPPIER du Centre Lyonnais d'Ingénierie d'EDF pour la confiance qu'il a placée en moi en finançant cette étude.

J'exprime ma profonde gratitude à Messieurs GRIFFITHS de l'Université de Manchester (Angleterre) et NIEUWSTADT de l'Université de Delft (Pays-Bas) pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail et membres du jury.

Je remercie Messieurs CARISSIMO d'EDF, GENGE de l'Université Claude Bernard (Lyon I), JEANDEL de l'École Centrale de Lyon et MESTAYER de l'École Centrale de Nantes, d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je tiens à remercier Monsieur LUBRANO, sans qui ce sujet de thèse n'aurait vu le jour et Monsieur MÉJEAN à plus d'un titre. Grâce à l'accueil chaleureux qu'il m'a fait et les conseils éclairés qu'il a su me donner, j'ai pu effectuer ces trois années de recherche dans des conditions remarquables.

Je remercie également chaleureusement Messieurs JONDEAU et PERRIN pour les conseils et l'aide qu'ils m'ont apportés pour réaliser les expériences dans la soufflerie de diffusion de l'École Centrale de Lyon.

Je veux exprimer ici toute ma reconnaissance à Richard PERKINS, qui a accepté la lourde responsabilité de diriger mes recherches et de m'encadrer. Richard a su créer une atmosphère de travail agréable et j'ai pu apprécier, tout au long de notre collaboration, sa rigueur et son sens aigu de la physique liée aux phénomènes atmosphériques.

Je remercie vivement Claire, Lionel et Manu qui ont gentiment partagé leur espace de travail avec moi et qui ont supporté jusqu'au bout mes sautes d'humeur. Merci à eux qui m'ont aidé sur les différents aspects de mon travail.

Je souhaite également remercier Monsieur SCOTT, de l'École Centrale de Lyon, pour les nom-

breuses discussions que l'on a pu avoir, en particulier sur la turbulence où ses lumières et ses explications m'ont permis d'aborder ce sujet difficile avec plus de facilités. Que l'ensemble du personnel du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour les marques de sympathie que j'ai reçues. Plus particulièrement je tiens à remercier Pascale pour sa gentillesse et son aide en ce qui concerne l'informatique.

Enfin, je tiens à dire un très grand merci à Fabienne, Camille et Pierre qui m'ont encouragé tout au long de la réalisation de cette thèse. Je sais qu'en tant que papa et mari j'ai été beaucoup absent ces derniers mois et je les remercie pour leur patience.

Table des matières

I Introduction Générale	15
I.1 Introduction	3
I.1.1 Bibliographie	6
I.2 Phénoménologie	9
I.2.1 Une présentation simplifiée de la Couche Limite Atmosphérique	9
I.2.1.1 Introduction	9
I.2.1.2 Structure thermique	11
I.2.1.3 Distribution de vitesse, stabilité dynamique et turbulence	14
I.2.1.4 Théories de similitudes	16
I.2.2 Les différentes échelles de temps et d'espace	19
I.2.2.1 L'échelle régionale	19
I.2.2.2 Les échelles intermédiaires	21
I.2.2.3 L'échelle de la rue	22
I.2.3 Écoulements et dispersion à travers un groupe – les mécanismes fondamentaux	22
I.2.3.1 Structure de l'écoulement	23
I.2.3.2 Comportement de la contrainte turbulente	25
I.2.3.3 Dispersion turbulente à partir d'une source ponctuelle	26
I.2.4 Conclusion	27
I.2.5 Bibliographie	28
I.3 Dispersion turbulente	33
I.3.1 Généralités	33
I.3.2 Équation d'advection-diffusion	34
I.3.3 Modélisation stochastique de la diffusion	36
I.3.3.1 Processus de Wiener	36
I.3.3.2 Processus continu de Markov	37
I.3.3.3 Approche discrète	37
I.3.3.4 Approche continue	40
I.3.3.5 Variation du coefficient de diffusion	41
I.3.4 Bibliographie	44

II	Modélisation – Les différentes approches	47
II.1	Approche expérimentale	49
II.1.1	Caractéristiques de l’installation	49
II.1.1.1	Circuit aérodynamique	50
II.1.1.2	Section d’entrée	50
II.1.1.3	Veine d’essai	51
II.1.1.4	Échangeur thermique	52
II.1.1.5	Chariot de mesure	52
II.1.2	Moyens de mesures	53
II.1.2.1	Anémométrie fil chaud	54
II.1.2.2	Anémométrie Laser Doppler	55
II.1.2.3	Vélocimétrie par Images de Particules	58
II.1.2.4	Mesures de concentration	60
II.1.3	Couche limite atmosphérique	60
II.1.3.1	Généralités	60
II.1.3.2	Notions de similitude	61
II.1.3.3	Simulation de la couche	62
II.1.4	Écoulement tridimensionnel en présence d’un cube	73
II.1.4.1	Objectifs	73
II.1.4.2	Généralités	75
II.1.4.3	Résultats expérimentaux	78
II.1.4.4	Comparaisons diverses	82
II.1.5	Conclusion	86
II.1.6	Bibliographie	86
II.2	Approche numérique	91
II.2.1	Introduction – les différents modèles	91
II.2.1.1	La simulation directe	92
II.2.1.2	La simulation des grandes échelles	93
II.2.1.3	Modèles RANS	93
II.2.1.4	Le code <i>MERCURE</i>	94
II.2.2	Équations de conservation	95
II.2.2.1	Équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement	95
II.2.2.2	Équation de conservation de l’énergie	95
II.2.2.3	Équation de conservation de quantités scalaires	96
II.2.3	Traitement statistique	97
II.2.3.1	Choix d’une décomposition	97
II.2.3.2	Équations moyennées	98
II.2.3.3	Hypothèses de fermeture	99

II.2.3.4	Évolution de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation	100
II.2.4	Les adaptations à l'atmosphère	102
II.2.4.1	Transport de la température potentielle	102
II.2.4.2	Accélération de CORIOLIS	102
II.2.4.3	État de référence à grande échelle	102
II.2.4.4	Prise en compte de l'humidité	103
II.2.4.5	Modification du modèle $k-\varepsilon$	103
II.2.4.6	Maillage météorologique	104
II.2.4.7	Paramétrisation du rayonnement	104
II.2.4.8	Paramétrisation des processus de surface	105
II.2.4.9	Imbrication météorologique	106
II.2.5	Conditions limites	106
II.2.5.1	Type de conditions	106
II.2.5.2	Loi de proche paroi	107
II.2.6	Résolution numérique	108
II.2.6.1	Introduction	108
II.2.6.2	Le schéma temporel	108
II.2.6.3	Discrétisation des différentes étapes	109
II.2.7	Turbulence et dispersion ponctuelle dans une couche limite	110
II.2.7.1	Objectif	110
II.2.7.2	Champ de vitesse moyenne	111
II.2.7.3	Énergie cinétique turbulente	112
II.2.7.4	Champ de concentration	113
II.2.8	Modélisation des obstacles par une perte de charge	113
II.2.8.1	Concept	113
II.2.8.2	Modélisation des pertes de charge	114
II.2.8.3	Calculs des coefficients de pertes de charge	115
II.2.8.4	Simulation des pertes de charge d'un obstacle bidimensionnel	116
II.2.9	Conclusion	120
II.2.10	Bibliographie	121
II.3	Approche potentielle	125
II.3.1	Généralité	125
II.3.2	Généralités sur les écoulements potentiels	126
II.3.3	Transformation conforme	127
II.3.3.1	Généralités	127
II.3.3.2	Cas particulier de la transformation de Schwarz-Christoffel	128
II.3.3.3	Expression de la concentration dans l'espace \mathbb{F}	129
II.3.4	Cas du cylindre	130
II.3.4.1	Transformation et champ de vitesse	130

II.3.4.2	Dispersion	131
II.3.5	Cas du rectangle	133
II.3.5.1	Transformations	133
II.3.5.2	Dispersion	136
II.3.6	Méthode numérique – Généralités	137
II.3.7	Méthode de Martensen	139
II.3.7.1	Principe	139
II.3.7.2	Signification physique de la méthode	140
II.3.7.3	Solutions élémentaires	140
II.3.7.4	Éxpression générale de la condition limite	141
II.3.7.5	Calcul de la vitesse	143
II.3.8	Comparaison avec l’approche analytique	145
II.3.8.1	Cas du cylindre	145
II.3.8.2	Cas du rectangle	145
II.3.8.3	Conclusion sur la discrétisation	146
II.3.9	Sillage et méthode potentielle	147
II.3.9.1	Introduction	147
II.3.9.2	Solution analytique – Transformation conforme	147
II.3.9.3	Paramétrisation de la recirculation	148
II.3.9.4	Quelques exemples de recirculation	149
II.3.9.5	Champ de vitesse	150
II.3.9.6	Sillages et segments de vorticité	152
II.3.10	Bibliographie	153

III Application aux groupes d’obstacles 157

III.1	Cadre général de l’étude	159
III.1.1	Méthodologie	159
III.1.2	Topologie	161
III.1.3	Porosité	162
III.1.3.1	Définition	162
III.1.3.2	Étude asymptotique	164
III.1.4	Zone d’influence – Position de la source	165
III.1.5	Utilisation de méthodes potentielles	166
III.1.5.1	Une méthode analytique	166
III.1.5.2	Segments de vorticité	168
III.1.6	Conclusion	169
III.1.7	Bibliographie	169

III.2 Résultats	171
III.2.1 Nomenclature – données disponibles	171
III.2.2 Analyse des groupes n° 1 et n° 2	173
III.2.2.1 Profils verticaux de vitesse	173
III.2.2.2 Profils horizontaux de vitesse	176
III.2.2.3 Comportement de la cavité	177
III.2.2.4 Champ de concentration	178
III.2.2.5 Simulations numériques – Mercure	188
III.2.2.6 Modèle potentiel	194
III.2.3 Analyse des groupes n° 3 et n° 4	201
III.2.3.1 Champ de vitesse vertical	201
III.2.3.2 Profils horizontaux de vitesse	205
III.2.3.3 Champ de concentration	205
III.2.3.4 Écarts-type des fluctuations	209
III.2.3.5 Modèle de perte de charge	210
III.2.3.6 Choix du coefficient de perte de charge	211
III.2.3.7 Modèle potentiel	213
III.2.4 Bibliographie	217
III.3 Conclusions et perspectives	219
III.3.1 Conclusion	219
III.3.2 Perspectives	221
III.4 Bibliographie	223

Partie I :

Introduction

Générale

I.1. Introduction

Aujourd'hui, 80% de la population mondiale habite en zone urbaine ou périurbaine. Cette concentration dans les agglomérations provoque une abondance de pollution et de nuisances, mais son effet diffère selon les situations géographiques et le niveau de vie atteint dans chaque pays.

Les premiers problèmes de pollution atmosphérique en milieu urbain étaient liés à la combustion du charbon. En effet, on rapporte qu'une commission a été mise en place à Londres en 1285 pour étudier ce problème spécifique. Une première loi sur l'air a vu le jour à Londres en 1306 et d'après BRIMBLECOMBE (1988) un homme accusé d'avoir pollué un quartier de la ville de Londres a été mis à mort en 1307. Si les problèmes et les préoccupations n'ont pas changé, les pénalités encourues ont été réduites !

Les premiers « pics » de pollution étaient liés principalement à l'utilisation du charbon (chauffage domestique, utilisation industrielle et chemin de fer) lors de conditions atmosphériques particulièrement défavorables. La combinaison de fumées et de SO_2 peut créer des « smogs » qui sont à l'origine de nombreuses morts (de l'ordre de 4000 lors de l'incident de Londres en 1952). Depuis l'introduction de lois sur l'air (fin des années 1970), dans les pays industrialisés, les émissions de dioxyde de soufre sont en net recul. En France, il est rare que le « smog » s'abatte sur les villes. Lorsque cela arrive, en particulier dans les villes enclavées loin de l'influence océanique (Grenoble, Lyon, Strasbourg), les conséquences sanitaires ne sont plus aussi dramatiques qu'auparavant, lorsque les rejets dans l'atmosphère des poêles à charbon se conjugaient avec ceux des usines à gaz et des centrales thermiques. Dans les pays de l'Est européen et dans toute l'ex-Union soviétique, la pollution urbaine a pris un tour particulier, qui correspond à un retard de trente ou quarante ans sur l'Ouest. On y respire l'oxyde de soufre plus qu'ailleurs. En Chine, l'omniprésence du charbon transforme parfois l'air des villes en chape de gaz délétère.

D'autre part, l'accroissement de la circulation automobile fait apparaître des formes nouvelles de pollution : en particulier celle que provoque l'ozone troposphérique. En effet, présent dans l'air que nous respirons, il attaque les poumons et les bronches. Dans les basses couches de l'atmosphère, l'ozone est le produit d'une réaction de photo-oxydation entre l'oxygène contenu dans l'air et les gaz d'échappement (oxydes d'azote surtout). Cette pollution frappe principalement

les villes très exposées au soleil comme Rome, Madrid, Athènes et Los Angeles. C'est pourquoi des mesures draconiennes ont dues être introduites pour tenter de réduire la pollution de l'air (pots d'échappement à filtre catalytique, usage d'essence sans plomb, circulation réglementée). Une autre pollution urbaine en plein accroissement est celle due aux moteurs Diesel. Dans le monde, le parc de véhicules fonctionnant au gazole augmente de manière vertigineuse, alors que décroît le trafic par voie ferrée. L'ensemble des véhicules est de plus en plus équipé de moteurs Diesel (45% des véhicules particuliers en France) dont l'inconvénient – outre le bruit – est de rejeter dans l'atmosphère des particules fines qu'on ne sait pas encore filtrer. En plus des effets néfastes pour la santé, le gazole dépose sur les murs des villes une pellicule noire qui oblige à ravalier régulièrement les façades (endommageant les sites historiques).

Outre la pollution chronique industrielle et automobile, une menace non-négligeable pour l'environnement est le risque de pollution accidentelle industrielle ou nucléaire. Quelques spectaculaires affaires de pollution ont fait prendre conscience de la gravité des conséquences pouvant résulter de la contamination accidentelle ou chronique de l'environnement. Ainsi, en 1969, un tonneau d'insecticide, l'endosulfan, tombé dans le Rhin pollua ce fleuve sur près de 600 *km*, faisant périr plus de 20 millions de poissons. La catastrophe de Seveso survenue en 1976 a donné une illustration saisissante des risques écotoxicologiques associés à un polluant aussi toxique que la dioxine. Ce jour-là, l'explosion d'un réacteur de synthèse de trichlorophénol a provoqué la contamination de 1500 hectares de la banlieue de Milan. Moins de 4 *kg* de dioxine ont été répandues dans cette zone provoquant l'intoxication de plus de 1000 personnes. En matière de pollution nucléaire, l'accident de Tchernobyl, de 1986, donne également un exemple spectaculaire de pollution de l'air à l'échelle du globe. Bien qu'une faible quantité de radioactivité contenue dans le cœur du réacteur ait été dispersée dans l'environnement, il reste encore des nombreuses interrogations sur le devenir des millions de personnes qui ont été exposées aux retombées radioactives.

Deux erreurs fondamentales sont très souvent commises lorsque sont envisagés les problèmes de pollution. La première consiste à considérer que les effluents nocifs exercent essentiellement leurs méfaits dans le voisinage immédiat du point de rejet. La seconde présuppose que les substances toxiques se dilueront rapidement dans l'air, les sols ou les eaux. Or, actuellement il est admis que la pollution atmosphérique est un problème à l'échelle globale (ELSOM, 1987). Aux problèmes liés à la pluie acide, le trou de la couche d'ozone et l'effet de serre, il faut ajouter le fait que les effets provenant d'une émission ponctuelle peuvent être ressentis loin de la source. De plus, il existe des réactions chimiques dans l'atmosphère dont les échelles de temps caractéristiques peuvent atteindre plusieurs jours, et qui vont donc dépendre des mouvements atmosphériques à grande échelle. La pollution atmosphérique est donc un problème complexe qui dépend d'une multitude de processus s'étendant sur des échelles spatiales allant de quelques mètres à quelques centaines de kilomètres. Par exemple, une zone urbaine est le lieu de nombreux échanges s'effectuant à des échelles de temps et d'espace très variées : l'échelle régionale où les effets de relief

ainsi que les effets globaux de la villes jouent un rôle prépondérant, à l'échelle locale de la rue ou du quartier où les effets topologiques dominent. Une telle variation d'échelles implique nécessairement une gamme très étendue du nombre de REYNOLDS. Ce qui, en terme d'utilisation de modèles numériques, n'est à l'heure actuelle pas envisageable. Il paraît donc judicieux de traiter cette cascade d'effets et d'échelles par une cascade de modèles. Comme les situations réelles de pollution sont aussi diverses que variées, il est nécessaire d'étudier un nombre de cas typiques important. L'étude des conditions locales implique de traiter un grand nombre de cas différents (liés aux différents plans de circulation, à des modélisations d'urbanisme par exemple). Il est donc impératif d'utiliser à cette échelle des modèles très flexibles et rapides. Par contre il est possible de dégager un nombre plus restreint de cas à l'échelle régionale (cas météorologiques défavorables) et donc de prendre les résultats des calculs à cette échelle comme conditions limites pour les échelles plus locales.

L'intérêt d'une recherche sur la modélisation de scénari de pollution en milieu urbain pose le problème d'une représentation réaliste de la géométrie retenue. Un des paradoxes actuels dans ce domaine est que les Systèmes d'Information Géographiques (SIG) fournissent une description précise de la topographie d'un site mais que les détails, trop nombreux, ne peuvent être efficacement incorporés au sein des modèles. Il faut donc développer des approches simplifiées de la réalité pour exploiter astucieusement ces données. Ce travail s'inscrit dans cette optique.

Comme mentionné précédemment, la modélisation de la dispersion atmosphérique dans des zones fortement urbanisées est un sujet d'investigation important pour plusieurs raisons. À l'échelle sub-méso, les zones urbaines sont classiquement modélisées par un changement de rugosité. Toutefois, à une échelle plus locale, ce type de modèle ne fonctionne plus. De manière schématique il y a, d'une part, le cas de bâtiments bien séparés, dont les influences sont décorréelées, et d'autre part, le cas de plusieurs bâtiments de dimensions semblables, serrés les uns contre les autres. L'écoulement et la dispersion autour d'un obstacle unique ont été abondamment étudiés par exemple par HUNT *et al.* (1978), PLATE (1982), et THOMPSON (1993). La modélisation des obstacles serrés peut, dans une certaine mesure, être rapprochée de celle utilisée pour des zones forestières. De nombreux travaux existent également sur ce type d'approche, comme par exemple, ceux de PLATE et QURAISHI (1965), ROTACH (1993) et GARDINER (1994). En revanche il subsiste des insuffisances concernant la modélisation des échelles intermédiaires situées entre l'échelle globale de l'agglomération et celle, locale de la rue. Dans ce travail nous considérerons principalement cette échelle (de l'ordre du quartier). Ainsi une zone urbaine peut apparaître comme un groupe d'obstacles. Des études expérimentales et théoriques récentes ont été consacrées à ce sujet : en effet, les expériences de DAVIDSON *et al.* (1995b), DAVIDSON *et al.* (1995a) et MACDONALD *et al.* (1997) ou l'approche théorique de FUNG et HUNT (1991) apparaissent comme des éléments clés. Les objectifs de cette étude sont de mieux comprendre les mécanismes fondamentaux qui gouvernent l'écoulement et la dispersion en fonction des différents paramètres définissant un groupe

d'obstacles. En particulier nous considérons l'influence des paramètres suivants :

- la topologie (organisation géométrique),
- la porosité (distance de séparation entre les obstacles),
- la taille des obstacles,
- la taille caractéristique du groupe

Ce manuscrit se décompose en trois parties distinctes : la première concerne une présentation simplifiée des écoulements atmosphériques, les connaissances actuelles des mécanismes présents dans des groupes d'obstacles et quelques rappels importants sur la dispersion turbulente. La deuxième partie présente successivement les trois méthodes que nous avons utilisées pour cette étude. Le premier chapitre sera consacré à l'approche expérimentale réalisée en soufflerie, où nous décrirons tout d'abord l'installation puis la métrologie utilisée pour mesurer des vitesses et des concentrations en présence des diverses configurations de groupes retenues. Dans le deuxième chapitre sera exposé l'approche numérique effectuée à l'aide d'un code de calcul existant (*MERCURE*, développé par *EDF*). Nous présenterons les différentes hypothèses sur lesquelles repose le code de simulation et montrerons la cohérence des résultats obtenus par rapport aux mesures expérimentales. Dans un troisième chapitre, nous aborderons un modèle simplifié de l'écoulement et de la dispersion en présence d'obstacles, basé sur le concept d'un écoulement potentiel. Cette démarche permettra d'étudier un bon nombre de situations différentes et d'expliquer certains des mécanismes observés lors de l'étude expérimentale. La troisième et dernière partie rassemble les résultats obtenus par ces trois approches pour des différentes configurations de groupes d'obstacles. Dans cette partie nous analyserons en détail les résultats et expliquerons les mécanismes prépondérants présents dans la dispersion à travers un groupe d'obstacles.

I.1.1 Bibliographie

P. **BRIMBLECOMBE** 1988. *The big smoke*. Routledge, London.

M.J. **DAVIDSON**, W.H. **SNYDER**, R.E. **LAWSON** et J.C.R. **HUNT** 1995a. Plume dispersion through large group of obstacles – wind tunnel simulations. *Atmos. Env.*, vol 30 - n° 22, pp 3715–3731.

M.J. **DAVIDSON**, K.R. **MYLNE**, C.D. **JONES**, J.C. **PHILLIPS**, R.J. **PERKINS**, J.C.H. **FUNG** et J.C.R. **HUNT** 1995b. Plume dispersion through large groups of obstacles - A field investigation. *Atmos. Env.*, vol 29 - n° 22, pp 3245–3257.

D.M. **ELSON** 1987. *Atmospheric pollution – A global problem*. Blackwell.

J.C.H. **FUNG** et J.C.R. **HUNT** 1991. *Modelling flow and dispersion through groups of buildings. Final Report to MOD Part I*. DAMTP University of Cambridge.

-
- B.A. **GARDINER** 1994. Wind and wind forces in a plantation spruce forest. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol **67**, pp 161–186.
- J.C.R. **HUNT**, C.J. **ABELL**, J.A. **PETERKA** et H. **WOO** 1978. Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. *J. Fluid Mech*, vol **86**, pp 179–200.
- R.W. **MACDONALD**, R.F. **GRIFFITHS** et S.C. **CHEAH** 1997. Field experiments of dispersion through regular arrays of cubic structures. *Atmos. Env.*, vol **31** - n° **6**, pp 783–795.
- E.J. **PLATE** 1982. *Engineering Meteorology*. Elsevier.
- E.J. **PLATE** et A.A. **QURAIISHI** 1965. Modeling of velocity distribution inside and above tall crop. *J. Appl. Meteorol*, vol **4**, pp 400–408.
- M.W. **ROTACH** 1993. Turbulence close to a rough urban surface. Part I: Reynolds stress. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol **65**, pp 1–28.
- R.S. **THOMPSON** 1993. Building amplification factor for sources near buildings: a wind-tunnel study. *Atmos. Env.*, vol **27** - n° **15**, pp 2313–2325.

I.2. Phénoménologie

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, il existe de nombreuses situations impliquant une dispersion de polluants en présence de nombreux obstacles. Il est donc primordial de comprendre et de modéliser ce type de situation. Il est également important de connaître les principales caractéristiques d'un écoulement atmosphérique. Nous présenterons donc, de manière simplifiée (ce qui pourrait aisément faire l'objet d'un livre en soi), le comportement d'une couche limite atmosphérique et les différentes approches que l'on utilise dans un tel cas (modélisation des profils verticaux des variables thermodynamiques, critères de similitudes, ...). Puis dans la deuxième partie de ce chapitre, nous développerons une analyse phénoménologique du comportement d'un écoulement de couche limite incident et de la dispersion à partir d'une source ponctuelle, à travers un groupe d'obstacles

I.2.1 Une présentation simplifiée de la Couche Limite Atmosphérique

I.2.1.1 Introduction

Le concept de couche limite peut être attribué à FROUDE qui mena une série d'expériences au début des années 1870 afin d'étudier la résistance d'une plaque plongée dans une cuve d'eau au repos. Le terme de couche limite a été introduit pour la première fois dans la littérature par PRANDTL (1905) qui s'intéressait, à l'époque, à l'écoulement d'un fluide peu visqueux en proche paroi.

Dans le cadre des écoulements atmosphériques, il n'est pas évident de définir avec précision ce qu'est la couche limite. D'après GARRATT (1992), une définition pourrait être que la Couche Limite Atmosphérique (CLA) est la partie de l'atmosphère directement au dessus de la surface de la terre où les effets de cette surface (frottement, réchauffement, ...) se ressentent sur des échelles de temps inférieures au jour.

La nature turbulente de la CLA, dans sa partie basse, diffère sensiblement de la turbulence simulée en laboratoire. Ceci de deux manières : premièrement la turbulence associée à la convection thermique coexiste avec la turbulence d'origine mécanique (produite par cisaillement). Deuxièmement la turbulence de la couche limite interagit avec l'écoulement moyen qui est influencé par

la rotation de la terre. Comme nous le verrons au chapitre II.1, la structure de la CLA (dans un cas thermiquement neutre) est similaire à celle d'une couche limite turbulente de laboratoire. La CLA se décompose généralement en trois régions (voir FIG. I.2.1).

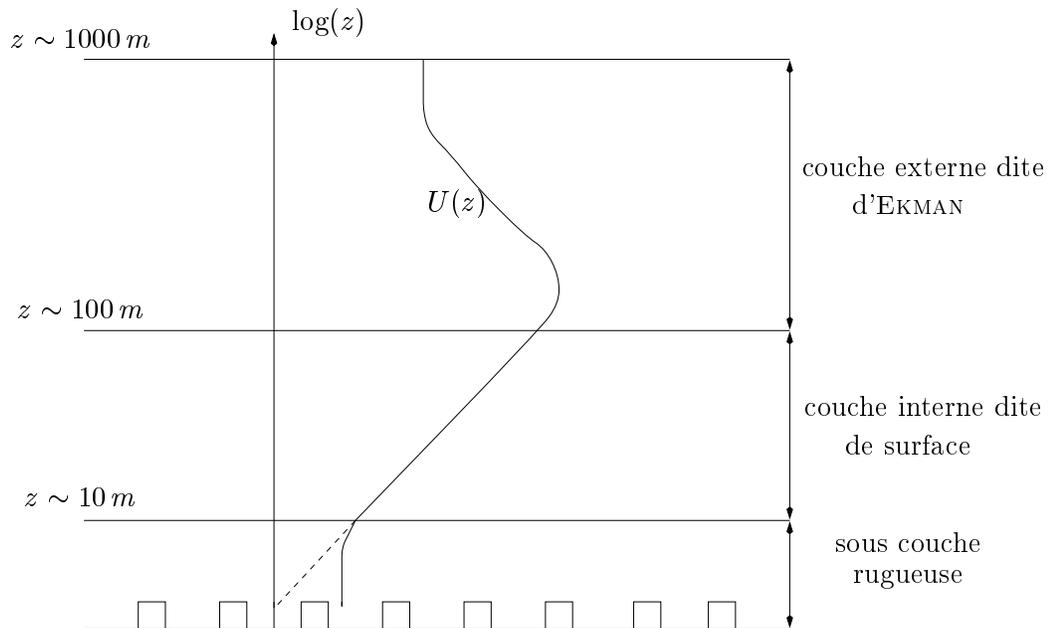


FIG. I.2.1 – *Décomposition de la couche limite atmosphérique*

Dans la couche externe dite d'EKMAN (EKMAN, 1905), la force de CORIOLIS due à la rotation de la terre joue un rôle prépondérant sur la dynamique de l'écoulement, celui-ci étant relativement peu sensible à la nature de la surface terrestre. La couche interne dite couche de surface est, quant à elle, directement influencée par les caractéristiques de la surface, et est peu dépendante de la rotation de la terre. Les deux couches (interne et externe) coexistent dans une zone de recouvrement où les effets prédominants de l'une ou de l'autre de ces couches disparaissent progressivement. L'influence la plus importante de la surface agit dans la couche dite sous-couche rugueuse, zone située au niveau et juste au dessus des rugosités de paroi (bâtiments, végétations, ...).

La structure turbulente de la CLA au dessus de la surface terrestre, est particulièrement influencée par le cycle diurne du réchauffement et du refroidissement de cette surface, ainsi que par la présence de nuages. Les écoulements dits neutres, pour lesquels tout effet de flottabilité est absent, sont les plus aisés à reproduire en soufflerie et sont représentatifs d'écoulements dont l'intensité du vent est relativement importante et dont la couverture nuageuse est complète (BLACKADAR, 1962 ; CERMAK, 1971). La couche limite dite instable, ou couche convective, est due à de forts réchauffements de surface locaux (rayonnement solaire) qui produisent des instabilités thermiques dont la circulation s'étend sur toute la hauteur de la couche. Dans le cas d'une couche convective, la couche externe est dominée par des mouvements convectifs, et est souvent appelée couche de mélange (KAIMAL *et al.*, 1976 ; RAU et PLATE, 1995). À contrario, une couche dite stable

se forme généralement (mais non exclusivement) la nuit en réponse au refroidissement rapide de la surface du sol. Cette couche est caractérisée par une inversion thermique d'une hauteur variable. La turbulence dans un cas stable est beaucoup plus faible que dans un cas convectif (CAUGHEY *et al.*, 1979 ; NIEUWSTADT, 1984). Les propriétés physiques et thermodynamiques du sol, en conjonction avec la dynamique de la partie basse de l'atmosphère, déterminent la hauteur et la structure de la CLA. Sa hauteur varie sur une large gamme d'échelles (de quelques dizaines de mètres à plusieurs kilomètres). Elle montre de larges variations en réponse au cycle de réchauffement et de refroidissement de la surface terrestre. Typiquement la CLA peut atteindre une hauteur de l'ordre de 1 km en fin d'après-midi et décroître jusqu'à une valeur de l'ordre de 100 m avant minuit.

I.2.1.2 Structure thermique

La distribution verticale de variables thermodynamiques telles que la température, l'humidité spécifique ou la masse volumique, a une importance cruciale dans la détermination de la structure de la distribution du champ de vitesse de la CLA.

I.2.1.2.1 Variations de la pression et de la masse volumique

Les écoulements atmosphériques ont la particularité d'être à la fois des écoulements incompressibles (nombre de MACH faible) mais dans lesquels la pression joue un rôle non négligeable sur les variations de masse volumique. Par contre, pour des écoulements dont l'altitude ne dépasse pas 1000 m , on peut considérer que la masse volumique est pratiquement constante et on se trouve dans le domaine d'application des écoulements dilatables (voir FIG. I.2.2a et b).

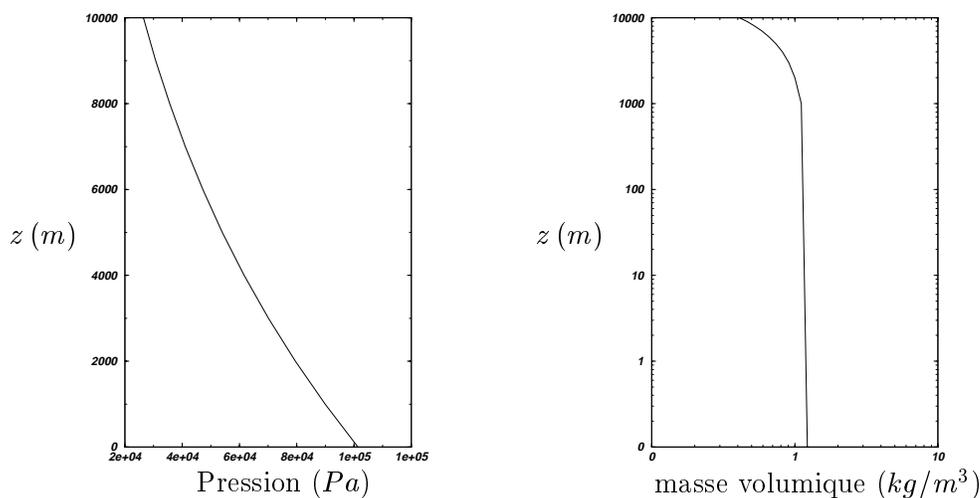


FIG. I.2.2 – Profils typiques dans l'atmosphère en fonction de l'altitude (a) pression, (b) masse volumique

I.2.1.2.2 Profils de température

Les variations de la température de l'air en fonction de l'altitude dépendent de nombreux facteurs tels que la température du sol, la température de l'atmosphère libre, les flux radiatifs ainsi que les réchauffements locaux associés aux changements de phase de l'eau contenue dans l'air. Il est souvent préférable de considérer la température potentielle θ . La température potentielle θ est une variable dérivée de la température T qui se conserve à travers les mouvements de détente adiabatique (ce qui n'est pas le cas de la température). La température potentielle représente la température qu'aurait une particule fluide si elle était ramenée d'une pression p à une pression de référence p_s par une transformation adiabatique. Elle est définie par :

$$\theta = T \left[\frac{p_s}{p} \right]^{R/C_p} \quad (\text{I.2.1})$$

où p_s est une pression de référence prise généralement égale à 1000 *mb*. L'étude des variations de la température potentielle a été discutée par ARYA (1988), STULL (1988), GARRATT (1992) et modélisée par BOLTON (1990). De tels profils verticaux caractérisent la structure en couches de la CLA. On remarque que la définition de la température potentielle en fait un outil adapté à la classification de l'atmosphère. En effet, un gradient vertical de température potentielle positif traduit une stratification thermiquement stable de l'atmosphère. Si ce gradient est nul on dira alors que la stratification de l'atmosphère est neutre et, dans le dernier cas du gradient vertical négatif, la stratification est dite instable. Une couche convective a typiquement une structure tri-couches. Une première couche dite de surface, peu profonde, où θ décroît avec l'altitude, suivit d'une couche beaucoup plus haute où θ est sensiblement uniforme (couche de mélange neutre), puis enfin, une couche de transition caractérisée par une inversion de température (voir FIG. I.2.3a). Une couche stable (de nuit) est caractérisée par une structure bi-couches, la couche de surface où θ croît et une couche de mélange externe (voir FIG. I.2.3b).

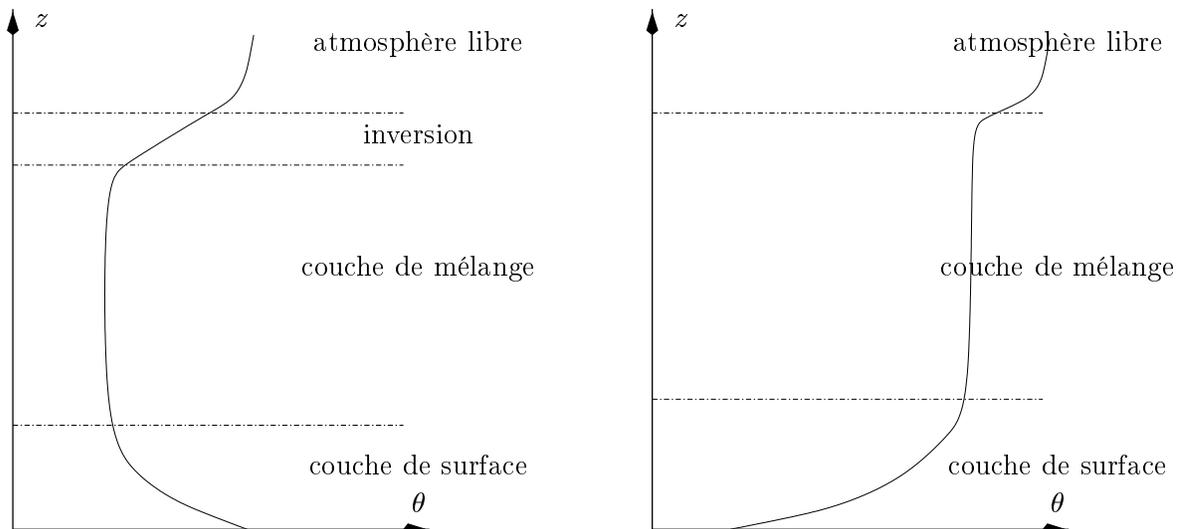


FIG. I.2.3 – Profils typiques de température potentielle, (a) Couche convective, (b) Couche stable

I.2.1.2.3 Humidité de l'air

L'eau est un des constituants de l'air et en fonction de sa teneur spécifique, il est nécessaire d'en tenir compte de manière explicite. On désigne par r le rapport du mélange entre la masse de vapeur d'eau m_v et celle de l'air sec m_a . L'humidité spécifique q est définie par :

$$q = \frac{m_v}{m_v + m_a} \quad (\text{I.2.2})$$

Dans le cas de l'air humide il est souvent utile de faire appel à la température virtuelle T_v définie par (en utilisant la loi des gaz parfait) :

$$T_v = T \left(1 + \left[\frac{R_v - R_a}{T_a} \right] q \right) \quad (\text{I.2.3})$$

on définit de même la température potentielle virtuelle de l'air humide non saturée par :

$$\theta_v = \theta \left(1 + \left[\frac{R_v - R_a}{T_a} \right] q \right) \quad (\text{I.2.4})$$

On remarque que généralement la température virtuelle est plus grande que la température, et donc que l'air humide est plus léger que l'air sec, il a tendance à monter en altitude.

I.2.1.2.4 Stabilité statique

Les variations de température et d'humidité spécifique en fonction de l'altitude impliquent une variation verticale de la masse volumique et donc une stratification de l'atmosphère. Si l'on considère un élément d'air (volume petit pour être un élément différentiel) dans cet environnement stratifié, il est soumis à une force de flottabilité qui dépend de la différence de masse volumique entre l'élément d'air et le milieu ambiant qui l'entoure. Les considérations de flottabilité permettent de définir un paramètre s de stabilité statique (HESS, 1959 ; ARYA, 1988) :

$$s = \frac{g}{T_v} \partial_z \bar{\theta}_v \quad (\text{I.2.5})$$

où l'indice v dénote la température virtuelle et la température potentielle virtuelle. Cela permet de prendre en compte les effets de vapeur d'eau sur la masse volumique. D'un point de vue traditionnel (au sens de la stabilité) l'environnement entourant l'élément d'air sera considéré comme instable si $s < 0$, stable si $s > 0$ et neutre si $s = 0$. Cette approche n'est cependant pas complètement satisfaisante, particulièrement pour la mesure du mélange turbulent et de la dispersion.

I.2.1.3 Distribution de vitesse, stabilité dynamique et turbulence

I.2.1.3.1 Effet de rotation

La rotation de la terre (vitesse angulaire qui vaut $7.29 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s}$) impose une force dite de CORIOLIS de la forme :

$$\mathbf{F}_{co} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} \quad (\text{I.2.6})$$

où $\boldsymbol{\Omega}$ est le vecteur rotation angulaire et \mathbf{u} la vitesse de l'atmosphère. S'agissant d'un produit vectoriel, cette force est perpendiculaire au vecteur vitesse, ce qui implique qu'elle affecte la direction de cette vitesse. On définit alors f le paramètre de CORIOLIS par :

$$f = 2\boldsymbol{\Omega} \sin \phi \quad (\text{I.2.7})$$

où ϕ est la latitude. Pour l'Europe, le coefficient f vaut approximativement 10^{-4} s^{-1} .

I.2.1.3.2 Distribution de vitesse

Les facteurs les plus prépondérants pour la distribution du vent sont les gradients horizontaux de pression (sur une large échelle), le gradient horizontal et vertical de température, le frottement au sol et les caractéristiques des rugosités, la rotation de la terre, la stratification thermique et l'entraînement dû à l'atmosphère libre. Le développement d'une couche limite sur sol rugueux a été intensivement étudié, à la fois *in situ* et au moyen de souffleries, on peut, par exemple citer les travaux de CERMACK (1971) PLATE (1971), ARYA (1992) et OKE (1987). On peut voir sur la figure (FIG. I.2.4) le développement typique d'une CLA à l'approche d'une zone urbaine. La couche externe de la CLA est gouvernée au moins par deux facteurs : l'épaisseur de la couche et la résistance moyenne de la canopée aux mouvements atmosphériques. La partie basse de l'atmosphère (sous-couche rugueuse) a une turbulence et une variabilité spatiale du champ de vitesse qui reflètent la configuration géométrique des rugosités au sol. Au dessus de la hauteur moyenne des rugosités, la vitesse $U(z)$ suit la loi classique logarithmique :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log \left(\frac{z-d}{z_o} \right) \quad (\text{I.2.8})$$

Nous reviendrons sur l'établissement de cette expression au chapitre II.1. L'application de cette équation à des situations spécifiques suppose que les paramètres u_* , z_o et d soient connus. Il apparaît que la hauteur de rugosité z_o peut être classifiée pour différentes classes de surfaces. WIERINGA (1993) a identifié 8 classes de hauteur de rugosité, allant de « extra-lisse » au dessus de la mer calme à « chaotique » aux centres des villes. Cette classification est résumée dans le tableau (TAB. I.2.1). LETTAU (1969) puis THEURER *et al.* (1992) ont tenté d'établir une corrélation entre le paramètre z_o et la distribution géométrique des rugosités.

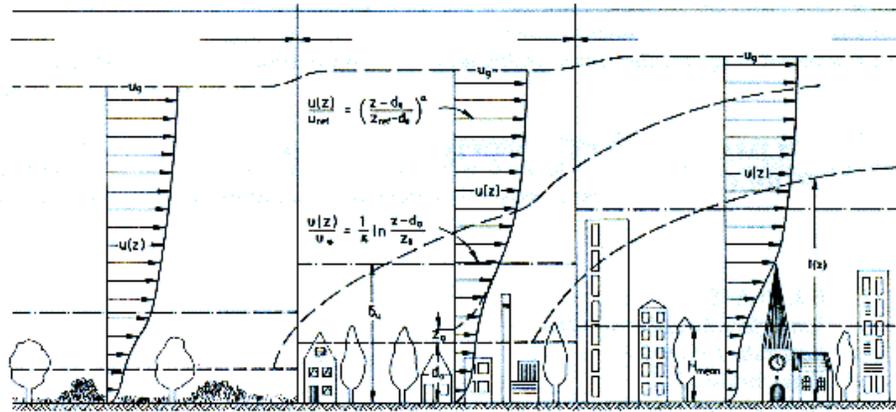


FIG. I.2.4 – Évolution d'un profil de couche limite sur différentes rugosités, d'après PLATE (1995)

z_o (m)	Surface
0.0002	Mer calme ou lac, plaine enneigée ...
0.005	Plaine sans obstacle particulier, campagne ouverte ...
0.03	Campagne moyenne avec petites végétations (herbe), petits obstacles individuels (pas d'effet collectif ou de groupe)
0.1	Région cultivée, fermes isolées
0.25	développement récent d'une végétation dense, végétation de hauteur variable
0.50	végétation dense avec des fermes de taille importante, forêts jeunes
1.0	Distribution homogène et dense d'obstacles, forêts matures, villages
> 2	Centres de grandes villes, grandes forêts irrégulières

TAB. I.2.1 – Classification de la hauteur de rugosité d'après WIERINGA (1993)

Traditionnellement, l'étude des écoulements atmosphériques conduit à l'utilisation d'une loi de puissance pour décrire l'évolution verticale du profil de vitesse. L'exposant de cette loi n'est fonction que de la rugosité de surface (COUNIHAN, 1975).

I.2.1.3.3 Stabilité dynamique

Le critère de stabilité (ou d'instabilité) dynamique d'une couche cisailée et stable est donné à partir du gradient vertical de vitesse et par le nombre de RICHARDSON de gradient :

$$R_i = \frac{g}{T_v} \partial_z \bar{\theta}_v |\partial_z \bar{U}|^{-2} \quad (\text{I.2.9})$$

Ce nombre compare l'importance relative des forces de flottabilité et des forces de cisaillement. Une couche devient dynamiquement instable pour un profil de vitesse qui présente un point d'inflexion et pour $R_i < R_{ic} = 0.25$.

I.2.1.4 Théories de similitudes

Ce paragraphe concerne les théories de similitudes utilisées pour l'étude d'une CLA. Une telle théorie utilise une analyse dimensionnelle pour exprimer des relations entre diverses quantités sous la forme de groupements adimensionnels qui servent à exprimer des lois d'adimensionnement. La similitude de REYNOLDS est un exemple classique qui utilise le nombre de REYNOLDS (SCHLICHTING, 1968).

Le but de toute théorie de similitude appliquée à la CLA est de fournir un adimensionnement correct des comportements caractéristiques de cette couche (profil de vitesse, variance des fluctuations, ...). Ceci à travers le choix de longueurs, de vitesses et de températures caractéristiques. Nous exposerons brièvement, ici, les similitudes du nombre de ROSSBY et de MONIN-OBUKHOV (couche de surface).

I.2.1.4.1 Similitude du nombre de Rossby

Afin de déduire une forme du profil de vitesse dans les couches internes et externe, nous considérons une CLA stationnaire, homogène latéralement et dont l'intensité du vent géostrophique (G) est constante en fonction de l'altitude. De plus on supposera que les effets de stratification sont négligeables. Le problème est de déterminer une vitesse caractéristique et une longueur caractéristique pour adimensionner le profil de vitesse. Considérons, tout d'abord, la loi de frottement pour la couche externe. Il y a trois paramètres externes qui sont potentiellement importants : G , f (paramètre de CORIOLIS) et z_o (représentatif de la géométrie du sol). Ceci donne deux échelles de longueur possibles :

- $\frac{G}{|f|} \sim 10^5 \text{ m}$ c'est à dire une échelle grande,
- $z_o \sim 10^{-1} \text{ m}$ une petite échelle.

et une vitesse caractéristique : G . Ainsi la loi :

$$u_* = G F_g \left(\frac{G}{|f|z_o} \right) \quad (\text{I.2.10})$$

donne la contrainte de paroi comme fonction du vent géostrophique et du nombre de ROSSBY de surface :

$$R_o = \frac{G}{|f|z_o} \quad (\text{I.2.11})$$

Maintenant si l'on écrit les équations de NAVIER-STOKES pour une CLA bidimensionnelle et que l'on suppose une homogénéité horizontale, alors ces équations moyennées au sens de REYNOLDS (voir § II.2.3) se simplifient et l'on peut écrire pour la couche externe (TENNEKES, 1982) :

$$\begin{cases} (u - u_g)f = \partial_z \overline{uw} \\ (v - v_g)f = \partial_z \overline{vw} \end{cases} \quad (\text{I.2.12})$$

où (u_g, v_g) sont les composantes du vent géostrophique. Si l'on suppose, en plus, que le déficit de vitesse est dû aux frottements turbulents, alors l'échelle de vitesse caractéristique paraît être u_* et en écrivant le système (I.2.12) sans dimension :

$$\begin{cases} \frac{(u - u_g)}{u_*} = F_x \left(\frac{zf}{u_*} \right) \\ \frac{(v - v_g)}{u_*} = F_y \left(\frac{zf}{u_*} \right) \end{cases} \quad (\text{I.2.13})$$

Ce système est la similitude du nombre de ROSSBY pour la couche externe d'une couche neutre, et représente la loi de déficit de vitesse. À cause des hypothèses faites, cette loi ne s'applique pas près du sol (partie basse de la couche de surface). En ré-adimensionnant le système (I.2.12) avec z_o au lieu de f/u_* il vient :

$$\begin{cases} \frac{u}{u_*} = f_x \left(\frac{z}{z_o} \right) \\ \frac{v}{u_*} = 0 \end{cases} \quad (\text{I.2.14})$$

Les deux lois doivent se raccorder dans une région de recouvrement dite sous-couche inertielle (TENNEKES, 1982), et on écrit pour les deux composantes de vitesse u et v :

$$\begin{cases} \frac{z}{u_*} \partial_z u = \text{Constante} = \frac{1}{\kappa} \\ \frac{\kappa v_g}{u_*} = \text{Constante} = -Bf \end{cases} \quad (\text{I.2.15})$$

Les écarts-type des fluctuations de vitesse sont données par les relations :

$$- \frac{\sigma_u}{u_*} = 2.5$$

$$- \frac{\sigma_v}{u_*} = 1.9$$

$$- \frac{\sigma_w}{u_*} = 1.3$$

I.2.1.4.2 Similitude de Monin-Obukhov

MONIN et OBUKHOV (1954) proposent une loi de similitude plus générale (en particulier utile pour des couches stratifiées), dans laquelle sont rajoutés le flux cinématique de chaleur $H_o/\rho C_p$ et la variable de flottabilité g/T . À partir de cette hypothèse, on peut construire trois groupements qui constituent la théorie de similitude de MONIN-OBUKHOV :

- vitesse : u_* ,
- température : $\theta_* = \frac{-H_o}{\rho C_p} u_*$,
- longueur : z et $L = \frac{u_*^2}{\kappa(g/T)\theta_*}$

L est appelée la longueur d'OBUKHOV. La variable $\zeta = z/L$ est le paramètre de la similitude de MONIN-OBUKHOV, qui mesure l'importance relative des forces de flottabilité par rapport aux forces de cisaillement (notion similaire à celle du nombre de RICHARDSON R_i). L'application de ces lois de similitude conduit à écrire (MONIN et YAGLOM, 1971) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\kappa z}{u_*} \partial_z u = \phi_m(\zeta) \\ \frac{\kappa z}{\theta_*} \partial_z \theta = \phi_n(\zeta) \end{array} \right. \quad (\text{I.2.16})$$

D'après ARYA (1988) les fonctions $\phi_m(\zeta)$ et $\phi_n(\zeta)$ s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_n = \phi_m^2 = \frac{1}{\sqrt{1 + 15\zeta}} \text{ pour } -5 < \zeta < 0 \\ \phi_n = \phi_m = 1 + 5\zeta \text{ pour } 0 \leq \zeta < 1 \end{array} \right. \quad (\text{I.2.17})$$

Pour les fluctuations de vitesse, la similitude de MONIN-OBUKHOV prédit que les différents moments statistiques doivent être des fonctions de ζ seulement. Des mesures faites dans une couche de surface (PANOFSKY, 1984) montrent que l'évolution de ces quantités n'est pas consistante avec la théorie de MONIN-OBUKHOV. En particulier, σ_u montre une variabilité importante et des conditions convectives ne suivent pas la loi de similitude, mais montrent une dépendance envers la hauteur h de la CLA. Par contre les évolutions de σ_w et σ_θ sont visiblement consistante avec la théorie, ainsi que les autres quantités statistiques pour une CLA neutre ou stable. Lorsque la stabilité augmente, la turbulence devient de plus en plus faible. La paramétrisation des fluctuations de vitesse dans un cas stable se comportent comme dans le cas neutre (voir similitude du nombre de ROSSBY). Pour le cas convectif, les lois empiriques de PANOFSKY *et al.* (1977) sont utilisées :

$$\begin{cases} \frac{\sigma_u}{u_*} = \frac{\sigma_v}{u_*} = \left(12 - 0.5 \frac{h}{L}\right)^{1/3} & \text{pour } h/L < 0 \\ \frac{\sigma_w}{u_{*0}} = 1.3 \left(1 - 3 \frac{z}{L}\right)^{1/3} & \text{pour } z/L < 0 \end{cases} \quad (\text{I.2.18})$$

I.2.2 Les différentes échelles de temps et d'espace

Une zone urbaine est le lieu de nombreux échanges en terme de pollution. Ces échanges s'effectuent à des échelles de temps et d'espace très variées. Elles vont de l'échelle régionale où les effets du relief ainsi que les effets globaux de la ville jouent un rôle prépondérant (CERMAK et TAKEDA, 1985 ; TROUDE *et al.*, 1998 ; TULET *et al.*, 1998), à l'échelle plus locale de la rue ou du quartier où les effets topographiques dominent (HUNTER *et al.*, 1992 ; GADILHE *et al.*, 1993). Une telle variation d'échelles implique nécessairement un gamme très étendue de nombre de REYNOLDS. Ce qui, en terme d'utilisation de modèles numériques n'est, à l'heure actuelle, pas envisageable.

Prenons comme exemple la production d'ozone par la circulation automobile dans une agglomération. On sait que le mécanisme de formation de l'ozone par photocatalyse peut prendre plusieurs jours, et à cette échelle de temps il paraît évident que les produits primaires de la réaction produisant l'ozone peuvent être transportés sur des distances significatives et donc impose la compréhension du transport du centre de l'agglomération (le centre des villes est souvent la zone de production la plus importante du fait de l'intensité du trafic) vers l'extérieur. Comme deuxième exemple considérons le cas d'industries situées à l'extérieur de la zone urbaine ; on peut envisager que des conditions météorologiques défavorables puissent transporter les rejets de ces industries de l'extérieur vers le centre de l'agglomération.

Il paraît donc judicieux de traiter cette cascade d'effets et d'échelles par une cascade de modèles. Sachant que les situations réelles de pollution sont aussi diverses que variées, il est nécessaire d'étudier un grand nombre de cas typiques. L'étude des conditions locales implique de traiter un grand nombre de cas différents (liés au différents plan de circulation, à des modifications d'urbanismes par exemple). Il est donc impératif d'utiliser à cette échelle des modèles très flexibles et rapides. Par contre il est possible de dégager un nombre plus restreint de cas à l'échelle régionale (cas météorologiques défavorables par exemple) et donc de prendre les résultats des calculs à cette échelle comme conditions limites pour les échelles plus locales.

I.2.2.1 L'échelle régionale

I.2.2.1.1 Modélisation des écoulements atmosphériques

À cette échelle, on peut considérer que les phénomènes météorologiques sont suffisamment lents pour être considérés comme constants alors que les effets de la turbulence à l'échelle des bâ-

timents peuvent être moyennés et paramétrisés (ROTACH, 1993). Pour modéliser l'écoulement et la dispersion sur une région urbaine, nous pouvons utiliser un code méso-échelle comme *MERCURE* développé par *EDF* (CARISSIMO *et al.*, 1995) ou le code *SUB-MÉSO* développé dans le cadre du *GDR 1102* du même nom. Nous avons fait le choix d'utiliser le code *MERCURE*. La modélisation des écoulements atmosphériques et en particulier celui de la CLA a fait l'objet d'une intensive recherche, nous avons présenté les caractéristiques principales d'une CLA au paragraphe précédent, parmi les études à vocation numérique nous pouvons citer DEARDORFF (1972), DEARDORFF *et al.* (1994) et ANDREN *et al.* (1994).

I.2.2.1.2 Un exemple d'application : la ville de Lyon

Pour illustrer la modélisation d'écoulements en milieu urbain à l'échelle régionale nous avons étudié un premier cas simplifié. Nous avons réalisé une simulation numérique avec le code *MERCURE* sur le région de Lyon (COOMBES *et al.*, 1997). Le domaine de calcul s'étend sur 15 km dans la direction Est-Ouest, sur 20 km dans la direction Nord-Sud et sur 5 km verticalement. Pour ce calcul préliminaire le maillage était de 39 mailles selon l'axe Sud-Nord, 30 mailles selon l'axe Est-Ouest et 29 mailles verticalement (ce qui, grâce à la raison géométrique imposée implique une première maille verticale de l'ordre de 50 mètres). La ville de Lyon est située au centre du domaine. Le relief (voir FIG. I.2.5a) a été digitalisé et est pris en compte dans cette simulation. Nous nous sommes intéressés à la dispersion d'un traceur passif émis au niveau du pôle industriel de Feyzin, pour une situation météorologique donnée ayant un vent de Sud dominant ($\simeq 5$ m/s).

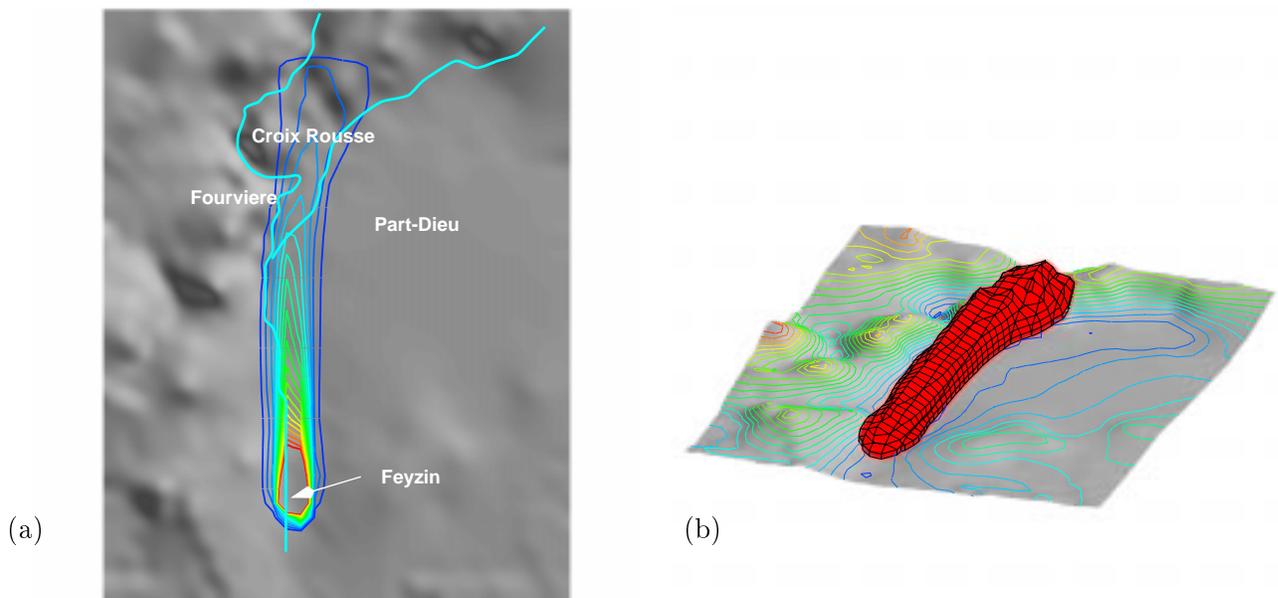


FIG. I.2.5 – *Dispersion atmosphérique dans la région de Lyon. (a) Vue verticale du relief et des Iso-concentrations au sol du rejet – (b) Iso 3D du panache*

Les iso-contours de concentration du traceur passif au niveau du sol ont été représentés sur la

figure (FIG. I.2.5a). On constate que le panache est advecté vers le nord en direction du centre de Lyon. Au niveau du relief, ce panache s'étale transversalement à la direction de l'écoulement (FIG. I.2.5b). Ces calculs préliminaires ont mis en évidence quelques phénomènes que nous pourrions étudier avec plus de détail :

- L'interaction entre le relief et l'écoulement.
- La sensibilité à la numérisation du relief. En effet nous nous sommes rendu compte que l'interpolation du maillage au sol à partir des relevés topographiques de la région lyonnaise jouait un rôle prépondérant pour la suite de la simulation.
- La modélisation des zones urbaines. Il est bien évident qu'à l'échelle régionale il n'est pas possible de représenter avec précision une zone urbaine (problème lié à la puissance des calculateurs actuels et futurs). Plusieurs approches sont envisageables : un modèle de changement de rugosité (COSTES, 1996), ou un modèle qui représente les bâtiments ou groupe de bâtiments par des forces de traînées équivalentes (JERRAM *et al.*, 1995).
- La confrontation de ce type de simulation avec des données *in situ*. Il s'agit ici de dépouiller avec précision les données du réseau de capteurs de la *COURLY* ainsi que les données météorologiques de Météo-France et d'*APOLAIRE*.

Ce type de simulation permet de comprendre les phénomènes d'échanges au sein d'une agglomération. Les modèles fonctionnant à l'échelle régionale fournissent, donc, une information globale mais ne permettent pas de prendre en compte explicitement le détail des bâtiments et des sources de polluants. Afin de tenir compte de ces effets importants pour la dispersion, il est nécessaire d'utiliser des modélisations à une échelle plus fine telle que celle du quartier.

I.2.2.2 Les échelles intermédiaires

Bien que des progrès significatifs aient été réalisés ces dernières années dans le domaine de la recherche sur les écoulements et les phénomènes de dispersion sur des sites à géométrie complexe (HUNT, 1985), il n'est pas encore possible d'intégrer ces résultats dans des modèles d'écoulement et de dispersion à travers un groupe d'obstacles, par exemple. Pour une étude complète de l'écoulement et de la dispersion atmosphérique à travers une agglomération, il faut prendre en compte un large spectre d'effets et de conditions. À l'échelle sub-méso les zones urbaines sont classiquement modélisées par un changement de rugosité, mais à une échelle plus locale ce type de modèle ne fonctionne plus (FUNG et HUNT, 1991).

Il s'agit donc, dans une première étape, de développer, des moyens numériques et théoriques pour modéliser l'écoulement et la dispersion sur des sites urbains, aux échelles intermédiaires (c'est à dire entre la rue et la région). Ces modèles, issus d'hypothèses simplificatrices, pourront être intégrés au sein d'un code tridimensionnel beaucoup plus complet. Nous développerons

dans le paragraphe suivant les phénomènes importants qui apparaissent lorsqu'un écoulement se développe en présence d'un groupe d'obstacles.

I.2.2.3 L'échelle de la rue

La compréhension des phénomènes de dispersion à l'échelle de la rue constitue une part essentielle de la modélisation de la pollution urbaine. Les modèles de dispersion à cette échelle permettent en effet d'estimer l'impact de la pollution sur les populations, d'interpréter les mesures effectuées par des capteurs fixes ou de quantifier les flux de polluants émis par la canopée urbaine dans l'atmosphère extérieure.

Afin de simplifier le problème, il est souvent possible de représenter une rue par une longue cavité quasi-bidimensionnelle délimitée par deux bâtiments. L'écoulement dans la cavité est contrôlé principalement par le vent au-dessus des bâtiments, et est constitué d'un ou plusieurs tourbillons (cela dépend du rapport de forme de la rue) situés à l'intérieur de la cavité. Ce type de représentation est connue sous le nom de modèle rue-canyon et a fait l'objet d'un grand nombre d'études (JOHNSON *et al.*, 1973 ; YAMARTINO et WIEGAND, 1986 ; BERKOWICZ *et al.*, 1997). Certaines de ces études ont consisté à utiliser des codes numériques complexes pour décrire en détail l'écoulement et la dispersion dans une cavité bidimensionnelle (SINI *et al.*, 1996) ; ces modèles fournissent des résultats très intéressants mais ne sont pas exploitables pour des applications pratiques où il est nécessaire d'effectuer rapidement de nombreuses simulations. Par ailleurs, des modèles très simples ont été développés, en supposant des profils simplifiés de concentration dans la cavité (NICHOLSON, 1975 ; BERKOWICZ *et al.*, 1997). Ces modèles permettent d'estimer rapidement les niveaux de concentration mais dépendent fortement des hypothèses faites et de coefficients empiriques. Ils peuvent donc difficilement être utilisés pour étudier des configurations nouvelles (bâtiments de tailles différentes, influence des toits). Ainsi il est nécessaire de développer un nouveau modèle intermédiaire entre ces deux approches, ceci fait l'objet d'une thèse de doctorat à l'École Centrale de Lyon (L. SOULHAC) et de publications (SOULHAC et PERKINS, 1998B,A).

I.2.3 Écoulements et dispersion à travers un groupe – les mécanismes fondamentaux

L'étude de l'écoulement à travers un groupe d'obstacles couvre un large spectre de problèmes : d'une part on peut considérer le cas d'un écoulement en présence d'un groupe où les obstacles sont suffisamment espacés pour qu'il n'y ait pas d'effet de groupe à proprement dit ; et d'autre part l'effet d'un groupe compact, caractérisé par une surface moyenne de rugosité. Des théories ont été établies pour le cas d'un obstacle unique, comme par exemple celles de COUNIHAN (1971), CASTRO et ROBINS (1977), OGAWA et OIKAWA (1982) et MURAKAMI et MOCHIDA (1990). De même, pour un groupe compact, des théories liés au comportement de l'écoulement dans une zone urbaine par exemple ont été largement étudiées (THEURER *et al.*, 1992 ; GADILHE *et al.*, 1993 ;

FERM et SVANBERG, 1998). Mais, il n’y a pas, à l’heure actuelle, de méthodologie générale pour des cas intermédiaires où les obstacles ne sont pas suffisamment proches les uns des autres pour que l’écoulement autour des obstacles dépende des interactions entre ceux-ci. Toutefois des expériences ont déjà été réalisées *in situ* (DAVIDSON *et al.*, 1995B ; MACDONALD *et al.*, 1997) ou en soufflerie (DAVIDSON *et al.*, 1995A). Notre but est d’étudier de tels écoulements ainsi que la dispersion d’un contaminant passif (le groupe d’obstacles modifie le comportement du panache, mais en retour le panache ne modifie pas l’écoulement).

I.2.3.1 Structure de l’écoulement

Nous allons, dans un premier temps, étudier les effets qualitatifs de la modification d’un écoulement due à la présence d’un groupe d’obstacles qui divise l’écoulement en quatre zones distinctes (voir FIG. I.2.6).

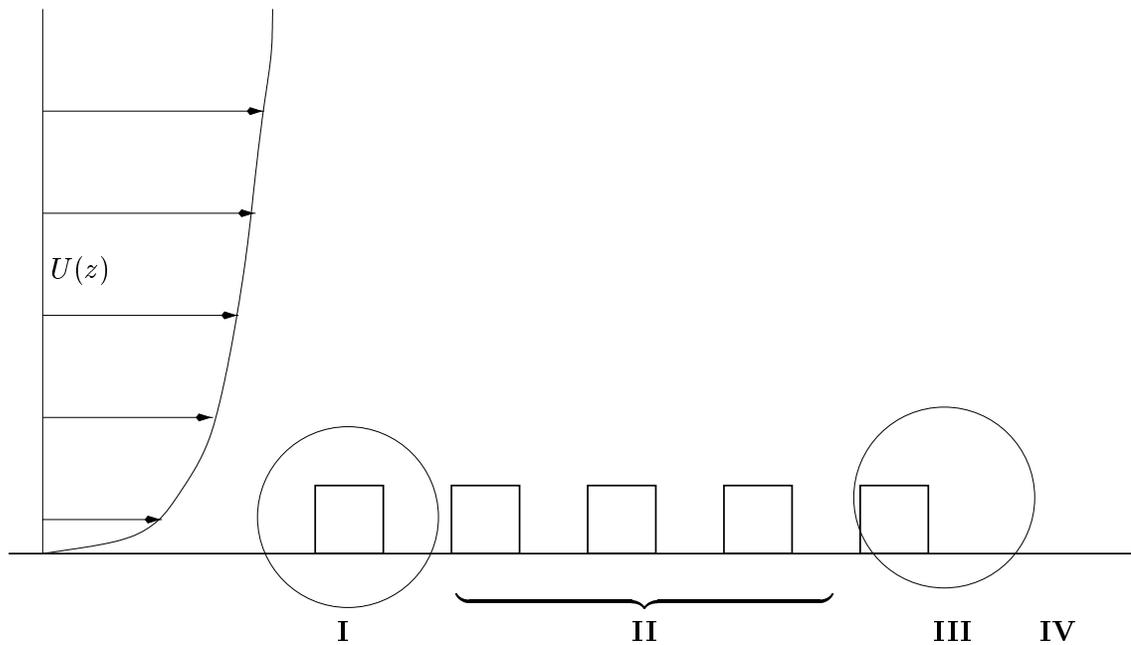


FIG. I.2.6 – Comportement de l’écoulement en présence d’un groupe – division de l’écoulement en 4 zones

Nous limitons notre étude à un groupe dont les dimensions longitudinales et transversales sont grandes par rapport à la hauteur h des obstacles. De plus nous ferons l’approximation que la longueur du groupe est petite devant la longueur nécessaire à un développement significatif de la couche limite sans obstacle.

- **I Région d’impact**: L’écoulement décélère à l’approche du groupe et il existe (comme dans le cas d’un seul obstacle), une zone à l’amont du groupe dite de déplacement où les particules fluides sont influencées par la présence des obstacles. Dans cette zone, l’intensité de la vitesse ainsi que sa direction sont affectées. À l’amont du groupe, le fluide est ralenti jusqu’à une hauteur de l’ordre de h et accélère au dessus de cette hauteur. Les échelles de longueur

importantes sont la hauteur h des obstacles et l'espace d qui les sépare (on fera l'hypothèse que d est une constante). Le problème est donc de déterminer la perturbation u du champ de vitesse $(U(z), 0)$ induit par un tel groupe. Sur une distance d'ordre h à partir de la face amont du groupe, la turbulence de l'écoulement incident n'a pas le temps de s'ajuster à cette soudaine résistance (c'est à dire que les forces d'inertie sont prépondérantes devant les contraintes turbulentes). Les premiers obstacles exercent une force de traînée par unité de volume F_T qui est de l'ordre de :

$$F_T \sim \frac{1}{2} C_D \rho U^2 \frac{h}{d} \quad (\text{I.2.19})$$

où C_D est le coefficient moyen de traînée, ρ la masse volumique et U l'échelle de vitesse caractéristique de l'écoulement approchant.

Ainsi l'accélération Δu dans le sens longitudinal est de l'ordre de :

$$\rho U \partial_x \Delta u \sim -\frac{1}{2} C_D \rho U^2 \frac{h}{d} \quad (\text{I.2.20})$$

$-\Delta u$ croît donc avec la distance à partir du bord d'attaque, jusqu'à ce que les effets turbulents deviennent du même ordre de grandeur que les effets d'inertie. Par continuité il y a création d'un flux de l'intérieur du groupe vers l'extérieur. Si le groupe est compact (d petit devant h), alors la déviation de l'écoulement se fait majoritairement en amont du groupe. Par contre pour des obstacles plus espacés, la diminution de vitesse est plus progressive. Cette décélération va créer un gradient de pression sur une distance d'ordre h et une vitesse verticale positive.

- **II Région interne au groupe** : L'écoulement à l'intérieur du groupe a décéléré en réponse à la force de traînée des obstacles, mais l'écoulement extérieur, juste au dessus du groupe, commence à ralentir à cause de la diffusion de vorticit   provenant des diff  rents sillages et des couches limites sur les obstacles. Dans cette r  gion se d  veloppe une couche limite interne de hauteur $H(x)$, et les forces d'inertie, les contraintes turbulentes et le frottement d   aux obstacles s'  quilibrent. D'apr  s TOWNSEND (1965), l'  volution de cette « couche rugueuse » au dessus du groupe peut   tre estimé par :

$$U \partial_x u \sim 2\kappa u_* (z \partial_z u) \quad (\text{I.2.21})$$

c'est    dire, en supposant que la vitesse incidente suit une loi logarithmique sur sol rugueux (voir § I.2.1.3.2 qui pr  sente la forme du profil de vitesse dans ce cas), on en d  duit que :

$$\log \left(\frac{H(x)}{z_o} \right) \frac{\Delta u}{L(x)} \sim 2\kappa^2 \frac{\Delta u}{H(x)} \quad (\text{I.2.22})$$

soit,

$$H(x) \log \left(\frac{H(x)}{z_o} \right) \sim 2\kappa^2 L(x) \quad (\text{I.2.23})$$

o   $L(x)$ est une distance longitudinale dans le groupe dont l'origine doit se raccorder avec la zone I. Si le groupe est suffisamment long alors la vitesse dans le groupe atteint un   tat

périodique provenant de l'équilibre entre le frottement dû aux obstacles, les contraintes turbulentes et le gradient longitudinal de pression.

- **III Sortie du groupe** : À la sortie du groupe, la résistance des obstacles disparaît soudainement. Ainsi, l'écoulement compris entre le sol et h accélère sur une échelle de temps court et sur une distance d'ordre h . Au dessus du groupe, l'écoulement moyen et les contraintes turbulentes s'ajustent sur une échelle de longueur de l'ordre de $U(h)h/u_\star$ qui est grande devant h
- **IV Sillage lointain** : Dans cette région l'écoulement est dominé par les forces d'inertie et les contraintes turbulentes et se comporte comme la couche au dessus du groupe. L'écoulement est similaire à celui d'un sillage derrière un obstacle et donc on suppose que le déficit de vitesse suit une loi d'évolution du type :

$$\frac{\Delta u}{U} \propto \left(\frac{x}{h}\right)^n \quad (\text{I.2.24})$$

I.2.3.2 Comportement de la contrainte turbulente

Comme nous l'avons précisé dans l'introduction générale, nous sommes ici intéressés par le comportement d'un écoulement atmosphérique en présence d'obstacles. De tels écoulements sont généralement caractérisés par un nombre de REYNOLDS élevé (de l'ordre de 10^7), donc l'écoulement est pleinement turbulent. Une analyse du comportement du champ turbulent requière la connaissance des diverses contraintes turbulentes. Des modèles numériques basés sur une fermeture des équations de NAVIER–STOKES par un modèle de longueur de mélange ou par un modèle de type k - ε doivent inclure les effets des obstacles sur ces contraintes. SAVILL et SOLBERG (1994), par exemple, ont ajouté un terme supplémentaire dans les équations d'évolution de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation, représentant la production par cisaillement, au niveau des obstacles, de l'énergie cinétique turbulente. Suivant l'analyse de JERRAM (1996), on peut considérer que les perturbations du champ de vitesse incident au passage du groupe d'obstacles sont suffisamment importantes pour modifier la structure de la turbulence.

Lorsque les obstacles sont d'une hauteur équivalente (ici nous supposons que cette hauteur h est constante), la force de traînée globale exercée par le groupe sur l'écoulement décroît très rapidement avec l'altitude au delà de la hauteur h . Cette évolution verticale de la traînée implique la création d'un cisaillement important dans une zone proche de h . Ce cisaillement est d'ailleurs le mouvement prépondérant dans cette région, et a un effet significatif sur la turbulence. Ceci suggère que la turbulence est « bloquée » au passage de cette couche de cisaillement. En effet, les structures turbulentes qui entrent dans cette région sont rapidement déformées. Donc le gradient vertical de vitesse croît et la dissipation turbulente augmente. Le cisaillement empêche les structures turbulentes de passer à travers la couche de mélange et implique donc une faible corrélation entre l'écoulement à l'intérieur du groupe et celui qui se trouve à l'extérieur.

I.2.3.3 Dispersion turbulente à partir d'une source ponctuelle

Le problème de la dispersion turbulente à travers un groupe d'obstacle est un problème complexe. Les différentes échelles de temps : celle de la turbulence du profil incident, celle de la turbulence générée par les obstacles et celle du mouvement convectif moyen entre les obstacles, interagissent pour déterminer le comportement des éléments de volume d'un contaminant passif passant à travers le groupe. La convection « rapide » entre les obstacles avec le temps de rétention généralement long dans les sillages individuels impliquent un processus aléatoire de dispersion dans lequel les éléments de volume du contaminant se comportent indépendamment les uns par rapport aux autres. D'un autre point de vue, la convection relativement lente entre les obstacles par rapport à celle qui a lieu à l'extérieur, permet au mouvement des structures turbulentes d'augmenter la dispersion du champ de concentration d'une manière plus continue.

Les recherches expérimentales et théoriques déjà effectuées (DAVIDSON *et al.*, 1995A ; FUNG et HUNT, 1991) permettent d'identifier trois mécanismes fondamentaux relatifs aux phénomènes de dispersion à travers un groupe :

- l'effet topologique,
- l'effet de sillage,
- l'effet de blocage.

I.2.3.3.1 Effet topologique

Les obstacles obligent les lignes de courant à se déformer en convergeant ou en divergeant. Si les obstacles sont alignés et qu'ils forment des canaux par exemple, le panache peut être confiné dans un ou deux de ces canaux. Si au contraire, les obstacles sont en quinconce, chaque obstacle détourne le panache, et ce mécanisme augmente la dispersion latérale du panache. La dispersion turbulente, orthogonale aux lignes de courant moyennes peut conduire à une dispersion effective beaucoup plus importante lorsque ces lignes de courant divergent mais ne reconvergent pas immédiatement. Dans ce processus, une certaine intensité de turbulence est nécessaire, mais la structure et les échelles de cette turbulence sont d'une moindre importance (dans la mesure où la modification des caractéristiques de la turbulence, par un obstacle par exemple, n'est pas trop importante), la turbulence n'est qu'un catalyseur (HUNT et MULHEARN, 1973).

I.2.3.3.2 Mélange dans les sillages

Une fois que le panache entre à l'intérieur du groupe, son comportement est affecté par l'écoulement moyen autour des obstacles, par les zones de recirculation et les sillages de chacun de ces obstacles et par la turbulence créée par ces régions. Lorsque le panache arrive à proximité des parois d'un obstacle, il est entraîné dans son sillage et rapidement mélangé dans la zone de recirculation. Puis le contaminant est progressivement relâché dans l'écoulement externe, augmentant la dispersion latérale et verticale effective du panache (PUTTOCK et HUNT, 1979).

Ce processus de rétention a un effet d'autant plus important lorsque la direction du vent fluctue et que le panache s'écarte d'un obstacle précédemment « contaminé ». En effet la zone de recirculation de cet obstacle, en relâchant progressivement la contaminant, agit comme une source secondaire et augmente donc la dispersion globale du panache.

I.2.3.3.3 Effet de blocage

Lorsqu'un écoulement passe à proximité d'un obstacle, les lignes de courant passent au dessus et à coté de celui-ci. Par conséquent, la ligne de concentration moyenne du panache s'élève lorsque celui-ci approche de la face amont du groupe, et l'écart-type verticale du panache, σ_z , augmente par rapport au cas d'un panache sur terrain plat (HUNT et MULHEARN, 1973). De même l'écart-type transversal, σ_y , augmente. De plus, les obstacles exercent une force de traînée sur l'écoulement, conduisant à une vitesse moyenne à l'intérieur du groupe d'obstacles plus faible qu'en l'absence d'obstacle.

Ceci entraîne deux conséquences majeures :

- un écoulement de l'intérieur vers l'extérieur du groupe d'obstacles, qui peut transporter les produits vers l'extérieur. Cet effet va augmenter la taille du panache par rapport à celle d'un panache en absence d'obstacle. Si la hauteur des obstacles est petite par rapport aux dimensions horizontales du groupe, cet écoulement sera principalement vertical. Par conséquent, l'étalement vertical du panache sera augmenté, dans la mesure où la turbulence introduit un effet irréversible sur la dispersion.
- des concentrations moyennes pouvant être plus élevées qu'en l'absence d'obstacles, même si l'étalement vertical du panache est plus important. En effet par continuité la concentration moyenne C est de l'ordre de :

$$C \sim \frac{Q}{\sigma_y \sigma_z U} \quad (\text{I.2.25})$$

ainsi si l'augmentation relative de σ_y et σ_z est moins importante que la réduction de vitesse moyenne alors la concentration C sera plus élevée que dans un cas sans obstacle.

I.2.4 Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre, de manière très simplifiée les différentes caractéristiques d'une Couche Limite Atmosphérique. Certains concepts énoncés dans ce paragraphe seront développés au chapitre II.1 lors de l'étude expérimentale de la couche limite qui se développe dans la soufflerie de l'École Centrale de Lyon et que nous utiliserons pour l'étude du champ de vitesse et de concentration en présence de groupes d'obstacles.

La présentation des phénomènes principaux (structure du champ de vitesse, comportement de la contrainte turbulente et comportement d'un panache) liés au passage de l'écoulement incident à travers un groupe a montré qu'il était nécessaire d'avoir une meilleure compréhension du champ de vitesse à l'intérieur du groupe, ceci afin de modéliser correctement les différents processus

de dispersion dans ces zones. Il est également important de connaître la structure du champ turbulent afin d'obtenir des modèles réalistes. Nous utiliserons la puissance de la théorie des écoulements potentiels pour modéliser de manière simple le champ de vitesse autour des obstacles au chapitre II.3. Nous étudierons précisément les effets topologiques et de mélange dans les sillages dans la dernière partie de ce manuscrit.

I.2.5 Bibliographie

- A. ANDREN, A.R. BROWN, J. GRAF, P.J. MASON, C.-H. MOENG, F.T.M. NIEUWSTADT et U. SCHUMANN 1994. Large-eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: a comparison of four computer codes. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, vol 120 - n° 520, pp 1457–1484.
- S.P.S ARYA 1988. *Introduction to Micrometeorology*. Academic Press.
- S.P.S. ARYA 1992. *Engineering Meteorology*. Plate, E.J. (Ed.), Elsevier, Amsterdam. Chap. n° 6, Atmospheric boundary layers over homogeneous terrain.
- R. BERKOWICZ, O. HERTEL, S. E. LARSEN, N. N. SORENSEN et M. NIELSEN 1997. *Modeling traffic pollution in streets*. National Environmental Research Institute, Danmark.
- A.K. BLACKADAR 1962. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral boundary layer. *J. Geophys. Res.*, vol 67, pp 3095–3102.
- D. BOLTON 1990. The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, vol 108, pp 1046–1053.
- B. CARISSIMO, E. DUPONT, L. MUSSON GENON et O. MARCHAND 1995. *Note de principe du code MERCURE version 3.1*. EDF-DER, HE-3395007B.
- I.P. CASTRO et A.G. ROBINS 1977. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *J. Fluid Mech.*, vol 79, pp 307–335.
- S.J. CAUGHEY, J.C. WYNGAARD et J.C. KAIMAL 1979. Turbulence in the evolving stable boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, vol 36, pp 1041–1052.
- J.E. CERMAK 1971. Laboratory simulation of the atmospheric boundary layer. *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. J.*, vol 9, pp 1746–1754.
- J.E. CERMAK 1971. Laboratory Simulation of the Atmospheric Boundary Layer. *AIAA J.*, vol 9 - n° 9, pp 1746–1754.
- J.E. CERMAK et K. TAKEDA 1985. Physical modeling of urban air-pollutant transport. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, pp 51–67.
- E.G.C.R. COOMBES, L. SOULHAC, O. ISNARD et R. J. PERKINS 1997. *Numerical simulations of atmospheric flows using MERCURE*. Rapport Interne – LMFA.

- J.P. **COSTES** 1996. *Simulations numériques des écoulements atmosphériques sur sols fortement hétérogènes*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Nantes.
- J. **COUNIHAN** 1971. *Experimental Investigation of the Wake Behind a Two-Dimensional Block and Behind a Cube in a Simulated Boundary Layer Flow*. Central Electricity Research Lab., Surrey, England.
- J. **COUNIHAN** 1975. Adiabatic atmospheric boundary layers: a review and analysis of data from the period 1880–1972. *Atmos. Env.*, **vol 9 - n° 10**, pp 871–905.
- M.J. **DAVIDSON**, W.H. **SNYDER**, R.E. **LAWSON** et J.C.R. **HUNT** 1995a. Plume dispersion through large group of obstacles – wind tunnel simulations. *Atmos. Env.*, **vol 30 - n° 22**, pp 3715–3731.
- M.J. **DAVIDSON**, K.R. **MYLNE**, C.D. **JONES**, J.C. **PHILLIPS**, R.J. **PERKINS**, J.C.H. **FUNG** et J.C.R. **HUNT** 1995b. Plume dispersion through large groups of obstacles - A field investigation. *Atmos. Env.*, **vol 29 - n° 22**, pp 3245–3257.
- J.W. **DEARDORFF** 1972. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **vol 29**, pp 91–115.
- J.W. **DEARDORFF**, K. **UEYOSHI** et Y.-J **HAN** 1994. Numerical study of terrain-induced mesoscale motions and hydrostatic form drag in a heated, growing mixed layer. *J. Atmos. Sci.*, **vol 41**, pp 1420–1441.
- V.W. **EKMAN** 1905. On the influence of the Earth's rotation on ocean currents. *Arkiv. Math. Astron. Fysik*, **vol 2 - n° 11**, pp 1–53.
- M. **FERM** et P-A. **SVANBERG** 1998. Cost-efficient techniques for urban and background measurements of SO₂ and NO₂. *Atmos. Env.*, **vol 32 - n° 8**, pp 1377–1381.
- J.C.H. **FUNG** et J.C.R. **HUNT** 1991. *Modelling flow and dispersion through groups of buildings. Final Report to MOD Part I*. DAMTP University of Cambridge.
- A. **GADILHE**, L. **JANVIER** et G. **BARNAUD** 1993. Numerical and experimental modelling of the three-dimensional turbulent wind flow through an urban square. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, **vol 46-47**, pp 755–763.
- J.R. **GARRATT** 1992. *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series.
- S.L. **HESS** 1959. *Introduction to Theoretical Meteorology*. Holt, Rinehart and Winston.
- J.C.R. **HUNT** 1985. Turbulent diffusion from sources in complex flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **vol 17**, pp 447–485.

- J.C.R. HUNT et P.J. MULHEARN 1973. Turbulent dispersion from sources near two-dimensional obstacles. *J. Fluid Mech*, vol 61, pp 245–274.
- L.J. HUNTER, G.T. JOHNSON et I.D. WATSON 1992. An investigation of three-dimensional characteristics of flow regimes within the urban canyon. *Atmos. Env.*, vol 26 Part B - n° 4, pp 425–433.
- N. JERRAM 1996. *The effect of a group of obstacles on flow and dispersion over a surface*. Thèse de Doctorat, Univ. Cambridge.
- N. JERRAM, R.J. PERKINS, J.C.H. FUNG, M.J. DAVIDSON, S.E. BELCHER et J.C.R. HUNT 1995. Atmospheric flow through groups of buildings and dispersion from localized sources. Dans: J.E. CERMAK, A.G. DAVENPORT, E.J. PLATE et D.X. VIEGAS(eds), *Wind Climate in Cities*. NATO ASI Series E, vol. 277.
- W.B. JOHNSON, F.L. LUDWIG, W.F. DABBERDT et R.J. ALLEN 1973. An urban diffusion simulation model for carbon monoxide. *Journal of Air Pollution Control Association*, vol 23, pp 490–498.
- J.C. KAIMAL, J.C. WYNGAARD, D.A. HAUGEN, O.R. COTÉ, Y. IZUMI, S.J. CAUGHEY et C.J. READINGS 1976. Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, vol 33, pp 2152–2169.
- H. LETTAU 1969. Note on aerodynamic roughness parameter estimation on the basis of roughness element description. *J. of Applied Met.*, vol 8, pp 828–832.
- R.W. MACDONALD, R.F. GRIFFITHS et S.C. CHEAH 1997. Field experiments of dispersion through regular arrays of cubic structures. *Atmos. Env.*, vol 31 - n° 6, pp 783–795.
- A.S MONIN et A.M. OBUKHOV 1954. Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr. Akad. Nauk. SSSR Geofiz. Int.*, vol 24, pp 163–187.
- A.S. MONIN et A.M. YAGLOM 1971. *Statistical Fluid Mechanics*. Vol. 1. The MIT Press.
- S. MURAKAMI et A. MOCHIDA 1990. 3-D numerical simulation of airflow around a cubic model by means of the $k-\epsilon$ model. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, vol 31, pp 283–303.
- S.E. NICHOLSON 1975. A pollution model for street level air. *Atmos. Env.*, vol 9, pp 19–31.
- F.T.M. NIEUWSTADT 1984. The turbulence structure of the stable nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, vol 41, pp 2202–2216.
- Y. OGAWA et S. OIKAWA 1982. A field investigation of the flow and diffusion around a model cube. *Atmos. Env.*, vol 16 - n° 2, pp 207–222.
- T.R. OKE 1987. *Boundary layer climates, 2nd Edition*. Routledge, London.

- H.A. **PANOFSKY** 1984. *Atmospheric turbulence – Models and Methods for Engineering Applications*. Am. Met. Soc., Boston, MA.
- H.A. **PANOFSKY**, H. **TENNEKES**, D.H. **LENSCHOW** et J.C. **WYNGAARD** 1977. The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer in convective conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, **vol 11**, pp 355–361.
- E.J. **PLATE** 1971. The Aerodynamics of Shelter Belts. *Agric. Meteorol.*, **vol 8 - n° 3**, pp 203–222.
- E.J. **PLATE** 1995. Urban climates and urban climate modelling: an introduction. *pp 23–39*: J.E. **CERMAK**, A.G. **DAVENPORT**, E.J. **PLATE** et D.X. **VIEGAS**(eds), *Wind Climate in Cities*. NATO ASI Series E, vol. 277.
- L. **PRANDTL** 1905. Über Flüssigkeitsbewegung bei Sehr Kleiner Reibung, Verh. III. *pp 484–491 : 3rd International Congress of Mathematicians (Heidelberg, 1904)*.
- J.S. **PUTTOCK** et J.C.R. **HUNT** 1979. Turbulent diffusion from sources near obstacles with separated wakes – Part I. An eddy diffusivity model. *Atmos. Env.*, **vol 13**, pp 1–13.
- M. **RAU** et E.J. **PLATE** 1995. Wind tunnel modeling of convective boundary layers. *pp 431–456*: J.E. **CERMAK**, A.G. **DAVENPORT**, E.J. **PLATE** et D.X. **VIEGAS**(eds), *Wind Climate in Cities*. NATO ASI Series E, vol. 277.
- M.W. **ROTACH** 1993. Turbulence close to a rough urban surface. Part I: Reynolds stress. *Boundary-Layer Meteorol.*, **vol 65**, pp 1–28.
- A.M. **SAVILL** et T. **SOLBERG** 1994. Some improvements to PDR/ k - ϵ model predictions for explosions in confined geometries. *pp 227–249*: R.J. **PERKINS** et S.E. **BELCHER**(eds), *Flow and dispersion through groups of obstacles*. Oxford University Press.
- H. **SCHLICHTING** 1968. *Boundary-Layer Theory*. McGraw-Hill.
- J-F. **SINI**, S. **ANQUETIN** et P. **MESTAYER** 1996. Pollutant dispersion and thermal effects in urban street canyons. *Atmos. Env.*, **vol 30 - n° 15**, pp 2659–2677.
- L. **SOULHAC** et R. J. **PERKINS** 1998a. A new model for flow and dispersion in a street-canyon. *Dans: 23rd NATO/CCMS meeting, Varna Bulgaria*.
- L. **SOULHAC** et R.J. **PERKINS** 1998b. Modelling the turbulent dispersion of pollutants in city streets. *European Geophysical Society XXIII General Assembly – Nice, France*.
- R.B. **STULL** 1988. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Pub.
- H. **TENNEKES** 1982. Similarity laws and scale relations and spectral dynamics. *pp 37–68*: F.T.M. **NIEUWSTADT** et H. **VAN DOP**(eds), *Atmospheric turbulence and Air Pollution Modelling*. Reidel, Dordrecht.

- W. **THEURER**, W. **BAECHLIN** et E.J. **PLATE** 1992. Model study of the development of boundary layers above urban areas. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, **vol 41**, pp 437–448.
- A.A **TOWNSEND** 1965. Self-preserving flow inside a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **vol 22**, pp 773–797.
- F. **TROUDE**, E **DUPONT**, B **CARISSIMO** et A.I. **FLOSSMANN** 1998. 3D mesoscale simulation over Paris agglomeration. *Dans: EGS, XXIII General Assembly, Nice, France.*
- P. **TULET**, V. **CRASSIER** et R. **ROSSET** 1998. Air Pollution Modelling at a Regional Scale. *pp 13–25: Int. Conf. on Air Pollution Modelling and Simulation*, vol. vol 1. INRIA, Champs-Sur-Marne.
- J. **WIERINGA** 1993. Representative roughness parameters for homogeneous terrain. *Boundary-Layer Meteorol.*, **vol 63 - n° 4**, pp 323–364.
- R.J. **YAMARTINO** et G. **WIEGAND** 1986. Development and evaluation of simple models for the flow, turbulence and pollutant concentration fields within an urban street canyon. *Atmos. Env.*, **vol 20 - n° 11**, pp 2137–2156.

I.3. Dispersion turbulente

La dispersion turbulente est un processus prépondérant dans des phénomènes importants tels que le transport des pollens dans les champs, le transport de virus et de bactéries ou de substances radioactives dans l'atmosphère, la pollution urbaine. Il n'est donc pas très étonnant que ce sujet d'investigation ait, par le passé, impliqué beaucoup d'auteurs (BATCHELOR et TOWNSEND, 1956 ; MONIN, 1959 ; PASQUILL, 1962) et continue d'être étudié de nos jours (DE BASS et al., 1986 ; HIGSON et al., 1996 ; CASTRO et APSLEY, 1997). Un des buts de ce chapitre est de poser l'équation de conservation de ce type de problème, d'utiliser une méthode simple de fermeture (hypothèse de premier gradient) afin que dans le cas simple du champ de vitesse unidimensionnel constant on puisse dégager une solution analytique au problème posé. Cette solution servira à l'expression analytique de la concentration dans des cas beaucoup plus complexes en utilisant une transformation conforme. Nous exposerons également l'approche lagrangienne de la dispersion turbulente que nous utiliserons plus tard. Le modèle stochastique qui sera développé sera couplé au calcul numérique (par une méthode de singularité) du champ de vitesse, afin de déterminer le champ de concentration.

I.3.1 Généralités

Les analyses théoriques sur la dispersion d'un traceur passif dans un écoulement turbulent se sont axées selon trois directions principales :

- l'approche par des modèles eulériens utilisant un coefficient de diffusion,
- l'approche statistique des fluctuations turbulentes de la vitesse,
- des considérations de similitude.

La première approche est basée sur un modèle de mélange particulier et a été largement utilisée, un des premiers à avoir proposé une solution analytique est SUTTON (1953). Les modèles statistiques sont essentiellement basés sur un concept cinématique dans lequel le comportement d'éléments marqués d'un fluide turbulent est décrit par des propriétés statistiques du mouvement. La théorie de la similitude postule l'existence de certains paramètres de contrôle et utilise une analyse dimensionnelle pour lier, par le biais de lois, ces paramètres à la dispersion.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons principalement au phénomène de diffusion turbulente ; il est clair que dans un processus de dispersion, la diffusion moléculaire va également jouer un rôle, mais dans la majorité des cas, cette diffusion est relativement plus lente que la diffusion turbulente (TENNEKES et LUMLEY, 1972), et donc peut, dans la plupart des cas être négligée.

La dispersion turbulente d'un traceur passif dans un écoulement dépend du mouvement turbulent qui mélange le contaminant avec le fluide porteur, puis du mouvement moyen qui transporte les particules sur des échelles spatiales plus grandes. Ce champ moyen modifie également les caractéristiques des structures turbulentes. La dispersion turbulente dans un écoulement cisailé est un problème difficile à résoudre dans le cas général.

I.3.2 Équation d'advection-diffusion

Considérons le cas de la dispersion d'une espèce supposée passive dans un écoulement. Le principe de conservation de cette espèce dans le domaine d'étude implique que nous pouvons écrire une équation dite d'advection-diffusion pour la distribution volumique de concentration $C(\mathbf{x}, t)$:

$$\partial_t C + \mathbf{u} \cdot \nabla C = \kappa \nabla^2 C \quad (\text{I.3.1})$$

Où κ est le coefficient de diffusivité moléculaire.

Dans la mesure où l'on peut négliger la diffusion moléculaire (pour plus de détails sur la validité d'une telle hypothèse, on pourra se reporter à MONIN et YAGLOM (1971) page 591) le champ de concentration obéit à l'équation d'advection :

$$\partial_t C + \mathbf{u} \cdot \nabla C = 0 \quad (\text{I.3.2})$$

En décomposant le champ de vitesse ainsi que le champ de concentration en la somme d'un champ moyen et d'un champ fluctuant (on notera $\langle \cdot \rangle$ l'opérateur de moyenne de REYNOLDS) :

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u} \\ C = \langle C \rangle + c \end{cases} \quad (\text{I.3.3})$$

où \mathbf{u} et c sont respectivement la fluctuation de vitesse et la fluctuation de concentration. En injectant ces expressions dans l'équation (I.3.2) il vient :

$$\partial_t \langle C \rangle + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \langle C \rangle = -\nabla \cdot [\langle \mathbf{u}c \rangle] = -\nabla \cdot \mathbf{S} \quad (\text{I.3.4})$$

\mathbf{S} est le vecteur flux de la diffusion turbulente. Le modèle le plus simple que l'on puisse proposer pour ce terme de flux turbulent est de faire une hypothèse de premier gradient, c'est à dire que l'on suppose que le flux \mathbf{S} est proportionnel au gradient moyen de la distribution de concentration.

$$\mathbf{S} = -\mathbb{D} \cdot \nabla \langle C \rangle \quad (\text{I.3.5})$$

\mathbb{D} est appelé le tenseur de diffusivité turbulente, dans le cas général ce tenseur est fonction de la position dans l'espace ainsi que du temps. Dans les cas où la turbulence est isotrope, ce tenseur de diffusivité se simplifie, et est proportionnel au tenseur identité (le coefficient de proportionnalité sera noté \mathcal{D}). Cette hypothèse de premier gradient est équivalente à celle utilisée pour le transport turbulent de la quantité de mouvement, c'est à dire : considérons une structure turbulente de taille caractéristique l et de vitesse caractéristique \mathbf{u} qui transporte un élément de fluide ayant une concentration C d'une position \mathbf{x} vers une autre position $\mathbf{x} + \mathbf{l}$ (le vecteur \mathbf{l} est construit à partir de l'échelle de longueur l) où la concentration vaut $C + \nabla C \cdot \mathbf{l}$. On en déduit que $\mathbf{uc} = -\mathbf{ul} \cdot \nabla C$. Ainsi on peut assimiler \mathbf{ul} à \mathcal{D} (dans le cas isotrope) et donc on a :

$$\langle \mathbf{uc} \rangle \sim -\mathcal{D} \nabla \langle C \rangle$$

En substituant cette expression dans l'équation (I.3.4) on obtient :

$$\partial_t \langle C \rangle + \mathbf{u} \nabla \langle C \rangle = \mathcal{D} \nabla^2 \langle C \rangle \quad (\text{I.3.6})$$

Dans le cas où le champ de vitesse (U, V) , est constant et monodimensionnel ($V = 0$) et que la turbulence est supposée isotrope et homogène, ROBERTS (1923) puis SUTTON (1953) ont montré qu'il existait une solution analytique à ce type d'équation pour de nombreux types de sources (ponctuelles, linéiques, ...). Si l'on considère le cas bidimensionnel d'une source ponctuelle, dans le plan de l'écoulement, de débit Q et de position (x_o, y_o) , il vient :

$$\langle C(x, y) \rangle = \frac{Q}{2\pi\mathcal{D}} \exp\left(\frac{\langle U \rangle (x - x_o)}{2\mathcal{D}}\right) K_o\left(\frac{\langle U \rangle \sqrt{(x - x_o)^2 + (y - y_o)^2}}{2\mathcal{D}}\right) \quad (\text{I.3.7})$$

Où K_o est la fonction de BESSEL modifiée de deuxième espèce. Si l'on se place à une distance suffisante par rapport à la source et que l'on fait l'hypothèse que l'on se trouve proche de l'axe de symétrie de ce panache, alors la solution (I.3.7) admet un développement qui prend la forme :

$$\langle C(x, y) \rangle = \frac{Q}{2\sqrt{\pi} \langle U \rangle \mathcal{D}(x - x_o)} \exp\left(-\frac{\langle U \rangle (y - y_o)^2}{4\mathcal{D}(x - x_o)}\right) \quad (\text{I.3.8})$$

On peut également remarquer que l'équation (I.3.8) est solution de l'équation d'advection-diffusion où le terme de diffusion selon l'axe longitudinal a été négligé.

I.3.3 Modélisation stochastique de la diffusion

Le transport ou la dispersion d'un contaminant par un mouvement turbulent est un processus stochastique continu typique. La théorie des équations différentielles stochastiques (ARNOLD, 1974) provient de l'étude du mouvement brownien. DURBIN et HUNT (1980) posent le problème de la dispersion turbulente ainsi : « Connaissant statistiquement un champ de vitesse turbulent, il s'agit de décrire statistiquement l'évolution d'un champ de concentration à partir d'un état initial connu ».

Supposons que l'on connaisse le champ de concentration à l'instant t_o : $C(\mathbf{x}, t_o) \equiv C_o(\mathbf{x})$. Considérons un ensemble de trajectoires aléatoires de particules fluides, provenant toutes d'un seul point source \mathbf{x}_o . On fait l'hypothèse que les particules fluides conservent leur concentration initiale $C_o(\mathbf{x})$; ainsi, (MICHELOT, 1996) le champ de concentration moyen en un point quelconque \mathbf{x} à l'instant t est simplement le produit de la densité de probabilité p de présence d'une particule en \mathbf{x} à t sachant qu'elle était en \mathbf{x}_o à t_o , par la concentration en ce point source ($C_o(\mathbf{x})$), ceci intégré par rapport à toutes les origines de sources possibles :

$$\langle C(\mathbf{x}, t) \rangle = \iiint_{-\infty}^{\infty} p(\mathbf{x}, t | \mathbf{x}_o, t_o) C_o(\mathbf{x}_o) d\mathbf{x}_o \quad (\text{I.3.9})$$

Donc, trouver la distribution de concentration moyenne $\langle C(\mathbf{x}, t) \rangle$, revient à connaître la densité de probabilité p , ou de manière équivalente, de modéliser les trajectoires aléatoires dont p est la fonction de densité de probabilité (*pdf*). Cette modélisation peut se faire en représentant la dynamique des particules au sein de l'écoulement turbulent par un simple processus stochastique. Tel que le problème est posé, il s'agit de connaître parfaitement les statistiques sur le champ de vitesse turbulent.

I.3.3.1 Processus de Wiener

Considérons un processus stochastique dépendant du temps, W_t (l'indice t montre que la variable W dépend explicitement du temps), on appellera processus de WIENER un tel processus. Soit maintenant un mouvement unidimensionnel aléatoire par étapes, le n^e pas aléatoire sera noté $\Delta W_{n\Delta t}$ (ou Δt est le pas de temps discret fixé). Après N pas de temps la position est :

$$W_{N\Delta t} = \sum_{n=1}^N \Delta W_{n\Delta t} \quad (\text{I.3.10})$$

Indépendants les uns des autres, les pas aléatoires sont supposés avoir les mêmes propriétés statistiques. Le processus de WIENER, à proprement dit, s'obtient par passage à la limite. On fait tendre N vers l'infini, le pas de temps Δt vers zéro et $\Delta W_{n\Delta t}$ vers l'élément différentiel dW_t . Bien sûr l'équation (I.3.10) devient :

$$W_t = \int_0^t dW_{t'} \quad (\text{I.3.11})$$

En vertu du théorème central limite, W_t est la somme d'un très grand nombre de variables aléatoires équidistribuées. Elle a donc une densité de probabilité qui suit une loi gaussienne. De plus, le fait qu'un processus de WIENER soit constitué d'une suite d'incrémentes indépendants les uns des autres est une propriété fondamentale qui fait de ce processus un processus de MARKOV continu.

I.3.3.2 Processus continu de Markov

Un processus de MARKOV est décrit par un processus stochastique qui dépend du temps dans lequel le futur est déterminé par le présent indépendamment du passé. Les méthodes lagrangiennes sont souvent associées à des modèles de dispersion stochastiques dans lesquels les trajectoires des particules fluides sont générées numériquement (habituellement ces modèles sont appelés « modèles de trajectoires aléatoires ») afin de pouvoir déterminer le champ de concentration. Nous supposons, comme nous l'avons dit précédemment, que nous connaissons les statistiques eulériennes de l'écoulement. Le problème est donc de générer ces trajectoires aléatoires, puis les déplacements statistiques et la concentration moyenne de manière consistante. Souvent on postule que l'« état » de la particule évolue selon un processus markovien (THOMSON, 1987). À l'ordre zéro cet « état » est simplement la position \mathbf{x} tandis qu'à l'ordre un, la position ainsi que la vitesse, conjointement (\mathbf{x}, \mathbf{u}) sont supposées suivre une loi markovienne. La théorie du mouvement brownien d'une particule postule alors que sa vitesse \mathbf{u} suit, d'un point de vue statistique, l'équation de LANGEVIN :

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{A}(\mathbf{u})\mathbf{u} + \mathbf{B} \quad (\text{I.3.12})$$

Le premier terme du second membre de l'équation (I.3.12) est déterministe et représente le frottement dynamique subi par la particule. Le dernier terme de cette équation est aléatoire et représente le mouvement brownien. Si maintenant nous souhaitons suivre une particule fluide dans un mouvement turbulent, des problèmes similaires se posent dus au caractère aléatoire de la turbulence. TAYLOR (1921) a proposé de représenter sous forme discrète le mouvement turbulent d'une particule fluide par l'équation de LANGEVIN.

I.3.3.3 Approche discrète

On supposera, dans ce paragraphe que la turbulence est homogène, isotrope et stationnaire. On se limite au cas de la dispersion monodimensionnelle selon la direction transverse à un écoulement moyen $\langle \mathbf{u} \rangle$ (voir FIG. I.3.1). Il faut remarquer que la figure (FIG. I.3.1) représente un panache moyen, pris sur beaucoup de réalisations.

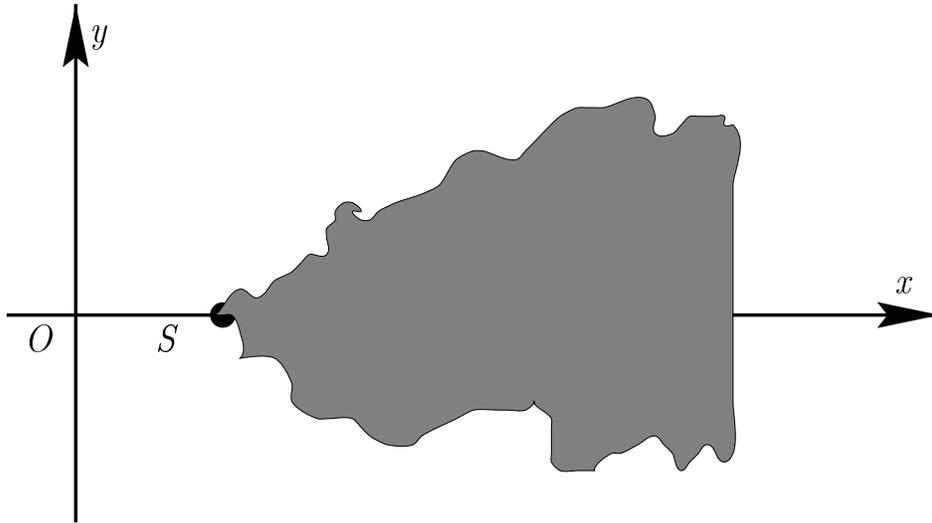


FIG. I.3.1 – Dispersion d'un contaminant dans un écoulement bidimensionnel

Nous indiquons les variables eulériennes par la lettre E et les variables lagrangienne par la lettre L . On considère le cas bidimensionnel d'une source ponctuelle placée dans un champ de vitesse défini par :

$$\mathbf{u}_E = \begin{pmatrix} u_E \\ v_E \end{pmatrix}$$

Comme nous l'avons dit précédemment nous considérons une dispersion monodimensionnelle, c'est à dire que l'on néglige la fluctuation de vitesse u'_E par rapport à la vitesse moyenne $\langle u \rangle_E$ et que dans la direction transverse à l'écoulement moyen ne subsiste que la composante fluctuante v'_E . Ainsi une particule issue de la source est convectée par le mouvement moyen selon la direction $(x'Ox)$ et dispersée par le champ turbulent dans la direction $(y'Oy)$. Le suivi lagrangien d'une telle particule est fait grâce à sa position \mathbf{x}_L et sa vitesse \mathbf{u}_L . Il s'agit dès lors de déterminer le champ fluctuant suivant la direction transverse. Les hypothèses faites sur les caractéristiques de la turbulence (homogénéité, stationnarité, isotropie) impliquent que :

- v_L est une fonction aléatoire qui suit une loi gaussienne.
- la variance $\langle v_L^2 \rangle \equiv \sigma_{v_L}^2$ est constante.
- l'échelle intégrale $T_L = \int_0^\infty \frac{\langle v_L(t) v_L(t + \tau) \rangle}{\sigma_{v_L}^2} d\tau$ est constante

Moyennant ces hypothèses, le processus régissant l'évolution du couple (y, v) est un processus de MARKOV. Dans le mécanisme de discrétisation en temps on pose que pour toute fonction α du temps, $\alpha_n \equiv \alpha(n\Delta t)$. Les différentes hypothèses du processus continu deviennent, à l'étape discrète et à l'instant $t_n = n\Delta t$:

- v_n est une fonction aléatoire qui suit une loi gaussienne.

- $\langle v_n^2 \rangle$ est constante.
- $T_L = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\langle v_n v_{n+p} \rangle}{\sigma_n^2} \Delta t$ est constant.

S'agissant d'un processus de MARKOV on peut écrire la vitesse v_n sous la forme d'une somme de deux termes, une partie déterministe et une partie aléatoire (processus de WIENER). Il vient :

$$v_{n+1} = a v_n + b W_{n+1} \quad (\text{I.3.13})$$

avec $\langle W_p W_q \rangle = \delta_{pq}$. W_n est la variable aléatoire. En multipliant (I.3.13) par v_{n+p} et en moyennant il vient :

$$\langle v_{n+1} v_{n+p} \rangle = a \langle v_n v_{n+p} \rangle = \dots = a^{p+1} \langle v_n^2 \rangle \quad (\text{I.3.14})$$

Soit $\langle v_n v_{n+p} \rangle = a^p \sigma_v^2$. En sommant sur l'indice muet p et en utilisant la définition du temps lagrangien on a :

$$a = 1 - \frac{\Delta t}{T_L} \quad (\text{I.3.15})$$

En prenant le carré de l'équation (I.3.13) puis en moyennant, on obtient :

$$b = \sigma_v \sqrt{\frac{\Delta t}{T_L} \left(2 - \frac{\Delta t}{T_L} \right)} \quad (\text{I.3.16})$$

Ainsi la composante de vitesse v s'écrit au pas de temps $n + 1$:

$$v_{n+1} = \left(1 - \frac{\Delta t}{T_L} \right) v_n + \sigma_v \sqrt{\frac{\Delta t}{T_L} \left(2 - \frac{\Delta t}{T_L} \right)} W_{n+1} \quad (\text{I.3.17})$$

Maintenant, afin de vérifier la cohérence de ce schéma discret faisons tendre le pas de temps Δt vers zéro. L'équation (I.3.17) devient alors, par passage à la limite :

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{v}{T_L} + \sigma_v \sqrt{\frac{2}{T_L}} \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{W_{n+1}}{\sqrt{\Delta t}} \quad (\text{I.3.18})$$

On pose $\xi(t) = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{W_{n+1}}{\sqrt{\Delta t}}$. La variable aléatoire $\xi(t)$ est régie par une loi normale centrée, telle que $\xi(t)\xi(t') = \delta(t - t')$. L'évolution de v s'écrit donc :

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{v}{T_L} + \sigma_v \sqrt{\frac{2}{T_L}} \xi(t) \quad (\text{I.3.19})$$

On retrouve bien que v vérifie l'équation de LANGEVIN.

I.3.3.4 Approche continue

Nous avons montré dans le paragraphe précédent qu'à partir d'un processus de MARKOV discret d'ordre un (vitesse et position) on peut obtenir l'équation de LANGEVIN (I.3.12) dans un cas simple. Il s'agit maintenant de présenter la cohérence de l'approche lagrangienne par rapport à l'approche eulérienne classique donnant l'équation d'évolution de la concentration moyenne. Les statistiques eulériennes en (\mathbf{x}, t) sont déterminées par un ensemble de trajectoires qui passent en \mathbf{x} à t , alors que les statistiques lagrangiennes à l'instant t sont déterminées par toutes les trajectoires qui proviennent d'un point source. En théorie une forme générale d'équation différentielle stochastique telle que l'équation (I.3.20) permet de calculer ces deux types de statistiques.

$$d\mathbf{u} = \mathbf{a}(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t) dt + (\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)d\xi \quad (\text{I.3.20})$$

$d\xi$ étant un élément différentiel régi par une loi normale centrée de variance dt . Dans la mesure où nous considérons connues les statistiques eulériennes, celles-ci représentent une contrainte pour cette équation différentielle. Cette contrainte s'exprime naturellement à travers l'équation de FOKKER-PLANCK qui est issue de l'équation (I.3.20) (elle est d'ailleurs équivalente). L'établissement de l'équation de FOKKER-PLANCK est faite en détail par SAWFORD et GUEST (1988). Elle s'exprime dans l'espace $(\mathbf{x}, \mathbf{u}, t)$ (dans le cas d'une turbulence isotrope) par :

$$\partial_t p_E = - \left\{ \nabla_{\mathbf{u}} \cdot (\mathbf{a} p_E) + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (\mathbf{u} p_E) \right\} + \frac{1}{2} \nabla^2 (b^2 p_E) \quad (\text{I.3.21})$$

Avec

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla_{\mathbf{x}} \cdot = \partial_x \cdot + \partial_y \cdot \quad (\text{définition classique de la divergence}) \\ \nabla_{\mathbf{u}} \cdot = \partial_u \cdot + \partial_v \cdot \\ p_E \text{ est la densité de probabilité eulérienne considérée comme connue} \end{array} \right.$$

On suppose que la probabilité eulérienne p_E est connue et l'on cherche à résoudre cette équation pour trouver \mathbf{a} et b^2 . En réalité, cette équation n'admet, en général, pas de solution unique pour \mathbf{a} . En effet tout champ rotationnel est également solution de l'équation. Des solutions particulières dans le cas d'une turbulence inhomogène sont données par BORGAS *et al.* (1997). Ils montrent qu'il est nécessaire d'imposer des conditions eulériennes supplémentaires à p_E pour garantir l'unicité des solutions. Dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope (cas très peu probable dans la réalité mais qui est à la base de beaucoup de théories, du fait que la densité de probabilité eulérienne des vitesses est, dans ce cas, proche d'une loi normale), on peut montrer qu'il existe une solution unique à l'équation de FOKKER-PLANCK (I.3.21). Cette solution vérifie un système d'équations de LANGEVIN pour chaque composante de la vitesse, il s'écrit :

$$d\mathbf{u} = -\frac{C_o \langle \epsilon \rangle}{2\sigma^2} \mathbf{u} dt + \sqrt{C_o \langle \epsilon \rangle} d\xi \quad (\text{I.3.22})$$

Où σ est l'unique (cas isotrope) variance des fluctuations de vitesse, $\langle \epsilon \rangle$ est le taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et C_o est la constante universelle de KOLMOGOROV (MONIN et YAGLOM, 1975). On remarque que $2\sigma^2/C_o \langle \epsilon \rangle$ peut-être indentifié à l'échelle de temps lagrangien définie à partir de l'autocorrélation des vitesses.

I.3.3.5 Variation du coefficient de diffusion

Dans le paragraphe (§I.3.3.3), nous avons exprimé la conservation eulérienne d'un traceur, en supposant que le coefficient de diffusivité turbulente était constant dans l'espace, ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Nous allons montrer que ce coefficient varie de 0 (à la source) à la valeur $\langle u^2 \rangle T_L$ à l'infini ($\langle u^2 \rangle$ est l'intensité de la turbulence et T_L est le temps lagrangien de corrélation). Si on note y la déviation d'une particule due à la fluctuation de vitesse turbulente u après un temps t , on a :

$$\begin{aligned} \frac{d\langle y^2 \rangle}{dt} &= 2 \left\langle y \frac{dy}{dt} \right\rangle \\ &= 2 \langle yu \rangle = 2 \int_0^t \langle u(t) u(t + \tau) \rangle d\tau \end{aligned}$$

Si l'on fait l'hypothèse que la turbulence est homogène et stationnaire, alors la corrélation de vitesse peut être remplacée par :

$$\langle u^2 \rangle R(\tau) \quad \text{avec} \quad R(\tau) = \frac{\langle u(t) u(t + \tau) \rangle}{\langle u^2 \rangle}$$

qui est le coefficient de corrélation lagrangien. Sachant que $\langle u^2 \rangle$ et $R(\tau)$ sont indépendants de l'origine des temps choisie, il vient :

$$\frac{d\langle y^2 \rangle}{dt} = 2 \langle u^2 \rangle \int_0^t R(\tau) d\tau \quad (\text{I.3.23})$$

Soit, après intégration :

$$\langle y^2 \rangle = 2 \langle u^2 \rangle \int_0^T \int_0^t R(\tau) d\tau dt \quad (\text{I.3.24})$$

Y représente la déviation caractéristique d'une particule à l'instant T . En utilisant le fait que le coefficient de corrélation R doit être d'ordre un pour des temps petits (en fait la corrélation est rigoureusement égale à 1 pour $\tau = 0$), et négligeable pour des temps grands on a :

$$\begin{cases} \langle Y^2 \rangle \sim \langle u^2 \rangle T^2 & \text{pour } T \text{ petit} \\ \langle Y^2 \rangle \sim 2 \left\{ \int_0^\infty R(\tau) d\tau \right\} \langle u^2 \rangle T \equiv 2 T_L \langle u^2 \rangle T & \text{pour } T \text{ grand} \end{cases}$$

BATCHELOR (1949), après une analyse de FOURIER de l'équation (I.3.24) montre que pour des temps T petits, les fluctuations de vitesse des particules fluides à toutes les fréquences contribuent à la dispersion. De même, il montre que pour des valeurs de T grandes, les fluctuations lentes tendent à être dominantes dans le processus de dispersion ; en effet les hautes fréquences ont tendance à faire osciller la position de la particule, alors que les basses fréquences ont tendance à la déplacer de manière beaucoup plus significative.

Considérons maintenant l'équation de LANGEVIN qui modélise la variation des fluctuations de vitesse u :

$$du(t) = -\frac{u(t)}{T_L}dt + \sigma_u \sqrt{\frac{2}{T_L}}dW_t \quad (\text{I.3.25})$$

avec $\sigma_u^2 \equiv \langle u^2 \rangle$ ainsi que T_L considérés comme constants. La condition initiale pour cette équation est que la vitesse fluctuante à l'instant initial soit une variable gaussienne aléatoire avec une moyenne nulle et une variance σ_u^2 . Sachant que l'équation de LANGEVIN (I.3.25) est linéaire par rapport à u et que dW_t est une distribution gaussienne, on en déduit que la fluctuation de vitesse $u(t)$ doit être une variable gaussienne. C'est à dire que $u(t)$ est complètement déterminée par sa moyenne et son écart-type. De même $u(t + \tau)$ est régi par l'équation :

$$du(t + \tau) = -\frac{u(t + \tau)}{T_L}dt + \sigma_u \sqrt{\frac{2}{T_L}}dW_{t+\tau} \quad (\text{I.3.26})$$

En utilisant la propriété de non-anticipation (DURBIN, 1983) :

$$\langle u(t) dW_{t+\tau} \rangle = 0 \quad \forall \tau \geq 0$$

et en multipliant l'équation (I.3.26) par $u'(t)$, en divisant par T_L puis en moyennant on obtient :

$$\frac{dR(\tau)}{dt} = -\frac{R(\tau)}{T_L} \quad (\text{I.3.27})$$

En intégrant il vient :

$$\begin{cases} R(\tau) = R(0) \exp\left(-\frac{\tau}{T_L}\right) \\ R(0) \equiv 1 \end{cases}$$

Considérons maintenant le cas d'un champ de vitesse moyen $\mathbf{u} = (U, 0)$, on a alors pour la dispersion du champ turbulent :

$$\begin{cases} dY = u dt \\ dX = (U + u) dt \end{cases}$$

Sachant que chaque équation du système est linéaire et que la vitesse turbulente est gaussienne, il vient que $X(t)$ et $Y(t)$ sont également des variables gaussiennes. L'équation (I.3.24) peut également s'écrire :

$$\langle Y^2 \rangle = 2 \int_0^T \int_0^{\tau'} \langle u(\tau) u(\tau') \rangle d\tau d\tau' \quad (\text{I.3.28})$$

et,

$$\langle u(\tau) u(\tau') \rangle = \sigma_u^2 \exp\left(-\frac{(\tau - \tau')}{T_L}\right) \quad \tau \geq \tau'$$

on obtient :

$$\langle Y^2 \rangle = 2 \sigma_u^2 T_L \left\{ T - T_L \left(1 - \exp\left(-\frac{T}{T_L}\right) \right) \right\} \quad (\text{I.3.29})$$

Ainsi si l'on compare ce résultat avec celui provenant de l'équation d'advection-diffusion, c'est à dire :

$$\langle Y^2 \rangle = 2 \mathcal{D} t_e \quad (\text{I.3.30})$$

il faut corriger le temps de parcours des particules fluides t_e par :

$$t_e = T - T_L \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{T}{T_L}\right) \right\} \quad (\text{I.3.31})$$

De manière équivalente il est possible de modifier l'espace dans la direction \mathbf{x} (direction où la vitesse est non nulle). On remarque que l'équation (I.3.29) admet un développement asymptotique lorsque $T \gg T_L$. Au premier ordre on obtient :

$$\langle Y^2 \rangle = 2 \sigma_u^2 T_L T \quad (\text{I.3.32})$$

En comparant ce résultat avec celui de l'approche eulérienne, on remarque qu'asymptotiquement la diffusivité \mathcal{D} s'écrit :

$$\mathcal{D} = \sigma_u^2 T_L \quad (\text{I.3.33})$$

Considérons le cas d'une dispersion de particules fluides dans un champ turbulent (dont le champ de vitesse moyenne peut être caractérisé par u_∞) tel que :

$$- \sigma_u = 0.05 u_\infty,$$

$$- T_L = 1\text{s},$$

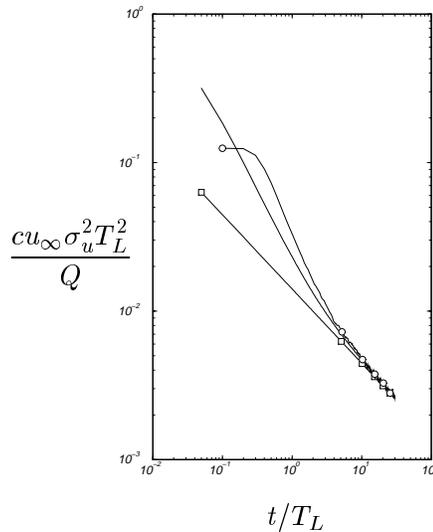


FIG. I.3.2 – \square solution analytique (I.3.7); — solution analytique corrigée, \circ modèle stochastique

Ces deux constantes imposent (équation (I.3.33)) la valeur de la diffusivité: $\mathcal{D} = 2.5 \cdot 10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$. La figure (FIG. I.3.2) présente un profil de concentration sur l'axe de symétrie $y = 0$, dans le cas d'une source linéique dans un écoulement uniforme (solution analytique (I.3.7)), avec et sans correction sur le temps de parcours des particules. On remarque que le fait de prendre en compte artificiellement la variation du coefficient de diffusivité améliore la prédiction du champ de concentration eulérien par rapport au champ calculé à l'aide d'un modèle lagrangien. L'échelle de longueur utilisée pour adimensionner la concentration représente une échelle intégrale de longueur; en suivant la définition de TAYLOR (1921) elle est proportionnelle à $\sigma_u T_L$.

I.3.4 Bibliographie

L. ARNOLD 1974. *Stochastic differential equations: Theory and Applications*. J. Wiley & Sons.

G.K. BATCHELOR 1949. Diffusion in a field of homogeneous turbulence, I. Eulerian analysis. *Aust. J. Sci. Res.*, vol 43, p 533.

G.K. BATCHELOR et A.A. TOWNSEND 1956. *Turbulent Diffusion*. Surveys in Mechanics. Batchelor G.K. and Davies R.M. eds.

M.S. BORGAS, T.K. FLESCH et B.L. SAWFORD 1997. Turbulent dispersion with broken reflectional symmetry. *J. Fluid Mech.*, vol 332, pp 141–156.

I.P. CASTRO et D.D. APSLEY 1997. Flow and dispersion over topography: A comparison

- between numerical and laboratory data for two-dimensional flows. *Atmos. Env.*, **vol 31** - **n° 6**, pp 839–850.
- A.F. **DE BASS**, H. **VAN DOP** et F.T.M. **NIEUWSTADT** 1986. An application of the Langevin equation for inhomogenous conditions to dispersion in a convective boundary layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **vol 112**, pp 165–180.
- P.A. **DURBIN** 1983. *Stochastic differential equations and turbulent dispersion*. NASA-1103.
- P.A. **DURBIN** et J.C.R. **HUNT** 1980. Dispersion from elevated sources in turbulent boundary layers. *Journal de Mécanique*, **vol 19**, pp 679–695.
- H.L. **HIGSON**, R.F. **GRIFFITHS**, C.D. **JONES** et D.J. **HALL** 1996. Flow and dispersion around an isolated building. *Atmos. Env.*, **vol 30** - **n° 16**, pp 2859–2870.
- C. **MICHELOT** 1996. *Développement d'un modèle stochastique lagrangien - Application à la dispersion et à la chimie de l'atmosphère*. Thèse de Doctorat, LMFA.
- A.S. **MONIN** 1959. Atmospheric diffusion. *Usp. Fizich. Nauk.*, **vol 67** - **n° 1**, pp 119–130.
- A.S. **MONIN** et A.M. **YAGLOM** 1971. *Statistical Fluid Mechanics*. Vol. 1. The MIT Press.
- A.S. **MONIN** et A.M. **YAGLOM** 1975. *Statistical Fluid Mechanic*. Vol. 2. The MIT Press.
- F. **PASQUILL** 1962. *Atmospheric diffusion. A study of the dispersion of windborne material from industrial and other sources*. D. van Nostrand Publ.
- O.F.T. **ROBERTS** 1923. The theoretical scattering of smoke in a turbulent atmosphere. *Proc. Roy. Soc.*, **A104**, p 640.
- B.L. **SAWFORD** et F.M. **GUEST** 1988. Uniqueness and universality of lagrangian stochastic models of turbulent dispersion. *96-99: 8th Symp. Turb. Diff. AMS San Diego*.
- O.G. **SUTTON** 1953. *Micrometeorology*. MacGraw-Hill.
- G.I. **TAYLOR** 1921. Diffusion by continuous movements. *Proc. London Math. Soc.*, **vol 20** - **Serie 2**, p 216.
- H. **TENNEKES** et J.L. **LUMLEY** 1972. *A first course in turbulence*. MIT Press.
- D.J. **THOMSON** 1987. Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, **vol 180**, pp 529–556.

Partie II :

Modélisation

les différentes

approches

II.1. Approche expérimentale

L'intérêt d'une recherche sur la modélisation d'écoulements fluides ainsi que sur la dispersion d'un contaminant passif au sein de ce dernier en présence d'une topographie complexe devient croissant. En effet, la modélisation de phénomènes réels pose le problème d'une représentation réaliste de la géométrie retenue. Ces problèmes se posent, par exemple, pour la modélisation d'écoulements sur des sites industriels ou, plus généralement, pour la prise en compte d'un relief ou d'un obstacle. Un des paradoxes actuels dans ce domaine est que les Systèmes d'Information Géographiques (SIG) fournissent une description précise de la topographie d'un site mais que les détails, trop nombreux, ne peuvent être efficacement incorporés au sein des modèles numériques. Les campagnes de mesures in situ sont souvent très coûteuses et demandent des délais de réalisation importants. Dans certains cas, la modélisation physique en soufflerie apporte une alternative intéressante. Elle permet également de comprendre des phénomènes inaccessibles par voie numérique. Nous avons utilisé la soufflerie de diffusion de l'École Centrale de Lyon pour étudier certaines configurations d'écoulements et de dispersion en présence de divers groupes d'obstacles. Ce chapitre s'organise de la manière suivante : dans un premier temps nous présenterons les caractéristiques générales de l'installation, puis nous décrirons, par la suite, les diverses techniques de mesures utilisées dans le cadre de ce travail. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à deux cas d'étude, la simulation du développement d'une couche limite atmosphérique et l'écoulement autour d'un cube unique en présence de cette couche limite.

II.1.1 Caractéristiques de l'installation

La soufflerie de diffusion de l'École Centrale de Lyon est une soufflerie à retour avec mise à l'atmosphère en aval de la veine d'essai (voir FIG. II.1.1). Les dimensions générales (hors tout) de cette installation sont :

- Longueur 24 *m*.
- Hauteur 7.35 *m*.
- Largeur 7.2 *m*.

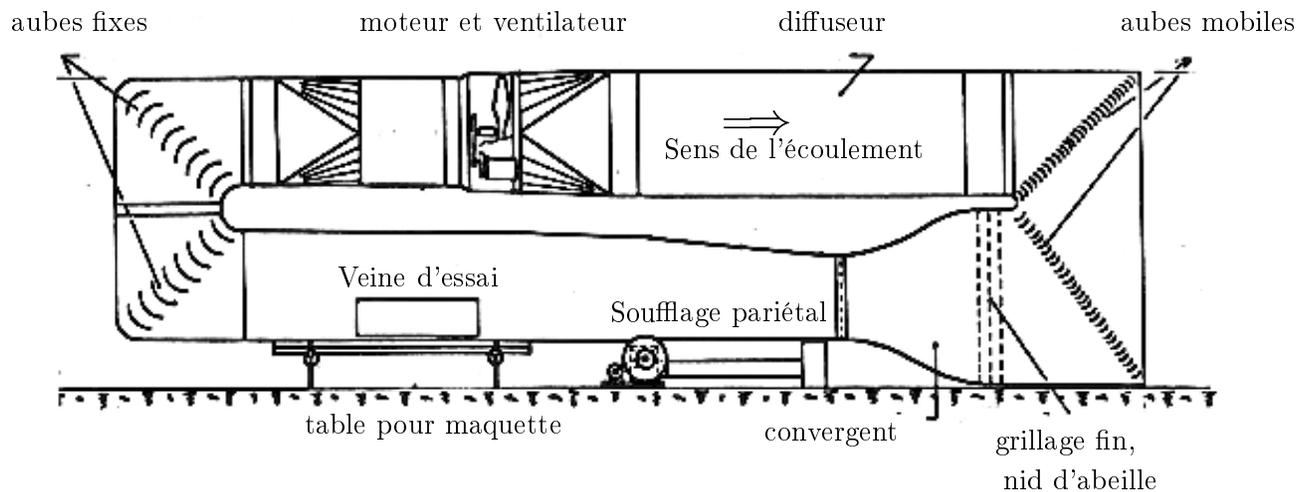


FIG. II.1.1 – Vue générale de la soufflerie, circuit aérodynamique

II.1.1.1 Circuit aérodynamique

Le circuit aérodynamique comprend :

- Un ventilateur axial (pression : $200 Pa$ – débit : $100 m^3/s$) entraîné par un moteur à courant continu de $50 kW$ équipé d'un variateur à thyristors.
- Un système d'échangeurs thermiques (froid : $12 kW$ – chaud : $36 kW$) destiné à réguler la température de l'air ambiant dans la veine d'essai. Cet asservissement s'effectue avec une tolérance de $\pm 0.5^\circ C$.
- Une chambre de tranquillisation avec filtres fins et nids d'abeille.
- Une veine d'essai (voir FIG. II.1.3).

L'air est mis en mouvement par le ventilateur, passe dans le diffuseur puis à travers le grillage, le filtre et le nid d'abeille, afin d'éliminer les différentes perturbations provenant de l'amont et de produire un champ de vitesse pratiquement uniforme. Ensuite l'écoulement passe à travers un convergent qui a pour fonction de réduire la turbulence et de stabiliser le profil de vitesse. L'écoulement poursuit son parcours dans la veine d'essai, puis retourne au second étage de l'installation pour repasser à travers le ventilateur. La vitesse de l'écoulement est continûment réglable de 0.5 à $10 m/s$. La partie amont de la veine d'essai, d'une longueur de $7.2 m$, est utilisée pour modifier les caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement initial.

II.1.1.2 Section d'entrée

Situé en amont de la veine d'essai, le convergent bidimensionnel (symétrique) à un rapport de contraction de 3.89 (JEANDEL *et al.*, 1971). Ce rapport permet de limiter l'encombrement et

d'avoir ainsi une veine de longueur suffisante. À la sortie de ce convergent nous avons placé une grille de turbulence métallique (voir FIG. II.1.2), sa fonction est de produire une turbulence de fond homogène.

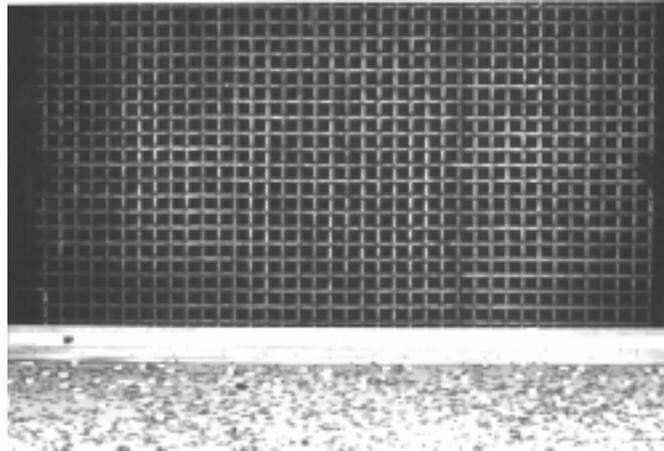


FIG. II.1.2 – Vue de la grille depuis la veine d'essai

Le nid d'abeille (NIDATECH 20TM) placé en entrée du convergent permet d'atténuer les défauts du champ de vitesse d'entrée. Sa structure sert principalement à diminuer le niveau de turbulence. Les mailles de ce nid sont hexagonales d'environ 20 mm entre plats.

II.1.1.3 Veine d'essai

Les dimensions de la veine d'essai sont les suivantes :

- Longueur 14 m.
- Largeur 3.70 m.
- Hauteur variable de 2 à 2.50 m pour permettre le réglage du gradient de pression longitudinal dans la veine.

Le plancher de la veine d'essai est composé de deux tronçons (voir FIG. II.1.3) :

- Un tronçon de 7.2 m de long qui sert à établir la couche limite.
- Un tronçon de 6 m qui permet de recevoir les modèles physiques. Le niveau du plancher à cet endroit est réglable afin de limiter le blocage. La hauteur du plancher varie de -0.5 m à +0.2 m par rapport au niveau moyen de la veine par l'intermédiaire de quatre vérins à vis.

Les parois latérales sont en tôles assemblées avec deux parties vitrées au niveau de la zone où se trouvent les modèles physiques. Le plafond est composé de deux parties : une première partie en bois, constitué de trois panneaux indépendants permettant un réglage en hauteur par l'intermédiaire de trois treuils à câbles métalliques. La deuxième, quant à elle, est une membrane

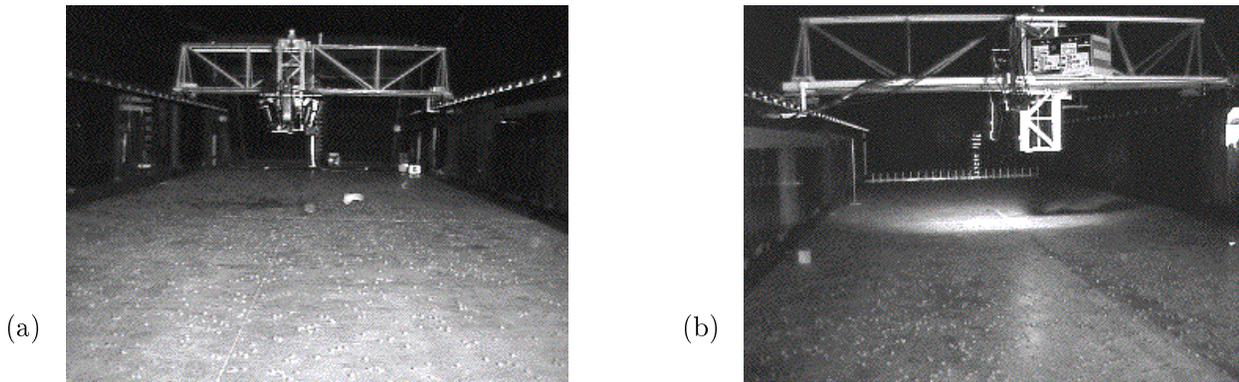


FIG. II.1.3 – Vues de la veine d'essai – (a) depuis l'amont, (b) depuis l'aval

en caoutchouc (NEPEX 213TM), déformable (allongement de 400 %). La mise en forme de ce plafond est réalisée à partir d'un quadrillage de $0.6\text{ m} \times 0.6\text{ m}$.

En aval de la veine, deux coudes d'aubes fixes suivis d'un échangeur thermique permettent le retour de l'écoulement vers le ventilateur.

II.1.1.4 Échangeur thermique

Cet échangeur construit par ASETTM a pour fonction d'asservir la veine d'essai en température. Il est constitué d'une nappe de 28 tubes à ailettes en aluminium. L'ensemble des tubes est monté dans une enveloppe en tôle d'acier pliée. Les principales caractéristiques de cet échangeur sont :

- Puissance à dissiper : 28 kW
- Débit d'air : $100\text{ m}^3/\text{s}$
- Pertes de charge : 100 Pa

Le refroidissement se fait par circulation d'eau (10° C à l'entrée, 17° C à la sortie) avec un débit de $10^{-3}\text{ m}^3/\text{s}$.

II.1.1.5 Chariot de mesure

La figure (FIG. II.1.4) représente le chariot de mesures supportant les différentes sondes pour les mesures dans la veine d'essai.

Ce chariot a été étudié pour explorer l'ensemble de la veine selon trois directions orthogonales et permettre également la rotation d'une sonde selon un axe vertical.

- Axe **X** : déplacement longitudinal, course 14 m .
- Axe **Y** : déplacement transversal, course 3.4 m .
- Axe **Z** : déplacement vertical, course 1.2 m .
- Rotation θ : 360° .



FIG. II.1.4 – *Chariot de mesure – détail du système de déplacement des sondes*

La précision dans les trois déplacements du chariot est de l'ordre du dixième de millimètre. Ce chariot a été conçu pour supporter le poids du système de vélocimétrie laser qui est de l'ordre de 40 *kg*. La structure est donc suffisamment rigide, mais présente un blocage aérodynamique non négligeable.

II.1.2 Moyens de mesures

Il existe de nombreuses méthodes pour mesurer la vitesse dans des écoulements turbulents en présence d'obstacles rigides. Les techniques les plus courantes sont sans doute :

- l'Anémométrie à Fil Chaud.
- l'Anémométrie Laser à effet Doppler (ou LDV).
- la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (ou PIV).
- la Vélocimétrie Doppler Globale (ou DGV).

Les mesures de concentration sont généralement effectuées à l'aide de Détecteur à Ionisation de Flamme (ou encore FID).

Dans ce paragraphe, nous allons donner une brève description des trois premières techniques de mesure de vitesse que nous avons utilisé lors des diverses campagnes de mesures liées à ce travail de recherche. Nous en donnerons les avantages relatifs et utiliserons des cas simples (développement d'une couche limite turbulente, sillage d'un cube) pour comparer ces différentes techniques. Nous présenterons également le FID utilisé pour les mesures de concentration.

II.1.2.1 Anémométrie fil chaud

Nous présentons d'abord les principes de base de l'anémométrie fil chaud parce que c'est la première technique que nous avons utilisée pour décrire l'évolution de la couche limite dans la soufflerie et qu'elle fournira, par la suite, un cas de référence lors de l'utilisation des deux techniques optiques.

Il existe une littérature très abondante sur les différentes techniques associées à l'utilisation d'un anémomètre à fil chaud. Ceci principalement parce que cette technique a vu le jour au début du siècle par l'utilisation d'anémomètres à courant constant et qu'elle a fourni un moyen de plus en plus sophistiqué d'effectuer des mesures de vitesse et de température au sein d'écoulements. À l'heure actuelle cette méthode de mesure est très couramment utilisée dans des situations très diverses. Dans la suite nous allons considérer des anémomètres faits pour des mesures de vitesse dans l'air. Le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de LOMAS (1986) ou à celui de BRUUN (1995) pour une description plus détaillée des différents anémomètres utilisés pour la mesure en Mécanique des Fluides. COMTE-BELOTT (1976) donne une excellente revue de ce qu'est l'anémométrie à fil chaud et le lecteur pourra s'y référer pour plus de détail.

II.1.2.1.1 Principe de base

On considère un fil métallique très fin (diamètre de l'ordre de quelques micromètres) chauffé par un courant électrique. Le fil placé dans un écoulement se refroidit par convection forcée. Les fluctuations de vitesse et de température induisent une variation de la température du fil par suite des variations de sa résistance électrique. Ce sont ces dernières variations qui sont mesurées. Il faut par la suite distinguer deux types de montage en fonction de ce que l'on désire mesurer :

- Les anémomètres à température constante pour la mesure des fluctuations de vitesse, où la température du fil est maintenue constante (PERRY et MORRISON, 1971).
- Les anémomètres à intensité constante pour la mesure des fluctuations de température où le courant traversant le fil est maintenu constant. Ce type d'anémomètre est relativement plus utilisé, au profit des anémomètres à température constante (LOMAS, 1986).
- Les anémomètres pulsés pour la mesure de la vitesse. Une onde de température traverse le premier fil qui va créer un « spot » de fluid chauffé convecté vers un second fil qui agit comme un capteur de température. Le temps de vol de ce « spot » est inversement proportionnel à la vitesse locale du fluide.

Pour les mesures dans la couche limite nous avons utilisé un anémomètre AN 1003 de AALABTM possédant 6 voies indépendantes à courant constant ou à température constante. Sur cet anémomètre sont montées des sondes qui peuvent avoir diverses configurations en fonction de la mesure recherchée. Les sondes les plus couramment utilisées sont sûrement les sondes à un fil, à deux fils

(croisés) et à trois fils. Dans notre cas nous avons été amenés à utiliser deux types de sondes :

- Une sonde un fil pour les mesures unidimensionnelles (une seule composante de vitesse ou la mesure de la température).
- Une sonde 2 fils en \mathbf{X} pour les mesures bi-composantes de la vitesse.

Les fils chauds sont d'un diamètre moyen de $5 \mu m$

II.1.2.1.2 Étalonnage

Une des méthodes d'étalonnage la plus connue est la méthode dite stationnaire. C'est à dire que le fil à calibrer est maintenu dans une position fixe alors que le fluide est en mouvement à une vitesse constante. Cette méthode présente l'avantage d'être simple à mettre en oeuvre. Dans ce cas le voltage de sortie de l'anémomètre est enregistré pour différentes valeurs discrètes de la vitesse de l'air. Par contre le temps d'intégration nécessaire pour chaque valeur de la vitesse peut être important pour une utilisation dans des écoulements turbulents. COMTE-BELLOT (1977) a montré que pour obtenir une précision de 1% sur la réponse de l'anémomètre il était nécessaire, dans un écoulement ayant une vitesse de $20 m/s$, de prendre un temps d'intégration de l'ordre de $10 s$.

Les courbes d'étalonnages sont généralement obtenues en utilisant l'hypothèse que les données suivent la loi de KING (1914). Cette loi relie la tension de sortie de l'anémomètre E_b à la vitesse du fluide U (on considère une vitesse unidirectionnelle), elle s'écrit :

$$E_b^2 = A + BU^n \quad (\text{II.1.1})$$

où A et B sont des constantes de calibrage ; d'après PERRY et MORRISON (1971) le coefficient n est proche de 0.5. Nous utilisons pour l'étalonnage de notre anémomètre une loi équivalente à celle de King, qui se trouve être un polynôme de degré quatre. Pour établir les différents coefficients de ce polynôme nous effectuons une vingtaine de points de mesure pour des vitesses variant de $0.5 m/s$ à $6 m/s$ avec une fréquence d'échantillonnage de $1000 Hz$.

II.1.2.2 Anémométrie Laser Doppler

La deuxième technique de mesure du champ de vitesse que nous avons utilisée est l'Anémométrie Laser Doppler. Cette méthode fait partie des méthodes optiques de mesure et, à ce titre, présente certains avantages par rapport à l'anémométrie fil chaud. Nous n'avons pas l'intention de porter un avis critique et comparatif sur les avantages et les inconvénients respectifs de ces deux techniques. Il est évident que ces deux approches ont chacune leurs limites et, dans le cadre de ce travail, nous nous sommes contentés d'utiliser ces moyens de mesure comme des outils afin d'obtenir les informations souhaitées sur le comportement du champ de vitesse au sein d'un groupe d'obstacles.

II.1.2.2.1 Principe de base

Pour la présentation du principe considérons le cas d'un laser mono-composante (voir FIG. II.1.5).

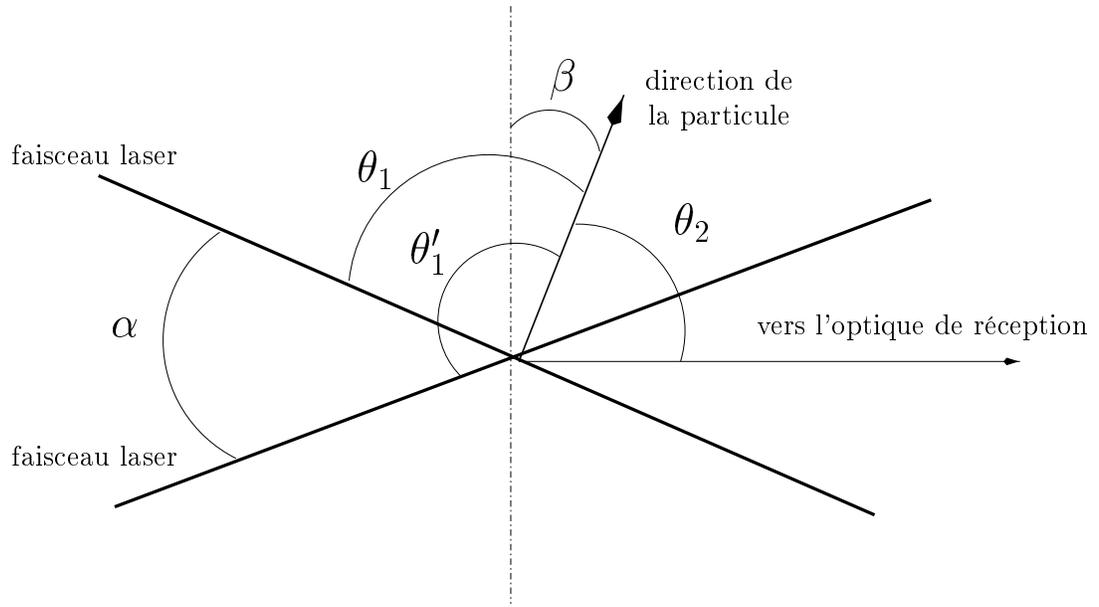


FIG. II.1.5 – Schéma de principe de l'effet DOPPLER

La méthode utilisée est basée sur la mesure du décalage en fréquence, par effet DOPPLER, de la lumière émise par des fines particules qui passent dans le volume de mesure. On considère que ces petites particules suivent parfaitement le fluide porteur. On considère un système délivrant deux faisceaux laser focalisant en un point fixe de l'écoulement avec un angle en ce point noté α . La lumière réfléchie est observée selon une troisième direction. Soient θ_1 et θ_1' les angles que forment la direction d'une particule en mouvement à la vitesse v , passant par le volume de mesure avec les deux faisceaux. On notera θ_2 l'angle que fait la direction du mouvement de la particule avec la direction d'observation. Les décalages en fréquence $\Delta\nu$ et $\Delta\nu'$ observés par l'optique de réception s'écrivent :

$$\begin{cases} \Delta\nu = \frac{\nu v}{c} (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) \\ \Delta\nu' = \frac{\nu v}{c} (\cos \theta_1' + \cos \theta_2) \end{cases} \quad (\text{II.1.2})$$

où c est la célérité de la lumière dans l'air. Donc, la différence f de fréquence de ces deux décalages s'écrit :

$$f = \Delta\nu - \Delta\nu' = \frac{2v}{\lambda} \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \cos \beta \quad (\text{II.1.3})$$

avec λ la longueur d'onde des faisceaux et $\beta = (\theta_1 + \theta_1' - \pi)/2$, angle que fait la direction du mouvement de la particule avec la normale à la bissectrice de l'angle des faisceaux. On notera

que la fréquence mesurée est indépendante de la direction d'observation. Le montage réalisé dans la soufflerie utilise également une cellule de BRAGG placée dans l'optique d'émission afin d'animer le réseau de franges au niveau du volume de mesure.

II.1.2.2.2 Chaîne d'acquisition

Pour le montage expérimental nous utilisons un laser SPECTRA-PHYSICSTM du type 2060 ayant une source Argon avec une puissance de 5 W toutes raies confondues, et utilisant le système « beamlock » d'asservissement de position des faisceaux. L'anémomètre DOPPLER provient de la société AEROMETRICSTM. Ce système, à fibre optique (25 m), utilise deux sondes d'émission et une sonde de réception. L'une des optiques d'émission (noté OE1) émet deux séries de faisceaux (les deux composantes horizontales) alors que l'autre (noté OE2) émet une seule série (mesure de la composante verticale). Le système complet pèse de l'ordre de 40 kg. Les focales de OE1 et OE2 sont de 750 mm, l'écartement entre les faisceaux bleus et verts est de 130 mm. Le diamètre de chaque faisceau est 8 mm. Les différentes caractéristiques liées à chaque faisceau sont résumées dans le tableau suivant :

Type de faisceau	Vert	Bleu	Violet
Longueur d'onde (nm)	514.5	488	476.5
Focale (mm)	750	750	750
Diamètre à e^{-2} (μm)	61.414	58.251	56.878
Longueur du volume de mesure (mm)	0.707	0.671	0.707
Interfrange (μm)	2.968	2.815	2.749
Nombre de franges	20	20	20

Le signal reçu par l'optique de réception est transmis par fibre optique aux photo-multiplicateurs. Les signaux analogiques obtenus sont traités par l'Analyseur de Signal Doppler (DSA) qui détecte les bouffées DOPPLER en réalisant une transformée de FOURIER rapide (FFT) afin d'extraire les valeurs instantanées de vitesse sur les trois composantes. Le schéma (FIG. II.1.6) présente l'ensemble de la chaîne d'acquisition.

Ce type de système présente l'avantage de pouvoir mesurer des vitesses négatives ou nulles.

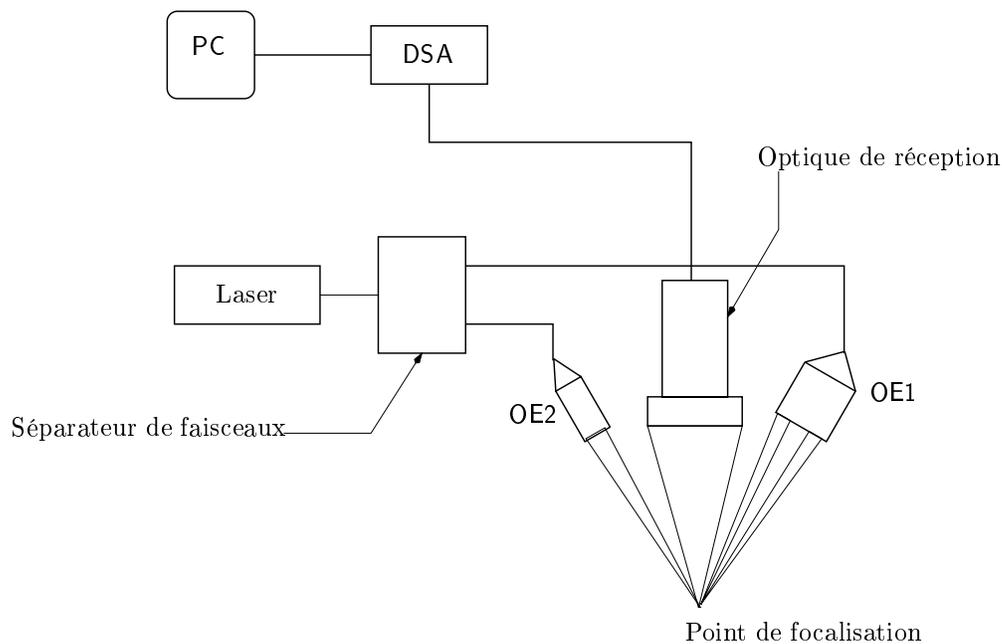


FIG. II.1.6 – Schéma de montage du LDA 3D

II.1.2.3 Vélométrie par Images de Particules

II.1.2.3.1 Généralités

La Vélométrie par Images de Particules (PIV) est une technique optique qui permet d'obtenir un champ de vitesse instantané dans un plan illuminé d'un écoulement, grâce au suivi des positions successives de particules initialement ensemencées. Les images du champ de particules sont enregistrées à des intervalles de temps discrets et la succession d'images d'une même particule définit la trajectoire celle-ci. Dans la mesure où les particules sont réparties de manière homogène dans l'espace d'enregistrement on peut obtenir un champ de vitesse quasi-instantané. Les développements de la PIV se sont surtout faits à partir du début des années 80, les travaux de ADRIAN (1984) ainsi que de ceux PICKERING et HALLIWELL (1985) sont à la base de nombreux développements.

II.1.2.3.2 Principes de bases

On peut voir sur la figure (FIG. II.1.7) une présentation synthétique du dispositif utilisé. Un laser crée une tranche illuminée sur laquelle on focalise une caméra enregistrant la lumière réfléchiée par les particules contenues dans ce plan. La caméra est positionnée perpendiculairement par rapport à ce plan. Une série d'images successives, placée sur une base de temps discrète est alors enregistrée. FERRUGIA *et al.* (1995) présente une expérience en utilisant un temps d'exposition variable, LIN et ROCKWELL (1994) utilisent des prises de vues cinéma alors que WILLERT et GHARIB (1991) utilisent un format d'enregistrement vidéo. La manière d'extraire le champ de vitesse à partir des images dépend principalement de la densité des particules dans la zone de mesures. Si la densité est faible, alors les deux images sont accouplées pour déduire directement

le champ de vitesse. Par contre, si la densité est importante, il est nécessaire de diviser l'image en zones d'interrogation où la vitesse est supposée constante. La corrélation spatiale est utilisée pour déterminer le champ de vitesse. Sachant que l'on détermine un champ instantané de vitesse, un nombre important d'images est nécessaire pour calculer le champ de vitesse moyen.

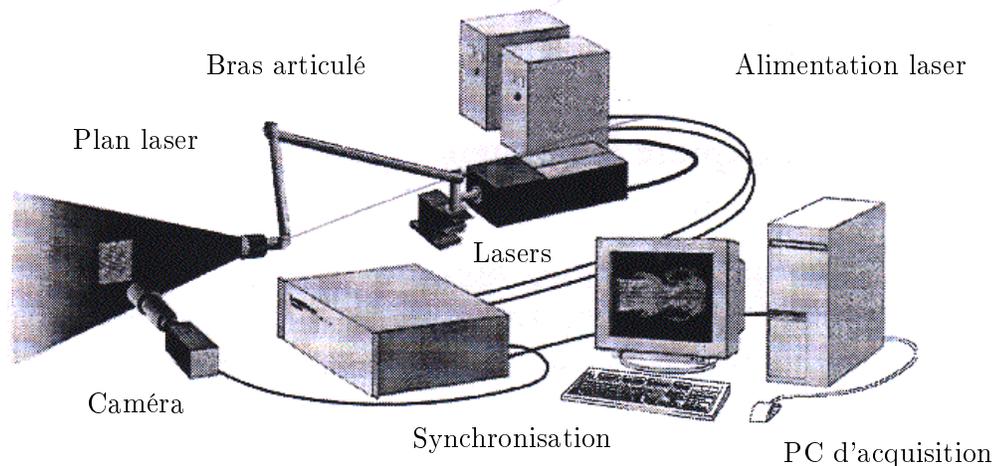


FIG. II.1.7 – Schéma de montage PIV

II.1.2.3.3 Chaîne d'acquisition

Nous avons utilisé le dispositif suivant :

- Un laser pulsé YAG à deux têtes,
- une optique munie d'un bras articulé avec une lentille cylindrique en bout pour former le plan laser.
- une caméra KODAK™ Mégaplus ES 1.0 pour la capture des images (résolution 1008 par 1018 pixels),
- le logiciel FLOWMANAGER™ pour le traitement des images.
- un système commercial DANTEC™ pour la synchronisation de la caméra avec les pulses du laser.

Nous avons effectué l'analyse des images par une technique d'Inter-Corrélation (voir FIG. II.1.8). C'est à dire que l'analyse du champ de vitesse se fait sur des zones d'interrogation (dans notre cas 32 par direction), et en considérant deux images (non nécessairement successives) capturées par la caméra. En effectuant une corrélation sur les positions des particules dans chacune de ces régions, et en balayant l'ensemble des régions de l'image, on obtient le champ de vitesse dans toute l'image.

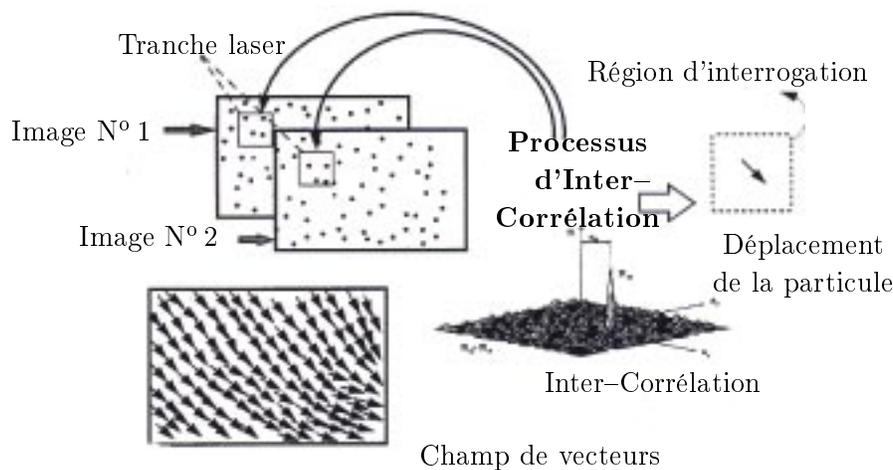


FIG. II.1.8 – Principe de l'inter-corrélation d'images

II.1.2.4 Mesures de concentration

Il est possible d'étudier la dispersion de polluant en injectant un mélange d'hydrocarbure gazeux (principalement de l'éthane) au niveau du modèle physique. Le choix de l'éthane a été fait pour ses propriétés de gaz passif par rapport à l'air qui circule dans la veine. Les mesures de concentration se font via un Détecteur à Ionisation de Flamme (FID) du type HFR400 (CAMBUSTION™).

Le principe de ce type de mesure est d'utiliser la formation des ions lors de la combustion d'un hydrocarbure. Le nombre de ces ions issus de la combustion est à peu près proportionnel au nombre d'atomes de carbone brûlés. Le phénomène physique utilisé (production d'ion par combustion) n'est, à l'heure actuelle, pas complètement compris, il n'en reste pas moins que ce type de mesure est tout à fait fiable (THOMPSON, 1993).

La figure (FIG. II.1.9) présente le schéma de principe de la chaîne d'acquisition de la concentration.

II.1.3 Couche limite atmosphérique

II.1.3.1 Généralités

Nous allons ici, développer certaines généralités propres à la CLA neutre, ainsi qu'à la couche limite turbulente sur plaque plane. Nous utiliserons l'analogie que peut être faite entre ces deux types de couches pour étudier la simulation de la CLA dans la soufflerie.

Il est admis (CSANADY, 1967), que la CLA est composée de trois sous-couches, chacune d'entre elles étant régie par des phénomènes différents. Cette structure est très proche de celle d'une couche limite turbulente sur plaque plane. Cette analogie est une base fondamentale pour les études sur modèles physiques en soufflerie car elle permet de simuler une partie de la CLA par une couche limite aérodynamique turbulente. La décomposition de la CLA se fait classiquement

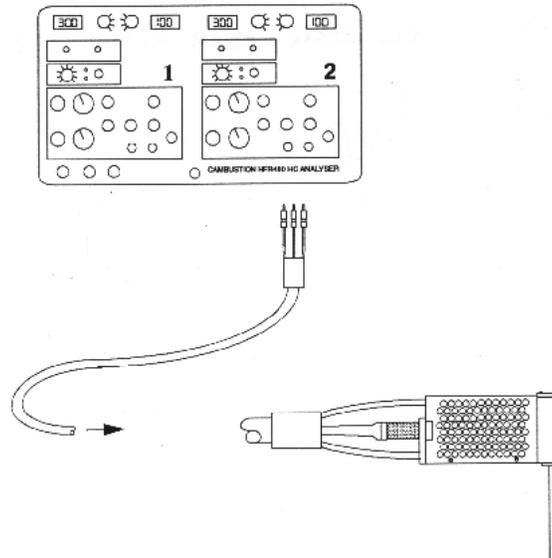


FIG. II.1.9 – Schéma de montage du FID

en trois zones, comme dans le cas d'une couche limite turbulente. Ces zones sont :

- *La sous-couche rugueuse*, qui est la partie de l'atmosphère où les effets locaux des obstacles (bâtiments, végétation, ...) sont prépondérants. L'épaisseur de cette couche varie principalement en fonction du relief rencontré, elle est de l'ordre de quelques millimètres en mer et de quelques mètres en zone urbaine.
- *La Couche Limite de Surface (CLS)*, est la zone définie par des tensions turbulentes $-\langle uw \rangle$ approximativement constantes. La majorité des auteurs, (PLATE, 1971 ; STULL, 1988), s'accordent à dire que son épaisseur est de l'ordre de 10% de la CLA (soit environ une centaine de mètres). Dans cette portion de l'atmosphère les forces de CORIOLIS y sont négligeables et la direction du vent est constante. Le profil vertical du vent (vitesse moyenne) obéit à la loi logarithmique rugueuse classique.
- *La couche d'EKMAN*, zone où les effets de CORIOLIS deviennent prépondérant devant les effets de frottement au niveau du sol. Ainsi cette couche subit une déviation angulaire dépendant de l'hémisphère considéré.

En soufflerie c'est la CLS que l'on reproduit, (SNYDER, 1979). Dans cette décomposition on suppose que les différentes couches n'interagissent pas entre-elles. En particulier on néglige les interactions entre la couche de surface et la couche d'EKMAN.

II.1.3.2 Notions de similitude

La modélisation physique d'écoulements atmosphériques nécessite l'utilisation de critères de similitude afin de garantir que l'écoulement de couche limite en soufflerie ait les mêmes propriétés

qu'une couche limite atmosphérique naturelle. Les critères généraux nécessaires à la simulation d'une couche limite atmosphérique naturelle sans précipitation ni chauffage radiatif ont été présentés par CERMACK (1971). D'un point de vue synthétique, ces critères sont :

- Conservation du rapport d'échelles géométriques.
- Conservation du nombre de REYNOLDS.
- Conservation du nombre de PRANDTL.
- Conservation du nombre de ROSSBY.
- Similitudes des conditions aux limites de la couche (écoulement incident, température au sol, flux thermique, gradient de pression longitudinal).

Bien que, dans la plupart des cas, le rapport des nombres de REYNOLDS (basé sur la hauteur de la couche) entre le cas simulé et la réalité soit de l'ordre de 10^{-3} , les caractéristiques dynamiques de la couche simulée restent proches de celles de la couche naturelle. En effet, les couches limites rugueuses sont invariantes, à partir d'une certaine limite, en fonction du nombre de REYNOLDS (TOWNSEND, 1956). La similitude de PRANDTL est assurée en utilisant de l'air dans le modèle physique. Dans la mesure où il n'est pas facile de concevoir un moyen d'essai rotatif de la taille d'une soufflerie atmosphérique, nous sommes obligés d'abandonner le critère de similitude du nombre de ROSSBY. Mais, sachant que l'on n'étudie que des phénomènes de dispersion à des échelles moyennes en présence d'obstacles où la force de CORIOLIS ne joue pas un rôle primordial, le fait que la similitude de ROSSBY ne soit pas respectée n'est pas très important.

II.1.3.3 Simulation de la couche

La simulation d'une CLS dans une soufflerie n'est pas une chose aisée à effectuer. Dans la mesure où l'on souhaite utiliser des modèles physiques de dimensions caractéristiques raisonnables avec un facteur de similitude géométrique également acceptable, il est indispensable d'avoir à sa disposition une couche limite d'épaisseur suffisante. Il est important d'obtenir cette épaisseur sur des courtes distances de développement (utilisation d'un système de déclenchement), tout en gardant une couche dans un état d'équilibre dans la zone d'étude du modèle. De plus il est aussi primordial d'obtenir une couche bidimensionnelle. Le but de cette expérience est multiple : tout d'abord qualifier la couche limite développée dans la veine ; ensuite de faire un état des lieux de l'instrumentation présente ainsi que de la qualité de la mesure produite. Enfin fournir des cas de comparaison pour les études numériques.

II.1.3.3.1 Analyse dimensionnelle – Équations générales

Un écoulement de couche limite turbulente sur une plaque plane obéit aux équations de conservation classiques de la masse et de la quantité de mouvement. Néanmoins des hypothèses

simplificatrices permettent, dans ce cas précis, d'obtenir l'évolution du profil vertical. Leurs justifications sont liées à une connaissance approfondie des propriétés de la couche limite. Dans le cadre de ce travail nous n'exposerons que quelques éléments de base, le lecteur se tournera vers des ouvrages plus complets sur le sujet comme par exemple celui de COUSTEIX (1989) ou celui de SCHLICHTING (1968). Nous verrons au chapitre suivant que chaque variable intervenant dans les équations de conservation peut être décomposée en la somme d'une composante moyenne et d'une composante fluctuante, ceci à l'aide d'un opérateur de moyenne. Dans le cas d'un écoulement incompressible, on utilisera la décomposition de REYNOLDS. On note u et l les échelles de vitesse et de longueur de la turbulence et R_l le nombre de REYNOLDS bâti sur ces deux échelles. La vitesse caractéristique de l'écoulement moyen sera notée U_o et la longueur caractéristique de cet écoulement L . On peut former un autre nombre de REYNOLDS à partir de ces deux nouvelles échelles : R_L . La vitesse longitudinale varie sur l'échelle de longueur L alors que la vitesse verticale varie sur une longueur caractéristique de la dimension verticale : l'épaisseur δ de la couche limite. On peut montrer à partir de la relation de BLASIUS que pour de nombre de REYNOLDS importants (10^6) l'épaisseur δ vaut approximativement 2% de L . L'expérience montre que les tensions turbulentes sont toutes du même ordre (u^2) et si l'on suppose que l'échelle l est négligeable devant L , alors en adimensionnant, terme à terme, les différentes composantes des équations de conservation et en supprimant les termes négligeables on obtient le système :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \\ \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla P \cdot \mathbf{x} + \partial_z (\nu \nabla U \cdot \mathbf{z} - \langle u w \rangle) \\ -\frac{1}{\rho} \nabla P \cdot \mathbf{z} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.1.4})$$

On notera dans la suite τ la contrainte totale, somme de la tension visqueuse et de la tension turbulente :

$$\tau = \rho \{ \nu \nabla U \cdot \mathbf{z} - \langle u w \rangle \} \quad (\text{II.1.5})$$

de même τ_p représentera la contrainte à la paroi ($z = 0$).

L'existence d'une singularité, la paroi, et des effets de viscosité qui imposent une condition d'adhérence, implique que le profil vertical de vitesse puisse être décomposé en deux régions distinctes (au moins). L'une, proche de la paroi où la viscosité domine, et l'autre loin de celle-ci, où la turbulence domine. Entre ces deux régions (dites interne et externe), existe une région intermédiaire dite logarithmique, en raison de la loi suivie par le profil des vitesses.

– *Région interne – sous couche visqueuse :*

Dans cette région, on suppose que le frottement total est la contrainte à la paroi et que la tension turbulente est négligeable devant la contrainte visqueuse. La contrainte totale (II.1.5) devient :

$$\tau_p = \nu \partial_z U \quad (\text{II.1.6})$$

À partir de cette équation on peut construire deux échelles caractéristiques de la sous-couche visqueuse, l'une de vitesse u_* (dite vitesse de frottement), l'autre de longueur l (dite longueur visqueuse) par :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad \text{et} \quad l = \frac{\nu}{u_*} \quad (\text{II.1.7})$$

Ainsi on a :

$$\nu \partial_z U = u_*^2 \quad (\text{II.1.8})$$

qui, par intégration en utilisant la condition d'adhérence donne une évolution linéaire du profil de vitesse dans la sous-couche visqueuse.

$$U(z) = \frac{u_*^2}{\nu} z \quad (\text{II.1.9})$$

– *Région externe – Vitesse déficitaire :*

Dans cette région la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence, la contrainte visqueuse est négligeable devant la contrainte turbulente. L'échelle de longueur caractéristique est l'épaisseur de la couche δ et la vitesse caractéristique est la vitesse de frottement. Sachant que nous n'utiliserons pas cette zone de la couche limite dans la suite nous n'en n'explicitons pas davantage le comportement.

– *Raccordement – loi logarithmique :*

Le raccordement asymptotique entre les deux régions permet de déterminer le comportement de $\partial_z U$. Loin de la paroi, il vient :

$$\partial_z U = \frac{u_*}{\kappa z} \quad (\text{II.1.10})$$

où κ est la constante de VON KÁRMÁN (elle vaut approximativement 0.4). Par intégration on obtient :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (\text{II.1.11})$$

z_0 est une constante d'intégration dite longueur de rugosité.

Classiquement, (SCHLICHTING, 1968), il est fait une distinction entre les parois lisses et les parois rugueuses. Sachant qu'une CLS se développe, dans la plupart des cas, sur un sol rugueux, nous allons étendre la loi logarithmique (II.1.11) pour ce type de paroi. On dit qu'une paroi est rugueuse lorsque la longueur visqueuse l est négligeable par rapport à l'échelle caractéristique des rugosités (noté h). Dans ce cas, la sous-couche visqueuse est comprise dans l'épaisseur de rugosité et n'apparaît plus en tant que zone distincte à proprement dit, on prolonge donc la

loi logarithmique jusqu'à une hauteur h_m , moyenne des hauteurs de rugosité. On note $\phi(\tilde{z})$ la correction à apporter au gradient de vitesse et on pose :

$$\begin{cases} \tilde{z} = \frac{h_m}{z} \\ z_d = h_m \partial_{\tilde{z}} \phi|_{\tilde{z} \rightarrow 0} \end{cases} \quad (\text{II.1.12})$$

En développant ϕ au voisinage de 0, il vient ($\phi(0) = 1$ par définition) :

$$\phi(\tilde{z}) = 1 + \frac{z_d}{z}$$

Ainsi au premier ordre, le gradient de vitesse s'écrit :

$$\partial_z U = \frac{u_*}{\kappa(z - z_d)} \quad (\text{II.1.13})$$

ce qui donne par intégration :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log \left(\frac{z - z_d}{z_o} \right) \quad (\text{II.1.14})$$

z_d est appelée la hauteur de déplacement, elle est comprise entre 0 et h_m . La longueur de rugosité z_o est la hauteur au dessus du sol à laquelle la condition d'adhérence s'applique et la hauteur de déplacement z_d est une origine fictive représentant le sol.

II.1.3.3.2 Déclenchement de la couche limite

Le développement naturel d'une couche limite turbulente sur une plaque plane, même en présence de rugosités de paroi nécessite des distances importantes pour son établissement. La taille, même importante, de cette veine d'essai (14 mètres), n'est cependant pas suffisante si l'on souhaite simuler des couches de quelques dizaines de centimètres d'épaisseur. Il est alors nécessaire d'utiliser un système de déclenchement permettant de développer et d'épaissir la couche sur des distances beaucoup plus courtes. KLEBANOFF et DIELH (1952) sont les premiers à avoir proposé d'épaissir artificiellement une couche limite turbulente en plaçant des obstacles sur le sol. Depuis de nombreux auteurs (McCARTHY, 1964 ; OKAMOTO, 1987) ont développé des techniques différentes d'épaississement. Ces différentes études ont montré qu'il était possible d'utiliser de nombreux systèmes de déclenchement, chacun d'eux ayant des propriétés agissant soit sur le champ de vitesse moyen soit sur le développement de la turbulence. Pour nos essais nous avons la possibilité d'utiliser trois techniques :

- un dispositif de soufflage pariétal, fournissant un écoulement secondaire perpendiculaire à la direction de l'écoulement principal (FAVERGER, 1977).
- des générateurs de tourbillons du type de COUNIHAN (1969).
- des générateurs de tourbillons du type d'IRWIN (1981)



FIG. II.1.10 – Vue du système de déclenchement de la couche limite

Nous avons fait le choix d'utiliser pour cette étude le système de COUNIHAN. Ce système comporte deux parties distinctes, une barrière crénelée en amont puis une série d'ailerons elliptiques (voir FIG. II.1.10).

Les caractéristiques géométriques des ailerons sont (voir FIG. II.1.11) :

- Hauteur : 300 *mm* (noté H).
- Largeur : 150 *mm* ($H/2$).
- Épaisseur : 15.8 *mm* ($\sim H/19$).
- Angle : 6°

La forme d'un aileron est un quart d'ellipse. L'espacement transversal entre deux ailerons est de $H/2$.

La barrière crénelée est placée à $H/1.2$ en amont des ailerons. Elle possède les caractéristiques géométriques suivantes :

- Hauteur bas du créneau : $H/7$.
- Hauteur haut de créneau : $H/5$.
- Axes des créneaux hauts alignés avec les ailerons.

Le principe d'un système de déclenchement de couche limite de type de COUNIHAN consiste à produire artificiellement, dès l'entrée de la veine d'essai, des structures turbulentes représentatives de la proche paroi ainsi que de la partie supérieure. La forme de ces ailerons est basée sur le concept suivant. Sachant que la partie inférieure de la couche (proche paroi) est la région la plus importante pour l'étude de modèles physiques, elle devrait se développer librement, et la

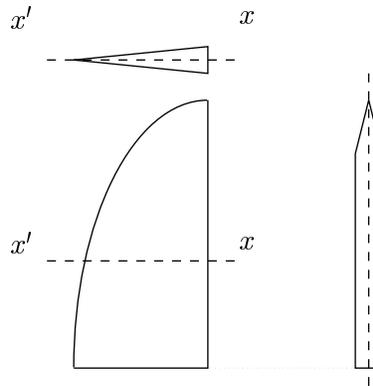


FIG. II.1.11 – Caractéristiques géométrique d'un aileron

turbulence nécessaire dans la partie extérieure devrait être produite par les générateurs. On admet que ces deux parties fusionnent pour former une couche limite complète au delà de 5 à $6H$. Il faut donc que le sillage en aval d'un aileron puisse produire un profil de turbulence dont le maximum se trouve en proche paroi puis décroisse jusqu'à un minimum quasi nul au sommet du générateur. De plus, l'angle du bord d'attaque de l'aileron doit être faible afin de limiter la production de tourbillons singuliers en aval. Le fait de prendre un angle faible (de l'ordre de 5 à 6°) permet également d'obtenir une distribution de vorticité beaucoup plus continue.

II.1.3.3.3 Champ de vitesse

La figure (FIG. II.1.12) montre le développement de la couche le long de l'axe longitudinal de la veine (toutes les distances sont exprimées à partir de la grille de turbulence).

Ces mesures ont été réalisées au moyen d'une sonde 2 fils en \mathbf{X} présentée plus haut. Nous avons procédé à trois types d'expériences, l'une avec la sonde orientée de sorte que l'on puisse mesurer la vitesse longitudinale et transversale (sonde $\langle uv \rangle$), une autre avec la sonde orientée de sorte d'obtenir la vitesse longitudinale et verticale (sonde $\langle uw \rangle$), puis une troisième expérience avec une sonde 1 fil. Le temps d'échantillonnage était de 1 min . On peut remarquer, sur la figure (FIG. II.1.13), que la comparaison des profils de vitesse et d'intensité de turbulence longitudinale pris à 8 m de la grille de turbulence est très satisfaisante. Les caractéristiques de l'évolution de cette couche sont résumées dans le tableau (TAB. II.1.1).

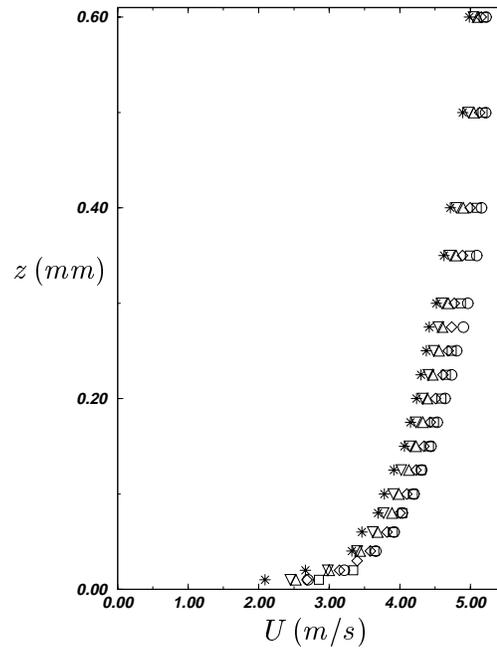


FIG. II.1.12 – Évolution de la vitesse moyenne de la couche limite $U_\infty = 5\text{ m/s}$ – \circ 6 m, \square 7 m, \diamond 8 m, \triangle 9 m, ∇ 10 m, \star 11 m

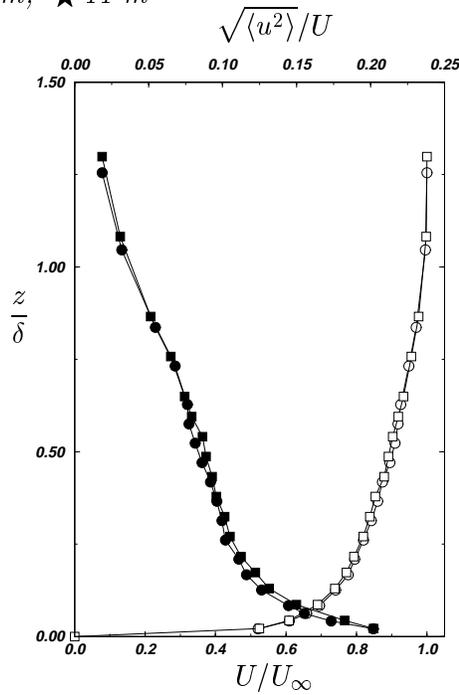


FIG. II.1.13 – Mesures de la couche limite, comparaison en fonction de l'orientation de la sonde fil chaud – Vitesse moyenne : \circ sonde $\langle u v \rangle$, \square sonde $\langle u w \rangle$ – Intensité de turbulence : \bullet sonde $\langle u v \rangle$, \blacksquare sonde $\langle u w \rangle$

II.1.3.3.4 Caractéristique de l'évolution de la couche

Nous avons utilisé des écrous de 6 mm pour ajouter de la rugosité en paroi le long de la veine, cette rugosité permet de stabiliser la couche. On remarque que la valeur de la vitesse infinie

Position (m)	U_∞ (m)	δ (m)	u^* (m/s)	$1/n$	z_o (m) $\times 10^{+4}$
6	5.11	0.425	0.248	0.144	1.061
7	5.08	0.460	0.226	0.141	0.646
8	5.04	0.477	0.231	0.146	0.853
9	4.98	0.507	0.238	0.154	1.319
10	4.95	0.539	0.236	0.153	1.383
11	4.9	0.551	0.242	0.159	1.867

TAB. II.1.1 – *Caractéristiques d'évolution de la couche*

décroît avec la distance (de l'ordre de 2% par rapport à la vitesse infinie moyenne le long de la veine), ceci est dû à la présence d'un léger gradient longitudinal de pression (de l'ordre de 0.3 Pa/m).

II.1.3.3.5 Modélisation, loi de puissance

On sait, (SCHLICHTING, 1968) que l'ensemble de la distribution de vitesse moyenne d'un couche limite turbulente peut être assez bien représentée par une loi de puissance empirique du type :

$$\frac{U}{U_\infty} = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{II.1.15})$$

où n est un coefficient qui dépend du type de rugosité employée. Le tableau récapitulatif (TAB. II.1.1) présente l'évolution de ce coefficient en fonction de la distance en aval de la grille de turbulence. Ces résultats montrent que la couche limite simulée est représentative d'un couche limite atmosphérique sur un terrain plat ouvert du type campagne (DAVENPORT, 1965) (loi de puissance proche d'une loi en $1/7^e$). De même en regardant les résultats présentés pour la hauteur de rugosité z_o , on observe qu'elle est représentative d'un sol de campagne plat (si on considère une loi géométrique de similitude de l'ordre de $\mathcal{L} = 100$ alors, sachant que le rapport \mathcal{L}/z_o doit rester constant, on obtient un rugosité réelle de l'ordre de 10 cm).

II.1.3.3.6 Équilibre de la couche, évolution de la turbulence

Les figures (FIG. II.1.14a) et (FIG. II.1.14b) présentent l'évolution des profils d'intensité de turbulence horizontale et verticale (respectivement). On remarque que les deux profils à 6 et 7 m de l'intensité turbulente longitudinale ($\sqrt{\langle u^2 \rangle}/U$) présentent un excès d'énergie dans la partie basse de la couche ($z/\delta \leq 0.6$), il en est de même pour les deux premiers profils d'intensité turbulente verticale ($\sqrt{\langle w^2 \rangle}/U$), ce qui signifie que la couche limite n'est pas encore en équilibre pour ces deux positions dans la veine. Par contre la suite de l'évolution de la couche (au delà de 7 m), reste en équilibre, ce qui est particulièrement important sachant que les modèles physiques seront placés après cette distance.

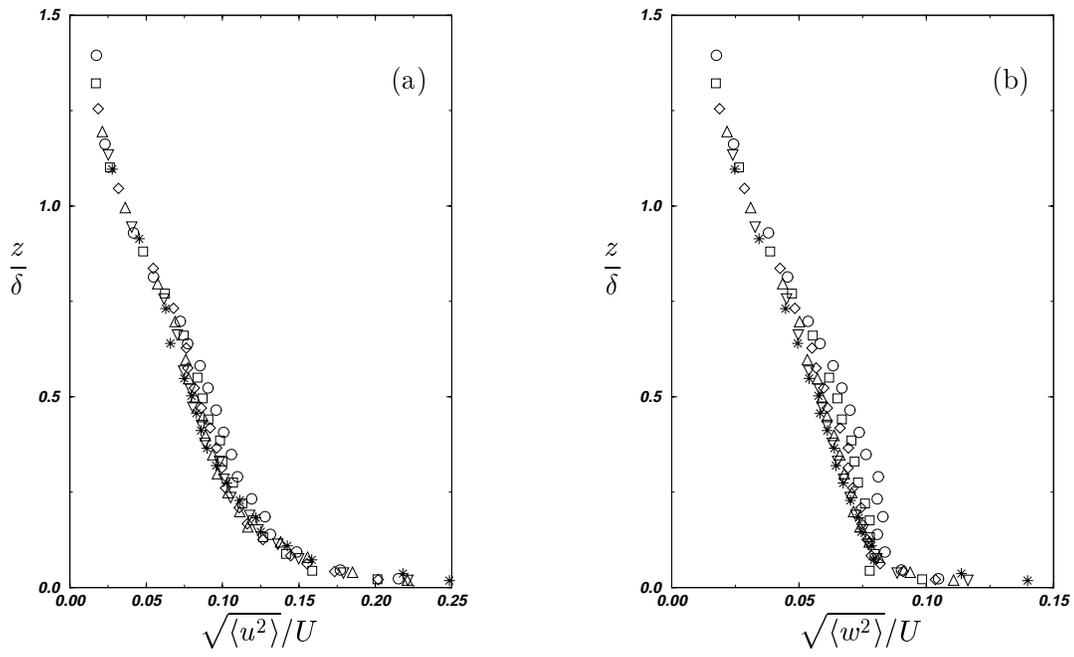


FIG. II.1.14 – Évolution de l'intensité de turbulence – (a) $\sqrt{\langle u^2 \rangle}/U$, (b) $\sqrt{\langle w^2 \rangle}/U$ – \circ 6 m, \square 7 m, \diamond 8 m, \triangle 9 m, ∇ 10 m, \star 11 m

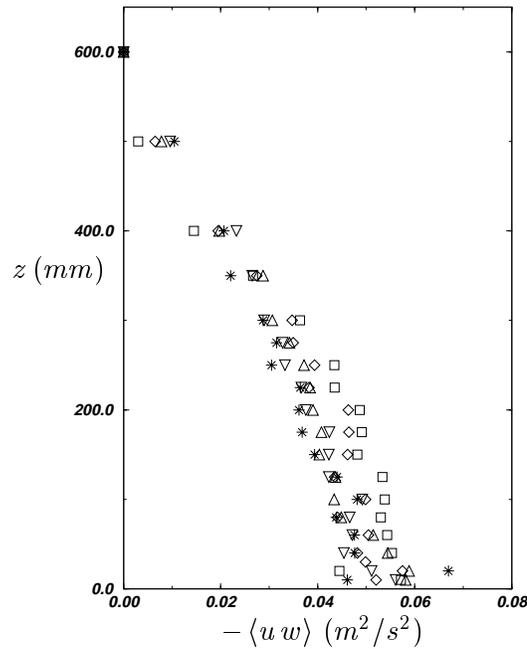


FIG. II.1.15 – Évolution de la corrélation $-\langle uw \rangle$ – \square 7 m, \diamond 8 m, \triangle 9 m, ∇ 10 m, \star 11 m

On peut observer le même phénomène sur l'évolution du profil vertical de corrélation $-\langle uw \rangle$ (FIG. II.1.15). L'épaisseur de la zone à tension constante est de l'ordre de 10% de l'épaisseur totale de la couche. La tension de surface ($-\langle uw \rangle_o$) est sensiblement constante le long de la veine et vaut approximativement $0.002334U_\infty^2$, ce qui est très proche de la valeur suggérée par COUNIHAN (1975) ($-\langle uw \rangle_o = 0.0023U_\infty^2$)

II.1.3.3.7 Coefficient de corrélation

Comme le suggèrent ARNAL *et al.* (1976), le rapport $-\langle u w \rangle / k$ (k est l'énergie cinétique turbulente) reste à peu près constant dans l'épaisseur de la couche. La valeur maximum sans gradient de pression sur une plaque plane vaut approximativement 0.3 mais décroît jusqu'à 0.25 dans la zone logarithmique. Les différents profils de corrélation que nous avons mesurés montrent que, dans notre cas, ce rapport vaut approximativement 0.19. Cette valeur plus faible est sûrement due au fait que nous développons une couche limite turbulente sur une paroi rugueuse et non lisse comme dans le cas d'ARNAL *et al.* (1976) ou de KLEBANOFF (1954). De même le coefficient de corrélation est à peu près constant sur toute la hauteur de la couche et vaut (FIG. II.1.16) :

$$\frac{-\langle u w \rangle}{\sqrt{\langle u^2 \rangle \langle w^2 \rangle}} \sim 0.36$$

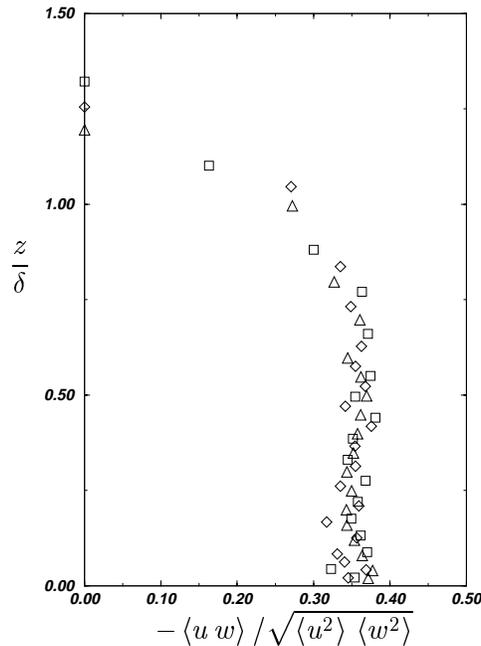


FIG. II.1.16 – Évolution du coefficient de corrélation $-\langle u w \rangle / \sqrt{\langle u^2 \rangle \langle w^2 \rangle}$ – \square 7 m, \diamond 8 m, \triangle 9 m

La valeur suggérée par ARNAL *et al.* (1976), pour une couche lisse est plus proche de 0.45.

II.1.3.3.8 Profils transversaux

L'homogénéité de la vitesse longitudinale moyenne (U) selon l'axe transversal (y) est présentée sur la figure (FIG. II.1.17a). En moyenne les variations de vitesse sont de l'ordre de 1 à 2 % de la vitesse infinie et ce, quel que soit le plan de mesure. L'écart de l'ensemble des vitesses par rapport à la vitesse moyenne de ce plan n'excède pas 4%. Les variations de fluctuation de vitesse (FIG. II.1.17b) sont, elles, de l'ordre de 5% de la fluctuation moyenne. On peut donc considérer qu'il existe une bonne homogénéité latérale de l'écoulement moyen et de la turbulence.

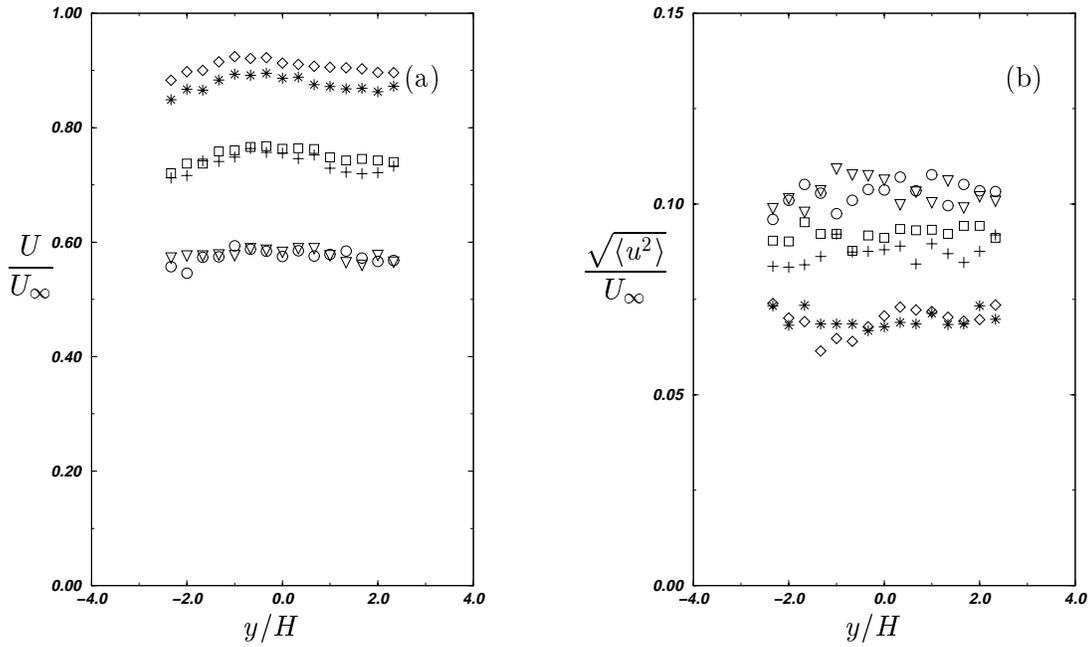


FIG. II.1.17 – Profils transversaux de vitesse – (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{\langle u^2 \rangle}/U_\infty$ – $x = 6$ m \circ $z = 25$ mm, \square $z = 100$ mm, \diamond $z = 300$ mm – $x = 9$ m ∇ $z = 25$ mm, $+$ $z = 100$ mm, \star $z = 300$ mm

II.1.3.3.9 Comparaisons avec le système LDA

Dans la mesure où il existe des configurations où le fil chaud ne peut être utilisé, il est nécessaire d'effectuer des mesures avec le système LDA. Il est donc indispensable d'étalonner la mesure entre ces deux systèmes d'acquisition. La figure (FIG. II.1.18a) présente le profil adimensionné de vitesse moyenne pour le cas de la mesure par LDA et deux cas de fils chauds, un cas avec le chariot de mesure placé au fond de la veine (cas dit sans blocage) et un cas où le chariot est placé au droit du point de mesure (cas dit avec blocage). Cette double comparaison est nécessaire parce que la présence du chariot crée un blocage aérodynamique certain, et donc contribue à accélérer la couche limite en partie basse.

De même, on peut remarquer (FIG. II.1.18b) que l'intensité de turbulence sans blocage est plus forte en partie basse et est légèrement plus faible en partie haute de la couche. La comparaison de ces différents résultats montre que les deux techniques de mesure (en particulier la comparaison de la mesure fils chauds avec blocage et le LDA) sont fiables, la couche limite a les mêmes caractéristiques moyennes et turbulentes.

II.1.3.3.10 Comparaisons avec d'autres souffleries

Il est relativement rare de pouvoir trouver des données expérimentales sur un cas suffisamment équivalent à ce que l'on possède pour permettre une comparaison directe. Pour l'étude du développement d'une couche limite atmosphérique en soufflerie nous disposons des travaux de SNYDER (1979). Il présente dans cette étude les caractéristiques principales de la soufflerie de

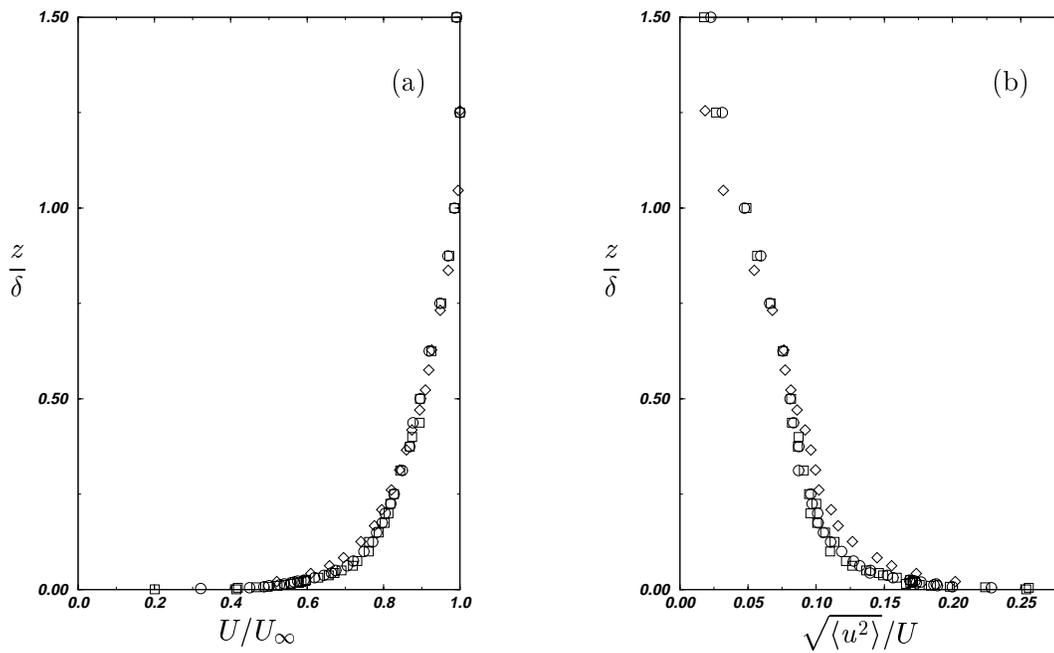


FIG. II.1.18 – Comparaison de différentes techniques de mesure : fils chauds et LDA – (a) U/U_∞ , (b) $\sqrt{\langle u^2 \rangle}/U$ – \circ LDA, \square fils chauds avec blocage, \diamond fils chauds sans blocage

diffusion utilisée à l'Environmental Protection Agency (EPA), les moyens de mesures ainsi que le développement d'une couche limite utilisant un système de déclenchement de COUNIHAN. La figure (FIG. II.1.19) montre une comparaison entre les deux profils de vitesse moyenne à des positions équivalentes, dans la veine (bord d'attaque des modèles physiques en leur absence). On peut facilement observer que la couche limite développée à l'EPA est beaucoup plus rugueuse que celle de de l'ECL ($z_o^{EPA} \sim 10^{-3}m$), le rapport des longueurs de rugosité est approximativement 10. En effet la soufflerie de l'EPA utilise une distribution de rugosité beaucoup plus importante que celle de la soufflerie de l'ECL.

Les deux profils d'intensité de turbulence (longitudinal et vertical) se superposent de manière satisfaisante (FIG. II.1.20).

II.1.4 Écoulement tridimensionnel en présence d'un cube

II.1.4.1 Objectifs

Les objectifs de cette étude sont multiples. En effet l'écoulement d'une CLA incident sur un obstacle est un cas qui a été largement étudié par le passé par de nombreux auteurs, on peut citer à ce titre CASTRO et ROBINS (1977), OGAWA et OIKAWA (1982), HUSSEIN et MARTINUZZI (1996); l'ensemble de la littérature consacrée à ce sujet constitue donc une base de données importante pour le développement de modèles physiques, numériques ou théoriques.

Ainsi nous allons présenter dans ce paragraphe le cas de l'écoulement autour d'un cube en présence d'une couche limite. Pour cela nous avons utilisé deux techniques expérimentales, les

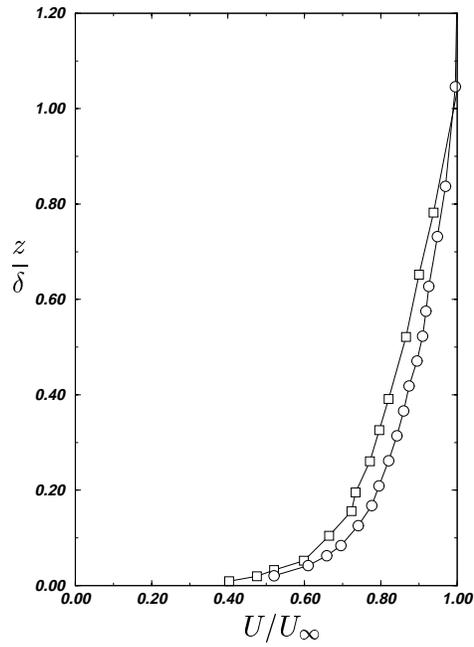


FIG. II.1.19 – Comparaisons de simulations d'une Couche Limite Atmosphérique – \circ ECL, \square EPA

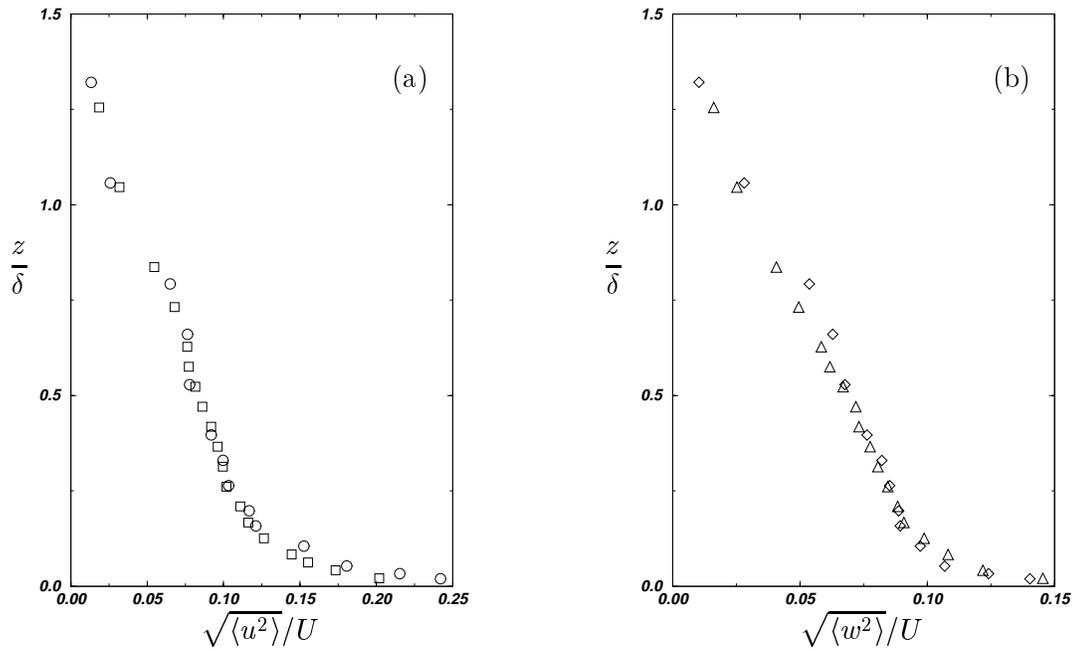


FIG. II.1.20 – Comparaisons des profils d'intensité de turbulence – (a) $\sqrt{\langle u^2 \rangle}/U$, \circ ECL \square EPA
(b) $\sqrt{\langle w^2 \rangle}/U$, \triangle ECL, \diamond EPA

mesures par LDA et par PIV. Ceci afin de confronter ces deux méthodes dans une configuration un peu plus compliquée que la configuration précédente. Puis nous avons simulé un cas réel de cette configuration avec *MERCURE* afin d'étudier la potentialité d'une approche numérique dans de tels cas.

II.1.4.2 Généralités

Dans la suite de l'exposé nous nous limiterons à la présentation de comportement de l'écoulement de couche limite autour d'un cube. En outre cette couche limite sera supposée d'une épaisseur δ grande par rapport à la hauteur h de l'obstacle. Synthétiquement on peut décomposer l'écoulement en trois régions distinctes :

- la région amont perturbée (dite zone de déplacement),
- la région proche de l'obstacle où se produisent les décollements de couche limite et se forme la zone de recirculation en aval,
- le sillage lointain en aval de la zone de recirculation.

II.1.4.2.1 Zone de déplacement

En amont de l'obstacle existe une zone dite de déplacement où le fluide est influencé par la présence de cet obstacle. Dans cette région l'intensité et la direction du champ de vitesse sont affectées, lorsque l'écoulement approche de l'obstacle il décelère longitudinalement (sens de l'écoulement) et accélère transversalement (et/ou verticalement) afin de pouvoir passer autour de l'obstacle. La décélération de la vitesse implique une augmentation du champ de pression à proximité de la face amont de l'obstacle. PARKINSON et JANDALI (1970) et BEARMAN et FACKRELL (1975) ont montré que cette zone pouvait relativement bien être prédite par des théories aérodynamiques simples (écoulements potentiels, modélisation d'un écoulement avec un point d'arrêt). L'écoulement cisailé qui approche de la face amont de l'obstacle génère un gradient de pression opposé à celui de la vitesse. À son tour ce gradient de pression provoque un écoulement descendant le long de la face sous le vent ce qui produit un écoulement tourbillonnaire près du sol (voir FIG. II.1.21).

La taille ainsi que la puissance de ce tourbillon dépendent de la courbure du profil de vitesse incident mais également de la forme de l'obstacle. Dans la mesure où la position des points de décollement au sol et de recollement sur la face amont de l'obstacle est fixée par un équilibre aérodynamique, il faut s'attendre à ce que cette position fluctue en fonction des perturbations de l'écoulement (HUNT, 1975), telles que les fluctuations dues à la turbulence ou encore l'instationnarité du profil approchant. En conséquence ce tourbillon a un comportement instationnaire. Comme on le voit sur la figure (FIG. II.1.22) cette structure tourbillonnaire interagit avec l'écoulement incident, s'enroule au pied de l'obstacle puis disparaît le long des faces latérales pour former une structure en forme de fer à cheval.

II.1.4.2.2 Séparations et cavité

L'écoulement qui passe au dessus et sur les côtés de la face sous le vent ne peut se défléchir suffisamment pour suivre parfaitement la partie supérieure et les faces latérales de l'obstacle, ainsi il décolle sur les arêtes. Le fluide directement en aval de ces points de décollement se déplace en

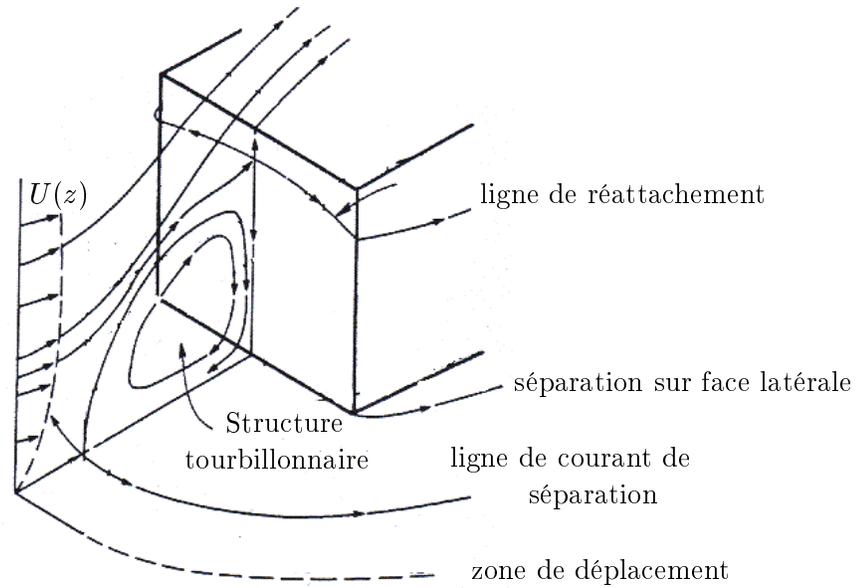


FIG. II.1.21 – Structure tourbillonnaire en amont du cube (d'après BAINES (1963))

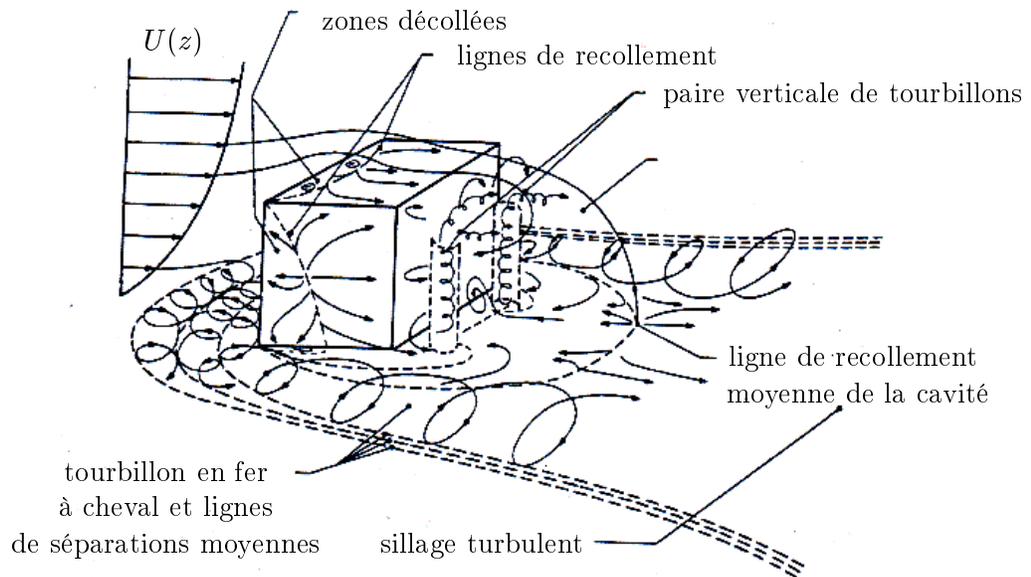


FIG. II.1.22 – Comportement d'un écoulement de couche limite en présence d'un cube (d'après Woo et al. (1977))

sens inverse de l'écoulement principal et un écoulement retour prend naissance. La limite entre cet écoulement retour et l'écoulement extérieur est une couche de mélange turbulente qui s'incurve en direction de l'obstacle. Si ce dernier est suffisamment long, alors ces couches réattachent sur les faces de l'obstacle. Si ce recollement se produit, alors l'écoulement directement en aval a la même direction que l'écoulement principal. HOSKER JR. (1982) cite une littérature abondante faisant état d'un recollement quasi-systématique dans le cas d'écoulements atmosphériques en

présence d'un cube. Derrière l'obstacle se forme une zone de recirculation (dite également cavité) qui est caractérisée par un champ de vitesse moyen beaucoup plus faible que l'écoulement extérieur, une intensité de turbulence plus élevée et une pression approximativement constante. Immédiatement derrière la face avale se forme deux tourbillons contra-rotatifs d'axe vertical interagissant avec la couche de mélange qui vient de décoller de l'arête supérieure avale. Il est à noter que contrairement au cas bidimensionnel, l'enveloppe de la zone cavitaire ne contient pas les lignes de courant d'arrêt et que le transport de matière, (polluant par exemple), vers l'intérieur ou l'extérieur de cette zone n'est pas limité au transport turbulent de l'enveloppe moyenne. Au contraire, il existe des lignes de courant qui pénètrent la zone de recirculation. VINCENT (1978) montre néanmoins que dans le cas d'une couche limite épaisse incidente, le concept de cavité fermée peut encore être valable dans la mesure où le transport turbulent semble prépondérant par rapport à l'advection dans cette zone. Comme pour la structure tourbillonnaire en amont de l'obstacle, le rattachement de la zone cavitaire sur le sol étant issu d'un équilibre dynamique dépendant des conditions d'écoulement extérieur, la cavité est une zone instationnaire. La littérature fait état de comportements différents de la cavité pour un même obstacle. Cette dispersion des résultats peut provenir à la fois des conditions expérimentales et en particulier des caractéristiques des profils de vitesse et de turbulence incidents ; mais également de la manière de déterminer l'enveloppe de la zone de recirculation. Par exemple YANG et MERONEY (1970) ont trouvé une longueur de recirculation de la cavité comprise entre $3h$ et $4h$ à partir de la face amont, alors que COUNIHAN (1971) présente une cavité d'une longueur comprise entre h et $1.5h$ mesurée à partir de la face avale, sachant que l'écoulement a réattaché sur l'obstacle. De même CASTRO et ROBINS (1977) montrent que l'écoulement autour d'un cube réattache systématiquement lorsque la hauteur δ de la couche limite est suffisamment grande par rapport à h et donnent une longueur de recirculation de $1.5h$ à partir de la face avale.

Il n'existe pas, à l'heure actuelle, de formulation universelle permettant de déterminer les caractéristiques géométriques de la zone de recirculation pour un obstacle tridimensionnel. Mais des travaux, comme ceux d'OGAWA (1973), suggèrent que le paramètre important concernant l'écoulement incident est le logarithmique du rapport h/z_o , c'est à dire qu'au premier ordre la cavité n'est pas réellement sensible aux détails de l'écoulement incident. Ainsi HOSKER JR. (1982) présente des comparaisons sur la longueur de la zone cavitaire l_r , avec l'expression analytique suivante :

$$\frac{l_r}{h} = \frac{1.75W/h}{1 + 0.25W/h} \quad (\text{II.1.16})$$

II.1.4.2.3 Sillages

Le comportement du sillage turbulent derrière un obstacle est beaucoup plus compliqué que dans le cas d'un obstacle bidimensionnel, ceci principalement à cause des structures tourbillonnaires longitudinales générées par l'obstacle qui perturbent loin en aval l'écoulement. En effet la paire de tourbillons contra-rotatifs provenant de la structure en fer à cheval transporte des vitesses plus élevées du fluide localisé au dessus de la cavité, au centre du sillage, et produit

ainsi des sur-vitesses dans la partie centrale de ce dernier. Les travaux théoriques de HUNT (1970, 1971), basés sur une théorie de similitude, donnent que la décroissance du déficit de vitesse dans le sillage varie comme $(x/h)^{-(3+n)/2+n}$.

II.1.4.3 Résultats expérimentaux

Dans ce paragraphe on se propose d'analyser le comportement de la couche limite présentée au § II.1.3 en présence d'un cube de 80 mm de côté. On note que, dans ce cas là, le rapport entre la hauteur de couche limite et celle du cube est approximativement de 6.25. Les mesures ont été effectuées à l'aide du système LDA décrit précédemment dans une configuration tridimensionnelle sans coïncidence (la coïncidence consiste à valider le passage d'une particule dans le volume de mesure que si elle a été validée par les trois réseaux de franges en même temps). Lors des essais nous nous sommes rendu compte que les réglages préliminaires à chaque acquisition en coïncidence étaient extrêmement longs (de l'ordre de plusieurs minutes) et que ces réglages étaient à refaire après chaque déplacement du chariot de mesure. En conséquence nous avons pris la décision d'effectuer les différentes mesures (cas des groupes d'obstacles y compris) sans coïncidence. Les quantités mesurées exploitables sont alors U , V , W et u . De plus, n'ayant eu que peu de temps pour réaliser cette série d'expériences, nous avons été contraint de vérifier dans chaque cas la symétrie de l'écoulement, ceci dans chaque configuration, et de ne mesurer qu'une partie de chaque profil (typiquement la moitié). Le lecteur pourra observer que certains profils ont été symétrisés en post-traitement.

Pour cette expérience, deux types de profils ont été mesurés. Une première série dans la direction transversale (y) à l'écoulement à une hauteur fixe de 40 mm ($h/2$); la deuxième série de profils verticaux, pris sur l'axe de l'écoulement ($y = 0$), axe de symétrie du cube. Pour la suite nous présentons une suite de figures sur lesquelles on observe l'évolution de diverses quantités telles que la vitesse moyenne longitudinale, la fluctuation longitudinale ou l'intensité de turbulence. Les lignes noires (traits pleins) horizontales ou verticales représentent la position où le profil a été mesuré, et l'échelle sur la droite (ou en haut) de la figure représente l'échelle de variation de cette quantité. Pour la suite de l'exposé la référence des coordonnées sera prise sur la face amont du cube, au sol, sur l'axe de symétrie (toutes les distances seront exprimées à partir de ce point). De plus, comme l'ont suggéré CASTRO et ROBINS (1977) il paraît plus judicieux d'adimensionner les différentes quantités mesurées avec la vitesse U_h , vitesse à la hauteur h (80 mm) sans obstacle.

La figure (FIG. II.1.23a) ainsi que la figure (FIG. II.1.24a) montrent l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale dans les deux directions orthogonales à la direction principale de l'écoulement. On remarque que l'obstacle oblige l'écoulement à ralentir. Le profil vertical à $x/h = -1/2$ (FIG. II.1.24b) montre que la vitesse est presque nulle au sol, et on peut donc supposer qu'au delà de ce point la vitesse est négative et rend ainsi compte de la présence de la structure tourbillonnaire amont décrite précédemment.

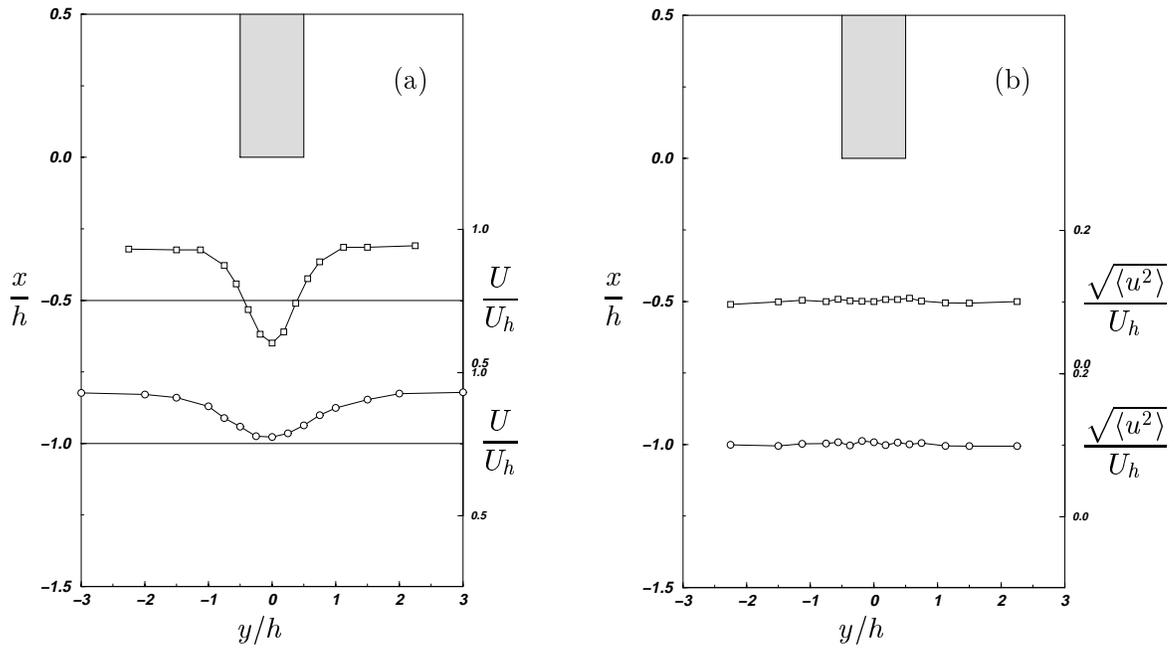


FIG. II.1.23 – (a) Évolution du profil transversal de vitesse moyenne longitudinale en amont du cube (b) Évolution du profil transversal de fluctuation longitudinale en aval du cube – \circ $x/h = -1$ \square $x/h = -1/2$.

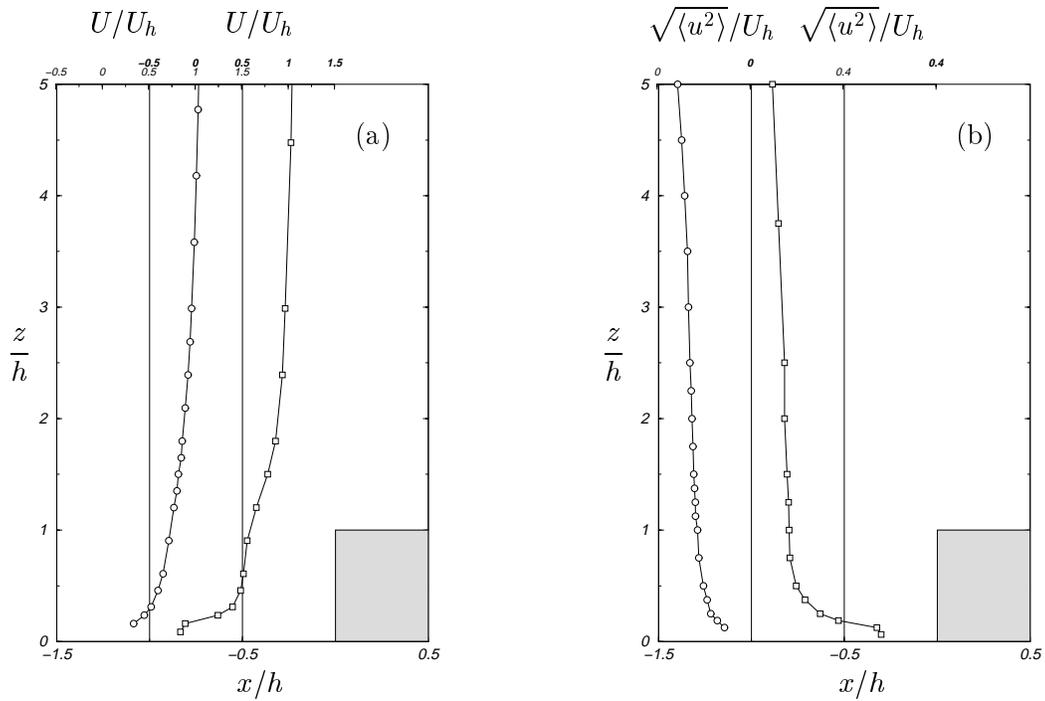


FIG. II.1.24 – (a) Évolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale en amont du cube (b) Évolution du profil vertical de fluctuation longitudinale en amont du cube – \circ $x/h = -1$ \square $x/h = -1/2$.

Il est également remarquable de voir sur la figure (FIG. II.1.23b) que la fluctuation longitudinale de vitesse reste pratiquement constante. Ceci a pour conséquence (voir figure FIG. II.1.25a) d'opérer une symétrie entre la production de turbulence et la vitesse moyenne. L'intensité de turbulence u/U est maximum là où la vitesse est minimum. CASTRO et ROBINS (1977) ont montré que l'écoulement sur la face supérieure du cube réattachait lorsque l'écoulement incident était cisailé (en opposition avec le cas d'un écoulement uniforme), et on peut voir sur la figure (FIG. II.1.25b), représentant l'évolution de la vitesse longitudinale et verticale le long de la face supérieure du cube (quelques millimètres au dessus de celle-ci), qu'il en est de même dans notre cas. À partir du bord d'attaque du cube ($x/h = 0$) la vitesse U est négative, elle croît en norme puis décroît progressivement pour s'annuler en $x/h = 0.85$. Au delà de cette ligne d'arrêt l'écoulement accélère avec une vitesse longitudinale positive et une composante verticale (W) positive également ; la couche limite qui prend naissance dans cette partie décolle sur la face avale du cube.

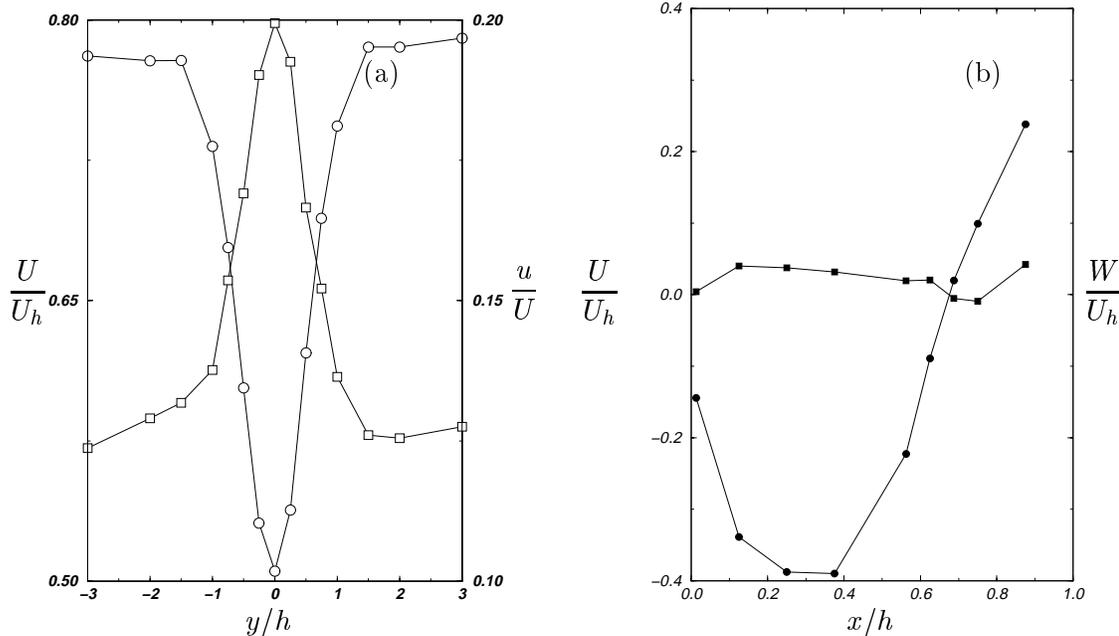


FIG. II.1.25 – (a) Profils transversaux de la vitesse moyenne longitudinale et de l'intensité de turbulence en amont de l'obstacle – \circ U/U_h \square u/U (b) Vitesse moyenne sur l'axe de la face supérieure – \bullet U/U_h \blacksquare W/U_h

On peut voir sur les figures (FIG. II.1.26 et FIG. II.1.27) les évolutions de la vitesse ainsi que de la fluctuation en aval du cube. Elles montrent clairement la zone de recirculation avec un écoulement moyen négatif (FIG. II.1.27a, $x/h = 3/2$), et l'examen des profils de fluctuations montre l'enveloppe de la cavité (zone où la fluctuation augmente et présente un pic correspondant à une production de turbulence due à la couche de cisaillement). Une série de mesures (non présentées) sur l'axe de symétrie du cube en aval, dans la zone de proche paroi, ont permis de rechercher le point de recollement de la cavité sur le sol. Dans la configuration actuelle la cavité s'étend jusqu'à une distance de $1.35h$, mesurée à partir de la face avale du cube.

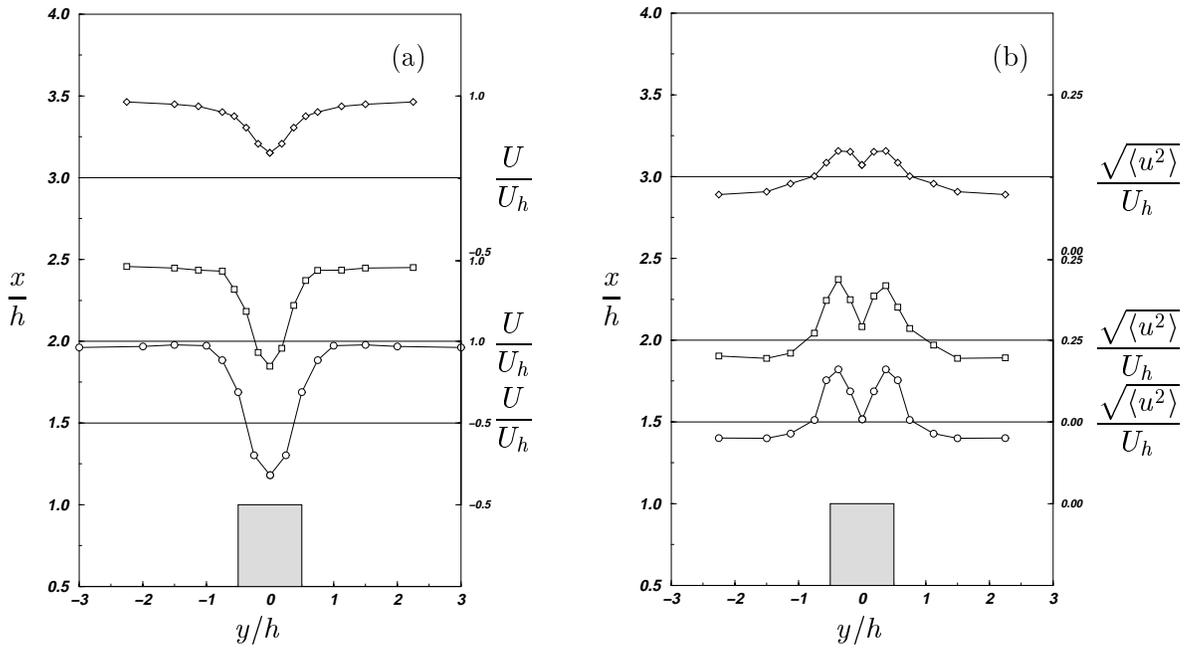


FIG. II.1.26 – (a) Évolution du profil transversal de vitesse moyenne longitudinale en aval du cube (b) Évolution du profil transversal de fluctuation longitudinale en aval du cube – \circ $x/h = 3/2$ \square $x/h = 2$ \diamond $x/h = 3$.

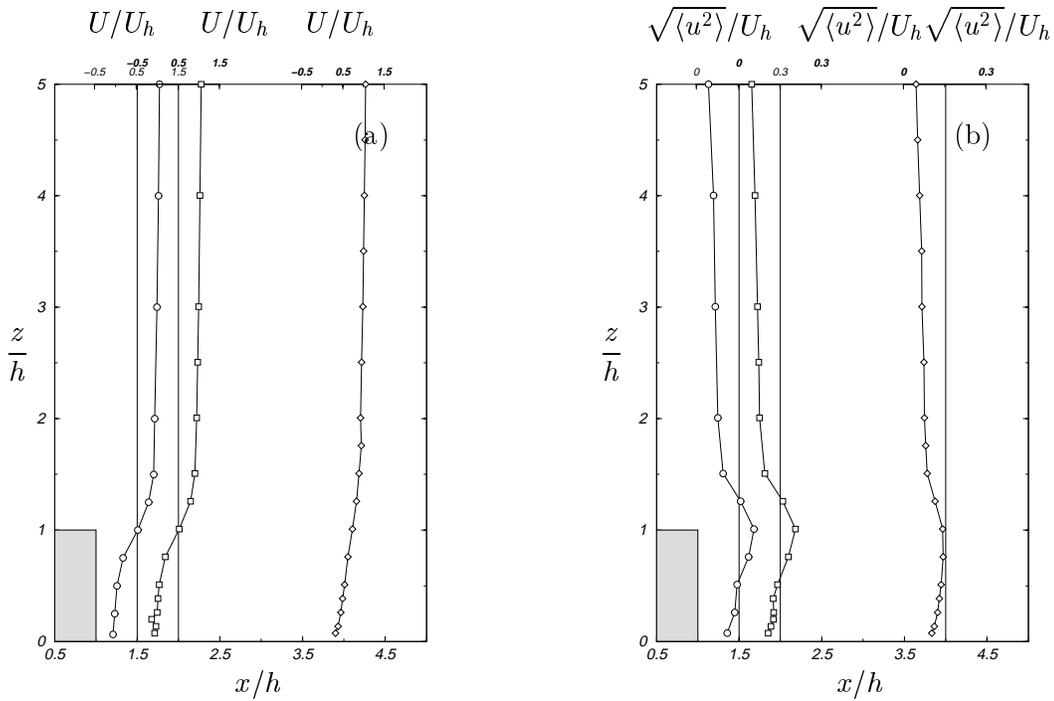


FIG. II.1.27 – (a) Évolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale en aval du cube (b) Évolution du profil vertical de fluctuation longitudinale en aval du cube – \circ $x/h = 3/2$ \square $x/h = 2$ \diamond $x/h = 4$.

À titre de comparaison on peut citer les travaux de CASTRO et ROBINS (1977) qui trouvent une longueur de $1.5h$ et ceux de OGAWA et OIKAWA (1982) pour qui la longueur de la cavité vaut $1.2h$. Cette dispersion de résultats provient de plusieurs facteurs : premièrement le type de couche limite incidente et surtout le comportement incident de la turbulence. En effet CASTRO et ROBINS (1977) présente une couche limite très rugueuse ($z_o/h \cdot 10^4 \sim 200$) alors que la notre l'est beaucoup moins ($z_o/h \cdot 10^4 \sim 12$). Deuxièmement, pour les mesures LDA, la présence des diverses optiques d'émission et de réception implique un blocage non-négligeable (voir comparaison du développement de la couche limite avec les mesures fil chaud au § II.1.3.3.9). Ce blocage a tendance à écraser la couche limite en partie basse et donc, dans cette configuration, il contraint la cavité selon la verticale.

II.1.4.4 Comparaisons diverses

Dans ce paragraphe trois types de mesures vont être confrontées : celles de CASTRO et ROBINS (1977), celles faites dans la soufflerie à l'aide du système PIV décrit au § II.1.2.3, et celles faites à l'aide du LDA. Enfin, nous utiliserons le résultat d'une simulation numérique tridimensionnelle faite avec le logiciel *MERCURE*.

II.1.4.4.1 Mesures PIV

Nous avons utilisé le système PIV pour explorer le champ de vitesse immédiatement en aval du cube, selon un plan vertical sur l'axe de symétrie et un plan horizontal à mi-hauteur ($z = 40 \text{ mm}$). Pour cette expérience nous avons fixé le temps entre les deux pulses laser à $\delta t = 250 \mu s$ et stocké 300 images pour chaque plan de mesure. La taille de l'image focalisée par la caméra est de 120 mm dans les deux directions. En prenant 32 zones d'interrogations par direction pour l'inter-corrélation on obtient une zone de l'ordre de 4 mm de côté, ce qui est largement suffisant pour le temps de pulse choisi.

La figure (FIG. II.1.28) montre le champ de vitesse obtenu en faisant la moyenne des images capturées par le système PIV, dans le plan de symétrie vertical du cube. On déduit de ce champ de vent que la zone de recirculation vaut approximativement $1.1h$. Cette valeur est plus faible que celle trouvée à l'aide du système LDA. Cette différence peut s'expliquer par le fait que le chariot de mesure n'était pas présent dans la zone de visualisation lors des essais PIV. Donc les effets aérodynamiques du blocage du chariot ne sont pas représentés dans ce champ de vitesse. Le blocage a pour effet principal d'accélérer la couche limite en partie basse et de l'écraser selon la direction verticale. Ainsi dans le cas avec blocage, la cavité est légèrement plus importante que dans le cas sans blocage. Nous allons comparer de manière quantitative des profils verticaux de vitesses obtenus par les deux systèmes de mesures (§ II.1.4.4.3)

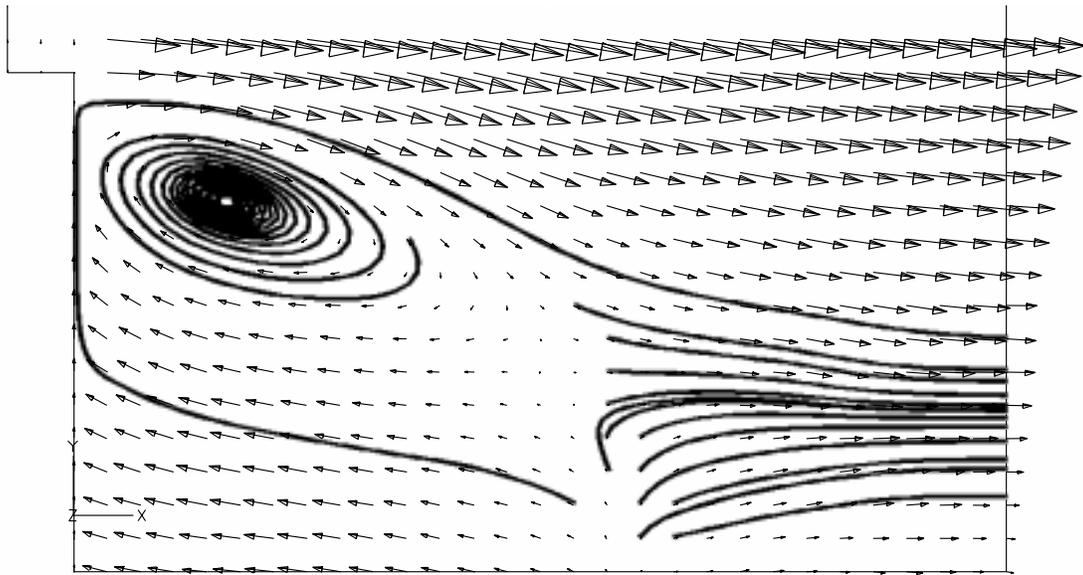


FIG. II.1.28 – Champ de vitesse moyenne obtenu par PIV derrière le cube.

II.1.4.4.2 Simulation MERCURE

Afin de tester la potentialité d'un code de simulation numérique comme *MERCURE* nous avons choisi de prendre le cas test du cube. Ceci principalement pour mettre en évidence certains paramètres d'optimisation du maillage ainsi que le comportement d'un tel code dans ce cas simple afin de mieux comprendre son comportement dans le cas de simulations avec plusieurs obstacles. De plus le cas d'un écoulement de couche limite incident en présence d'un cube est un cas de simulation numérique largement étudié, on pourra citer, par exemple, les travaux récents de PATTERSON et APLET (1990), MURAKAMI et MOCHIDA (1990).

Dans la mesure où *MERCURE* est un code de simulation fait pour les écoulements atmosphériques, nous allons l'utiliser à des échelles atmosphériques. Ainsi, au lieu de simuler exactement le cas de la soufflerie avec un cube de 80 mm d'arête, nous avons simulé un cas proche de la réalité. On considère un obstacle cubique de 8 m d'arête dans un écoulement de couche limite atmosphérique. Nous appliquons un facteur d'échelle géométrique entre cette simulation et l'expérience réalisée dans la soufflerie, ce facteur vaut $\mathcal{L} = 100$. Nous avons utilisé les profils de vitesse moyenne, mesurés en soufflerie, et les différentes composantes de la fluctuation de vitesse pour imposer les profils de couche limite ainsi que le profil d'énergie cinétique turbulente en conditions limites d'entrée. Le profil du taux de dissipation est déduit de celui de k en assurant une hypothèse d'équilibre entre production et dissipation de turbulence. La rugosité de paroi z_o a été fixée à 10^{-2} m (rapport géométrique moyen de la rugosité trouvée dans la soufflerie, voir TAB. II.1.1). Pour limiter le nombre de noeuds du maillage nous n'avons simulé qu'un demi-domaine. C'est à dire qu'une condition limite de type NEUMMAN est imposée pour chaque variable du problème

sur le plan de symétrie (gradient normal nul, sauf pour la vitesse où seule la composante normale à la surface est imposée). Le domaine de calcul a pour dimensions $128\text{ m} \times 84\text{ m} \times 48\text{ m}$ et est discrétisé par $119 \times 64 \times 57$ noeuds (soit 434112 noeuds, voir FIG. II.1.29 pour une présentation du domaine de calcul avec quelques lignes de courant au voisinage du cube).

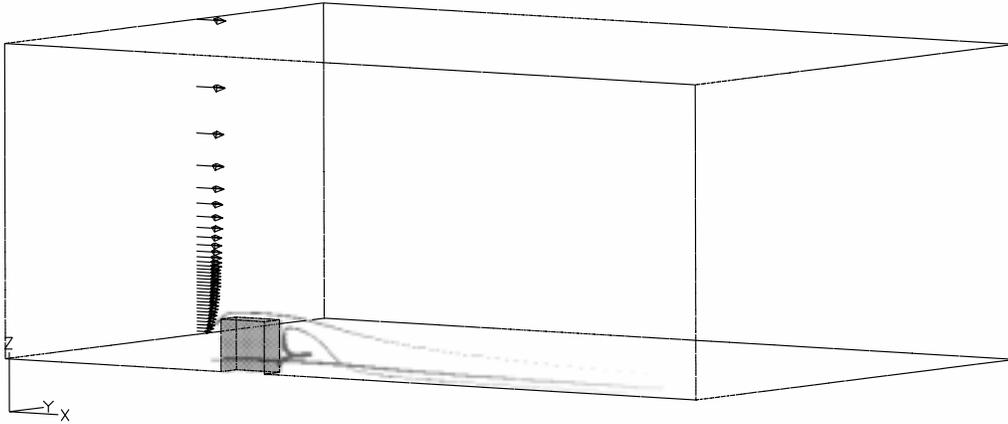


FIG. II.1.29 – *Domaine de la simulation MERCURE*

Le champ de vitesse dans le plan médian vertical est représenté sur la figure (FIG. II.1.30). On remarque clairement la zone de recirculation aval, sa longueur vaut approximativement $1.3h$. De plus on remarque que la structure tourbillonnaire en amont est assez mal représentée. Il n'existe pas non plus de recirculation sur la face supérieure, ce qui s'oppose aux mesures LDA. Ce problème est bien connu des simulations numériques utilisant un modèle de turbulence du type $k-\epsilon$ (ZHANG, 1991).

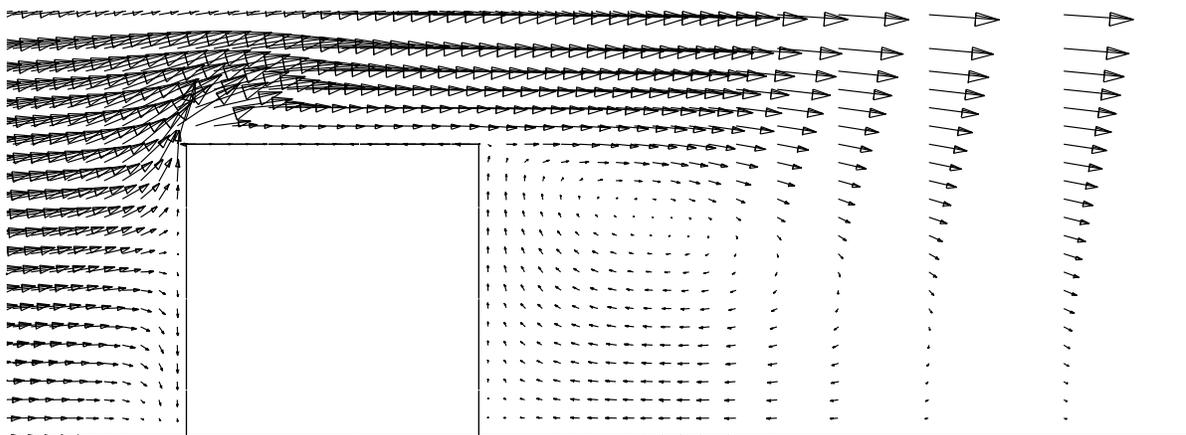


FIG. II.1.30 – *Champ de vitesse longitudinale moyenne dans le plan de symétrie vertical*

En effet lors des essais faits avec le LDA (non présentés ici) nous avons remarqué que la hauteur de l'écoulement retour sur la face supérieure était de l'ordre de 5 à 7% de la hauteur totale du cube, ce qui correspond à peu près à celle de la première maille de la simulation. Or dans cette première maille c'est la loi de paroi qui est utilisée pour déterminer la vitesse de frottement. On comprend donc aisément qu'il ne peut apparaître de zone de recirculation sur la face supérieure. Il est à noter que l'utilisation de modèle de turbulence du type $k-\epsilon$ a tendance à produire beaucoup trop de turbulence au niveau du bord d'attaque du cube (BREUER *et al.*, 1995) et que cette dissipation excessive amortit la création d'une zone de recirculation. ZHANG (1991) a effectué avec un modèle numérique équivalent à celui que l'on utilise (*Chensi*) une simulation similaire en diminuant le niveau de turbulence en amont (condition limite d'entrée). Il a montré qu'une zone de recirculation peut être obtenue. PATERSON et APLET (1990) ont également étudié l'influence de la turbulence amont et on déduit que le cisaillement incident permet d'observer la zone de recirculation amont mais réduit la taille de celle qui est en aval.

II.1.4.4.3 Comparaison

La figure (FIG. II.1.31) présente différents profils verticaux expérimentaux et numérique en aval de l'obstacle.

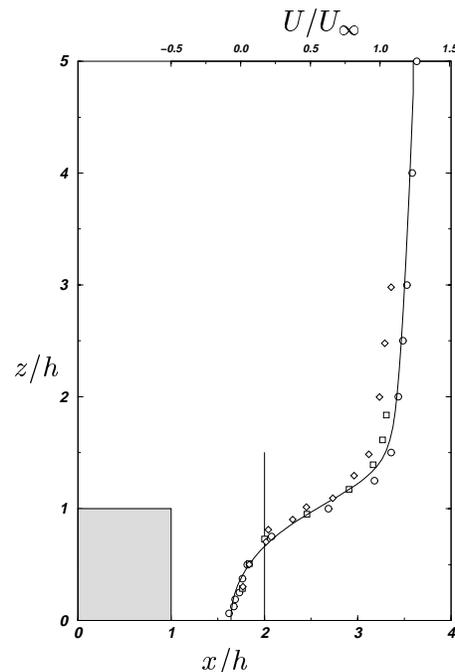


FIG. II.1.31 – Profils de vitesse moyenne longitudinale en aval du cube – \circ LDA, \diamond PIV, \square CASTRO et ROBINS (1977), — Simulation numérique

On peut voir une bonne adéquation entre les différents profils expérimentaux. Le problème soulevé par la présence du chariot de mesure dans le cas des mesures LDA est visible. En effet les profils issus des mesures PIV et celles de CASTRO et ROBINS présentent un léger déficit en partie haute, en dehors la la cavité. De même la simulation numérique semble correcte par rapport aux expériences.

II.1.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une description simplifiée de l'installation expérimentale ainsi que des techniques utilisées pour cette étude. Une évaluation de la couche limite se développant dans la veine d'essai a été faite au moyen de plusieurs techniques (Fil Chaud, LDA). Cette première série d'essais permet de montrer notre capacité à simuler le développement d'une CLA, en équilibre à partir de $7m$ par rapport à l'entrée de la veine. Elle permet, en outre, de mettre en évidence le blocage aérodynamique du chariot de mesure et des optiques du LDA. Une deuxième étude préliminaire a été faite dans une configuration simplifiée – le cas d'un cube unique. Cette nouvelle configuration permet de confronter également les mesures expérimentales avec les résultats de simulations numériques. Nous avons trouvé une correspondance acceptable entre ces différents résultats.

II.1.6 Bibliographie

- R.J. **ADRIAN** 1984. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs particle image velocimetry. *Applied Optics*, vol **23**, pp 1690–1691.
- D. **ARNAL**, J. **COUSTEIX** et R. **MICHEL** 1976. *Couche limite se développant avec gradient de pression positif dans un écoulement turbulent*. La Rech. Aérop. N° 1976–1.
- W.D. **BAINES** 1963. Effects of Velocity Distribution on Wind Loads and Flow Patterns on Buildings. *pp 197–225: Symp. on Wind Effects on Buildings and Structures – Teddington, England*, vol. vol 1.
- P.W. **BEARMAN** et J.E. **FACKRELL** 1975. Calculation of two-dimensional and axisymmetric bluff-body potential flow. *J. Fluid Mech.*, vol **72**, pp 229–241.
- M. **BREUER**, D. **LAKEHAL** et W. **RODI** 1995. Flow around a Surface Mounted Cubical Obstacle: Comparison of LES and RANS-results. *pp 13–15: VIEWEG-VERLAG*(ed), *IMACS-COST, lausanne*.
- H.H. **BRUUN** 1995. *Hot wire anemometry, principles and signal analysis*. Oxford Science Publications.
- I.P. **CASTRO** et A.G. **ROBINS** 1977. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *J. Fluid Mech.*, vol **79**, pp 307–335.
- J.E. **CERMACK** 1971. Laboratory simulation of the atmospheric boundary layer. *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. J.*, vol **9**, pp 1746–1754.
- G. **COMTE-BELLOT** 1976. Hot-Wire anemometry. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, pp 209–231.

- G. **COMTE-BELLOT** 1977. Hot wire and hot film anemometers. *pp 123–162*: B.E. **RICHARD**(ed), *Measurement of Unsteady Fluid Dynamic Phenomena*.
- J. **COUNIHAN** 1969. An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel. *Atmos. Env.*, **vol 3**, pp 197–214.
- J. **COUNIHAN** 1971. *Experimental Investigation of the Wake Behind a Two-Dimensional Block and Behind a Cube in a Simulated Boundary Layer Flow*. Central Electricity Research Lab., Surrey, England.
- J. **COUNIHAN** 1975. Adiabatic atmospheric boundary layers: a review and analysis of data from the period 1880–1972. *Atmos. Env.*, **vol 9 - n° 10**, pp 871–905.
- J. **COUSTEIX** 1989. *Turbulence et couche limite*. Cepadues-Edition.
- G.T. **CSANADY** 1967. On the Resistance Law of a Turbulent Ekman Layer. *J. Atmos. Sci.*, **vol 24**, pp 467–471.
- A.G. **DAVENPORT** 1965. The Relationship of Wind Structure to Wind Loading. *54–102: Wind Effects on Building and Structures*. Nat. Phys. Lab. Symp.
- J-P. **FAVERGER** 1977. *Étude et réalisation d'une soufflerie de simulation atmosphérique*. CNAM.
- N. **FERRUGIA**, S. **KANNE** et D.A. **GREENHALGH** 1995. 3-pulse digital particle image velocimetry. *Optics Letters*, **vol 20**, pp 1827–1829.
- R.P. **HOSKER JR.** 1982. *Methods for estimating wake flow and effluent dispersion near simple block-like buildings*. National Oceanic and Atmospheric Administration, Oak Ridge, TN.
- J.C.R. **HUNT** 1970. *Further Aspect And Theory of Wakes Behind Buildings and Comparison of Theory with Experiments*. Central Electricity Research Lab., Surrey, England.
- J.C.R. **HUNT** 1971. A theory for the laminar wake of a two-dimensional body in a boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **vol 49**, pp 159–178.
- J.C.R. **HUNT** 1975. Turbulent Velocities Near and Fluctuating Surfaces Pressures on Structures in Turbulent Winds. *pp 309–320: Fourth Int. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures – Heathrow (London)*.
- H.J. **HUSSEIN** et R.J. **MARTINUZZI** 1996. Energy balance for turbulent flow around a surface mounted cube placed in a channel. *Phys. Fluids*, **vol 8 - n° 3**, pp 764–780.
- H.P.A.H. **IRWIN** 1981. The design of spires for wind simulation. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, **vol 7**, pp 361–366.
- D. **JEANDEL**, B. **GAY**, J. **MATHIEU** et F. **SPETTEL** 1971. Méthode de détermination d'un convergent. *C. R. Acad. Sc.*, **vol 272**, pp 1662–1665.

- L.V. **KING** 1914. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry. *Phil. Trans Roy. Soc.*, **A vol 214**, pp 373–432.
- P.S. **KLEBANOFF** 1954. *Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient*. NACA TM N° 3178.
- P.S. **KLEBANOFF** et Z.W. **DIELH** 1952. *Some features of artificially thickened fully developed turbulent boundary layers with zero pressure gradient*. NACA TR 1110, pp 1165–1191.
- J.C. **LIN** et D. **ROCKWELL** 1994. Cinematographic system for high image density particle image velocimetry. *Expe. in Fluids*, **vol 17**, pp 110–117.
- C.G. **LOMAS** 1986. *Fundamentals of Hot Wire Anemometry*. Cambridge University Press.
- J.H. **MCCARTHY** 1964. Steady flow past non-uniform wire grids. *J. Fluid Mech.*, **vol 19**, pp 491–512.
- S. **MURAKAMI** et A. **MOCHIDA** 1990. 3-D numerical simulation of airflow around a cubic model by means of the $k-\epsilon$ model. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, **vol 31**, pp 283–303.
- Y. **OGAWA** 1973. *Effects of Building and Thermal Boundary Layer on Diffusion*. Thèse de Doctorat, Hokkaido University, Sapporo, Japan.
- Y. **OGAWA** et S. **OIKAWA** 1982. A field investigation of the flow and diffusion around a model cube. *Atmos. Env.*, **vol 16 - n° 2**, pp 207–222.
- S. **OKAMOTO** 1987. Turbulent shear flow behind a single row of bluff obstacles placed on plane boundary. *Atmos. Env.*, **vol 21 - n° 6**, pp 1295–1303.
- G.V. **PARKINSON** et T.J. **JANDALI** 1970. A wake source model for bluff body potential flow. *J. Fluid. Mech.*, **vol 40**, pp 577–594.
- D.A **PATERSON** et C.J. **APLET** 1990. Simulation of flow past a cube in a turbulent boundary layer. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, **vol 35**, pp 149–176.
- A.E. **PERRY** et G.L. **MORRISON** 1971. A study of the constant-temperature hot-wire anemometer. *J. Fluid Mech.*, **vol 47**, pp 577–599.
- C.J.D. **PICKERING** et N.A. **HALLIWELL** 1985. Particle image velocimetry: fringe visibility and pedestal removal. *Applied optics*, **vol 24 - n° 16**, pp 2474–2476.
- E.J. **PLATE** 1971. The Aerodynamics of Shelter Belts. *Agric. Meteorol.*, **vol 8 - n° 3**, pp 203–222.
- H. **SCHLICHTING** 1968. *Boundary-Layer Theory*. McGraw-Hill.
- W.H. **SNYDER** 1979. *The EPA Meteorological Wind Tunnel. Its Design, Construction and Operating Characteristics*. EPA-600/4-79-051.

-
- R.B. **STULL** 1988. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Pub.
- R.S. **THOMPSON** 1993. Building amplification factor for sources near buildings : a wind-tunnel study. *Atmos. Env.*, vol **27** - n° **15**, pp 2313–2325.
- A.A **TOWNSEND** 1956. *The Structure of Turbulent Shear Flow*. Cambridge University Press.
- J.H. **VINCENT** 1978. Scalar Transport in the near Aerodynamic Wakes of Surface Mounted Cubes. *Atmos. Env.*, vol **12** - n° **6–7**, pp 1319–1322.
- C.E. **WILLERT** et M. **GHARIB** 1991. Digital Particle Image Velocimetry. *Experiments in Fluids.*, vol **10**, pp 181–193.
- H.G.C. **WOO**, J.A. **PETERKA** et J.E. **CERMACK** 1977. *Wind-Tunnel Measurements in the Wakes of Structures*. NASA CR-2806, NTIS.
- B.T. **YANG** et R.N. **MERONEY** 1970. *Gaseous Dispersion into Stratified Building Wakes*. N° CER70–71BTY–RNM-8. Colorado State Univ., Fort Collins.
- C. **ZHANG** 1991. *Simulation numérique d'écoulements turbulents autour d'un obstacle*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Nantes.

II.2. Approche numérique

Dans le cas d'une émission polluante dans l'air, le transport et la dispersion de cette substance sont soumis aux diverses circulations atmosphériques dont l'échelle spatiale caractéristique varie entre plusieurs milliers de kilomètres et quelques millimètres. Entre ces deux échelles, il existe une circulation régionale dont l'échelle caractéristique est comprise entre quelques kilomètres et quelques dizaines mètres. C'est sur cette gamme d'échelles que se placent les écoulements en milieu urbain. Du fait de l'étendue du domaine d'étude, les mesures que l'on peut collecter dans l'atmosphère sont difficiles et coûteuses à réaliser. Elles ne fournissent, en général, qu'un aspect très discret de l'état de l'atmosphère et de la pollution, tant au niveau spatial que temporel. De plus ces mesures ne peuvent servir à faire de la prédiction. Ainsi une approche numérique, à l'aide de codes de simulation résolvant les équations de la Mécanique des Fluides peut avoir un intérêt dans ce cadre d'étude. Ce chapitre s'organise de la manière suivante : après avoir présenté brièvement les différentes approches numériques possibles pour traiter un écoulement turbulent, nous présenterons les équations de conservation du problème et développerons la fermeture de ces équations dans le cas d'un modèle de type $k-\varepsilon$. Ensuite nous évoquerons la modélisation de certains phénomènes atmosphériques développés dans le code MERCURE, enfin nous présenterons plusieurs cas tests.

II.2.1 Introduction – les différents modèles

La plupart des écoulements que l'on rencontre dans la nature sont turbulents. L'utilisation de simulations numériques pour la modélisation d'écoulements turbulents est relativement récente. C'est il y a cinquante ans, VON NEUMANN (1949) proposait une première approche numérique des problèmes de turbulence. Depuis de nombreuses méthodes virent le jour, et à l'heure actuelle, on peut dire qu'il existe six catégories principales de méthodes pour la simulation d'écoulements turbulents :

- La simulation directe (DNS), avec laquelle l'ensemble des échelles du mouvement est résolue.
- La simulation des grandes échelles (LES) qui résout les échelles les plus grandes du mouvement et modélise les plus petites. Cette approche peut être vue comme un compromis entre les fermetures en un point et la simulation directe.

- Les méthodes de fermeture en deux points, qui utilisent les équations de corrélation des vitesses en deux points distincts, et, plus habituellement, la transformée de FOURIER de ces équations. Cette approche est souvent limitée au cas d’une turbulence homogène.
- L’utilisation d’opérateurs de moyenne temporelle ou spatiale. Cette méthode, appelée méthode de fermeture en un point, est à la base des méthodes des équations de NAVIER–STOKES moyennées (RANS). Comme nous le verrons plus tard, ces équations ne forment pas un système fermé et nécessitent l’adjonction d’un modèle de turbulence.
- Les méthodes intégrales qui proviennent de l’intégration des équations du mouvement selon une ou plusieurs coordonnées. Généralement l’intégration réduit la difficulté du problème et les équations différentielles résultant sont souvent intégrables facilement. Cette méthode a été intensivement utilisée dans la cadre de la description du comportement d’une couche limite par exemple.
- L’utilisation de fonctions de corrélation comme, par exemple, la modélisation du transfert thermique en fonction du nombre de REYNOLDS et du nombre de PRANDTL. Cette méthode est principalement utilisée pour la compréhension des mécanismes de base d’un écoulement turbulent, elle est malheureusement limitée à des cas d’écoulement relativement simples et n’a pas de vocation numérique.

Ici, nous ne développerons que les trois premières méthodes précédemment citées.

II.2.1.1 La simulation directe

La DNS est une méthode qui résout les équations de NAVIER–STOKES instationnaires, tridimensionnelles. Elle suppose que toutes les échelles de la turbulence sont calculées sans moyenne ni approximation. Le résultat est une réalisation de l’écoulement étudié. Ainsi, ce type de modèle doit simuler les grandes échelles de la turbulence qui contiennent la majeure partie de l’énergie (échelles intégrales), mais également les échelles les plus petites, c’est à dire les échelles dissipatives. Une des conséquences importante est que, pour des nombres de REYNOLDS grands (pour que l’écoulement soit considéré comme turbulent), il est nécessaire de considérer des maillages extrêmement coûteux en nombre de points : TENNEKES et LUMLEY (1972) ont montré que pour des cas de turbulence homogène, en utilisant un maillage uniforme, le coût total (grille et pas de temps) d’une telle simulation était proportionnelle à R_e^3 . KIM *et al.* (1987) ont simulé un écoulement turbulent dans un canal rectangulaire dont le nombre de REYNOLDS, basé sur la demi-largeur du canal, était $R_e = 3300$ et le maillage comportait $4 \cdot 10^6$ nœuds. Malgré ce désavantage dû à la taille mémoire indispensable à une réalisation d’un écoulement, ainsi que le temps de calcul nécessaire pour obtenir une statistique représentative sur plusieurs réalisations (pour obtenir les quantités moyennes), cette méthode est un outil très utile pour comprendre le comportement de la turbulence, et comme le faisaient remarquer MOIN et MALHESH (1998), dans leur excellente

revue sur le sujet, il faut voir la DNS comme un outil de recherche plus que comme une approche utile pour des ingénieurs.

II.2.1.2 La simulation des grandes échelles

L'idée de base de cette méthode est de simuler directement les grandes échelles de la turbulence et d'approximer les plus petites (l'influence des plus petites échelles est modélisée par une approche statistique). On utilise une représentation numérique de l'écoulement et des équations de NAVIER–STOKES, comme dans le cas de la DNS, mais le nombre de REYNOLDS est tel que la résolution spatiale du schéma numérique est insuffisante pour décrire les échelles les plus fines. La LES fait donc une approximation de l'écoulement réel, dans lequel les échelles de la turbulence, à partir d'une certaine taille, manquent. Mais on sait que toutes les échelles de la turbulence jouent un rôle dynamique important et que l'absence de certaines échelles doit être, d'une manière ou d'une autre, corrigée. Cette correction est faite en additionnant un terme dit de sous-maille dans les équations du mouvement. Ce terme est supposé n'agir que sur les petites échelles et n'affecte pas les grandes structures qui sont simulées comme avec une DNS. Il est indispensable de définir avec précision les quantités à calculer, et donc de définir un champ de vitesse qui ne contient que les grandes échelles de champ total. Ceci est mis en œuvre en utilisant un filtre sur ce champ de vitesse (LEONARD, 1974). Une fois les équations du mouvement filtrées, il apparaît un tenseur inconnu dit contrainte de REYNOLDS, de sous-maille qu'il faut modéliser. Il existe de très nombreux modèles de cette contrainte, un des plus connus et des plus utilisés est sans doute le modèle de SMAGORINSKY (1963). La LES est de plus en plus utilisée dans des configurations géométriques complexes, et commence à être utilisée comme un outil quotidien par les ingénieurs. Pour l'application de la méthode LES à la CLA, on peut citer SCHMIDT et SCHUMANN (1989), KALTENBACH *et al.* (1994) et ANDREN *et al.* (1994).

II.2.1.3 Modèles RANS

Dans la majorité des cas réels, on est intéressé par la connaissance de quantités moyennes d'un écoulement turbulent (forces moyennes sur une surface, distribution spatiale de ces forces, ...). L'utilisation, dans un cas complexe, des deux méthodes précédemment citées est généralement trop coûteuse. Il est alors nécessaire d'utiliser des méthodes faisant intervenir les équations de NAVIER–STOKES moyennées. À cause du caractère non-linéaire des équations de NAVIER–STOKES, les opérateurs de moyenne font apparaître des termes supplémentaires qu'il faut modéliser, de plus le caractère non-local de certaines variables (comme la pression, par exemple) implique également une modélisation. La nature complexe de la turbulence implique qu'il n'est pas réaliste d'espérer traiter l'ensemble des situations à l'aide d'un seul modèle de turbulence. Ainsi donc, les modèles de turbulence devront être adaptés à chaque situation rencontrée et ils sont vus comme des outils d'approximation plus que comme des lois scientifiques. Dans la suite de ce travail nous avons utilisé un modèle de ce type dont nous présentons maintenant le principe de fonctionnement.

II.2.1.4 Le code *MERCURE*

Le code *MERCURE* est une version périphérique du code *ESTET* (MATTEI et RUPP, 1993) développée par le Laboratoire National d'Hydraulique (LNH) de la Direction des Études et Recherches (DER) d'EDF. Cette version périphérique est spécialement adaptée à la simulation numérique d'écoulements atmosphériques à échelles régionales (de l'ordre de 100 km) ainsi qu'à la dispersion d'effluents lourds, passifs ou légers en présence de topographies complexes (falaises, vallées, ...), d'obstacles ou de bâtiments. Il permet de rendre compte de variations de l'état thermique de l'atmosphère (atmosphère thermiquement stable, neutre ou instable).

Comme *ESTET*, *MERCURE* résout les équations de NAVIER-STOKES par une méthode de pas fractionnaires en différences finies ou volumes finis en régime transitoire ou permanent pour des écoulements laminaires ou turbulents. D'une manière générale *MERCURE* étend et adapte les possibilités d'*ESTET* à la simulation de la couche limite atmosphérique et de la dispersion de polluants. Par rapport à *ESTET*, les phénomènes traités par *MERCURE* de manière optionnelle sont les suivants :

- La prise en compte du relief sous la forme d'un maillage curviligne non-orthogonal.
- La simulation de conditions météorologiques à grandes échelles aux frontières du domaine de manière évolutive (« imbrication »).
- Le forçage thermique dû au rayonnement solaire et terrestre.
- La nature spécifique de la turbulence atmosphérique grâce à une paramétrisation spécifique du modèle de turbulence.
- L'utilisation de termes sources adaptés à la dispersion de polluants (sources volumiques, volumes instantanés, sources continues).

Pour plus de détails sur les fonctionnalités de *MERCURE*, le lecteur pourra lire la note de CARISIMO *et al.* (1995). Le code *MERCURE* est à la base de nombreux travaux de recherches. SOUFFLAND (1985) a développé une version périphérique du code *ESTET* permettant de prendre en compte la présence d'un relief complexe. BUTY (1988) est parti des travaux de SOUFFLAND (1985) pour apporter une paramétrisation des phénomènes turbulents, en particulier par l'introduction d'un modèle de type $k-\varepsilon$. HUGUET (1996), quant à lui, s'est intéressé à la modélisation des écoulements d'origine thermique et en particulier des phénomènes de brise de mer.

Nous allons préciser, dans une première étape, les équations résolues dans le code *ESTET*, dans une deuxième étape nous présenterons l'approche statistique retenue et les modèles de turbulence utilisables. Enfin nous donnerons les modifications apportées par la version périphérique *MERCURE*.

II.2.2 Équations de conservation

Ce code de calcul est basé sur la résolution des équations classiques de la mécanique des fluides (équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'enthalpie). Ces équations sont écrites pour un écoulement tridimensionnel d'un fluide NEWTONIEN, monophasique et homogène.

La masse volumique ρ du fluide peut être soit considérée comme une constante (hypothèse de fluide incompressible), soit déduite d'une équation d'état (par exemple celle des gaz parfaits). Les autres caractéristiques du fluide seront considérées comme des constantes (viscosité cinématique, conductibilité thermique, chaleur spécifique à pression constante, ...). Les écoulements traités sont des écoulements subsoniques en géométrie fixe.

II.2.2.1 Équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement

Dans le cadre d'une description eulérienne de l'écoulement, les équations de continuité (conservation de la masse) et de quantité de mouvement, déduites des principes fondamentaux de conservation, s'écrivent :

$$\partial_t \rho + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (\text{II.2.1})$$

et,

$$\partial_t (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla P + \nabla \cdot \mathbb{T} + \rho \mathbf{g} \quad (\text{II.2.2})$$

on notera \mathbf{u} la vitesse totale de l'écoulement et \mathbb{T} représente le tenseur des contraintes visqueuses qui, pour un fluide NEWTONIEN, nous est donné par la loi :

$$\mathbb{T} = \mu \left(-\frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbb{1} + (\nabla \mathbf{u} + \nabla^t \mathbf{u}) \right) \quad (\text{II.2.3})$$

où $\mathbb{1}$ est le tenseur identité. Dans l'équation de quantité de mouvement (II.2.2), les seules forces volumiques prises en compte sont les forces de gravité.

II.2.2.2 Équation de conservation de l'énergie

Les échanges énergétiques au sein de l'écoulement sont régis par le principe fondamental de conservation de l'énergie qui, pour l'énergie totale par unité de masse e_t , se traduit par :

$$\partial_t e_t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \cdot e_t) = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \nabla \cdot (p \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\mathbb{T} : \mathbf{u}) + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} \quad (\text{II.2.4})$$

Dans cette dernière équation, les termes du membre de droite représentent respectivement les phénomènes de conduction, la puissance des forces de pression, le travail des forces visqueuses et la puissance de la gravité. Classiquement le flux de chaleur \mathbf{q} est exprimé, en fonction de la température, par la loi de FOURIER :

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T \quad (\text{II.2.5})$$

La combinaison des équations de conservation permet de déduire une équation pour l'enthalpie h définie par :

$$h = e_t - \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 + \frac{P}{\rho} \quad (\text{II.2.6})$$

il vient,

$$\rho \cdot (\partial_t h + \mathbf{u} \cdot \nabla h) = (\partial_t p + \mathbf{u} \cdot \nabla p) + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \mathbb{T} : \nabla \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} \quad (\text{II.2.7})$$

Dans la mesure où le code *ESTET* permet de simuler plusieurs classes d'écoulement (fluide isotherme, non-isotherme dont le C_p est constant ou non, fluide binaire, ...) il est nécessaire de transporter dans certains cas la température T au lieu de l'enthalpie h . L'équation de conservation de l'énergie exprimée en fonction de la température s'écrit :

$$\rho C_p (\partial_t T + \mathbf{u} \cdot \nabla T) = T \beta (\partial_t p + \mathbf{u} \cdot \nabla p) + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \mathbb{T} : \nabla \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u} \quad (\text{II.2.8})$$

où β représente le coefficient de dilatation thermique. On rappelle que pour un gaz parfait $\beta T = 1$.

II.2.2.3 Équation de conservation de quantités scalaires

Considérons le cas d'un mélange de n espèces dans le domaine de simulation. La masse volumique partielle ρ_i de chaque espèce est définie par le rapport entre la masse de l'espèce i , présente dans le mélange, et le volume total. Cette quantité est régie par une équation de conservation, dérivée de l'équation de conservation de la masse, et qui prend la forme :

$$\partial_t \rho_i + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{u}) = \nabla \cdot \mathbf{J}_i + \mathcal{S}_i \quad (\text{II.2.9})$$

où \mathcal{S}_i représente le terme source de l'espèce i et le flux \mathbf{J}_i traduit la diffusion de l'espèce i dans le fluide. On peut alors définir la fraction massique Y_i de chaque constituant par :

$$Y_i = \frac{\rho_i}{\rho} \quad (\text{II.2.10})$$

la flux diffusif \mathbf{J}_i est déterminé grâce à la théorie des phénomènes irréversibles et en particulier par la loi de FICK :

$$\mathbf{J}_i = \mathcal{D}_i \nabla Y_i \quad (\text{II.2.11})$$

où \mathcal{D}_i représente le coefficient de diffusion de l'espèce i . L'équation (II.2.9) s'écrit alors :

$$\partial_t (\rho Y_i) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} Y_i) = \nabla \cdot (\mathcal{D}_i \nabla Y_i) + \mathcal{S}_i \quad (\text{II.2.12})$$

II.2.3 Traitement statistique

Le caractère non-déterministe de la turbulence rend son étude particulièrement difficile. En effet, même si l'on connaît la description complète d'un écoulement à un instant donné, il est impossible (à l'aide d'un modèle numérique) d'en déduire l'exacte évolution. À l'heure actuelle, nous pouvons distinguer deux grandes classes de méthodes de prédiction des écoulements turbulents. La première, qui s'est particulièrement développée ces dernières années, permet d'obtenir une évolution possible de toutes les échelles de la turbulence, ou d'une partie de ces échelles, il s'agit de la simulation directe (DNS). La seconde, plus classique, est fondée sur une approche statistique des écoulements turbulents. Dans ce cas, on ne décrit pas l'un des états possible d'un écoulement, mais l'état moyen de tous ces états. C'est sur cette description statistique que la plupart des modélisations de la turbulence sont construites, modélisation qui restent de nos jours des outils indispensables à l'étude de tout écoulement en géométrie complexe. C'est cette approche statistique qui a été choisie dans le code *ESTET*. Les différentes variables sont alors décomposées en une partie moyenne et une partie fluctuante.

II.2.3.1 Choix d'une décomposition

Toute variable Φ peut être considérée comme la somme d'une fonction déterministe et d'une fonction aléatoire du temps et de l'espace. Elle est donc décomposée en une partie moyenne et une partie fluctuante. On notera $\overline{\Phi}$ cette moyenne qui peut être définie par :

$$\overline{\Phi} = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi \cdot P(\Phi) d\Phi \quad (\text{II.2.13})$$

où P est la densité de probabilité de Φ . Chaque variable Φ s'écrit :

$$\Phi = \overline{\Phi} + \phi \quad \text{avec} \quad \overline{\phi} = 0 \quad (\text{II.2.14})$$

Cette décomposition dite de REYNOLDS, est habituellement utilisée pour des écoulements incompressibles. Utilisée pour des écoulements à masse volumique variable, la décomposition de REYNOLDS conduit à une forme compliquée des équations moyennes faisant intervenir de nombreuses inconnues supplémentaires. On préfère alors utiliser une moyenne pondérée par la masse, appelée moyenne de FAVRE. On définit la moyenne $\langle \Phi \rangle$ de Φ par :

$$\langle \Phi \rangle = \frac{\overline{\rho\Phi}}{\overline{\rho}} \quad (\text{II.2.15})$$

Il faut noter que dans le cas d'un fluide où la masse volumique est constante, la moyenne au sens de FAVRE et celle au sens de REYNOLDS sont identiques. Dans la suite on utilisera la notation $\langle \cdot \rangle$ pour les quantités moyennées selon l'opérateur de FAVRE (les variables sont alors écrites en majuscule), $\overline{\cdot}$ pour les variables moyennées au sens de REYNOLDS (masse volumique ρ et pression P), les quantités apparaissant sans ces deux opérateurs seront considérées comme des fluctuations de ces quantités. Cette décomposition est appliquée à toutes les variables du problème hormis la

masse volumique et la pression pour lesquelles la décomposition de REYNOLDS est conservée. On a alors :

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u} \\ P = \bar{P} + p \end{cases} \quad (\text{II.2.16})$$

II.2.3.2 Équations moyennées

En appliquant les décompositions précédentes aux équations de conservation il vient : pour la conservation de la masse,

$$\partial_t \bar{\rho} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \langle \mathbf{u} \rangle) = 0 \quad (\text{II.2.17})$$

pour la conservation de la quantité de mouvement,

$$\begin{aligned} \partial_t \bar{\rho} \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \cdot (\bar{\rho} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle) = & -\nabla \bar{P} - \frac{2}{3} \mu \nabla (\nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle) \\ & + \mu \nabla \cdot (\nabla \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla^t \langle \mathbf{u} \rangle) - \nabla \cdot (\bar{\rho} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle) + \bar{\rho} \mathbf{g} \end{aligned} \quad (\text{II.2.18})$$

pour l'équation régissant l'évolution de la température T ,

$$\begin{aligned} \bar{\rho} C_p (\partial_t \langle T \rangle + \langle \mathbf{u} \rangle \nabla \langle T \rangle) = & \langle T \beta \rangle (\partial_t \bar{P} + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \bar{P}) \\ & + \nabla \cdot (\lambda \nabla \langle T \rangle) - \nabla \cdot (\bar{\rho} \langle \mathbf{u} T \rangle) + \langle \Psi \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.2.19})$$

pour la conservation de la fraction massique i ,

$$\bar{\rho} (\partial_t \langle Y_i \rangle + \langle \mathbf{u} \rangle \nabla \langle Y_i \rangle) = \nabla \cdot (\bar{\rho} \mathcal{D}_i \nabla \langle Y_i \rangle) - \nabla \cdot (\bar{\rho} \langle \mathbf{u} Y_i \rangle) + \langle S_i \rangle \quad (\text{II.2.20})$$

$\langle \Psi \rangle$ représente la moyenne des termes de dissipation visqueuse dans l'équation (II.2.19). On remarque qu'apparaît dans les équations (II.2.18), (II.2.19) et (II.2.20) trois quantités inconnues :

$$\begin{cases} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle & \text{tenseur de REYNOLDS} \\ \langle \mathbf{u} T \rangle & \text{flux turbulent de température} \\ \langle \mathbf{u} Y_i \rangle & \text{corrélation vitesse-scalaire} \end{cases}$$

Ces trois quantités inconnues doivent être, soit modélisées, soit calculées à partir d'équations d'évolution. Le fait de calculer les corrélations d'ordre deux fait apparaître, à cause du terme de convection, des corrélations d'ordre trois, et ainsi de suite pour toutes les équations d'évolution

à tous les ordres. Les équations d'évolution pour les moments de vitesse d'ordre n contiennent des moments d'ordre $n + 1$, et aucune équation de ces moments ne peut être fermée à un ordre fini. En effet il n'existe aucun argument qui permette de dire que les moments tendent vers zéro lorsque l'ordre augmente. Ce problème de fermeture est l'obstacle majeur au développement d'une théorie rigoureuse sur la turbulence par une approche statistique. Une solution est de fermer une des séries d'équations par une relation qui lie les moments d'ordre $n + 1$ aux moments d'ordre n . Dans la version utilisée du code *ESTET* on considère une relation de fermeture entre les moments d'ordre deux et ceux d'ordre un.

II.2.3.3 Hypothèses de fermeture

Parmi les hypothèses de fermetures habituellement utilisées, celle, consistant à considérer les corrélations $\langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle$ comme des termes de contraintes au même titre que les contraintes visqueuses, est fréquemment utilisée. Ces corrélations sont alors reliées aux gradients de vitesses moyennes par l'intermédiaire d'une viscosité de turbulence (hypothèse de BOUSSINESQ). On note que, si la viscosité cinématique est une propriété du fluide, la viscosité turbulente, elle, est liée à l'écoulement considéré. Cette hypothèse de fermeture se traduit par :

$$\bar{\rho} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle = \frac{2}{3} (\bar{\rho}k + \mu_t \nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle) \cdot \mathbf{1} - \mu_t (\nabla \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla^t \langle \mathbf{u} \rangle) \quad (\text{II.2.21})$$

où k est l'énergie cinétique turbulente qui a pour définition :

$$k = \frac{1}{2} \langle \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \rangle \quad (\text{II.2.22})$$

La viscosité turbulente μ_t est, elle, reliée à l'énergie cinétique turbulente k et à son taux de dissipation ε en utilisant une analyse dimensionnelle :

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.2.23})$$

le calcul de μ_t implique l'introduction de deux équations supplémentaires d'évolution : l'une pour l'énergie cinétique turbulente k et l'autre pour son taux de dissipation ε .

En utilisant le même argument pour la modélisation de la corrélation vitesse-température on écrit :

$$\bar{\rho} \langle \mathbf{u} T \rangle = \frac{\mu_t}{\sigma_t} \nabla \langle T \rangle \quad (\text{II.2.24})$$

où σ_t est une constante, et pour la corrélation vitesse-scalaire :

$$\bar{\rho} \langle \mathbf{u} Y_i \rangle = \frac{\mu_t}{\sigma_c} \nabla \langle Y_i \rangle \quad (\text{II.2.25})$$

où σ_c est une constante.

II.2.3.4 Évolution de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation

Comme nous venons de la voir, l'expression de μ_t fait apparaître deux nouvelles quantités (k et ε) qu'il faut soit calculer soit modéliser (c'est la première solution qui est choisie ici). En retranchant l'équation (II.2.18) du champ de vitesse moyenne à celle de la vitesse instantanée (II.2.2) on obtient l'équation suivante :

$$\bar{\rho} \cdot (\partial_t \mathbf{u} + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u} - \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle)) = -\nabla p + \mu \nabla \cdot \nabla \mathbf{u} \quad (\text{II.2.26})$$

Il suffit de projeter cette équation pour deux composantes u_i et u_j de la vitesse fluctuante, de multiplier l'équation écrite pour u_i par u_j et celle écrite pour u_j par u_i , d'en faire la somme, de moyenner et de faire la somme des composantes en prenant $i = j$ pour obtenir l'équation :

$$\partial_t (\bar{\rho} k) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \langle \mathbf{u} \rangle k) = -\bar{\rho} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle - \nabla \cdot (\bar{\rho} \langle \mathbf{u} k \rangle + \langle \mathbf{u} p \rangle) + \nabla \cdot (\langle \mathbb{T} \cdot \mathbf{u} \rangle) - \bar{\rho} \varepsilon \quad (\text{II.2.27})$$

Dans cette dernière équation, les différents termes ont, respectivement, la signification suivante :

- Évolution temporelle de l'énergie cinétique turbulente.
- Transport de l'énergie par l'écoulement moyen.
- Transfert spatial de l'écoulement moyen vers l'écoulement fluctuant.
- Redistribution spatiale d'énergie due à l'agitation moléculaire.
- Redistribution spatiale d'énergie due à la turbulence.
- Dissipation d'énergie de l'écoulement fluctuant par effet de la viscosité.

L'équation exacte d'évolution contient de nombreux termes inconnus qu'il faut modéliser. En particulier le terme diffusif, qui apparaît dans l'équation (II.2.27) sera modélisé en utilisant une hypothèse analogue à celle faite pour la modélisation du flux turbulent. On écrit alors :

$$\bar{\rho} (\langle \mathbf{u} k \rangle + \langle \mathbf{u} p \rangle) = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \nabla k \quad (\text{II.2.28})$$

où σ_k est une constante. Le terme de production (premier terme du membre de droite de l'équation (II.2.27)) de turbulence ne nécessite pas de modélisation particulière. En effet les composantes du tenseur $\langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle$ peuvent être calculées à l'aide de l'hypothèse de BOUSSINESQ introduite précédemment. L'avant dernier terme de cette équation correspond à la diffusion moléculaire de k et s'écrit :

$$\langle \mathbb{T} \cdot \mathbf{u} \rangle = \mu \nabla k \quad (\text{II.2.29})$$

L'écriture d'une équation d'évolution sur le taux de dissipation ε dans un cas incompressible est plus problématique. Une solution peut être d'écrire l'équation exacte, non-fermée, du taux de

dissipation, d'analyser les différents termes et de faire une hypothèse de fermeture. Simplifions l'établissement de cette équation en présentant directement le résultat. Le lecteur pourra se référer à TENNEKES et LUMLEY (1972) pour plus de détails. Dans un cadre plus général d'écoulements à masse volumique variable, de nombreux auteurs comme JONES (1979), se contentent d'utiliser la forme incompressible, ce qui est fait dans *ESTET*. Par analogie avec l'équation d'évolution de l'énergie cinétique turbulente k on suppose que celle sur ε contient trois termes. Le premier est proportionnel au terme de production d'énergie turbulente qui apparaît dans l'équation (II.2.27) alors que le deuxième ne dépend que de k et ε , quant au dernier il représente un terme de diffusion du taux de dissipation. Il vient :

$$\bar{\rho} \partial_t \varepsilon + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \cdot \bar{\rho} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle - C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} + \nabla \cdot \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon \right) \quad (\text{II.2.30})$$

où $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ et σ_ε sont trois constantes.

On aboutit ainsi à un système d'équations pour k et ε qui s'écrit :

$$\begin{cases} \bar{\rho} (\partial_t k + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] - \bar{\rho} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle - \bar{\rho} \varepsilon \\ \bar{\rho} (\partial_t \varepsilon + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \nabla \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \cdot \bar{\rho} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle : \nabla \langle \mathbf{u} \rangle - C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k} \end{cases} \quad (\text{II.2.31})$$

Les différentes constantes qui apparaissent dans l'écriture des équations d'évolution pour l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation ont été déterminées grâce à de nombreuses simulations numériques (LAUNDER et SPALDING, 1974) et sont résumées dans le tableau (TAB. II.2.1).

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1	1.3

TAB. II.2.1 – Constantes intervenant dans le modèle k - ε

Compte tenu des différentes hypothèses de fermeture que l'on vient de faire, l'équation de conservation de quantité de mouvement moyenne (II.2.18) s'écrit :

$$\begin{aligned} \partial_t \bar{\rho} \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla \cdot (\bar{\rho} \langle \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} \rangle) = & -\nabla \bar{P} - \frac{2}{3} (\bar{\rho} k + (\mu + \mu_t) \nabla \cdot \langle \mathbf{u} \rangle) \\ & + \nabla \cdot \left((\mu + \mu_t) \left[\nabla \langle \mathbf{u} \rangle + \nabla^t \langle \mathbf{u} \rangle \right] \right) + \bar{\rho} \mathbf{g} \end{aligned} \quad (\text{II.2.32})$$

Comme on vient de le voir l'emploi du concept de viscosité turbulente permet de fermer le système d'équations de conservation posé précédemment. Ce concept a néanmoins des conséquences sur le comportement du modèle. En effet si l'on se restreint à des nombres de REYNOLDS importants

alors la viscosité turbulente μ_t est prépondérante devant la viscosité cinématique du fluide μ . Ceci montre également que les structures fines du champ $\langle \mathbf{u} \rangle$, de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ε , sont plus grandes que celles du champ de vitesse de différentes réalisations de cet écoulement instantané. Ce raisonnement paraît relativement raisonnable dans la mesure où ces structures sont des quantités moyennes qui varient sur des échelles déterminées par l'ensemble de la géométrie du problème et non pas une représentation des échelles fines de dissipation de chaque réalisation. Une des conséquences importantes est qu'un modèle de type k - ε est beaucoup moins contraignant qu'un modèle LES ou DNS, en terme de résolution spatiale et donc en terme de temps de calcul.

II.2.4 Les adaptations à l'atmosphère

Comme nous l'avons vu au chapitre 2 de la première partie, la pression et la masse volumique varie avec l'altitude, mais si l'altitude ne dépasse pas 1000 m, on se trouve dans le domaine d'application des écoulements dilatables traités par *ESTET*. Dans le cas contraire il faut alors utiliser certaines particularités développées spécifiquement dans *MERCURE*, comme par exemple le transport de la température potentielle.

II.2.4.1 Transport de la température potentielle

La température potentielle θ est une variable dérivée de la température T qui se conserve à travers les mouvements de détente adiabatique (ce qui n'est pas le cas de la température). En utilisant la définition donnée au chapitre 2 de la première partie (équation (I.2.1)), il vient :

$$\rho (\partial_t \theta + \mathbf{u} \cdot \nabla \theta) = \left(\frac{p_s}{p} \right)^{\gamma/C_p} \left[\nabla \cdot \left(\frac{\lambda}{C_p} \nabla T \right) + \Phi \right] \quad (\text{II.2.33})$$

II.2.4.2 Accélération de Coriolis

Dans la mesure où l'on s'intéresse à des écoulements atmosphériques et que les échelles spatiales et temporelles qu'il est nécessaire de considérer dans ce cas sont importantes, les effets de rotation de la terre ne sont alors plus négligeables. L'accélération de CORIOLIS provient du mouvement relatif dans le repère en rotation de la terre.

II.2.4.3 État de référence à grande échelle

Le fait de devoir prendre en compte des domaines géométriques de tailles importantes (plusieurs centaines de kilomètres) implique que les différentes variables du problème peuvent être décomposées comme étant la somme d'une variable évoluant à l'échelle synoptique (grande échelle), d'une variable évoluant à une méso-échelle et d'une variable représentant les fluctuations turbulentes. Dans le code *MERCURE* est faite l'hypothèse que les mouvements à l'échelle synoptique sont beaucoup plus lents que ceux à méso-échelle et que les gradients horizontaux à grandes échelles

sont négligeables devant ceux de la méso-échelle. On peut montrer que l'écoulement synoptique est en équilibre hydrostatique et géostrophique. Ces équilibres fondamentaux de l'atmosphère ont tendance à dominer le comportement de l'écoulement et rendent ainsi la résolution numérique instable. Il est d'usage de soustraire aux équations de conservation cet état fondamental avant la résolution numérique d'un pas de temps.

II.2.4.4 *Prise en compte de l'humidité*

Afin de rendre plus réalistes les simulations de l'atmosphère, le code *MERCURE* permet de prendre en compte les variations de teneur en eau dans l'air. Le fluide simulé est alors un mélange d'air sec et de vapeur d'eau (voir définition de l'humidité spécifique q au § I.2.1.2.3). Pour l'atmosphère la loi des gaz parfaits est choisie comme loi d'état. Ainsi cette loi s'écrit dans le cas d'air humide :

$$P = \rho R T = (\rho_a R_a + \rho_v R_v) T \quad (\text{II.2.34})$$

On peut faire apparaître une température T_v dite virtuelle en écrivant l'équation (II.2.34) :

$$P = \rho R_a T_v \quad (\text{II.2.35})$$

Dans le cas d'un air humide les équations de conservation de masse (II.2.1) et de quantité de mouvement (II.2.2) restent inchangées par rapport au cas d'un air sec. L'équation d'évolution de l'humidité spécifique, dans le cas où l'on ne modélise pas les phénomènes de changement de phase, est une équation de conservation d'un scalaire passif et s'écrit :

$$\rho (\partial_t q + \mathbf{u} \cdot \nabla q) = \nabla \cdot (\mu_q \nabla q) \quad (\text{II.2.36})$$

avec μ_q coefficient de diffusion moléculaire de l'humidité spécifique. Il est important de noter que l'humidité spécifique q joue un rôle prépondérant dans la dynamique de l'écoulement pour des climats tropicaux, en cas de brouillard ou pour la simulation des effets des nuages.

II.2.4.5 *Modification du modèle $k-\varepsilon$*

Le fait de prendre en compte les variations de masse volumique selon l'altitude et de remplacer l'équation de transport de la température T par celle de la température potentielle implique certaines modifications des équations d'évolution de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation. Dans le système d'équations (II.2.31), il faut rajouter à la première équation le terme :

$$\mathbf{G} = -\frac{\mu_t}{\langle \theta \rangle \sigma_t} \nabla \langle \theta \rangle \mathbf{g}$$

et dans la deuxième équation de ce système :

$$-\frac{\varepsilon}{k}C_{\varepsilon 3}\mathbf{G}$$

avec :

$$C_{\varepsilon 3} = 1 \text{ si } \mathbf{G} > 0 \text{ et } C_{\varepsilon 3} = 0 \text{ sinon}$$

De plus, dans le cas des écoulements atmosphériques, la fermeture par le modèle de type k - ε est modifiée dans le code *MERCURE* en prenant un jeu de constantes légèrement différent de la formulation classique. C'est celle de DUYNKERKE (1988) qui est retenue. Dans ce cas là, les constantes sont données dans le tableau (TAB. II.2.2) :

C_{μ}	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 1}$	σ_k	σ_{ε}
0.0033	1.46	1.83	1	2.38

TAB. II.2.2 – Constantes intervenant dans le modèle k - ε version atmosphérique

II.2.4.6 Maillage météorologique

La prise en compte de la topographie est une difficulté supplémentaire de la modélisation des écoulements atmosphériques. La plupart des modèles météorologiques utilisent un changement de coordonnées qui prend en compte le relief par l'intermédiaire de la pression réduite ($\sigma = p/p_{\text{sol}}$). Par contre dans le cadre d'une modélisation non-hydrostatique telle que celle de *MERCURE*, il est plus judicieux d'utiliser une transformation géométrique avec une nouvelle variable selon la verticale qui suit le relief. Pour cela on utilise une transformation affine de type homothétie. La nouvelle variable Z est définie par :

$$Z = H \frac{z - z_f}{H - z_f} \quad (\text{II.2.37})$$

où H est la hauteur verticale du domaine, z_f le relief. Ce changement de coordonnées est non conforme, ce qui implique que les termes de dérivation partielle introduisent dans ce nouvel espace des termes supplémentaires. Dans la version standard du code *ESTET* ces termes ne sont pas pris en compte, ils sont alors résolus de manière explicite dans le code *MERCURE*. Sachant qu'il s'agit d'une résolution explicite, il est indispensable que la modélisation du relief ne contienne pas de pentes trop importantes.

II.2.4.7 Paramétrisation du rayonnement

L'atmosphère et la surface terrestre sont soumises à deux types de radiation dont les spectres sont relativement bien séparés : le rayonnement solaire et le rayonnement thermique provenant de la surface terrestre. La description des effets radiatifs, dans un modèle atmosphérique, est importante pour déterminer le réchauffement et le refroidissement des couches de l'atmosphère et de

la surface terrestre, dont, le bilan énergétique conditionne la température de surface, condition à la limite du système atmosphérique. Les processus physiques de base (absorption, émission, diffusion, réflexion) sont assez bien connus en laboratoire ; le problème de paramétrisation des différents effets radiatifs vient de l'adaptation de ces processus dans un milieu atmosphérique pour lequel, en général, toutes les données nécessaires ne sont pas disponibles (LIU, 1980). De plus il est des situations météorologiques où ces effets radiatifs deviennent prépondérants pour la modélisation de l'évolution dynamique d'une couche limite atmosphérique comme, par exemple, l'apparition des brouillards radiatifs ainsi que leur dissipation. SACHWEH et KOEPKE (1995) étudient à cet effet la modélisation de la fréquence d'apparition de brouillard en milieu urbain et montrent que la densité des constructions dans une ville réduit sensiblement cette fréquence ; c'est à dire que les effets d'îlot de chaleur et d'humidité de la zone urbaine ont tendance à réduire l'apparition de brouillard. Il est malgré tout indispensable de faire un compromis entre la qualité de modélisation des effets radiatifs, qui demande des temps de calculs très importants, et la modélisation de l'écoulement atmosphérique proprement dit. Il faut donc utiliser une paramétrisation du rayonnement qui permette de traiter correctement ces effets dans la couche limite atmosphérique sans que les coûts de calculs deviennent prohibitifs ; ceci afin de décrire des phénomènes tels que l'épaississement des couches stables nocturnes et les processus d'interaction avec la turbulence dans des cas de couches nuageuses dont la présence conditionne bien sûr le réchauffement ou le refroidissement du sol. La séparation effective des spectres évoquée précédemment permet de traiter indépendamment les effets solaires et thermiques. Le code *MERCURE* possède un module de prise en compte des ces effets radiatifs, le lecteur pourra trouver un développement de ces paramétrisation dans MUSSON GENON (1993, 1994).

II.2.4.8 Paramétrisation des processus de surface

Dans le cadre d'une simulation fine de l'évolution dynamique d'une couche limite atmosphérique il paraît important de pouvoir paramétriser les différents processus qui prennent naissance à l'interface entre le sol et l'air. Ainsi le code *MERCURE* est doté d'une interface qui permet de paramétriser le champ de concentration en vapeur d'eau et la prise en compte des effets de celle-ci sur l'écoulement (DUPONT, 1993). Cela permet également l'introduction des effets radiatifs (voir § II.2.4.7) ainsi que l'introduction d'une interface sol-atmosphère déterminant la température et l'humidité de surface. DUPONT (1994) décrit le principe de cette méthode proposée par DEARDORFF (1978). Sa mise en œuvre nécessite la détermination préalable des caractéristiques locales du sol, qui peut être réalisée à l'aide d'une classification du sol en types d'occupation, déduite d'images satellitaires, et de valeurs « standards » des constantes pour chaque type de sol, trouvées dans la littérature. Les constantes sont alors moyennées à l'échelle de la maille de *MERCURE* à l'aide des pourcentages d'occupation dans cette maille.

II.2.4.9 Imbrication météorologique

Afin de modéliser de manière cohérente un problème météorologique il est indispensable de spécifier un ensemble correct de conditions initiales et aux limites pour obtenir une solution unique. On parle alors d'imbrication pour cet ensemble. Dans le cas d'un modèle méso-échelle on peut utiliser soit des mesures météorologiques à grandes échelles, soit des résultats de calculs provenant d'un code de simulation à ces grandes échelles, reportant ainsi le problème d'initialisation et de conditions limites à partir de mesures de ce modèle. Dans le traitement des conditions limites spatiales, on peut distinguer le sol qui correspond à une frontière réelle et qui joue un rôle primordial dans le forçage des circulations à méso-échelle (topographie, flux thermiques) des autres frontières du domaine de simulation (la face supérieure et les faces latérales) qui sont artificielles. Le code *MERCURE* possède un modèle d'imbrication qui peut être adaptatif (conditions météorologiques constantes imposées à l'initialisation et aux frontières) non-adapté aux situations instationnaires et un modèle d'imbrication évolutif (les conditions dites externes évoluent dans le temps).

II.2.5 Conditions limites

II.2.5.1 Type de conditions

Les conditions limites à imposer aux frontières du domaine peuvent être de plusieurs types. Il est possible d'imposer des conditions de type DIRICHLET (valeur imposée) ou de type NEUMANN (dérivée normale imposée). Les frontières du domaine de simulation peuvent se décomposer comme suit :

- Frontière d'entrée, les valeurs sont imposées pour toutes les grandeurs transportées.
- Frontière de sortie, les valeurs sont imposées par la convection pour toutes les grandeurs transportées. La vitesse est corrigée pour assurer la conservation du débit massique.
- Frontière de symétrie, les conditions imposées sont alors :
 - composante normale de la vitesse nulle,
 - dérivée normale nulle pour les scalaires, la pression et la composante tangentielle de la vitesse.
- Frontière de type paroi :
 - composante normale de la vitesse nulle et choix d'adhérence ou de frottement pour la composante tangentielle à la paroi. Ou glissement à la paroi.
 - flux ou valeur des autres variables imposés.

II.2.5.2 Loi de proche paroi

À proximité d'une paroi solide, la résolution des équations aux dérivées partielles nécessite l'utilisation d'un maillage de calcul très fin. En effet, dans une zone très mince, proche de la paroi (la sous-couche visqueuse) les coefficients de transport et d'échange varient de façon sensible. Ces fortes variations engendrent de fortes variations des variables principales du problème. La modélisation est alors insuffisante pour traiter ces zones. Une approche directe de ces mécanismes dans cette région nécessiterait la présence d'un nombre de points de calcul très important. Il existe au moins deux alternatives. Premièrement, on peut modifier le modèle de turbulence pour qu'il décrive le plus correctement possible la sous-couche visqueuse, c'est l'approche dite « Bas-Reynolds », proposée par de nombreux auteurs comme PATEL *et al.* (1984), RODI et MANSOUR (1993) ou WILCOX (1993). Les modèles « Bas-Reynolds » cherchent à reproduire les lois observées expérimentalement dans la sous-couche visqueuse, et des fonctions d'amortissement sont alors introduites dans les équations (II.2.31). La seconde approche consiste à appliquer la condition d'adhérence non pas à la paroi mais près de celle-ci, dans la zone logarithmique. On impose donc dans cette région :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \mathbf{x} = \frac{u_*}{\kappa} \left(\log \frac{u_* z}{\nu} + a \right) \\ k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \\ \varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z} \end{array} \right. \quad (\text{II.2.38})$$

Le système précédant donne les conditions limites à imposer sur une paroi. On remarque que la viscosité intervient dans le problème uniquement à travers la première équation du système (II.2.38) qui exprime l'influence résiduelle de la sous-couche visqueuse en dehors de celle-ci. Ainsi un modèle k - ε qui utilise ce type de condition limite dépend du nombre de REYNOLDS uniquement à travers la condition limite appliquée aux parois. Les paramètres de telles simulations sont ceux du modèle construit précédemment (TAB. II.2.1) qui déterminent κ (en effet $\kappa = (C_{\varepsilon 2} - C_{\varepsilon 1})\sigma_\varepsilon\sqrt{C_\mu}$). La constante a dans le système (II.2.38) est une donnée expérimentale généralement prise pour représenter un profil de couche limite sur plaque plane sans gradient de pression. Comme nous l'avons dit précédemment, le fait que pour le modèle k - ε , les différentes variables moyennes ne contiennent pas des échelles aussi fines que celles des réalisations indépendantes d'un même écoulement, permet d'avoir une résolution spatiale plus importante en comparaison avec d'autres modèles (la taille caractéristique d'une maille de résolution est en effet plus importante). Par contre il est indispensable de s'assurer de la bonne résolution spatiale en proche paroi, pour que les schémas numériques puissent être capable de capter correctement le comportement de la composante tangentielle de la vitesse ainsi que du taux de dissipation dans cette région.

II.2.6 Résolution numérique

II.2.6.1 Introduction

Dans cette partie nous allons donner une description sommaire des différents aspects numériques des codes *ESTET* et *MERCURE*. *ESTET* est un code de simulation numérique des écoulements fluides, il résout les équations de NAVIER–STOKES pour des grandeurs moyennes par une méthode de pas fractionnaires en différences finies et volumes finis, dans des domaines bi- et tridimensionnels en régimes transitoire ou permanent. Les maillages structurés monoblocs sont réalisés en coordonnées cartésiennes. *ESTET* utilise une grille semi-décalée pour les variables vitesses et pression. Les nœuds de vitesse, des variables de la turbulence, des scalaires transportés par une méthode des caractéristiques, sont à l'intersection des lignes du maillage. La pression et les scalaires faisant l'objet d'un traitement conservatif par une méthode de volumes finis sont au centre des cubes du maillage « vitesse » (voir FIG. II.2.1).

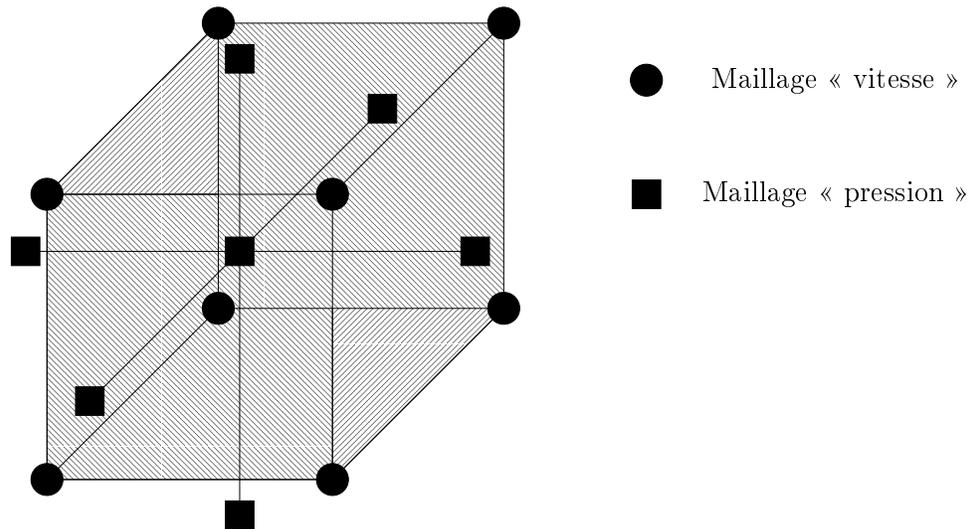


FIG. II.2.1 – Imbrication des maillages « vitesse » et « pression ».

La discrétisation temporelle utilise une méthode de pas fractionnaires. Celle-ci consiste à décomposer le calcul en plusieurs étapes. Cette succession d'étapes permet d'appliquer des algorithmes spécifiques à la nature de l'opérateur différentiel à discrétiser.

II.2.6.2 Le schéma temporel

Le code *ESTET* utilise une méthode de pas fractionnaires analogue à celle développée par YANENKO (1968). Le principe de cette méthode est de séparer les différents opérateurs pour les discrétiser à l'aide de techniques numériques spécifiques et adaptées à leur nature (hyperbolique, parabolique, elliptique). La méthode considérée nécessite la présence d'une dérivée en temps (fictive pour la recherche de solution stationnaire), chaque pas de temps est décomposé en trois étapes principales. Soit t^n le pas de temps courant où toutes les variables aux nœuds du maillage

sont connues. Considérons une équation générique d'une variable moyenne Φ , représentant les différentes équations du système qu'il faut résoudre :

$$\partial_t \Phi + \mathbf{u} \nabla \Phi = \nabla \cdot K_e \nabla \Phi + \mathcal{S} \quad (\text{II.2.39})$$

où K_e représente le coefficient de diffusion effectif (somme du coefficient de diffusion moléculaire et turbulent), et \mathcal{S} un terme de forçage externe (gravité, force de CORIOLIS, ...). On notera

$$\left[\mathcal{G} \right]_{n+i}^{n+j}$$

l'opérateur assurant le passage de l'étape $n+i$ à l'étape $n+j$ pour la quantité \mathcal{G} , il vient :

– Étape d'advection :

$$\frac{\Phi^{n+1/4} - \Phi^n}{\delta t} = - \left[\mathbf{u} \nabla \Phi \right]_n^{n+1/4} \quad (\text{II.2.40})$$

– Étape de diffusion :

$$\frac{\Phi^{n+1/2} - \Phi^{n+1/4}}{\delta t} = - \left[\nabla \cdot K_e \nabla \Phi \right]_{n+1/4}^{n+1/2} \quad (\text{II.2.41})$$

– Étape de forçage externe :

$$\frac{\Phi^{n+3/4} - \Phi^{n+1/2}}{\delta t} = - \left[\mathcal{S} \right]_{n+1/2}^{n+3/4} \quad (\text{II.2.42})$$

– Étape de pression (pour la quantité de mouvement) :

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^{n+3/4}}{\delta t} = - \left[-\frac{1}{\rho} \nabla \bar{P} \right]_{n+3/4}^{n+1} \quad (\text{II.2.43})$$

avec l'équation de conservation de la masse comme contrainte.

En additionnant ces différentes étapes on montre que les termes intermédiaires disparaissent et l'on retrouve une approximation des équations de départ. On montre que ce schéma est d'ordre un, en temps.

II.2.6.3 Discrétisation des différentes étapes

– Advection :

La première étape calcule la contribution de la convection. Les grandeurs concernées par cette étape sont les trois composantes de la vitesse, la température (ou la température potentielle), l'énergie cinétique turbulente, son taux de dissipation ainsi que toutes les quantités scalaires transportées. L'équation considérée à cette étape est résolue selon une méthode des caractéristiques qui consiste à remonter durant le pas de temps δt la trajectoire définie par le champ de vitesse aux points où la solution Φ est cherchée. Cette solution est ensuite interpolée au nœuds du maillage. Cette dernière interpolation est un des points faibles de la méthode parce qu'il est difficile de concevoir une méthode d'interpolation conservative. Dans la plupart des cas on prendra une interpolation cubique.

– Diffusion :

Cette deuxième étape est résolue par une méthode de différences finies d'ordre deux centrée en espace, fractionnaire, semi-implicite. Dans le but d'obtenir des systèmes linéaires simples à inverser, la résolution utilise une méthode de direction alternée qui consiste à décomposer cette étape en trois sous-étapes en résolvant successivement la diffusion dans chacune des trois directions de l'espace. À chaque pas de temps, il est effectué une permutation circulaire dans l'ordre des trois directions pour ne pas introduire de direction privilégiée dans la solution. L'opérateur de diffusion que l'on vient de décrire est appliqué à toutes les variables du problème sauf pour les quantités turbulentes. En effet la présence dans les équations d'évolution de k et ε de termes sources dépendant des quantités moyennes ainsi que d'un terme de dissipation visqueuse pour l'équation de l'énergie cinétique turbulente dépendant de cette énergie, demande une résolution couplée de ces équations. La résolution est assurée par une méthode dite « aux incréments » ; c'est à dire une décomposition de la variable à l'étape $n + 1$ en la variable à l'étape n plus un incrément de cette variable, la linéarisation des termes non linéaires aux incréments puis la résolution par inversion du système linéaire.

– Forçage externe :

L'ajout des diverses quantités de forçage, qui peuvent être calculées en chaque nœud du maillage, se fait de manière explicite.

– Pression :

Cette dernière étape consiste à calculer le champ de pression compatible avec l'équation de continuité. En prenant la divergence de l'équation (II.2.43) il vient une équation de type POISSON à résoudre pour la pression. La résolution de cette équation se fait par une méthode itérative qui utilise une méthode de gradients conjugués.

II.2.7 Turbulence et dispersion ponctuelle dans une couche limite

II.2.7.1 Objectif

Nous venons de présenter les principales caractéristiques du code *MERCURE*, dans le cadre de notre étude nous n'avons pas utilisé les adaptations spécifiques à l'atmosphère parce que nous cherchons à modéliser des phénomènes sur des échelles spatiales et temporelles relativement petites (échelle spatiale de l'ordre de la taille des obstacles et de temps de l'ordre du temps de convection du champ de vitesse à travers ce groupe d'obstacles). Nous allons maintenant utiliser le code *MERCURE* dans un cas d'application pratique : on considère la couche limite simulée dans la soufflerie et présentée au § II.1.3. On rappelle que des mesures au fil chaud ont été faites dans le développement de cette couche à l'aide d'une sonde croisée. Deux types d'expériences ont été réalisées en changeant l'orientation de la sonde afin d'obtenir les trois composantes de fluctuation de vitesse. De plus nous avons réalisé une expérience de dispersion à partir d'une source ponctuelle dans cette couche. Le but de ce paragraphe est de comparer des

résultats de simulations numériques faites avec *MERCURE*, et les résultats des diverses expériences précédemment citées. *MERCURE* est prévu pour simuler des phénomènes à l'échelle atmosphérique, il paraît donc utile de simuler un cas réel à cette échelle. Nous avons donc utilisé un critère de similitude géométrique dont le facteur valait $\mathcal{L} = 100$ entre la soufflerie et la simulation numérique. Le domaine de simulation se présente de la façon suivante :

- Longueur 600 mètres.
- Largeur 100 mètres.
- Hauteur 100 mètres.

Les conditions initiales ainsi que les conditions limites pour cette simulation sont déduites de l'expérience, nous utiliserons le profil de vitesse moyenne à 6 m ainsi que les différents profils de vitesse fluctuante à cette abscisse pour reconstruire le champ initial de *MERCURE*. Le maillage comporte 61 nœuds dans la direction de l'écoulement, 21 nœuds dans la direction transverse et 37 selon la verticale (la hauteur de la première maille vaut 0.5 m).

II.2.7.2 Champ de vitesse moyenne

Les figures (FIG. II.2.2a) et (FIG. II.2.2b) présentent l'évolution du profil de vitesse moyenne selon l'axe longitudinal pour deux positions successives. On remarque que la simulation faite avec *MERCURE* donne des résultats satisfaisants, néanmoins, la simulation numérique produit un champ de vitesse légèrement moins rapide en partie basse et très légèrement plus rapide en partie haute de la couche.

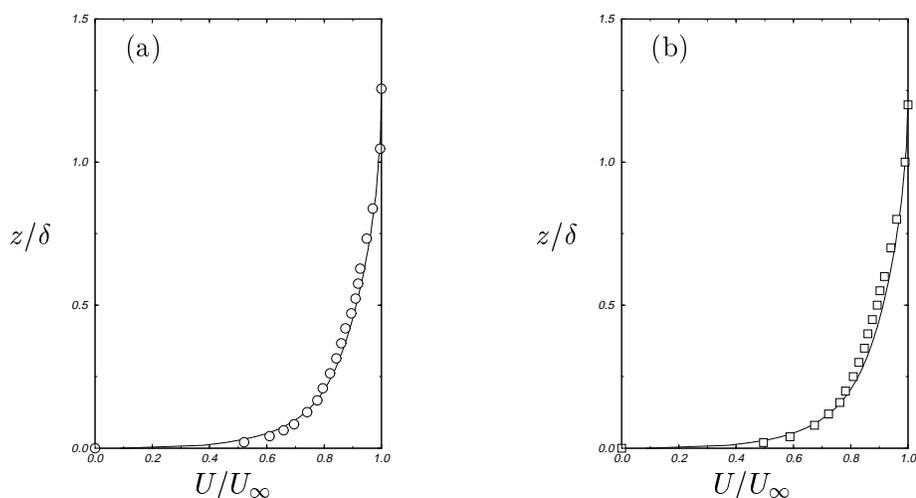


FIG. II.2.2 – Profils de vitesse – (a) à 8m — Simulation, \circ Soufflerie (b) à 9m — Simulation, \square Soufflerie

Le tableau (TAB. II.2.3) résume les deux évolutions de couche limite entre l'expérience et la simulation, le symbole \mathcal{S} est utilisé pour les résultats issus de la soufflerie et le symbole \mathcal{M} pour

Position dans la veine (m)	δ_S (m)	U_∞^S	δ_M (m)	U_∞^M
6	0.4228	5.223	41.960	5.218
7	0.4536	5.187	45.844	5.235
8	0.4776	5.153	48.054	5.247
9	0.5051	5.102	49.426	5.259
10	0.5288	5.044	50.246	5.269
11	0.5404	4.984	51.270	5.283

TAB. II.2.3 – Caractéristiques de l'évolution de la couche limite – comparaisons entre la soufflerie et *MERCURE*.

la simulation numérique. On peut remarquer que la simulation numérique reproduit correctement l'évolution de la hauteur de couche limite δ (l'erreur est inférieure à 5%), par contre le code n'est pas capable de reproduire la réduction de vitesse externe. Cela provient du fait qu'il existe un léger gradient de pression longitudinal dans la soufflerie, et que ce gradient de pression n'a pas été imposé lors de la simulation numérique.

II.2.7.3 Énergie cinétique turbulente

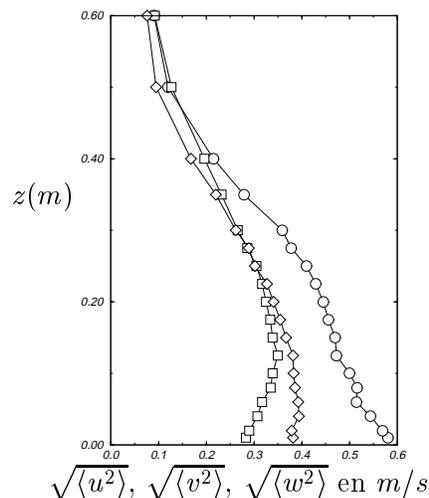


FIG. II.2.3 – Profils des fluctuations de vitesse – $\circ \sqrt{\langle u^2 \rangle}$, $\diamond \sqrt{\langle v^2 \rangle}$ et $\square \sqrt{\langle w^2 \rangle}$

La figure (FIG. II.2.3) présente la répartition des fluctuations de vitesse selon les trois composantes dans la soufflerie à 8 m par rapport à l'entrée de la veine. Les figures (FIG. II.2.4a) et (FIG. II.2.4b) montrent la reconstruction de l'énergie cinétique turbulente dans la soufflerie et le profil de k simulé par *MERCURE*. On remarque que la simulation numérique produit un pic de turbulence en proche paroi, ceci est un défaut connu du code, provenant de l'interpolation de la

loi de paroi avec la valeur de la première maille.

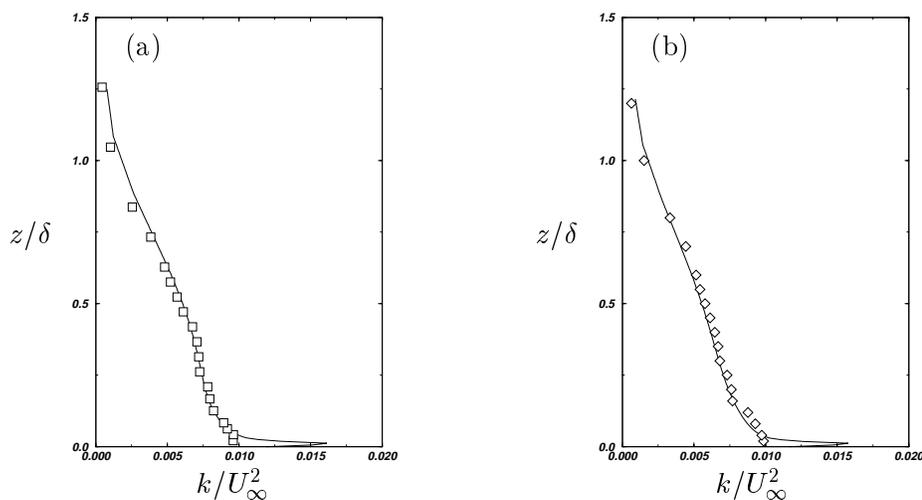


FIG. II.2.4 – Profils d'énergie cinétique turbulente k – (a) à 8m — Simulation, \square Soufflerie (b) à 9m — Simulation, \square Soufflerie

II.2.7.4 Champ de concentration

Lors de l'expérience nous avons placé une source d'éthane à 7.3 m par rapport au système de déclenchement de COUNIHAN, l'orifice de sortie du gaz traceur est à 40 mm de la paroi et son orientation est dans le sens de l'écoulement. Sur les figures (FIG. II.2.5a) et (FIG. II.2.5b) nous avons tracé la concentration adimensionnée :

$$\chi = \frac{CU_h h^2}{Q} \quad (\text{II.2.44})$$

où U_h est la vitesse à 80 mm de haut, h l'échelle caractéristique de longueur (hauteur des obstacles dans la soufflerie) et Q le débit massique (fixé à $4.21 \cdot 10^{-5} \text{ kg/s}$).

On remarque sur ces figures que la concentration calculée par *MERCURE* est de l'ordre de 10% moins élevée en proche paroi. Ceci est sûrement dû à la loi de paroi utilisée pour déterminer le champ de vitesse ainsi que la turbulence (où on a observé un pic dans cette zone, voir FIG. II.2.4a et b).

II.2.8 Modélisation des obstacles par une perte de charge

II.2.8.1 Concept

Dans certaines situations la complexité géométrique (passage à travers une grille, à travers des faisceaux de tubes, écoulements en présence de nombreux obstacles, ...) rend irréaliste la simulation du cas considéré par une voie numérique traditionnelle. En effet si les équations résolues par le code de simulation permettent en principe la description d'écoulements turbulents

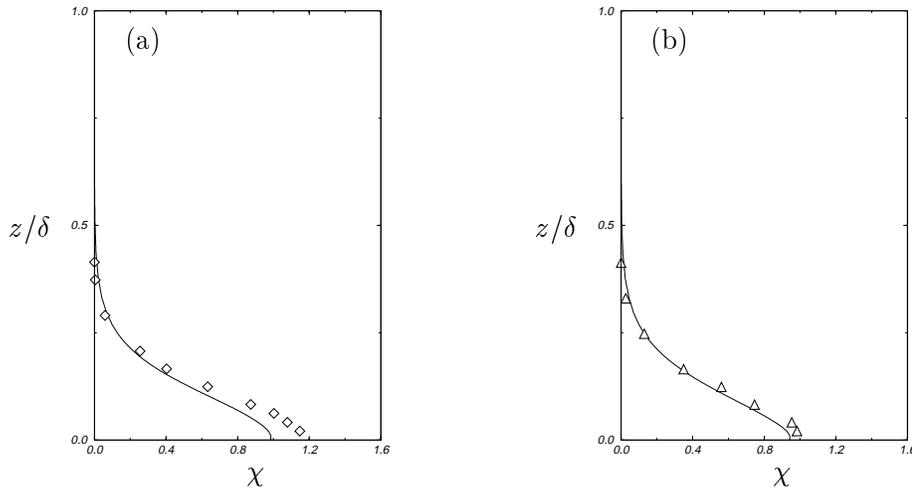


FIG. II.2.5 – Profils verticaux de concentration – (a) à 8.22m — Simulation, \diamond Soufflerie (b) à 8.30m — Simulation, \triangle Soufflerie

quelconques, il est en pratique impossible de représenter finement à la fois les écoulements liés aux petites structures et l'écoulement moyen. Si l'on souhaite privilégier davantage l'écoulement d'ensemble, on peut tenter de rendre compte uniquement, de façon simplifiée, de l'influence des petites singularités (celles dont la prise en compte augmenterait de manière considérable la taille du maillage). Un tel modèle a été développé dans le code *ESTET*, cette procédure est décrite dans la note de PENIGUEL et RUPP (1991). Pour cela l'influence globale des singularités est prise en compte en utilisant un modèle de pertes de charge. Nous allons donc modéliser la présence d'un groupe d'obstacles par une perte de charge dans l'écoulement.

II.2.8.2 Modélisation des pertes de charge

Il s'agit de modéliser les pertes de charge distribuées dans une géométrie quelconque. Cette perte de charge provient d'un processus irréversible de transformation de l'énergie mécanique en chaleur. Classiquement, on modélise les effets d'une perte de charge par une approche tensorielle (BEAR, 1988). Cette modélisation modifie les équations de conservation de quantité de mouvement traduite par l'ajout d'un terme supplémentaire. Dans la suite on notera \mathbf{H} ce terme qui représente la contrainte (due à la pression et à la contrainte visqueuse) sur une zone de l'écoulement modélisée par cette perte de charge. Classiquement \mathbf{H} (ou plutôt sa moyenne au sens de FAVRE) est modélisée par :

$$\langle \mathbf{H} \rangle = -\bar{\rho} \mathbb{K} \cdot \langle \mathbf{u} \rangle \quad (\text{II.2.45})$$

On relie le terme de pertes de charge à la vitesse moyenne locale en introduisant le tenseur \mathbb{K} dont les composantes sont imposées par le type de calcul à effectuer. L'introduction de ce terme de pertes de charge dans les équations de conservation de quantité de mouvement induit également

des modifications dans les équations d'évolution de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation. Les deux termes supplémentaires sont respectivement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{u_*^3}{\kappa h} \quad \text{pour l'équation sur } k \\ C_{\varepsilon 2} \frac{\sqrt{C_\mu} u_*^4}{\kappa^2 \kappa h} \quad \text{pour l'équation sur } \varepsilon \end{array} \right. \quad (\text{II.2.46})$$

où, D_h étant le diamètre hydraulique,

$$u_*^2 = \frac{D_h}{4\rho} \nabla P \cdot \mathbf{x} \quad (\text{II.2.47})$$

Lors du développement de ce module, PENIGUEL et RUPP se sont rendus compte que les termes supplémentaires ne jouaient pas un rôle prépondérant dans la détermination de la turbulence et que sans une modélisation plus poussée de ces termes, l'utilisateur « standard » n'y aurait pas accès ! Ainsi seul le modèle k - ε décrit précédemment peut être utilisé.

II.2.8.3 Calculs des coefficients de pertes de charge

Dans le code *ESTET* les coefficients de pertes de charge k_{ij} sont modélisés par l'expression :

$$k_{ij} = \xi \frac{|\mathbf{u} \cdot \mathbf{x}_i|}{2\Delta x_i} \quad (\text{II.2.48})$$

où \mathbf{x}_i est la i^e direction (x , y , ou z) et Δx_i la taille de maille caractéristique dans la zone de pertes de charge singulière. La perte de charge singulière due à la présence d'obstacles peut s'écrire :

$$\Delta \langle H \rangle = \xi \frac{\langle \mathbf{u}^2 \rangle}{2g} \quad (\text{II.2.49})$$

où $\langle \mathbf{u}^2 \rangle$ est la vitesse débitante dans une section droite de référence, ξ est le coefficient de perte de charge singulière qui est en général une fonction de la géométrie de la singularité et du nombre de REYNOLDS. Lorsque le nombre de REYNOLDS est assez grand, ξ n'en dépend plus, et sa valeur numérique caractérise alors la singularité considérée. On remarque que le terme $\Delta \langle H \rangle$ est une perte de charge exprimée en mètres alors que le terme $\langle H \rangle$, dans *ESTET*, est homogène à une force par unité de volume. Il convient donc de ne pas confondre la définition de chacun de ces termes. De plus, le terme de perte de charge dans le code *ESTET* est calculé à partir d'une vitesse locale et non d'une vitesse de référence dans une section en amont de la singularité non-perturbée par celle-ci. En conséquence, il paraît difficile de relier le terme de perte de charge théorique que l'on notera ξ^t avec celui imposé dans *ESTET* (noté dans la suite ξ^e).

On rappelle que la charge moyenne $\langle H \rangle$ dans une section S d'un écoulement, est le quotient $E/\rho g q_v$ du débit d'énergie mécanique total par le débit en poids. On a :

$$\left\{ \begin{array}{l} E = \int_S \left(P + \rho gh + \rho \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \\ q_v = \int_S \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \end{array} \right. \quad \text{où } \mathbf{n} \text{ est la normale sortante à } S. \quad (\text{II.2.50})$$

Nous allons, dans un premier temps, effectuer des simulations numériques d'une perte de charge singulière représentant les effets d'un obstacle bidimensionnel dans un écoulement de couche limite, et les comparer au cas d'un obstacle bidimensionnel dont les parois sont réelles.

II.2.8.4 Simulation des pertes de charge d'un obstacle bidimensionnel

II.2.8.4.1 Champ de vitesse

Considérons le cas d'un barreau, de section carré au sol, plongé dans un écoulement de couche limite (voir FIG. II.2.6).

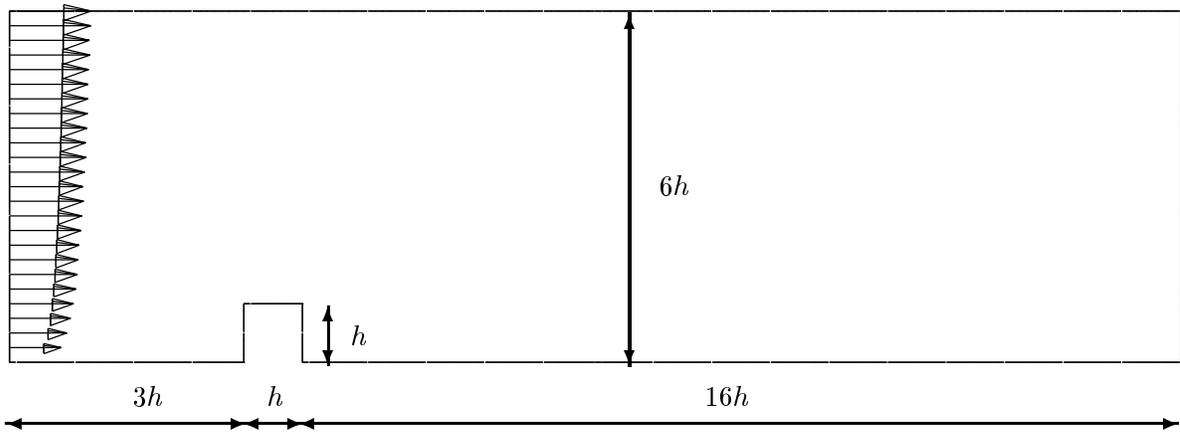


FIG. II.2.6 – Simulation bidimensionnelle d'une perte de charge, cas d'un obstacle

Le but de cette simulation n'est pas de décrire précisément l'écoulement autour de cet obstacle (le lecteur pourra se référer à CASTRO (1979) pour une analyse précise de cet écoulement), mais plutôt de quantifier les effets d'une perte de charge imposée pour représenter les effets d'un tel obstacle sur l'écoulement. Ainsi nous avons simulé un obstacle de 8 m de haut avec une résolution d'un mètre dans tout le domaine (maillage régulier dont chaque maille, dans toutes les directions, a une longueur de 1 m). Calculons maintenant la perte de charge d'une telle singularité. Si l'on fait l'approximation que la perte de charge introduite est uniquement due à la traînée \mathbf{F}_T de l'obstacle, on peut écrire que la perte d'énergie mécanique dans le domaine par seconde est exactement le travail effectué par la force de traînée :

$$\Delta E = \rho g \Delta H = \mathbf{F}_T \cdot \mathbf{U} \quad (\text{II.2.51})$$

où \mathbf{U} est la vitesse caractéristique dans la section d'entrée. En exprimant que la force de traînée s'écrit :

$$\mathbf{F}_T = \frac{1}{2} \rho s C_D \mathbf{U} \quad (\text{II.2.52})$$

où C_D est le coefficient de traînée, et s est la projection de la surface de l'obstacle dans le sens de l'écoulement. Il vient,

$$\Delta H = C_D \frac{s}{S} \frac{\mathbf{U}^2}{2g} \quad (\text{II.2.53})$$

c'est à dire que le coefficient de perte de charge ξ^t s'écrit :

$$\xi^t = C_D \frac{s}{S} \quad (\text{II.2.54})$$

Dans le cas où le profil de vitesse n'est pas uniforme en entrée, il convient de calculer différemment le coefficient de traînée C_D . On notera C_{De} le coefficient de traînée équivalent lorsque le profil n'est pas uniforme. On a dans ce cas là :

$$\mathbf{F}_T = \int_s \frac{1}{2} \rho C_D \mathbf{u}^2(z) ds = \frac{1}{2} \rho \mathbf{U}^2 s C_{De} \quad (\text{II.2.55})$$

donc, par unité de longueur transversale,

$$C_{De} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta C_D \frac{\mathbf{u}^2(z)}{\mathbf{U}^2} dz \quad (\text{II.2.56})$$

Si l'on considère un profil de vitesse selon la direction \mathbf{x} , qui suit une loi en puissance du type :

$$\frac{u}{U} = \left(\frac{z}{\delta} \right)^{1/n} \quad (\text{II.2.57})$$

avec comme définition de la vitesse caractéristique U :

$$U = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u(z) dz \quad (\text{II.2.58})$$

on obtient :

$$C_{De} = \frac{C_D}{1 + 2/n} \left(\frac{h}{\delta} \right)^{2/n} \quad (\text{II.2.59})$$

	ΔH	l_r/h
Obstacle	$1.25506 \cdot 10^{-1}$	5.125
$\xi^e = 0.1$	$2.896 \cdot 10^{-2}$	0
$\xi^e = 1.0$	$8.689 \cdot 10^{-2}$	0
$\xi^e = 10.0$	$1.2551 \cdot 10^{-1}$	4.125
$\xi^e = 100.0$	$1.3561 \cdot 10^{-1}$	3.0

TAB. II.2.4 – Pertes de charges et longueur de recirculations associées à différents ξ^e

Dans notre cas, en prenant une loi de puissance en $1/7^e$ et une épaisseur de couche limite de 0.5 m avec un coefficient de traînée dans le cas uniforme C_D qui vaut 1.2 il vient que $C_{De} = 0.5528$, ceci est proche de la valeur trouvée par CASTRO (1979) par mesure de pression ($C_{De \text{ CASTRO}} = 0.55$). On en déduit que le coefficient de perte de charge ξ^t vaut $8.864 \cdot 10^{-2}$. La perte de charge théorique associée a pour valeur $9.324 \cdot 10^{-2} \text{ m}$.

Nous avons effectué plusieurs simulations avec le code *ESTET* en fixant diverses valeurs du coefficient de perte de charge ξ^e . En effet, sachant que dans le code la perte de charge associée est calculée à partir de la vitesse locale (non connue à l'avance) et non à partir d'une vitesse de référence, il est impossible de déterminer par avance le coefficient ξ^e qui permettrait d'imposer la bonne perte de charge. Le tableau (TAB. II.2.4) compare, pour les différentes valeurs de ξ^e , la perte de charge dans le domaine ainsi que la longueur de la zone de recirculation l_r derrière l'obstacle (lorsque cette dernière existe).

On remarque que la valeur de $\xi^e = 10.0$ paraît donner une perte de charge comparable au cas où les parois sont simulées et relativement proche de la valeur de pertes de charge théorique. De plus comme on peut le voir sur la figure (FIG. II.2.7) le champ de vitesse est relativement conforme à celui de la figure (FIG. II.2.8), cas où les parois sont simulées. La longueur de recirculation est, dans le cas avec pertes de charge, 20% inférieure à la valeur du cas avec parois.

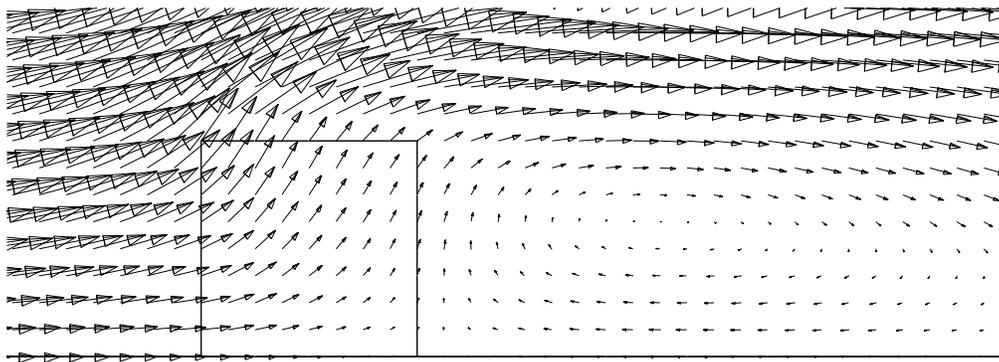
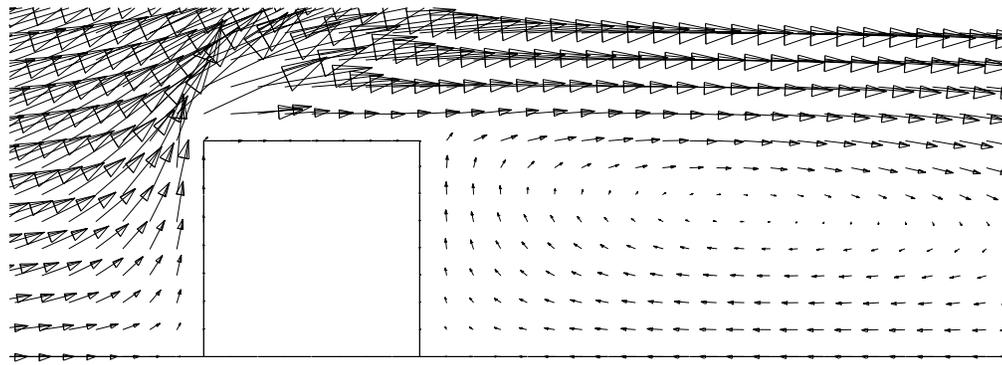
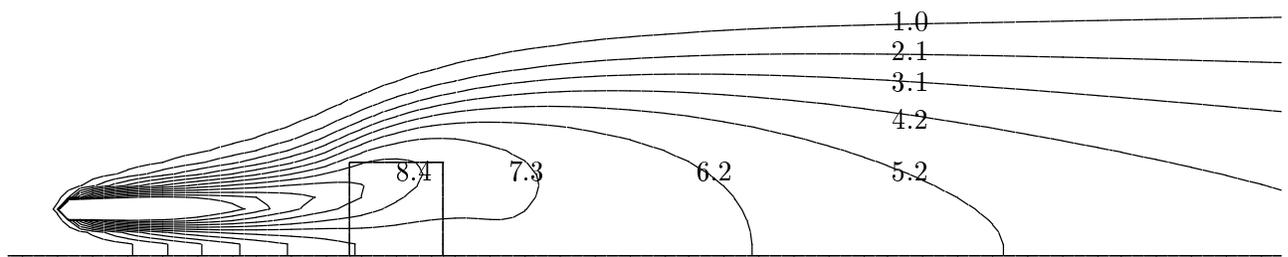


FIG. II.2.7 – Champ de vitesse avec pertes de charge $\xi^e = 10.0$

FIG. II.2.8 – *Champ de vitesse avec simulation des parois*

II.2.8.4.2 Dispersion

Nous avons montré que l'approche de la modélisation par des pertes de charge permettait de respecter la perte de charge globale due à la présence d'un obstacle, et que le champ de vitesse était dans ce cas là relativement conforme au cas d'une simulation avec un obstacle réel. Il convient donc, maintenant d'effectuer des simulations de dispersion pour vérifier la validité du modèle de pertes de charge pour la simulation d'une dispersion dans un groupe d'obstacle. Considérons le cas précédent d'un obstacle bidimensionnel plongé dans une couche limite et ajoutons une source ponctuelle en amont de l'obstacle. La source est placée $3h$ en amont de l'obstacle à $1/2h$ de hauteur. Nous fixons le débit massique Q à 1 kg/s .

FIG. II.2.9 – *Champ de concentration avec pertes de charge $\xi^e = 10.0$*

On peut voir sur les figures (FIG. II.2.9) et (FIG. II.2.10) présentant le champ de concentration adimensionné χ . On remarque que le champ de concentration calculé en utilisant le modèle de pertes de charge représente de manière satisfaisante l'effet de l'obstacle. Néanmoins, le champ au voisinage de l'obstacle et relativement mal simulé, le modèle de pertes de charge n'est pas capable de représenter correctement la zone de recirculation. Ceci est également visible sur la

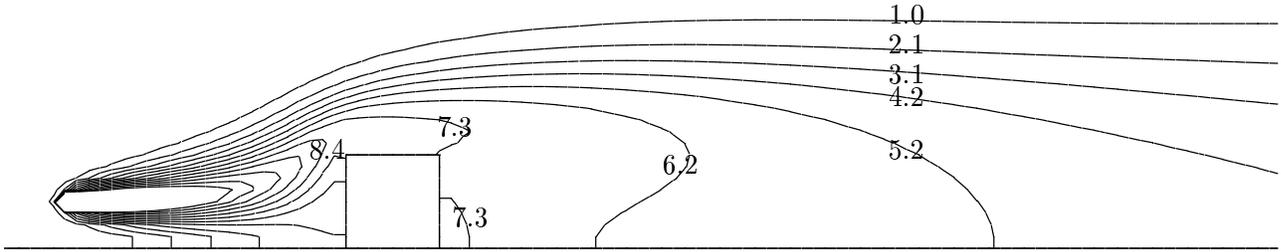


FIG. II.2.10 – *Champ de concentration avec simulation des parois*

figure (FIG. II.2.7), où l'on observe que le cœur du mouvement tourbillonnaire est décalé de $0.3 h$ en amont par rapport au modèle de loi de paroi. De même en amont de l'obstacle, la divergence des lignes de courant, avec le modèle de pertes de charge, étant moins importante, et l'obstacle étant poreux, les iso-lignes de concentration sont relativement différentes de celles simulées avec les lois de paroi. Par contre, si l'on regarde d'une manière plus globale le champ de dispersion, en étudiant la concentration maximum (FIG. II.2.11a) et l'écart-type (FIG. II.2.11b) en fonction de la distance longitudinale, on remarque que le comportement du modèle de pertes de charge est satisfaisant.

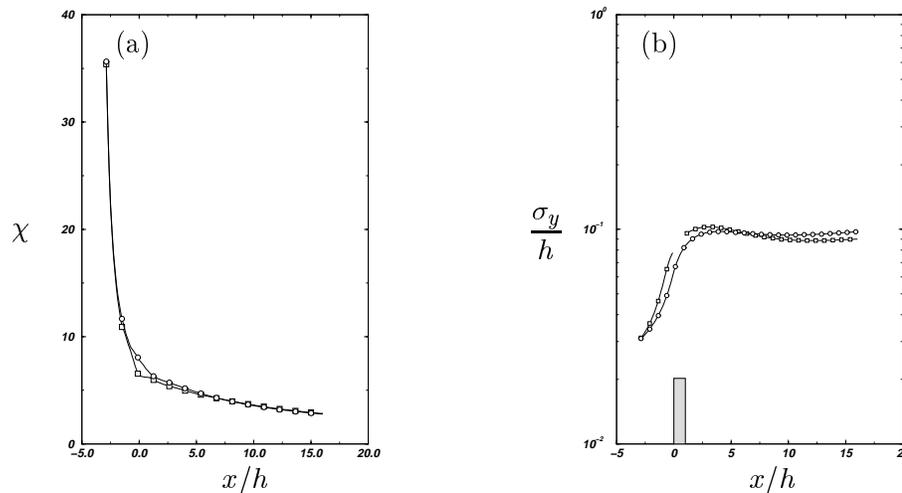


FIG. II.2.11 – (a) *Profils de concentration maximum*, (b) *Écart-type* – \circ *modèle de pertes de charge*, \square *modèle de loi de paroi*

II.2.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé le code de simulation numérique *MERCURE*, que nous utiliserons dans la troisième partie pour l'étude de la dispersion dans des groupe d'obstacles. Nous avons tout d'abord exposé le modèle de turbulence ($k-\epsilon$) classique puis les diverses améliorations

apportées à ce code pour une représentation plus réaliste des phénomènes atmosphériques. Nous avons également montré qu'il était possible, par comparaison avec des résultats expérimentaux, de simuler de manière assez satisfaisante la dispersion, à partir d'une source ponctuelle, dans une couche limite. Puis, dans un cas simplifié, nous avons montré qu'il était possible d'utiliser un modèle de perte de charge, pour représenter les principaux effets d'un obstacle sur le champ de vitesse et de concentration. Nous utiliserons ce modèle pour simuler la présence de nombreux obstacles dans l'écoulement, lorsque leur nombre ne rendra plus réaliste une simulation tridimensionnelle avec des lois de paroi.

II.2.10 Bibliographie

- A. ANDREN, A.R. BROWN, J. GRAF, P.J. MASON, C.-H. MOENG, F.T.M. NIEUWSTADT et U. SCHUMANN 1994. Large-eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: a comparison of four computer codes. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, vol 120 - n° 520, pp 1457–1484.
- J. BEAR 1988. *Dynamics of fluids in porous media*. Dover Pub. Inc.
- D. BUTY 1988. *Paramétrisation de la turbulence atmosphérique dans un code méso-météorologique tridimensionnel et non-hydrostatique*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard – Lyon I.
- B. CARISSIMO, E. DUPONT, L. MUSSON GENON et O. MARCHAND 1995. *Note de principe du code MERCURE version 3.1*. EDF-DER, HE-3395007B.
- I.P. CASTRO 1979. Relaxing wakes behind surface-mounted obstacles in rough wall boundary layers. *J. Fluid Mech.*, vol 93, pp 631–659.
- J.W. DEARDORFF 1978. Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation. *J. of Geophys. Sci.*, vol 63, pp 1898–1903.
- E. DUPONT 1993. *Prise en compte de la vapeur d'eau dans le code MERCURE (Version 3.1)*. EDF-DER. HE-3393015.
- E. DUPONT 1994. *Paramétrisation des processus de surface dans le code atmosphérique MERCURE (Version 3.1)*. EDF-DER. HE-3394026.
- P.G. DUYNKERKE 1988. An application of the k - ϵ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. *J. of Atmos. Sci.*, vol 45, pp 865–880.
- F. HUGUET 1996. *Contribution à la modélisation numérique du phénomène de brise de mer*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard – Lyon I.
- W.P. JONES 1979. *Models for Turbulent Flows with variable density and combustion*. VKI lectures Series.

- H.-J. KALTENBACH, T. GERZ et U. SCHUMANN 1994. Large-eddy simulation of homogeneous turbulence and diffusion in stably stratified shear flow,. *J. Fluid Mech.*, vol 280, p 1–40.
- J. KIM, P. MOIN et R. MOSER 1987. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, vol 177, pp 133–166.
- R.E. LAUNDER et D.B. SPALDING 1974. *Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press.
- A. LEONARD 1974. Energy cascade in large eddy simulations of turbulent fluid flows. *Adv. in Geophys.*, vol 18A, pp 237–248.
- K.N. LIOU 1980. *An introduction to atmospheric radiation*. Int. Geophys. Ser. 25, Academic Press.
- J.D. MATTEI et I. RUPP 1993. *Notice d'utilisation du code ESTET version 3.1*. EDF-DER. HE-4493-21B.
- P. MOIN et K. MALHESH 1998. Direct Numerical Simulation: A tool in turbulence research. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol 30, pp 75–112.
- L. MUSSON GENON 1993. *Paramétrisation du rayonnement infra-rouge dans le code atmosphérique MERCURE (Version 3.1)*. EDF-DER. HE-3393012.
- L. MUSSON GENON 1994. *Paramétrisation du rayonnement solaire dans le code atmosphérique MERCURE (Version 3.1)*. EDF-DER. HE-3394009.
- V.C. PATEL, W. RODI et G. SCHEUERER 1984. Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows : a review. *AIAA J.*, vol 23 - n° 9, pp 1908–1319.
- C. PENIGUEL et I. RUPP 1991. *ESTET version pertes de charge. Modélisation, méthode numérique et mise en œuvre*. EDF/DER HE-44-91-18.
- W RODI et N.N MANSOUR 1993. Low Reynolds number $k-\varepsilon$ modelling with the aid of direct simulation data. *J. Fluid Mech.*, vol 250, pp 509–529.
- M. SACHWEH et P. KOEPKE 1995. Radiation fog and urban climate. *Geophys. Res. Lett.*, vol 22 - n° 9, pp 1073–1076.
- H. SCHMIDT et U. SCHUMANN 1989. Coherent structure of the convective boundary layer derived from large eddy simulations. *J. Fluid Mech.*, vol 200, pp 511–562.
- J. SMAGORINSKY 1963. General circulation experiments with the primitive equations, part I: The basic experiments. *Mon. Wea. Rev.*, vol 91, p 99.
- D. SOUFFLAND 1985. *Développement et validation d'un modèle tridimensionnel non-hydrostatique d'écoulements méso-météorologiques en terrain complexe – le code Mercure*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

H. TENNEKES et J.L. LUMLEY 1972. *A first course in turbulence*. MIT Press.

J. VON NEUMANN 1949. *Recent theories of turbulence*. Vol. 6. Ed. Macmillan Co., John von Neumann Collected Works, pp 437-472.

D.C. WILCOX 1993. *Turbulence Modelling for CFD*. DCW Industries Inc. – La Canada, CA.

N.N YANENKO 1968. *Méthode à pas fractionnaires*. A. Colin.

II.3. Approche potentielle

Dans un premier temps, afin de pouvoir identifier et comprendre l'effet topologique décrit dans la première partie, nous souhaitons obtenir un champ de vitesse suffisamment simple qui décrit l'écoulement en présence d'un unique obstacle. L'exposé qui suit est dédié à la compréhension de l'effet topologique sur l'écoulement ainsi que sur la dispersion. La théorie très puissante des écoulements potentiels va nous permettre de regarder ce phénomène précisément, en effet ce type d'approche suppose que le fluide est non-visqueux, ce qui implique que l'on omet les couches limites le long des surfaces de chaque obstacle ainsi que les sillages en aval de ceux-ci. Donc la modélisation de l'écoulement reproduit un comportement symétrique des lignes de courant par rapport à l'obstacle considéré. L'avantage de l'approche potentielle est qu'elle peut fournir, dans certains cas simples, des solutions analytiques du champ de vitesse en utilisant des transformations conformes. Par contre ces techniques de transformations ne peuvent s'appliquer dans le cas général de plusieurs obstacles, il est donc nécessaire de développer des moyens numériques de calculs d'écoulements potentiels dans un groupe d'obstacles. Les solutions analytiques (lorsqu'elles existent) serviront de cas de références pour les solutions numériques.

II.3.1 Généralité

Considérons le cas de la dispersion turbulente d'une source placée dans un écoulement avec un obstacle bidimensionnel. La diffusion de matière dans un écoulement turbulent est l'un des problèmes les plus importants dans les domaines de l'ingénierie et de la météorologie, et beaucoup de problèmes pratiques de dispersion sont présents au sein d'écoulement turbulents complexes perturbés par des obstacles tels que des bâtiments ou des collines. Ces perturbations dynamiques du fluide affectent de manière complexe le champ de diffusion (HUNT *et al.*, 1979). Un grand nombre d'expériences ont eu lieu pour obtenir des mesures du champ de concentration moyen d'un polluant dans l'air autour ou derrière un obstacle de forme simple (ARYA *et al.*, 1981 ; CAGNETTI, 1975 ; CASTRO et SNYDER, 1982 ; HIGSON *et al.*, 1996). PUTTOCK (1979) a mesuré le champ de concentration d'un rejet de gaz linéique placé soit à l'intérieur soit à l'extérieur de la zone de recirculation d'un cylindre, et comparé ces résultats au modèle théorique basé sur l'équation de diffusion de PUTTOCK et HUNT (1979). De même CASTRO et ROBINS (1977), OGAWA et

OIKAWA (1982) ont mesuré le champ de concentration moyen d'un rejet ponctuel en présence d'un cube placé dans une couche limite turbulente. L'ensemble des références citées ci-dessus, ainsi que la majorité des études de ce type, se focalisent sur le champ aval de l'obstacle. Relativement peu d'études ont été faites en amont d'un obstacle, lieu où la distorsion de la turbulence joue un rôle crucial pour le développement du panache (TSUNODA *et al.*, 1993). HUNT et MULHEARN (1973) ont développé un modèle statistique lagrangien pour le problème de diffusion turbulente autour d'un obstacle bidimensionnel, ils ont montré qu'il n'est pas suffisant de considérer que la matière est transportée le long des lignes de courant et qu'elle diffuse à partir de celles-ci. Il faut prendre en compte le fait que ces lignes de courant divergent en amont de l'obstacle puis qu'elles reconvergent en aval; ceci amplifiant puis réduisant la dispersion (par rapport au cas sans obstacle). Le deuxième effet important à prendre en compte est que la turbulence elle-même varie le long de ces lignes de courant. Cette variation est due à l'inhomogénéité du champ de vitesse (distorsion de la turbulence par l'écoulement moyen ainsi que la divergence des lignes de courant), mais également due à l'effet de blocage induit par l'obstacle (présence de parois). Nous allons tout d'abord rappeler quelques résultats essentiels sur les écoulements potentiels. Nous appliquerons ensuite, ces modèles potentiels à deux cas de références : le cas du cylindre puis le cas du rectangle. Ces résultats seront utilisés pour une comparaison avec les méthodes de singularités exposées dans la suite de ce chapitre.

II.3.2 Généralités sur les écoulements potentiels

On considère un écoulement de fluide parfait (sans viscosité) bidimensionnel incompressible. on ajoute à ces hypothèses que cet écoulement soit également irrotationnel, ainsi le champ de vitesse dérive d'un potentiel f , obéissant à l'équation de LAPLACE. Il existe alors deux fonctions ϕ et ψ harmoniques (c'est à dire qu'elles sont toutes deux solutions de l'équation $\Delta f = 0$ dite de LAPLACE). Ces fonctions sont respectivement la partie réelle et imaginaire de f (on fait ici l'hypothèse supplémentaire que f est holomorphe sur le plan complexe \mathbb{C}). On peut décomposer la fonction potentielle de l'écoulement f par :

$$f(x, y) \equiv \phi(x, y) + i\psi(x, y) \quad (\text{II.3.1})$$

Les fonctions ϕ et ψ sont telles que si u et v désignent les composantes (horizontale et verticale respectivement) de la vitesse \mathbf{u} alors on a les conditions dites de CAUCHY suivantes :

$$\begin{cases} u = \partial_y \psi = \partial_x \phi \\ v = -\partial_x \psi = \partial_y \phi \end{cases} \quad (\text{II.3.2})$$

Les lignes où ϕ est constant correspondent à des lignes équipotentiels alors que les lignes où ψ est constant correspondent à des lignes de courant. Ces deux familles de courbes sont

orthogonales entre elles. La connaissance de la fonction potentielle permet, grâce aux conditions de CAUCHY (II.3.2), de déterminer complètement le champ de vitesse \mathbf{u} . On utilise dans ce cas la vitesse complexe w définie par :

$$w(x, y) = u - iv = \partial_z f \quad (\text{II.3.3})$$

Où $z = x + iy$ sera la coordonnée courante dans le plan complexe.

II.3.3 Transformation conforme

II.3.3.1 Généralités

Dans le cas général il n'est pas possible de déterminer analytiquement la fonction potentielle f . Il est donc nécessaire d'utiliser une transformation conforme. On définit une transformation conforme \mathcal{G} qui permet de passer de l'espace initial \mathbb{C} à l'espace final \mathbb{E} par la relation :

$$\zeta = \mathcal{G}(z) \quad (\text{II.3.4})$$

Avec $\zeta = \xi + i\eta$ et $z = x + iy$. Soit $\psi(x, y)$ une ligne équipotentielle et $\phi(x, y)$ une ligne de courant. Alors $\Phi(\xi, \eta) \equiv \psi(x(\xi, \eta), y(\xi, \eta))$ ainsi que $\Psi(\xi, \eta) \equiv \phi(x(\xi, \eta), y(\xi, \eta))$ sont respectivement une ligne équipotentielle et une ligne de courant dans l'espace \mathbb{E} . De plus en chaque point ζ de l'espace \mathbb{E} les valeurs de Ψ et Φ sont les mêmes que celles de ψ et ϕ dans l'espace \mathbb{C} . Le changement de variables $(x, y) \mapsto (\xi, \eta)$ transforme le potentiel f en F dans le nouvel espace. F est une représentation de l'écoulement potentiel cherché dans l'espace transformé. Les deux potentiels sont reliés par :

$$F(\zeta) = f(z) = f(\mathcal{G}^{-1}(\zeta)) \quad (\text{II.3.5})$$

Cela signifie que s'il est possible de trouver une transformation \mathcal{G} passant de l'espace \mathbb{C} à l'espace \mathbb{E} dans lequel on sait calculer l'écoulement potentiel défini par F , on pourra alors, grâce à l'équation (II.3.5), déterminer la fonction f qui définit l'écoulement dans l'espace initial. Dans certains cas, on sera même amené à utiliser une suite de transformations. Lorsque l'écoulement est limité par des frontières solides de forme quelconque, on tâchera de se ramener à des espaces intermédiaires dans lesquels l'image de ces frontières sera de forme simple (cercle, demi-plan). L'intérêt d'une transformation conforme dans le cadre des écoulements potentiels est qu'elle donne la possibilité de transformer un écoulement dont le comportement est inconnu en un écoulement beaucoup plus facile à déterminer. La difficulté de déterminer les fonctions ϕ et ψ pour un type d'écoulement particulier dépend grandement de la forme géométrique des parois, sur lesquelles il est nécessaire de garantir certaines conditions limites. Dans le cas où la forme géométrique de ces conditions limites est une ligne infinie ou un cercle, il existe beaucoup de méthodes classiques pour déterminer ϕ et ψ (LAMB, 1932). Dans le cas contraire où les conditions

limites ont une forme géométrique plus compliquée il est possible qu'aucune transformation directe n'existe (autre que des transformations numériques, qui seront exposées au § II.3.6). Les conditions limites à imposer sur les frontières d'un obstacle immergé dans un écoulement sont que la vitesse normale à ces parois soit nulle, c'est ce que l'on appelle communément une condition de glissement (on rappelle que le fluide est considéré comme parfait).

II.3.3.2 Cas particulier de la transformation de Schwarz-Christoffel

De nombreux cas de transformation conforme permettent de trouver une fonction analytique \mathcal{G} pour transformer une portion de l'espace \mathbb{C} en une autre portion de l'espace final \mathbb{E} . Dans certains cas on est amené à utiliser le théorème de SCHWARZ-CHRISTOFFEL, la relation liant les deux portions d'espace étant une relation différentielle. Les cas concernés sont ceux dont les frontières sont rectilignes.

Considérons la transformation $z = \mathcal{G}^{-1}(\zeta) = \mathcal{H}(\zeta)$ qui projète le demi-plan $\text{Im}\zeta > 0$ sur le domaine extérieur \mathcal{D}_1 à un n-polygone fermé dans le plan \mathbb{C} . Comme on peut le voir sur la figure (FIG. II.3.1), lorsque ζ décrit l'axe ξ de $-\infty$ à $+\infty$, le point image z décrit la frontière polygonale dans la sens trigonométrique.

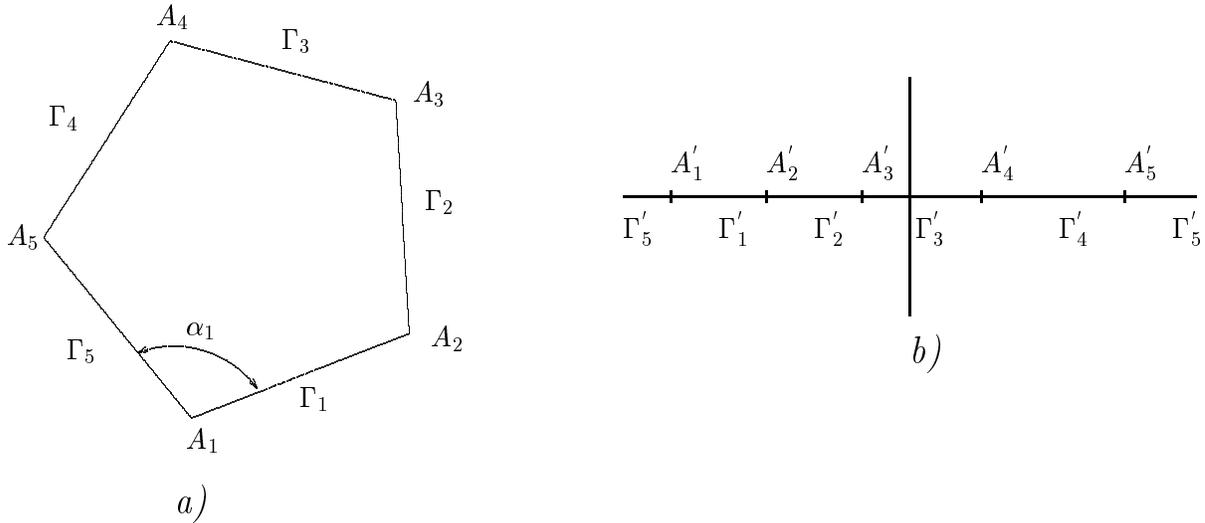


FIG. II.3.1 – Transformation de SCHWARZ-CHRISTOFFEL - (a) espace \mathbb{C} ; (b) espace \mathbb{E}

On note z_1, z_2, \dots, z_n les n affixes des extrémités du polygone et ξ_1, \dots, ξ_n leurs images respectives sur l'axe ξ , on suppose que $\xi_1 < \dots < \xi_n$. Les n facettes du polygone sont notées $\Gamma_1, \dots, \Gamma_n$ et $\Gamma'_1, \dots, \Gamma'_n$ représentent leurs images respectives dans le plan \mathbb{E} . On remarque sur la figure (FIG. II.3.1) que si $\xi_1 \neq -\infty$ et que $\xi_n \neq +\infty$ alors Γ'_n est constituée des deux demi-segments $\xi < \xi_1$ et $\xi > \xi_n$. On note également α_i l'angle intérieur au domaine \mathcal{D}_1 au point d'affixe z_i .

Par ailleurs,

$$\sum_{j=1}^n \alpha_j = (n-2)\pi \quad (\text{II.3.6})$$

De plus la transformation $z = \mathcal{H}(\zeta)$ avec $\mathcal{H}'(\zeta) = \zeta^{-k}$ (k réel) donne pour l'image de l'axe ξ un couple de segments dans le plan \mathbb{C} avec un angle de $k\pi$ à leur intersection. Cela suggère, dans le cas où ξ_1 et ξ_n sont à distance finie, que la fonction de transformation appropriée au problème s'écrive sous la forme :

$$\mathcal{H}'(\zeta) = a\mathcal{E}(\zeta) \prod_{j=1}^n (\zeta - \xi_j)^{\frac{\alpha_j}{\pi} - 1} \quad (\text{II.3.7})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} a \in \mathbb{C}, \\ 0 < \arg(\zeta - \xi_j) < \pi \quad \forall j \in \{1, \dots, n\} \end{array} \right.$$

En intégrant la relation (II.3.7) il vient la formule dite de SCHWARZ-CHRISTOFFEL :

$$z = \mathcal{H}(\zeta) = a \int_{\zeta_o}^{\zeta} \mathcal{E}(\zeta) \prod_{j=1}^n (\vartheta - \xi_j)^{\frac{\alpha_j}{\pi} - 1} d\vartheta + b \quad (\text{II.3.8})$$

Où ζ_o , a et b sont des constantes complexes. D'un point de vue géométrique, a contrôle la taille de polygone par son module et son orientation par son argument ; une fois ζ_o choisi, b contrôle la position du polygone. De plus on peut montrer que si l'on suppose que le point $z_\infty = \infty$ appartient au domaine \mathcal{D}_1 alors, c étant l'image de z_∞ , la fonction $\mathcal{E}(\zeta)$ est nécessairement de la forme (CARRIER *et al.*, 1966) :

$$\mathcal{E}(\zeta) = \frac{a}{(\zeta - c)^2 (\zeta - \bar{c})^2} \quad (\text{II.3.9})$$

Il vient donc :

$$z = \mathcal{H}(\zeta) = a \int_{\zeta_o}^{\zeta} \frac{\prod_{j=1}^n (\vartheta - \xi_j)^{\frac{\alpha_j}{\pi} - 1}}{(\vartheta - c)^2 (\vartheta - \bar{c})^2} d\vartheta + b \quad (\text{II.3.10})$$

II.3.3.3 Expression de la concentration dans l'espace \mathbb{F}

On désigne par \mathbb{F} l'espace où l'écoulement potentiel est uniforme, c'est à dire l'espace des variable (ϕ, ψ) . Si l'on considère la dispersion dans un champ potentiel d'un scalaire, alors la concentration de ce dernier obéit à la loi de conservation de la masse, qui s'écrit pour la concentration :

$$\partial_t c + \mathbf{u} \cdot \nabla c = \mathcal{D} \nabla^2 c \quad (\text{II.3.11})$$

où \mathcal{D} est le coefficient de diffusion. En supposant le problème stationnaire et en utilisant les conditions de CAUCHY l'équation de conservation (II.3.11) s'écrit dans l'espace \mathbb{F} :

$$\begin{cases} \partial_\phi c = \mathcal{D} \nabla_{\phi, \psi}^2 c \\ \nabla_{\phi, \psi}^2 c = (\partial_\phi^2 + \partial_\psi^2) c. \end{cases} \quad (\text{II.3.12})$$

La solution analytique de (II.3.11), en posant que l'image de la source de contaminant se trouve en (ϕ_o, ψ_o) , s'écrit donc dans ce cas là :

$$c(\phi, \psi) = \frac{Q}{2\pi\mathcal{D}} \exp\left(\frac{(\phi - \phi_o)}{2\mathcal{D}}\right) K_o\left(\frac{\sqrt{(\phi - \phi_o)^2 + (\psi - \psi_o)^2}}{2\mathcal{D}}\right) \quad (\text{II.3.13})$$

On voit ici tout l'avantage de l'utilisation d'une transformation conforme : dans l'espace \mathbb{F} d'une part, les lignes de courant sont des droites parallèles entre elles, donc le champ de vitesse dans l'espace \mathbb{C} est déterminé par la dérivée de la transformation inverse. D'autre part, l'équation d'advection-diffusion prend une forme suffisamment simple (l'écoulement dans l'espace \mathbb{F} est uniforme) pour admettre une solution analytique. Il est donc possible de trouver une solution à l'équation (II.3.11) tout en considérant un écoulement autour d'un obstacle. Nous utiliserons cette dernière remarque dans la suite pour exprimer le champ de concentration en présence d'un cylindre puis d'un rectangle.

II.3.4 Cas du cylindre

II.3.4.1 Transformation et champ de vitesse

La fonction potentielle qui résulte de la superposition d'un écoulement uniforme (de vitesse u_∞ selon l'axe x) et d'un doublet à l'origine d'intensité $u_\infty R^2$ s'écrit :

$$f(z) = u_\infty \left(z + \frac{R^2}{z} \right) \quad (\text{II.3.14})$$

En toute rigueur la vitesse amont devrait être un nombre complexe. Dans le cas présent nous le prendrons réel, ce qui implique que l'écoulement soit parallèle, à l'infini, à l'axe x . Si l'on décompose la fonction potentielle en partie réelle et partie imaginaire on obtient :

$$\begin{cases} \phi(x, y) = u_\infty x \left[1 + \frac{R^2}{x^2 + y^2} \right] \\ \psi(x, y) = u_\infty y \left[1 - \frac{R^2}{x^2 + y^2} \right] \end{cases} \quad (\text{II.3.15})$$

La ligne d'arrêt $\psi = 0$ est formée de l'axe $x'Ox$ et du cercle de rayon R centré sur l'origine. Par dérivation, en utilisant la condition de CAUCHY on obtient :

$$\begin{cases} u(x, y) = u_\infty \left[1 - \frac{x^2 - y^2}{(x^2 + y^2)^2} R^2 \right] \\ v(x, y) = -u_\infty \frac{2xyR^2}{(x^2 + y^2)^2} \end{cases} \quad (\text{II.3.16})$$

Ainsi en utilisant la transformation (II.3.14) l'espace \mathbb{C} qui se trouve à l'extérieur du cylindre (FIG. II.3.2) est transformé en l'espace \mathbb{F} . Le périmètre du cylindre est transformé en un segment placé sur l'axe $\psi = 0$ compris entre ϕ_1 et ϕ_2 .

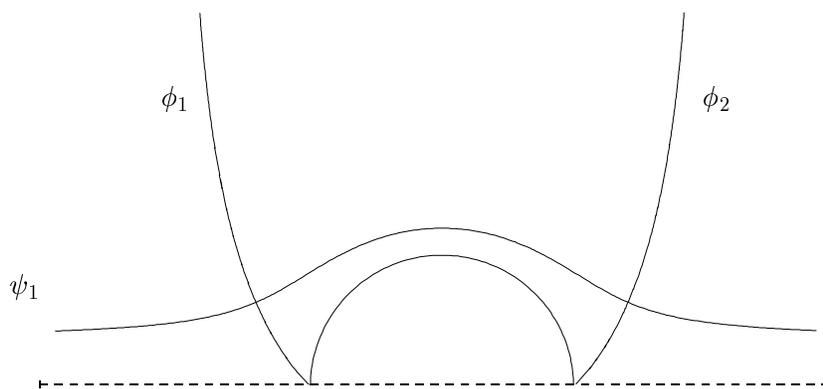


FIG. II.3.2 – Lignes de courant et équipotentiels autour d'un cylindre

II.3.4.2 Dispersion

Nous nous plaçons dans le cadre de la dispersion turbulente dans un écoulement potentiel. C'est à dire que nous utilisons le champ de vitesse potentiel comme étant le champ de vitesse moyen et l'on suppose qu'il se superpose à ce mouvement un mouvement turbulent. La turbulence sera introduite uniquement au niveau de l'effet qu'elle a sur la dispersion. Donc dans le cas d'une approche eulérienne, le coefficient de diffusion sera un coefficient de diffusion turbulent et dans le cas d'une approche stochastique nous supposons connues l'intensité de turbulence σ_u , ainsi que l'échelle de temps lagrangienne T_L . Considérons maintenant le cas d'une source linéique de débit Q (m^3/s) dont l'axe est placé perpendiculairement au plan de l'écoulement autour d'un cylindre centré sur l'origine. De plus on supposera que cette source est placée sur l'axe de symétrie du cylindre. On sait que le champ de concentration est régi par l'équation d'advection-diffusion (II.3.11). Si l'on adimensionne les composantes de la vitesse par u_∞ et les

dimensions d'espace x et y par R (dimension caractéristique du cylindre), alors la concentration moyenne s'adimensionne par :

$$\chi = \frac{cu_\infty R^2}{Q} \quad (\text{II.3.17})$$

Par contre ce type d'adimensionnement n'a pas vraiment de sens lorsqu'il n'y a pas d'obstacle, il paraît plus judicieux d'utiliser une échelle de longueur bâtie à partir de l'intensité de la turbulence et du temps lagrangien T_L . On prendra comme nouvelle définition de χ :

$$\chi = \frac{cu_\infty \sigma_u^2 T_L^2}{Q} \quad (\text{II.3.18})$$

Non seulement le cylindre modifie le champ de concentration du fait qu'il affecte le champ de vitesse, mais également par sa présence en imposant une condition d'imperméabilité sur la frontière. Cette condition limite s'écrit :

$$\partial_n \chi = \partial_\psi \chi = 0 \quad (\text{II.3.19})$$

Lorsque la source du rejet se trouve sur la ligne d'arrêt, la solution (II.3.13) satisfait automatiquement la condition (II.3.19). Par contre lorsque le point de rejet se trouve en dehors de cette ligne le problème devient beaucoup plus difficile à résoudre. Dans la suite nous restreindrons l'étude au cas où la condition limite est naturellement satisfaite par la solution de l'équation d'advection-diffusion.

La solution analytique (II.3.13) à été utilisée pour calculer le champ de concentration le long de l'axe du panache résultant d'une source linéique en amont d'un cylindre. Les résultats sont présentés sur la figure (FIG. II.3.3a) qui montre la concentration adimensionnée en fonction du temps du parcours ; sur cette figure est également superposé le profil de concentration en l'absence d'obstacle. On observe que la concentration sur l'axe est plus importante dans le cas du cylindre que dans le cas sans obstacle. Pour une source placée en amont du cylindre à une distance $2.5R$ du centre de celui-ci, le rapport de la concentration au point d'arrêt entre le cas avec cylindre et le cas sans est de l'ordre de 1.2. Ceci s'explique physiquement par le fait que le champ de vitesse en présence du cylindre disperse plus le panache, mais que par contre la diffusion normale aux lignes de courant est réduite. Il est également intéressant de remarquer que le profil de concentration dans le cas de l'obstacle atteint le point d'arrêt avec une tangente horizontale. Le point d'arrêt n'est pas un point d'accumulation pour la solution de l'équation d'advection-diffusion. Sur la figure (FIG. II.3.3b) on présente l'étalement du panache en fonction du temps de parcours. On remarque qu'à l'approche du point d'arrêt l'étalement est maximum par rapport au cas sans cylindre. Ceci montre l'effet de la condition limite sur le champ de concentration. L'augmentation de l'écart-type est une conséquence de la divergence des lignes de courant en amont de l'obstacle, mais la convergence de ces mêmes lignes, en aval, implique que cet étalement

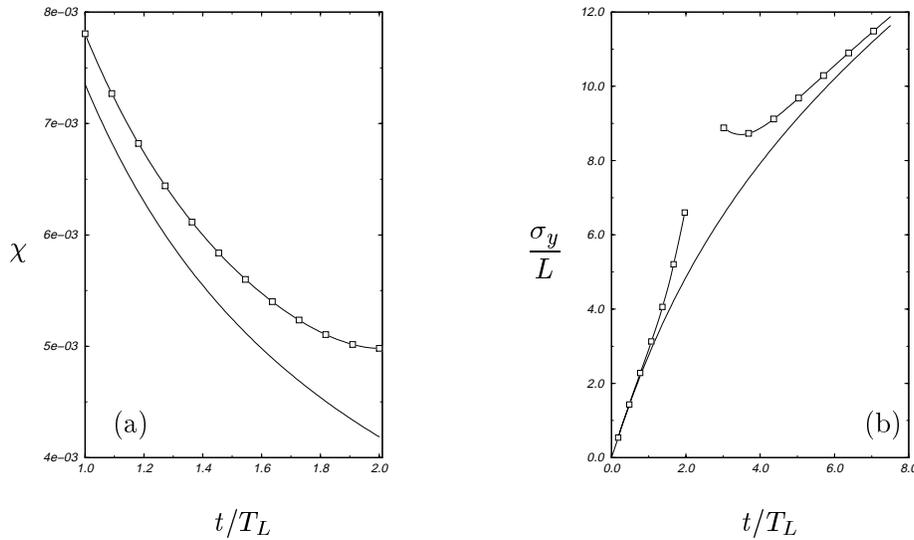


FIG. II.3.3 – (a) Concentration axiale en amont du cylindre : — sans obstacle ; \square cylindre de rayon 0.5 centré sur l'origine - (b) Écart-type de champ de concentration : — sans obstacle ; \square avec cylindre

tend à diminuer. Immédiatement en aval de l'obstacle l'écart-type décroît avant de recroître avec une pente proche de celle sans obstacle, cet effet est due à l'accélération du champ de vitesse en aval du champ de vitesse. On remarque malgré tout qu'il subsiste un décalage sur l'écart-type, l'obstacle a modifié de manière irréversible le champ de concentration.

II.3.5 Cas du rectangle

II.3.5.1 Transformations

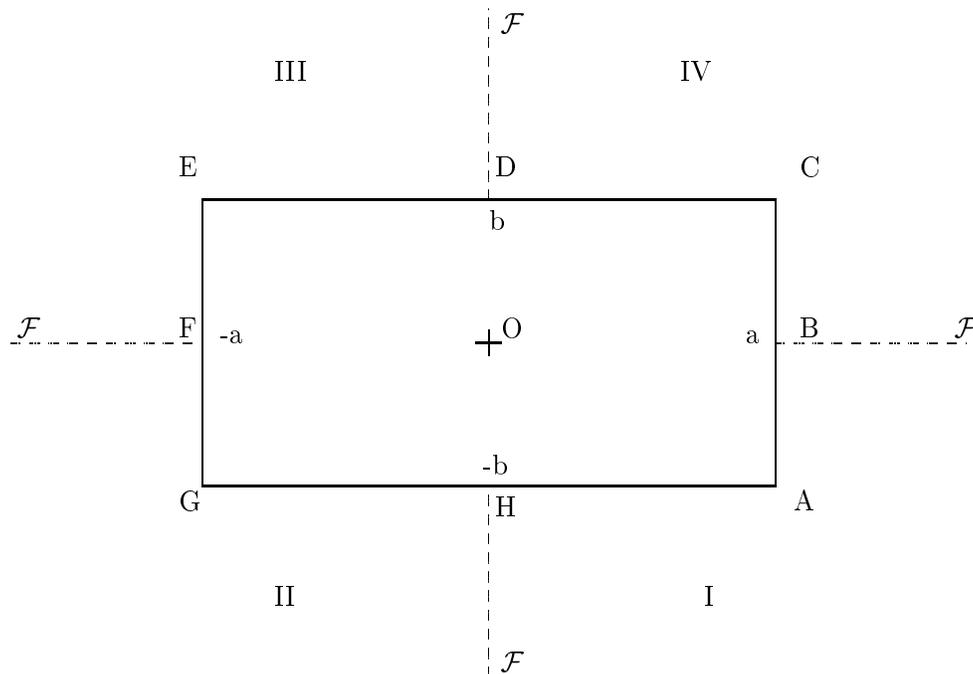
Considérons maintenant le cas d'un écoulement potentiel autour d'un rectangle de cotés $2a$, $2b$ (voir FIG. II.3.4)

Nous allons utiliser une transformation de SCHWARZ-CHRISTOFFEL pour transformer l'espace \mathbb{C} qui se trouve à l'extérieur du rectangle en le demi-plan supérieur de l'espace \mathbb{F} . L'équation différentielle de SCHWARZ-CHRISTOFFEL s'écrit dans ce cas là :

$$\mathcal{H}'(\xi) = \frac{dz}{d\xi} = C \frac{\sqrt{(\xi^2 - c(k)^2) \left(\xi^2 - \frac{1}{c(k)^2} \right)}}{(\xi^2 + 1)^2} \quad (\text{II.3.20})$$

où k est solution de l'équation :

$$(E(k) - k'^2 K(k)) a = (E'(k) - k^2 K'(k)) b \quad (\text{II.3.21})$$

FIG. II.3.4 – Définition du rectangle dans l'espace \mathbb{C} .

k est appelé le paramètre des fonctions elliptiques qui suivent ci-après. Il est lié au paramètre complémentaire k' par la relation :

$$k^2 + k'^2 = 1 \quad (\text{II.3.22})$$

Dans la suite on supposera que le paramètre est un nombre réel est qu'il est compris entre 0 et 1. Les fonctions elliptiques que nous utilisons se définissent de la manière suivante :

– K est l'intégrale elliptique complète de première espèce :

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\vartheta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \vartheta}} \quad (\text{II.3.23})$$

– E est l'intégrale elliptique complète de deuxième espèce :

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \vartheta} d\vartheta \quad (\text{II.3.24})$$

$$- K' = K(\sqrt{1 - k^2})$$

$$- E' = E(\sqrt{1 - k^2})$$

On prend,

$$\begin{cases} c = \frac{1 - \sqrt{1 - k^2}}{k} \\ C = -\frac{ibk}{E(k) - k'^2 K(k)} \end{cases} \quad (\text{II.3.25})$$

Cette transformation se fait en plusieurs étapes, la première consiste à transformer l'espace initial pour que son image devienne l'intérieur d'un deuxième rectangle dans l'espace \mathbb{D}_1 (voir FIG. II.3.5). On notera ω la variable d'espace dans \mathbb{D}_1 .

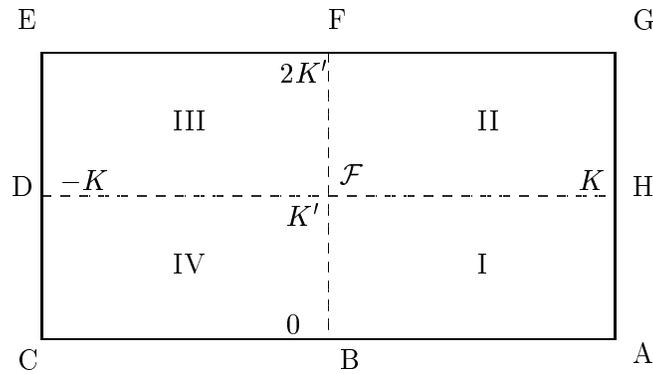


FIG. II.3.5 – Première transformation, passage dans l'espace \mathbb{D}_1

Après intégration on a :

$$z = a + \frac{\mathcal{C}}{k} \left\{ \text{zn} \omega + \left(\frac{E(k)}{K(k)} - k'^2 \right) \omega \right\} \quad (\text{II.3.26})$$

La deuxième étape consiste à transformer l'intérieur du rectangle de \mathbb{D}_1 en le demi-plan supérieur de \mathbb{D}_2 (voir FIG. II.3.6). Après intégration, la fonction $\lambda(\omega)$ (variable d'espace de \mathbb{D}_2) s'écrit :

$$\lambda = \frac{1 - \text{dn} \omega}{k \text{sn} \omega} \quad (\text{II.3.27})$$

$\text{sn} \omega$ et $\text{dn} \omega$ sont les fonctions elliptiques de JACOBI définies par :

$$\omega = \int_0^\alpha \frac{d\vartheta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \vartheta}}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{sn} \omega = \sin \alpha \\ \text{dn} \omega = \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \alpha} \end{array} \right. \quad (\text{II.3.28})$$

$\text{zn} \omega$ est la fonction Zeta de JACOBI définie par :

$$\text{zn} \omega = E(k, \omega) - \frac{E(k)}{K(k)} \omega \quad (\text{II.3.29})$$

Le plan \mathbb{D}_2 contient une singularité à distance finie (image du point à l'infini de l'espace \mathbb{C} en $\lambda = i$), il faut donc ajouter une transformation conforme qui replace cette singularité à l'infini, nous proposons d'utiliser la transformation suivante :

$$\zeta = \frac{\mathcal{A}}{\lambda^2 + 1} \quad (\text{II.3.30})$$

\mathcal{A} est une constante qui dépend principalement du rapport d'aspect du rectangle, elle est déterminée en assurant le conformité de la transformation à l'infini, c'est à dire que la dérivée de la fonction de transformation totale doit valoir 1 à l'infini.

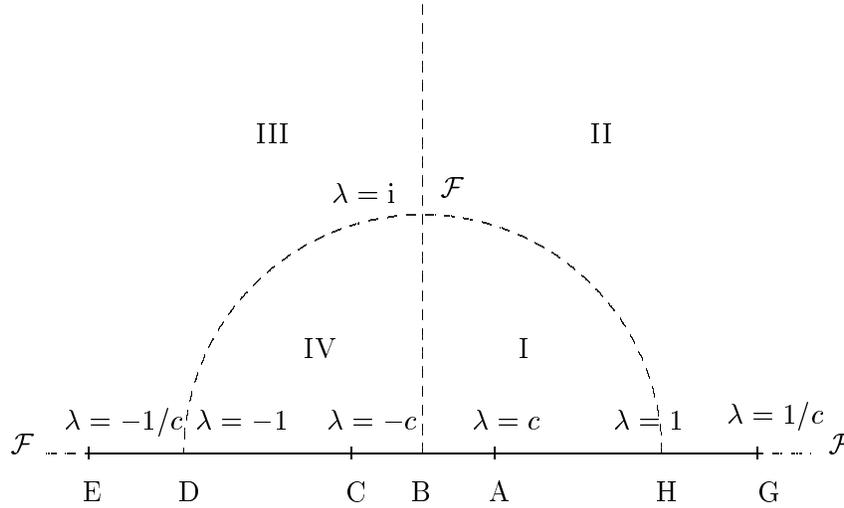


FIG. II.3.6 – Deuxième transformation, passage dans l'espace \mathbb{D}_2

Le champ de vitesse de cet écoulement est déterminé par la dérivée de la transformation totale (passage de l'espace \mathbb{C} à l'espace \mathbb{F}). On a :

$$\frac{d\zeta}{dz} = -\lambda i \frac{1+c^2}{c} [\lambda^2 - c^2]^{-1/2} \left[\lambda^2 - \frac{1}{c^2} \right]^{-1/2} \quad (\text{II.3.31})$$

La figure (FIG. II.3.7) présente des lignes de courant particulières résultant de l'écoulement potentiel autour d'un carré ($a = b$).

II.3.5.2 Dispersion

Comme dans le cas du cylindre nous allons considérer le cas d'une source linéique en amont d'un obstacle rectangulaire. Pour les mêmes raisons que précédemment on place cette source sur l'axe de symétrie de l'obstacle. Nous utilisons la solution analytique (II.3.13) pour calculer le champ de concentration (dans l'espace \mathbb{F}) sur l'axe de l'obstacle. La figure (FIG. II.3.8a) montre, comme pour le cas du cylindre, que le niveau de concentration sur l'axe est plus élevé en présence de l'obstacle que sans. Le rapport de concentration au point d'arrêt lorsque la source est placée $2a$ en amont de l'obstacle carré, est de l'ordre de 1.60. Dans le cas plus général d'un rectangle, le facteur de forme de l'obstacle ainsi que la distance d_s entre la source et l'obstacle sont deux des paramètres importants pour la détermination de ce rapport. En étudiant séparément l'effet de ces paramètres, on voit sur la figure (FIG. II.3.8b) que lorsque le rapport d'aspect tend vers l'infini le rapport χ/χ_0 tend vers 1. En effet le blocage dû à la présence de l'obstacle diminue. Par contre lorsque le rapport d'aspect tend vers zéro (frontière perpendiculaire à l'écoulement infiniment grande) le blocage est maximum et le rapport tend vers 3.25 (pour une source placée $2a$ en amont de l'obstacle). De même lorsque d_s (distance source-obstacle) augmente; l'effet de

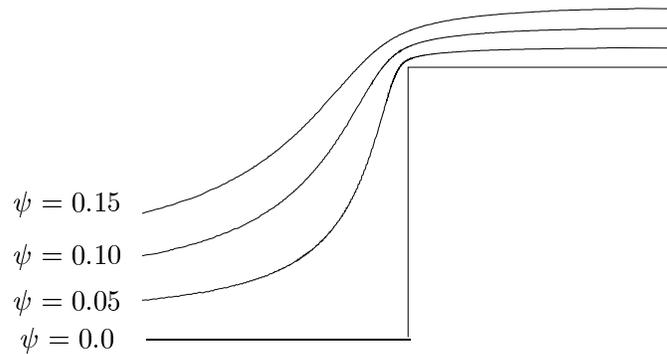


FIG. II.3.7 – Lignes de courant autour d'un obstacle carré

blocage devient plus local et le rapport tend vers 1. On remarque sur la figure (FIG. II.3.8 (b)) que lorsque la source est placée sur la face amont de l'obstacle, χ/χ_o est de l'ordre de 2.25 (dans le cas où l'obstacle est un carré).

II.3.6 Méthode numérique – Généralités

Nous avons vu que certaines solutions des écoulements potentiels peuvent être obtenues par des méthodes analytiques. Ces méthodes de transformations conformes supposent que la forme de l'obstacle soit suffisamment simple (cylindre ou rectangle). À ce titre on pourra se référer à KOBER (1957) pour une revue complète de ce type de problèmes. Dans la plupart des cas, pour pouvoir obtenir une solution analytique il est nécessaire de simplifier le problème afin que la frontière géométrique soit suffisamment simple.

L'utilisation de techniques numériques permet de traiter des cas beaucoup plus réalistes. Soit elles permettent de prendre en compte des géométries plus compliquées que celles pouvant être traitées par les transformations conformes (MRACEK *et al.*, 1992 ; HESS, 1990), soit elles permettent de déterminer un écoulement potentiel en présence de plusieurs obstacles distincts (RICHASON et KATZ, 1994) (ce qui nous préoccupe particulièrement ici!). Nous allons exposer, dans ce paragraphe, la méthodologie générale de certaines solutions numériques. Les méthodes présentées sont basées sur les distributions surfaciques de singularités, qui sont une extension logique des transformations conformes exposées au chapitre précédent.

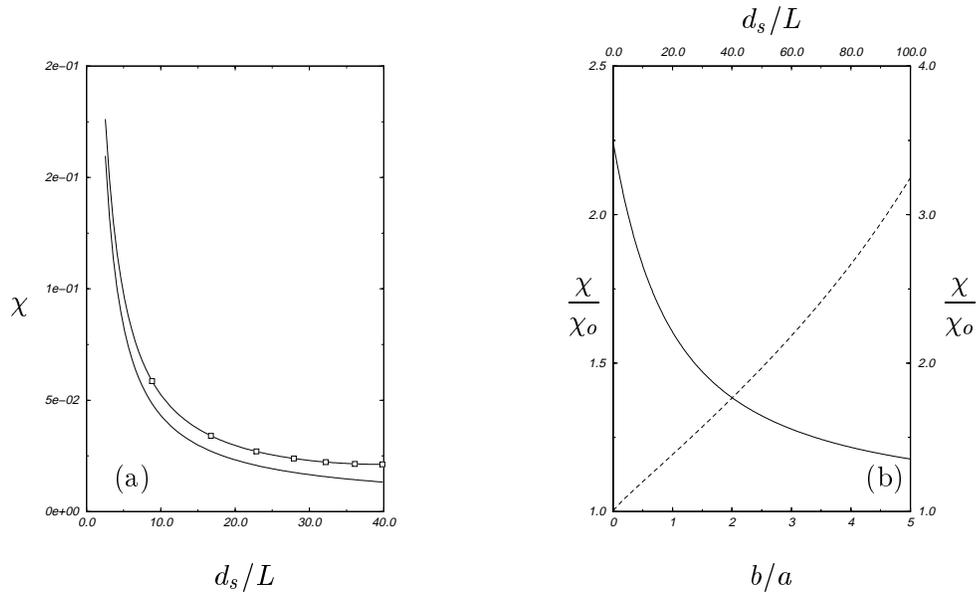


FIG. II.3.8 – (a) Concentration axiale en amont de l'obstacle : — sans obstacle ; □ obstacle de côté 1 centré sur l'origine - (b) Rapport de concentration avec et sans obstacle (χ_o) au point d'arrêt : - - - en fonction du rapport d'aspect b/a ; — en fonction de la distance d_s de la source à l'obstacle

La plus connue de ces méthodes est sans doute la méthode des sources surfaciques (HESS, 1975B), elle utilise une distribution de densité de sources ponctuelles sur la surface du corps autour duquel l'écoulement potentiel doit être calculé. Les conditions aux limites qu'il est nécessaire d'appliquer sur la surface du corps sont, en considérant le cas d'un fluide parfait, des conditions de glissement (c'est à dire une vitesse normale à cette surface nulle). Ces conditions introduisent une équation intégrale de FREDHOLM du second type pour la densité de source (LEWIS, 1991). Une fois cette densité connue, il est facile, par simple intégration, de calculer le champ de vitesse. Dans la pratique on ne peut calculer ces intégrales analytiquement ; il est donc nécessaire de discrétiser le problème. Cette discrétisation s'effectue en morcelant la surface du corps en un nombre fini d'éléments qui forme un polygone fermé. La densité de chaque source varie d'un élément à l'autre. Dans ce qui suit, nous n'utilisons pas la méthode des sources surfaciques, mais celle des vorticités, qui sont un autre type de singularités. En fait la représentation d'un écoulement potentiel par une distribution de singularités est équivalente, quel que soit le type de singularités employées. Nous montrerons que la modélisation par les vorticités possède au moins un avantage, par rapport aux sources (ou doublets), qui est de représenter directement un écoulement de fluide parfait. La procédure numérique suppose que l'on a déjà choisi une approximation de la surface du corps à représenter au sein de l'écoulement ainsi que le type de distribution de singularités. Dans le cas bidimensionnel, nous allons considérer deux ordres de discrétisation, les éléments de discrétisation sont des segments droits et la densité de vorticité le long de ces segments est soit constante, soit linéaire.

Nous allons présenter dans la suite du chapitre une méthode de singularités développée par MARTENSEN (1959), nous en donnerons les grands principes fondateurs et leurs significations physiques, nous donnons ensuite quelques solutions élémentaires et l'expression générale du champ de vitesse. Enfin nous appliquons ce modèle aux cas analytiques traités précédemment et comparons les deux méthodes.

II.3.7 Méthode de Martensen

La première formulation de la méthode des vorticités est due à MARTENSEN (1959). Il a non seulement posé les bases théoriques mais également donné les éléments numériques nécessaires à la réalisation pratique. JACOB et RIEGELS (1963) sont les premiers à avoir utilisé les travaux de MARTENSEN pour l'analyse de l'écoulement autour d'un profil d'aile.

II.3.7.1 Principe

Dans un premier temps, il s'agit de faire l'approximation de la surface de l'obstacle à représenter. Comme nous l'avons dit, nous faisons le choix d'utiliser des segments rectilignes pour la discrétisation de cette surface. HESS (1975a) montre qu'il est intéressant, dans certains cas axisymétriques, d'utiliser des segments paraboliques, ceci améliorant, grâce à l'utilisation de distribution de singularités d'ordre élevée, la représentation de l'écoulement potentiel. Dans les cas qui nous préoccupent, nous souhaitons prendre en compte des obstacles de forme rectangulaire, il apparaît donc inutile de considérer ce type d'approche d'ordre élevé. Néanmoins il est intéressant de comparer deux ordres d'approximation afin d'estimer le taux d'erreur commis par l'emploi de l'une ou l'autre de ces méthodes. Une fois la discrétisation de la surface effectuée, il s'agit de sélectionner une distribution appropriée de singularités. Nous faisons le choix de prendre soit une distribution constante par morceaux soit une distribution linéaire par morceaux. Ainsi le problème se réduit à la détermination d'un nombre fini de densité de vorticité, le long des différents segments. Un point, le milieu de chaque segment, est choisi pour imposer la condition limite de glissement. Ces points sont appelés points de contrôles. On utilisera des formules (qui seront explicitées plus tard), exprimant la vitesse potentielle en un point quelconque de l'espace due à la présence d'un segment rectiligne de vorticité. Celles-ci permettent de construire une matrice dite d'influence qui exprime la contribution des segments les uns par rapport aux autres. Ainsi l'équation intégrale de FREDHOLM est remplacée par une série d'équations algébriques linéaires pour les valeurs des densités de vorticité sur chaque élément. Les coefficients de cette matrice d'influence ne sont que l'expression de la vitesse normale en un segment induite par chacun des autres segments. Une fois la matrice construite, il suffit de résoudre le système linéaire. Lorsque l'ensemble de la distribution de vorticité est connue, on est capable de calculer la vitesse potentielle en un point quelconque de l'espace.

II.3.7.2 Signification physique de la méthode

Dans un écoulement réel une couche limite se développe naturellement le long de la surface du corps. Il y a, alors, suffisamment de vorticité dans cette couche pour ralentir le fluide et réduire la vitesse jusqu'à l'annuler sur la surface. Traditionnellement on décompose les écoulements réels en deux zones, une dite extérieure où le mouvement est supposé globalement irrotationnel, et l'autre zone proche des surfaces solides où les effets visqueux sont prépondérants et où la couche limite   un rôle important. Supposons maintenant que l'on réduise progressivement la viscosité du fluide vers une limite nulle. Cette décroissance s'accompagne d'une réduction progressive de l'épaisseur de la couche limite, et à la limite les surfaces solides sont recouvertes par une couche infiniment mince de vorticité, à travers laquelle la vitesse va passer discontinuellement de zéro en dessous de cette couche à une valeur \mathbf{v}_s le long de la surface. Ainsi les écoulements potentiels peuvent être vus comme des écoulements particuliers à nombre de REYNOLDS infini, ayant une distribution de vorticité le long de toutes les surfaces solides. En fait ce type de modélisation représente directement un écoulement réel sans décollement de couche limite.

II.3.7.3 Solutions  l mentaires

Nous avons vu précédemment que le potentiel complexe de l'écoulement autour d'un obstacle obéit à l'équation de LAPLACE. On montre qu'il existe une famille de fonctions, solutions de ce problème en utilisant l'identité de GREEN (KELLOGG, 1953). Dans la plupart des cas on bâtit la solution à partir de distributions de sources ponctuelles et de doublets. Il est possible, néanmoins de bâtir une solution de l'équation à partir d'une distribution de vorticité ponctuelle bidimensionnelle. Il faut donc faire un choix quant au type de singularités utilis es pour la représentation de l'écoulement. Comme nous l'avons précisé précédemment nous faisons le choix d'utiliser une distribution de vorticité linéique.

II.3.7.3.1 Vorticité ponctuelle

Considérons le cas d'une vorticité ponctuelle dans un plan. On supposera que la circulation de cette vorticité est Γ et qu'elle est plac e en (x_o, y_o) . En utilisant la loi de BIOT-SAVART on peut montrer (BATCHELOR, 1967) que le potentiel complexe induit par cette vorticité s'écrit :

$$f = -\frac{\Gamma}{2\pi} \text{Arctan} \left(\frac{y - y_o}{x - x_o} \right) \quad (\text{II.3.32})$$

Et les composantes de la vitesse induite s'écrivent :

$$\begin{cases} u = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{y - y_o}{(x - x_o)^2 + (y - y_o)^2} \\ v = -\frac{\Gamma}{2\pi} \frac{x - x_o}{(x - x_o)^2 + (y - y_o)^2} \end{cases} \quad (\text{II.3.33})$$

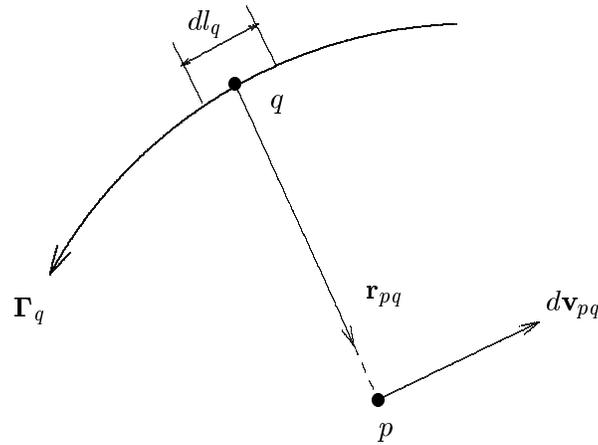


FIG. II.3.9 – Vitesse induite par une ligne de vortacité

II.3.7.3.2 Vortacité linéique

La vitesse induite en un point p du plan par une ligne infinitésimale (de longueur dl_q) de vortacité de l'élément centré au point q et d'intensité Γ_q est donnée par la loi de BIOT-SAVART (voir figure (II.3.9)) :

$$d\mathbf{v}_{pq} = \frac{\Gamma_q dl_q \times \mathbf{r}_{pq}}{4\pi r_{pq}^3} \quad (\text{II.3.34})$$

Avec

$$r_{pq} = \sqrt{(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2}$$

II.3.7.4 Expression générale de la condition limite

La condition limite à imposer sur la surface de l'obstacle peut se faire de différentes manières. Soit on impose directement le fait que la vitesse normale à la surface est nulle, dans ce cas on parlera de condition de NEUMANN. Soit on impose le potentiel complexe f de sorte que la vitesse soit tangentielle, cette méthode indirecte est dite condition de DIRICHLET. Bien entendu il est tout à fait possible d'envisager une combinaison de ces deux conditions, on parlera alors de condition mixte. De manière plus anecdotique on peut également chercher une distribution de singularité qui va créer des lignes de courant fermées, équivalentes à la géométrie de la surface de l'obstacle. Cette méthode peut être utilisée dans certains cas simples bidimensionnels dans la mesure où la fonction de courant ψ est facilement déterminée. Dans les cas un peu plus complexes cette méthode est inefficace.

Exprimons maintenant cette condition limite en utilisant une formulation de NEUMANN. Pour cela on utilise l'expression (II.3.34).

II.3.7.4.1 Vitesse induite par un segment

Considérons le cas d'un segment de vorticité dont l'intensité est une fonction de l'abscisse curviligne s ($\gamma \equiv \gamma(s)$). Nous allons nous placer dans un repère li e à ce segment (FIG. II.3.10), soit un point P de coordonnées (x, y) dans le repère initial et de coordonnées $(\xi - \eta)$ après changement de repère. Dans le nouveau repère les composantes de la vitesse s'écrivent :

$$\begin{cases} u(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \gamma(\xi_o) \frac{\eta}{(\xi - \xi_o)^2 + \eta^2} d\xi_o \\ v(\xi, \eta) = -\frac{1}{2\pi} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \gamma(\xi_o) \frac{\xi - \xi_o}{(\xi - \xi_o)^2 + \eta^2} d\xi_o \end{cases} \quad (\text{II.3.35})$$

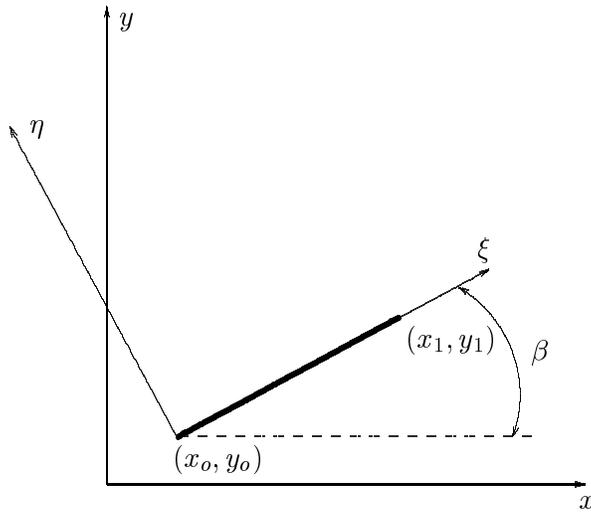


FIG. II.3.10 – Définition du repère lié au segment de vorticité

Lorsque le point P tend vers le centre de la surface de l'élément alors la vitesse limite sera notée :

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_l \left(\frac{\xi_1 + \xi_2}{2}, 0 \right) \quad (\text{II.3.36})$$

Ainsi on peut donc écrire la condition limite en un point P de contrôle de la surface en sommant sur l'ensemble des segments.

$$v_l(\xi_P, 0) - \frac{1}{2\pi} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq i_P}}^{i=N} \int_{\xi_{1P}}^{\xi_{2P}} \gamma(\xi_o) \frac{\xi_{P_i} - \xi_o}{(\xi_{P_i} - \xi_o)^2 + \eta_{P_i}^2} d\xi_o + \mathbf{u}_\infty \cdot \mathbf{n}_P = 0 \quad (\text{II.3.37})$$

O  (ξ_{P_i}, η_{P_i}) sont les coordonnées du i^e point de contrôle dans le système de coordonnées attach e au segment du point P consid er e. \mathbf{n}_P est la normale unitaire extérieure au point P au segment et N est le nombre de segments. Le dernier terme de l'équation (II.3.37) n'est autre que la projection du champ de vitesse amont sur le segment. Ainsi si $\gamma(s)$ est une polynôme de degré q ,

alors il s'agit de déterminer les $N \times (q + 1)$ intensité de vorticité pour pouvoir calculer la vitesse potentielle en un point quelconque de l'espace. Pour cela on écrit l'équation (II.3.37) pour les N segments. Si la vorticité est constante sur chaque segment alors il vient directement un système $N \times N$ que l'on peut inverser. Par contre si la vorticité est un polynome de degré supérieur, alors la continuité de la vorticité à la limite entre deux segments impose $(N - 1)$ intensités de vorticité et le système est surcontraint. Les autres équations manquantes à imposer proviennent généralement de considérations physiques (symétrie du problème, ...). Dans le cas d'une distribution linéaire de la vorticité il manque une seule relation par polygone fermé, cette relation est dite condition de KUTTA : elle impose la position du bord de fuite sur le ou les obstacles. Une fois que la matrice d'influence est carr e il suffit d'inverser le système pour déterminer la distribution de vorticité.

II.3.7.5 Calcul de la vitesse

Nous allons développer les intégrales qui sont définies dans le système (II.3.35) dans les cas particuliers d'une distribution constante par morceaux et d'une distribution linéaire par morceaux.

II.3.7.5.1 Vorticité constante

Dans ce cas $\gamma(s) \equiv \text{cte}$ sur chaque segment. On notera γ_i la i^{e} intensité de vorticité. L'intégration de la contribution du segment i au point P s'écrit :

$$\begin{aligned} u_i(\xi_P, \eta_{P_i}) &= \frac{\gamma_i}{2\pi} \int_{\xi_{1P}}^{\xi_{2P}} \frac{\eta_{P_i}}{(\xi_{P_i} - \xi_o)^2 + \eta_{P_i}^2} d\xi_o \\ &= \frac{\gamma_i}{2\pi} \left\{ \text{Arctan} \left(\frac{\eta_{P_i}}{\xi_{P_i} - \xi_{2P}} \right) - \text{Arctan} \left(\frac{\eta_{P_i}}{\xi_{P_i} - \xi_{1P}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{II.3.38})$$

Et,

$$\begin{aligned} v_i(\xi_P, \eta_{P_i}) &= -\frac{\gamma_i}{2\pi} \int_{\xi_{1P}}^{\xi_{2P}} \frac{\xi_{P_i} - \xi_o}{(\xi_{P_i} - \xi_o)^2 + \eta_{P_i}^2} d\xi_o \\ &= \frac{\gamma_i}{4\pi} \left\{ \log \left(\frac{(\xi_{P_i} - \xi_{2P})^2 + \eta_{P_i}^2}{(\xi_{P_i} - \xi_{1P})^2 + \eta_{P_i}^2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (\text{II.3.39})$$

Lorsque le point P_i tend vers le centre du segment où l'intégrale est calcul e (influence de segment sur lui-même), alors la vitesse tend vers :

$$\mathbf{u}_l(\xi_{P_i}, 0) = \begin{pmatrix} \frac{\gamma_i}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.3.40})$$

II.3.7.5.2 Vorticité linéique

Dans ce cas on notera γ_i l'intensité de vorticité à l'extrémité du $(i - 1)^e$ segment et L_i la longueur de i^e segment. L'intensité de vorticité s'écrit :

$$\begin{aligned}\gamma_i(s) &= \frac{\gamma_{i+1} - \gamma_i}{L_i} s + \gamma_i \\ &= a_i s + b_i\end{aligned}\tag{II.3.41}$$

où s est l'abscisse curviligne. Ainsi on a :

$$\begin{aligned}u_i(\xi_P, \eta_{P_i}) &= \frac{1}{2\pi} \int_{\xi_{1P}}^{\xi_{2P}} (a_i \xi_o + b_i) \frac{\eta_{P_i}}{(\xi_{P_i} - \xi_o)^2 + \eta_{P_i}^2} d\xi_o \\ &= \frac{a_i \xi_{P_i} + b_i}{2\pi} \left\{ \text{Arctan} \left(\frac{\eta_{P_i}}{\xi_{P_i} - \xi_{2P}} \right) - \text{Arctan} \left(\frac{\eta_{P_i}}{\xi_{P_i} - \xi_{1P}} \right) \right\} \\ &\quad + \frac{a_i \eta_{P_i}}{4\pi} \log \left(\frac{(\xi_{P_i} - \xi_{2P})^2 + \eta_{P_i}^2}{(\xi_{P_i} - \xi_{1P})^2 + \eta_{P_i}^2} \right)\end{aligned}\tag{II.3.42}$$

Et,

$$\begin{aligned}v_i(\xi_P, \eta_{P_i}) &= -\frac{1}{2\pi} \int_{\xi_{1P}}^{\xi_{2P}} (a_i \xi_o + b_i) \frac{\xi_{P_i} - \xi_o}{(\xi_{P_i} - \xi_o)^2 + \eta_{P_i}^2} d\xi_o \\ &= -\frac{a_i \xi_{P_i} + b_i}{2\pi} \log \left(\frac{(\xi_{P_i} - \xi_{2P})^2 + \eta_{P_i}^2}{(\xi_{P_i} - \xi_{1P})^2 + \eta_{P_i}^2} \right) \\ &\quad a_i \left\{ \eta_{P_i} \left\{ \text{Arctan} \left(\frac{\eta_{P_i}}{\xi_{P_i} - \xi_{2P}} \right) - \text{Arctan} \left(\frac{\eta_{P_i}}{\xi_{P_i} - \xi_{1P}} \right) \right\} \right. \\ &\quad \left. + (\xi_{1P} - \xi_{2P}) \right\}\end{aligned}\tag{II.3.43}$$

Et la limite de la vitesse au centre du segment devient :

$$\mathbf{u}_l(\xi_{P_i}, 0) = \begin{pmatrix} \frac{a_i}{4} (\xi_{1P} + \xi_{2P}) \\ -\frac{a_i}{2\pi} (\xi_{1P} - \xi_{2P}) \end{pmatrix}\tag{II.3.44}$$

II.3.8 Comparaison avec l'approche analytique

Nous allons utiliser la méthode de MARTENSEN que l'on vient de présenter, et la comparer avec les résultats obtenus par les méthodes analytiques. Dans un premier temps nous comparons les champs de vitesse, puis dans une deuxième étape nous nous intéresserons au champ de concentration.

En effet nous avons présenté deux niveaux de discrétisation de la distribution de singularité, et il est intéressant de déterminer quel est le taux d'erreur commis en utilisant l'une ou l'autre de ces méthodes. De plus cela permettra de déterminer le nombre nécessaire de singularités pour représenter correctement les obstacles qui nous préoccupent (cylindres et carrés). On désignera, par abus de langage, méthode d'ordre un pour la distribution de vorticité constante par morceaux et méthode d'ordre deux pour la distribution linéaire par morceaux.

II.3.8.1 Cas du cylindre

Considérons un cylindre de rayon R en présence d'un écoulement potentiel uniforme de vitesse \mathbf{u}_∞ . Le champ de vitesse d'un tel écoulement est donné par le système (II.3.16), nous allons comparer l'erreur commise (par rapport à la solution analytique) selon l'axe à l'écoulement incident à une distance arbitraire de $2R$ en amont du centre du cylindre.

La figure (FIG. II.3.11) montre que le fait de prendre une distribution de vorticité linéique augmente sensiblement la précision du calcul, en effet l'erreur commise à l'ordre 2 en utilisant 16 vortex est équivalente à celle commise à l'ordre 1 en utilisant 32 vortex et celle commise à l'ordre 2 avec 32 vortex est 5 fois inférieure à celle qui utilise 64 vortex à l'ordre 1.

II.3.8.2 Cas du rectangle

Soit, maintenant, un rectangle de section carré. Le potentiel analytique du champ de vitesse d'un écoulement en présence de ce rectangle est donné par l'équation (II.3.31). Comme précédemment regardons l'erreur due à la méthode numérique sur un axe vertical à la distance de $2H$ en amont de l'obstacle (H est la dimension caractéristique de l'obstacle).

On remarque que sur la figure (FIG. II.3.12) l'erreur commise dans le cas d'une distribution d'ordre 1 avec 16 vortex, est de l'ordre de 50% au point d'arrêt, cette erreur, relativement importante provient non seulement de la faiblesse de la discrétisation mais également du fait qu'une des extrémités d'un segment se trouve au point d'arrêt (on rappelle que l'intégrale (II.3.38) est singulière aux extrémités de chaque segment d'intégration). Par contre on peut voir que cette erreur est faible dans le cas où la distribution de vorticité est linéique.

Dans le cas du rectangle la distribution discrète de vorticité est complètement symétrique par rapport à l'axe horizontal, ce qui implique que la composante verticale de vitesse soit numériquement nulle. Nous n'avons donc pas reporté les erreurs dues à la méthode numérique dans ce cas là comme précédemment.

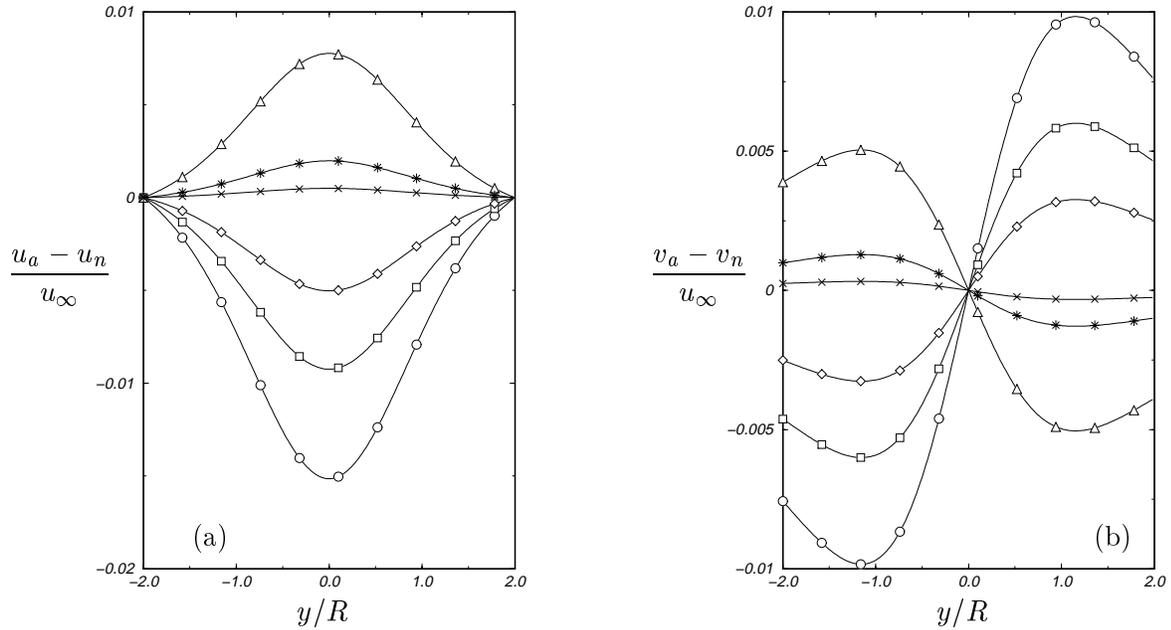


FIG. II.3.11 – Cas du cylindre : (a) Erreur sur la composante axiale u : Premier ordre \circ 16 vortex, \square 32 vortex, \diamond 64 vortex ; Deuxième ordre \triangle 16 vortex, \star 32 vortex, \times 64 vortex - (b) Erreur sur la composante radiale v (même légende que pour le premier ordre). u_a et v_a sont les composantes de la vitesse en utilisant la solution analytique alors que u_n et v_n sont les composantes de la vitesse obtenue par la solution numérique

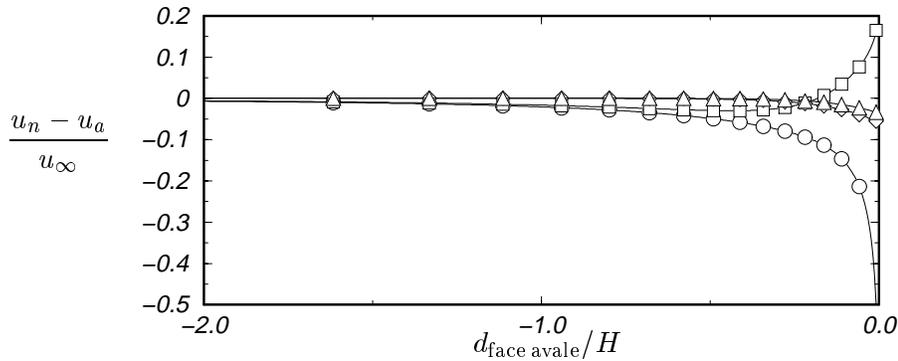


FIG. II.3.12 – Cas du rectangle : Erreur sur la composante horizontale de vitesse : Premier ordre \circ 16 vortex, \square 32 vortex ; Deuxième ordre \diamond 16 vortex, \triangle 32 vortex ($d_{\text{face avale}}$ représente la distance à la face avale de l'obstacle)

II.3.8.3 Conclusion sur la discrétisation

Les deux paragraphes précédents ont montré qu'il était plus judicieux d'utiliser une distribution linéique de vorticité le long de la surface d'un obstacle. L'erreur commise dans ce cas de

figure étant inférieure, au moins d'un ordre de grandeur, au cas de la distribution constante. Ainsi nous faisons le choix d'utiliser dans la suite de l'exposé (sauf mention contraire) une distribution linéique de vorticité. L'intérêt d'un calcul précis du champ de vitesse autour des obstacles est d'éviter que les lignes de courant pénètrent à l'intérieur des obstacles. Car sinon le champ de concentration, qui utilise le champ de vitesse à travers les modèles stochastique, peut comporter des invraisemblances.

II.3.9 Sillage et méthode potentielle

II.3.9.1 Introduction

Dans la mesure où l'on considère un écoulement potentiel, et donc que le fluide est supposé avoir une viscosité nulle, le modèle précédemment présenté (§ II.3.5) ne peut simuler la présence du sillage derrière l'obstacle. En effet l'hypothèse faite que le champ de vitesse soit irrotationnel implique que le modèle ne peut capter la forte création de vorticité le long des parois de l'obstacle ainsi que le décollement des couches limites. Il est évident qu'un simple modèle potentiel ne pourra en aucune façon capter ce type de phénomène mais nous cherchons simplement à représenter de manière un peu plus réaliste la topologie d'un tel écoulement (pour une analyse de la topologie de l'écoulement turbulent bidimensionnel autour d'un carré le lecteur pourra se référer à LYN *et al.* (1995)).

L'effet important que l'on cherche à simuler est le décollement des lignes de courant sur l'obstacle. Créer ce décollement implique qu'il y ait des points d'arrêt supplémentaires (en l'occurrence deux) au sein de l'écoulement potentiel. Et donc il est nécessaire d'introduire des singularités supplémentaires au sein de celui-ci.

II.3.9.2 Solution analytique – Transformation conforme

La symétrie de l'écoulement implique que les deux singularités soient plac es de manière symétrique par rapport à l'axe de ce dernier. De même, pour des raisons de symétrie, leurs circulations sont nécessairement de signe opposé. On notera Υ cette circulation, z_0 et z_1 les affixes de ces deux singularités dans l'espace complexe \mathbb{C} . On sait que le potentiel complexe d'une telle singularité peut s'exprimer par :

$$f(\zeta) = -\frac{i\Upsilon}{2\pi} \log(\zeta - \zeta_0) \quad (\text{II.3.45})$$

Nous plaçons donc deux singularités   proximité de l'obstacle dans l'espace \mathbb{C} , et l'on suit la suite de transformations conformes décrite précédemment. Il est clair que l'espace \mathbb{F} obtenu précédemment n'est plus l'espace où la vitesse est uniforme, car il contient encore deux singularités à distance finie (on notera \mathbb{D}_3 cet espace). Il s'agit donc de rajouter une dernière transformation conforme afin de retrouver un tel champ de vitesse. De plus, comme nous l'avons dit, nous sou-

haitons créer deux points d'arrêt supplémentaires, il faut donc imposer un écoulement de base. Par linéarité, on obtient pour cette dernière transformation :

$$\eta = \zeta - \frac{i\Upsilon}{2\pi} \log \frac{\zeta - \zeta_0}{\zeta - \zeta_1} \quad (\text{II.3.46})$$

Le champs de vitesse dans l'espace \mathbb{F} se calcule à partir de la dérivée de la transformation totale η .

$$\frac{d\eta}{dz} \equiv \frac{d\eta}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} \quad (\text{II.3.47})$$

or,

$$\frac{d\eta}{d\zeta} = 1 - \frac{i\Upsilon}{2\pi} \frac{\zeta_0 - \zeta_1}{(\zeta - \zeta_0)(\zeta - \zeta_1)} \quad (\text{II.3.48})$$

Nous obtenons l'expression de la vitesse :

$$\frac{d\eta}{dz} = -i\lambda \frac{1+c^2}{c} \left[1 - \frac{i\Upsilon}{2\pi} \frac{(\lambda^2+1)^2(\lambda_1^2-\lambda_0^2)}{(\lambda^2-\lambda_0^2)(\lambda^2-\lambda_1^2)} \right] [\lambda^2 - c^2]^{-1/2} \left[\lambda^2 - \frac{1}{c^2} \right]^{-1/2} \quad (\text{II.3.49})$$

où λ_0 et λ_1 sont les affixes des singularités dans l'espace \mathbb{D}_2

II.3.9.3 Paramétrisation de la recirculation

Nous avons montré que le fait de superposer à la transformation conforme de l'espace extérieur à un rectangle deux singularités ainsi que le potentiel complexe associé à un écoulement uniforme, permettait de simuler l'écoulement potentiel autour d'un rectangle avec une zone de recirculation. Il s'agit maintenant de paramétrer la position de ces singularités ainsi que leurs circulation afin de garantir le décollement en des points précis de l'écoulement. Pour cela on se place dans l'espace \mathbb{D}_3 où l'obstacle a déjà été transformé en un segment placée sur l'axe réel et où sont superposés les potentiels complexes de deux singularités ponctuelles et d'un écoulement uniforme. Dans cet espace la vitesse peut s'exprimer par l'équation (II.3.48), soit ζ_d un point de décollement appartenant au rectangle initial. Par définition, en ce point on peut écrire que la vitesse est nulle et donc que :

$$1 - \frac{i\Upsilon}{2\pi} \frac{\zeta_0 - \zeta_1}{(\zeta_d - \zeta_0)(\zeta_d - \zeta_1)} = 0 \quad (\text{II.3.50})$$

On pose $\zeta = \varepsilon + i\theta$ et en remarquant que ζ_d doit être un nombre réel (le point de décollement appartient par hypothèse au périmètre du rectangle initial) et que les abscisses de ζ_0 et ζ_1 sont égales et que leurs ordonnées respectives sont opposées (symétrie), il vient :

$$1 + \frac{\Upsilon}{2\pi} \frac{2\theta_s}{(\varepsilon - \varepsilon_s)^2 + \theta_s^2} = 0 \quad (\text{II.3.51})$$

Cette équation peut être interprétée de plusieurs manières. Soit la position de décollement est imposée et l'équation (II.3.51) peut être vue comme une équation du second degré pour les coordonnées des singularités. Soit on impose les singularités et l'équation (II.3.51) devient alors une équation de second degré pour déterminer le point de décollement, on remarque dans ce cas là que cette équation admet deux solutions réelles et que la deuxième solution n'est autre que le point de recollement en aval de l'obstacle.

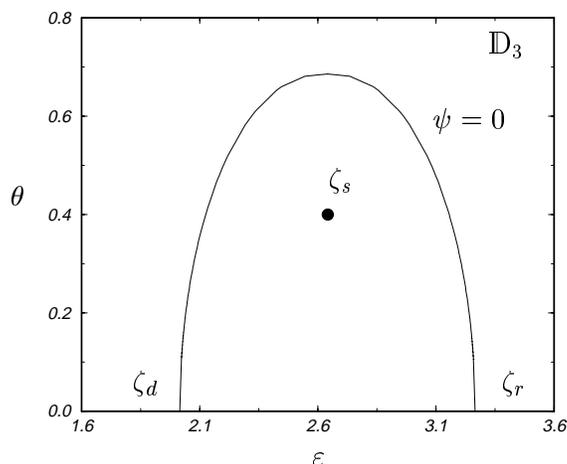


FIG. II.3.13 – Lignes de courant d'arrêt ($\psi = 0$), dans l'espace \mathbb{D}_3

Si l'on considère l'écoulement potentiel dans le plan \mathbb{D}_3 , alors la symétrie du problème ainsi que le fait que les points de décollement et de recollement soient tous deux réels impose qu'il existe une branche de la ligne d'arrêt ($\psi = 0$) entre ε_d et ε_r (abscisse du point de recollement) et que cette courbe soit symétrique par rapport à ε_s , l'abscisse des singularités (FIG. II.3.13).

Ainsi si l'on se fixe la longueur de recirculation et le point de décollement, intrinsèquement on fixe ζ_r et ζ_d et du même coup on fixe l'abscisse de la singularité parce que :

$$\varepsilon_s = \frac{1}{2}(\varepsilon_d + \varepsilon_r) \quad (\text{II.3.52})$$

Le troisième paramètre que l'on fixe est l'ordonnée des singularités, ainsi l'écoulement est complètement déterminé.

II.3.9.4 Quelques exemples de recirculation

L'étude d'écoulements uniformes en présence d'un obstacle bidimensionnel est relativement complète, néanmoins la majorité de ces études concernait l'évaluation et la modélisation des différentes forces agissant sur l'obstacle (force de portance, force de traînée, ...) (LEE et SOLIMAN, 1977 ; SCHEWE, 1983 ; PRICE et PAIDOUSSIS, 1984). Pour cette raison, une analyse détaillée de la

forme de la cavité n'est souvent pas disponible. On pourra se référer à ARIE et ROUSSE (1956) et CASTRO (1971) pour l'étude du cas d'une barrière de hauteur H , la longueur de la cavité, dans ce cas là, se trouve entre $2H$ et $2.8H$.

Il existe deux études expérimentales relativement récentes sur la comportement d'un écoulement en présence d'un obstacle carré (DURÃO *et al.*, 1988 ; LYN *et al.*, 1995). Ces deux études ont montré que la zone de recirculation derrière l'obstacle était de l'ordre de $1.83H$ (à partir de la face amont). Nous imposerons donc la longueur de recirculation à cette valeur. La figure (FIG. II.3.14) montre la forme de la zone de recirculation ($\psi = 0$) pour le cas d'un décollement sur la face amont et le cas d'un décollement sur la face aval. Cette figure montre que le fait d'imposer le décollement sur la face amont, cas observé expérimentalement, implique une cavité dont la surface est très importante. La forme de la cavité induite est peu réaliste, par contre dans le cas d'un décollement sur la face aval, on remarque que la forme de la cavité est un peu plus acceptable (géométriquement parlant). La figure (FIG. II.3.15) présente différentes cavités dont la longueur a été fixée à $1.83H$ et où l'on a fait varier l'ordonnée des singularités.

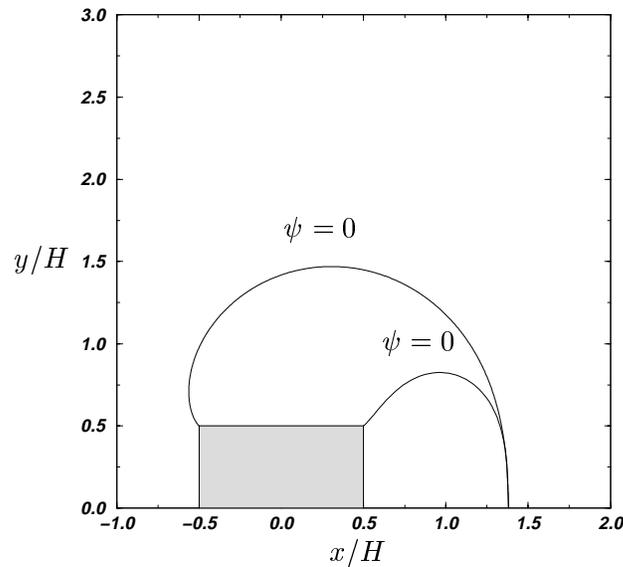


FIG. II.3.14 – Lignes de courant d'arrêt ($\psi = 0$), cas du décollement sur la face amont et aval, la longueur de la cavité est fixée à $1.83H$ dans les deux cas

Le fait d'utiliser des singularités ponctuelles permet de créer un écoulement retour dans la cavité qui est assez proche de ce qui est observé expérimentalement (FIG. II.3.16)

II.3.9.5 Champ de vitesse

En utilisant l'équation (II.3.49), il est possible d'exprimer analytiquement le champ de vitesse de l'écoulement potentiel autour d'un rectangle avec une zone de recirculation derrière celui-ci. Dans ce paragraphe nous allons nous intéresser au champ de vitesse produit par la suite de transformations conformes exposée plus haut. Plus précisément nous allons comparer ce champ avec ceux de deux expériences similaires d'écoulement turbulent en présence d'un obstacle carré

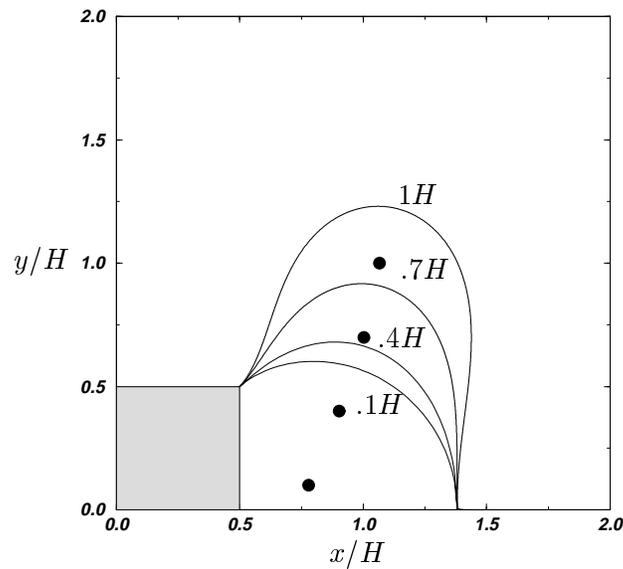


FIG. II.3.15 – Lignes de courant d'arrêt ($\psi = 0$), le point de décollement est choisi en aval et la longueur de recirculation fixée à $1.83H$ – Cas où y_s vaut $0.1H$, $0.4H$, $0.7H$ et $1H$ respectivement

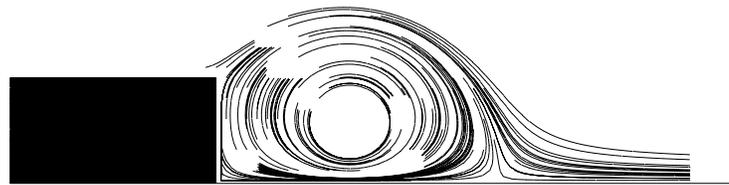


FIG. II.3.16 – Comportement des lignes de courant à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité

bidimensionnel (DURÃO *et al.*, 1988 ; LYN et RODI, 1994).

Il est bien évident que le fait d'avoir ajouté une zone de recirculation derrière l'obstacle ne modifie en rien le caractère non-visqueux du fluide considéré. En particulier on ne s'attend pas à avoir un modèle représentatif du sillage en aval de l'obstacle. Par contre nous avons imposé le décollement des lignes de courant en des points précis de l'écoulement et créé ainsi un écoulement retour derrière l'obstacle. Cette caractéristique d'écoulement tourbillonnaire en aval de l'obstacle est une chose relativement bien connue. Par contre la question est de connaître la représentativité quantitative de notre modèle par rapport aux expériences.

Les expériences de DURÃO *et al.* (1988) et de LYN et RODI (1994) se sont, toutes deux, déroulées dans un tunnel hydraulique. Le profil de vitesse amont est constant et les niveaux de turbulence en amont sont faibles (quelques % de la vitesse infinie amont). Le champ de vitesse est mesuré à l'aide d'un laser à effet DOPPLER à deux composantes. Cette technique de mesure permet la décomposition du champ de vitesse en une partie moyenne et une partie fluctuante, l'ajout d'une référence de phase par des mesures de pression permet finalement de décomposer le champ de vitesse en trois parties : une composante moyenne, une composante périodique et une composante

fluctuante.

Il n'est pas possible dans le modèle potentiel que nous avons décrit précédemment d'introduire une notion de détachement tourbillonnaire périodique, nous allons donc comparer le champ de vitesse modélisé avec la composante « moyenne » obtenue expérimentalement. La figure (FIG. II.3.17) présente le profil de vitesse longitudinale (U) sur l'axe de symétrie de l'écoulement.

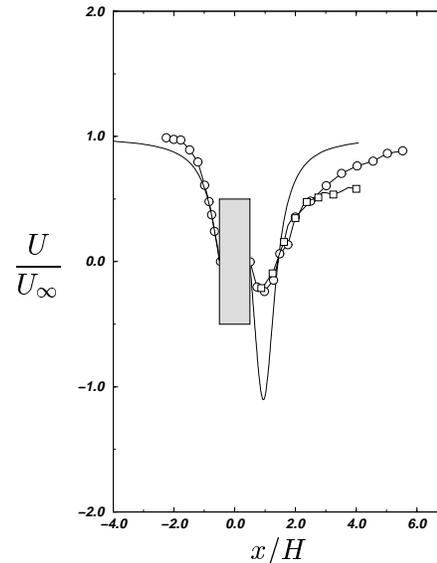


FIG. II.3.17 – Profil de vitesse moyenne longitudinale – — Présent modèle, ○ DURÃO (1988), □ LYN (1994)

Il vient plusieurs remarques. La première est que la décélération en amont de l'obstacle est relativement bien simulée par le modèle potentiel. PARKINSON et JANDALI (1970) ont montré que leur modèle potentiel était également capable de reproduire de manière correcte cette décélération, et ceci pour différent type de profil d'obstacle. Immédiatement en aval de l'obstacle le modèle simule bien la présence d'un écoulement retour, mais celui-ci est surestimé par rapport aux mesures expérimentales. Cela provient du fait que nous ne sommes pas capables de représenter les effets de la viscosité dans la cavité, et que la position relativement proche des singularités par rapport à l'axe de symétrie de l'écoulement engendre des vitesses importantes près de ces dernières. Plus en aval de l'obstacle on remarque que le champ de vitesse potentiel retourne à la valeur infinie amont trop rapidement, comme nous l'avons précédemment dit, nous ne pouvons simuler le sillage turbulent et surtout les effets visqueux.

II.3.9.6 Sillages et segments de vorticité

De manière équivalente à la méthode analytique, nous pouvons ajouter au modèle numérique des segments de vorticité des singularités ponctuelles derrière les obstacles pour forcer le décollement, et représenter ainsi des zones de recirculation.

Les figures (FIG. II.3.18a) et (FIG. II.3.18b) présente une comparaison entre un résultat de si-

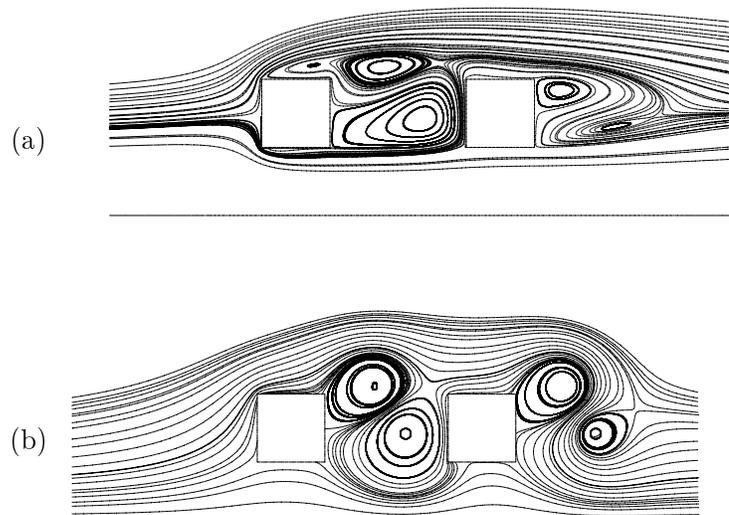


FIG. II.3.18 – Comparaison de la topologie d'un écoulement, cas de quatre obstacle dans une configuration alignés – (a) Calcul *MERCURE* (b) Calcul potentiel

mulation numérique avec le code *MERCURE* dans une configuration bidimensionnelle comportant quatre obstacles alignés et le calcul par la méthode des segments de vorticité dans la même configuration. Sur cette figure (FIG. II.3.18a), n'est repr sent e que la partie supérieure du maillage (l'axe de symétrie est symbolisé par le trait continu). On remarque que le modèle potentiel représente relativement bien la topologie de l'écoulement, en particulier la position du « point selle » en aval du premier obstacle. Les deux singularités plac es derrière chaque obstacle ont une position relative l'une par rapport à l'autre identique pour tous les obstacles, pourtant on observe un comportement différent des lignes de courant entre l'obstacle amont et celui en aval. Le maillage pour le calcul *MERCURE* comporte 35750 nœuds par plan vertical (le code étant un code tridimensionnel, pour simuler un écoulement bidimensionnel nous sommes obligés d'utiliser au moins trois plans dans la direction normale à l'écoulement), et le temps CPU nécessaire à la convergence du calcul est de l'ordre de deux heures (sur un AlphaServeur 8200   620 Mhz), alors que le calcul potentiel est de l'ordre de quelques secondes CPU.

II.3.10 Bibliographie

M. **ARIE** et H. **ROUSSE** 1956. Experiments on Two-Dimensional Flow over a Normal Wall. *J. Fluid Mech.*, vol 1, pp 129–141.

A.P.A. **ARYA**, M.S. **SHIPMAN** et L.Y. **COURTNEY** 1981. An experimental investigation of flow and diffusion in the disturbed boundary layer over a ridge. Part II: Diffusion from a continuous point source. *Atmos. Env.*, vol 15 - n  7, pp 1185–1194.

- G.K. **BATCHELOR** 1967. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge Univ. Press.
- P. **CAGNETTI** 1975. Downwind concentrations of an airborne tracer released in the neighbourhood of a building. *Atmos. Env.*, **vol 9**, pp 739–747.
- G.F. **CARRIER**, M. **KROOK** et C.E. **PEARSON** 1966. *Functions of a complex variable—theory and technique*. McGraw-Hill.
- I.P. **CASTRO** 1971. Wake characteristics of two-dimensional perforated plates normal to an air-stream. *J. Fluid Mech.*, **vol 43**, pp 599–609.
- I.P. **CASTRO** et A.G. **ROBINS** 1977. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *J. Fluid Mech.*, **vol 79**, pp 307–335.
- I.P. **CASTRO** et W.H. **SNYDER** 1982. A wind tunnel study of dispersion from sources downwind of three-dimensional hills. *Atmos. Env.*, **vol 16 - n° 8**, pp 1869–1887.
- D.F.G. **DURÃO**, M.V. **HEITOR** et J.C.F. **PEREIRA** 1988. Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylinder. *Expe. in Fluids*, **vol 6**, pp 298–304.
- J.L. **HESS** 1975a. Improved solution for potential flow about arbitrary axisymmetric bodies by the use of higher-order surface source method. *Compt. Meth. in Appl. Mech and Eng.*, **vol 5**, pp 297–308.
- J.L. **HESS** 1975b. Review of integral-equation techniques for solving potential-flow problems with emphasis on the surface-source method. *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **vol 5**, pp 145–196.
- J.L. **HESS** 1990. Panel methods in computational fluid dynamics. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, **vol 22**, pp 255–274.
- H.L. **HIGSON**, R.F. **GRIFFITHS**, C.D. **JONES** et D.J. **HALL** 1996. Flow and dispersion around an isolated building. *Atmos. Env.*, **vol 30 - n° 16**, pp 2859–2870.
- J.C.R. **HUNT** et P.J. **MULHEARN** 1973. Turbulent dispersion from sources near two-dimensional obstacles. *J. Fluid Mech.*, **vol 61**, pp 245–274.
- J.C.R. **HUNT**, J.S. **PUTTOCK** et W.H. **SNYDER** 1979. Turbulent diffusion from a point source in stratified and neutral flows around a three-dimensional hill – Part I. Diffusion equation analysis. *Atmos. Env.*, **vol 13**, pp 1227–1239.
- K. **JACOB** et F.W. **RIEGELS** 1963. The calculation of the pressure distributions over aerofoil of finite thickness with and without flaps and slats. *Z. Flugwiss.*, **vol 11 - n° 9**, pp 357–367.
- O.D. **KELLOGG** 1953. *Foundation of Potential Theory*. Dover Pub. Co.
- H. **KOBER** 1957. *Dictionary of conformal representation*. Dover Pub. Inc.
- H. **LAMB** 1932. *Hydrodynamics*. Cambridge University Press.

- B. LEE et B.F. SOLIMAN 1977. An investigation of the forces on three dimensional bluff bodies in rough wall turbulent boundary layers. *J. of Fluids Eng.*, pp 503–510.
- R.I. LEWIS 1991. *Vortex element methods for fluid dynamic analysis of engineering systems*. Cambridge University Press.
- D.A. LYN et W. RODI 1994. The flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder. *J. Fluid Mech.*, vol 267, pp 353–376.
- D.A. LYN, S. EINAV, W. RODI et J.-H. PARK 1995. A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristic of the turbulent near wake of a square cylinder. *J. Fluid Mech.*, vol 304, pp 285–319.
- E. MARTENSEN 1959. Berechnung der Druckverteilung an Gitterprofilen in ebener Potentialströmung mit einer Fredholmschen Integralgleichung. *Arch. Rat. Mech. Anal.*, vol 3, pp 235–270.
- C.P. MRACEK, M.J. KIM et D.T. MOOK 1992. Three-dimensional potential flows by a vorticity-panel method. *Comput. Fluids*, vol 21 - n° 1, pp 31–42.
- Y. OGAWA et S. OIKAWA 1982. A field investigation of the flow and diffusion around a model cube. *Atmos. Env.*, vol 16 - n° 2, pp 207–222.
- G.V. PARKINSON et T.J. JANDALI 1970. A wake source model for bluff body potential flow. *J. Fluid. Mech.*, vol 40, pp 577–594.
- S.J. PRICE et M.P. PAIDOUSSIS 1984. The Aerodynamic forces acting on groups of two and three circular cylinders when subject to a cross flow. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, vol 17, pp 329–347.
- J.S. PUTTOCK 1979. Turbulent diffusion from sources near obstacles with separated wakes - Part II. Concentration measurements near a circular cylinder in uniform flow. *Atmos. Env.*, vol 13, pp 15–22.
- J.S. PUTTOCK et J.C.R. HUNT 1979. Turbulent diffusion from sources near obstacles with separated wakes – Part I. An eddy diffusivity model. *Atmos. Env.*, vol 13, pp 1–13.
- T.F. RICHASON et J. KATZ 1994. Unsteady Panel Method for flows with multiple bodies moving along various paths. *AIAA J.*, vol 32 - n° 1, pp 62–68.
- G. SCHEWE 1983. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, vol 133, pp 265–285.
- H. TSUNODA, Y. SAKAI et S. LIU 1993. The effect of a circular cylinder on the diffusion of matter by a plume. *J. Fluid Mech.*, vol 246, pp 419–442.

Partie III :

*Application
aux groupes
d'obstacles*

III.1. Cadre général de l'étude

Dans la mesure où l'on peut construire une infinité de groupes d'obstacles différents, il convient de limiter l'étendue de cette étude aux cas les plus représentatifs. Il est en effet possible de dégager des paramètres fondamentaux qui permettent d'assurer que le comportement de l'écoulement et de la dispersion soient relativement général pour la classe de groupes ainsi définie. Nous allons préciser dans ce chapitre, le cadre général de notre étude, les paramètres importants à étudier et la forme des groupes d'obstacles retenue

III.1.1 Méthodologie

Nous avons vu dans la partie précédente, plusieurs manières de traiter le problème qui nous concerne. Les études préliminaires sur les cas de couche limite (§ II.1.3) et d'un cube (§ II.1.4) ont montré que les résultats de comparaison avec les simulations numériques étaient satisfaisants. Celles-ci nous permettent de fixer le critère de similitude géométrique ($\mathcal{L} = 100$) entre les modèles physiques utilisés en soufflerie et les simulations à l'échelle atmosphérique. Les cubes utilisés dans la composition des groupes sont identiques à celui utilisé dans l'étude du cube unique ; ils mesurent 80 mm de côté (h). La hauteur δ de la couche limite dans la soufflerie vaut approximativement 50 cm . Nous limitons notre étude au cas où la hauteur de couche limite est grande par rapport à la hauteur des obstacles. D'autres études expérimentales similaires (un ou plusieurs cubes), comme celles de CASTRO et ROBINS (1977), de SNYDER *et al.* (1991), et de THOMPSON (1993) se plaçaient également dans ce type de configuration. Les rapports entre δ et h , pour ces expériences sont résumés dans le tableau (TAB. III.1.1).

	δ/h
CASTRO et ROBINS (1977)	10
SNYDER <i>et al.</i> (1991)	8.33
THOMPSON (1993)	10
Présente étude	6.25

TAB. III.1.1 – Rapport δ/h pour diverses expériences

Pour l'approche numérique, nous avons étudié, à l'aide du code *MERCURE*, certaines configura-

tions de groupe d'obstacles. Nous avons montré qu'il était possible de simuler de manière satisfaisante (par comparaison avec la soufflerie) le cas d'une dispersion à partir d'une source ponctuelle en hauteur dans une CLA. Ce premier résultat est particulièrement important car il montre que le critère de similitude géométrique permet de simuler correctement les résultats expérimentaux. Il est clair que la modélisation physique en soufflerie présente le désavantage de demander beaucoup de temps pour la réalisation des mesures, ce qui limite naturellement le nombre de cas qu'il est possible d'étudier. Les approches numériques, bien que lourdes à mettre en place, peuvent être, dans des cas simples, plus efficaces que l'approche expérimentale dans la mesure où elles permettent d'effectuer des études paramétriques beaucoup plus complètes. De nombreux travaux numériques portant sur la simulation de l'écoulement autour d'obstacles ont déjà été effectués. Dernièrement EDAMOTO et KAWAHARA (1998) ont utilisé une méthode numérique basée sur les éléments finis pour étudier l'influence de deux cubes en tandem sur l'écoulement. Ce type de simulation montre que pour décrire correctement le comportement de l'écoulement en présence d'obstacles, il est nécessaire d'utiliser un nombre très important de nœuds. Nous utiliserons donc, d'une part cette méthode, qualifiée de directe, dans un cas simple de quatre cubes et d'autre part, le concept de perte de charge développé au chapitre II.2 pour des groupes plus importants. Les problèmes liés aux temps de calcul et à la taille mémoire indispensable, rendent difficiles les études systématiques dans des configuration compliquées. Ainsi pour l'étude de certains phénomènes ou paramètres, nous utiliserons des méthodes potentielles. La puissance des transformations conformes nous permettra d'exprimer (lorsque cela est possible) des solutions analytiques de l'écoulement et de la dispersion en présence d'un obstacle. Nous présentons également une méthode numérique potentielle basée sur des éléments discrets de vorticité qui permet d'exprimer de manière simple et rapide le champ de vitesse autour d'un ou plusieurs obstacles. Cette méthode, couplée avec un modèle stochastique de dispersion, permet d'étudier efficacement le problème de la dispersion turbulente à travers un groupe quelconque d'obstacles. Nous allons, dans la suite de ce travail, utiliser cette méthode pour identifier les différents mécanismes intervenant dans la dispersion en présence de nombreux obstacles. Elle servira à dégager les paramètres importants des diverses configurations à retenir, et à comprendre, dans des cas simplifiés, l'importance relative des mécanismes les uns par rapport aux autres.

Parmi les paramètres qui vont le plus influencer sur l'écoulement et la dispersion à travers un groupe d'obstacles nous pouvons citer :

- La topologie (ou configuration géométrique) du groupe. En effet la disposition des obstacles les uns par rapport aux autres aura un effet direct sur la force de traînée globale du groupe, sur l'écoulement (au sens de sa distribution spatiale) et donc sur le ralentissement du fluide dans le groupe. Cette organisation géométrique contrôle également la production de turbulence engendrée par la présence des obstacles et par conséquent le comportement du panache et sa dispersion.
- La porosité du groupe va déterminer principalement l'intensité de la distribution de force

de traînée ainsi que la quantité de matière capable de pénétrer à l'intérieur du groupe. Ce paramètre varie selon la géométrie étudiée.

- La perméabilité du groupe va, quant à elle, contrôler le comportement du fluide dans le groupe. C'est un paramètre qui n'est pas quantifiable à l'avance ; il est fonction à la fois de la géométrie et de la porosité.
- La position relative de la source par rapport au bord d'attaque du groupe détermine la taille relative du panache à l'approche du groupe par rapport aux dimensions caractéristiques de ce dernier.

III.1.2 Topologie

Comme nous l'avons précisé en introduction, il est possible de construire une infinité de configurations de groupes. Il est donc nécessaire de limiter le nombre de paramètres qui contrôlent sa topologie. Nous avons retenu des configurations fondamentales assez simples pour qu'elles permettent d'identifier les différents mécanismes mais toutefois suffisamment représentatives pour que tous les mécanismes soient présents. Il s'agit donc, dans un premier temps, de constater un « effet de groupe ». Pour cela, il faut que le groupe ne soit pas d'une taille caractéristique trop importante pour que l'on puisse identifier un effet non-local sur la dispersion. Ceci conduit à la notion de groupe limite : à partir de quelle taille un panache ou un écoulement ne sont ils plus sensibles à l'augmentation du nombre d'obstacles ? Parmi l'ensemble des configurations géométriques deux approches sont possibles : considérer une organisation géométrique (avec un motif fondamental qui se reproduit) ou considérer une distribution aléatoire des obstacles. Nous avons fait le choix de la première approche, qui a conduit à retenir trois configurations fondamentales, dont les deux premières sont représentées sur les figures (FIG. III.1.2a) (FIG. III.1.2b) :

- *Alignée*, les obstacles sont placés dans une matrice régulière (voir FIG. III.1.1a).
- *En quinconce*, les obstacles sont placés dans une matrice dont une colonne sur deux est décalée verticalement (voir FIG. III.1.1b).
- Pas d'obstacle, afin de pouvoir étudier les effets relatifs d'une des deux géométries précédentes.

Nous utiliserons dans la suite des groupes constitués de cubes (ou carrés pour la méthode potentielle) de dimensions identiques. De plus les distances entre obstacles selon les directions longitudinale et transversale seront toutes prises égales (d). On notera L_x et L_y (respectivement) les dimensions longitudinale et transversale du groupe. La source sera placée sur l'axe de symétrie du groupe.

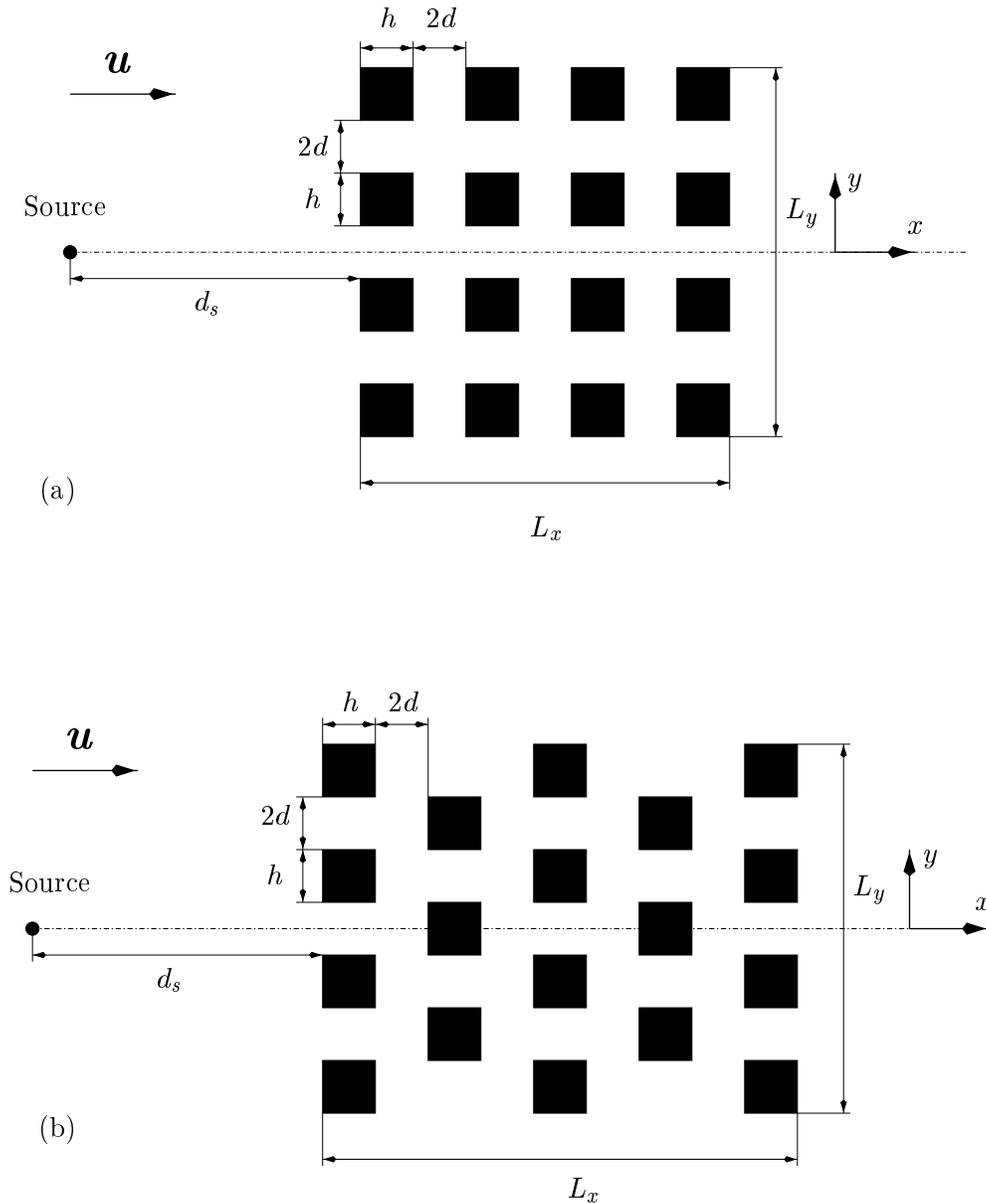


FIG. III.1.1 – Définition des configurations géométriques retenues – (a) Configuration alignée (b) Configuration en quinconce

III.1.3 Porosité

III.1.3.1 Définition

Afin de limiter une nouvelle fois le nombre de paramètres géométriques des configurations retenues, nous nous plaçons dans le cadre d'une porosité constante. Sachant que la topologie des groupes varie, nous allons modifier la perméabilité des configurations retenues. La porosité d'un groupe est définie comme étant le rapport entre la surface au sol couverte par les obstacles Λ par la surface totale au sol couverte par le groupe Γ . Ainsi pour un groupe aligné comportant n lignes de p obstacles, on a :

$$\begin{cases} \Gamma = (nh + (n-1)d)(ph + (p-1)d) \\ \Lambda = nph^2 \end{cases} \quad (\text{III.1.1})$$

Donc la porosité \mathcal{P} s'écrit dans ce cas là :

$$\mathcal{P} = \frac{nph^2}{(nh + (n-1)d)(ph + (p-1)d)} \quad (\text{III.1.2})$$

dans une configuration en quinconce, la porosité s'exprime comme suit :

$$\mathcal{P} = \frac{\left\{ \left(E\left(\frac{p}{2}\right) + 1 \right) \alpha + E\left(\frac{p}{2}\right) \beta \right\} h^2}{(\alpha h + \beta d)(ph + (p-1)d)} \quad (\text{III.1.3})$$

où E désigne la partie entière, $\alpha = n$ et $\beta = n - 1$ si la première colonne contient plus d'obstacles que la deuxième et $\alpha = n - 1$ et $\beta = n$ dans le cas contraire. Nous avons fait le choix d'étudier quatre configurations de base :

- *Alignées*: composées de 4 et 16 cubes (voir FIG. III.1.2a et c)
- *En quinconces*: constituées 5 et 18 cubes (voir FIG. III.1.2b et d)

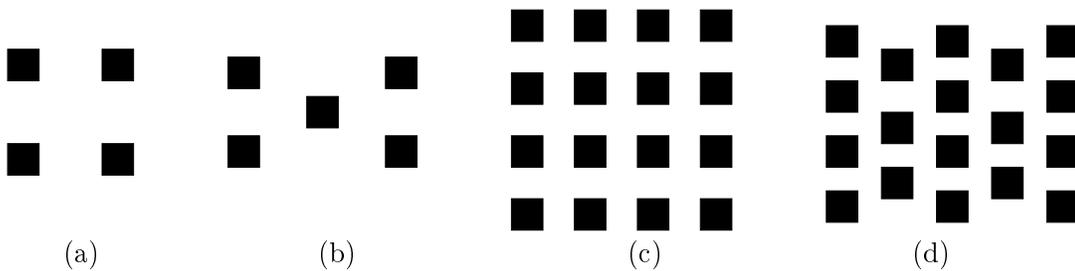


FIG. III.1.2 – Définition des groupes

La porosité de ces configurations est fixée à $\mathcal{P} = 1/4$. Ayant fixé la porosité, les paramètres du problème (pour déterminer de manière unique la géométrie du groupe) sont : la distance d entre les obstacles, la taille h des obstacles et la surface totale Γ du groupe. Nous faisons le choix de garder constante la taille des obstacles (ce choix est principalement guidé par les expériences que nous avons effectuées dans la soufflerie avec une série commune d'obstacles de 80 mm de coté). On a les caractéristiques géométriques suivantes (voir TAB. III.1.2).

De plus nous imposons que dans le cas n° 1 (4 obstacles), la distance entre les obstacles soit fixée à $d = 2h$.

	n°	d/h	Γ/h^2	Λ/h^2	L_x/h	L_y/h	\mathcal{P}
4	1	2	16	4	4	4	1/4
5	2	1.422	20	5	5.88	3.442	1/4
16	3	1.333	64	16	8	8	1/4
18	4	1.158	72	18	9.63	7.47	1/4

TAB. III.1.2 – Caractéristiques géométriques des quatre groupes retenus

III.1.3.2 Étude asymptotique

En utilisant l'équation (III.1.2) ou (III.1.3) qui donne la définition de la porosité, et en faisant tendre n et p vers l'infini, on obtient :

$$\mathcal{P} \sim \frac{np h^2}{n(h+d)p(h+d)} = \frac{h^2}{(h+d)^2} \quad (\text{III.1.4})$$

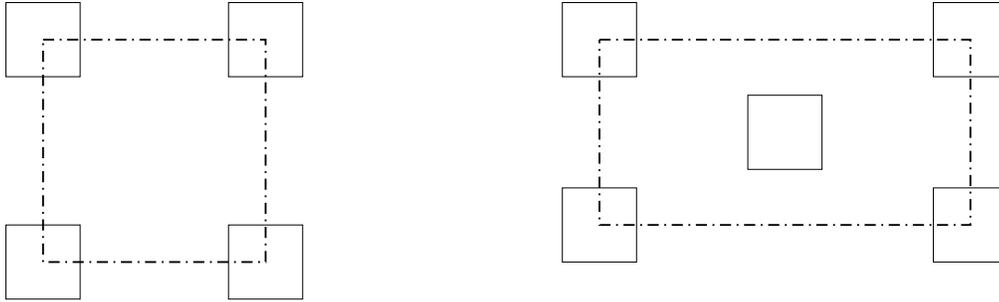


FIG. III.1.3 – Nouvelle définition de la porosité

À présent, considérons une définition légèrement différente de la porosité. Nous utilisons pour cela les motifs fondamentaux constitutifs des configurations alignée et en quinconce, représentés sur la figure (FIG. III.1.3). Le périmètre en pointillé représente la nouvelle surface totale du groupe. Avec cette définition on obtient pour la porosité \mathcal{P}' :

– dans le cas aligné :

$$\mathcal{P}' = \frac{4(1/4h^2)}{(d+2(1/2h))(d+2(1/2h))} = \frac{h^2}{(h+d)^2} \quad (\text{III.1.5})$$

– dans le cas en quinconce :

$$\mathcal{P}' = \frac{4(1/4h^2)}{(2d+d(1/2h)+h)(d+2(1/2h))} = \frac{h^2}{(h+d)^2} \quad (\text{III.1.6})$$

Ainsi en utilisant cette définition de la porosité nous retrouvons le calcul asymptotique précédent. De plus elle présente l'avantage d'être indépendante du nombre d'obstacles.

III.1.4 Zone d'influence – Position de la source

Un facteur important dans l'étude de la dispersion en présence de groupes est la position de la source. En effet, celle-ci détermine la taille caractéristique du panache à l'approche du groupe. Il existe naturellement trois échelles de longueur caractéristiques : L_x , L_y et d . On peut alors considérer trois cas de figures :

- 1. Le panache possède une taille caractéristique importante par rapport à la dimension transversale du groupe (L_y). Le groupe ne modifie pas, dans ce cas, le comportement du panache de manière significative, la turbulence générée par les obstacles augmente le processus de diffusion à l'intérieur du groupe, mais le comportement global du panache reste inchangé.
- 2. Le panache a une taille équivalente à celle du groupe. Dans ce cas, l'effet du groupe est maximum. Le panache subit directement les effets de flux (de l'intérieur vers l'extérieur du groupe) et la turbulence due aux obstacles augmente de façon significative la dispersion.
- 3. Le panache a une taille caractéristique petite par rapport à la distance de séparation d entre les obstacles. La structure du panache suit donc les lignes de courant de l'écoulement, mais la dispersion n'est pas réellement sensible au fait de passer à travers un groupe d'obstacles, particulièrement à l'échelle de ce groupe. Dans le cas où l'échelle L_x est grande devant L_y , la taille du panache peut, à l'intérieur du groupe, devenir de l'ordre de L_y et les effets du groupe deviennent importants sur la dispersion.

De même, le comportement au voisinage de la source dépend de la position relative de cette dernière par rapport au groupe. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre I.2, il existe en amont du groupe une zone de perturbation, dite zone de déplacement, où le fluide ralenti du fait de la présence des obstacles. On peut alors définir trois zones en amont pour le positionnement de la source :

- 1. Loin en amont, région dans laquelle le fluide n'est pas perturbé, le comportement du panache au voisinage de la source est similaire à celui qu'aurait un panache dans un écoulement sans obstacle, puis ce panache impacte sur la zone de déplacement, puis sur le groupe.
- 2. Dans la zone de perturbation amont, le comportement d'un panache est alors différent du cas sans obstacle. Les lignes de courant divergent dans cette région de l'écoulement pour traduire le ralentissement du fluide, et la dispersion initiale s'en trouve augmentée relativement.
- 3. Très proche, ou dans le groupe, la dispersion initiale provenant d'une source subit directement les effets locaux des obstacles et de leur configuration géométrique.

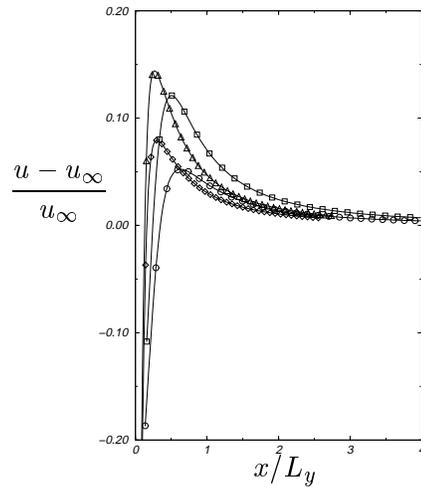


FIG. III.1.4 – Perturbation de vitesse en amont des groupes – \circ Cas n° 1, \square Cas n° 2, \diamond Cas n° 3, \triangle Cas n° 4

Sur la figure (FIG. III.1.4) nous avons représenté la perturbation de vitesse sur l'axe de symétrie de chacun des quatre groupes en utilisant le modèle potentiel. En prenant comme définition de la zone d'influence la région de l'écoulement dont la perturbation vaut 1% de la vitesse non perturbée on remarque que pour tous les groupes, la zone d'influence est de l'ordre de $2.5 L_y$. Ainsi pour étudier l'influence de la position de la source sur la dispersion nous utiliserons deux positions différentes : $-L_y$ et $-3L_y$ (distance entre la source et le bord d'attaque du groupe).

III.1.5 Utilisation de méthodes potentielles

Nous avons présenté au chapitre II.3 des méthodes analytiques (basées sur des transformations conformes) et numériques (segments de vorticité) qui permettaient d'obtenir un champ de vitesse potentiel en présence d'un obstacle. Nous allons brièvement montrer quelques exemples d'applications pour des groupes d'obstacles.

III.1.5.1 Une méthode analytique

Au § II.3.4 nous avons explicité la fonction potentielle résultant d'un écoulement uniforme en présence d'un cylindre de rayon R . Maintenant supposons que l'on introduise un deuxième cylindre dans cet écoulement. La fonction potentielle résultante de la somme des potentiels de chaque cylindre (f_1 et f_2) pris séparément est encore harmonique (c'est à dire que $\Delta(f_1 + f_2) = 0$). Cependant, cette fonction n'est pas représentative de l'écoulement autour de deux cylindres.

III.1.5.1.1 Images hydrodynamiques

L'hypothèse d'écoulement potentiel suppose que le domaine sur lequel la solution est exprimée soit infini dans toutes les directions. Maintenant si l'on place un obstacle dans un écoulement préalablement déterminé, cet écoulement primaire est perturbé par la présence de l'obstacle. Le

problème est alors le suivant : connaissant la fonction potentielle $f_0(z)$ de l'écoulement primitif on cherche le potentiel complexe $f(z)$ de l'écoulement perturbé, en imaginant que tout le domaine extérieur à l'obstacle est occupé par le fluide. La fonction $f(z)$ a, bien sûr, d'autres conditions limites que la fonction $f_0(z)$, en particulier la fonction de courant ψ doit être constante sur l'obstacle mais également sur les autres parois limitant l'écoulement. On supposera encore que les écoulements correspondant à $f_0(z)$ et à $f(z)$ restent superposables à l'infini, ce qui revient à dire que les effets dus aux limites supplémentaires, deviennent négligeables à l'infini.

Considérons un système \mathcal{S} constitué de puits et de sources ponctuels. Ajoutons un obstacle matérialisé par le contour \mathcal{C} et construisons à l'intérieur de \mathcal{C} le système \mathcal{S}' (constitué lui aussi de puits et de sources) de telle sorte que le contour \mathcal{C} soit une ligne de courant. On dit alors que le système \mathcal{S}' est l'image hydrodynamique du système \mathcal{S} sachant que le fluide occupe tout l'espace. La théorie des images hydrodynamiques permet donc une représentation des écoulements potentiels dans des configurations élaborées, où l'écoulement est perturbé par des obstacles, conditions limites, etc ...

III.1.5.1.2 Cas de plusieurs cylindres

Considérons le cas d'un écoulement potentiel autour de N cylindres de rayon R . Les notations sont précisées sur la figure (FIG. III.1.5), où sont représentés deux dipôles primaires (z_{ii} et z_{jj}) et l'image hydrodynamique du dipôle placé en z_{ii} dans le cylindre placé en z_{jj} .

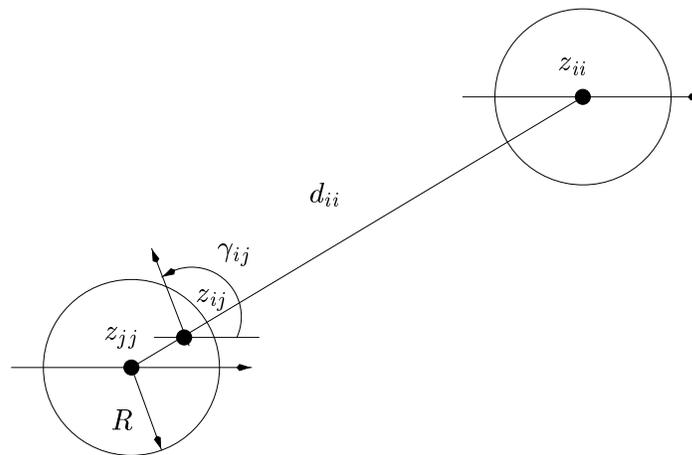


FIG. III.1.5 – Potentiel en présence de deux cylindres

On dispose ainsi N dipôles primaires de puissance μ_{ij} pour modéliser les cylindres, et $N - 1$ cylindres secondaires dans chacun des cylindres, représentant leurs images hydrodynamiques. On a alors au premier ordre :

– la fonction potentielle :

$$f(z) = u_\infty \left(z + R^2 \sum_{i,j=1}^N \mu_{ij} \frac{e^{i\gamma_{ij}}}{z - z_{ij}} \right) \quad (\text{III.1.7})$$

– la fonction de courant :

$$\psi(x, y) = u_\infty \left(y - R^2 \sum_{i,j=1}^N \mu_{ij} \frac{y_{ij}}{x_{ij}^2 + y_{ij}^2} \right) \quad (\text{III.1.8})$$

– la composante horizontale de la vitesse :

$$u(x, y) = u_\infty \left(1 + R^2 \sum_{i,j=1}^N \mu_{ij} (u_{ij} \cos \gamma_{ij} - v_{ij} \sin \gamma_{ij}) \right) \quad (\text{III.1.9})$$

– la composante verticale de la vitesse :

$$v(x, y) = -u_\infty R^2 \sum_{i,j=1}^N \mu_{ij} (u_{ij} \sin \gamma_{ij} + v_{ij} \cos \gamma_{ij}) \quad (\text{III.1.10})$$

avec,

$$\mu_{ij} = \frac{R^2}{d^2} + \delta_{ij} \left(1 - \frac{R^2}{d^2} \right) \quad \gamma_{ij} = (1 - \delta_{ij}) \left(2 \text{Arctan} \left(\frac{y_{o_i} - y_{o_j}}{x_{o_i} - x_{o_j}} \right) - \pi \right)$$

$$x_{ij} = (x - x_{o_{ij}}) \cos \gamma_{ij} + (y - y_{o_{ij}}) \sin \gamma_{ij} \quad y_{ij} = -(x - x_{o_{ij}}) \sin \gamma_{ij} + (y - y_{o_{ij}}) \cos \gamma_{ij}$$

$$x_{o_{ij}} = x_{o_i} + \frac{R^2}{d_{ij}} \cos(2\pi - \gamma_{ij}) \quad y_{o_{ij}} = y_{o_i} + \frac{R^2}{d_{ij}} \sin(2\pi - \gamma_{ij})$$

$$x_i \equiv x - x_{o_i} \quad y_i \equiv y - y_{o_i} \quad x_{o_{ii}} \equiv x_{o_i} \quad y_{o_{ii}} \equiv y_{o_i}$$

$$u_{ij} = \frac{x_{ij}^2 - y_{ij}^2}{(x_{ij}^2 + y_{ij}^2)^2} \quad v_{ij} = \frac{2x_{ij}y_{ij}}{(x_{ij}^2 + y_{ij}^2)^2}$$

Ces fonctions analytiques permettent d'exprimer le champ de vitesse potentiel en présence d'un nombre quelconque de cylindres. Des applications à des cas de groupes d'obstacles alignés et en quinconce ont été développées par ISNARD et PERKINS (1997) et ISNARD et PERKINS (1998). À cette approche, a été couplé un modèle stochastique pour l'étude de la dispersion à travers de tels groupes. Le défaut principal de cette approche est dans la forme des obstacles que l'on peut représenter. Il paraît plus judicieux d'utiliser la méthode numérique des segments de vortacité, qui permet, elle, de représenter des obstacles de forme quelconque.

III.1.5.2 Segments de vortacité

Nous avons vu au § II.3.7 l'expression générale de la condition limite à imposer sur un segment pour tenir compte de la présence de P autres segments (équation (II.3.37)). Ainsi on peut organiser la suite de segments sous la forme de N obstacles de forme quelconque. L'application d'une telle méthode est illustrée sur la figure (FIG. III.1.6) qui présente le champ de vitesse induit par un groupe d'obstacles en quinconce.

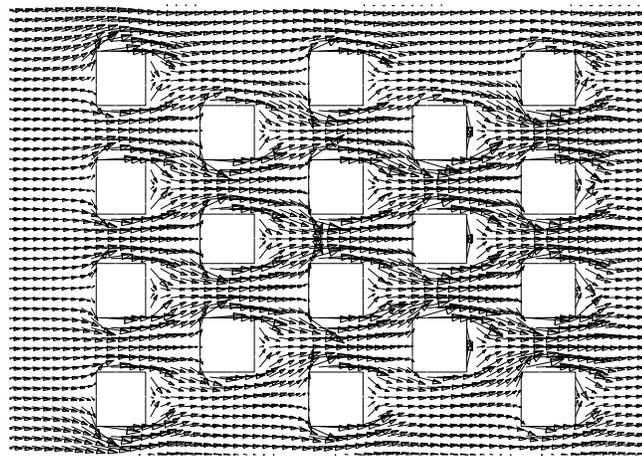


FIG. III.1.6 – *Champ de vitesse potentiel dans un groupe en quinconce*

III.1.6 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le cadre général de l'étude qui va suivre sur les groupes d'obstacles. Nous avons déterminé les paramètres fondamentaux limitant les configurations géométriques retenues. C'est à dire que nous allons considérer quatre types de groupes, deux dans une configuration alignée (4 et 16 obstacles) et deux dans une configuration en quinconce (5 et 18 obstacles). Nous allons utiliser les différentes méthodes présentées dans la deuxième partie de ce manuscrit pour étudier l'importance relative des différents mécanismes impliqués dans la modification du champ de vitesse et de la dispersion à travers un groupe d'obstacles. Nous étudierons successivement l'effet topologique et le mélange dans les sillages.

III.1.7 Bibliographie

- I.P. CASTRO et A.G. ROBINS 1977. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *J. Fluid Mech.*, vol 79, pp 307-335.
- K. EDAMOTO et M. KAWAHARA 1998. Finite Element analysis of two- and three-dimensional flows around square columns in tandem arrangement. *Int. J. for Num. Meth. in Fluids*, vol 28, pp 95-112.
- O. ISNARD et R.J. PERKINS 1997. Dispersion through groups of obstacles - A numerical model. *Dans: 3rd European Fluid Mechanics Conference. Göttingen. EUROMECH.*
- O. ISNARD et R.J. PERKINS 1998. Dispersion through large groups of obstacles. *Dans: European Geophysical Society XXIII General Assembly – Nice, France.*
- W.H. SNYDER, M.J. DAVIDSON et R.E. LAWSON 1991. *Building array - Neutral plumes. Part I Wind tunnel.* National Oceanic and Atmospheric Administration.

R.S. THOMPSON 1993. Building amplification factor for sources near buildings : a wind-tunnel study. *Atmos. Env.*, vol 27 - n° 15, pp 2313–2325.

III.2. Résultats

Nous présentons dans ce chapitre des résultats expérimentaux et des résultats issus des différents modèles numériques pour différentes configurations de groupes d'obstacles. Nous ferons une analyse détaillée de ces résultats et confronterons les prédictions des modèles aux mesures expérimentales

III.2.1 Nomenclature – données disponibles

Nous avons étudié quatre cas différents (TAB. III.2.1) en variant le nombre d'obstacles et la configuration géométrique. Il convient d'utiliser une norme cohérente pour décrire ces résultats.

Cas n° 1	Groupe de 4 obstacles alignés
Cas n° 2	Groupe de 5 obstacles en quinconce
Cas n° 3	Groupe de 16 obstacles alignés
Cas n° 4	Groupe de 18 obstacles en quinconce

TAB. III.2.1 – Notations utilisées pour désigner les quatre cas étudiés

En particulier il s'agit d'adopter une nomenclature pour donner la position relative d'un profil dans le groupe. La position relative d'un tel profil dans (ou en dehors) du groupe est déterminée, pour les profils expérimentaux, par trois coordonnées (x , y et z) et une origine. L'origine sera prise sur l'axe de symétrie de chaque groupe, au sol et sur le bord d'attaque. Les coordonnées sont :

$$\left\{ \begin{array}{ll} x = nh + (2n - 1)d & n \in \mathbb{N} \quad \text{pour la direction longitudinale} \\ y = p\frac{h}{2} + (2p - 1)d & p \in \mathbb{N} \quad \text{pour la direction transversale} \\ z = z & \text{pour la direction verticale} \end{array} \right. \quad (\text{III.2.1})$$

où h est la taille caractéristique de l'obstacle (cube) et $2d$ est la distance de séparation des obstacles. En effet pour les mesures expérimentales, nous avons réalisé différents profils verticaux

et horizontaux dont les coordonnées d'évolution étaient les suivantes :

- *Profils horizontaux*: ce sont des profils d'évolution selon la direction transversale y placés à une hauteur de $h/2$. Ainsi, la position de chaque profil (vitesse ou concentration) est déterminée par sa coordonnée longitudinale x .
- *Profils verticaux*: dans ce cas la direction d'évolution est la verticale et la position géométrique d'un profil est déterminée par ces coordonnées x et y .

Pour l'étude expérimentale, nous avons réalisé deux types de mesures pour chacun des quatre cas : une première pour l'étude du champ de vitesse, à l'aide du LDA décrit au chapitre II.1 (§ II.1.2.2), et une deuxième expérience pour mesurer le champ de concentration issu d'une source ponctuelle placée en amont des groupes, à l'aide du FID (§ II.1.2.4).

Nous avons rencontré des difficultés pour mesurer le champ de vitesse dans un mode de coïncidence avec le LDA. Ce problème provient de la construction du chariot de mesure et des jeux existant dans le montage des optiques du LDA. Une conséquence est que les trois voies de mesure (une pour chaque composante de vitesse) ne peuvent faire l'acquisition simultanée du passage d'une particule d'ensemencement. Les voies faisant de l'acquisition de manière séparée nous avons à notre disposition :

- *champ moyen*: U, V, W (respectivement les composantes de vitesse selon l'axe longitudinal, l'axe transversal et l'axe vertical).
- *champ turbulent*: u

Cette restriction provient du fait que le repère de mesure n'est pas orthogonal et n'est pas aligné avec le repère naturel du groupe. Il est donc nécessaire de faire intervenir une suite de transformations géométriques (projection et rotations) pour obtenir les composantes de vitesse dans le repère naturel. Cette suite de transformations géométriques implique que pour connaître les composantes de fluctuation transversale (v) et verticale (w) il faut connaître la corrélation des fluctuations dans le système d'axes non orthogonal, et donc d'être en mode de coïncidence. Les mesures faites avec le FID permettent d'obtenir le champ de concentration moyen C et la fluctuation de concentration c . De plus nous avons fait le choix de ne mesurer que des demi-profils transversaux dans les groupes. En effet la géométrie des groupes présentant un axe de symétrie, nous avons vérifié, par des mesures préliminaires, que chaque groupe était placé de manière symétrique par rapport avec l'écoulement incident, puis mesuré les profils de vitesse et de concentration pour des coordonnées y positives. Afin de présenter de manière classique les résultats, nous avons « symétrisé », en post-traitement, les différents profils.

III.2.2 Analyse des groupes n° 1 et n° 2

III.2.2.1 Profils verticaux de vitesse

Les figures (FIG. III.2.1) et (FIG. III.2.2) présentent l'évolution verticale du champ moyen de vitesse longitudinal pour les deux cas n° 1 et n° 2 (respectivement) et pour $y = d + h/2$. Dans les deux cas la composante de vitesse verticale est légèrement négative en partie haute de la couche. Ceci est dû au blocage aérodynamique du chariot de mesure qui supporte le LDA. Dans le cas n° 1 la zone de recirculation se développe dans tout l'espace entre les deux obstacles. D'après les études expérimentales de HUSSAIN et LEE (1980) puis l'analyse faite par HUNTER *et al.* (1992) en utilisant un modèle numérique, on peut dire que l'on se trouve dans un régime d'« interférence de sillages », schématisé sur la figure (FIG. III.2.3). En effet, sur le troisième profil dans la cavité ($x = h + 3d/2$), à partir de $z = h/2$, la composante de vitesse verticale est positive. La relaxation de l'écoulement de l'intérieur du groupe vers l'extérieur engendre une zone de recirculation derrière chaque obstacle de la deuxième colonne assez différente de celle entre les deux obstacles. Le quatrième profil ($x = 2h + 3d$) montre que la vitesse longitudinale est approximativement nulle sur une hauteur qui s'étend jusqu'à $3h/4$. Ceci montre que dans cette zone se terminent les deux structures tourbillonnaires contra-rotatives verticales (voir (FIG. II.1.22) et le schéma (FIG. III.2.4)).

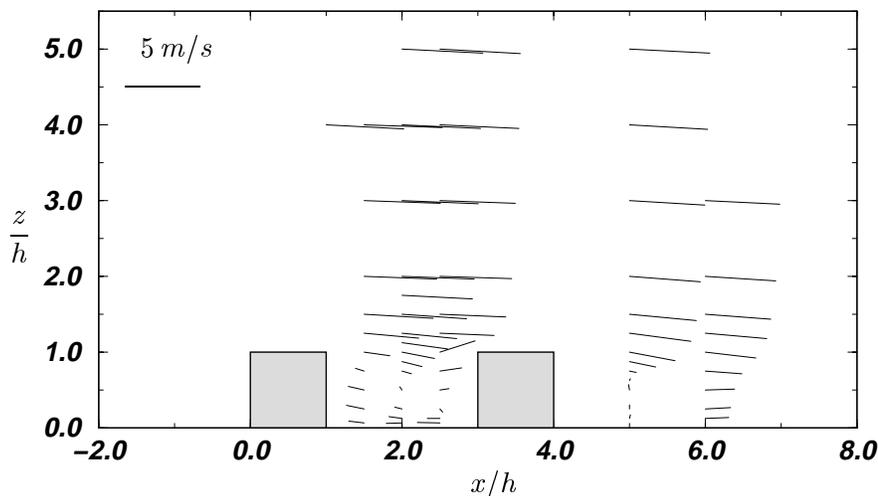


FIG. III.2.1 – Évolution de profil de vitesse, mesures LDA, cas n° 1

Le comportement de l'écoulement dans le cas n° 2 est relativement différent du cas précédent, principalement parce que la distance entre les deux obstacles d'une même ligne ($y = \pm(d + h/2)$) est plus importante que dans le cas n° 1 (cette distance vaut approximativement $2.42h$ pour le cas n° 2 au lieu de $2h$ dans le premier cas). Toujours d'après HUSSAIN et LEE (1980), cette distance de séparation, compte tenu du rapport entre largeur et hauteur de l'obstacle (ici 1), correspond à un régime d'écoulement dit d'« élément de rugosité isolé ». C'est ce qui est observé expérimentalement sur la figure (FIG. III.2.2) où le profil placé en $x = 2h + 3d$ ne présente pas de vitesse longitudinale négative. L'écoulement a une distance suffisante pour se relaxer avant

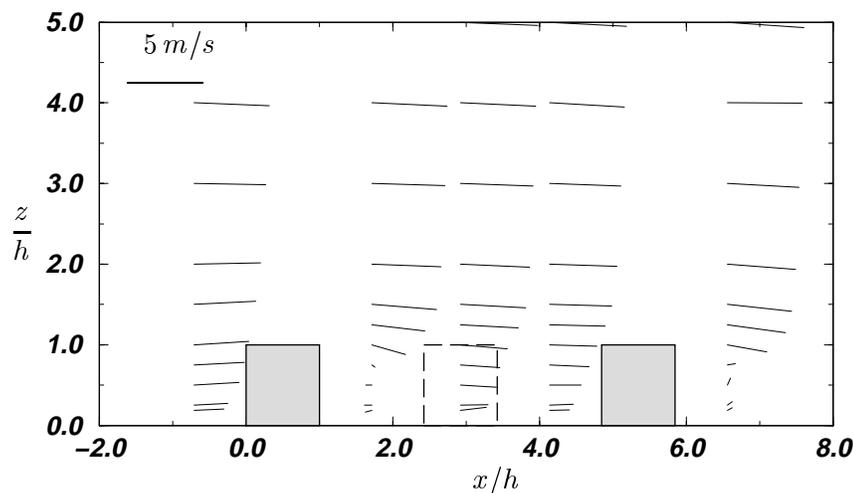


FIG. III.2.2 – Évolution de profil de vitesse, mesures LDA, cas n° 2

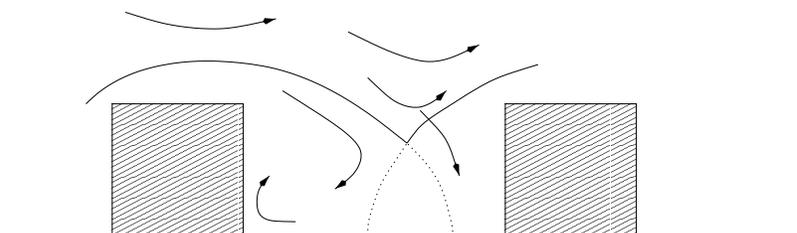


FIG. III.2.3 – Comportement de l'écoulement entre deux obstacles, régime d'interférence de sillages

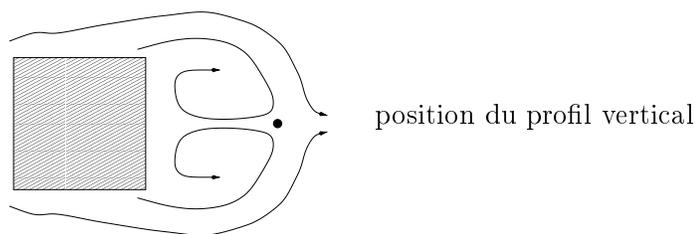


FIG. III.2.4 – Comportement de l'écoulement de relaxation en sortie de groupe, cas n° 1

de rencontrer l'obstacle suivant. Dans le cas aligné, il y a un flux vertical positif en amont du deuxième obstacle, qui n'est pas observé pour le cas en quinconce.

L'évolution du profil vertical de la vitesse longitudinale le long de l'axe de symétrie (FIG. III.2.5a) montre qu'en amont des deux groupes, l'écoulement ralentit par rapport à un écoulement de couche limite sans obstacle. La valeur de la vitesse de frottement u_* (calculée à partir de la formule $u_* = \sqrt{\nu \partial_z \bar{U}}$ prise à l'origine) vaut dans le cas aligné 0.35 m/s et 0.26 m/s dans le cas en quinconce ($u_* = 0.20 \text{ m/s}$ pour la couche sans obstacle). Après la première colonne d'obstacles ($x = h + d$), dans le cas n° 2, la vitesse décroît sensiblement plus que dans le cas aligné et ce, sur une hauteur approximative de $2h$. À cette abscisse, la vitesse de frottement vaut 0.35 m/s pour le

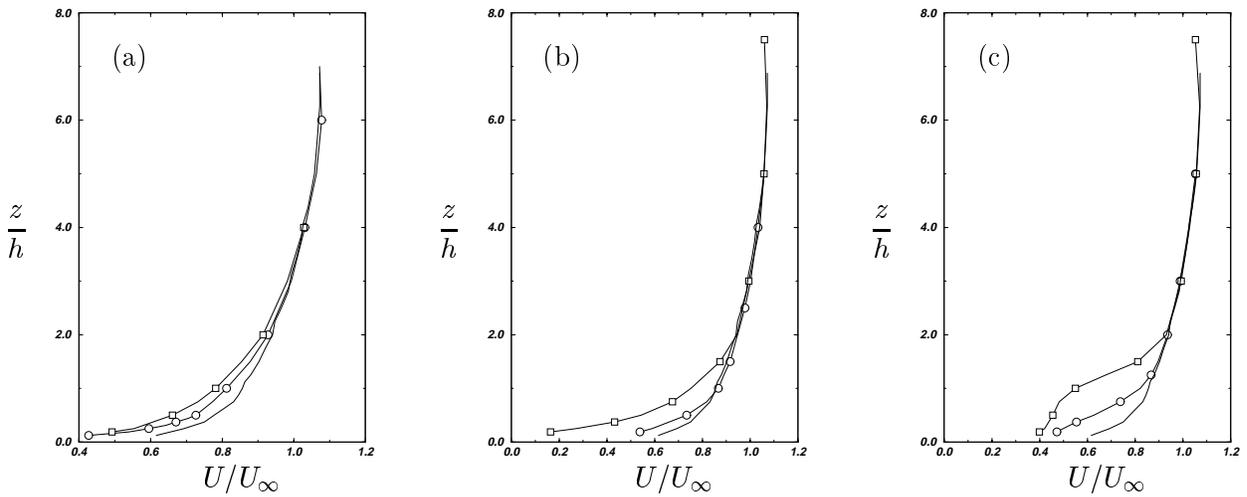


FIG. III.2.5 – Profils verticaux de vitesse longitudinale – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$, (c) Sortie du groupe – \circ Cas n° 1 \square Cas n° 2 — Couche limite sans obstacle

cas n° 1 et 0.28 m/s pour le cas n° 2. Les profils en sortie des groupes (voir FIG. III.2.5c) montrent que dans le cas en quinconce, l'écoulement n'est pas encore rétabli et garde un comportement typique d'un profil dans le sillage d'un obstacle (COUNIHAN, 1971 ; CASTRO et ROBINS, 1977 ; CASTRO, 1979). La perturbation du champ de vitesse s'étend jusqu'à une hauteur approximative de $2h$.

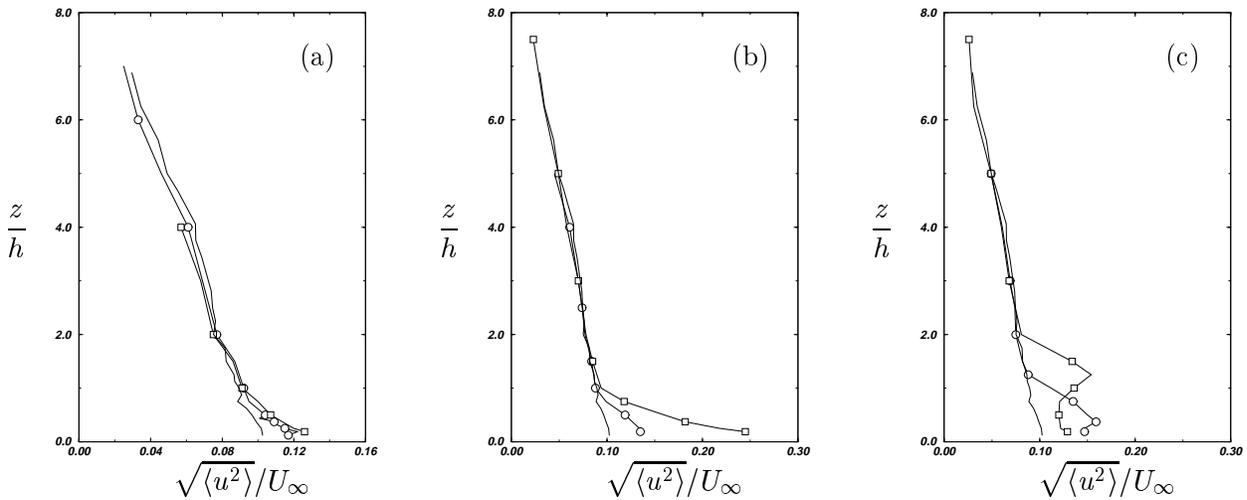


FIG. III.2.6 – Profils verticaux de fluctuation de vitesse longitudinale ($y = 0$) – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$, (c) Sortie du groupe – \circ Cas n° 1 \square Cas n° 2 — Couche limite sans obstacle

Les fluctuations de vitesse, en amont des groupes (FIG. III.2.6a), sont plus élevées par rapport au cas sans obstacle (15%) dans la partie basse de la couche ($z < h/2$) pour les deux configurations, qui sont elles, sensiblement identiques. Par contre à l'intérieur des groupes (FIG. III.2.6b), la production de turbulence est, pour le cas n° 2, beaucoup plus importante que pour le cas n° 1 et que pour le cas sans obstacle. Il est important de noter qu'en amont du groupe, le maximum de vitesse fluctuante se trouve à la paroi. Plus en aval (voir FIG. III.2.6c), la production de

turbulence se trouve localisée dans la configuration en quinconce, à une hauteur de $1.5h$, ce qui situe approximativement la zone de recirculation à cette abscisse. Pour la configuration alignée, ce maximum se trouve à une hauteur de $0.6h$, cette élévation est probablement due à la structure en fer à cheval qui se forme le long de chaque obstacle, créant des mouvements ascendants le long des axes du groupe. Il est intéressant de voir que les vitesses turbulentes mesurées en sortie de groupe sont inférieures à celles mesurées à l'intérieur du groupe.

III.2.2.2 Profils horizontaux de vitesse

Sachant que les deux configurations géométriques présentent des caractéristiques différentes, il est difficile de définir, à priori, une échelle unique de longueur. Il existe en fait trois échelles de longueur caractéristiques des configurations étudiées qui permettent de rendre sans dimension la variable y d'évolution des profils transversaux de vitesse :

- h la taille des obstacles,
- d la distance de séparation,
- L_y l'échelle transversale caractéristique du groupe.

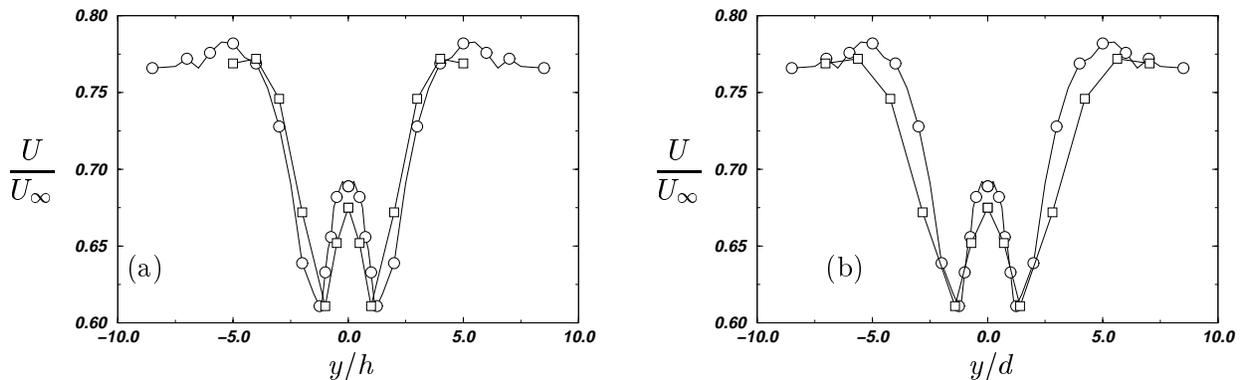


FIG. III.2.7 – Adimensionnement des profils horizontaux par (a) h , (b) d , de la vitesse longitudinale ($x = -d$) – \circ Cas n° 1, \square Cas n° 2

Nous avons représenté ces divers adimensionnements de la vitesse longitudinale (normée par U_∞) sur les figures (FIG. III.2.7a), (FIG. III.2.7b) et (FIG. III.2.8a), en amont des deux groupes ($x = -d$). L'échelle d'adimensionnement la plus justifiable est sans doute L_y . Si l'on observe la figure (FIG. III.2.8b) qui représente les profils de vitesse des deux cas placés en $x = h + d$, cette échelle semble être adéquate. Cet adimensionnement ne peut plus être valable pour des groupes d'obstacles dont la dimension transversale est très grande. Asymptotiquement, pour un groupe infini, cette échelle n'est plus caractéristique de la géométrie considérée. Cela veut dire qu'il existe une taille de groupe limite pour cet adimensionnement.

La vitesse sur l'axe de symétrie dans le cas aligné est plus élevée que dans le cas en quinconce, la distance transversale de séparation étant plus grande, le ralentissement est moindre entre

les deux premières colonnes extérieures dans le cas aligné. Pour $x = h + d$ la décélération est également plus importante pour le groupe en quinconce parce que l'obstacle placé au centre bloque, par sa présence, l'écoulement. Pour la configuration alignée, il est intéressant de noter que l'écoulement accélère au passage de la première colonne d'obstacles. L'adimensionnement par l'échelle de longueur L_y permet d'éliminer les différences de comportement du champ de vitesse lorsque $|y/L_y| \geq 0.5$, c'est à dire que cet adimensionnement est représentatif de l'effet de blocage des groupes. Les vitesses négatives observées sur la figure (FIG. III.2.8b) sont caractéristiques de vitesses dans des zones de recirculation derrière des obstacles.

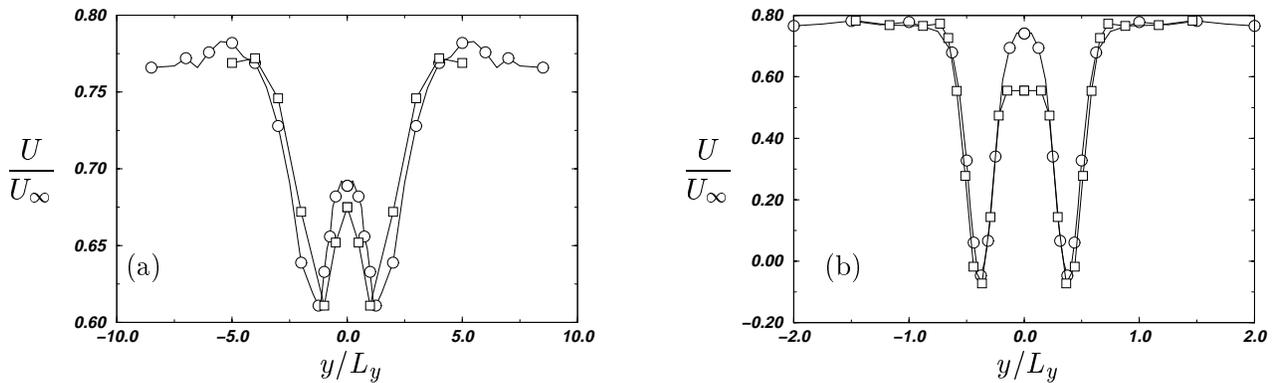


FIG. III.2.8 – Adimensionnement par L_y de la vitesse longitudinale pour les profils transversaux – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$ – \circ Cas n° 1, \square Cas n° 2

III.2.2.3 Comportement de la cavité

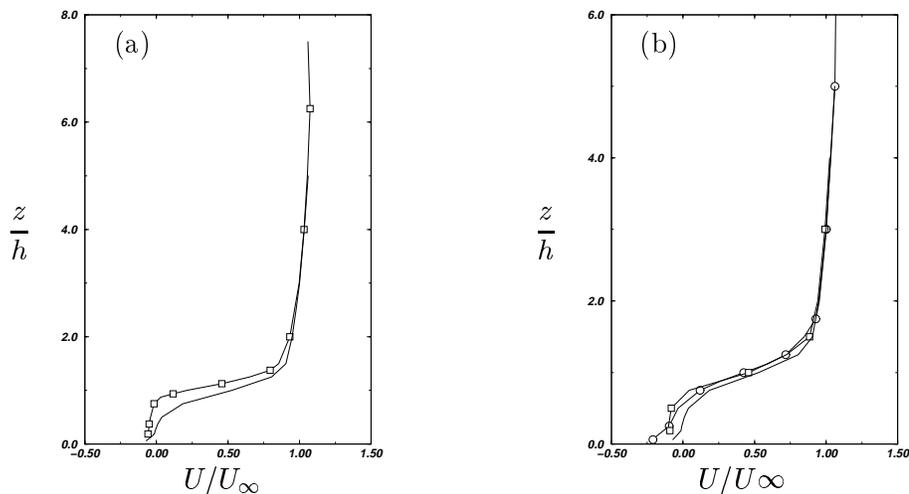


FIG. III.2.9 – Profils verticaux de vitesse dans la recirculation – (a) \square obstacle central de la configuration n° 1, — obstacle unique, (b) Cavité ($y = d + h/2$) \circ Cas n° 2, \square Cas n° 2 — obstacle unique

La vitesse, dans la zone de recirculation de l'obstacle central (FIG. III.2.9a), dans le cas en quinconce, présente un écart par rapport à celle du cube unique, jusqu'à une hauteur qui s'étend

légèrement au delà de $z = 2h$. Le flux de quantité de mouvement, pour une même abscisse, n'est pas identique, la vitesse est quasiment constante jusqu'à une hauteur de $0.8h$. Ce qui indique que la zone de recirculation est dans cette configuration, beaucoup plus stable. En effet, une explication probable est que cette cavité s'accroche sur les deux obstacles placés en aval, et donc on observe un phénomène de battement du sillage moindre. Il est intéressant de noter que pour $y = d + h/2$ (FIG. III.2.9b), les deux configurations de groupes donnent un comportement de l'écoulement identique à celui de l'obstacle unique.

III.2.2.4 Champ de concentration

Nous avons effectué une série d'expériences portant sur la dispersion d'un traceur passif (de l'éthane) à travers les deux configurations de groupes citées précédemment. La source est un tube de 6 mm de diamètre intérieur, coudé et orienté dans le sens de l'écoulement. La sortie de ce tube est placée à une hauteur de 40 mm par rapport au sol de la soufflerie ($h/2$) et à une distance de L_y en amont de chaque groupe (c'est à dire que la position de la source varie d'une configuration à l'autre). Le débit volumique est fixé à 65 l/h . Le champ de concentration moyen ainsi que la variance des fluctuations sont mesurées à l'aide d'un FID dont les caractéristiques sont présentées au § II.1.2.4. MACDONALD *et al.* (1997) ont étudié l'écoulement et la dispersion d'un panache en présence de divers groupes d'obstacles en faisant varier la porosité des groupes. Il ressort de cette étude *in situ* que le champ de concentration a une distribution gaussienne en amont et à l'intérieur du groupe, que les niveaux de concentration à l'intérieur du groupe sont assez peu différents de ceux mesurés dans un domaine sans obstacle et que près de la source, la dispersion latérale du panache est augmentée (par rapport au cas sans obstacle).

III.2.2.4.1 Concentration moyenne

Considérons un panache passif issu d'une source dans un champ de vitesse uniforme U selon la direction de l'écoulement. La distribution de concentration moyenne obéit à une loi dite de GAUSS (SUTTON, 1953) :

$$C = \frac{Q}{2\pi\sigma_y(x)\sigma_z(x)U} \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2(x)}\right) \exp\left(\frac{-z^2}{2\sigma_z^2(x)}\right) \quad (\text{III.2.2})$$

Q est le débit massique, $\sigma_y(x)$ et $\sigma_z(x)$ sont les écarts-types horizontal et vertical (respectivement) du panache à la position x considérée. Dans la suite nous ne marquerons pas la dépendance explicite de ces paramètres en fonction de la variable x . Si l'on fait l'hypothèse de la présence d'une paroi imperméable représentant le sol alors la structure de la turbulence est modifiée par la présence de cette paroi et cette paroi supprime tout flux à travers elle. On suppose en plus que l'émission est à une hauteur quelconque (z_s) par rapport au sol. Cette distribution de concentration peut être déterminée approximativement en ajoutant une deuxième source, image de la première par rapport à la paroi. Il vient :

$$C(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z U} \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left(\frac{-(z-z_s)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \exp\left(\frac{-(z+z_s)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right\} \quad (\text{III.2.3})$$

On note $C_o = C(x, 0, z_s)$ et l'équation (III.2.3) devient pour $z = z_s$:

$$\frac{C}{C_o} = \exp\left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2}\right) \quad (\text{III.2.4})$$

Cette dernière équation suggère les variables à utiliser pour l'adimensionnement des profils de concentration moyenne (il faut noter que l'introduction d'une source image ne modifie pas la turbulence mais contrôle uniquement le flux à la paroi). On peut donc calculer, pour chaque profil expérimental, le σ_y correspondant et adimensionner y par cette valeur. Il existe au moins deux manières d'analyser les profils verticaux de concentration. La première consiste, comme nous venons de le voir, simplement à calculer la hauteur moyenne du profil (centre de masse) et l'écart-type de la concentration. Ces trois quantités sont définies habituellement par :

$$\begin{cases} z_m = \frac{1}{Q_m} \int_0^\infty z C(z) dz \\ \overline{z_m^2} = \frac{1}{Q_m} \int_0^\infty z^2 C(z) dz \sigma_m^2 = \frac{1}{Q_m} \int_0^\infty (z - z_m)^2 C(z) dz \end{cases} \quad (\text{III.2.5})$$

où Q_m désigne l'intégrale selon la verticale du profil. C'est cette première approche qui a été utilisée pour la représentation de l'écart-type sur la figure (FIG. III.2.11b).

Une deuxième approche consiste à considérer que le blocage dû au sol peut être représenté par l'ajout d'une source image et que la distribution verticale de concentration C_T s'écrit :

$$C_T(z) = C_0 \left\{ \exp\left(-\frac{(z-z_s)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z+z_s)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right\} \quad (\text{III.2.6})$$

où z_s représente l'altitude locale de la ligne de courant qui est passée par la source à l'abscisse considérée, et où σ_z représente l'écart-type qu'un panache unique aurait en l'absence de paroi. Il est important de noter que z_s et σ_z sont différents de z_m et σ_m .

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer C_0 , z_s et σ_z à partir des profils mesurés. La première est une méthode non-linéaire des moindres-carrés, mais des essais préliminaires ont montré que la méthode est très sensible aux conditions initiales choisies pour C_0 , z_s et σ_z . Ainsi nous avons utilisé les moments d'ordre zéro, un et deux calculés à partir des mesures pour déterminer ces trois paramètres. En égalant ces différents moments par les deux méthodes il vient :

$$Q_T = \int_0^\infty C_T(z) dz = \sqrt{2\pi} C_0 \sigma_z = Q_m \quad (\text{III.2.7})$$

$$z_T = \frac{1}{Q_T} \int_0^\infty z C_T(z) dz = z_s \operatorname{erf}\left(\frac{z_s}{\sqrt{2}\sigma_z}\right) + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma_z \exp\left(\frac{z_s^2}{2\sigma_z^2}\right) = z_m \quad (\text{III.2.8})$$

$$\overline{z_T^2} = \frac{1}{Q_T} \int_0^\infty (z - z_T)^2 C_T(z) dz = (z_s^2 + \sigma_z^2) = \overline{z_m^2} \quad (\text{III.2.9})$$

En combinant les équations (III.2.8) et (III.2.9) on peut écrire une seule équation pour z_s (par exemple) en fonction de z_m et σ_m . Cette équation doit être résolue numériquement de manière itérative. Par contre si l'on écrit les moments d'ordre 2 et 4 on peut obtenir des équations explicites pour z_s et σ_z :

$$\overline{z_T^4} = \frac{1}{Q_m} \int_0^\infty z^4 C(z) dz = 3\sigma_z^4 + 6\overline{z_s^2}\sigma_z^2 + \overline{z_s^4} \quad (\text{III.2.10})$$

En égalant les moments d'ordre 2 et 4 des profils théoriques et des profils mesurés nous obtenons les solutions :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_z^2 = \overline{z_m^2} - \sqrt{\frac{3\overline{z_m^2}^2 - \overline{z_m^4}}{2}} \\ \overline{z_s^2} = \sqrt{\frac{3\overline{z_m^2}^2 - \overline{z_m^4}}{2}} \end{array} \right. \quad (\text{III.2.11})$$

Ces deux valeurs fournissent des estimations pour σ_z et z_s .

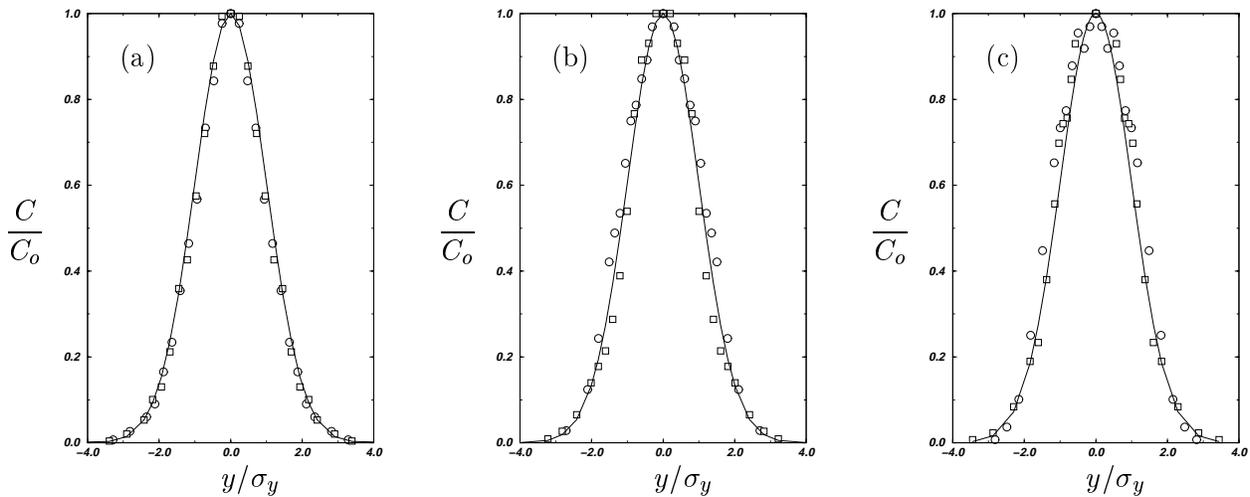


FIG. III.2.10 – Distribution transversale de concentration moyenne – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$, (c) Sortie du groupe – \circ Cas n° 1 \square Cas n° 2 — Courbe théorique

Nous avons représenté sur les figures (FIG. III.2.10a,b et c) les distributions transversales de concentration pour différentes abscisses : en amont, à l'intérieur et en sortie de groupe. Nous avons également superposé à ces courbes le profil théorique de l'équation (III.2.4). En amont de chaque groupe, les résultats expérimentaux sont proches de la courbe théorique qui symbolise le comportement d'un panache sans obstacle (mais avec une dispersion équivalente à celle du profil expérimental), ce qui confirme les conclusions faites par MACDONALD *et al.* (1997). Par

contre à l'intérieur du groupe, pour $x = h + d$, la concentration, dans le cas n° 1, présente une concentration plus élevée dans la partie centrale du profil. Une explication possible est que dans cette partie de l'écoulement, le traceur subit un fort cisaillement et une réduction de la vitesse (voir FIG. III.2.8b). Pour le cas n° 2, la divergence des lignes de courant autour de l'obstacle central implique que le profil de concentration est plus aplati au centre que le profil théorique (FIG. III.2.10b). La distance sur laquelle la concentration est plus élevée que la distribution gaussienne vaut approximativement la largeur de l'obstacle ($y/\sigma_y \sim 1.3$). En dehors de cette zone, les concentrations mesurées sont inférieures à celles prédites. En sortie de groupe, le panache est plus large que la distance de séparation entre les obstacles (et les cavités) et l'entraînement est plus important dans ces cavités. Il faut remarquer que nous sommes malgré tout assez loin de l'hypothèse d'une concentration uniforme dans les cavités. Bien qu'il y ait des différences entre les profils mesurés et les profils théoriques, les résultats obtenus montrent que la distribution horizontale de concentration peut, malgré tout, être assez bien représentée par des distributions gaussiennes. Ceci confirme les conclusions de DAVIDSON *et al.* (1995) et MACDONALD *et al.* (1997). Nous avons montré qu'en amont des groupes d'obstacles, le comportement de la concentration moyenne suivait approximativement une loi gaussienne. Ainsi, si l'écoulement et la dispersion peuvent être, de manière globale, décrits par un nombre de paramètres limités et qu'ils suivent une loi gaussienne, il paraît intéressant d'étudier les écarts-types (selon y) de concentration en fonction de la distance de parcours par rapport à la source.

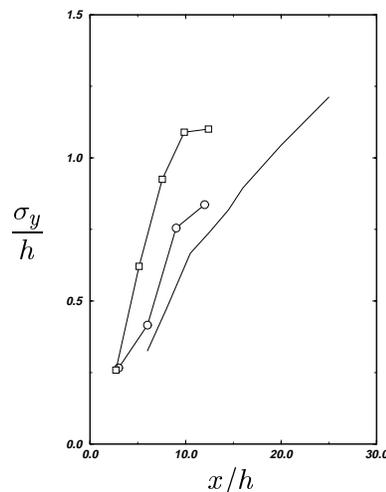


FIG. III.2.11 – Écarts-types de la concentration moyenne en fonction de la distance à la source – ○ Cas n° 1, □ Cas n° 2, — Cas sans obstacle

Nous avons utilisé les résultats de dispersion obtenus dans le cas du développement de la couche limite (§ II.1.3), afin de comparer les effets des groupes d'obstacles sur la dispersion horizontale. La dispersion horizontale pour le groupe en quinconce est plus importante que pour le groupe aligné et les deux configurations de groupe présentent une dispersion plus importante que le cas sans obstacle (voir FIG. III.2.11). Une première conclusion que l'on peut tirer est que, à porosité constante, la géométrie joue un rôle sur la dispersion du panache. On remarque que le taux de

croissance de l'étalement horizontal du panache (dans le cas n° 1) croît plus rapidement dans la zone cavitaire, puis a tendance à diminuer au passage de la deuxième colonne d'obstacles. Il semble donc que dans la configuration alignée, la première série de sillages tend à favoriser la dispersion et que la deuxième série, en combinaison avec la relaxation de l'écoulement, tend à limiter cette dispersion. La configuration en quinconce, quant à elle, montre un taux de croissance constant dans le groupe puis une diminution de ce taux en sortie de groupe (effet combiné des sillages et de la relaxation de l'écoulement). Bien que le taux de croissance de panache semble se réduire en sortie de groupe (dans les deux cas), il n'y a pas de raison de penser que les valeurs de σ_y puissent rejoindre la source de σ_y pour le cas sans obstacle. Donc les obstacles ont eu un effet irréversible sur l'étalement horizontal du panache

Des mesures de concentration selon la verticale ont été faites pour diverses positions dans les groupes. Si l'on considère l'équation (III.2.3) pour des points $(x,0,z)$ on voit que l'équation résultante ne se comporte pas de manière auto-similaire. L'adimensionnement par la distribution de concentration gaussienne ne paraît pas être judicieuse dans ce cas de figure. Par conséquent nous avons fait le choix d'exprimer la concentration sous forme sans dimension utilisant la formule :

$$\chi = \frac{CU_h L_y^2}{Q} \quad (\text{III.2.12})$$

En effet, la distance entre une position donnée dans le groupe et la source étant dépendante de la configuration, l'échelle de longueur adéquate est la distance de séparation entre la source et le groupe considéré (et non pas h ou d).

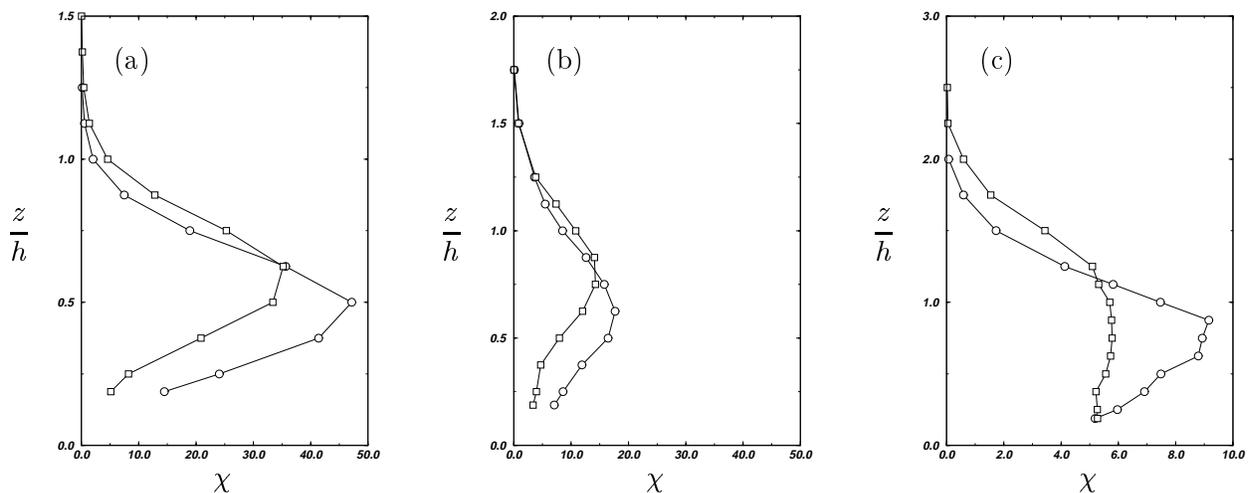


FIG. III.2.12 – Distribution verticale de concentration moyenne – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$, (c) Sortie du groupe – \circ Cas n° 1 \square Cas n° 2

Les figures (FIG. III.2.12a,b et c) montrent l'évolution du champ de concentration le long de l'axe de symétrie des groupes. Pour la configuration en quinconce, l'écoulement en amont des obstacles subit un blocage plus important (voir FIG. III.2.5a), ce qui se traduit ici par un « déplacement » vers le haut du profil. Le maximum de concentration se trouve à une hauteur

de $0.5h$ pour le cas n° 1 alors qu'il est à $0.6h$ pour le cas n° 2. Il est à noter qu'en sortie de groupe, la concentration est pratiquement constante dans le cas n° 2. Ceci provient du fait que le sillage en aval du cube central est stable (il s'accroche sur les deux obstacles en aval) et donc le traceur est bien mélangé dans cette région de l'écoulement. Ce profil est similaire à ceux trouvés dans la littérature (HOSKER JR., 1982 ; TURFUS, 1988 ; PUTTOCK et HUNT, 1979) pour une configuration bidimensionnelle. On remarque que dans le cas d'un obstacle unique (FIG. III.2.13a) la concentration décroît avec l'altitude, même dans la cavité. La concentration pour le cas aligné, dans la cavité (FIG. III.2.13b) entre les deux obstacles ($y = h + d/2$), est approximativement constante sur une hauteur de $0.75h$. Ceci traduit une fois de plus que le mélange dans la cavité est stable, alors que pour le cas en quinconce le comportement de la distribution verticale de concentration est proche de celle d'une cavité isolée (on rappelle que dans cette configuration la distance de séparation entre les obstacles permet à l'écoulement de se relaxer).

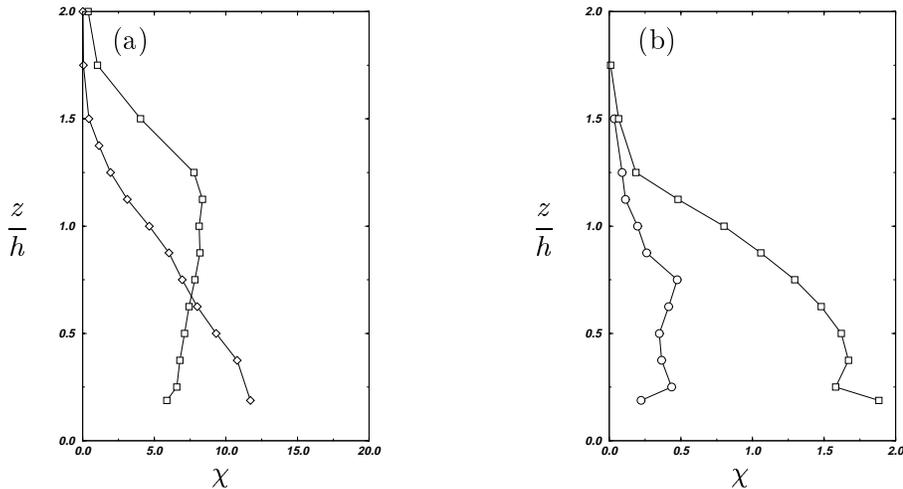


FIG. III.2.13 – Profils verticaux de concentration dans la recirculation – (a) □ Obstacle central de la configuration n° 2, ◇ obstacle unique, (b) cavité ($y = d + h/2$) ○ Cas n° 1, □ Cas n° 2

De manière équivalente à ce qui a été fait pour σ_y , nous présentons sur les figures (FIG. III.2.14a et b) les résultats pour z_s et σ_z . En amont des obstacles, il y a peu de différence entre la hauteur du centre de masse (z_m) et l'élévation du panache (z_s). Pour le cas n° 1, les obstacles n'ont pratiquement pas d'influence sur l'élévation du panache ($z_s/h \sim 0.49$) alors que pour le cas n° 2 le panache s'élève sensiblement ($z_s/h \sim 0.6$). Lorsque le panache pénètre dans le groupe, z_s croît à un taux approximativement constant dans les deux cas. Le déplacement vertical du panache sur la totalité du groupe vaut $0.25h$. En aval du groupe z_s commence à décroître, mais cet effet est beaucoup plus visible dans le cas aligné que dans le cas en quinconce. Cette décroissance est probablement due à la reconvergence des lignes de courant dans le sillage du groupe. Il est important de noter que les différences entre z_m et z_s commencent à être visibles à partir de cette région de reconvergence.

De même, il y a très peu de différences entre les écarts-types des profils expérimentaux et ceux

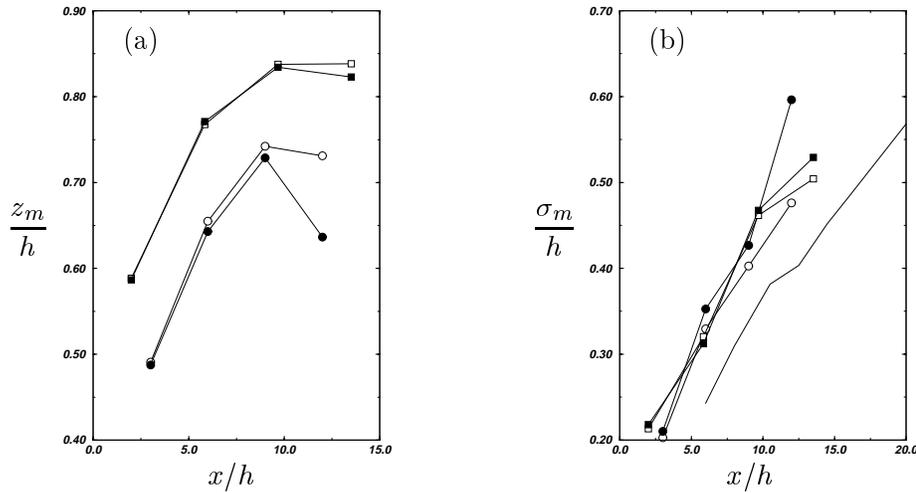


FIG. III.2.14 – (a) \circ cas n° 1 z_m \bullet cas n° 1 z_s \square cas n° 2 z_m , \blacksquare cas n° 2 z_s (b) \circ cas n° 1 σ_m \bullet cas n° 1 σ_z \square cas n° 2 σ_m , \blacksquare cas n° 2 σ_z

des profils théoriques. En amont, la configuration en quinconce semble créer une dispersion verticale légèrement plus importante. Ceci est sûrement dû au fait que cette configuration déplace z_s de manière importante. À l'intérieur du groupe, dans le cas aligné, σ_z croît plus rapidement que dans le cas en quinconce, de sorte que l'écart-type dans le cas n° 1 est plus élevé que dans le cas n° 2, puis la tendance s'inverse, la dispersion verticale croît plus rapidement pour le cas en quinconce et redevient plus importante que dans le cas aligné.

L'évolution de σ_z en fonction de la distance à la source (FIG. III.2.14b) montre que les obstacles induisent une dispersion initiale au bord d'attaque plus importante, mais qu'à partir de ce point, le taux de croissance de σ_z est équivalent à celui du cas sans obstacle. L'excès de dispersion est probablement dû à l'augmentation de z_s et de la turbulence au dessus des obstacles. C'est à dire qu'une fois que le panache s'est dispersé au dessus des obstacles, la dispersion verticale est principalement contrôlée par la turbulence de l'écoulement incident. L'écoulement et la turbulence à l'intérieur du groupe servent principalement à mélanger le panache jusqu'à une altitude de l'ordre de h , plutôt que de favoriser une nouvelle fois la dispersion.

En regardant de manière simultanée la dispersion horizontale et verticale, il vient deux remarques. Pour le cas aligné, la taille caractéristique du panache est plus importante que celle du panache sans obstacle à cause de la divergence des lignes de courant en amont produite par le blocage des obstacles. En s'approchant du bord d'attaque, le taux de croissance du panache est plus faible parce qu'il est capté entre les deux obstacles. L'élévation du panache change radicalement en amont du groupe et la dispersion n'est que légèrement modifiée. Lorsque le panache passe la première colonne d'obstacles, il s'élève et la dispersion verticale augmente. Ceci est dû à la fois à la réduction de vitesse (FIG. III.2.8) et à l'action de la structure tourbillonnaire en fer à cheval placée à la base des obstacles. La première série de sillages ne joue pas un rôle prépondérant sur l'étalement horizontal et vertical du panache parce que la taille de celui-ci à cette abscisse ($6\sigma_y \sim 2.1h$) est de l'ordre de la séparation entre les sillages ($2h$). Le panache s'élève en passant

la deuxième colonne d'obstacles. L'étalement horizontal du panache croît plus rapidement lorsque celui-ci atteint la deuxième série de sillages car sa taille est plus importante et peut être ainsi capté dans les cavités (voir FIG. III.2.10c). En aval du groupe, les lignes de courant descendent et réduisent l'élévation du panache. Pour la configuration en quinconce, l'étalement horizontal du panache en amont est semblable à celui de la configuration alignée mais plus important que dans le cas sans obstacle. Néanmoins l'élévation du panache est sensiblement plus importante que dans la précédente configuration. Cet effet peut s'expliquer par la présence de l'obstacle central qui se trouve sur la ligne de courant provenant de la source (dans le cas sans obstacle) et provoque un blocage local important. Cette augmentation d'élévation s'accompagne d'une augmentation de la dispersion verticale. Lorsque le panache pénètre à l'intérieur du groupe, il est tout d'abord canalisé par les deux premiers obstacles puis contourne l'obstacle en aval, et la divergence des lignes de courant dans cette zone augmente de manière importante la dispersion latérale. Ceci peut être observé sur la figure (FIG. III.2.10b). À cette abscisse le panache subit une élévation de l'ordre de $0.8h$ de sorte qu'une part importante de celui-ci passe au dessus de l'obstacle central. Il faut noter que la dispersion relative à cette élévation est radicalement différente de celle correspondant au cas aligné (pour une distance équivalente par rapport à la source). La dispersion verticale croît à un taux légèrement plus important que précédemment alors que la dispersion horizontale croît à un taux approximativement constant.

On voit que le panache se disperse de manière différente dans les deux cas envisagés mais nous pouvons déduire de l'analyse qui vient d'être faite que : premièrement les obstacles ont un effet irréversible sur la dispersion, qui dans les deux cas est plus importante que la dispersion qui survient dans un cas sans obstacle. Le panache a tendance à s'élever au passage du groupe. La taille caractéristique et l'élévation de ce panache dépendent de la configuration. Dans les deux cas, la dispersion verticale semble être équivalente.

III.2.2.4.2 Fluctuations

Généralités

L'évolution temporelle de la concentration présente des fluctuations comme toutes les quantités considérées dans la CLA. Ces fluctuations ont deux origines : l'intermittence du panache et le mouvement interne turbulent du panache. Il est généralement observé que l'amplitude de ces fluctuations sont d'un ordre équivalent à celle de la concentration (HANNA, 1985). Dans la suite on supposera que l'origine des fluctuations de concentration ne provient pas majoritairement des fluctuations de l'alimentation de la source ou des erreurs de mesure. Il existe, à l'heure actuelle, plusieurs approches pour modéliser ces fluctuations. Les plus connues sont :

- Modèles de diffusion (CSANADY, 1967).
- Modèles empiriques basés sur une évolution gaussienne de la concentration (WILSON *et al.*, 1982B)
- Modèles de similitude (SAWFORD, 1983)

- Modèles statistiques (DURBIN, 1980)
- Modèles du second ordre basés sur une simulation des grandes échelles (LES) (LAMB, 1982)

Des mesures *in situ*, faites par HIGSON *et al.* (1996) avaient pour but l'étude de la dispersion, et en particulier la mesure des fluctuations de concentration, en présence d'un seul obstacle. Des comparaisons avec des expériences en soufflerie ont été faites et montrent que les intensités de fluctuations de concentration sont plus élevées dans l'atmosphère que dans la soufflerie, mise à part dans la zone de recirculation. Ces différences sont, selon les auteurs, dues à la représentativité partielle des échelles de la turbulence en soufflerie par rapport à celles de l'atmosphère (en particulier, l'écoulement en soufflerie ne peut reproduire les plus larges échelles de la turbulence). Une des conclusions importante apportée par ces expériences est que les mesures des fluctuations de concentration en soufflerie sont sous-estimées par rapport à la réalité. Ceci peut poser problème pour l'estimation correcte de distances de sécurité, dans le cadre des études d'impact notamment.

Généralement, ce qui est mesuré par les capteurs est l'écart-type σ_c . Cette variance a pour principale origine les fluctuations internes du panache et le battement du panache à grandes échelles. La contribution du battement du panache domine devant les fluctuations internes dans une région proche de la source (temps de parcours inférieurs à l'échelle intégrale de temps T_L), alors que les fluctuations internes sont prépondérantes loin de la source. Nous n'allons pas passer en revue l'ensemble des approches citées plus haut, mais nous allons utiliser un modèle de diffusion.

Modèle de diffusion

CSANADY (1967) a développé un modèle basé sur la conservation de σ_c^2 , en supposant que cette quantité était transportée par l'écoulement de manière passive (approche similaire à celle adoptée pour la modélisation de la concentration moyenne C). Ce modèle considère uniquement les fluctuations internes du panache. Les hypothèses suivantes sont retenues :

- le flux turbulent de la concentration moyenne et la variance de cette dernière peuvent être modélisés par le produit d'un coefficient de diffusion \mathcal{D} par un gradient moyen de C ,
- les coefficients de diffusion selon y et z varient entre la source et le point considéré,
- le taux de dissipation de σ_c^2 est supposé être proportionnel à σ_c^2/T_d , où T_d est une échelle temporelle de décroissance des fluctuations.

L'équation de conservation s'écrit alors, pour un rejet stationnaire :

$$U\partial_x\sigma_c^2 = \partial_y^2\sigma_c^2 + \partial_z(\mathcal{D}_z\partial_z\sigma_c^2) + 2\mathcal{D}_y(\partial_y C)^2 + 2\mathcal{D}_z(\partial_z C)^2 - \frac{\sigma_c^2}{T_d} \quad (\text{III.2.13})$$

En utilisant les hypothèses formulées et en supposant que les coefficients \mathcal{D}_y et \mathcal{D}_z sont identiques, σ_c^2 suit une loi de GAUSS :

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_{co}} = \exp\left(-\frac{y^2}{4\sigma_y^2}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{4\sigma_z^2}\right) \quad (\text{III.2.14})$$

où σ_{co} représente l'écart-type de fluctuation en $(x, 0, z_s)$. Cette formule peut être étendue dans le cas d'un rejet en hauteur en présence d'une paroi (le sol). WILSON *et al.* (1982a) proposent de prendre en compte l'effet de la paroi sur les fluctuations en introduisant une source image de la source réelle de débit αQ ($\alpha < 1$) limitant ainsi les fluctuations de concentration en proche paroi. Il vient pour $z = z_s$:

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_{co}} = \exp\left(-\frac{y^2}{4\sigma_y^2}\right) \quad (\text{III.2.15})$$

Dans cette approche, la fluctuation de concentration est maximum au centre du panache et décroît moins rapidement que la concentration moyenne selon la direction transverse.

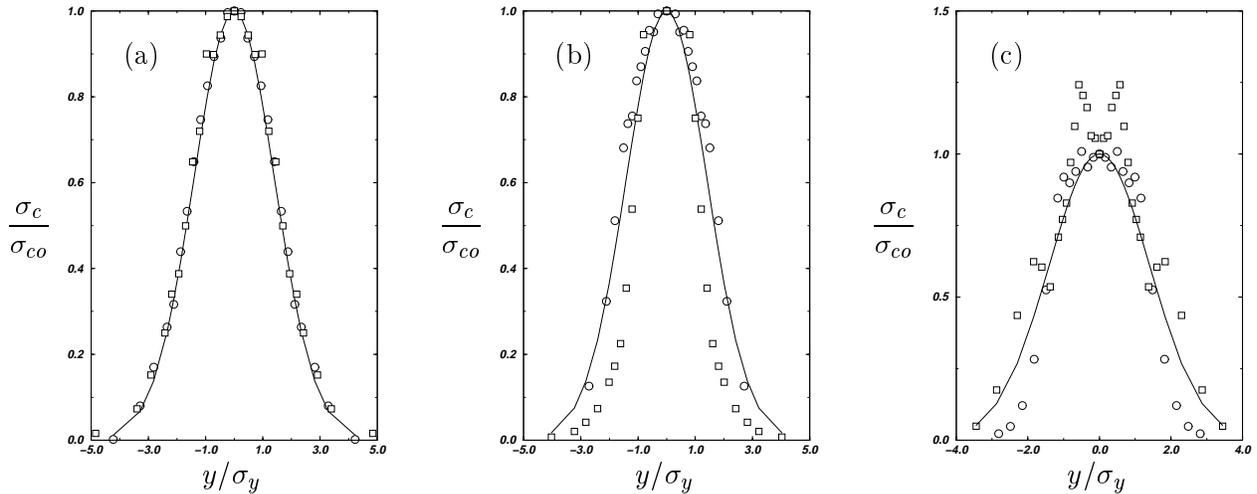


FIG. III.2.15 – *Distribution horizontale de fluctuation de concentration* – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$, (c) *Sortie du groupe* – \circ *Cas n° 1* \square *Cas n° 2* — *profil théorique*

Les figures (FIG. III.2.15a,b et c) présentent l'évolution de la fluctuation de concentration en amont, à l'intérieur, et en sortie des groupes. En amont, σ_c suit relativement bien la loi auto-similaire (III.2.15). Comme pour la concentration moyenne, les groupes d'obstacles n'agissent pas sur l'évolution de la fluctuation de concentration. Pour la configuration en quinconce, à l'intérieur du groupe, la dispersion de la fluctuation est moins importante que dans le cas aligné. Cela provient du fait qu'à cette abscisse l'écoulement est dévié par la présence de l'obstacle central en aval. De plus, l'écoulement est à cet endroit, moins rapide que dans le cas aligné (voir FIG. III.2.8b). En sortie, on observe pour le cas n° 2, trois pics de fluctuation correspondant à la zone de mélange des sillages de l'obstacle central et des deux obstacles en aval. Le premier pic se trouve à $0.6d$ de l'axe de symétrie. Le deuxième est lui, placé approximativement à $h + d$ de l'axe. La conclusion est que la configuration alignée limite les fluctuations de concentration

à l'intérieur et en sortie du groupe. la présence de l'obstacle central, dans la configuration en quinconce, augmente la dispersion de σ_c et en sortie, elle est équivalente à celle du cas sans obstacle.

III.2.2.4.3 Écart-type

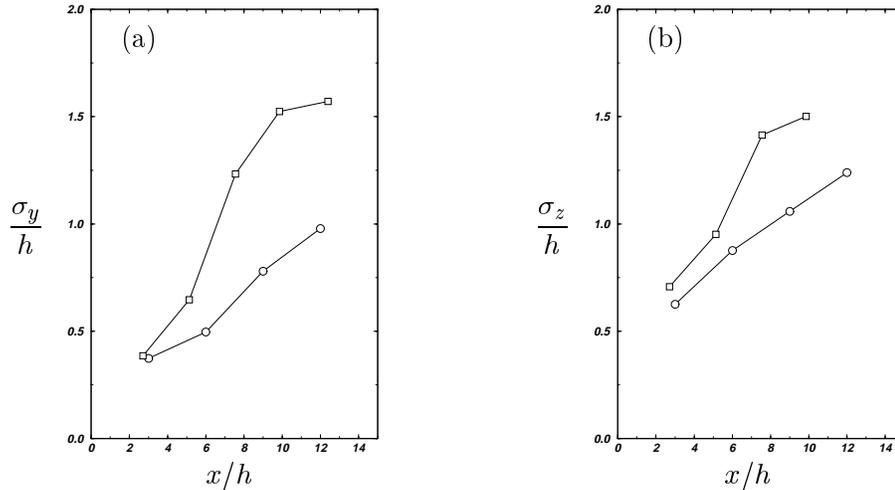


FIG. III.2.16 – Écart-types de la fluctuation de concentration en fonction de la distance à la source – (a) $\sigma_y(x)$ (b) $\sigma_z(x)$ – ○ Cas n° 1, □ Cas n° 2

L'évolution, selon la direction longitudinale, de la dispersion latérale et verticale de σ_c est également plus importante pour la configuration en quinconce que pour la configuration alignée (voir FIG. III.2.16a et b). On peut voir sur ces figures que le taux de croissance de σ_y et σ_z dans le cas n° 2 augmente rapidement après le passage de l'obstacle central. Cet obstacle crée dans son sillage des fluctuations de concentration beaucoup plus intenses qu'en amont. L'évolution de σ_y et σ_z pour le cas n° 1 présente un taux de croissance relativement constant, l'effet de canalisation entre les obstacles borne cette croissance.

III.2.2.5 Simulations numériques – Mercure

Nous allons, dans ce paragraphe, faire une comparaison entre les résultats expérimentaux qui viennent d'être présentés et une simulation numérique avec *MERCURE*. Nous avons fait le choix d'étudier que la première configuration de groupe (groupe à quatre obstacles alignés). Le fait de comparer les deux configurations expérimentales de groupe à des simulations numériques ne présente qu'un intérêt limité. Il s'agit principalement de montrer que le code *MERCURE* est capable de simuler les caractéristiques principales du champ de vitesse et de concentration développées au paragraphe précédent. De plus, dans la mesure où ces comparaisons sont satisfaisantes, une approche numérique permet d'avoir accès à des données qu'il est souvent difficile d'obtenir par l'expérience. Enfin, s'il existe des différences notables entre les simulations et les expériences, cela veut dire que les modèles numériques ne rendent pas compte des processus importants observés

expérimentalement et peut permettre que de nouveaux modèles plus adaptés à la simulations de ces phénomènes soient proposés.

III.2.2.5.1 Description du cas test

Nous considérons le cas n° 1. La simulation numérique utilise un critère de similitude géométrique ($\mathcal{L} = 100$) par rapport à l'expérience en soufflerie (afin de se placer dans une configuration « atmosphérique »). La symétrie du problème permet de ne simuler qu'un demi-domaine. Le maillage tridimensionnel comporte 118 nœuds selon la direction principale de l'écoulement (x), 93 nœuds selon la direction transversale (y) et 35 nœuds selon la verticale (z), c'est à dire que le maillage comporte 384090 nœuds au total. La taille caractéristique des mailles dans la zone occupée par le groupe vaut 0.5 m (les obstacles mesurent 8 m de haut). Comme pour la simulation numérique de la couche limite (§ II.1.3), nous utilisons les mesures de vitesse moyenne et fluctuante faites dans la soufflerie à l'aide d'une sonde croisée à 8 m de l'entrée pour construire les conditions initiales et limites pour la simulation. Nous plaçons une source ponctuelle d'un traceur passif (masse volumique égale à 1.265 kg/m^3) à 32 m (L_y) en amont du groupe.

Vitesse

Nous pouvons observer sur la figure (FIG. III.2.17a) la géométrie du calcul retenu (le maillage a été symétrisé par rapport au plan de symétrie de l'écoulement), ainsi que quelques lignes de courant émergeant de la cavité entre les deux obstacles. Le comportement de ces lignes de courant montre la complexité de l'écoulement dans cette zone. Le champ de vitesse dans le plan vertical entre ces deux obstacles est représenté sur la figure (FIG. III.2.17b) (un nœud sur deux, dans les deux directions est enlevé pour rendre la figure lisible). On remarque clairement la zone de recirculation formée dans la cavité ainsi que l'effet de canalisation entre les obstacles et d'un obstacle à l'autre. Les lignes de courant qui sortent de la zone cavitaire passent à proximité des obstacles en aval et sont piégées par leurs sillages.

La comparaison des profils transversaux de vitesse longitudinale U dans le plan $z = h/2$ (voir FIG. III.2.18a) entre la simulation numérique et les mesures expérimentales est satisfaisante. Néanmoins, comme nous l'avons observé au paragraphe (§ II.2.7), *MERCURE* simule en partie basse de la couche limite, des vitesses légèrement plus faibles que celles mesurées avec le LDA. Ce phénomène se reproduit ici : à l'extérieur du groupe, les vitesses simulées sont plus faibles que les vitesses mesurées. Par contre sur l'axe de symétrie, *MERCURE* surestime la vitesse U . Il est important de relever que le chariot de mesure du LDA crée un blocage aérodynamique non négligeable et écrase la couche verticalement. Ceci engendre une accélération de la couche en partie basse, et peut expliquer les différences observées entre les simulations et les mesures.

Nous avons tracé trois profils de la vitesse U (FIG. III.2.18b) dans le plan vertical, entre les deux obstacles ($y = d + h/2$). Pour chaque profil, l'échelle de variation de la vitesse est indiquée sur le

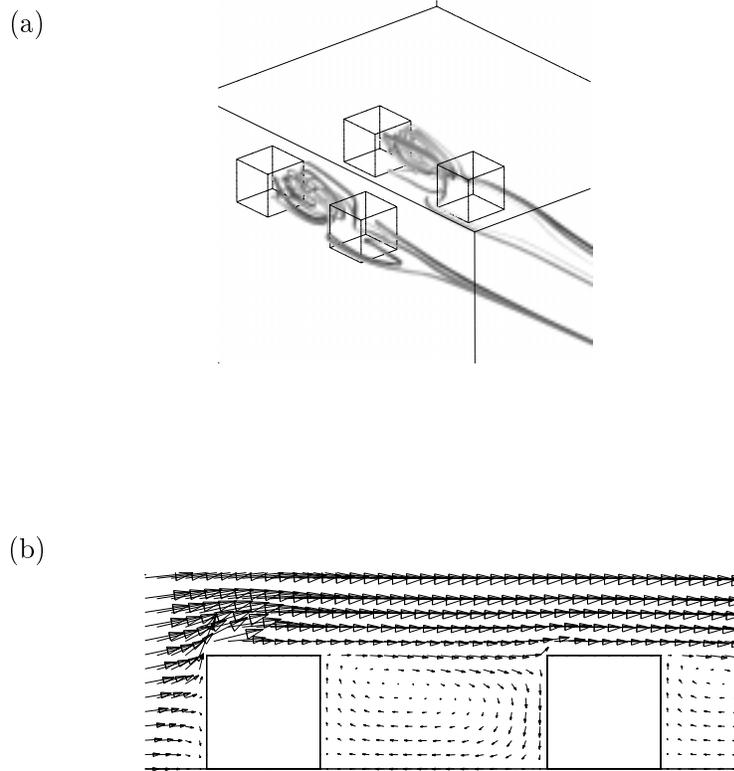


FIG. III.2.17 – (a) *Vue en perspective de la géométrie simulée*, (b) *Champ de vitesse dans le plan vertical $y = d + h/2$*

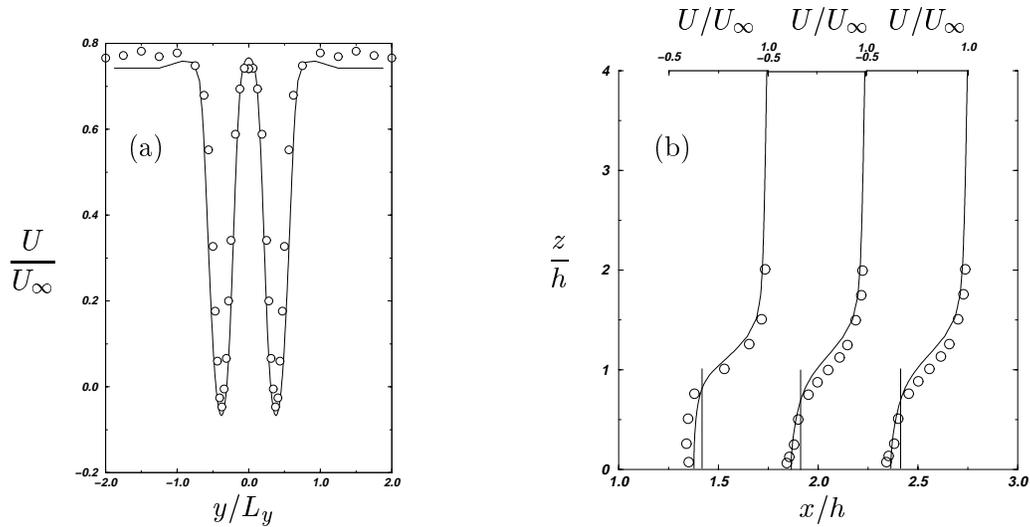


FIG. III.2.18 – *Comparaisons MERCURE-Soufflerie* – (a) *Profils de vitesse à $z = h/2$* , (b) *évolution du profil vertical dans la cavité* – \circ *Mesures LDA*, — *simulation MERCURE*

bord supérieur de la figure, le trait vertical représente la vitesse nulle. Le code *MERCURE* simule correctement le comportement de l'écoulement dans la cavité. Néanmoins, la vitesse simulée est légèrement sous estimée par rapport aux mesures expérimentales. Une explication possible provient du blocage du chariot et de la diffusion numérique (qui provient principalement de la discrétisation des équations de conservation) qui ajoute de manière artificielle de la viscosité au

fluide simulé.

Concentration

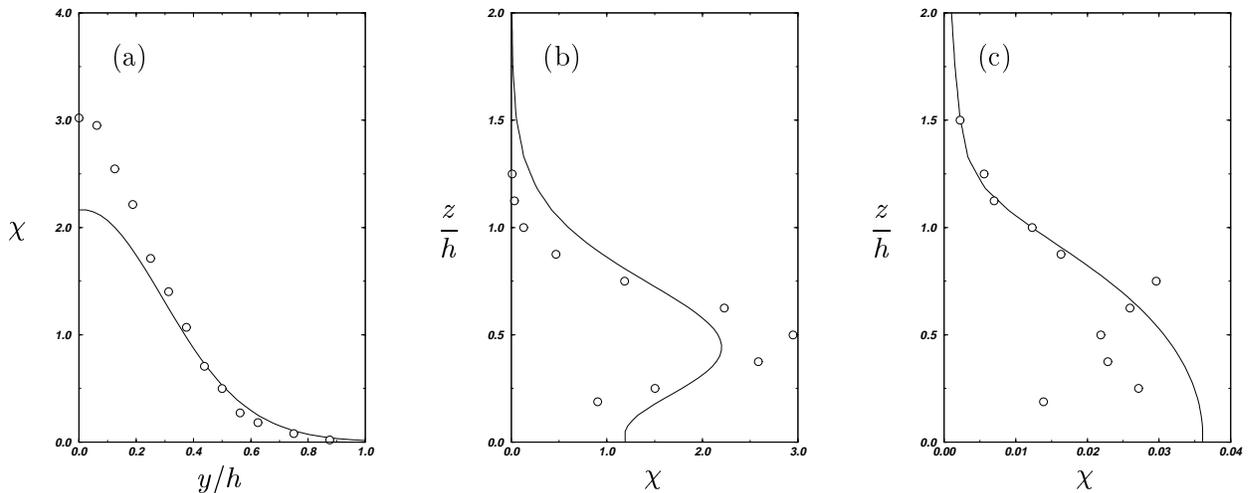


FIG. III.2.19 – Comparaisons *MERCURE*, *Soufflerie* – (a) $x = -d$ profils horizontaux ($y = 0$), (b) $x = -d$ profils verticaux ($y = 0$), (c) profils verticaux ($y = d + h/2$) dans la zone cavitaire – — simulation, \circ mesure

Les figures (FIG. III.2.19a) et (FIG. III.2.19b) montrent les distributions horizontale et verticale de concentration simulées par *MERCURE* en amont du groupe. La figure (FIG. III.2.19c) présente la distribution verticale de concentration dans la zone cavitaire. Nous avons également superposé à ces figures les mesures expérimentales. La première conclusion sur cette simulation est qu'en amont le panache est trop dispersé par rapport à l'expérience (selon la verticale). Dans la cavité le niveau de concentration et la distribution verticale présentent un accord raisonnable par rapport aux mesures. Les différences qui apparaissent en amont peuvent provenir de deux facteurs : la discrétisation de la source (il faut réaliser une injection volumique pour modéliser la source ponctuelle) et le calcul du coefficient de diffusion turbulent. Pour expliquer les différences de comportement de la distribution de concentration entre la simulation et l'expérience nous allons supposer successivement que l'erreur provient de la discrétisation de la source puis du calcul du coefficient de diffusion.

Examinons les problèmes liés à la discrétisation de la source. En utilisant une approche eulérienne de la dispersion (comme ici), il est primordial de représenter la source de manière très précise. En effet si la (ou les mailles) d'injection du polluant dans l'écoulement représentent un volume trop important, alors la diffusion initiale dans cette zone d'injection sera excessive, parce que le code répartit le polluant dans toute cette zone d'émission sans tenir compte de la dispersion initiale à des échelles plus petites. Dans la version du code que nous avons utilisé (*MERCURE* version 3.2) le schéma convectif est un schéma aux caractéristiques qui, par rapport à un schéma volumes finis est moins conservatif. L'emploi d'un tel schéma avec une taille de source non appropriée peut donc conduire à de sévères problèmes de conservation de la masse de polluant injecté dans

le domaine de calcul. Nous avons donc, pour limiter ces erreurs de conservation, maillé finement la zone d'injection (le volume initial de diffusion vaut $6.4 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3$).

Dans l'équation de conservation moyennée de la fraction massique d'une espèce passive (équation II.2.20) présente dans le fluide le terme de corrélation vitesse-scalaire est modélisé par :

$$-\langle uC \rangle = \mathcal{D} \nabla C \quad (\text{III.2.16})$$

où \mathcal{D} représente le coefficient de diffusion. Des mesures expérimentales suggèrent que la viscosité turbulente (équation II.2.23) et le coefficient de diffusion varient dans l'écoulement et d'un écoulement à l'autre mais que le rapport de ces deux quantités (le nombre de SCHMIDT turbulent) est approximativement constant. Ainsi le problème de fermeture se réduit à la connaissance de ν_t et la détermination du coefficient de diffusion dépend de deux variables : k et ε . Dans les simulations effectuées nous avons construit k à partir des mesures de vitesse faites avec une sonde fil chaud croisée, donc \mathcal{D} n'est fonction que de ε . Si l'on considère maintenant une CLA neutre, stationnaire, de vitesse de frottement u_* se développant sur un sol homogène de rugosité z_o , alors en supposant un équilibre local entre production et dissipation de la turbulence il vient :

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\kappa z} \quad (\text{III.2.17})$$

L'injection du polluant étant volumique nous introduisons une erreur initiale par rapport à l'injection quasi-punctuelle de l'expérience (la dispersion initiale est de l'ordre de la taille de la maille). Considérons maintenant, pour la simulation, une source virtuelle ponctuelle en amont de la zone d'injection de sorte que la dispersion du panache au niveau de la source réelle soit équivalente à celle de la dispersion volumique initiale (voir schéma FIG. III.2.20)

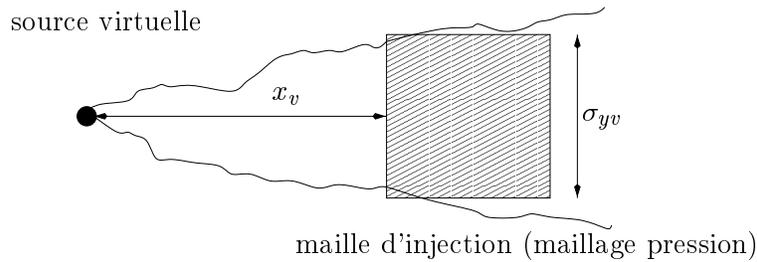


FIG. III.2.20 – Modélisation d'une source ponctuelle virtuelle pour la simulation MERCURE

On note x_v la distance entre la source virtuelle et la maille d'injection et σ_{yv} l'écart-type initial dans cette maille. D'après HINZE (1975), si l'on suppose que la dispersion est isotrope et que la vitesse du fluide est uniforme (U) alors l'écart-type évolue selon la loi :

$$\sigma_{yv} = \sqrt{\frac{2\mathcal{D}x_v}{U}} \quad (\text{III.2.18})$$

En utilisant les valeur de \mathcal{D} ($\equiv \nu_t$) et U données par la simulation au niveau de la source réelle

et en prenant $\sigma_{yv} = \Delta y / \sqrt{12}$ (calculé en considérant que la concentration est uniforme dans la maille d'injection de largeur Δy), il vient :

$$x_v = \frac{\sigma_{yv}^2 U}{2D} \sim 0.4 \text{ m} \quad (\text{III.2.19})$$

Ayant supposé la dispersion isotrope, on prendra $\sigma_{zv} = \sigma_{yv}$ et donc x_v reste identique pour les corrections des profils verticaux et horizontaux.

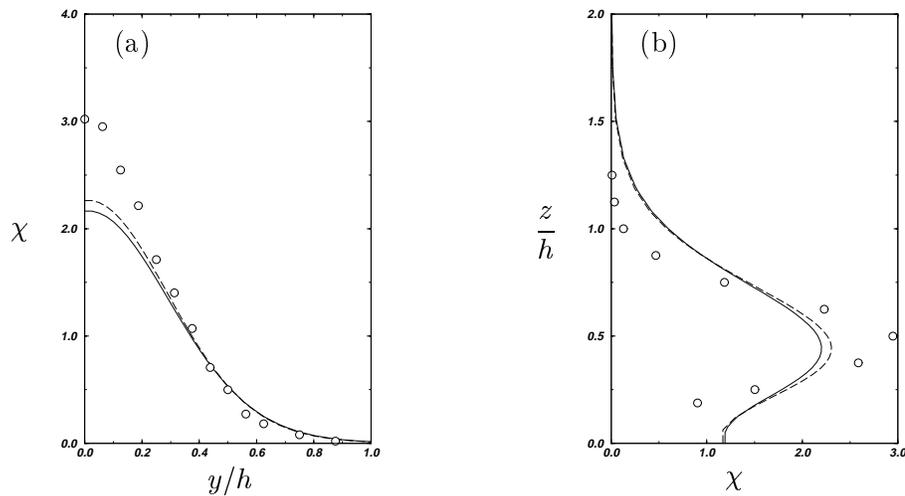


FIG. III.2.21 – Correction de la position des profils de concentration simulés pour tenir compte de la source virtuelle en amont des obstacles – (a) profils horizontaux, (b) profils verticaux – \circ mesures, — simulation MERCURE sans correction – - - simulation MERCURE avec correction de l'abscisse

Nous avons représenté sur les figures (FIG. III.2.21a) (FIG. III.2.21b) les profils horizontaux et verticaux provenant de la simulation en tenant compte du changement d'abscisse ($x' = x - x_v$). Cette correction améliore la comparaison entre le champ de concentration simulé et les mesures expérimentales. Néanmoins les profils corrigés montrent que la diffusion est encore trop importante.

Si l'on suppose maintenant que l'erreur provient du calcul du coefficient de diffusion, nous pouvons simplement modifier ce coefficient en agissant sur la valeur du nombre de SCHMIDT turbulent (Sc_t). Nous avons réalisé une nouvelle simulation en prenant $Sc_t = 2$ (au lieu de $Sc_t = 1$ dans le premier cas).

On remarque (voir FIG. III.2.22a) que le fait d'avoir augmenté artificiellement le nombre de SCHMIDT turbulent limite de manière trop importante la diffusion du panache selon l'horizontale, mais que cette correction implique une distribution verticale de concentration acceptable par rapport aux mesures (bien qu'elle soit cette fois trop forte). La limitation de la dispersion latérale implique qu'au passage à travers le groupe, le panache ne diffuse pratiquement pas dans la zone cavitaire et le niveau de concentration dans cette zone est approximativement 100 fois moins élevée que dans l'expérience. Nous constatons que le choix des paramètres qui déterminent le

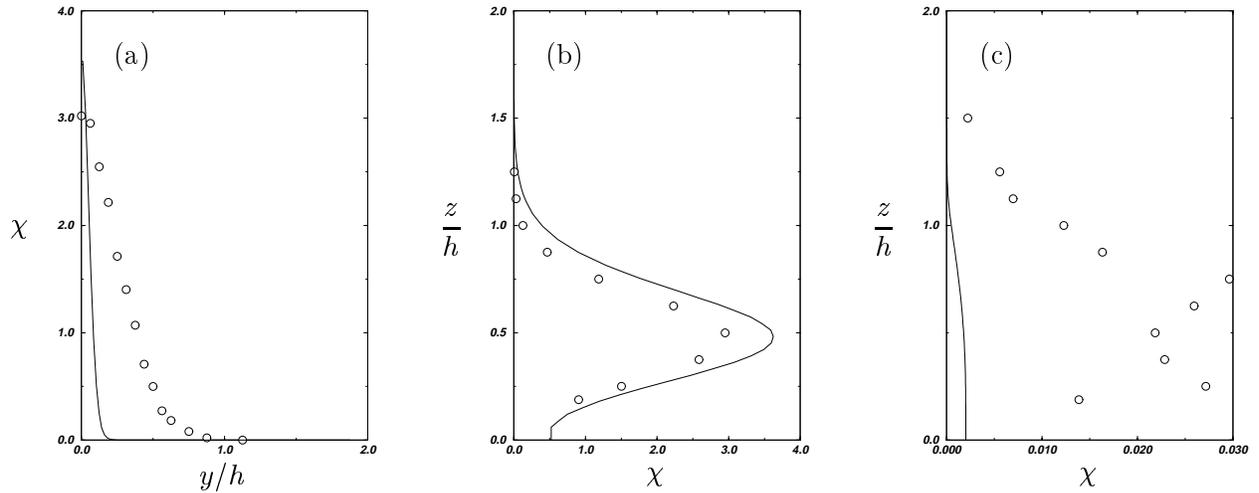


FIG. III.2.22 – Comparaisons *MERCURE*, *Soufflerie*, limitation du coefficient de diffusion – (a) $x = -d$ profils horizontaux ($y = 0$), (b) $x = -d$ profils verticaux ($y = 0$), (c) profils verticaux ($y = d + h/2$) dans la zone cavitaire – — simulation, \circ mesure

coefficient de diffusion pouvait agir de manière considérable sur la distribution du champ de concentration. En conclusion nous pouvons dire que *MERCURE* a pu simuler correctement le champ de vitesse mais qu’il reste des différences notables pour le champ de concentration.

III.2.2.6 Modèle potentiel

Utilisons maintenant la méthode des segments de vorticité pour étudier les deux premières configurations de groupes. Parmi les nombreux paramètres du problème, nous avons opté pour une étude en faisant varier :

- la position de la source : nous avons vu que la taille caractéristique du panache par rapport à la taille caractéristique du groupe jouait un rôle déterminant sur l’effet que le groupe a à augmenter la dispersion du panache. Nous avons déterminé deux régions principales (  l’aide du modèle potentiel au § III.1.4) où positionner la source ($-L_y$ et $-3L_y$ par rapport au bord d’attaque du groupe).
- l’intensité de turbulence : la dispersion du panache est d termin e en utilisant un modèle stochastique qui nécessite, entre autre, de fixer l’intensité de turbulence. Dans la suite nous considérons que cette intensité est identique selon les deux directions (x et y), et qu’elle est constante dans tout le domaine. Ce paramètre contrôle également la taille caractéristique du panache.
- Prise en compte des sillages : afin d’étudier l’effet isolé du mélange de polluant par les zones de recirculation plac es derrière chaque obstacle, nous avons la possibilité de modéliser (ou non) cesavit s.

Les centres des obstacles de la première colonne sont alignés avec $x = 0$. Ainsi pour le cas n° 1 le groupe s'étend jusqu'à l'abscisse $x_s = 3.5h$ alors que pour le cas n° 2, $x_s = 5.34h$. Les figures (FIG. III.2.23a à f) et (FIG. III.2.24a à f) présentent les résultats des simulations pour toutes les combinaisons des trois paramètres, ceci pour les deux configurations de groupe. On notera dans la suite σ_u l'intensité de turbulence (prise proportionnelle à u_∞ , vitesse à l'infini de l'écoulement potentiel) et x_s la position de la source.

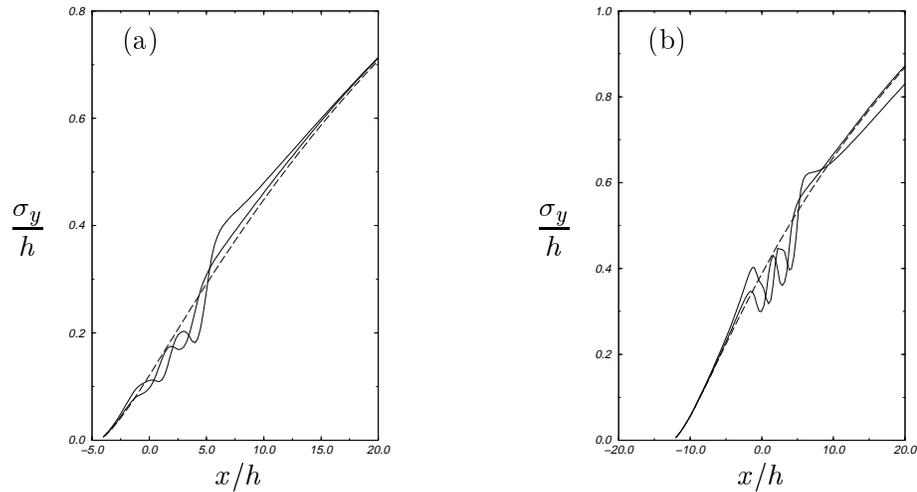


FIG. III.2.23 – Écart-type de la dispersion à travers un groupe aligné pour $\sigma_u/u_\infty = 0.05$ – (a) $x_s = -L_y$ (b) , $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

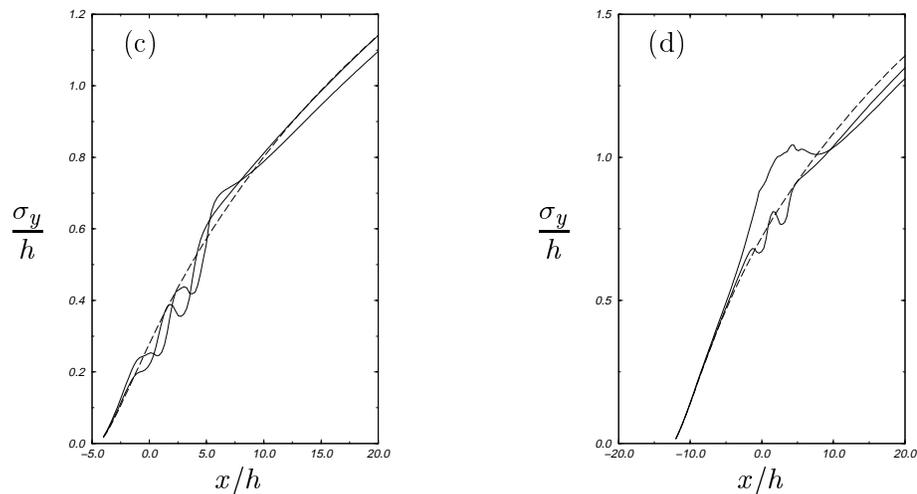


FIG. III.2.23 – Écart-type de la dispersion à travers un groupe aligné $\sigma_u = /u_\infty 0.1$ – (c) $x_s = -L_y$ (d) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

Trois conclusions principales peuvent être déduites de cette étude paramétrique : la présence des sillages modifie le comportement du panache à l'intérieur et dans le sillage lointain des groupes. L'effet combiné de l'intensité de turbulence et de la position de la source détermine le fait que

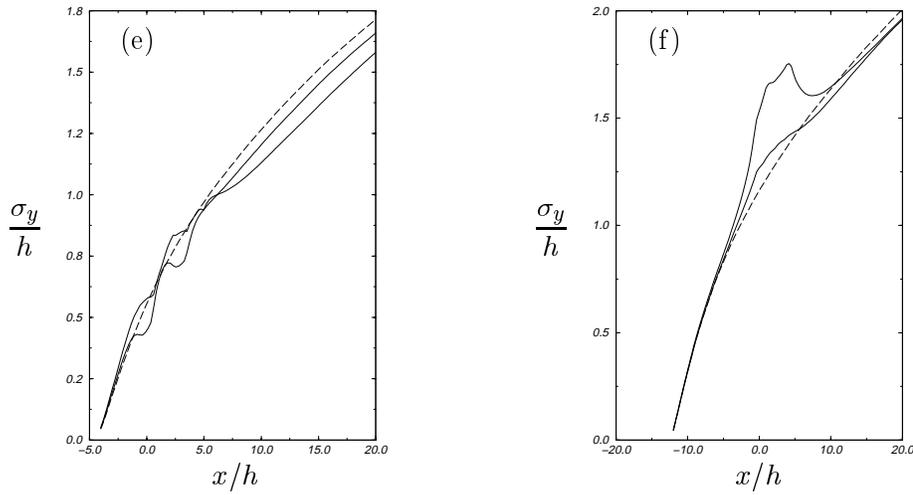


FIG. III.2.23 – Écart-type de la dispersion à travers un groupe aligné $\sigma_u/u_\infty = 0.2$ – (e) $x_s = -L_y$ (f) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

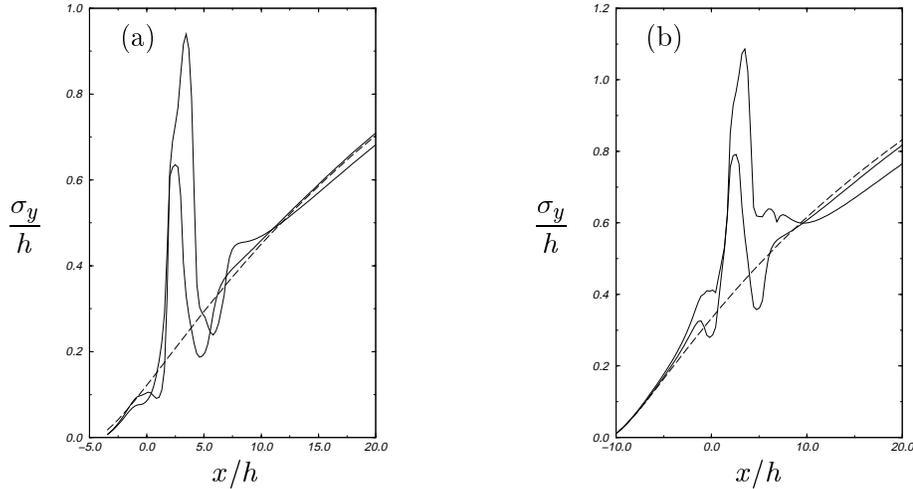


FIG. III.2.24 – Écart-type de la dispersion à travers un groupe en quinconce $\sigma_u/u_\infty = 0.05$ – (a) $x_s = -L_y$ (b) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

l'on puisse individualiser l'effet des obstacles sur la dispersion. Il ressort de ces comparaisons un effet de concurrence entre les sillages (augmentation de σ_y) et la topologie, surtout au niveau des régions où l'écoulement reconverge. Ces effets, modélisés de manière simplifiée par un modèle potentiel ne sont pas forcément prépondérants (dans les mêmes proportions) pour un fluide visqueux.

III.2.2.6.1 Sillages

Intérieur des groupes

Dans le cas aligné les obstacles augmentent la dispersion en amont du groupe par rapport

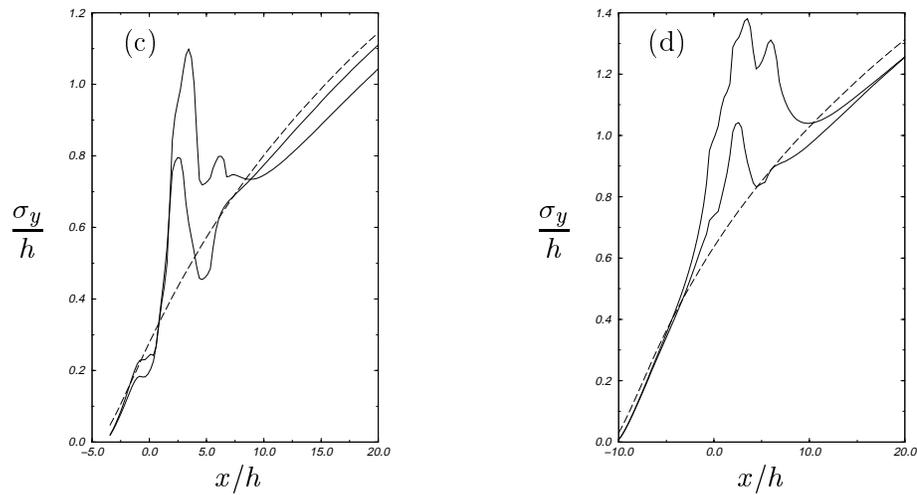


FIG. III.2.24 – Écart-type de la dispersion à travers un groupe en quinconce $\sigma_u/u_\infty = 0.1$ – (c) $x_s = -L_y$ (d) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

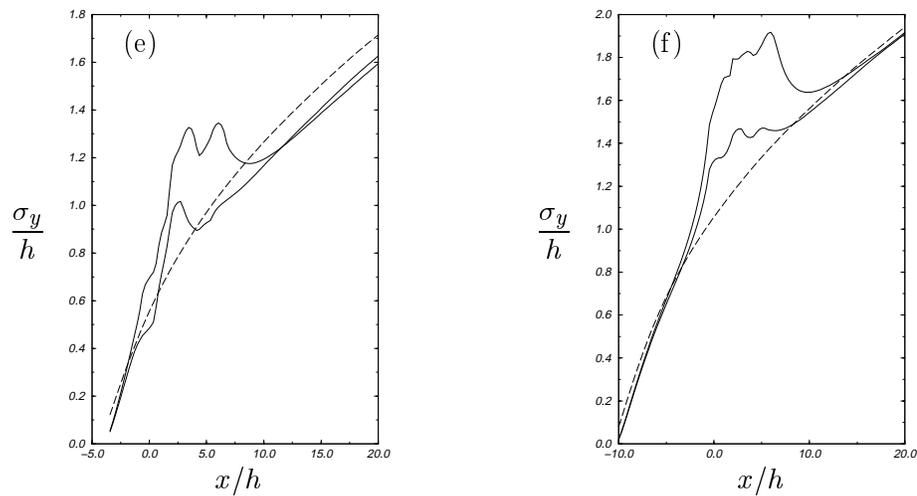


FIG. III.2.24 – Écart-type de la dispersion à travers un groupe en quinconce $\sigma_u/u_\infty = 0.2$ – (e) $x_s = -L_y$ (f) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

au cas sans obstacles. Cet effet augmente avec la turbulence et la distance entre la source et le groupe (voir FIG. III.2.23b, FIG. III.2.23d et FIG. III.2.23f). L'influence du groupe dans le cas en quinconce est plus prononcée en amont (avec et sans sillage).

Examinons, tout d'abord, les cas sans sillage. La convergence des lignes de courant en amont des deux obstacles placés de part et d'autre de l'axe de symétrie implique une diminution de l'étalement du panache. En effet, sachant que le modèle stochastique ne tient pas compte de la modification des structures turbulentes dans cette région de « distorsion rapide » (dans le sens où l'écoulement étant potentiel, il n'y a pas d'effet de viscosité et les structures turbulentes, si elle étaient modélisées, devraient subir un cisaillement important et rapide par rapport

au temps caractéristique d'évolution de ces structures), du fait que σ_u et σ_v sont constants, la convergence des lignes de courant réduit la dispersion. On peut observer cet effet sur les figures (FIG. III.2.23b) et (FIG. III.2.24b) par exemple. Par symétrie, la convergence des lignes de courant intervient pour des ordonnées comprises entre $y = -(d + h/2)$ et $y = +(d + h/2)$ (dans la mesure où l'abscisse du point considéré est suffisamment proche des deux obstacles pour qu'il subisse un effet prépondérant de ces deux obstacles, mais pas un effet du groupe tout entier). Ainsi pour que le panache soit majoritairement capté par la convergence du champ de vitesse potentiel, il faut qu'il soit d'une taille de l'ordre de $D = 2 \times (d + h/2)$, c'est à dire $3h$ pour le cas n° 1 et $2.42h$ pour le cas n° 2. On sait que dans le cas d'une dispersion sans obstacle, le champ de concentration suit une loi de GAUSS et que 99% de cette distribution est comprise entre $-3\sigma_y$ et $+3\sigma_y$. La taille caractéristique du panache est donc donnée par $6\sigma_y$. Le panache sera capté majoritairement (et l'on observera cet effet de convergence) si $6\sigma_y \leq D$ soit $\sigma_y \leq h/2$ pour le cas aligné et $\sigma_y \leq 0.4h$ pour la cas en quinconce. On observe ce phénomène de convergence pour le premier cas sur les figures (FIG. III.2.23b) et (FIG. III.2.23e) pour lesquelles $\sigma_y \sim 0.3h$ et $\sigma_y \sim 0.4h$ (respectivement). Dans le deuxième cas on observe ce phénomène sur les figures (FIG. III.2.24b) et (FIG. III.2.24c) pour lesquelles $\sigma_y \sim 0.3h$ et $\sigma_y \sim 0.25h$. Il est intéressant de noter que si la taille du panache est petite par rapport à D alors l'effet de diminution de σ_y sera moindre et entre les deux obstacles (où l'écoulement est pratiquement parallèle aux faces des obstacles) σ_y augmente lentement pour remplir tout l'espace disponible. On observe ce phénomène principalement lorsque le niveau de turbulence est faible, c'est à dire sur les figures (FIG. III.2.23a et c) et (FIG. III.2.24a et c). Lorsque la position de la source est fixée à $-3L_y$ (mis à part pour $\sigma_u/u_\infty = 0.05$), dans tous les cas et pour les deux configurations, le panache subit peu cet effet de convergence et σ_y augmente lentement au passage de la première colonne d'obstacles.

Maintenant si l'on considère les cas avec sillages, on remarque que σ_y augmente lentement au passage des deux premiers obstacles, et que la dispersion est plus importante que les cas sans sillage et sans obstacles. C'est à dire que la présence des sillages augmente le blocage et donc diminue la valeur équivalente de D . En comparant les figures (FIG. III.2.24b), (FIG. III.2.24c) et (FIG. III.2.24e), on en déduit que la valeur limite de σ_y , pour que le panache soit capté par l'écoulement entre les deux obstacles, est $\sigma_y \sim 0.4h$ (comme dans le cas sans sillage).

Après la première série d'obstacles, dans le cas aligné, si la dispersion a préalablement été réduite par l'effet de convergence, on observe (voir FIG. III.2.23b, FIG. III.2.23c FIG. III.2.23d et FIG. III.2.23e) que le panache reste confiné entre les deux colonne d'obstacles et que σ_y diminue une nouvelle fois. Le cas en quinconce est radicalement différent, la présence de l'obstacle central augmente rapidement la dispersion et la modélisation du sillage augmente encore plus cette dispersion. Au passage de la deuxième colonne d'obstacle, σ_y diminue par effet de convergence mais si le panache est suffisamment large (voir FIG. III.2.24d, FIG. III.2.24e et FIG. III.2.24f) alors σ_y semble stabilisé et la réduction de la dispersion est moins sensible au passage des obstacles. À l'intérieur du groupe en quinconce, les sillage augmentent donc de manière importante

la dispersion.

Sillage lointain

Juste à la sortie du groupe, et ce pour tous les cas où l'on peut individualiser l'effet des obstacles, la présence des sillages augmente localement la dispersion. C'est l'effet de mélange dans les cavités qui produit ce phénomène. Enfin le panache se développe dans le sillage du groupe. Dans cette zone, on observe que le champ de vitesse potentiel reconverge. En effet l'approche potentielle étant par principe non-visqueuse, elle n'introduit pas de modification irréversible du champ de vitesse. Le champ de vitesse doit donc être symétrique et la divergence des lignes de courant en amont du groupe s'accompagne de la reconvergence de celles-ci en aval.

L'examen de l'ensemble des cas simulés montre que quelque soit la configuration des paramètres (géométrie, position de la source et niveau de turbulence), la présence des sillages induit une décroissance de l'étalement du panache, de sorte que $\sigma_{yR} \leq \sigma_{ySR}$ et $\sigma_{yR} \leq \sigma_o$ (où $\sigma_o(x)$ correspond à l'écart-type sans obstacle, σ_{ySR} à celui d'un groupe sans recirculation et σ_{yR} à celui d'un groupe avec recirculations). Ce phénomène provient du fait que les sillages augmentent le blocage de l'écoulement, donc augmentent la divergence des lignes de courant en amont et par symétrie leur reconvergence. Avec une approche potentielle, cette convergence est prépondérante devant la dispersion turbulente du modèle stochastique. Ce qui conduit à une diminution de l'étalement du panache. La réalité peut être autre, la turbulence est prépondérante devant l'effet de relaxation d'un sillage (en fait c'est la décroissance de la turbulence provenant de la cavité qui contrôle la dispersion du panache) et l'étalement du panache reste supérieur à celui d'un panache sans obstacle (HUBER et SNYDER, 1982). Si l'on compare ces résultats avec les mesures expérimentales (voir FIG. III.2.11a et b) on constate que le modèle et l'expérience montrent que la dispersion dans le cas en quinconce est plus importante que dans le cas aligné et que σ_y augmente moins rapidement en aval du groupe.

Il existe une concurrence entre l'effet topologique et l'effet de reconvergence. En effet la configuration en quinconce augmente la dispersion latérale à l'intérieur du groupe par rapport à la configuration alignée, mais la reconvergence, plus importante, dans le cas n°2 diminue relativement cette dispersion par rapport au cas n°1. Sachant que topologiquement la présence des sillages représente de manière plus réaliste l'écoulement, nous discuterons, dans la suite de l'analyse des résultats issus du modèle potentiel, que les cas où les cavités sont modélisées.

III.2.2.6.2 Individualisation des obstacles

La position de la source par rapport au groupe ainsi que l'intensité de turbulence contrôlent la taille caractéristique du panache au niveau du groupe. On remarque sur l'ensemble des figures (FIG. III.2.23) et (FIG. III.2.24) que lorsque $\sigma \geq 0.5h$ en $x = 0$ on ne distingue pratiquement plus l'effet individuel des obstacles. Comme nous pouvons le voir sur la figure (III.2.25), qui représentent le champ de concentration au passage du groupe en quinconce pour $x_s = -3L_y$ et $\sigma_u/u_\infty = 0.2$, la taille caractéristique du panache est suffisamment large et le panache passe de

part et d'autre du groupe. Dans ce type de cas, la topologie du groupe contrôle l'amplitude de l'étalement du panache mais le comportement longitudinal est relativement identique pour les deux configurations (voir FIG. III.2.23f et FIG. III.2.24f).

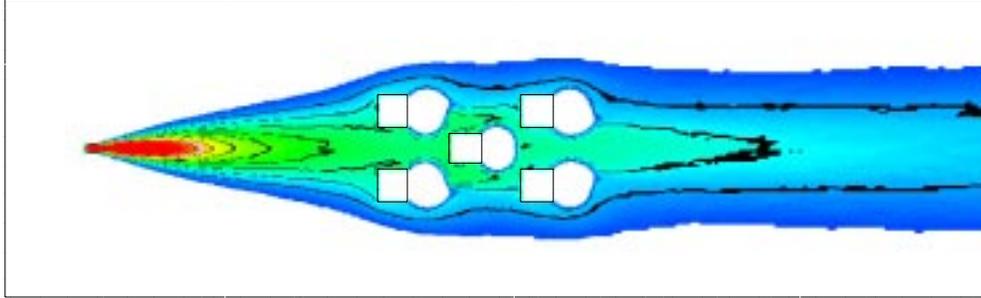


FIG. III.2.25 – Iso-lignes de concentration au passage du groupe en quinconce pour $x_s = -3L_y$ et $\sigma_u/u_\infty = 0.2$

Sur cette figure, on remarque que dans les cavités, la concentration est nulle. Le modèle que nous avons formulé postule qu'une particule qui entre dans une recirculation sort de celle-ci de manière aléatoire, donc la concentration doit être uniforme dans une cavité et égale à la moyenne de la concentration le long du périmètre de cette cavité. Pour visualiser correctement la présence des sillages, nous avons fait le choix d'imposer une valeur constante et nulle dans les cavités. Nous pouvons également observer très clairement l'effet de reconvergence du panache en sortie du groupe.

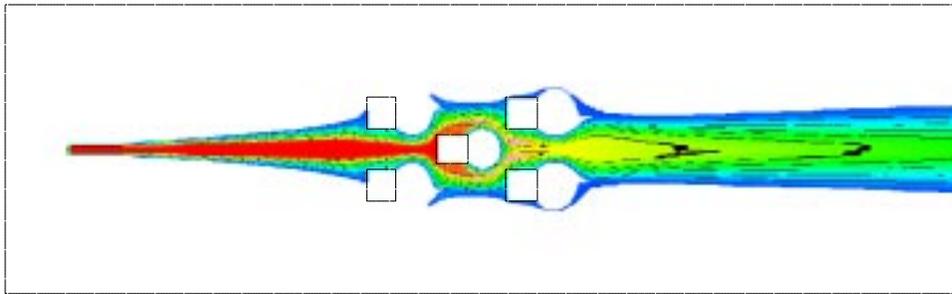


FIG. III.2.26 – Iso-lignes de concentration au passage du groupe en quinconce pour $x_s = -3L_y$ et $\sigma_u = 0.05u_\infty$

Par comparaison, en diminuant la taux de la turbulence ($\sigma_u/u_\infty = 0.05$) et en conservant la même configuration de groupe et la même position de source, il ressort que la taille du panache n'est pas assez importante pour que le panache puisse passer autour du groupe. Le panache est canalisé entre les deux premiers obstacles, puis passe autour de l'obstacle central pour ressortir de

part et d'autre des deux derniers obstacles. La convergence du panache est ici moins importante que dans le cas précédent.

III.2.3 Analyse des groupes n° 3 et n° 4

Dans ce paragraphe nous allons présenter, tout d'abord, certains des résultats expérimentaux que nous avons obtenu pour ces deux configurations. Nous insisterons sur les caractéristiques principales de l'écoulement et de la dispersion et discuterons les différences majeures qui existent par rapport aux deux premières configurations. Puis nous utiliserons le modèle de perte de charge implanté dans *MERCURE* pour simuler le cas n° 4. Nous ferons une comparaison des résultats provenant des simulations avec les mesures expérimentales. Enfin nous utiliserons le modèle potentiel pour l'étude de ces deux cas.

III.2.3.1 Champ de vitesse vertical

Comme précédemment nous allons analyser la structure générale du champ de vitesse vertical pour les deux configuration, puis nous montrerons la validité de l'adimensionnement par L_y pour les profils de vitesse horizontaux. Enfin nous présenterons le résultat des mesures de concentration.

Les figures (FIG. III.2.27a,b et c) et (FIG. III.2.28a,b et c) présentent l'évolution verticale du champ de vitesse pour les cas n° 3 et n° 4, ceci pour trois plans verticaux d'ordonnées respectives $y = 0$, $y = d + h/2$ et $y = 3d + 3h/2$.

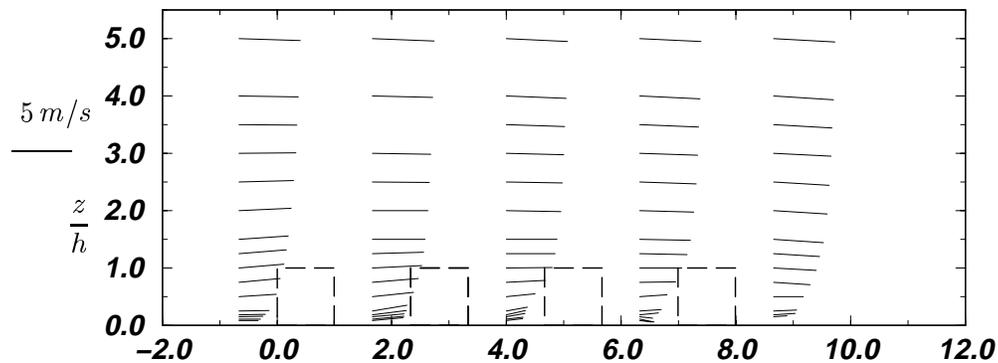


FIG. III.2.27 – (a) Évolution de profil de vitesse, mesures LDA, cas n° 3 $y = 0$

Pour le cas n° 3, en $y = 0$, on voit que dans la partie basse de l'écoulement il existe une composante verticale de vitesse positive. Nous avons observé un comportement identique pour le cas n° 1 (figure non présentée). Ce comportement peut s'expliquer de la manière suivante. Dans la partie basse de l'écoulement amont des deux obstacles placés de part et d'autre de l'axe de symétrie se développent deux structures tourbillonnaires en forme de fer à cheval qui s'enroulent le long des faces verticales des deux cubes et pénètrent à l'intérieur du groupe. Cette juxtaposition de deux mouvements contra-rotatifs crée sur l'axe un mouvement vertical ascendant. Nous remarquons

que sur l'axe, dans le cas en quinconce, les deux zones de recirculation successives semblent avoir un comportement identique. L'écoulement est stabilisé dans le sens où la réduction de vitesse a diminué le long du groupe.

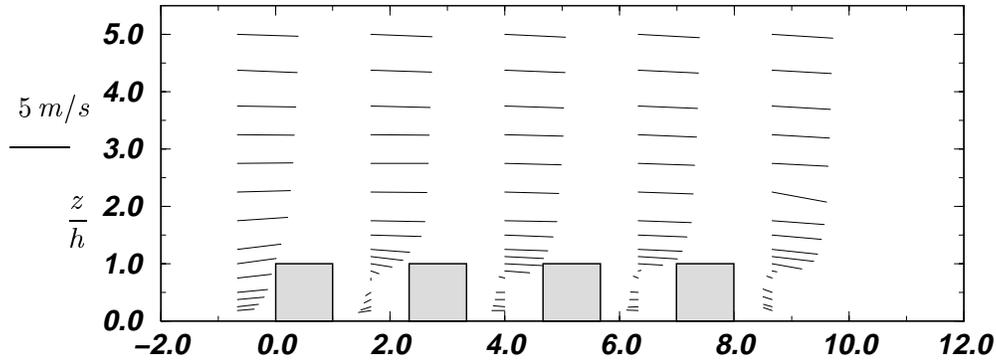


FIG. III.2.27 – (b) *Évolution de profil de vitesse, mesures LDA, cas n° 3 $y = d + h/2$*

Dans le plan vertical $y = d + h/2$, on peut voir que, pour la configuration alignée, les sillages derrière le deuxième et le troisième obstacle semblent se comporter de manière similaire. Le champ de vitesse doit donc être stabilisé (dans le sens où la réduction de vitesse diminue). On observe ce phénomène également dans le troisième plan vertical ($y = 2d + 3h/2$).

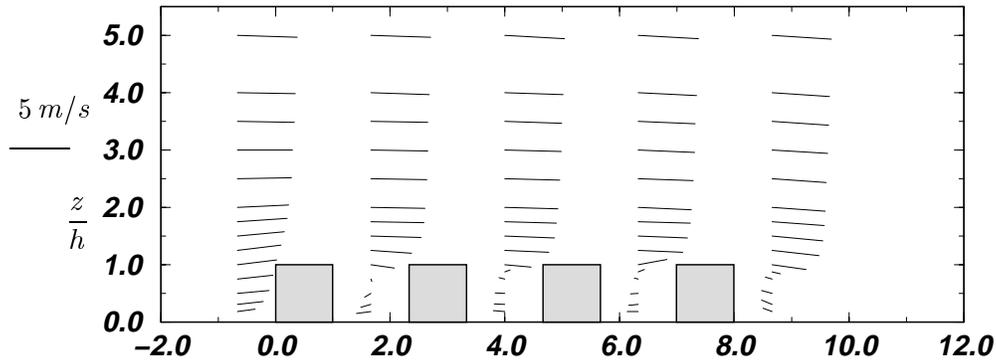


FIG. III.2.27 – (c) *Évolution de profil de vitesse, mesures LDA, cas n° 3 $y = 3d + 3h/2$*

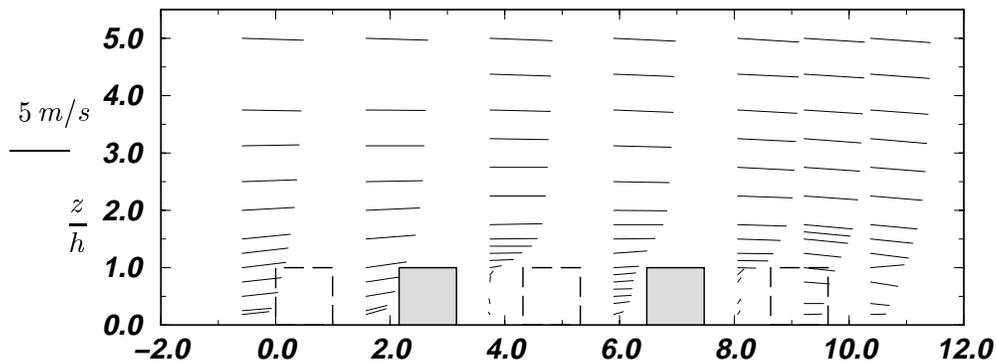


FIG. III.2.28 – (a) *Évolution de profil de vitesse, mesures LDA, cas n° 4 $y = 0$*

Dans le cas en quinconce, le champ de vitesse est proche de celui observé dans le cas n° 2. La distance de séparation entre deux obstacles successifs permet à l'écoulement de se relaxer avant

d'impacter sur l'obstacle suivant. Ce phénomène existe également dans le plan $y = d + h/2$, mais de manière moins prononcée.

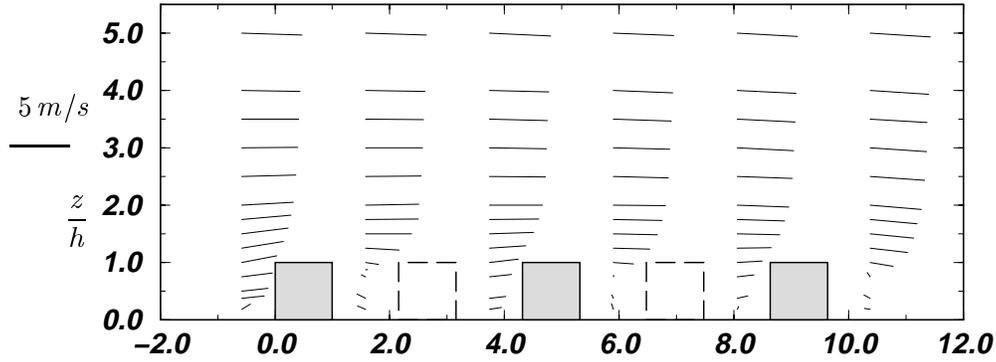


FIG. III.2.28 – (b) Évolution de profil de vitesse, mesures LDA, cas n° 4 $y = d + h/2$

On observe, juste en amont du dernier obstacle de la configuration alignée, pour $y = 3d + 3h/2$, qu'il existe un flux vertical positif (comme pour le cas n° 1, à la même position relative dans le groupe). De même on voit que pour la configuration en quinconce, il existe un flux vertical positif juste au dessus des obstacles à l'intérieur du groupe, et ceci principalement pour les deux premiers plans verticaux (ce flux est moins visible pour le troisième plan).

L'étude du ralentissement de l'écoulement en amont des quatre configurations de groupes (figure non présentée) montre que la vitesse diminue (pour $z \leq 2h$) lorsque le nombre d'obstacles augmente. Mais si l'on fait un calcul de débit sur ces profils (intégrale de U selon la verticale), on montre que l'écart sur ces débits calculés est, dans le cas le plus défavorable inférieur à 3% de la valeur maximum. Le blocage de tous les groupes est donc pratiquement le même. Ce phénomène s'explique par le fait que la porosité est fixée entre les différentes configurations, et que c'est cette porosité qui contrôle le blocage en amont des groupes (la soufflerie mesurant 3.70 m de large, le blocage aérodynamique introduit par les groupes est négligeable à l'échelle de la section de la veine). Ce résultat est important dans la mesure où la topologie de groupe n'agit pas sur le blocage amont de l'écoulement. De plus ce résultat contredit ce que nous avons remarqué avec l'étude faite avec le modèle potentiel qui prédit un blocage plus important dans la configuration en quinconce. Il faut dire que pour le modèle potentiel, cet effet a été observé à travers l'analyse sur la dispersion et que le champ de vitesse potentiel étant bidimensionnel, il n'est pas possible de simuler l'effet de divergence verticale au passage du groupe. Donc il est normal de trouver un blocage plus important par l'approche potentielle par rapport aux expériences tridimensionnelles.

Nous avons tracé sur la figure (FIG. III.2.29a) l'évolution du profil vertical de vitesse longitudinale pour le cas n° 3. On observe un ralentissement progressif dans la partie inférieure de l'écoulement, ce ralentissement cesse à partir de $x = 3h + 5d$ et les trois derniers profils se superposent sur l'ensemble de la couche limite. Comme nous l'avons expliqué au chapitre I.2, si le groupe est d'une longueur suffisante, alors la décélération brutale intervenant dans la première partie du groupe (région d'impact) diminue et à l'intérieur du groupe, se développe une couche

limite interne où s'équilibrent les forces d'inertie, les contraintes turbulentes et le frottement dû aux obstacles. Nous avons ici la confirmation expérimentale de cet équilibre.

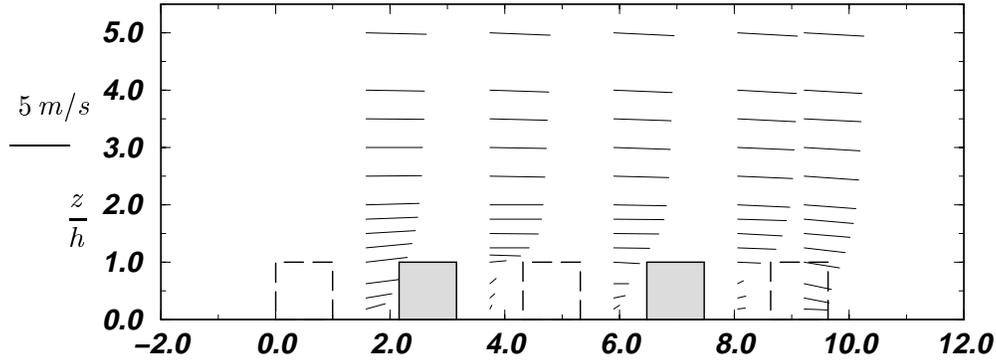


FIG. III.2.28 – (c) Évolution de profil de vitesse, mesures LDA, cas n° 4 $y = 3d + 3h/2$

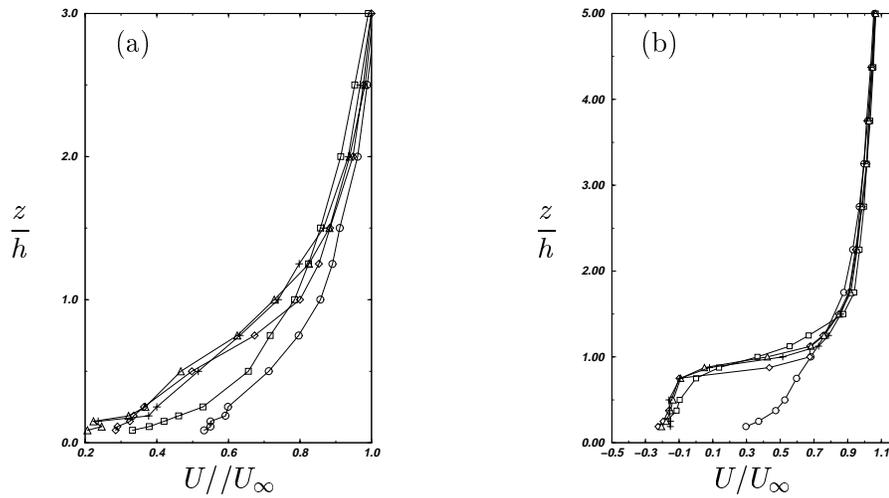


FIG. III.2.29 – Évolution verticale du champ de vitesse longitudinale pour le cas n° 3 – (a) $y = 0$, (b) $y = d + h/2$ – \circ $x = -d$, \square $x = h + d$, \triangle $x = 2h + 3d$, \diamond $x = 3h + 5d$, $+$ $x = 4h + 5d$

Les zones cavitaires successives ont un comportement identique (voir FIG. III.2.29b) dès l'abscisse $x = 3h + 5d$, abscisse à partir de laquelle l'écoulement sur l'axe est lui aussi stabilisé. De plus, les différents profils ont un comportement identique à partir de $z/h \sim 3/2$, ceci dans les deux plans verticaux.

La comparaison de profils verticaux de la vitesse longitudinale derrière des obstacles dans les deux configurations en quinconce (voir FIG. III.2.30) permet de dire que pour le cas n° 4 les deux cavités se comportent de manière identique à l'écoulement derrière l'obstacle central du cas n° 2. Par contre dans ces différents cas, la forme de la cavité diffère de celle qui existe derrière l'obstacle unique. La stabilisation de ces cavités au sein du groupe (elles s'accrochent sur les obstacles en aval) permet un développement vertical plus important. De plus on voit qu'au dessus des obstacles l'écoulement dans les deux configurations est ralenti par rapport au cas de

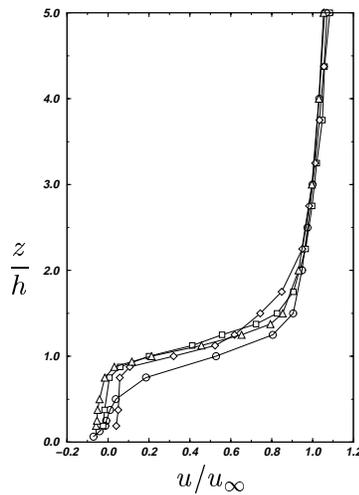


FIG. III.2.30 – Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale dans diverses cavités ($y = 0$) – \circ obstacle unique, \square cas n° 4 $x = 2h + 3d$, \diamond cas n° 4 $x = 3h + 5d$, \triangle cas n° 2 $x = 2h + 3d$

l'obstacle unique. C'est la diffusion de vorticité provenant des différents sillages qui agit dans la zone d'interface entre l'écoulement extérieur et l'écoulement intérieur.

III.2.3.2 Profils horizontaux de vitesse

Nous avons montré (§ III.2.2.2) que l'échelle de longueur caractéristique (L_y) des groupes n° 1 et n° 2 était l'échelle d'adimensionnement la plus représentative. Sur les figures (FIG. III.2.31a) et (FIG. III.2.31b) nous avons effectu e le même adimensionnement pour représenter l'évolution horizontale de la vitesse à $z/h = 1/2$. La première conclusion est que cette échelle de longueur semble être également représentative pour les groupes à 16 et 18 obstacles. De plus l'évolution transversale de la vitesse est identique pour les cas n° 1 et n° 2 ainsi que pour les cas n° 3 et n° 4. On voit sur la figure (FIG. III.2.31a) que le ralentissement de la vitesse sur l'axe est sensiblement le même pour tous les groupes (l'écart est inférieur à 2% de la valeur de la vitesse infinie).

III.2.3.3 Champ de concentration

Comme pour l'étude précédente nous allons utiliser l'adimensionnement de la direction y par σ_y (calcul e à partir de chaque profil expérimental). Les mesures expérimentales de la concentration sont représentées sur les figures (FIG. III.2.32a,b et c), sur lesquelles sont aussi superposées les courbes théoriques ( quation III.2.4).

Comme pour les deux premières configurations, les profils en amont de la concentration se superposent relativement bien avec la courbe théorique (comme pour l'expérience de MACDONALD *et al.* (1997)). Pour les deux dernières configurations, le panache se comporte comme s'il n'y avait pas d'obstacle (en prenant la valeur de l'écart-type du profil expérimental, c'est à dire en augmentant artificiellement le coefficient de diffusion). Entre les deux premières lignes du cas

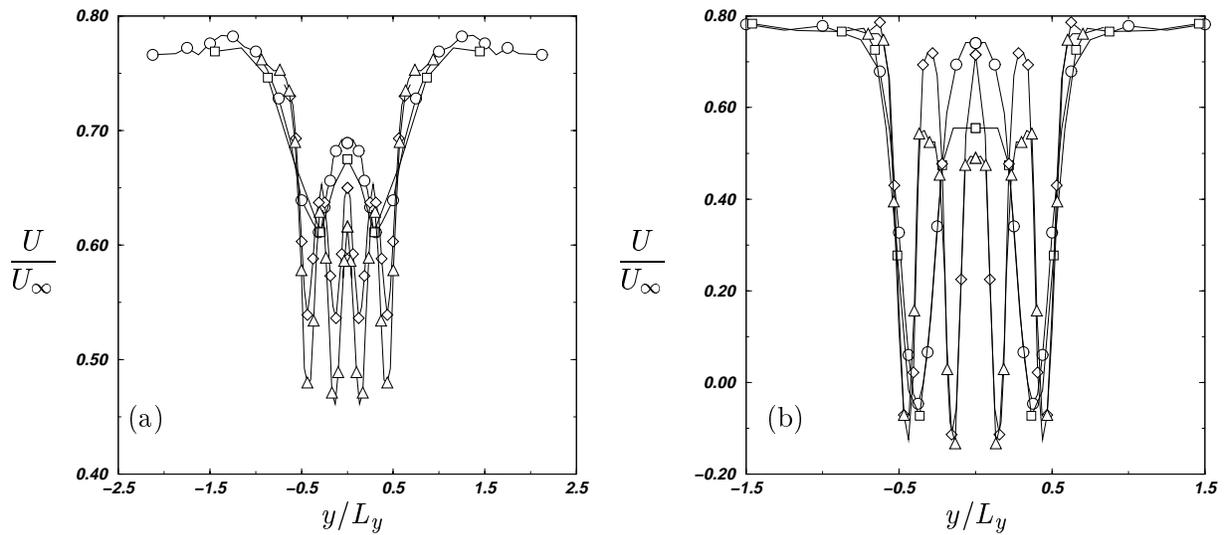


FIG. III.2.31 – Adimensionnement par y/L_y de la vitesse longitudinale pour les profils transversaux ($z/h = 1/2$) – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$ – \circ Cas n° 1, \square Cas n° 2, \diamond cas n° 3, \triangle cas n° 4

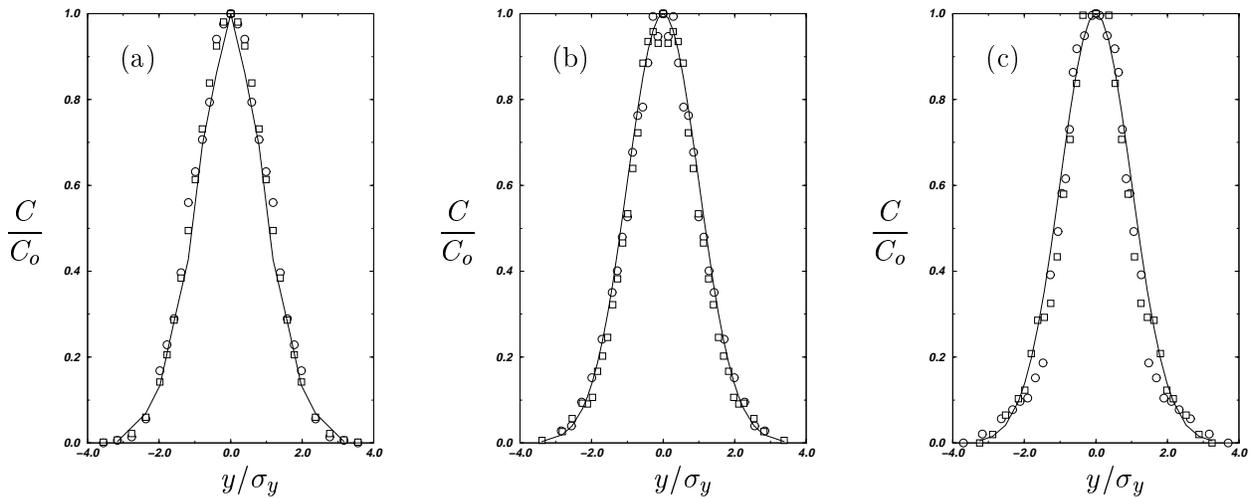


FIG. III.2.32 – Distribution transversale de concentration moyenne – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$, (c) Sortie du groupe – \circ Cas n° 3 \square Cas n° 4 — Courbe théorique

n° 3 (et du cas n° 4), la concentration est plus élevée dans la zone centrale (entre les deux lignes d'obstacles de part et d'autre de l'axe de symétrie). Le polluant est canalisé dans cette région. En s'écartant de l'axe, on voit que la diffusion du panache dans la direction transversale est plus faible que le cas sans obstacle (avec une dispersion équivalente à celle déterminée à partir des profils mesurés en présence de ces obstacles). Le processus de diffusion par les recirculations a tendance à être limité. Dans la configuration en quinconce, le défléchissement des lignes de courant par les obstacles intercalés augmente le niveau de concentration par rapport au cas sans obstacle. Ce comportement est similaire à celui observé dans le cas n° 2. Cette tendance reste valable en sortie des groupes.

La figure (FIG. III.2.33) présente l'évolution de l'écart-type horizontal pour les deux configura-

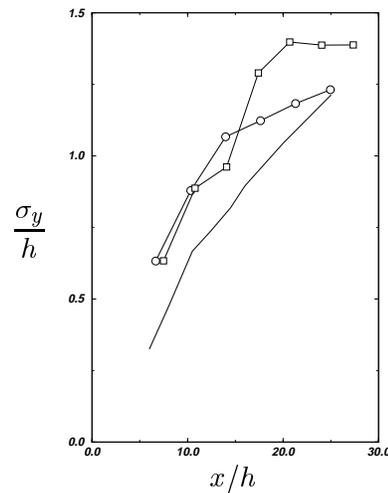


FIG. III.2.33 – Écart-types de la concentration moyenne en fonction de la distance à la source – \circ Cas n° 3, \square Cas n° 4, — Cas sans obstacle

tion de groupe et montre que la dispersion est plus importante dans les deux cas que pour le cas d'une dispersion sans obstacle. Ceci est principalement dû au blocage aérodynamique agissant de manière globale et indépendamment de la configuration. Il est intéressant de remarquer que c'est dans la configuration alignée (après la deuxième colonne d'obstacles) que σ_y croît le plus rapidement, ceci parce que dans la configuration en quinconce ce taux chute soudainement. Plus en aval, la dispersion dans le cas en quinconce croît de manière plus importante que dans le cas aligné et dépasse celle-ci. En sortie de groupe, le taux de croissance diminue de sorte que, dans le cas aligné, la taille caractéristique du panache soit de l'ordre de celle d'un panache sans obstacle. L'explication pour ces changements de taux de croissance provient de la taille relative du panache par rapport à l'espace entre les obstacles. Lorsque le panache impacte sur le groupe, il est, pour les deux cas, suffisamment large pour passer autour des deux obstacles placés de part et d'autre de l'axe de symétrie (ce qui peut être observé sur les profils de la figure (FIG. III.2.32a)). Dans le cas aligné, la dispersion latérale continue de croître au delà de la deuxième série d'obstacles puis est canalisée, et le panache reste contenu à l'intérieur du groupe. Pour le cas en quinconce le panache passe également autour des deux obstacles avant d'être confiné entre les deux séries d'obstacles en aval ($\sigma_y/h \sim 0.83$). Ceci ralentit la dispersion, mais la divergence des lignes de courant à l'approche de la colonne suivante accroît sensiblement la dispersion. Ce processus se répète une nouvelle fois et en sortie, le panache a une taille approximative de l'ordre de celle du groupe et la dispersion semble stabilisée ($\sigma_y(x)$ est à peu près constant).

La distribution verticale de concentration en sortie de groupe (FIG. III.2.34) est pratiquement constante dans le cas en quinconce, le polluant a été bien mélangé au passage du groupe. Le cas aligné présente une concentration plus importante que la configuration en quinconce, parce que le polluant est canalisé entre deux lignes d'obstacles. On voit également que la dispersion verticale à cette abscisse de sortie est identique pour les deux configurations. Les vitesses en

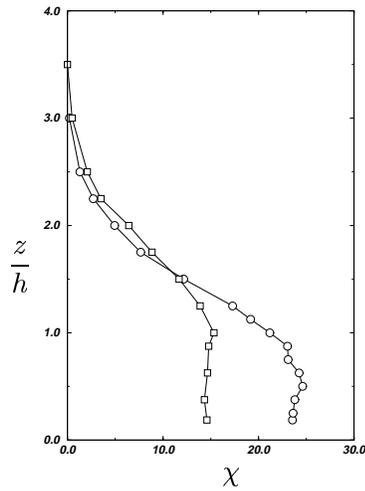


FIG. III.2.34 – Comparaison des profils verticaux de concentration en sortie de groupe – \circ cas n° 3, \square cas n° 4

sortie de groupe pour le cas n° 3 sont plus élevées que dans le cas n° 4 (figure non présentée) jusqu'à l'altitude $z/h \sim 2.7$; comme le flux de matière doit se conserver, on devrait obtenir une concentration plus élevée dans le cas en quinconce que dans le cas aligné. L'explication de ce résultat est que la diffusion dans le groupe en quinconce est beaucoup plus importante que dans le cas aligné, et en sortie de groupe la concentration est plus faible (phénomène observé dans l'analyse des résultats expérimentaux des cas n° 1 et 2 ainsi que par la méthode potentielle). Ces profils ont un comportement similaire à ceux des deux premiers cas (voir FIG. III.2.12c), néanmoins pour le cas aligné, la concentration semble être constante sur toute la hauteur du groupe. Le cas n° 3 a donc mélangé le polluant de manière plus importante que le cas n° 1 (où il subsiste un pic à $z/h \sim 1$).

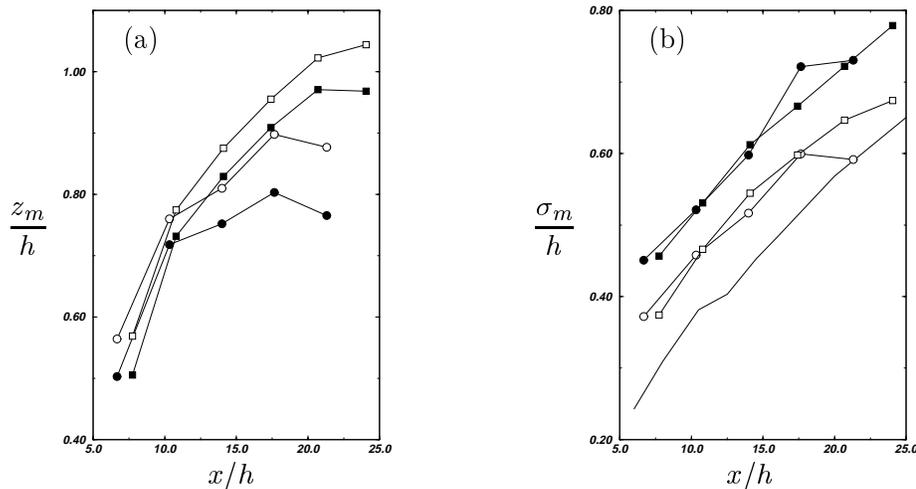


FIG. III.2.35 – (a) \circ cas n° 3 z_m \bullet cas n° 3 z_s \square cas n° 4 z_m , \blacksquare cas n° 4 z_s (b) \circ cas n° 3 σ_m \bullet cas n° 3 σ_z \square cas n° 4 σ_m , \blacksquare cas n° 2 σ_z

La figure (FIG. III.2.35a) présente l'élévation z_s du panache et montre que dans les deux cas

il y a une nette différence entre le centre de masse (z_m) et z_s . Ce qui n'a pas été observé dans les deux premières configurations. Une explication plausible est que dans les cas n° 3 et 4, la distance (absolue) entre la source et le bord d'attaque est plus importante. Lorsque le panache pénètre à l'intérieur du groupe, il s'élève à une altitude sensiblement équivalente pour les deux configurations. En sortie de groupe, la reconvergence des lignes de courant dans le sillage implique une diminution de z_s et z_m . Le comportement de z_s dans ces deux configurations est relativement similaire à ce qui a été observé dans les deux premiers cas, en particulier :

- l'élévation z_s est généralement plus faible que l'altitude du centre de masse.
- le panache s'élève rapidement dans la région d'impact, puis se stabilise pour décroître en sortie de groupe.
- la configuration en quinconce montre une élévation verticale plus importante que la configuration alignée.

Mais il subsiste, malgré tout, des différences :

- les deux premiers groupes ont une influence plus importante sur le déplacement vertical du panache en amont
- le taux de croissance du panache est indépendant de la configuration pour les cas n° 1 et 2 alors qu'il dépend de la configuration dans les deux derniers cas.

La figure (FIG. III.2.35b) qui présente l'évolution de σ_m et σ_z montre que ces deux quantités évoluent de manière différente. Cette différence reste approximativement constante au passage du groupe. Mais d'une manière générale, le comportement de ces quantités est similaire aux deux premiers cas :

- σ_z semble indépendant de la configuration,
- la dispersion verticale évolue de manière similaire au cas sans obstacle

Dans les deux derniers cas, la différence entre la dispersion avec et sans obstacle semble être légèrement plus importante que dans les deux premiers cas. L'explication est que la source est localisée plus en amont pour les groupes n° 3 et 4, ainsi la dispersion verticale est plus importante lors de l'impact sur le groupe. Le blocage qui est plus élevé dans ces configurations élève le panache en amont de manière plus importante.

III.2.3.4 Écarts-type des fluctuations

Comme pour l'évolution de l'écart-type transversal de la fluctuation de concentration du cas n° 2 (voir FIG. III.2.16a), on observe sur la figure (FIG. III.2.36a) deux ruptures de pente successives de la croissance de σ_y en aval des obstacles placés sur l'axe de symétrie pour le cas en quinconce.

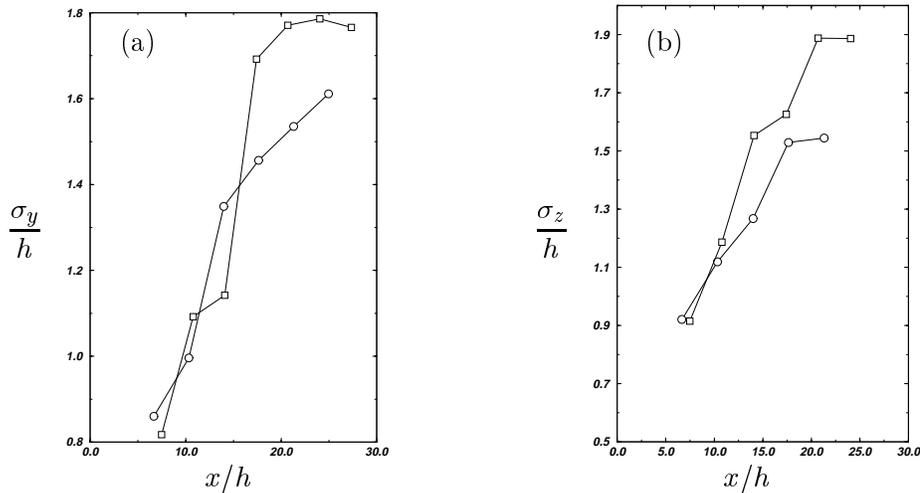


FIG. III.2.36 – Écart-types de la fluctuation de concentration en fonction de la distance à la source – (a) $\sigma_y(x)$ (b) $\sigma_z(x)$ – \circ Cas n° 3, \square Cas n° 4

Dans ce cas, la dispersion des fluctuations de concentration semble être limitée jusqu'à $x = 3h + 5d$ (elle est inférieure au cas aligné), puis augmente de manière brutale pour se stabiliser en sortie de groupe. La dispersion verticale est toujours plus importante dans le cas en quinconce que dans le cas aligné. On remarque également sur la figure (FIG. III.2.36a) que la dispersion tend à diminuer en sortie de groupe dans le cas n° 4.

III.2.3.5 Modèle de perte de charge

III.2.3.5.1 Description du cas test

Nous allons utiliser le modèle de perte de charge disponible dans le code *MERCURE* pour effectuer une simulation numérique du cas en quinconce (18 obstacles). Cette approche se justifie dans la mesure où pour obtenir un champ de vitesse cohérent avec les mesures expérimentales, nous avons été contraint, dans le cas de la simulation du groupe aligné (4 obstacles) de mailler finement la zone où se trouve le groupe. Dans le cas précédent le maillage comportait 384090 nœuds. Il paraît donc évident que pour la simulation d'un groupe comportant 18 obstacles, le maillage devient trop important. Nous simulons donc un écoulement de couche limite en présence d'une perte de charge singulière. Nous avons fait le choix de représenter le groupe d'obstacles par une perte de charge globale, ceci dans l'optique d'étudier l'effet induit par une distribution de perturbations moyennes (nous aurions pu choisir de représenter les obstacles individuellement par des pertes de charge singulières, mais l'analyse des résultats expérimentaux montre que les obstacles, en fonction de leur position relative dans le groupe n'agissent pas de manière équivalente sur l'écoulement et la dispersion). Comme précédemment nous allons utiliser un critère de similitude géométrique entre la simulation et l'expérience ($\mathcal{L} = 100$). Ainsi nous imposons une perte de charge dans un domaine parallélépipédique dont les dimensions sont :

– longueur : 78 m

- largeur : 60 m
- hauteur : 8 m

III.2.3.6 Choix du coefficient de perte de charge

Comme nous l'avons vu au chapitre II.2, *MERCURE* détermine la perte de charge à partir de la vitesse locale et non à partir d'une vitesse de référence dans une région de l'écoulement non perturbé par la présence de la singularité. Il convient donc de faire plusieurs simulations numériques avec différents coefficients de perte de charge afin de déterminer la valeur la mieux adaptée au cas considéré. Nous retenons les valeurs suivantes : $\xi = 1, 10, 100$.

III.2.3.6.1 Champ de vitesse

Nous avons tracé sur les figures (FIG. III.2.37a,b et c) l'évolution longitudinale de la vitesse pour les différentes valeurs de ξ . Les simulations numériques montrent un blocage de l'écoulement trop important par rapport aux mesures expérimentales, principalement pour des altitudes inférieures à h . Sur la figure (FIG. III.2.37b) nous avons également superposé le profil expérimental de vitesse du cas n° 4 en aval de l'obstacle placé au centre. Se pose ici, le problème de la représentativité d'une approche numérique globale par rapport à des mesures expérimentales locales. En effet nous n'avons pas modélisé individuellement les obstacles, donc la simulation ne peut reproduire les zones de recirculations en aval de chaque obstacles. Par contre si l'on considère un effet moyen des obstacles (c'est à dire le ralentissement en amont et l'écoulement retour dans la cavité en aval) on peut voir que les profils de vitesse des simulations avec pertes de charge sont compris entre le profil expérimental en amont du groupe et le profil mesuré en aval de l'obstacle central. On peut donc dire que l'on a une assez bonne représentativité de l'écoulement moyen dans le groupe. En sortie de groupe les diverses simulations surestiment la réduction de vitesse. L'effet de relaxation de l'écoulement provenant de l'intérieur du groupe vers l'écoulement extérieur s'effectue sur des échelles de temps plus longues que dans l'expérience.

III.2.3.6.2 Dispersion

Considérons maintenant la dispersion du panache en présence du groupe d'obstacles. Les figures (FIG. III.2.38a,b et c) montrent l'évolution du profil vertical de concentration pour les trois simulations numériques, et nous avons superposé à ces profils la concentration mesurée. En amont du groupe, lorsque le coefficient de perte de charge augmente, le niveau de concentration maximum n'augmente pas, mais le blocage croissant de la zone de perte de charge augmente la concentration selon la verticale. Ce maximum de concentration est à la hauteur $z_m = 0.4h$ dans l'expérience et se trouve être approximativement à $z_m = 0.6h$ pour les simulations. À l'intérieur du groupe, l'approche globale adoptée pour la modélisation des obstacles implique un mélange important dans la zone qu'occupe le groupe. La croissance du coefficient de perte de charge augmente le mélange et dans le cas d'un coefficient $\xi = 100$, le maximum de concentration

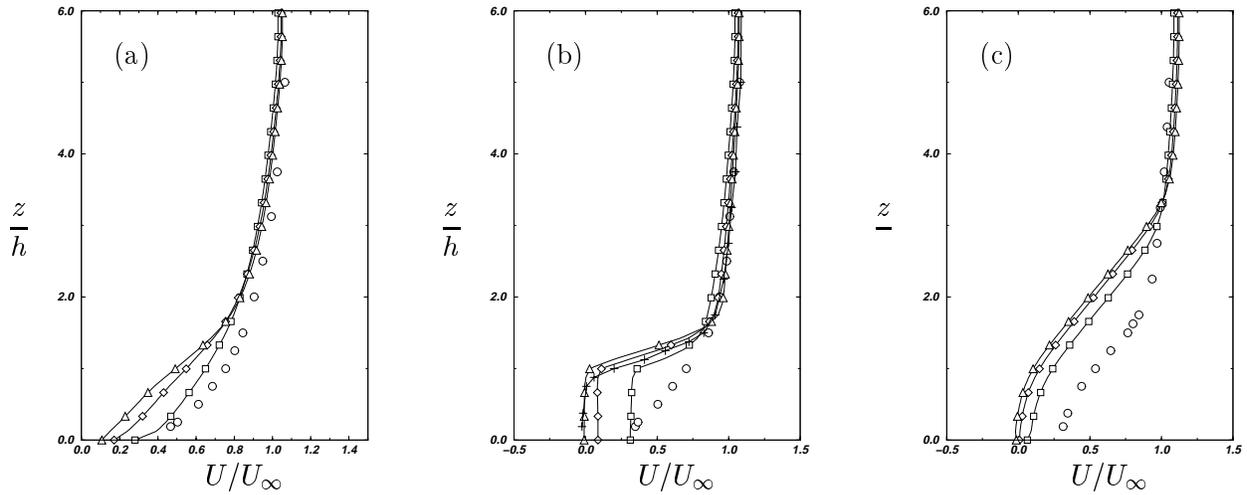


FIG. III.2.37 – Évolution longitudinale de la vitesse, comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation MERCURE. – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$, (c) Sortie du groupe – \circ soufflerie en $x = -d$, $+$ soufflerie en $x = h + d$, \square MERCURE $\xi = 1$, \diamond MERCURE $\xi = 10$, \triangle MERCURE $\xi = 100$

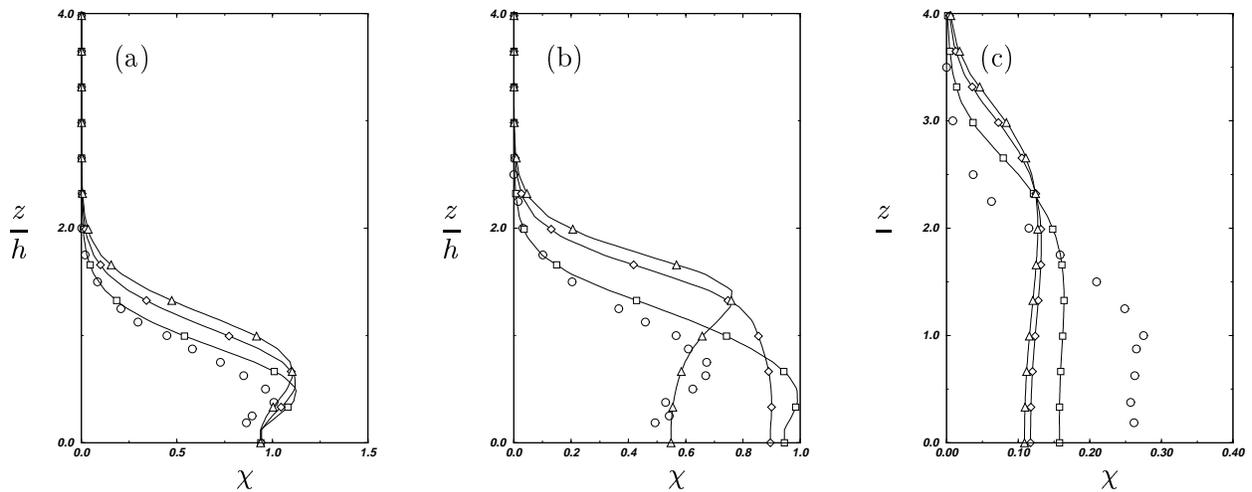
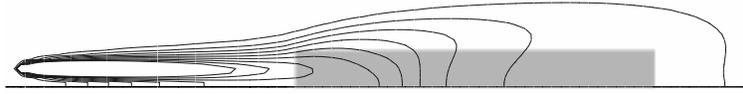
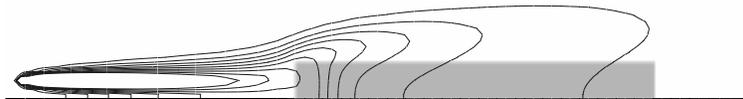
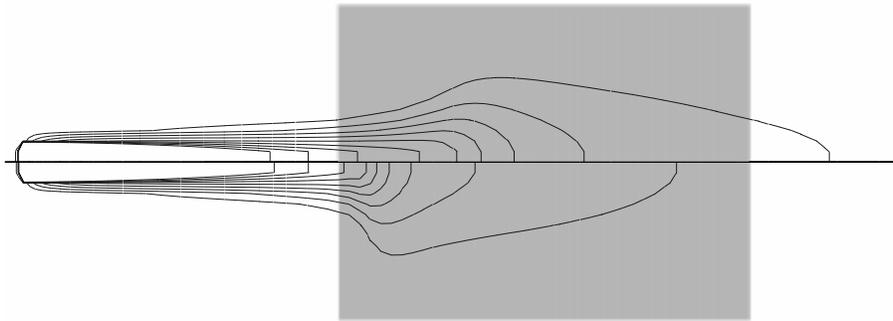


FIG. III.2.38 – Évolution longitudinale de la concentration, comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation MERCURE. – (a) $x = -d$, (b) $x = h + d$, (c) Sortie du groupe – \circ soufflerie, \square MERCURE $\xi = 1$, \diamond MERCURE $\xi = 10$, \triangle MERCURE $\xi = 100$

est transporté au-dessus du groupe alors que dans les deux autres cas ce maximum se trouve à l'intérieur du groupe, phénomène observé au cours des expériences. En sortie du groupe, les profils de concentration présentent des caractéristiques similaires à celles des profils dans un sillage stable d'obstacles. C'est à dire qu'en traversant la zone de perte de charge le polluant a été bien mélangé (effet de la vitesse constante sur toute la hauteur du groupe (FIG. III.2.37b)).

Les figures (FIG. III.2.39) (FIG. III.2.40) et (FIG. III.2.41) montrent le développement du panache dans le plan vertical et le plan horizontal contenant la source (respectivement). La zone

FIG. III.2.39 – Développement du panache dans le plan vertical de la source pour $\xi = 1$ FIG. III.2.40 – Développement du panache dans le plan vertical de la source pour $\xi = 10$ FIG. III.2.41 – Développement du panache dans le plan horizontal de la source pour $\xi = 1$ (partie supérieure) et $\xi = 10$ (partie inférieure)

rectangulaire grisée symbolise la zone de perte de charge. Sur la figure (FIG. III.2.41) nous avons montré le développement du panache pour deux coefficients de porosité (partie supérieure $\xi = 1$, partie inférieure $\xi = 10$)

III.2.3.7 Modèle potentiel

Comme dans l'analyse des cas n° 1 et n° 2 (§ III.2.2.6) nous utilisons le modèle potentiel pour étudier la dispersion d'un panache dans les deux dernières configurations en fonction de trois paramètres :

- position de la source ($x_s = -L_y$ et $x_s = -3L_y$)

- intensité de la turbulence ($\sigma_u/u_\infty = 0.05, 0.1$ et 0.2)
- avec et sans modélisation des sillages

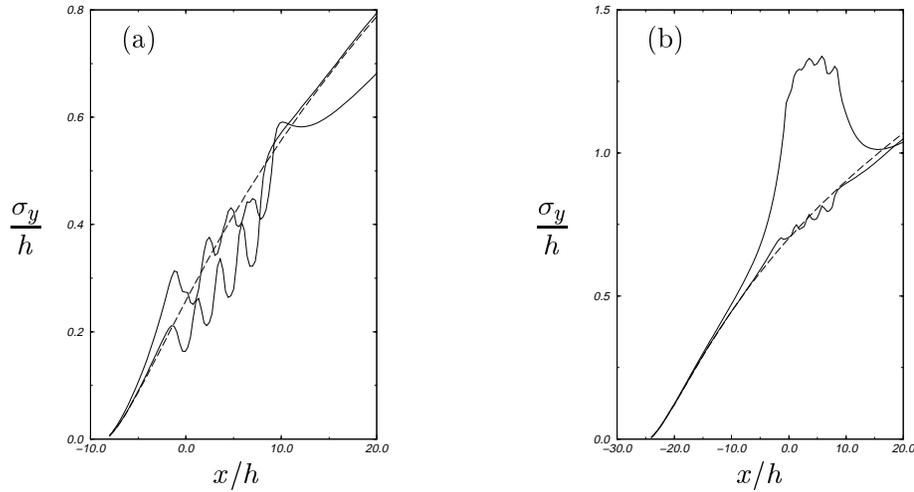


FIG. III.2.42 – Écart-types de la dispersion à travers un groupe aligné pour $\sigma_u/u_\infty = 0.05$ – (a) $x_s = -L_y$ (b) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

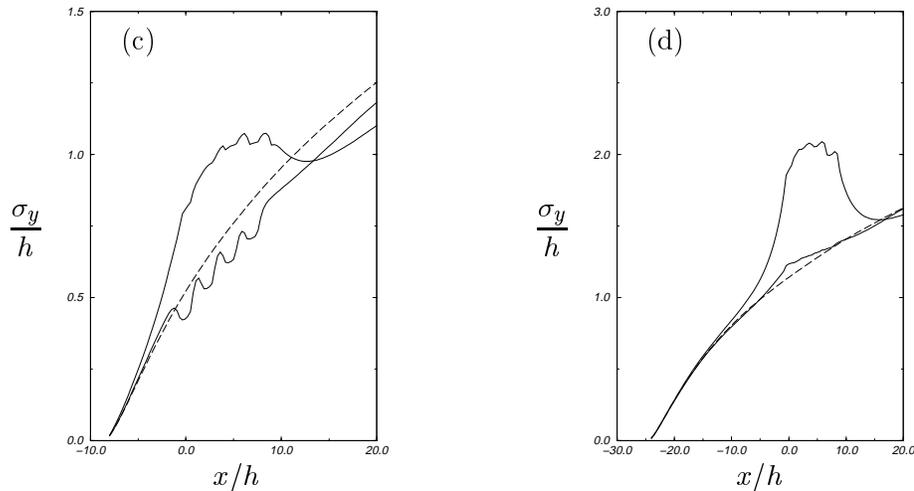


FIG. III.2.42 – Écart-types de la dispersion à travers un groupe aligné $\sigma_u = /u_\infty 0.1$ – (c) $x_s = -L_y$ (d) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

Les figures (FIG. III.2.42a à f) et (FIG. III.2.43a à f) présentent les résultats des simulations pour toutes les combinaisons de ces trois paramètres, ceci pour les deux configurations de groupes. Deux conclusions peuvent être déduites: la modélisation des sillages augmente de manière importante la dispersion à l'intérieur des groupes. L'individualisation des effets des obstacles est relativement peu visible dans la mesure où la distance entre la source et les groupes est plus

importante (de manière absolue) que dans l'analyse précédente.

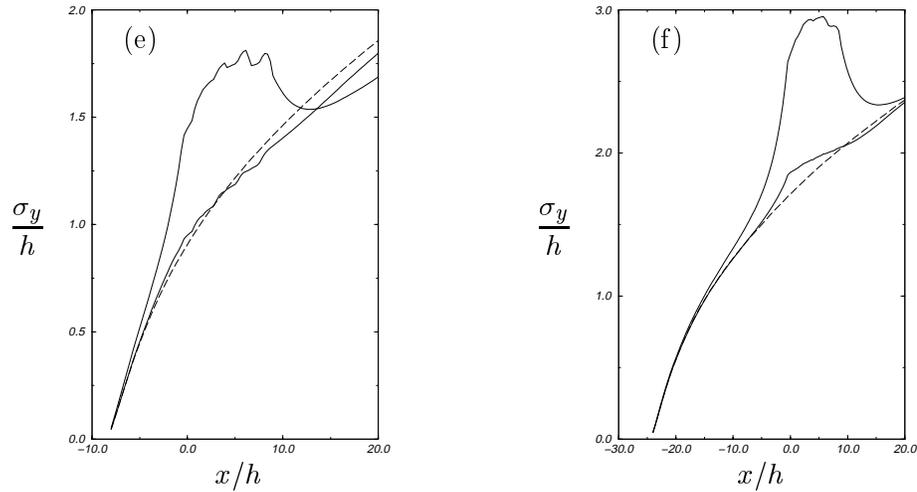


FIG. III.2.42 – Écart-types de la dispersion à travers un groupe aligné $\sigma_u/u_\infty = 0.2$ – (e) $x_s = -L_y$ (f) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

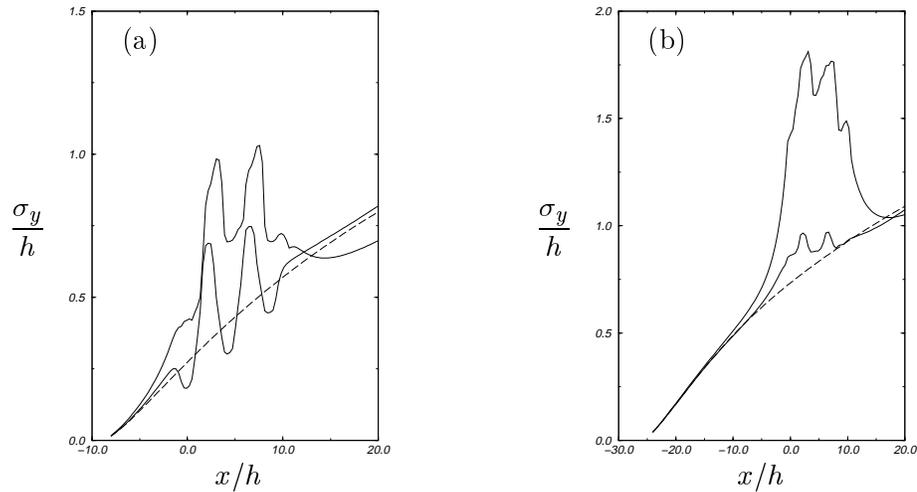


FIG. III.2.43 – Écart-types de la dispersion à travers un groupe en quinconce $\sigma_u/u_\infty = 0.05$ – (a) $x_s = -L_y$ (b) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

L'effet de divergence des lignes de courant en amont des groupes est beaucoup plus importante que pour les deux premières configurations et la dispersion (avec et sans sillage) est plus forte que le cas sans obstacle pour toutes les combinaisons des paramètres. L'effet de convergence entre les deux obstacles situés de part et d'autre de l'axe de symétrie est observé lorsque le niveau de turbulence est relativement faible pour une distance entre la source et les groupes qui vaut $x_s = -L_y$. Dans le cas aligné D vaut $2.33h$ et $2.258h$ dans le cas en quinconce, et le panache est majoritairement capté lorsque $\sigma_y \leq 0.39h$ pour le cas n° 3 et $\sigma_u \leq 0.36h$ pour le cas n° 4.

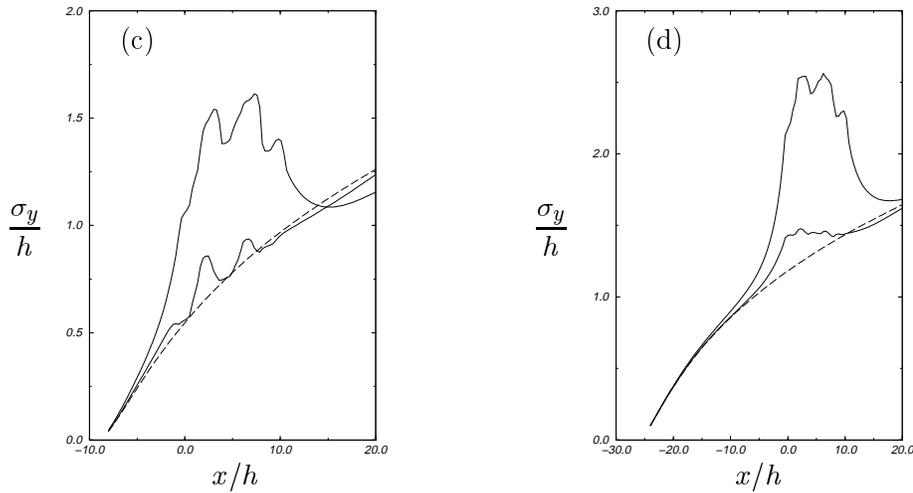


FIG. III.2.43 – Écart-types de la dispersion à travers un groupe en quinconce $\sigma_u/u_\infty = 0.1$ – (c) $x_s = -L_y$ (d) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

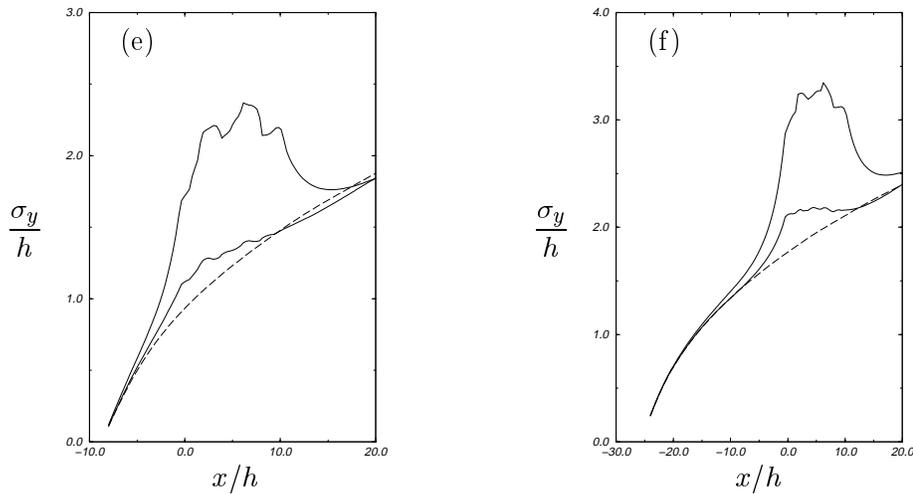


FIG. III.2.43 – Écart-types de la dispersion à travers un groupe en quinconce $\sigma_u/u_\infty = 0.2$ – (e) $x_s = -L_y$ (f) $x_s = -3L_y$, - - - cas sans obstacle, — cas avec obstacles mais sans sillage, — cas avec obstacles et sillages

Ce qui est le cas uniquement pour $x_s = -L_y$ et $\sigma_u/u_\infty = 0.05$ et 0.1 dans le cas aligné (voir FIG. III.2.42a et c) et $\sigma_u/u_\infty = 0.05$ dans le cas en quinconce (voir FIG. III.2.43a). D'une manière générale, les simulations sans sillage montrent que la dispersion à l'intérieur du groupe est relativement peu différente de la dispersion d'un panache sans obstacle (voir FIG. III.2.42d,e et FIG. III.2.43b,c). Par contre, dans tous les cas, la présence des sillages augmente de manière importante la dispersion à l'intérieur du groupe.

En sortie de groupe, on observe, dans les cas avec sillages, une diminution de l'écart-type par effet de convergence entre les obstacles et de convergence de lignes de courant en aval du groupe. Cet effet de sillage lointain et plus important que pour les deux premières configurations dans la

mesure où le blocage augmente avec le nombre d'obstacles. Si le panache en sortie, est suffisamment large par rapport à la taille caractéristique des groupes (L_y) alors la dispersion diminue par effet de convergence de manière moins importante et l'écart-type est équivalent à celui d'une dispersion sans obstacle. La limite pour σ_y semble être, pour les deux configurations, proche de $1.5h$.

III.2.4 Bibliographie

- I.P. CASTRO 1979. Relaxing wakes behind surface-mounted obstacles in rough wall boundary layers. *J. Fluid Mech.*, vol **93**, pp 631–659.
- I.P. CASTRO et A.G. ROBINS 1977. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *J. Fluid Mech.*, vol **79**, pp 307–335.
- J. COUNIHAN 1971. *Experimental Investigation of the Wake Behind a Two-Dimensional Block and Behind a Cube in a Simulated Boundary Layer Flow*. Central Electricity Research Lab., Surrey, England.
- G.T. CSANADY 1967. Concentration fluctuations in turbulent diffusion. *J. Atmos. Sci.*, vol **24**, pp 21–28.
- M.J. DAVIDSON, W.H. SNYDER, R.E. LAWSON et J.C.R. HUNT 1995. Plume dispersion through large group of obstacles – wind tunnel simulations. *Atmos. Env.*, vol **30** - n° **22**, pp 3715–3731.
- P.A. DURBIN 1980. A stochastic model of two particle dispersion and concentration fluctuations in homogeneous turbulence. *J. Fluid Mech.*, vol **100**, pp 279–302.
- S.R. HANNA 1985. Spectra of concentration fluctuations: the two time scales of a meandering plume. *Atmos. Env.*, vol **20** - n° **6**, pp 1131–1137.
- H.L. HIGSON, R.F. GRIFFITHS, C.D. JONES et D.J. HALL 1996. Flow and dispersion around an isolated building. *Atmos. Env.*, vol **30** - n° **16**, pp 2859–2870.
- J.O. HINZE 1975. *Turbulence*. Second edition. McGraw-Hill.
- R.P. HOSKER JR. 1982. *Methods for estimating wake flow and effluent dispersion near simple block-like buildings*. National Oceanic and Atmospheric Administration, Oak Ridge, TN.
- A.H. HUBER et W.H. SNYDER 1982. Wind tunnel investigation of the effects of a rectangular-shaped building on dispersion of effluents from short adjacent stacks. *Atmos. Env.*, vol **16** - n° **12**, pp 2837–2848.
- L.J. HUNTER, G.T. JOHNSON et I.D. WATSON 1992. An investigation of three-dimensional characteristics of flow regimes within the urban canyon. *Atmos. Env.*, vol **26 Part B** - n° **4**, pp 425–433.

- M. **HUSSAIN** et B.E. **LEE** 1980. *An investigation of wind forces on three dimensional roughness elements in a simulated atmospheric boundary layer flow*. University of Sheffield.
- R.G. **LAMB** 1982. Diffusion in the convective boundary layer. *pp 37-68*: F.T.M. **NIEUWSTADT** et H. **VAN DOP**(eds), *Atmospheric turbulence and Air Pollution Modelling*. Reidel, Dordrecht.
- R.W. **MACDONALD**, R.F. **GRIFFITHS** et S.C. **CHEAH** 1997. Field experiments of dispersion through regular arrays of cubic structures. *Atmos. Env.*, **vol 31 - n° 6**, pp 783-795.
- J.S. **PUTTOCK** et J.C.R. **HUNT** 1979. Turbulent diffusion from sources near obstacles with separated wakes – Part I. An eddy diffusivity model. *Atmos. Env.*, **vol 13**, pp 1-13.
- B.L. **SAWFORD** 1983. The effect of a gaussian particle-pair distribution function in the statistical theory of concentration fluctuations in homogeneous turbulence. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **vol 190**, pp 339-354.
- O.G. **SUTTON** 1953. *Micrometeorology*. MacGraw-Hill.
- C. **TURFUS** 1988. Calculating mean concentrations for steady sources in recirculating wakes by a particle trajectory method. *Atmos. Env.*, **vol 22 - n° 7**, pp 1271-1290.
- D.J. **WILSON**, A.G. **ROBINS** et J.E. **FACKRELL** 1982a. Concentration fluctuations in an elevated plume: a diffusion-dissipation approximation. *Atmos. Env.*, **vol 16 - n° 11**, pp 2581-2589.
- D.J. **WILSON**, A.G. **ROBINS** et J.E. **FACKRELL** 1982b. Predicting the spatial distribution of concentration fluctuations from a ground level source. *Atmos. Env.*, **vol 16 - n° 3**, pp 497-504.

III.3. Conclusions et perspectives

III.3.1 Conclusion

Les objectifs de cette étude étaient de mieux comprendre comment l'écoulement et la dispersion dépendent des différents paramètres qui définissent un groupe d'obstacles. En particulier nous avons utilisé comme paramètres pour définir les groupes :

- la topologie,
- la porosité,
- la taille des obstacles,
- la taille caractéristique du groupe

Le problème posé était de modéliser par des approches simplifiées les mécanismes indentifiés lors des expériences en soufflerie. À cette fin nous avons utilisé un code de simulation numérique des écoulements atmosphériques et un modèle basé sur une approche potentielle.

- Les mesures expérimentales ont montré que le blocage ne dépendait pas de la configuration des obstacles.
- Nous avons mis en évidence qu'à l'intérieur des groupes se développait une couche interne et qu'à partir d'une certaine distance par rapport au bord d'attaque du groupe, il s'établissait un équilibre entre les forces d'inertie, les contraintes turbulentes et le frottement dû aux obstacles. Ce qui confirme le modèle théorique développé au chapitre I.2.
- Nous avons également mis en évidence l'existence d'une échelle caractéristique pour l'adimensionnement du champ de vitesse, il semble que pour les groupes considérés, L_y soit cette échelle.
- À l'intérieur des groupes, les zones de recirculations sont stabilisées par la présence d'obstacles en aval et peuvent ainsi se développer de manière plus importante selon la verticale. Nous avons observé l'effet de diffusion de vorticit   provenant de ces cavit  s    l'interface entre le groupe et l'  coulement externe, qui ralentit l'  coulement au dessus du groupe

(confirmation du modèle théorique). Il existe visiblement deux régimes d'écoulement au sein du groupe. Un régime en frontière du groupe et un régime à l'intérieur.

- La distribution de concentration est proche d'une distribution gaussienne et on ne distingue pas l'influence individuelle des obstacles sur ces distributions.
- L'étude des variations des écarts-types horizontaux et verticaux montre que la configuration en quinconce disperse de manière plus importante que la configuration alignée. Ce résultat est également important, dans la mesure où à porosité égale, c'est l'organisation géométrique des obstacles qui détermine la dispersion.
- À l'intérieur du groupe, la dispersion n'évolue pas de manière uniforme mais peut présenter des zones de large croissance, ce qui traduit une fois de plus l'influence de la géométrie.
- La présence des obstacles augmente l'élévation du panache, d'abord de manière rapide puis plus lentement. L'augmentation initiale de σ_z par rapport au cas sans obstacle est importante mais à l'intérieur la suite de l'évolution du panache s'effectue à la même vitesse que dans le cas d'un panache non-perturbé.
- L'écoulement et la dispersion, en aval du groupe, dépendent de l'interaction entre la turbulence générée dans le groupe et la convergence des lignes de courant.
- La taille relative du groupe par rapport au panache joue un rôle prépondérant, si celle-ci est plus grande alors la dispersion peut être limitée, dans le cas contraire elle est augmentée.

L'approche numérique, en utilisant le code *MERCURE*, a montré un bon accord par rapport aux mesures expérimentales.

- Pour la configuration n° 1, le champ de vitesse fut correctement simulé (sous réserve de l'emploi d'un maillage fin au niveau de la zone d'occupation du groupe). Cette approche montre également que la dispersion est sensible à la discrétisation de la source ponctuelle et au comportement de la viscosité turbulente, et qu'un choix malheureux des variables turbulentes (k et ε) en conditions initiales et limites peut conduire à des résultats assez différents des mesures expérimentales que nous avons effectuées.
- Pour un nombre d'obstacles important, nous avons fait le choix d'utiliser un modèle de perte de charge pour représenter l'effet des obstacles sur l'écoulement. Le modèle permet de simuler un comportement global (ou moyen) de l'écoulement en assez bon accord avec les mesures expérimentales. La dispersion d'un panache dans ces conditions peut en fonction de la perte de charge choisie, être qualitativement acceptable par rapport aux mesures.

Une approche simplifiée, basée sur un modèle potentiel, permet de mettre en évidence des mécanismes observés expérimentalement.

- En particulier l'effet de convergence des lignes de courant au voisinage du bord d'attaque

du groupe et la diminution de la dispersion qui l'accompagne d'une part, et d'autre part l'augmentation de la dispersion à l'intérieur du groupe.

- Ce modèle prédit également (comme le confirment les mesures expérimentales) une dispersion plus importante dans le cas d'une configuration en quinconce par rapport au cas d'une configuration alignée.
- Par contre cette approche donne un blocage en amont croissant avec le nombre d'obstacles et une diminution de la dispersion trop importante en aval du groupe (effet de reconvergence de lignes de courant prépondérante devant la décroissance de la turbulence). Cette faiblesse du modèle provient principalement du fait qu'il soit bidimensionnel.

III.3.2 Perspectives

Nous avons montré que, pour l'instant, il ne paraît pas faisable d'utiliser des modèles de type $k-\varepsilon$, comme *MERCURE* par exemple, pour modéliser l'écoulement et la dispersion lorsque le nombre d'obstacles est important (de l'ordre de 18 pour cette étude), parce qu'il est indispensable de mailler correctement la zone où se trouve le groupe d'obstacles. Par contre l'idée d'utiliser un modèle poreux et de modéliser l'effet d'un groupe sur l'écoulement par une perte de charge paraît être intéressante et utile. Il convient donc de poursuivre dans cette voie. Cette étude soulève le problème du choix du coefficient de perte de charge qui nécessite de connaître, à l'avance, l'échelle de vitesse locale au niveau de la zone de perte de charge. Il convient donc de trouver une méthodologie générale pour déterminer ce coefficient, a priori.

Les différentes expériences réalisés lors de cette étude ont montré un intérêt certain pour comprendre et mettre en évidence les différents mécanismes présents pour les configurations d'écoulements étudiées. Il reste, néanmoins, beaucoup d'études expérimentales à mener. En particulier il serait intéressant d'effectuer des mesures de vitesse et de concentration pour des échelles géométriques différentes. De même, lors de cette étude nous avons limité les mesures au voisinage immédiat des groupes. Il conviendrait de poursuivre l'investigation dans le sillage lointain de ces groupes afin de mieux comprendre le mécanisme de relaxation de l'écoulement et le comportement du panache en sortie de groupe. Les mesure LDA ont été effectuées en mode de non-coïncidence. Pourtant des mesures de corrélation de vitesse permettraient de comprendre les mécanismes prépondérant qui interviennent dans la production de turbulence au sein des groupes. Les mesures préliminaires à l'aide d'un système PIV, pour des configurations simplifiées, ont montré également un intérêt pour l'obtention d'un champ de vitesse détaillé. La poursuite de ce type d'approche permettrait d'obtenir des champs beaucoup mieux documentés que ceux obtenus et en particulier servirait à étudier la génération de flux vertical de quantité de mouvement à l'interface entre le groupe et l'écoulement externe. Nous n'avons pu aborder le problème de la rétention de polluant dans un groupe. Cette étude est importante pour comprendre les mécanismes qui interviennent

dans la dispersion de polluant dans des géométries complexes. En particulier l'application au cas de milieu urbain et industriel paraît être utile. Les configurations étudiées, au sens de la perméabilité sont assez différentes. Une voie de recherche pourrait consister, dans un premier temps, à étudier des cas intermédiaires, puis dans une deuxième étape à considérer des distributions aléatoires d'obstacles.

La modélisation de l'écoulement et de la dispersion par un modèle potentiel a donné des résultats intéressants mais a également montré certaines faiblesses. Il serait nécessaire de considérer dans le futur, une extension de cette méthode à des configurations tridimensionnelles, principalement pour approfondir le problème de blocage en amont et de relaxation de l'écoulement en aval d'un groupe d'obstacles. Une extension du modèle stochastique avec une modélisation plus fine de la turbulence peut être une voie d'investigation. Ce type de modèle pourrait également aborder les problèmes liés à la perméabilité d'un groupe.

Comme nous l'avons dit une approche numérique de type $k-\epsilon$ couplée avec un modèle de perte de charge paraît prometteuse, en particulier pour des applications au milieu urbain et industriel. Néanmoins il reste à établir des lois de variations des coefficients de perte de charge en fonction de la topologie des groupes. Pour la modélisation de la dispersion en champ proche, une approche lagrangienne semble être indiquée. Il convient donc de tester ce type de modèle pour la dispersion d'un panache dans des configurations géométriques telles que celles qui viennent d'être étudiées. En particulier si la source de polluant se trouve à proximité du groupe ou dans ce dernier. De plus il reste à étudier le raccordement de ces différentes approches lorsque le groupe est d'une taille suffisante pour qu'il puisse être considéré comme un changement de rugosité par l'écoulement.

III.4. Bibliographie

- R.J. **ADRIAN** 1984. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs particle image velocimetry. *Applied Optics*, vol **23**, pp 1690–1691.
- A. **ANDREN**, A.R. **BROWN**, J. **GRAF**, P.J. **MASON**, C.-H. **MOENG**, F.T.M. **NIEUWSTADT** et U. **SCHUMANN** 1994. Large-eddy simulation of a neutrally stratified boundary layer: a comparison of four computer codes. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, vol **120** - n° **520**, pp 1457–1484.
- M. **ARIE** et H. **ROUSSE** 1956. Experiments on Two-Dimensional Flow over a Normal Wall. *J. Fluid Mech.*, vol **1**, pp 129–141.
- D. **ARNAL**, J. **COUSTEIX** et R. **MICHEL** 1976. *Couche limite se développant avec gradient de pression positif dans un écoulement turbulent*. La Rech. Aérop. N° 1976–1.
- L. **ARNOLD** 1974. *Stochastic differential equations: Theory and Applications*. J. Wiley & Sons.
- A.P.A. **ARYA**, M.S. **SHIPMAN** et L.Y. **COURTNEY** 1981. An experimental investigation of flow and diffusion in the disturbed boundary layer over a ridge. Part II: Diffusion from a continuous point source. *Atmos. Env.*, vol **15** - n° **7**, pp 1185–1194.
- S.P.S **ARYA** 1988. *Introduction to Micrometeorology*. Academic Press.
- S.P.S. **ARYA** 1992. *Engineering Meteorology*. Plate, E.J. (Ed.), Elsevier, Amsterdam. Chap. n° 6, Atmospheric boundary layers over homogeneous terrain.
- W.D. **BAINES** 1963. Effects of Velocity Distribution on Wind Loads and Flow Patterns on Buildings. pp 197–225: *Symp. on Wind Effects on Buildings and Structures – Teddington, England*, vol. vol 1.
- G.K. **BATCHELOR** 1949. Diffusion in a field of homogeneous turbulence, I. Eulerian analysis. *Aust. J. Sci. Res.*, vol **43**, p 533.
- G.K. **BATCHELOR** 1967. *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge Univ. Press.
- G.K. **BATCHELOR** et A.A. **TOWNSEND** 1956. *Turbulent Diffusion*. Surveys in Mechanics. Batchelor G.K. and Davies R.M. eds.

- J. **BEAR** 1988. *Dynamics of fluids in porous media*. Dover Pub. Inc.
- P.W. **BEARMAN** et J.E. **FACKRELL** 1975. Calculation of two-dimensional and axisymmetric bluff-body potential flow. *J. Fluid Mech.*, **vol 72**, pp 229–241.
- R. **BERKOWICZ**, O. **HERTEL**, S. E. **LARSEN**, N. N. **SORENSEN** et M. **NIELSEN** 1997. *Modeling traffic pollution in streets*. National Environmental Research Institute, Danmark.
- A.K. **BLACKADAR** 1962. The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral boundary layer. *J. Geophys. Res.*, **vol 67**, pp 3095–3102.
- D. **BOLTON** 1990. The computation of equivalent potential temperature. *Mon. Wea. Rev.*, **vol 108**, pp 1046–1053.
- M.S. **BORGAS**, T.K. **FLESCH** et B.L. **SAWFORD** 1997. Turbulent dispersion with broken reflectional symmetry. *J. Fluid Mech.*, **vol 332**, pp 141–156.
- M. **BREUER**, D. **LAKEHAL** et W. **RODI** 1995. Flow around a Surface Mounted Cubical Obstacle: Comparison of LES and RANS-results. *pp 13–15: VIEWEG-VERLAG*(ed), *IMACS-COST, lausanne*.
- P. **BRIMBLECOMBE** 1988. *The big smoke*. Routledge, London.
- H.H. **BRUUN** 1995. *Hot wire anemometry, principles and signal analysis*. Oxford Science Publications.
- D. **BUTY** 1988. *Paramétrisation de la turbulence atmosphérique dans un code méso-météorologique tridimensionnel et non-hydrostatique*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard – Lyon I.
- P. **CAGNETTI** 1975. Downwind concentrations of an airborne tracer released in the neighbourhood of a building. *Atmos. Env.*, **vol 9**, pp 739–747.
- B. **CARISSIMO**, E. **DUPONT**, L. **MUSSON GENON** et O. **MARCHAND** 1995. *Note de principe du code MERCURE version 3.1*. EDF-DER, HE-3395007B.
- G.F. **CARRIER**, M. **KROOK** et C.E. **PEARSON** 1966. *Functions of a complex variable—theory and technique*. McGraw-Hill.
- I.P. **CASTRO** 1971. Wake characteristics of two-dimensional perforated plates normal to an air-stream. *J. Fluid Mech.*, **vol 43**, pp 599–609.
- I.P. **CASTRO** 1979. Relaxing wakes behind surface-mounted obstacles in rough wall boundary layers. *J. Fluid Mech.*, **vol 93**, pp 631–659.
- I.P. **CASTRO** et D.D. **APSLEY** 1997. Flow and dispersion over topography: A comparison between numerical and laboratory data for two-dimensional flows. *Atmos. Env.*, **vol 31 - n° 6**, pp 839–850.

-
- I.P. **CASTRO** et A.G. **ROBINS** 1977. The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *J. Fluid Mech.*, **vol 79**, pp 307–335.
- I.P. **CASTRO** et W.H. **SNYDER** 1982. A wind tunnel study of dispersion from sources downwind of three-dimensional hills. *Atmos. Env.*, **vol 16 - n° 8**, pp 1869–1887.
- S.J. **CAUGHEY**, J.C. **WYNGAARD** et J.C. **KAIMAL** 1979. Turbulence in the evolving stable boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **vol 36**, pp 1041–1052.
- J.E. **CERMACK** 1971. Laboratory simulation of the atmospheric boundary layer. *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. J.*, **vol 9**, pp 1746–1754.
- J.E. **CERMAK** 1971. Laboratory Simulation of the Atmospheric Boundary Layer. *AIAA J.*, **vol 9 - n° 9**, pp 1746–1754.
- J.E. **CERMAK** et K. **TAKEDA** 1985. Physical modeling of urban air-pollutant transport. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, pp 51–67.
- G. **COMTE-BELLOT** 1976. Hot-Wire anemometry. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, pp 209–231.
- G. **COMTE-BELLOT** 1977. Hot wire and hot film anemometers. *pp 123–162*: B.E. **RICHARD**(ed), *Measurement of Unsteady Fluid Dynamic Phenomena*.
- E.G.C.R. **COOMBES**, L. **SOULHAC**, O. **ISNARD** et R. J. **PERKINS** 1997. *Numerical simulations of atmospheric flows using MERCURE*. Rapport Interne – LMFA.
- J.P. **COSTES** 1996. *Simulations numériques des écoulements atmosphériques sur sols fortement hétérogènes*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Nantes.
- J. **COUNIHAN** 1969. An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel. *Atmos. Env.*, **vol 3**, pp 197–214.
- J. **COUNIHAN** 1971. *Experimental Investigation of the Wake Behind a Two-Dimensional Block and Behind a Cube in a Simulated Boundary Layer Flow*. Central Electricity Research Lab., Surrey, England.
- J. **COUNIHAN** 1975. Adiabatic atmospheric boundary layers: a review and analysis of data from the period 1880–1972. *Atmos. Env.*, **vol 9 - n° 10**, pp 871–905.
- J. **COUSTEIX** 1989. *Turbulence et couche limite*. Cepadues-Edition.
- G.T. **CSANADY** 1967a. Concentration fluctuations in turbulent diffusion. *J. Atmos. Sci.*, **vol 24**, pp 21–28.
- G.T. **CSANADY** 1967b. On the Resistance Law of a Turbulent Ekman Layer. *J. Atmos. Sci.*, **vol 24**, pp 467–471.

- A.G. **DAVENPORT** 1965. The Relationship of Wind Structure to Wind Loading. *54-102: Wind Effects on Building and Structures*. Nat. Phys. Lab. Symp.
- M.J. **DAVIDSON**, W.H. **SNYDER**, R.E. **LAWSON** et J.C.R. **HUNT** 1995a. Plume dispersion through large group of obstacles – wind tunnel simulations. *Atmos. Env.*, **vol 30 - n° 22**, pp 3715–3731.
- M.J. **DAVIDSON**, K.R. **MYLNE**, C.D. **JONES**, J.C. **PHILLIPS**, R.J. **PERKINS**, J.C.H. **FUNG** et J.C.R. **HUNT** 1995b. Plume dispersion through large groups of obstacles - A field investigation. *Atmos. Env.*, **vol 29 - n° 22**, pp 3245–3257.
- A.F. **DE BASS**, H. **VAN DOP** et F.T.M. **NIEUWSTADT** 1986. An application of the Langevin equation for inhomogenous conditions to dispersion in a convective boundary layer. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **vol 112**, pp 165–180.
- J.W. **DEARDORFF** 1972. Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **vol 29**, pp 91–115.
- J.W. **DEARDORFF** 1978. Efficient prediction of ground surface temperature and moisture with inclusion of a layer of vegetation. *J. of Geophys. Sci.*, **vol 63**, pp 1898–1903.
- J.W. **DEARDORFF**, K. **UEYOSHI** et Y.-J **HAN** 1994. Numerical study of terrain-induced mesoscale motions and hydrostatic form drag in a heated, growing mixed layer. *J. Atmos. Sci.*, **vol 41**, pp 1420–1441.
- E. **DUPONT** 1993. *Prise en compte de la vapeur d'eau dans le code MERCURE (Version 3.1)*. EDF-DER. HE-3393015.
- E. **DUPONT** 1994. *Paramétrisation des processus de surface dans le code atmosphérique MERCURE (Version 3.1)*. EDF-DER. HE-3394026.
- D.F.G. **DURÃO**, M.V. **HEITOR** et J.C.F. **PEREIRA** 1988. Measurements of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylinder. *Expe. in Fluids*, **vol 6**, pp 298–304.
- P.A. **DURBIN** 1980. A stochastic model of two particle dispersion and concentration fluctuations in homogeneous turbulence. *J. Fluid Mech.*, **vol 100**, pp 279–302.
- P.A. **DURBIN** 1983. *Stochastic differential equations and turbulent dispersion*. NASA-1103.
- P.A. **DURBIN** et J.C.R. **HUNT** 1980. Dispersion from elevated sources in turbulent boundary layers. *Journal de Mécanique*, **vol 19**, pp 679–695.
- P.G. **DUYNKERKE** 1988. An application of the k - ϵ turbulence closure model to the neutral and stable atmospheric boundary layer. *J. of Atmos. Sci.*, **vol 45**, pp 865–880.

-
- K. **EDAMOTO** et M. **KAWAHARA** 1998. Finite Element analysis of two- and three-dimensional flows around square columns in tandem arrangement. *Int. J. for Num. Meth. in Fluids*, **vol 28**, pp 95–112.
- V.W. **EKMAM** 1905. On the influence of the Earth's rotation on ocean currents. *Arkiv. Math. Astron. Fysik*, **vol 2 - n° 11**, pp 1–53.
- D.M. **ELSOM** 1987. *Atmospheric pollution – A global problem*. Blackwell.
- J-P. **FAVERGER** 1977. *Étude et réalisation d'une soufflerie de simulation atmosphérique*. CNAM.
- M. **FERM** et P-A. **SVANBERG** 1998. Cost-efficient techniques for urban and background measurements of SO₂ and NO₂. *Atmos. Env.*, **vol 32 - n° 8**, pp 1377–1381.
- N. **FERRUGIA**, S. **KANNE** et D.A. **GREENHALGH** 1995. 3-pulse digital particle image velocimetry. *Optics Letters*, **vol 20**, pp 1827–1829.
- J.C.H. **FUNG** et J.C.R. **HUNT** 1991. *Modelling flow and dispersion through groups of buildings. Final Report to MOD Part I*. DAMTP University of Cambridge.
- A. **GADILHE**, L. **JANVIER** et G. **BARNAUD** 1993. Numerical and experimental modelling of the three-dimensional turbulent wind flow through an urban square. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, **vol 46-47**, pp 755–763.
- B.A. **GARDINER** 1994. Wind and wind forces in a plantation spruce forest. *Boundary-Layer Meteorol.*, **vol 67**, pp 161–186.
- J.R. **GARRATT** 1992. *The Atmospheric Boundary Layer*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series.
- S.R. **HANNA** 1985. Spectra of concentration fluctuations: the two time scales of a meandering plume. *Atmos. Env.*, **vol 20 - n° 6**, pp 1131–1137.
- J.L. **HESS** 1975a. Improved solution for potential flow about arbitrary axisymmetric bodies by the use of higher-order surface source method. *Compt. Meth. in Appl. Mech and Eng.*, **vol 5**, pp 297–308.
- J.L. **HESS** 1975b. Review of integral-equation techniques for solving potential-flow problems with emphasis on the surface-source method. *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **vol 5**, pp 145–196.
- J.L. **HESS** 1990. Panel methods in computational fluid dynamics. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, **vol 22**, pp 255–274.
- S.L. **HESS** 1959. *Introduction to Theoretical Meteorology*. Holt, Rinehart and Winston.
- H.L. **HIGSON**, R.F. **GRIFFITHS**, C.D. **JONES** et D.J. **HALL** 1996. Flow and dispersion around an isolated building. *Atmos. Env.*, **vol 30 - n° 16**, pp 2859–2870.

- J.O. **HINZE** 1975. *Turbulence*. Second edition. McGraw-Hill.
- R.P. **HOSKER JR.** 1982. *Methods for estimating wake flow and effluent dispersion near simple block-like buildings*. National Oceanic and Atmospheric Administration, Oak Ridge, TN.
- A.H. **HUBER** et W.H. **SNYDER** 1982. Wind tunnel investigation of the effects of a rectangular-shaped building on dispersion of effluents from short adjacent stacks. *Atmos. Env.*, **vol 16 - n° 12**, pp 2837–2848.
- F. **HUGUET** 1996. *Contribution à la modélisation numérique du phénomène de brise de mer*. Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard – Lyon I.
- J.C.R. **HUNT** 1970. *Further Aspect And Theory of Wakes Behind Buildings and Comparison of Theory with Experiments*. Central Electricity Research Lab., Surrey, England.
- J.C.R. **HUNT** 1971. A theory for the laminar wake of a two-dimensional body in a boundary layer. *J. Fluid Mech.*, **vol 49**, pp 159–178.
- J.C.R. **HUNT** 1975. Turbulent Velocities Near and Fluctuating Surfaces Pressures on Structures in Turbulent Winds. *pp 309–320: Fourth Int. Conf. on Wind Effects on Buildings and Structures – Heathrow (London)*.
- J.C.R. **HUNT** 1985. Turbulent diffusion from sources in complex flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **vol 17**, pp 447–485.
- J.C.R. **HUNT** et P.J. **MULHEARN** 1973. Turbulent dispersion from sources near two-dimensional obstacles. *J. Fluid Mech*, **vol 61**, pp 245–274.
- J.C.R. **HUNT**, C.J. **ABELL**, J.A. **PETERKA** et H. **WOO** 1978. Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. *J. Fluid Mech*, **vol 86**, pp 179–200.
- J.C.R. **HUNT**, J.S. **PUTTOCK** et W.H. **SNYDER** 1979. Turbulent diffusion from a point source in stratified and neutral flows around a three-dimensional hill – Part I. Diffusion equation analysis. *Atmos. Env.*, **vol 13**, pp 1227–1239.
- L.J. **HUNTER**, G.T. **JOHNSON** et I.D. **WATSON** 1992. An investigation of three-dimensional characteristics of flow regimes within the urban canyon. *Atmos. Env.*, **vol 26 Part B - n° 4**, pp 425–433.
- M. **HUSSAIN** et B.E. **LEE** 1980. *An investigation of wind forces on three dimensional roughness elements in a simulated atmospheric boundary layer flow*. University of Sheffield.
- H.J. **HUSSEIN** et R.J. **MARTINUZZI** 1996. Energy balance for turbulent flow around a surface mounted cube placed in a channel. *Phys. Fluids*, **vol 8 - n° 3**, pp 764–780.

-
- H.P.A.H. **IRWIN** 1981. The design of spires for wind simulation. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, vol 7, pp 361–366.
- O. **ISNARD** et R.J. **PERKINS** 1997. Dispersion through groups of obstacles - A numerical model. *Dans: 3rd European Fluid Mechanics Conference. Göttingen. EUROMECH.*
- O. **ISNARD** et R.J. **PERKINS** 1998. Dispersion through large groups of obstacles. *Dans: European Geophysical Society XXIII General Assembly – Nice, France.*
- K. **JACOB** et F.W. **RIEGELS** 1963. The calculation of the pressure distributions over aerofoil of finite thickness with and without flaps and slats. *Z. Flugwiss*, vol 11 - n° 9, pp 357–367.
- D. **JEANDEL**, B. **GAY**, J. **MATHIEU** et F. **SPETTEL** 1971. Méthode de détermination d'un convergent. *C. R. Acad. Sc.*, vol 272, pp 1662–1665.
- N. **JERRAM** 1996. *The effect of a group of obstacles on flow and dispersion over a surface.* Thèse de Doctorat, Univ. Cambridge.
- N. **JERRAM**, R.J. **PERKINS**, J.C.H. **FUNG**, M.J. **DAVIDSON**, S.E. **BELCHER** et J.C.R. **HUNT** 1995. Atmospheric flow through groups of buildings and dispersion from localized sources. *Dans: J.E. CERMAK, A.G. DAVENPORT, E.J. PLATE et D.X. VIEGAS(eds), Wind Climate in Cities.* NATO ASI Series E, vol. 277.
- W.B. **JOHNSON**, F.L. **LUDWIG**, W.F. **DABBERDT** et R.J. **ALLEN** 1973. An urban diffusion simulation model for carbon monoxide. *Journal of Air Pollution Control Association*, vol 23, pp 490–498.
- W.P. **JONES** 1979. *Models for Turbulent Flows with variable density and combustion.* VKI lectures Series.
- J.C. **KAIMAL**, J.C. **WYNGAARD**, D.A. **HAUGEN**, O.R. **COTÉ**, Y. **IZUMI**, S.J. **CAUGHEY** et C.J. **READINGS** 1976. Turbulence structure in the convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, vol 33, pp 2152–2169.
- H.-J. **KALTENBACH**, T. **GERZ** et U. **SCHUMANN** 1994. Large-eddy simulation of homogeneous turbulence and diffusion in stably stratified shear flow,. *J. Fluid Mech.*, vol 280, p 1–40.
- O.D. **KELLOGG** 1953. *Foundation of Potential Theory.* Dover Pub. Co.
- J. **KIM**, P. **MOIN** et R. **MOSER** 1987. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.*, vol 177, pp 133–166.
- L.V. **KING** 1914. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry. *Phil. Trans Roy. Soc.*, A vol 214, pp 373–432.

- P.S. **KLEBANOFF** 1954. *Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient*. NACA TM N° 3178.
- P.S. **KLEBANOFF** et Z.W. **DIELH** 1952. *Some features of artificially thickened fully developed turbulent boundary layers with zero pressure gradient*. NACA TR 1110, pp 1165-1191.
- H. **KOBER** 1957. *Dictionary of conformal representation*. Dover Pub. Inc.
- H. **LAMB** 1932. *Hydrodynamics*. Cambridge University Press.
- R.G. **LAMB** 1982. Diffusion in the convective boundary layer. *pp 37-68*: F.T.M. **NIEUWSTADT** et H. **VAN DOP**(eds), *Atmospheric turbulence and Air Pollution Modelling*. Reidel, Dordrecht.
- R.E. **LAUNDER** et D.B. **SPALDING** 1974. *Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press.
- B. **LEE** et B.F. **SOLIMAN** 1977. An investigation of the forces on three dimensional bluff bodies in rough wall turbulent boundary layers. *J. of Fluids Eng.*, pp 503-510.
- A. **LEONARD** 1974. Energy cascade in large eddy simulations of turbulent fluid flows. *Adv. in Geophys.*, **vol 18A**, pp 237-248.
- H. **LETTAU** 1969. Note on aerodynamic roughness parameter estimation on the basis of roughness element description. *J. of Applied Met.*, **vol 8**, pp 828-832.
- R.I. **LEWIS** 1991. *Vortex element methods for fluid dynamic analysis of engineering systems*. Cambridge University Press.
- J.C. **LIN** et D. **ROCKWELL** 1994. Cinematographic system for high image density particle image velocimetry. *Expe. in Fluids*, **vol 17**, pp 110-117.
- K.N. **LIU** 1980. *An introduction to atmospheric radiation*. Int. Geophys. Ser. 25, Academic Press.
- C.G. **LOMAS** 1986. *Fundamentals of Hot Wire Anemometry*. Cambridge University Press.
- D.A. **LYN** et W. **RODI** 1994. The flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder. *J. Fluid Mech.*, **vol 267**, pp 353-376.
- D.A. **LYN**, S. **EINAV**, W. **RODI** et J.-H. **PARK** 1995. A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristic of the turbulent near wake of a square cylinder. *J. Fluid Mech.*, **vol 304**, pp 285-319.
- R.W. **MACDONALD**, R.F. **GRIFFITHS** et S.C. **CHEAH** 1997. Field experiments of dispersion through regular arrays of cubic structures. *Atmos. Env.*, **vol 31 - n° 6**, pp 783-795.

-
- E. **MARTENSEN** 1959. Berechnung der Druckverteilung an Gitterprofilen in ebener Potentialströmung mit einer Fredholmschen Integralgleichung. *Arch. Rat. Mech. Anal.*, **vol 3**, pp 235–270.
- J.D. **MATTEI** et I. **RUPP** 1993. *Notice d'utilisation du code ESTET version 3.1*. EDF-DER. HE-4493-21B.
- J.H. **MCCARTHY** 1964. Steady flow past non-uniform wire grids. *J. Fluid Mech.*, **vol 19**, pp 491–512.
- C. **MICHELOT** 1996. *Développement d'un modèle stochastique lagrangien - Application à la dispersion et à la chimie de l'atmosphère*. Thèse de Doctorat, LMFA.
- P. **MOIN** et K. **MALHESH** 1998. Direct Numerical Simulation: A tool in turbulence research. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **vol 30**, pp 75–112.
- A.S. **MONIN** 1959. Atmospheric diffusion. *Usp. Fizich. Nauk.*, **vol 67 - n° 1**, pp 119–130.
- A.S. **MONIN** et A.M. **OBUKHOV** 1954. Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground. *Tr. Akad. Nauk. SSSR Geofiz. Int.*, **vol 24**, pp 163–187.
- A.S. **MONIN** et A.M. **YAGLOM** 1971. *Statistical Fluid Mechanics*. Vol. 1. The MIT Press.
- A.S. **MONIN** et A.M. **YAGLOM** 1975. *Statistical Fluid Mechanic*. Vol. 2. The MIT Press.
- C.P. **MRACEK**, M.J. **KIM** et D.T. **MOOK** 1992. Three-dimensional potential flows by a vorticity-panel method. *Comput. Fluids*, **vol 21 - n° 1**, pp 31–42.
- S. **MURAKAMI** et A. **MOCHIDA** 1990. 3-D numerical simulation of airflow around a cubic model by means of the k - ϵ model. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, **vol 31**, pp 283–303.
- L. **MUSSON GENON** 1993. *Paramétrisation du rayonnement infra-rouge dans le code atmosphérique MERCURE (Version 3.1)*. EDF-DER. HE-3393012.
- L. **MUSSON GENON** 1994. *Paramétrisation du rayonnement solaire dans le code atmosphérique MERCURE (Version 3.1)*. EDF-DER. HE-3394009.
- S.E. **NICHOLSON** 1975. A pollution model for street level air. *Atmos. Env.*, **vol 9**, pp 19–31.
- F.T.M. **NIEUWSTADT** 1984. The turbulence structure of the stable nocturnal boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **vol 41**, pp 2202–2216.
- Y. **OGAWA** 1973. *Effects of Building and Thermal Boundary Layer on Diffusion*. Thèse de Doctorat, Hokkaido University, Sapporo, Japan.
- Y. **OGAWA** et S. **OIKAWA** 1982. A field investigation of the flow and diffusion around a model cube. *Atmos. Env.*, **vol 16 - n° 2**, pp 207–222.

- S. OKAMOTO 1987. Turbulent shear flow behind a single row of bluff obstacles placed on plane boundary. *Atmos. Env.*, vol 21 - n° 6, pp 1295–1303.
- T.R. OKE 1987. *Boundary layer climates, 2nd Edition*. Routledge, London.
- H.A. PANOFSKY 1984. *Atmospheric turbulence – Models and Methods for Engineering Applications*. Am. Met. Soc., Boston, MA.
- H.A. PANOFSKY, H. TENNEKES, D.H. LENSCHOW et J.C. WYNGAARD 1977. The characteristics of turbulent velocity components in the surface layer in convective conditions. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol 11, pp 355–361.
- G.V. PARKINSON et T.J. JANDALI 1970. A wake source model for bluff body potential flow. *J. Fluid. Mech.*, vol 40, pp 577–594.
- F. PASQUILL 1962. *Atmospheric diffusion. A study of the dispersion of windborne material from industrial and other sources*. D. van Nostrand Publ.
- V.C. PATEL, W. RODI et G. SCHEUERER 1984. Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows : a review. *AIAA J.*, vol 23 - n° 9, pp 1908–1319.
- D.A. PATERSON et C.J. APLET 1990. Simulation of flow past a cube in a turbulent boundary layer. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, vol 35, pp 149–176.
- C. PENIGUEL et I. RUPP 1991. *ESTET version pertes de charge. Modélisation, méthode numérique et mise en œuvre*. EDF/DER HE-44-91-18.
- A.E. PERRY et G.L. MORRISON 1971. A study of the constant-temperature hot-wire anemometer. *J. Fluid Mech.*, vol 47, pp 577–599.
- C.J.D. PICKERING et N.A. HALLIWELL 1985. Particle image velocimetry: fringe visibility and pedestal removal. *Applied optics*, vol 24 - n° 16, pp 2474–2476.
- E.J. PLATE 1971. The Aerodynamics of Shelter Belts. *Agric. Meteorol.*, vol 8 - n° 3, pp 203–222.
- E.J. PLATE 1982. *Engineering Meteorology*. Elsevier.
- E.J. PLATE 1995. Urban climates and urban climate modelling: an introduction. pp 23–39 : J.E. CERMAK, A.G. DAVENPORT, E.J. PLATE et D.X. VIEGAS(eds), *Wind Climate in Cities*. NATO ASI Series E, vol. 277.
- E.J. PLATE et A.A. QURAISHI 1965. Modeling of velocity distribution inside and above tall crop. *J. Appl. Meteorol.*, vol 4, pp 400–408.
- L. PRANDTL 1905. Über Flüssigkeitsbewegung bei Sehr Kleiner Reibung, Verh. III. pp 484–491 : 3rd International Congress of Mathematicians (Heidelberg, 1904).

-
- S.J. **PRICE** et M.P. **PAIDOUSSIS** 1984. The Aerodynamic forces acting on groups of two and three circular cylinders when subject to a cross flow. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, **vol 17**, pp 329–347.
- J.S. **PUTTOCK** 1979. Turbulent diffusion from sources near obstacles with separated wakes - Part II. Concentration measurements near a circular cylinder in uniform flow. *Atmos. Env.*, **vol 13**, pp 15–22.
- J.S. **PUTTOCK** et J.C.R. **HUNT** 1979. Turbulent diffusion from sources near obstacles with separated wakes – Part I. An eddy diffusivity model. *Atmos. Env.*, **vol 13**, pp 1–13.
- M. **RAU** et E.J. **PLATE** 1995. Wind tunnel modeling of convective boundary layers. *pp 431–456*: J.E. **CERMAK**, A.G. **DAVENPORT**, E.J. **PLATE** et D.X. **VIEGAS**(eds), *Wind Climate in Cities*. NATO ASI Series E, vol. 277.
- T.F. **RICHASON** et J. **KATZ** 1994. Unsteady Panel Method for flows with multiple bodies moving along various paths. *AIAA J.*, **vol 32 - n° 1**, pp 62–68.
- O.F.T. **ROBERTS** 1923. The theoretical scattering of smoke in a turbulent atmosphere. *Proc. Roy. Soc.*, **A104**, p 640.
- W **RODI** et N.N **MANSOUR** 1993. Low Reynolds number k - ϵ modelling with the aid of direct simulation data. *J. Fluid Mech.*, **vol 250**, pp 509–529.
- M.W. **ROTACH** 1993. Turbulence close to a rough urban surface. Part I: Reynolds stress. *Boundary-Layer Meteorol.*, **vol 65**, pp 1–28.
- M. **SACHWEH** et P. **KOEPKE** 1995. Radiation fog and urban climate. *Geophys. Res. Lett.*, **vol 22 - n° 9**, pp 1073–1076.
- A.M. **SAVILL** et T. **SOLBERG** 1994. Some improvements to PDR/ k - ϵ model predictions for explosions in confined geometries. *pp 227–249*: R.J. **PERKINS** et S.E. **BELCHER**(eds), *Flow and dispersion through groups of obstacles*. Oxford University Press.
- B.L. **SAWFORD** 1983. The effect of a gaussian particle-pair distribution function in the statistical theory of concentration fluctuations in homogeneous turbulence. *Q. J. Roy. Met. Soc.*, **vol 190**, pp 339–354.
- B.L. **SAWFORD** et F.M. **GUEST** 1988. Uniqueness and universality of lagrangian stochastic models of turbulent dispersion. *96–99: 8th Symp. Turb. Diff. AMS San Diego*.
- G. **SCHEWE** 1983. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, **vol 133**, pp 265–285.
- H. **SCHLICHTING** 1968. *Boundary-Layer Theory*. McGraw-Hill.

- H. **SCHMIDT** et U. **SCHUMANN** 1989. Coherent structure of the convective boundary layer derived from large eddy simulations. *J. Fluid Mech.*, vol **200**, pp 511–562.
- J-F. **SINI**, S. **ANQUETIN** et P. **MESTAYER** 1996. Pollutant dispersion and thermal effects in urban street canyons. *Atmos. Env.*, vol **30** - n° **15**, pp 2659–2677.
- J. **SMAGORINSKY** 1963. General circulation experiments with the primitive equations, part I: The basic experiments. *Mon. Wea. Rev.*, vol **91**, p 99.
- W.H. **SNYDER** 1979. *The EPA Meteorological Wind Tunnel. Its Design, Construction and Operating Characteristics*. EPA-600/4-79-051.
- W.H. **SNYDER**, M.J. **DAVIDSON** et R.E. **LAWSON** 1991. *Building array - Neutral plumes. Part I Wind tunnel*. National Oceanic and Atmospheric Administration.
- D. **SOUFFLAND** 1985. *Développement et validation d'un modèle tridimensionnel non-hydrostatique d'écoulements méso-météorologiques en terrain complexe – le code Mercure*. Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- L. **SOULHAC** et R. J. **PERKINS** 1998a. A new model for flow and dispersion in a street-canyon. *Dans: 23rd NATO/CCMS meeting, Varna Bulgaria*.
- L. **SOULHAC** et R.J. **PERKINS** 1998b. Modelling the turbulent dispersion of pollutants in city streets. *European Geophysical Society XXIII General Assembly – Nice, France*.
- R.B. **STULL** 1988. *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Kluwer Academic Pub.
- O.G. **SUTTON** 1953. *Micrometeorology*. MacGraw-Hill.
- G.I. **TAYLOR** 1921. Diffusion by continuous movements. *Proc. London Math. Soc.*, vol **20** - Serie **2**, p 216.
- H. **TENNEKES** 1982. Similarity laws and scale relations and spectral dynamics. *pp 37–68* : F.T.M. **NIEUWSTADT** et H. **VAN DOP**(eds), *Atmospheric turbulence and Air Pollution Modelling*. Reidel, Dordrecht.
- H. **TENNEKES** et J.L. **LUMLEY** 1972. *A first course in turbulence*. MIT Press.
- W. **THEURER**, W. **BAECHLIN** et E.J. **PLATE** 1992. Model study of the development of boundary layers above urban areas. *J. of Wind Eng. and Ind. Aero.*, vol **41**, pp 437–448.
- R.S. **THOMPSON** 1993. Building amplification factor for sources near buildings : a wind-tunnel study. *Atmos. Env.*, vol **27** - n° **15**, pp 2313–2325.
- D.J. **THOMSON** 1987. Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows. *J. Fluid Mech.*, vol **180**, pp 529–556.
- A.A **TOWNSEND** 1956. *The Structure of Turbulent Shear Flow*. Cambridge University Press.

-
- A.A TOWNSEND 1965. Self-preserving flow inside a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, vol 22, pp 773–797.
- F. TROUDE, E DUPONT, B CARISSIMO et A.I. FLOSSMANN 1998. 3D mesoscale simulation over Paris agglomeration. *Dans: EGS, XXIII General Assembly, Nice, France.*
- H. TSUNODA, Y. SAKAI et S. LIU 1993. The effect of a circular cylinder on the diffusion of matter by a plume. *J. Fluid Mech.*, vol 246, pp 419–442.
- P. TULET, V. CRASSIER et R. ROSSET 1998. Air Pollution Modelling at a Regional Scale. pp 13–25 : *Int. Conf. on Air Pollution Modelling and Simulation*, vol. vol 1. INRIA, Champs-Sur-Marne.
- C. TURFUS 1988. Calculating mean concentrations for steady sources in recirculating wakes by a particle trajectory method. *Atmos. Env.*, vol 22 - n° 7, pp 1271–1290.
- J.H. VINCENT 1978. Scalar Transport in the near Aerodynamic Wakes of Surface Mounted Cubes. *Atmos. Env.*, vol 12 - n° 6–7, pp 1319–1322.
- J. VON NEUMANN 1949. *Recent theories of turbulence*. Vol. 6. Ed. Macmillan Co., John von Neumann Collected Works, pp 437-472.
- J. WIERINGA 1993. Representative roughness parameters for homogeneous terrain. *Boundary-Layer Meteorol.*, vol 63 - n° 4, pp 323–364.
- D.C. WILCOX 1993. *Turbulence Modelling for CFD*. DCW Industries Inc. – La Canada, CA.
- C.E. WILLERT et M. GHARIB 1991. Digital Particle Image Velocimetry. *Experiments in Fluids.*, vol 10, pp 181–193.
- D.J. WILSON, A.G. ROBINS et J.E. FACKRELL 1982a. Concentration fluctuations in an elevated plume: a diffusion–dissipation approximation. *Atmos. Env.*, vol 16 - n° 11, pp 2581–2589.
- D.J. WILSON, A.G. ROBINS et J.E. FACKRELL 1982b. Predicting the spatial distribution of concentration fluctuations from a ground level source. *Atmos. Env.*, vol 16 - n° 3, pp 497–504.
- H.G.C. WOO, J.A. PETERKA et J.E. CERMACK 1977. *Wind-Tunnel Measurements in the Wakes of Structures*. NASA CR-2806, NTIS.
- R.J. YAMARTINO et G. WIEGAND 1986. Development and evaluation of simple models for the flow, turbulence and pollutant concentration fields within an urban street canyon. *Atmos. Env.*, vol 20 - n° 11, pp 2137–2156.
- N.N YANENKO 1968. *Méthode à pas fractionnaires*. A. Colin.

- B.T. **YANG** et R.N. **MERONEY** 1970. *Gaseous Dispersion into Stratified Building Wakes*. N° CER70-71BTY-RNM-8. Colorado State Univ., Fort Collins.
- C. **ZHANG** 1991. *Simulation numérique d'écoulements turbulents autour d'un obstacle*. Thèse de Doctorat, École Centrale de Nantes.