



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF- M'SILA  
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

# MEMOIRE

PRÉSENTÉ PAR

**GOUIDMI Hamza**

Pour l'obtention du diplôme de

## MAGISTER

EN GENIE MECANIQUE

OPTION : ÉNERGÉTIQUE

THEME

EFFETS DE LA RUGOSITE SUR L'ÉCOULEMENT DE COUCHE LIMITE  
ATMOSPHERIQUE SIMULÉE EN SOUFFLERIE EN SITUATION  
THERMIQUEMENT STRATIFIÉE STABLE ET NEUTRE

N° de Série:.....

Soutenu le 07/07/2004

**Membres du jury:**

M <sup>f</sup> BENARIOUA Y.	Président	MC	Université de M'sila
M <sup>f</sup> ZEGADI R.	Rapporteur	Prof.	Université de Sétif
M <sup>f</sup> BEGHIDJA A.	Examineur	MC	Université de Constantine
M <sup>f</sup> TAIBI A.	Examineur	CC	Université de M'sila

# Remerciements

*Je tiens à exprimer profondément et sincèrement mes remerciements et mes reconnaissances à Mr R. Zegadi, directeur du centre de recherche, à l'université Farhat Abbas-Setif, d'avoir dirigé ce travail, de même pour ces judicieux conseils.*

*Je tiens également à exprimer ma gratitude à Mr Benarioua younec d'avoir accepté de présider le jury.*

*Mes remerciements vont également à Mrs Beghidja A., et Taibi A. de m'avoir accordés un peu de leur temps et examinés ce travail.*

*Il m'est agréable d'exprimer mes remerciements à tous ceux qui ont contribué à la mise au point de ce mémoire, surtout Mr Serge Simoëns, le responsable de stage -le directeur de laboratoire de mécanique des fluides et d'acoustique -CNRS- à l'école centrale de Lyon.*

## NOMONCLATURE

$\rho_0$ :	masse volumique de référence (kg/m <sup>3</sup> )
$T_0$ :	température de référence (° k)
$P_0$ :	pression de référence (Pa).
$\rho_r$ :	masse volumique réelle (kg. m <sup>-3</sup> )
$T_r$ :	température réelle (° k)
$P_r$ :	pression réelle (Pa).
$C_p$ :	capacité calorifique (J. kg <sup>-1</sup> . ° k <sup>-1</sup> )
$R$ :	constante de gaz (J. kg <sup>-1</sup> . mole <sup>-1</sup> . ° k <sup>-1</sup> )
$g$ :	accélération de la pesanteur (m. s <sup>-2</sup> )
$U$ :	vitesse moyenne (m. s <sup>-1</sup> )
$\nu$ :	Viscosité cinématique (m <sup>2</sup> . s <sup>-1</sup> )
$\theta'$ :	Fluctuation de température (° k)
$u_i$ :	vitesse instantané (m. s <sup>-1</sup> )
$\bar{U}_i$ :	Vitesse moyenne (m. s <sup>-1</sup> )
$\bar{T}$ :	Température moyenne (° k)
$\bar{P}$ :	Pression moyenne (Pa)
$\alpha$ :	Diffusivité thermique (m <sup>2</sup> . s <sup>-1</sup> )
$p$ :	pression instantanée (Pa)
$k$ :	énergie cinétique (J)
$\mu$ :	Viscosité dynamique (kg. m <sup>-1</sup> . s <sup>-1</sup> )
$\lambda$ :	Conductivité thermique (w. m <sup>-1</sup> . ° k <sup>-1</sup> )
$\bar{\rho}$ :	Masse volumique moyenne (kg. m <sup>-3</sup> )
$\beta$ :	Coefficient de dilatation thermique (° k <sup>-1</sup> )
$Re$ :	nombre de Reynolds (.)
$Ro$ :	nombre de Rossby (.)
$Fr$ :	nombre de Froude (.)

$P_r$ :	nombre de Prandtl (.)
$U_*$ :	vitesse de frottement (m. s <sup>-1</sup> )
$Z_0$ :	hauteur de rugosité (m)
$Re^*$ :	nombre du Reynolds de frottement (.)
$R_f$ :	nombre du Richardson de flux (.)
$K$ :	constante de Von Karman (.)
$T_*$ :	température de frottement (° k)
$H_0$ :	puissance du flux de chaleur (w. m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )
$K_h, K_m$ :	coefficients d'échanges turbulents de chaleur, et de la quantité de mouvement
$Q_0$ :	flux de la chaleur (w. m <sup>-2</sup> )
$R_i$ :	nombre du Richardson de gradient (.)
$L_{mo}, L$ :	longueur de Monin-Obukhov (m)
$\phi_m, \phi_h$ :	fonctions universelles (.)
$\phi$ :	Rapport de diffusivités (.)
$U_\infty$ :	vitesse extérieure (m. s <sup>-1</sup> )
$d$ :	distance entre les obstacles (m)
$h$ :	hauteur de l'obstacle (m)
$X_0$ :	distance entre la source et le groupe d'obstacle (m)
$L_x$ :	longueur de groupe d'obstacles (m)
$L_y$ :	largeur de groupe d'obstacles (m)
$S_u, S_w, S_\theta$ :	coefficients de dissymétrie
$T_u, T_w, T_\theta$ :	coefficients d'aplatissement
$\delta_{ij}$ :	symbole de Kronecker
$\delta_c, \delta_t$ :	épaisseurs de couche limite cinématique et thermique (m)
$\tau$ :	Contrainte de cisaillement (N.m <sup>-2</sup> )
$\eta_k$ :	échelles de Kolmogorov
$X, Y, Z$ :	coordonnées spatiales (m)

## Table des matières

INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE I. CARACTERISTIQUE DE LA TURBULENCE, ET LES EQUATIONS GENERALE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE	
I-1- Définitions .....	3
I-2- Caractéristiques et équations générales de la couche limite atmosphérique, dans le cadre des hypothèses de Boussinesq	5
I.2-1- La couche limite atmosphérique.....	5
I-2-2- Hypothèses de boussinesq.....	7
I-2-3- Equations générales de la couche limite atmosphérique.....	8
I-2-3-1- Etat de référence .....	8
I-2-3-2- Equations aux valeurs instantanées.....	8
I-2-3-3- Equations du champ moyen .....	9
I-2-3-4- Equations du champ fluctuant.....	10
I-2-3-5- Equation aux corrélations doubles en un point.....	10
I-2-3-5-1- Equations des contraintes de Reynolds.....	11
I-2-3-5-2- Equation aux corrélations vitesse-température.....	11
I-2-3-5-3- Equation aux corrélations température-température.....	11
I-2-3-6- Equation de l'énergie cinétique turbulente.....	11
CHAPITRE II : INSTALLATIONS ET TECHNIQUES DE MESURE	
II-1- Soufflerie .....	13
II-1-1 - Circuit aérodynamique .....	13
II-1-2 - Veine d'essai .....	14
II-1-3 - Description du dispositif thermique.....	14
II-1-4- Chariot de mesure.....	16
II-2- Technique de mesures.....	18
II-2-1- Mesure des champs cinématique et thermique.....	18

II-2-2 Etalonnage de la sonde.....	18
II-3- Etalonnages des capteurs.....	19
II-3-1 – Capteurs de température.....	19
II-3-2 – Capteurs de flux thermique.....	19
<b>CHAPITRE III : SIMULATION PHYSIQUE DE LA COUCHE DE SURFACE</b>	
<b>ET L'APPLICATION DE LA THEORIE DE SIMILITUDE DE MONIN-OBUKHOV</b>	
III-1- Simulation physique de la couche de surface .....	21
III-1-1- Paramètres adimensionnels.....	21
III-1-2- Effets du nombre de Reynolds .....	21
III-1-3- Effets de Coriolis.....	22
III-1-4- Effets thermiques .....	22
III-2- Théorie de similitude de la couche limite de surface.....	24
III-2 -1- Modèle simple à flux constant .....	24
III-2-1-1 - Loi universelle de la paroi.....	25
III-2-2- Hypothèse de similitude de Monin-Obikhov pour la C.L.S. ....	27
III-2-2-1– Sélection des paramètres physiques déterminant la Structure de la turbulence dans la C.L.S.....	27
III-2-2-2- Echelles fondamentales de la C.L.S.....	28
III-2-2-3- Indices de stabilité thermique de la C.L.S .....	28
III-2-3- Détermination expérimentale des fonctions universelles .....	29
III-3 :RESULTATS ET DISCUSSION .....	32
III-3 -1- Caractéristiques des paramètres de la couche limite .....	32
III-3 -2- Effet de la stabilité .....	36
III-3 -2-1- Grandeurs moyennes .....	36
III-3-2-1-2 loi de paroi .....	36
III-3 -2-2- Grandeurs fluctuantes.....	39
III-3 -2-2-1- Intensités de turbulence et les tensions de Reynolds .....	39
III-3 -2-2-2- Le flux de chaleur .....	39

III-3-2-2-2- Moments d'ordres supérieurs des fluctuations de vitesse et de température.....	39
III-3 -3- Effet de la rugosité .....	46
III-3 -3-1-Grandeurs moyennes .....	46
III-3 -3-1-1- Vitesses moyennes et les températures moyennes .....	46
III-3 -3-1-2- Loi de paroi.....	46
III-3 -3-2-Grandeurs fluctuantes .....	46
III-3 -3-2-1- Intensités de turbulence de vitesse verticale et tension de Reynolds.....	46
III-3 -3-2-2- Moments d'ordres supérieurs des fluctuations de vitesse et de température.....	47
III-3 -4- Confrontation avec la théorie de similitude de Monin Obukhov .....	48
<b>CHAPITRE IV : APPLICATIONS AUX GROUPES D'OBSTACLES .....</b>	<b>51</b>
Généralités .....	52
IV-1- Cadre général de l'étude .....	52
IV-1-1-Méthodologie.....	52
IV-1-2- topologie.....	53
IV-1-3- Etude asymptotique .....	56
IV-1-4-zone d'influence – position de la source .....	56
IV-2- Résultats .....	57
IV-2-1- Présentation du nombre de groupes et leurs configurations .....	57
IV-2-2- Analyse des résultats expérimentaux .....	58
IV-2-2-1- Profils verticaux de vitesse longitudinale.....	59
2-2-2- Profils verticaux de l'intensité de turbulence.....	70
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>81</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>82</b>

# INTRODUCTION

La majorité des écoulements, d'intérêt technologique sont turbulents; océan, atmosphère, chambre à combustion, la couche limite qui s'établit sur la voilure d'un avion etc...La turbulence est utile dans les applications technologiques dans l'industrie (par exemple pour les conduites dans les turbines, et dans les plaques planes pour le séchage du bois et les déchets ménagères), car elle favorise le processus de mélange ainsi que les transferts de chaleur et / ou de masse. Cependant les écoulements turbulents, qui sont fortement irrotationnels, sont par définition tridimensionnels et présentent un caractère aléatoire ce qui conduit à envisager un traitement statistique de la turbulence. Depuis plusieurs années, l'étude des écoulements de l'air a reçu une attention considérable à cause de son importance dans une large gamme de sujets, incluant le modelage numérique de l'atmosphère, l'étude énergétique du vent, la dispersion des polluants (Randerson, 1964), calcul des forces exercées par le vent sur les bâtiments et structures (Sinui et Scanlon, 1978) l'aéronautique (Nicholls, 1973). La CLS a fait l'objet de nombreuses études et de campagnes de mesures depuis plusieurs années dans des situations stables et instables. Sur cette couche, proche au sol de quelques dizaines de mètres de hauteur, les forces de Coriolis et de pression sont négligeables. Depuis la théorie classique de similitude de Monin et Obukhov en 1954, de nombreuses tentatives ont été effectuée pour déterminer les fonctions universelles gouvernant l'évolution des caractéristiques de ce type d'écoulement. A ce jour, l'objectif est loin d'être atteint. Il existe aujourd'hui une bibliographie abondante sur le sujet, citons notamment les travaux de Lumley & Panofsky (1964), Mc Vehil (1964) en URSS Zilitinkevich & Chalikov (1968), aux U.S.A. Businger & al (1971), Haugen & al (1972), Kaimal & al (1972), en Australie par Dyer (1974), Monin & Yaglom (1975) et Smedman (1979), et plus récemment ceux de Hunt & al (1985), Mahrtz (1985), Sorbjan (1987), Högstrom (1988), Khanna, S. , et J. G. Brasseur (1997), Jhansson et Al. (2001), Andreas, E. L, et B. B. Hicks (2002). La nécessité de disposer de données expérimentales pour la validation des modèles théorique et numérique, a conduit à des expérimentations en laboratoire. Des souffleries à basse vitesse, de grandes dimensions, sont utilisées depuis des décennies pour étudier, en simulation la dispersion de polluants en couche limite. Dans ces cas de recherche, les problèmes sont étudiés par Eric Serres (1978), De Moor (1978), Högstrom (1987), R. Zegadi (1991), et Thomas. J. Scanlon (1997). Les écoulements turbulents sont à la base de l'étude de la dispersion des polluants. Ce genre

d'étude est toujours d'actualité, Ronald & Petrsen (1996), ont proposé une méthode pour l'estimation de la hauteur de la surface de rugosité en soufflerie, H. Foudhil (2000), détermina par modélisation la rugosité de surface, quant à Mathias (1999) étudia l'effet de rugosité urbaine sur la turbulence et la dispersion. L'écoulement et la dispersion autour d'un obstacle unique ont été abondamment étudiés par Hunt & al. (1978), Plate (1982), Murakami, S., et Mochida, Al (1989), Thompson (1993), Olivier. Isnard (1999), et Stéphane Glockner (2000).

L'étude de l'écoulement d'une couche limite turbulente rugueuse, nous a permis de mettre en évidence les effets ainsi que le rôle des rugosités sur la turbulence. Nous avons simulé physiquement la couche de surface atmosphérique dans les situations de stratification thermique stable et neutre. Nous avons analysé les effets de la rugosité sur les caractéristiques de l'écoulement de la couche limite se développant sur paroi plane lisse et rugueuse. Dans un premier cas, la rugosité est obtenue en recouvrant le plancher de boulons d'une hauteur de l'ordre de 7 mm. Dans un deuxième cas, des cubes de côté de 80mm, ont été placés sur le plancher selon quatre configurations différents 4, 5, 16 et 18 cubes. Nous avons utilisé deux types de mesure pour le champ de vitesse, la L.D.A. et l'anémométrie à fils chauds.

Dans le premier chapitre, nous présentons les caractéristiques de la couche limite de surface. L'installation expérimentale et les techniques de mesure sont présentées dans le deuxième chapitre. Dans le troisième chapitre, nous passons en revue les paramètres de la simulation physique. Le chapitre quatre est réservé aux discussions et aux interprétations des résultats expérimentaux de l'effet de la rugosité et de la stabilité thermique sur la couche limite atmosphérique simulée en soufflerie. Nous comparons ces effets en situation thermiquement stratifiée stable et neutre, sur les sites plats lisse et rugueux. La validité de la théorie de Monin-Obukhov, est aussi discutée, ce qui nous a permis de confirmer les fonctions. Nous continuons dans le chapitre (V), la discussion, sur les effets de la rugosité sur les écoulements turbulents, en présence d'un groupe d'obstacles avec deux types configurations, l'un en alignée, et l'autre en quinconce. Nous terminons notre travail par une conclusion.

**CHAPITRE I :**

**CARACTERISTIQUE DE LA  
TURBULENCE, ET LES EQUATIONS  
GENERALE LA COUCHE LIMITE  
ATMOSPHERIQUE**

## I-1- Définitions

L'intuition nous permet de percevoir ce qu'est la turbulence mais de donner une définition précise est extrêmement difficile.

De plus suivant les disciplines où la turbulence se manifeste, ce mot s'applique à des phénomènes très différents.

De ce fait, il n'existe pas de définition de la turbulence. Le sujet ne peut être alors précisé que si l'on convient de définir la turbulence par ses caractéristiques (Tennekes et Lumley, 1972; Favre et al, 1976).

- ❖ Les écoulements turbulents sont fortement irréguliers, leurs grandeurs caractéristiques température, vitesse, pression et parfois masse volumique sont instationnaires. Les équations de Navier Stokes ont des termes non linéaires à l'origine de la création d'harmoniques supérieures et inférieures.
  - Ce caractère non linéaire est associé à la coexistence au sein de l'écoulement de mouvements à des échelles (ou à des longueurs d'ondes) très différentes.
  - L'énergie est transférée entre ces diverses échelles.
  - La répartition d'énergie s'effectue depuis les plus grosses structures échelle de Taylor (grandes longueurs d'ondes) jusqu'aux plus petites.
  - L'énergie des grosses structures provient quant à elle de l'écoulement moyen.
  - La taille des grosses structures est limitée par l'entendue spatiale des phénomènes (dimensions d'un canal, épaisseur de couche limite...).
  - La limite des plus petites structures est liée au caractère dissipatif des écoulements turbulents (échelle de Kolmogorov).
- ❖ Dans le cas général, les écoulements turbulents relèvent de la mécanique des milieux continus. Il suffit pour cela de comparer la longueur caractéristique des petits phénomènes au libre parcours moyen des molécules.

On considère par exemple le cas d'une couche limite à pression et température ambiantes.

- La dimension des plus petites échelles dissipatives (échelle de Kolmogorov) est de l'ordre de 1/10 mm, les fluctuations de vitesse sont de l'ordre de 10% de la vitesse extérieure et leur fréquence maximale est de l'ordre de quelques dizaines de Khz.
- Le libre parcours moyen est par contre de l'ordre de  $10^{-4}$  mm, la vitesse d'agitation thermique est voisine de 500 m/s, la fréquence des collisions est de l'ordre de  $5 \times 10^6$  khz. On est bien dans le cadre de la mécanique des milieux continus.

- ❖ La viscosité du fluide est à l'origine de la dissipation de l'énergie cinétique produite aux grandes longueurs d'ondes. Cette énergie cinétique se transforme en énergie interne.
  - En l'absence d'apport d'énergie (par gradients de l'écoulement moyen ou agitation imposée), l'énergie cinétique turbulente décroît rapidement dans le temps.
  - Certains écoulements de caractère aléatoire ne présentent pas l'effet dissipatif; ils ne rentrent pas dans le cas des écoulements turbulents (ondes acoustiques aléatoires par exemple).
  - Les écoulements turbulents se rencontrent seulement en fluide visqueux.
- ❖ L'écoulement moyen peut être bidimensionnel, voir monodimensionnel, mais il apparaît des fluctuations de vitesse selon les trois directions. De plus le champ de vitesse est rotationnel.
- ❖ Les écoulements turbulents ont des propriétés de diffusions qui assurent le mélange de quantité de mouvement, de chaleur et de masse au sein du fluide. Particularité intéressante pour la dispersion des contaminants et le mélange des composants (chimie, combustion).
- ❖ La turbulence est un phénomène lié à la nature de l'écoulement et non à celle du fluide. Ainsi les écoulements turbulents se rencontrent aussi bien dans les gaz que dans les liquides.
  - Mathématiquement, on ne sait pas démontrer l'unicité de la solution des équations de Navier stokes.
  - De plus le caractère non linéaire des équations conduit à une amplification des perturbations.
  - Dans le cas d'une méthode de calcul supposée parfaite, les conditions initiales doivent être déterminées avec précision.
  - Cette détermination est impossible compte tenu des échelles très diverses au sein de l'écoulement

## I.2. CARACTERISTIQUE ET EQUATION GENERALES DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE, DANS LE CADRE DES HYPOTHESE DE BOUSSINESQ

### I.2.1. La couche limite atmosphérique

De nombreux ouvrages traitent la couche limite atmosphérique. Nous citerons notamment ceux de Stull [1988], de Oke [1987] et de De Moor [1983]. La troposphère est divisée en deux parties : une couche limite dans sa partie basse située au dessous d'une couche libre (figure 1.1). Il résulte de l'équilibre entre les forces de pression et la force de Coriolis due à la rotation de la Terre. Le vent est appelé dans cette zone vent géostrophique. A mesure que l'on se rapproche de la surface, les forces de frottement de l'air sur la surface terrestre rentrent en jeu. D'un point de vue dynamique, la couche limite atmosphérique (C.L.A.) est la zone de l'atmosphère au voisinage du sol dans laquelle se répercute directement, par «viscosité», l'adhérence au sol de l'écoulement. Elle donne alors naissance à des couches cisillées. D'un point de vue thermique, c'est la zone de l'atmosphère au voisinage de la surface terrestre dans laquelle la variation diurne du rayonnement solaire est directement perceptible. C'est dans cette zone que l'on retrouve les thermiques si chères aux passionnés de vol à voile, formées de grands rouleaux convectifs causés par le réchauffement de l'air au voisinage d'un sol chaud. La hauteur de la couche limite atmosphérique, qui varie en permanence dans le temps et dans l'espace, est comprise en moyenne entre 100 et 3000 mètres. La totalité de la troposphère est en fait influencée par la surface; mais le temps de réponse de la C.L.A à des modifications des conditions à la surface est rapide, de l'ordre de l'heure [Stull, 1988]. C'est une autre et importante de ses caractéristiques. Enfin, dans la C.L.A, le transport des différentes quantités que nous rencontrons (température, polluants...) est principalement influencé horizontalement par le vent et verticalement par la turbulence. La structure de la C.L.A. pour les zones à hautes pressions est représentée sur la figure 1.1. Elle est variable selon l'heure de la journée et se compose le jour d'une couche de mélange (mixed layer) dominée par les phénomènes turbulents favorisant les mélanges des quantités étudiées, la nuit d'une couche résiduelle moins turbulente de stratification neutre et d'une couche nocturne rendue stable par le contact d'un sol froid. Elle est peu turbulente. Les forces déterminant le vent dans cette zone sont les forces de pression, de frottement, de Coriolis et de gravité.

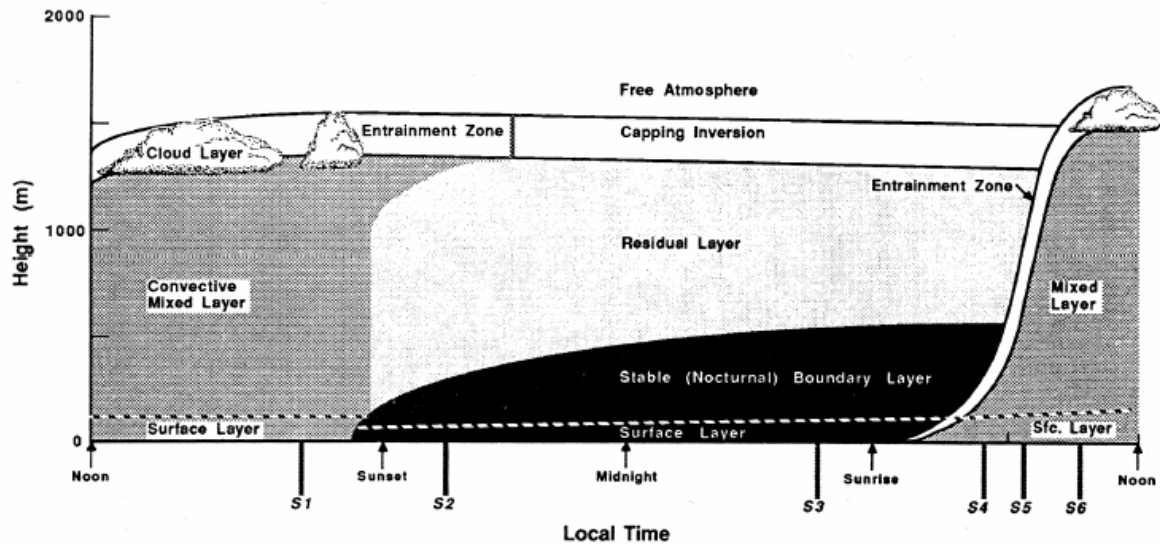


Figure 1.1 : structure de la couche limite atmosphérique [Stull, 1988]

A sa base est présente une couche de surface, épaisse de quelques dizaines de mètres au-dessus de la surface (voir fig.I.2), (Brunet et al. 1995), dans laquelle les caractéristiques de l'écoulement varient de moins de 10%. Elle correspond à la couche d'air qui est en contact direct avec la surface et qui entretient avec elle des échanges énergétiques et massiques. Dans cette région, la force de Coriolis est négligeable. La couche de surface est composée d'une couche rugueuse dont l'épaisseur est de l'ordre de 1 à 3 fois la hauteur de la rugosité et dont les caractéristiques très irrégulières sont fortement influencées par les dimensions et la répartition des éléments rugueux [Stéphane G. 2000]. Au-dessous de la couche rugueuse, se trouve la couche visqueuse qui n'a que quelques centimètres d'épaisseur : elle est en contact direct avec la surface et est dominée par les effets visqueux. Enfin, la couche limite atmosphérique est coiffée par une zone d'entraînement qui attire l'atmosphère moins turbulente présente au-dessus de la couche de mélange, ce qui augmente la hauteur de cette dernière. La zone d'entraînement est souvent caractérisée par une stabilité thermique qui bloque les ascensions de l'air. C'est donc une zone par laquelle les polluants ne peuvent s'échapper.

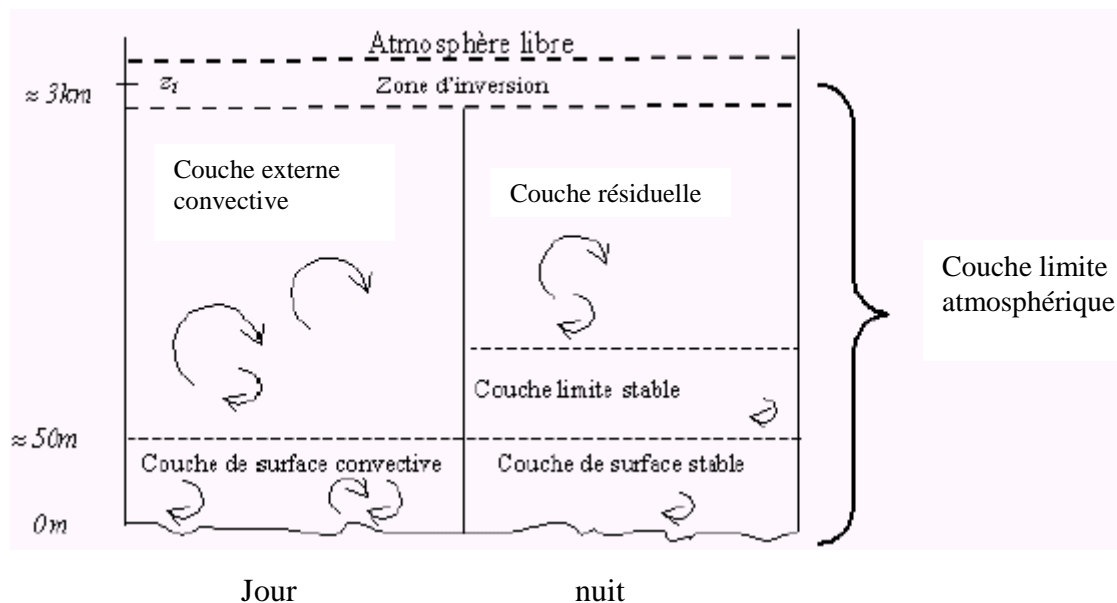


Figure 1. 2 : coupe schématique de la couche limite atmosphérique [M. SAMAALI. 2002].

### I-2-2- Hypothèses de boussinesq

Pour l'étude de l'atmosphère, certaines hypothèses sont couramment faites. Elles permettent d'écrire un système d'équations relativement simple.

- La viscosité dynamique  $\mu$ , ainsi que la diffusivité thermique  $\lambda$ , sont supposées constantes.
- Les vitesses de l'écoulement sont faibles par rapport à la vitesse du son
- Le fluide est incompressible, ceci suppose que la masse volumique ne varie qu'avec la température et uniquement dans le terme de gravité.
- Les variations de pression, de température et de la masse volumique sont petites devant les valeurs de référence. Nous étudierons plus loin ce qu'il convient d'utiliser comme état de référence. Nous supposons donc.

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \ll 1, \quad \frac{T - T_0}{T_0} \ll 1, \quad \frac{P - P_0}{P_0} \ll 1 \quad (\text{I-1})$$

- L'écoulement est bidimensionnel
- Les effets d'humidité sont négligés
- Nous supposons que l'air est un gaz parfait

Nous voyons, d'après ces hypothèses, que l'air est supposé incompressible, mais sa masse volumique dépend de la température, et cette variation intervient dans le terme de production par gravité. Nous ne discuterons pas plus avant ces hypothèses formant l'approximation dite de Boussinesq. Les limites de validité de cette approximation, ainsi que

ses conséquences dans certains cas idéalisés de turbulence ont été étudiées par Favre et Al (1976), Rey (1977), Gence (1977).

Nous remarquerons seulement que ces hypothèses donnent une description satisfaisante des phénomènes atmosphériques si l'on évite les régimes fortement convectifs et les zones proches des parois.

### **I-2-3- Equations générales de la couche limite atmosphérique**

#### **I-2-3-1- Etat de référence**

Les variables dans l'état de référence de l'atmosphère seront repérées par l'indice  $r$ . Traditionnellement, nous exigeons que cette état de référence soit un état de repos ( $u_r = 0$ , dite vitesse de référence), solution stationnaire des équations générales. Dans ces conditions, l'équation du mouvement montre que l'état de référence est un état d'équilibre hydrostatique ne dépendant que de la coordonnée verticale  $z$ . l'équation thermodynamique indique de plus (en l'absence de rayonnement) que la température  $y$  varie linéairement selon  $z$ ; l'état de référence devant être un état 'habituel' de l'atmosphère (dont l'état réel s'écarte peu), le choix de la variation adiabatique s'impose. L'état de référence est donc entièrement déterminé par les équations :

L'état réel de l'atmosphère par rapport un état de référence

$$P = P_r - P_0, \quad T = T_r - T_0 \quad \text{et} \quad \rho = \rho_r - \rho_0.$$

Nous aurons donc :

$$\bullet \quad \frac{\partial P_r}{\partial z} = -\rho_r \cdot g \quad \text{et} \quad P \ll P_0 \quad (\text{I-2})$$

$$\bullet \quad \frac{\partial T_r}{\partial z} = -\frac{g}{C_p} \quad \text{et} \quad T \ll T_0 \quad (\text{I-3})$$

$$\bullet \quad P_r = \rho_r R T_r \quad (\text{I-4})$$

#### **I-2-3-2- Equations aux valeurs instantanées**

A l'aide des hypothèses précédentes, nous pouvons alors écrire les six équations gouvernant notre écoulement, de façon classique (Busch).

Equation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + g \frac{T}{T_0} \delta_{i3} - 2 \varepsilon_{ijk} \Omega U_k + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \quad (\text{I-5})$$

- Equation de conservation de quantité de mouvement Remarquons le terme  $g \frac{T}{T_0} \delta_{i3}$  du aux forces de gravité.
- Equation de continuité (L'incompressibilité)

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{I-6})$$

- Equation thermodynamique de l'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x_j^2} \quad (\text{I-7})$$

Nous verrons que pour les souffleries, l'état adiabatique de référence correspondra à une stratification neutre telle que la température soit constante dans la section de la veine de mesure (Solal 1972). L'homogénéité horizontale et la stationnarité seront des hypothèses plus ou moins approchées selon la qualité de la soufflerie [Eric Serres, 1980]

### I-2-3-3- Equations du champ moyen :

Introduisons dans les équations ci-dessus la décomposition de Reynolds des quantités instantanées (vitesse, pression, et température) en partie fluctuante et partie moyenne. La variation de la masse volumique  $\rho$  étant entièrement attribuée à la variation de la température. Introduisons dans les équations ci-dessus la décomposition de Reynolds en parties fluctuantes et parties moyennes :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_i = \bar{U}_i + u_i \\ T = \bar{T} + \theta' \\ P = \bar{P} + p \end{array} \right.$$

- Equation de continuité (l'incompressibilité des écoulements moyens):

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{I-8})$$

- Equation de conservation de quantité de mouvement au champ moyen :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i u_j} = & -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + g \frac{T - T_0}{T_0} \delta_{i3} \\ & - 2 \Omega \varepsilon_{ijk} \eta_j \bar{U}_k + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (\text{I-9})$$

- Equation de conservation d'énergie interne au champ moyen :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i \theta_i} = \alpha \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x_j^2} \quad (\text{I-10})$$

#### I-2-3-4- Equations du champ fluctuant :

A partir des équations du mouvement instantané et du mouvement moyen. On obtient les équations des fluctuations de température et de vitesse :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{I-11})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_j} = & -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{g}{T_0} \theta' \delta_{i3} \\ & + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - 2 \Omega \varepsilon_{ijk} \eta_j u_k \end{aligned} \quad (\text{I-12})$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + u_i \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} + \bar{U}_j \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{\theta' u'_j}}{\partial x_j} = \alpha \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x_j^2} \quad (\text{I-13})$$

#### I-2-3-5- Equation aux corrélations doubles en un point

A partir des équations précédentes, il est facile d'en déduire les équations qui régissent les corrélations vitesse-température, vitesse-vitesse, et température-température.

### I-2-3-5-1- Equations des contraintes de Reynolds

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} \overline{u_i u_j} + \overline{U}_k \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} &= -\overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} - \frac{\partial \overline{u_i u_j u_k}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho_0} \left( \overline{u_j} \frac{\partial p}{\partial x_i} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_j} \right) \\
 + \frac{g}{T_0} (\overline{\theta u_i} \delta_{3j} + \overline{\theta u_j} \delta_{3i}) - \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} - 2\Omega (\varepsilon_{ikl} \overline{u_l u_j} + \varepsilon_{jkl} \overline{u_l u_i}) \\
 + \nu \left( \overline{u_j} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} + \overline{u_i} \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k^2} \right)
 \end{aligned} \tag{I-14}$$

### I-2-3-5-2- Equation aux corrélations vitesse-température

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} \overline{u_i \theta} + \overline{U}_k \frac{\partial \overline{u_i \theta}}{\partial x_k} &= -\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_k} \overline{u_k \theta} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k} + \frac{g}{T_0} \overline{\theta^2} \delta_{3i} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\overline{\theta} \partial p}{\partial x_i} \\
 - \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i u_k \theta} + \alpha \frac{\overline{u_i} \partial^2 \theta}{\partial x_i^2} + \nu \frac{\overline{\theta} \partial^2 u_i}{\partial x^2} - 2 \varepsilon_{ijk} \Omega_k \overline{u_k \theta}
 \end{aligned} \tag{I-15}$$

### I-2-3-5-3- Equation aux corrélations température-température

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{\theta^2} + \overline{U}_j \frac{\partial \overline{\theta^2}}{\partial x_i} = -2\overline{u_i \theta} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{u_i \theta^2} - 2\alpha \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \frac{\partial \vartheta}{\partial x_i} + \alpha \frac{\partial^2 \overline{\theta^2}}{\partial x_i^2} \tag{I-16}$$

### I-2-3-6- Equation de l'énergie cinétique turbulente

Elle est obtenue à partir de l'équation des contraintes de Reynolds avec  $i=j$ , moyennant les décompositions suivantes :

$$\nu \frac{\overline{u_i \partial^2 u_i}}{\partial x_i^2} = \nu \frac{2\overline{\partial u_i^2} / 2}{\partial x_j^2} - \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2 \longrightarrow \text{Dissipation visqueuse}$$

$\uparrow$   
 Transfert d'énergie cinétique turbulente par viscosité moléculaire

Corrélation pression-vitesse

$$\frac{\overline{u_i \partial p}}{\partial x_i} = -\overline{p} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \overline{p u_i} \longrightarrow \text{Diffusion par le gradient de vitesse}$$

$\uparrow$

## Terme corrélation pression-vitesse

$$\underbrace{\frac{\partial \overline{k^2}}{\partial t} + \overline{U}_k \frac{\partial \overline{k^2}}{\partial x_k}}_1 = \underbrace{-\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_k}}_2 + \underbrace{\frac{1}{\rho_0} \overline{p \frac{\partial u_i}{\partial x_i}}}_3 - \underbrace{\frac{\overline{\theta u_i}}{T_0} g_i \delta_{i3}}_4 - \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \underbrace{\overline{u_k k^2}}_a + \underbrace{\frac{1}{\rho} \delta_{ik} \overline{u_i p}}_b - \underbrace{\nu \frac{\partial \overline{k^2}}{\partial x_k}}_c \right)_5$$

$$- \underbrace{\nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)^2}_6$$

Notons que le terme dû à l'accélération de Coriolis a disparu, ce qui traduit le fait que la force de Coriolis, perpendiculaire à la vitesse, ne travaille pas.

Rappelons la signification de chaque terme figurant dans l'équation :

- 1 terme de transport par le mouvement moyen
- 2 productions des tensions de Reynolds par l'écoulement moyen
- 3 corrélations pression vitesse qui redistribuent l'énergie suivant les différentes composantes de la vitesse; ce terme est nul en turbulence isotrope, c'est le principal "destructeur" des tensions de Reynolds.
- 4 production thermique due aux forces de flottabilité "bouyancy"
- 5 diffusion par plusieurs mécanismes (a) diffusion turbulente par les tensions de Reynolds, (b) diffusion par le gradient de pression et (c) diffusion par viscosité moléculaire distinct du terme (6)
- 6 dissipation visqueuse

# **CHAPITRE II :**

## **INSTALLATIONS ET TECHNIQUES DE MESURE**

## II. INSTALLATIONS ET TECHNIQUES DE MESURE

Dans ce chapitre nous ne présenterons que les caractéristiques globales de l'installation dont une description détaillée est donnée par Zegadi et les principes généraux des techniques de mesure.

L'installation est composée d'une soufflerie de grandes dimensions destinée à des études de diffusion dans la couche de surface atmosphérique et d'un équipement de contrôle et de mesures, associé à un système digital d'acquisition et de traitement de données.

### II.1. Soufflerie

La soufflerie (fig.II.1), est de «type à retour» avec mise à l'atmosphère en bout de veine d'essai; ce choix est fondé sur les considérations suivantes :

- Faciliter le traitement et le contrôle de l'air dans la veine d'essai.
- Avoir une puissance requise relativement faible.

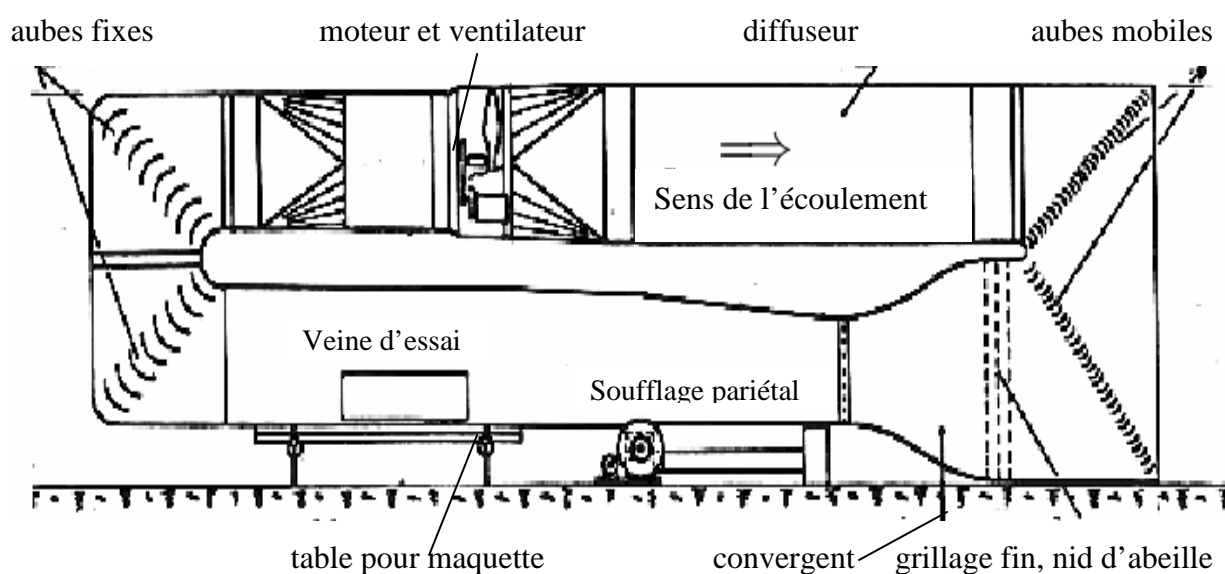


Fig.II.1. vue générale de la soufflerie circuit aérodynamique

#### II.1.1. Le circuit aérodynamique

Il a pour fonction principale d'engendrer à l'entrée de la veine d'essai un écoulement uniforme et de minimiser les pertes de charge. Ce circuit comprend :

- un ventilateur axial qui permet d'avoir une vitesse de l'écoulement continûment réglable de 1 m/s à 10 m/s.

- un diffuseur et deux coudes à 90° équipés d'aubages mobiles.
- une chambre de tranquillisation dans laquelle est disposés un écran grille pour atténuer la turbulence, un nid d'abeille limitant la rotation du fluide ainsi qu'un filtre anti-poussière.
- Un échangeur destiné au chauffage dans la masse de l'air et de maintenir constante la température de l'écoulement. 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.1.2. La veine d'essai**

Les dimensions de la veine d'essai sont de 14 m de longueur, 3 m 70, de largeur, et 2 m 50 de hauteur. La paroi supérieure est réglable afin de permettre l'annulation du gradient de pression longitudinal. A l'entrée de la veine d'essai sont disposés successivement :

- Une grille d'homogénéisation ayant une solidité de 0,17.
- Un dispositif de soufflage pariétal permettant d'agir sur l'épaisseur de la couche limite.
- Un peigne de déclenchement de la transition de la couche limite.

Ainsi la partie amont de la veine permet de modifier les caractéristiques dynamiques de l'écoulement initial ainsi que l'établissement de la turbulence. Une partie avale de 7 m de long est destinée à recevoir éventuellement des maquettes.

La stratification thermique stable de l'écoulement est obtenue par un refroidissement intense du plancher à l'azote liquide. Cette méthode a été retenue dans notre cas pour son coût de fonctionnement relativement bas. Dans le passé, seul Hertig avait utilisé le même principe. Le plancher de la veine d'essai est composé de deux tronçons (voir Fig. II.1.2) :

- 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.

### **II.1.3. Description du dispositif thermique**

Le système de refroidissement est réalisé au moyen de caissons à azote liquide et gazeux, intégrés dans le plancher de la veine d'essai.

Les caissons à azote liquide (fig.II-1-3) Sont situés directement en aval du soufflage pariétal et occupe une surface de  $1,8 \times 3,5 \text{ m}^2$ . Ils sont au nombre de 4, constitués chacun de

10 petits réservoirs, d'une contenance de 2 litres, communicant entre eux, taillés dans du polystyrène recouvert d'une feuille mince d'aluminium. Chaque réservoir possède son alimentation en azote liquide et est équipé d'un ventilateur d'une puissance de 15 watts destiné à accroître et à homogénéiser le flux thermique vertical

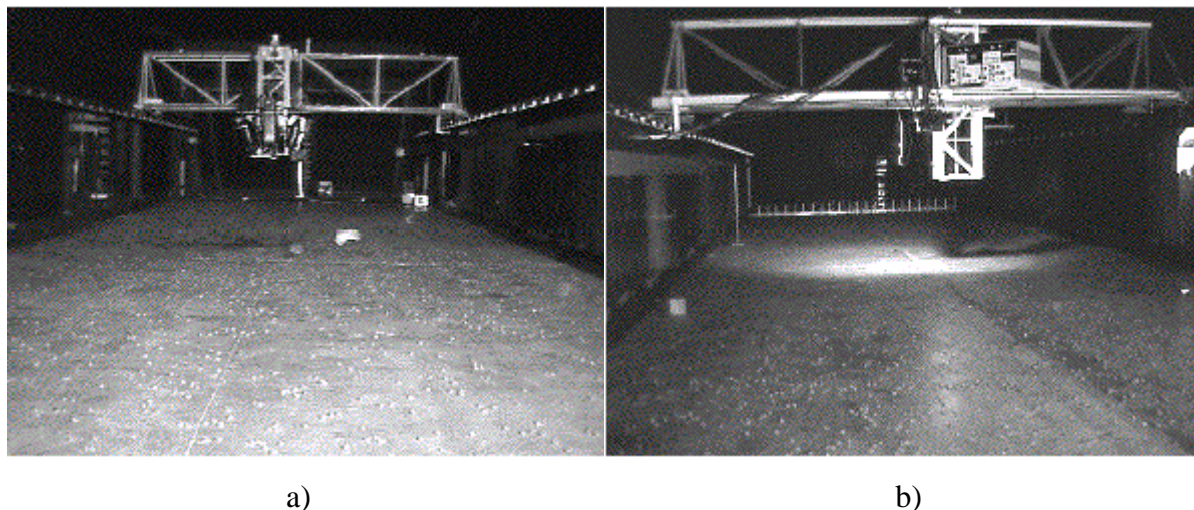


Fig.II.2: Vus de la veine d'essai a) depuis l'amont, b) depuis l'aval

L'ensemble est intégré dans un coffret en bois pour assurer une bonne tenue mécanique de l'ensemble et faciliter les opérations de montage et de démontage. Une plaque plane d'aluminium de 3 mm d'épaisseur recouvre chaque caisson et une sortie d'azote gazeux permet son évacuation vers l'aval du plancher.

L'azote gazeux sortant des caissons à azote liquide est ensuite dirigé vers deux caissons gazeux (fig.II.3) d'une surface de  $2 \times 3,5 \text{ m}^2$ . L'homogénéisation de l'écoulement à l'intérieur de ces caissons est réalisée au moyen d'une goulotte placée en travers de chacun d'eux. Ces goulottes servent de réservoir en azote liquide et sont surmontées d'une rangée de ventilateurs accolés les uns aux autres, ceux-ci permettent d'homogénéiser le flux thermique à la surface de la plaque d'aluminium et d'éviter la stratification thermique de l'azote gazeux la superficie de sept caissons gazeux placés à l'aval est de  $4,8 \times 3,5 \text{ m}^2$ .

La coupe longitudinale des caissons gazeux (fig.II.3) Montre la disposition des différentes rangées transversales de ventilateurs ayant pour rôle de brasser l'azote gazeux à l'intérieur des caissons. Enfin, un dernier caisson permet la reprise et l'extraction de l'azote gazeux vers l'extérieur de la soufflerie.

La régulation thermique du plancher est obtenue par contrôle de l'alimentation en azote liquide. Un dispositif de 6 admissions (fig. II.3 : a) Comprenant chacune une vanne manuelle, une soupape de sécurité et une électrovanne cryogénique, distribue l'azote liquide dans chacun des caissons et dans les deux goulottes. Ce distributeur est relié à un réservoir d'azote de 3 000 litres installé à l'extérieur. Le débit d'alimentation des caissons en azote liquide est d'environ 370 l/h après la phase de descente en température. La consommation d'azote liquide sensible à la fois à la surface d'échange et au taux de diffusion turbulente s'avère 15 % plus élevée sur paroi rugueuse que sur paroi lisse.

Le refroidissement du plancher a imposé la nécessité de compenser les apports de frigorie afin de maintenir constante la température de l'écoulement sain dans la veine d'essai. Pour cela, est installée en bout de veine, une batterie de résistances électriques, d'une puissance de 36 kW, dont la régulation est assurée à 1/10 de degré à l'entrée de la veine, permettant le chauffage de l'écoulement jusqu'à une température de 35°C. Dans tous nos essais cette température a été fixée à 20°C.

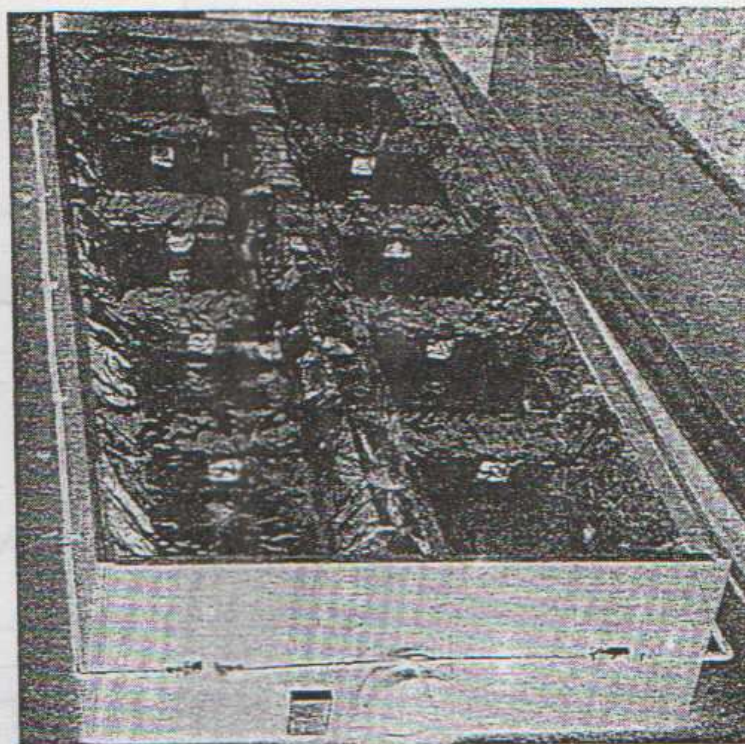
La présence d'humidité de l'air dans la veine d'essai entraîne un dépôt de givre pouvant atteindre une épaisseur de 5 mm sur les caissons d'azote liquide, diminuant progressivement jusqu'à quelques dixièmes de millimètres sur les caissons gazeux. Les mesures sont effectuées en présence de cette couche de givre dont la surface est lisse.

#### II.1.4. Chariot de mesure

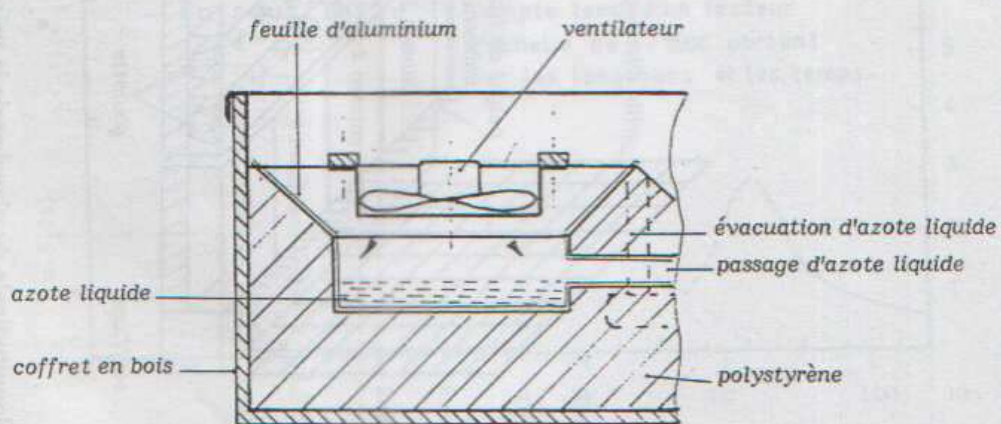
La figure (Fig. II.4) représente le chariot de mesures supportant les différentes sondes pour les mesures dans la veine d'essai. Ce chariot a été étudié pour explorer l'ensemble de la veine selon trois directions orthogonales et permettre également la rotation d'une sonde selon un axe vertical.



fig.II.4 .Chariot de mesure – détail du système de déplacement des sondes



(a)



(b)

Fig.II.3. a) Caisson d'azote liquide; b) coupe d'une cellule

## II.2. Technique de mesures

### II.2.1. Mesure des champs cinématique et thermique

Les mesures des champs cinématique et thermique moyens et fluctuants sont effectuées à l'aide d'une sonde 3 fils TSI. Cette dernière est constituée de deux fils de platine de diamètre de 5  $\mu\text{m}$ , croisés et inclinés à 45° par rapport à la direction de la vitesse moyenne ; chacun de ces fils est relié à un anémomètre à température constante et soumis à une surchauffe  $(r_w - r_0)/r_0$  égale à 0,7,  $r_w$  étant la résistance moyenne du fil chauffé,  $r_0$  celle du fil non chauffé. Ces deux fils sont situés de part et d'autre d'un fil de platine de 2  $\mu\text{m}$  de diamètre placé normalement à la vitesse moyenne, légèrement en amont du centre des fils en X et parcouru par un courant constant. L'intensité de ce courant qui doit être la plus faible possible pour rendre ce fil uniquement sensible à la température est de 0,3 mA. Ce fil froid est alimenté par une batterie de 6 volts ; sa tension aux bornes est amplifiée pour obtenir un rapport signal/bruit satisfaisant.

Les mesures de température de paroi de la veine d'essai sont effectuées à l'aide de thermocouples cuivre/constantan, au nombre de 60, répartis sur tout le plancher. Ces thermocouples sont connectés à une centrale de mesure « process control system » comprenant une carte d'acquisition 14 bits et 64 voies. Cette centrale est entièrement pilotée par le calculateur PDP 11/73 auquel elle est reliée.

### II.2.2 Etalonnage de la sonde

Les fluctuations de tension  $e_1, e_2, e_3$ , délivrées respectivement par les deux anémomètres à température constante et par l'anémomètre à l'intensité constante peuvent s'exprimer sous la forme :

$$e_i = \alpha_i \frac{u}{U} + \beta_i \frac{v}{U} + \gamma_i \frac{\theta}{\sigma} \quad (i=1,3)$$

Le fil n°3 (fil froid) étant normal à l'écoulement et la surchauffe utilisée très faible:  $\alpha_3 = \beta_3 = 0$ .

La méthode d'obtention, la plus simple, consiste à isoler simultanément chacune des composantes fluctuantes au moyen d'un montage analogique Permettant de résoudre le système ci-dessus.

Nous forme d'abord les sommes pondérés  $e_1 - k_2 e_2$  et  $e_1 + k_1 e_2$ ; en donnant à  $k_1$  et  $k_2$  les valeurs  $k_1 = -\frac{\beta_1}{\beta_2}$ ,  $k_2 = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}$  nous obtient les tensions  $e_u(\theta)$  et  $e_v(\theta)$  qui ne dépendent respectivement que  $u, \theta$  et  $v, \theta$  les valeurs de  $k_1$  et  $k_2$  sont déterminées de façon à rendre les tensions électriques moyennes  $e_1 - k_2 e_2$  ou  $e_1 + k_1 e_2$  insensibles à  $U$  ou insensibles à une variation de l'angle d'incidence de la sonde. Les deux fils de  $5\mu\text{m}$  étant pratiquement identiques et symétriques par rapport à la direction moyenne de l'écoulement, le signal  $e_v(\theta)$  sont alors indépendants de la température. Nous éliminons ensuite la température de signal  $e_u(\theta)$  à l'aide de la tension  $e_3(\theta)$  et nous obtenons :

$$\frac{u}{U} = \frac{e_1 + k_1 e_2 - \frac{e_3}{\gamma_3} (\gamma_1 + k_1 \gamma_2)}{e_1 + k_1 \alpha_2} = \frac{e_u}{\alpha'}$$

$$\frac{v}{U} = \frac{e_1 - k_2 e_2}{\beta_1 - k_2 \beta_2} = \frac{e_v}{\beta'}$$

Les coefficients de sensibilité  $\alpha'$ ,  $\beta'$  et  $\gamma_3$  ont été obtenus par tarage direct dans une soufflerie d'étalonnage. L'acquisition et traitement numérique des données sont réalisés au moyen d'un calculateur PDP 11/73.

## II.3. Etalonnages des capteurs

### II.3.1. Capteurs de température

L'acquisition des signaux provenant des thermocouples Cuivre/Constantan est effectuée par la centrale de mesure PCS. Chaque carte de multiplexage (8 voies) est équipée d'une compensation électronique de soudure froide. Le point à  $0^\circ\text{C}$  est obtenu en plongeant chaque thermocouple dans de la glace fondante, et en ajustant alors la compensation de soudure froide. La linéarisation des signaux est réalisée sur le calculateur PDP 11/73 par l'intermédiaire d'un sous-programme de calcul.

### II.3.2 Capteurs de flux thermique

Les capteurs de flux thermique sont disposés sur la paroi du panacher thermique, sur l'axe de la veine à chaque section de mesure ; le flux vertical de chaleur échangé entre la paroi du panacher et l'air est donc évalué à partir de la mesure du flux de conduction à la paroi.

Les capteurs de flux utilisés lors des essais ont été fabriqués à partir de deux capteurs de température de paroi (thermocouple pelliculaires Mesurées) qui sont collés de part et d'autre d'un film de Kapton de 10  $\mu\text{m}$ . Ce matériau, utilisé en raison de sa bonne tenue mécanique aux basses températures, présente une conductivité thermique ( $\lambda=0,155 \text{ W/m}^\circ\text{K}$  à  $20^\circ\text{C}$ ) qui permet, pour de faibles épaisseurs, d'obtenir des écarts de température sont reliés aux flux de conduction par un étalonnage direct au moyen d'un capteur étalon « RDF Corporation » dont le flux est donné par la relation :

$$Q = \frac{k E}{S}$$

Avec K : coefficient de correction du signal, lié aux variations de la conductibilité thermique du matériau utilisé en fonction de la température. Une courbe d'étalonnage  $k = f(T)$  est fournie avec les capteurs.

E : tension électrique délivrée par le capteur  $\mu\text{V}$ .

S : Sensibilité du capteur en  $\mu\text{V/Wm}^2$ . (Dans notre cas la sensibilité à  $23^\circ\text{C}$  est de  $S_1=3,347\mu\text{V/Wm}^2$ ).

La précision de la mesure de flux, donnée par le constructeur, est de 3 à 5%, pour des capteurs fixés à la paroi collage.

L'étalonnage des fluxmètres est réalisé sur un banc d'essai comprenant principalement une enceinte dans laquelle le flux est régulé à travers sa paroi supérieure en Aluminium. La sensibilité de chacun de nos fluxmètres a été déterminée, d'abord à une température de  $65^\circ\text{C}$ , à partir du flux mesuré au capteur de flux étalon et de l'écart de température correspondant. L'évolution de la sensibilité de chacun des fluxmètres est mesurée en fonction de la température au cours du refroidissement à l'Azote liquide. Un facteur correctif K est introduit pour tenir compte de la variation, en fonction de la température, de la conductibilité thermique du matériau utilisé.

# **CHAPITRE III :**

**SIMULATION PHYSIQUE DE LA  
COUCHE DE SURFACE ET  
L'APPLICATION DE LA THEORIE DE  
SIMILITUDE DE MONIN-ObUKHOV**

### III.1. SIMULATION PHYSIQUE DE LA COUCHE DE SURFACE

#### III.1.1. PARAMETRES ADIMENSIONNELS

La mise sous forme adimensionnelle des équations de mouvement instantané relatives à un fluide stratifié, en choisissant comme échelle de référence  $U$  pour la vitesse,  $L$  pour la longueur,  $\rho$  pour la masse volumique et  $\Delta T$  pour l'écart de température fait apparaître les paramètres suivants :

- $R_e = \frac{U L}{\nu}$  : nombre de Reynolds, rapport des effets d'inertie et des effets visqueux.
- $R_0 = \frac{U L}{\Omega}$  : nombre de Rossby, rapport des effets d'inerties et des effets de Coriolis visqueux.
- $F_r = \frac{U}{(gT\beta L)^{\frac{1}{2}}}$  : nombre de Froude, rapport des effets d'inertie et des effets de gravité.
- $P_r = \frac{\nu}{\alpha}$  : nombre de Prandtl, rapport diffusivités thermique et cinématique.

Une similitude complète de l'atmosphère, avec une couche limite turbulente, en soufflerie imposerait le respect de ces quatre paramètres qui sont les seuls intervenant dans le cadre de nos hypothèses simplificatrices posées au début. Cependant, un examen rapide montre qu'il est impossible de respecter simultanément en simulation physique ces quatre paramètres.

Il faudra donc se contenter d'une similitude approchée, respectant le ou les paramètres prépondérants selon l'étude suivie.

#### III.1.2. Effets du nombre de Reynolds

Dans l'atmosphère, les nombres de Reynolds sont élevés et n'interviennent pas directement sur la structure de l'écoulement. En soufflerie, le nombre de Reynolds étant beaucoup plus faible (par exemple pour notre études  $Z=10\text{mm}$   $u_* = 8,44 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ ,  $\Rightarrow R_{e*} = 56,26$ ). Pourvu que le nombre de Reynolds soit suffisamment grand, il paraît donc possible de parler de similitude de Reynolds (c'est-à-dire d'indépendance vis-à-vis du nombre du Reynolds) dans les écoulements nous intéressant. Dans l'atmosphère, le nombre de Reynolds caractéristique du régime turbulent doit être supérieur à  $10^4$  pour  $Z > 1\text{m}$  (par exemple pour ( $Z = 10 \text{ m}$ ,  $u_* = 30 \text{ cm/s} \Rightarrow R_{e*} \approx 2 \cdot 10^5$ )).

En présence de valeurs aussi grandes du nombre de Reynolds, il paraît normal de dire que les effets visqueux sont négligeables devant les effets d'inerties.

Cependant en soufflerie, le nombre de Reynolds sera beaucoup plus faible (de l'ordre de  $Re_x = 10^3$  dans la zone logarithmique par exemple), et ne nous sommes plus alors assurés qu'il n'interviendra pas. Il sera donc intéressant de travailler à très grand nombre de Reynolds, et de voir s'il est alors possible de retrouver les valeurs de l'atmosphère.

En fin il ne serait pas réaliste de vouloir reproduire les effets d'obstacles trop petits en raison des effets visqueux qui interviennent à des fréquences adimensionnelles plus basses en soufflerie que dans l'atmosphère (Fig.III.1).

### III.1.3. Effets de Coriolis

En dehors de la couche de surface, il paraît difficile de reproduire en soufflerie certains effets atmosphériques. En effet, il est extrêmement délicat de réaliser les effets dus à la force de Coriolis, bien que quelques tentatives aient été faites et aient donné des résultats qualitativement intéressants. Les résultats expérimentaux de John D. Wilson (2004), Stéphane Glockner (2000), R. Zegadi (1991), Busch (1973), Saab, Ribon et Mery (1975), ont montré que les forces de Coriolis sont négligeables dans les basses couches de l'atmosphère jusqu'à une hauteur d'environ 100m. Notons toutefois que cette limite dépend fortement des conditions de stratification.

Les propriétés de l'écoulement dans cette zone de l'atmosphère sont en première approximation les mêmes que celles d'un écoulement de couche limite se développant sur plaque plane. La reproduction en similitude de la couche atmosphérique peut donc être obtenue de façon simple en réalisant, en soufflerie, un écoulement de couche limite turbulente. La simulation entreprise dans le cadre de notre travail se limitera donc à la couche de surface.

### III.1.4. Effets thermiques

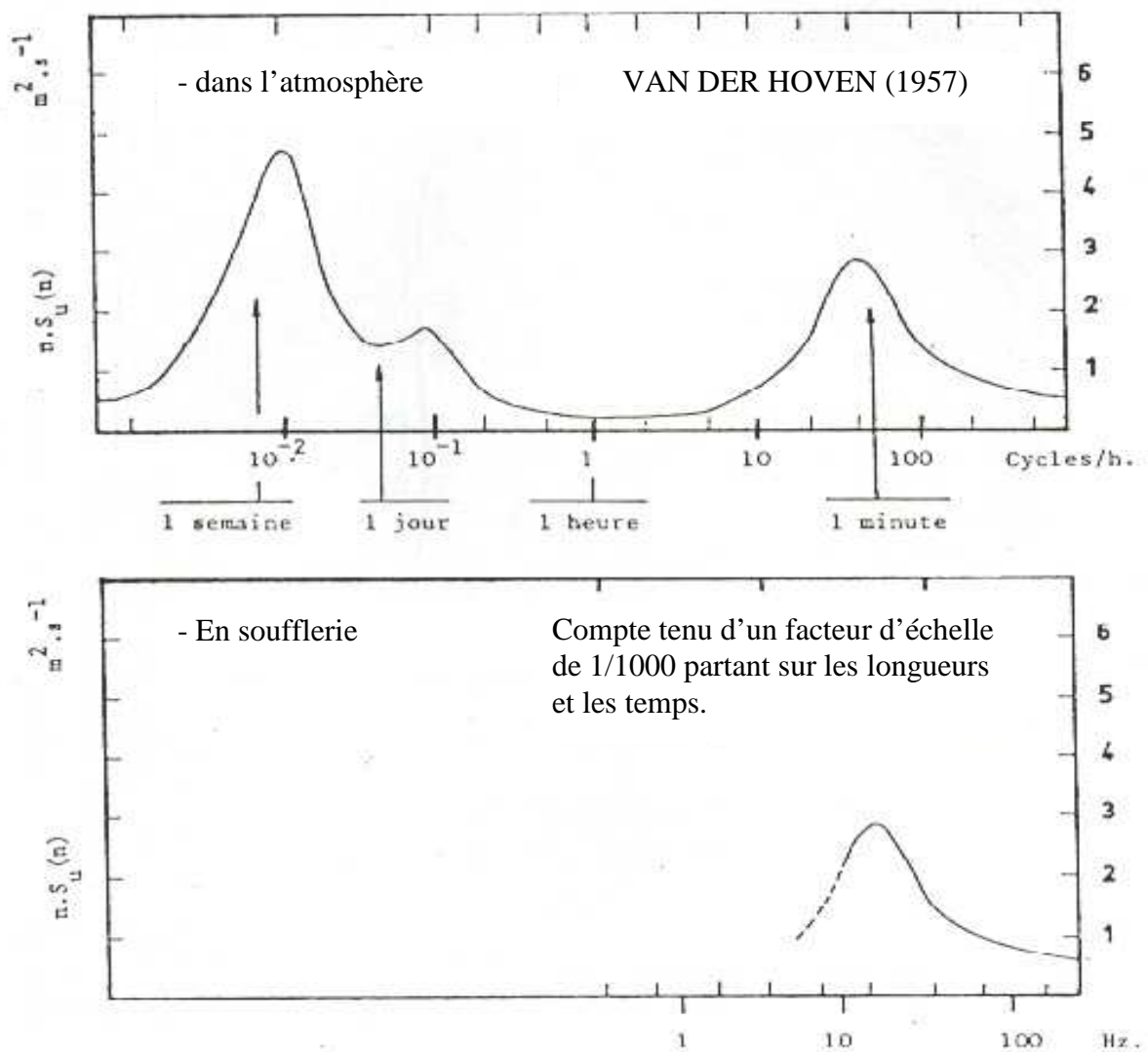
Des études ont montré que les effets liés à la stratification thermique peuvent être simulés en soufflerie (en stable et en neutre), aussi bien en écoulement instable, lorsque le rapport des productions turbulentes d'origines thermique  $\frac{g}{T} \overline{w\theta}$ , et des productions

cinématique  $\overline{uw} \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial z}$ , reste faible en valeur absolue. Ce rapport est connu sous le nom de nombre de Richardson de flux, qui s'écrit sous la forme suivante :

$$R_f = \frac{\frac{g}{T} \overline{w \theta}}{u w \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}}$$

Si le nombre de Richardson de flux est nul, la contribution des fluctuations de température sur le terme de production est nulle ; l'atmosphère est neutre. S'il est positif, les conditions sont stables et inversement [De Moore 1978].

Le nombre de Prandtl ne dépend que des caractéristiques des propriétés du fluide; ce nombre est donc le même en soufflerie et dans l'atmosphère.



**Fig.III.1.** Spectres des fluctuations de vitesse dans l'atmosphère et en soufflerie

### III.2. THEORIE DE SIMILITUDE DE COUCHE DE SURFACE

Au voisinage du sol, Le domaine de validité des conditions qui sont définies au dessous, ce qu'on appelle la couche limite de surface (C.L.S). Son épaisseur est typiquement de quelques dizaines de mètres Figure 1. 2 ; cette la zone de la C.L.A dans la structure est (De loin) la plus explorée et la mieux connue, car elle est d'accès facile à l'expérimentateur (utilisation de mats équipés de capteurs).

Ceci suppose donc leur validité dans la C.L.S. Cependant, grâce aux propriétés de cette couche, il est possible d'admettre quelques hypothèses qui vont permettre de simplifier l'écriture de ces équations :

- La surface sous-jacente est homogène. Ceci suppose l'absence de variabilité selon l'horizontale : les dérivées par rapport à  $X$  et  $Y$  sont nulles.
- L'écoulement est stationnaire et par conséquent les phénomènes mis en jeu par chaque terme de ces équations ne varient pas dans le temps : les dérivées par rapport au temps s'annulent.
- On néglige la diffusion moléculaire par rapport à la turbulence.
- Les changements de phase dans l'atmosphère sont non significatifs.
- Les forces de Coriolis dues à la rotation de la terre sont négligeables du fait qu'on s'intéresse à une partie de l'atmosphère située plus près de la surface que de l'atmosphère libre.
- la direction de la vitesse du vent est confondue avec l'axe ( $OX$ ).

#### III.2.1 Modèle simple à flux constant

Reprenons tout d'abord notre étude de l'atmosphère, en nous limitant cette fois au cas neutre. Le problème est alors grandement simplifié et nous pouvons ainsi distinguer les paramètres importants intervenant. A titre de préliminaire à l'étude de la couche limite de surface et afin d'introduire dans un cadre simple des raisonnements et notions fort utiles par la suite ( par exemple: la notion de hauteur de rugosité  $z_0$  ), nous étudions d'abord rapidement un écoulement turbulent idéal: Il s'agit de l'écoulement homogène horizontalement stationnaire d'un fluide incompressible aux voisinage d'une paroi solide (choisie comme plan  $OXY$  ), et que sa rugosité peut-être représentée par une seule variable  $Z_0$  (ceci peut-être critiquable, et différentes études ont été menées pour mieux caractériser les rugosités par plusieurs variables (Wooding, Bradley, et Marshall, (1973)). En l'absence de gradient de pression moyenne ;

force de Coriolis et de flottabilité sont supposées négligeables, et la vitesse moyenne est parallèle à une direction fixe choisie comme axe  $OX$ . [De Moor, 1978]

Dans de telles conditions, la seule équation de Reynolds qui subsiste se réduit à :

$$\tau(z) = \mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial z} - \rho_0 \overline{u_i w_j} = cte = \tau_0 \quad (\text{III.1})$$

La somme des flux moléculaire et turbulent moyens de quantité de mouvement est constante perpendiculairement à la plaque : la zone est dite à flux constant : ( $\tau_0$  désigne la valeur constante de la tension totale  $\tau$  moléculaire et turbulente :

$$\tau_0 = \mu \left. \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (\text{III. 2})$$

Ce modèle est une bonne approximation pour de nombreuses couches limites de laboratoire au voisinage de parois solides (voir Monin et yaglom 1971), ainsi que pour les premières dizaines de mètres de l'atmosphère en régime de stratification thermique neutre. Indiquons par ailleurs que l'expérience montre que les résultats de la théorie bâtie avec le modèle  $\tau = Cste$  restent à peu près valables si  $\tau$  varie de moins de 20% suivant la verticale. [De Moor, 1987]

### III.2.1.1. Loi universelle de la paroi, paroi lisse, paroi rugueuse

On a l'habitude de réécrire l'équation (III.1) sous la forme

$$\nu \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} - \overline{u_i w_j} = u_*^2 \quad (\text{III. 3})$$

$$u_* = \left( \frac{\tau_0}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad \text{Étant la vitesse de frottement}$$

L'équation (III.1) ne permet pas de trouver le profil de vitesse moyenne  $\bar{u}(z)$ , à cause de la présence de  $\overline{(u_i w_j)}$  ou de  $k_u$ . Un raisonnement dimensionnel simple permet cependant de dégrossir le problème de quoi en effet peut dépendre  $\bar{U}$  ?

Dans le cas d'une paroi rugueuse, on notera que se pose en outre le problème de savoir à partir de quelle origine compter  $z$ , la surface de la paroi n'étant pas parfaitement définie.

### III.2.1.2. Paroi lisse :

Pour une paroi lisse, rappelons que

$$\frac{\bar{U}(z)}{u_*} = f_u \left( \frac{zu_*}{\nu} \right) \quad (\text{III. 4})$$

Au contact de la paroi, la condition d'adhérence implique ( $\overline{u_i w_j} = 0$ ); si  $z$  est assez petit, on peut s'attendre à ce que le flux moléculaire ( $-\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ ) domine largement le flux turbulent ( $\overline{\rho_0 u_i w_j}$ ).

L'équation (III.4) réécrire sous la forme :

$$\frac{\bar{U}}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{Zu_*}{\nu} \right) + c \quad (\text{III. 5})$$

La constante  $C$  est fonction du degré de stratification, d'après la théorie de Rotta et Hinze.

### III.2.1.3. Paroi rugueuse :

Près de la paroi, on ne peut naturellement espérer faire un raisonnement simple et général, l'écoulement étant trop influencé par les propriétés de la surface.

On peut s'attendre à ce que  $\nu$  et les propriétés de la surface n'aient pas d'effet sur la variation de  $\bar{u}$  (loin de la paroi, l'écoulement doit «oublier» celle-ci, et de plus  $\nu$  n'est pas important en turbulence développée;  $\bar{u}$  lui-même dépend de prospérité de la surface, par l'intermédiaire des valeurs à la base de la couche considérée). L'homogénéité dimensionnelle impose alors :

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial Z} = \frac{u_*}{k Z} \quad (\text{III. 6})$$

Après l'intégration entre  $Z$  et  $Z_0$ , nous obtenons la relation suivante :

$$\frac{\bar{U}(Z)}{u_*} = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{Z}{Z_0} \right) \quad (\text{III. 7})$$

La constante d'intégration  $Z_0$ , homogène à une hauteur, s'appelle hauteur de rugosité. Notons que la présence de la même constante (de karman)  $k$  dans l'équation (III. 4), se justifie par le fait que  $1/k$  représente, dans le cas lisse et rugueux, le gradient de vitesse moyenne

(adimensionné) associé au flux donné  $-u_*^2$  ; cette hypothèse est bien entendu à tester expérimentalement.

Une température de frottement est définie de la même manière que la vitesse de frottement.

$$T_* = \frac{H_0}{\rho C_p u_*} \quad (\text{III. 8})$$

Le profil de température est de la forme :

$$\frac{\bar{T}(Z)}{T_*} = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{Z}{Z_0} \right) \quad (\text{III. 9})$$

Où  $k$  est la constante de Karman relative à la température différente de celle relative à la vitesse. Dans la couche à tension constants, la relation suivante est valable :

$$u_* T_* = \overline{w' \theta'} : \text{Flux de chaleur verticale.}$$

### III.2.2. Hypothèse de similitude de Monin-Obikhov pour la C.L.S.

Dans ce paragraphe, on généralise à la C.L.S. (non nécessairement neutre) les raisonnements de similitude introduits au paragraphe (III. 1), dans un cadre simplifié. Pour abrégé, on se place uniquement au-dessus d'une surface solide (continent), donnant simplement quelques indications sur la modification à apporter au-dessus d'une surface liquide (océan).

#### III.2.2.1. Sélection des paramètres physiques déterminant la structure de la turbulence dans la C.L.S

Dans la C.L.S, on peut penser que les caractéristiques statistiques de la turbulence sont déterminées par (outre les coordonnées d'espace et de temps) :

- $\rho_0, \beta = \frac{g}{T_0}, K_h, K_m$  qui figurent dans les équations de base.
- $u_*, Q_0$ , «constants» dans la couche, et caractérisant l'interaction de l'écoulement avec la surface sous-jacente.
- $Z_0$ , hauteur de rugosité, dont on admet qu'elle suffit à décrire les propriétés dynamiques de la surface.

Par ailleurs, il semble possible d'admettre que  $Z_0$ , caractéristique géométrique de la surface, analogue à un certain déplacement de l'origine des altitudes, n'affectera pas la variation des champs moyens, ni les moments centrés de la turbulence.

Dans la CLS, pour  $z \gg z_0$  :

$$\rho_0, \beta = \frac{g}{T_0}, u_*, Q_0 \quad (\text{III. 10})$$

### III-2-2-2- Echelles fondamentales de la CLS

Une combinaison homogène à chacune des dimensions physiques de base (on retient ici pour telles : longueur, vitesse, température), permet de définir :

- une échelle de longueur, dite longueur de Monin-Obukhov (1954).

$$L_{mo} = L = - \frac{u_*^3}{\beta K Q_0} \quad (\text{III. 11})$$

$$\text{Tel que : } \beta = \frac{g}{T_0} \quad (\text{III-12})$$

- une échelle de vitesse: dite la vitesse de frottement :  $u_*^2 = \overline{uw}$

$$\text{- une échelle de température: } T_* = - \frac{Q_0}{u_*} \quad (\text{III. 13})$$

Notons enfin que  $L$  est infinie en régime de stratification thermique neutre ( $Q_0 = 0$ ) auquel cas  $\beta$  doit d'ailleurs disparaître des paramètres pertinents.

Les échelles fondamentales  $L, u_*, T_*$ , sont constantes dans la C.L.S. Toutes quantité caractérisant la turbulence, dont la dimension physique est combinaisons de longueur, vitesse température aura pour échelle la combinaison correspondante de  $L, u_*, T_*$ .

### III.2.2.3. Indices de stabilité thermique de la C.L.S

On a coutume de caractériser la stabilité thermique de la C.L.S par un certain nombre d'indices sans dimension.

- **Le nombre de Richardson de flux** : est celui qui s'introduit le plus naturellement, dans la C.L.S, il prend la forme.

$$R_f = - \frac{\beta Q_0}{u_*^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \quad (\text{III. 14})$$

Avec  $Q_0$  : flux de chaleur vertical

Sa variation verticale est inconnue a priori (à cause de la présence du gradient de la vitesse moyenne au dénominateur).

- **L'indice de Monin-Obikhov** : est le critère fondamental de stabilité du point de vue théorique. Il est défini par :

$$\zeta = \frac{Z}{L} = - \frac{K \beta Q_0 z}{u_*^3} \quad (\text{III. 15})$$

- **Les indices de Richardson de gradient et de Monin-Obikhov** : s'utilisent parfois suite à l'absence de données sur les flux turbulents ; ils sont définis par :

$$R_i = \frac{\beta \frac{\partial \bar{T}}{\partial Z}}{\left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial Z} \right)^2} \quad (\text{III. 16})$$

$$\zeta' = \frac{Z}{L'} \quad \text{où} \quad L' = \frac{u_* \frac{\partial \bar{U}}{\partial Z}}{K \beta \frac{\partial \theta}{\partial Z}} \quad (\text{III. 17})$$

Compte tenu de la définition des coefficients d'échange turbulents, on a bien sûr :

$$R_i = \frac{K_m}{K_h} R_f \quad (\text{III. 18})$$

$$\zeta' = \frac{K_m}{K_h} \zeta \quad (\text{III. 19})$$

### III.2.3. Détermination expérimentale des fonctions universelles

Depuis 1954, année de la première formulation de la théorie de la similitude par Monin-Obukhov), de nombreuses tentatives de détermination expérimentales des fonctions universelles ont été effectuées; il s'agit d'abord d'en confirmer ou infirmer l'existence, les formes asymptotiques avec éventuellement la détermination des constantes des fonctions universelles et de trouver des lois d'interpolation entre les zones asymptotiques, éventuellement avec l'aide des théories semi empiriques de la turbulence.

La théorie de similitude de Monini-obukhov étudie le problème de la dépendance de la diffusion turbulente dans l'atmosphère vis-à-vis des gradients locaux des profils de vitesse et de température moyenne. Dans la couche de surface, ces gradients sont reliés aux flux par l'intermédiaire de fonctions universelles du paramètre  $\left(\frac{Z}{L}\right)$ , déterminées expérimentalement.

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial Z} = \frac{u_*}{K L} g_m(\zeta) = \frac{u_*}{K Z} \varphi_m(\zeta) \quad (\text{III. 20})$$

Avec  $\varphi = \zeta g$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial Z} = \frac{T_*}{K L} g_h(\zeta) = \frac{T_*}{K Z} \varphi_h(\zeta) \quad (\text{III. 21})$$

Nous remarquons ici que la connaissance de ces fonctions universelles fournit celle d'un certain nombre de caractéristiques de la turbulence. Ainsi :

$$K_m(\zeta) = \frac{u_*}{\frac{\partial \bar{U}}{\partial Z}} = \frac{K u_* L}{g_m(\zeta)} = \frac{K u_* Z}{\varphi_m(\zeta)} \quad (\text{III. 22})$$

$$K_h(\zeta) = \frac{-Q_0}{\frac{\partial \bar{T}}{\partial Z}} = \frac{K u_* L}{g_h(\zeta)} = \frac{K u_* Z}{\varphi_h(\zeta)} \quad (\text{III. 21})$$

$$\phi = \frac{K_h(\zeta)}{K_m(\zeta)} = \frac{g_m(\zeta)}{g_h(\zeta)} = \frac{\varphi_m(\zeta)}{\varphi_h(\zeta)} \quad (\text{III. 23})$$

Les fonctions  $\varphi$  et  $g$  sont à déterminer expérimentalement. Nous pouvons écrire aussi :

$$\phi_m(\zeta) = \frac{K Z}{u_*} \frac{\partial \bar{U}}{\partial Z} \quad (\text{III. 24})$$

$$\phi_h(\zeta) = \frac{K Z}{T_*} \frac{\partial \bar{T}}{\partial Z} = \frac{K_m}{K_h} \phi_m\left(\frac{Z}{L}\right) \quad (\text{III. 25})$$

$K_h$  et  $K_m$  sont les coefficients de transfert de quantité de mouvement et de chaleur.

On distingue trois régimes de stabilité :

- $\frac{K_h}{K_m} = 1$  l'atmosphère est dite neutre.
- $\frac{K_h}{K_m} < 1$  l'atmosphère est dite stable.
- $\frac{K_h}{K_m} > 1$  l'atmosphère est dite instable.

Le nombre de Richardson de flux, s'écrit en utilisant la longueur de Monin-Obukhov :

$$R_f = \frac{K Z \frac{g}{T} \frac{H_0}{\rho C_p}}{u_*^3 \phi_m \left( \frac{Z}{L} \right)} = \frac{Z}{L} \frac{1}{\phi_m \left( \frac{Z}{L} \right)} \quad (\text{III. 26})$$

Quant au nombre de Richardson de gradient, en utilisant les relations précédentes, il s'exprime comme suit :

$$R_i = \frac{K_m}{K^2 h} \quad \text{Ou encore ;} \quad R_i = \frac{K_m}{K_h} \frac{\phi_m}{\phi_h^2 \left( \frac{Z}{L} \right)}$$

Celle-ci conduit aux relations de similitude pour les distributions de la vitesse et de la température moyenne.

$$\phi_m(\zeta) = \frac{K Z}{u_*} \frac{\partial \bar{U}}{\partial Z} \quad (\text{III. 27})$$

$$\phi_h(\zeta) = \frac{K Z}{T_*} \frac{\partial \bar{T}}{\partial Z} \quad (\text{III. 28})$$

Dans lesquelles  $\phi_m$  et  $\phi_h$ , sont des fonctions universelles de  $(Z/L)$ . Pour des valeurs petites de départs à partir des conditions neutres, les relations :

$$\phi_m = \left( a + \beta_m \left( \frac{Z}{L} \right) \right) \quad (\text{III. 29})$$

$$\phi_h = \left( b + \beta_h \left( \frac{Z}{L} \right) \right) \quad (\text{III. 30})$$

A été proposé, qui conduit à une loi logarithmique linéaire de la distribution de vitesse.

$$\frac{\bar{U}}{u_*} = \frac{1}{K} \left[ \left( \ln \left( \frac{Z}{Z_0} \right) + \beta \left( \frac{Z}{L} \right) \right) \right] \quad (\text{III. 31})$$

Les expériences indiquent que la stratification stable,  $\beta_m$  et  $\beta_h$  déterminées par l'expérience et l'intervalle d'application de la loi log linéaire est assez proche pour une stratification stable,  $\beta_m$  et  $\beta_h$  sont comprises respectivement entre 4 et 10 pour  $\beta_m$  et entre 4,5 et 14 pour  $\beta_h$ . La relation dite de Keyes (Kazanski, Elisson, Yamando, Panofsky et Sellers) donne le meilleur rapprochement aux données observées. Donnée par la relation :

$$\phi_m^4 - \gamma \left( \frac{Z}{L} \right) \phi_m^3 = 1 \quad (\text{II. 32})$$

La constante  $\gamma$ , est déterminé expérimentalement, elle est égale 4 pour  $\zeta > 0$  et 10 pour  $\zeta < 0$  ; Zilitinkevich et Chalikov (1968)  $\gamma = 12$ , Businger et al (1971)  $\gamma = 9$ , se référer à Lumley et Panofsky (1964) et Monin et Yaglom (1971).

### III-3- RESULTATS ET DISCUSSION :

Les essais ont été réalisés sur une paroi plane lisse et rugueuse, avec une vitesse de l'écoulement extérieur de 1.8 m/s, dans les situations thermiquement stratifiées stable et neutre avec un nombre de Richardson de gradient de l'ordre de 0,13. Pour mettre en évidence les effets de la rugosité sur la couche limite turbulente, nous comparons systématiquement les grandeurs moyennes ainsi que les grandeurs fluctuantes obtenues sur site lisse et site rugueux pour la même situation de stratification. Cependant pour ressortir les effets de la stabilité thermique sur l'écoulement turbulent de couche limite, nous comparons aussi les grandeurs moyennes et fluctuantes obtenues en situation thermiquement stratifiée neutre et stable pour le même type de site, c'est à dire lisse ou rugueux. En ce qui concerne la comparaison avec l'atmosphère, c'est à dire la validité de la théorie de Monin-Obukhov, nous nous sommes intéressés aux grandeurs obtenues sur site rugueux en situation thermiquement stratifiée stable.

#### III-3-1- Caractéristiques des paramètres de la couche limite

Les caractéristiques de la couche limite sont déterminées à partir des résultats expérimentaux obtenus sur site plat lisse ou rugueux, en situation de stratification thermique neutre ou stable.

La détermination de la hauteur de rugosité, dans le cas de la stratification thermique neutre et stable sur site rugueux. La loi semi log gouvernant la vitesse s'écrit :

$$\frac{u(z)}{u_*} = \frac{1}{K} \ln \left( \frac{u_* z}{\nu} \right) + C \quad (\text{IV. 1})$$

C est une constante dépend de la hauteur de rugosité.

Dans le tableau (1) ci-dessous, nous présentons les caractéristiques de l'écoulement, Longueur de Monin-Obukhov, température et vitesse de frottement, flux de chaleur verticale et hauteur de rugosité.

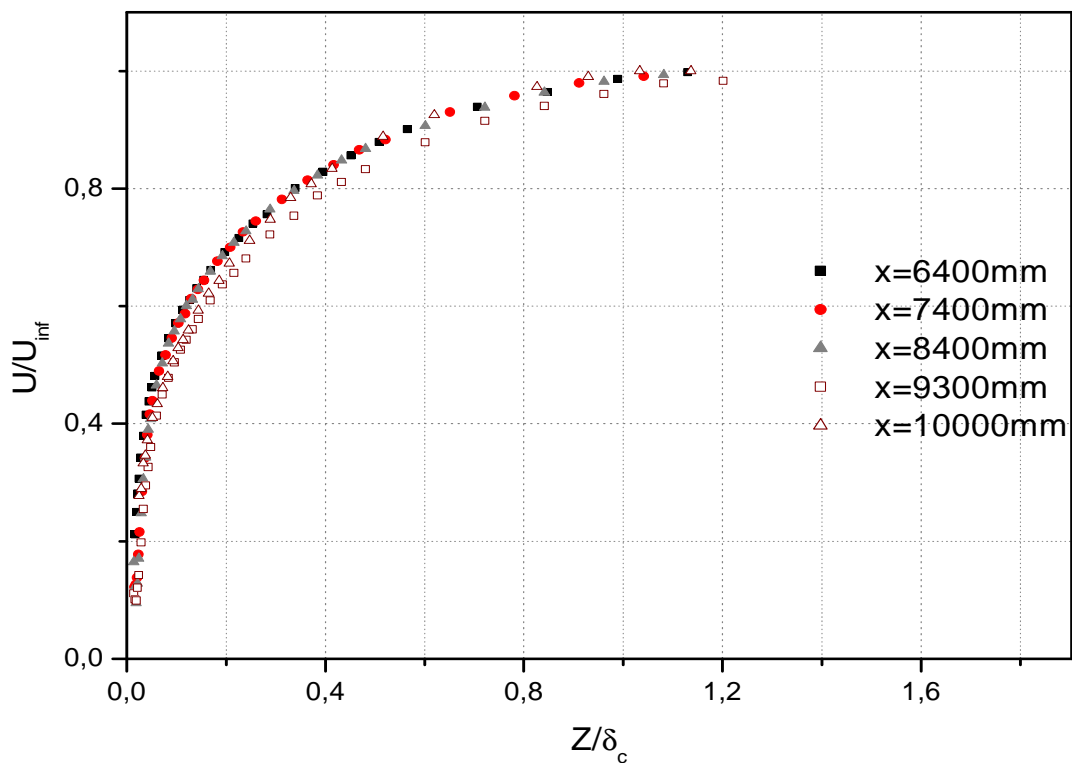
	$L_{mo}$ mm	$T_*$ °k	$U_*$ m/s	$Q_0$ watt/m <sup>2</sup>	$Z_0$ mm
Neutre rugueux	0	0	8,44 $\times 10^{-2}$	0	0,438
Stable lisse	133	1,019	4,94 $\times 10^{-2}$	-5,43. $10^2$	/
Stable rugueux	254	1,16	6,94 $\times 10^{-2}$	- $8,045.10^2$	16,74
Neutre lisse	0	0	7,58 $\times 10^{-2}$	0	/

**Tab.1-** Paramètres caractéristiques de la couche limite à la section X=9300mm

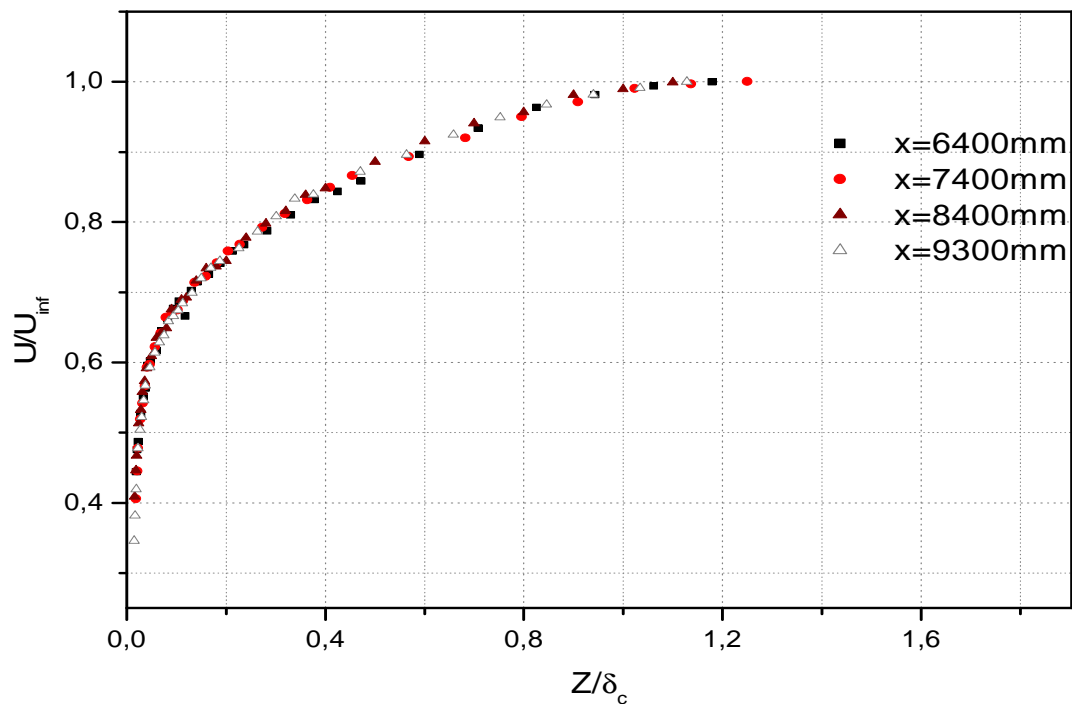
Les différentes grandeurs caractéristiques de la couche limite turbulente sont rendues adimensionnelles par les paramètres suivant : la vitesse extérieure  $U_\infty$ , les épaisseurs de la couche limite cinématique  $\delta_c$  et thermique  $\delta_t$ , les températures de paroi  $T_p$  et de l'écoulement sain  $T_\infty$ , la vitesse de frottement  $U_*$  et la température de frottement  $T_*$ .

Les deux paramètres  $T_*$  et  $U_*$  sont déterminés dans la zone à tension constante.

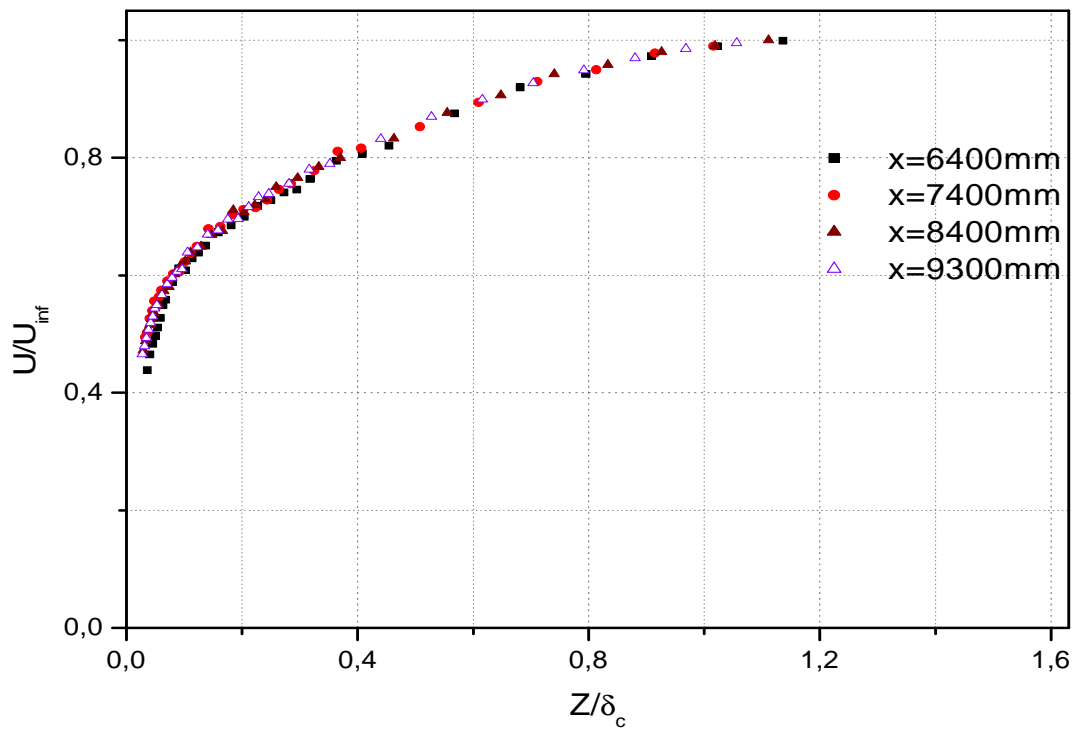
Les graphes (1, 2, 3, 4), des vitesse moyenne de l'écoulement turbulent en situation de stratification thermique stable et neutre, dans le cas d'un site plat lisse et rugueux, montrent l'établissement de l'écoulement à la section X=8400mm. Pour les analyses ultérieures, nous ne présenterons que les résultats à la section X=9300mm.



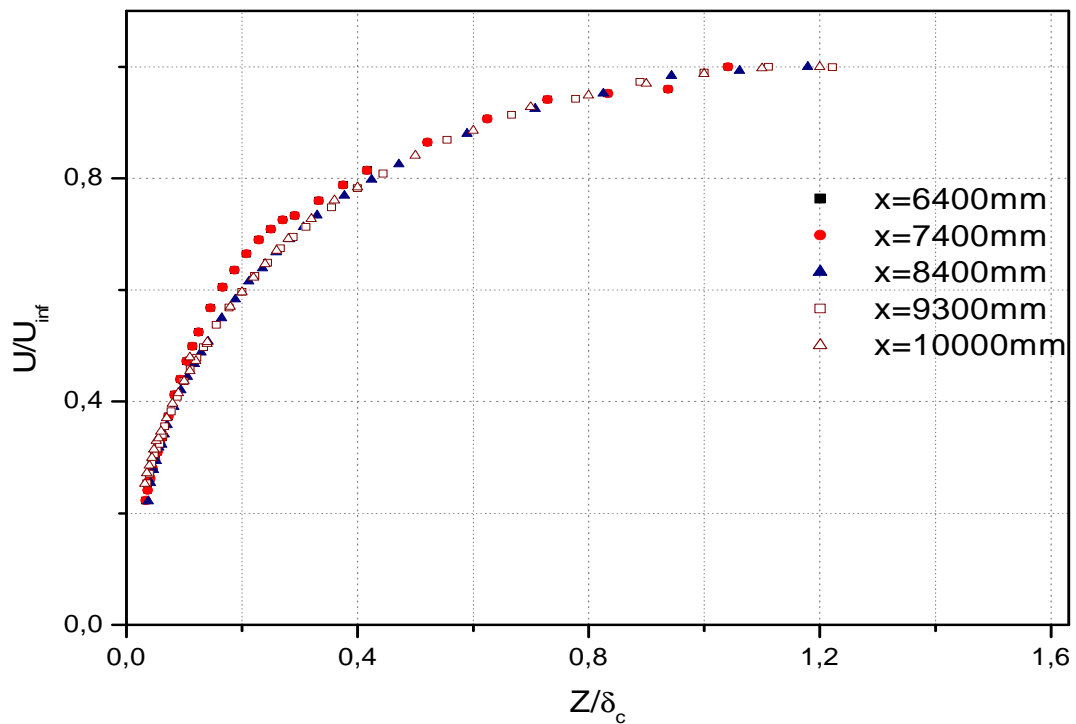
**Fig.1:** Evolutions verticaux de vitesse moyenne longitudinale dans les différentes sections en stable lisse



**Fig.2 :** Evolutions verticaux de vitesse moyenne longitudinale pour les différentes sections dans le cas neutre lisse



**Fig.3:** Evolutions verticaux de vitesse moyenne longitudinale pour les différentes sections dans le cas neutre rugueux



**fig. 4:** Evolutions verticaux de vitesses longitudinale pour les différentes sections dans le cas stable rugueux

### III.3.2. Effet de la stabilité :

#### III.3.2.1. Grandeurs moyennes :

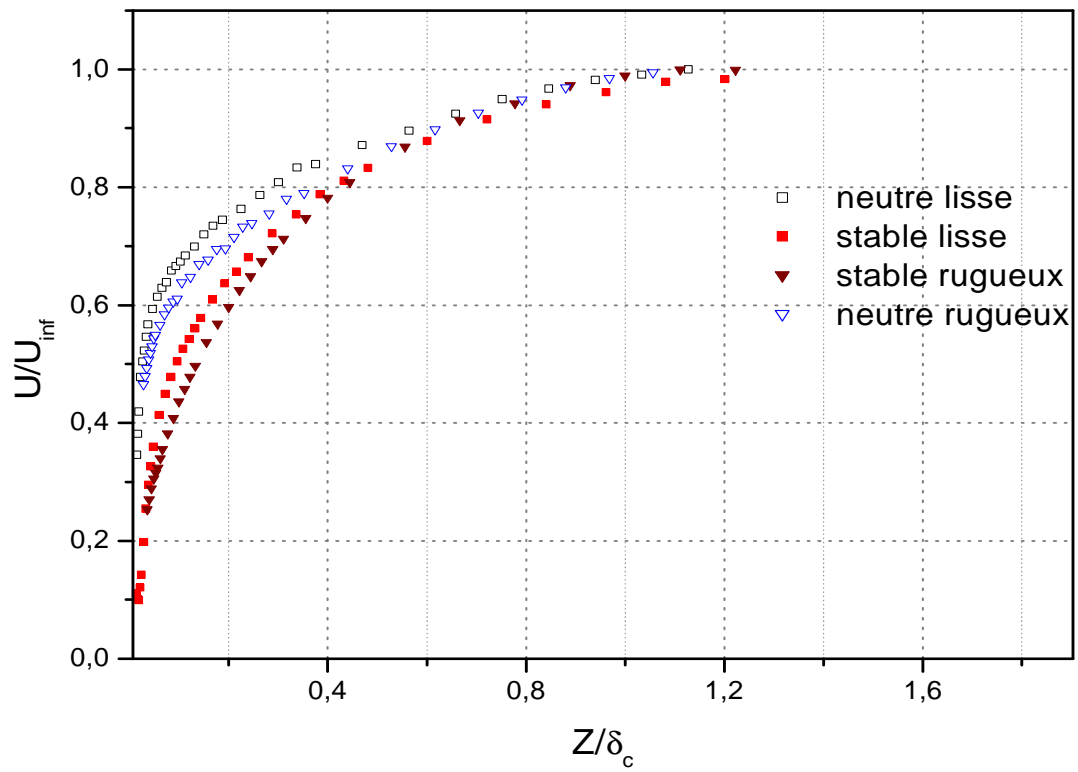
Les évolutions des profils de la vitesse moyenne, présentées sur la figure 5, montrent une nette différence entre la situation neutre et stable, dans pratiquement toute la couche interne. A  $Z/\delta \approx 0.15$ , l'atténuation est de 17,80% en lisse et de 19,40% en rugueux; cette différence est plus importante en rugueux qu'en lisse. Cette différence reste marquée jusqu'à une distance  $Z/\delta_c \approx 0.8$  en lisse et  $Z/\delta_c \approx 0.6$  en rugueux. Dans la couche interne, les gradients de vitesse restent toujours supérieurs en situation de stratification thermique neutre. Ceci peut s'expliquer par la tendance de laminarisation du profil de la vitesse moyenne en situation thermiquement stratifiée stable. En effet, les forces de flottabilité, en stable, s'opposent à l'homogénéisation des vitesses moyennes par la turbulence. Cette tendance à la «pseudo-laminarisation» des profils de la vitesse moyenne, est beaucoup plus prononcée en rugueux.

L'évolution des profils de température adimensionnelle (fig. 6), présentent des gradients plus importants en lisse qu'en rugueux jusqu'à des distances,  $Z/\delta_t = 0,8$ , ce résultat peut s'expliquer par le fait que le taux de turbulence étant plus élevé en rugueux; ainsi il entretient et diffuse les effets de paroi dans toute la couche ce qui permet une homogénéisation accrue du champ thermique dans le cas rugueux.

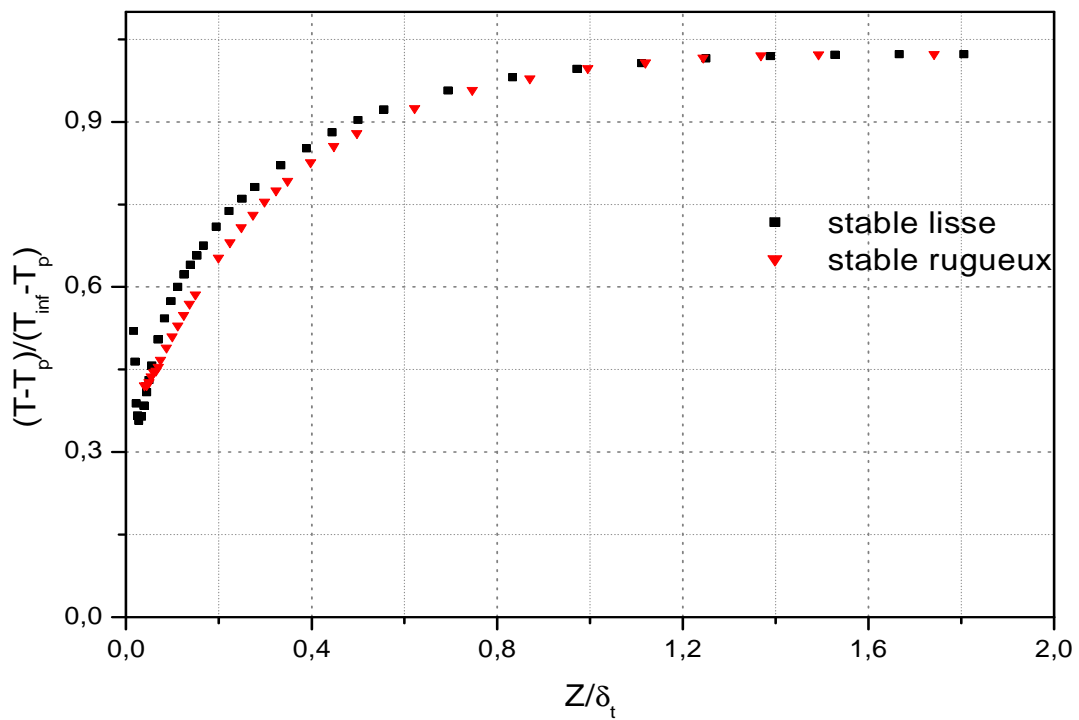
#### III.3.2.1.2. loi de paroi

Les profils semi logarithmiques de la vitesse moyenne (fig. 7, 8), présentent une linéarité; pour  $Z^+$  cette linéarité est marquée pour l'écoulement stratifiée stable sur site lisse entre  $Z=150-1000$ , et sur site rugueux entre  $Z^+=400-900$ . En situation de stratification neutre, sur site lisse entre  $Z^+=200-700$ , sur site rugueux entre  $Z^+=250-600$ . La loi de paroi usuelle est vérifiée en situation de stratification neutre, la pente correspond à la constante de Karman; cependant en situation de stratification stable, la pente est toujours plus grande que ce soit sur site lisse ou rugueux.

Les forces de flottabilité ont pour effet d'augmenter la vitesse de frottement; cette tendance est plus prononcée en rugueux qu'en lisse comme indiqué sur le tableau 1. Les profils de température moyenne en représentation semi-log sont aussi linéaires; cependant, la loi de paroi usuelle n'est pas aussi vérifiée.



**Fig.5:** Evolutions verticales de vitesse moyenne longitudinale adimensionnelle à  $X=9300\text{mm}$



**Fig.6:** Profils verticaux des températures moyennes à  $X=9300\text{mm}$

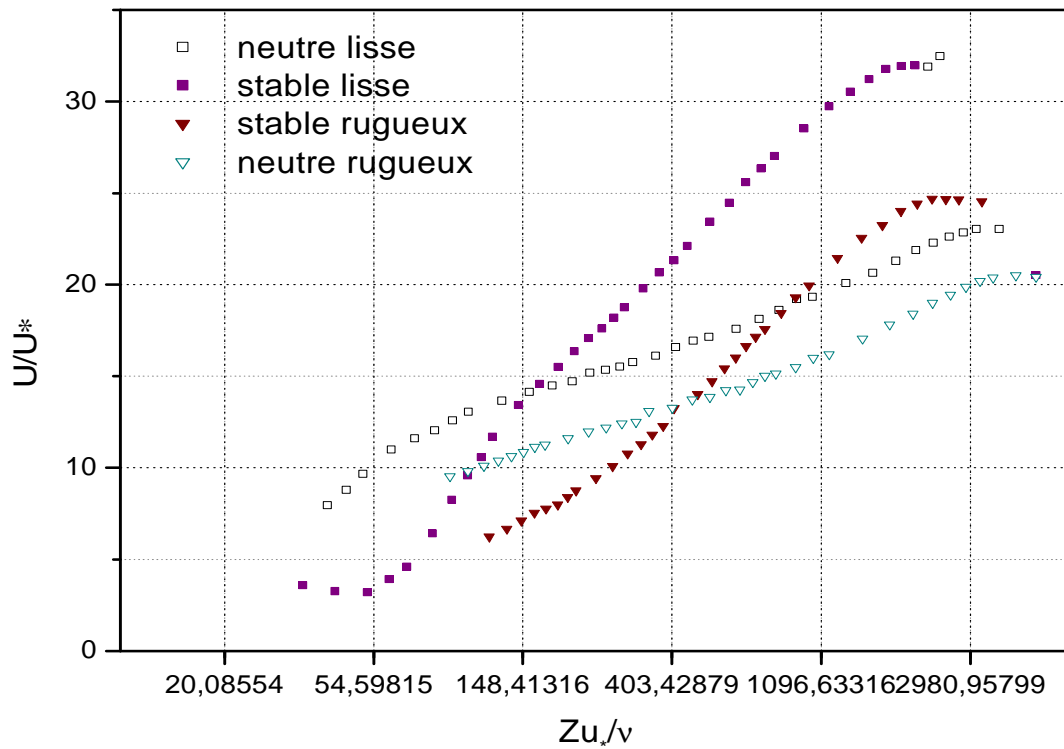


fig.7: Profils logarithmiques des vitesses à  $x=9300\text{mm}$

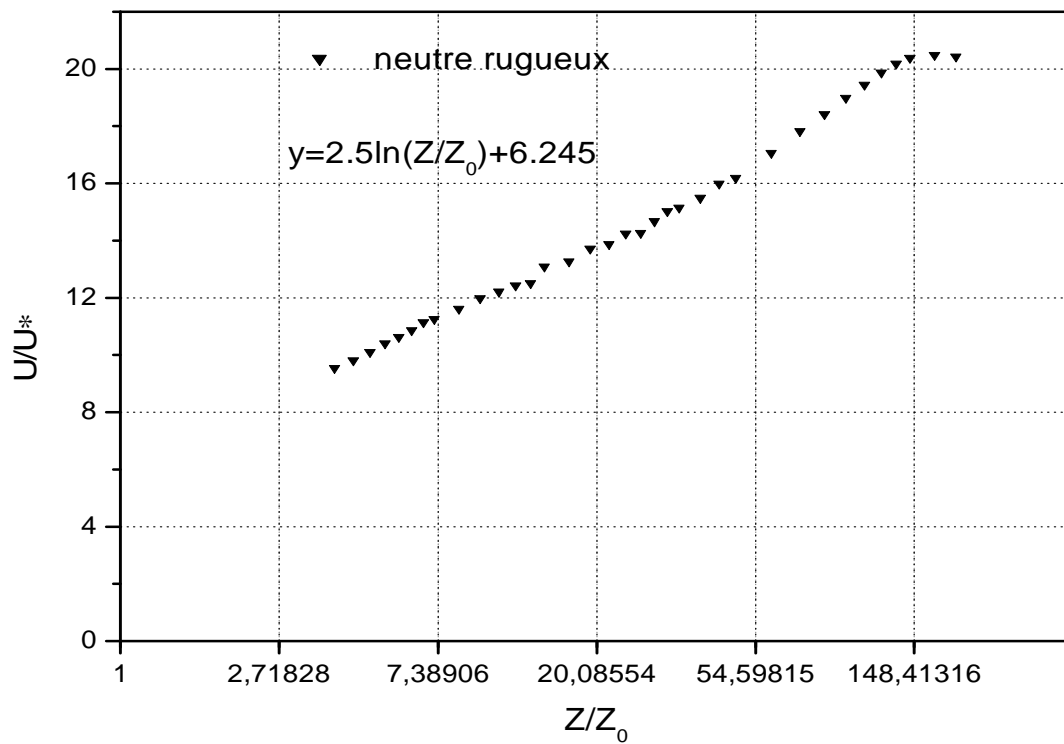


fig.8: Evolution du profil logarithmique de vitesse adimensionnelle à la vitesse de frottement en neutre

### III.3.2.2. Grandeurs fluctuantes

#### III.3.2.2.1. Intensités de turbulence et tensions de Reynolds

Les évolutions des écarts-types de la fluctuation de la vitesse verticale et longitudinales (fig.9.a et 9.b) montrent une nette diminution du niveau de turbulence en situation de stratification thermique stable et particulièrement en proche paroi. Cependant cette atténuation est plus importante sur la composante verticale; à  $Z/\delta_c = 0.15$  ces atténuations sur  $w$  sont respectivement de 48% en lisse et de 26% en rugueux. De plus, l'effet des forces de flottabilité est plus important en lisse qu'en rugueux. L'effet des forces de flottabilité est plus marqué dans la partie de l'écoulement intérieur; cependant il est moins important dans la zone de sillage. L'atténuation étant plus importante sur la composante de la fluctuation de la vitesse verticale (Fig.9.b), ceci a pour tendance de bidimensionnaliser la turbulence.

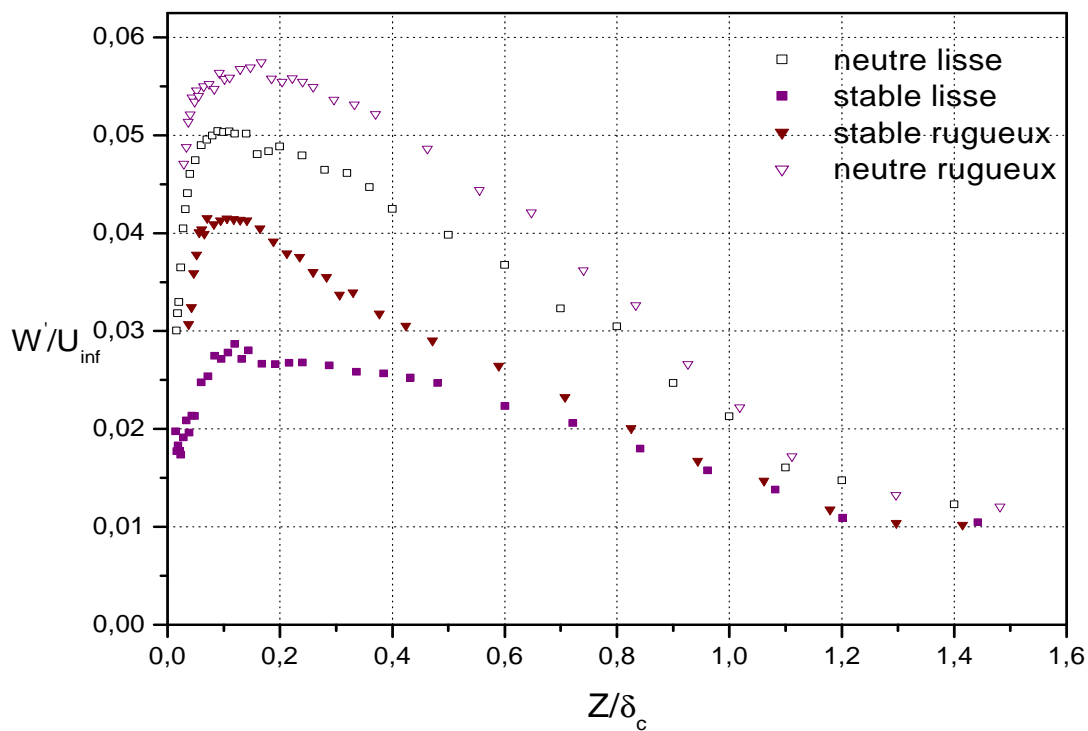
Les tensions de Reynolds en figure 10, présentent la même évolution que les niveaux de turbulence; l'atténuation à  $Z/\delta_c \approx 0.1$  est de 58% en lisse et de 36% en rugueux. Les effets des forces de flottabilité réduisant la variance de fluctuation de vitesse verticale et la tension de Reynolds.

#### III.3.2.2.1. Le flux de chaleur

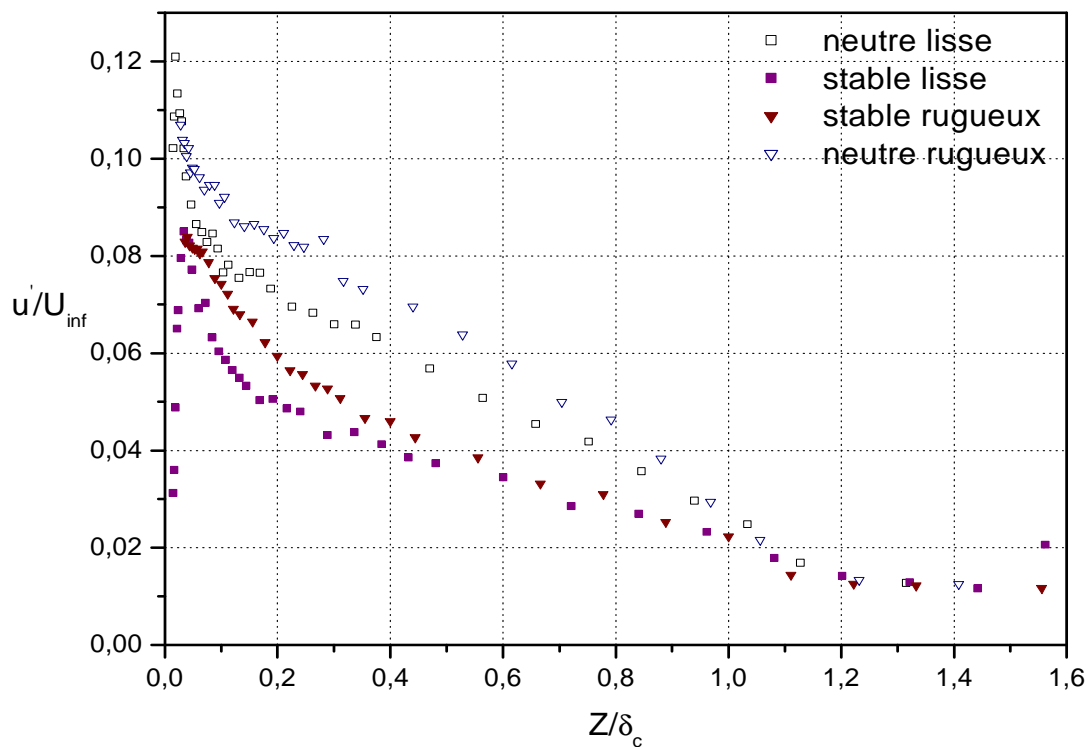
La turbulence créée par les rugosités peut expliquer le fait que le flux de chaleur vertical (fig.11) est plus important en rugueux qu'en lisse. Le flux de chaleur vertical reste toujours plus important que le flux de chaleur horizontal.

#### III.3.2.2.2. Moments d'ordres supérieurs des fluctuations de vitesse et de température

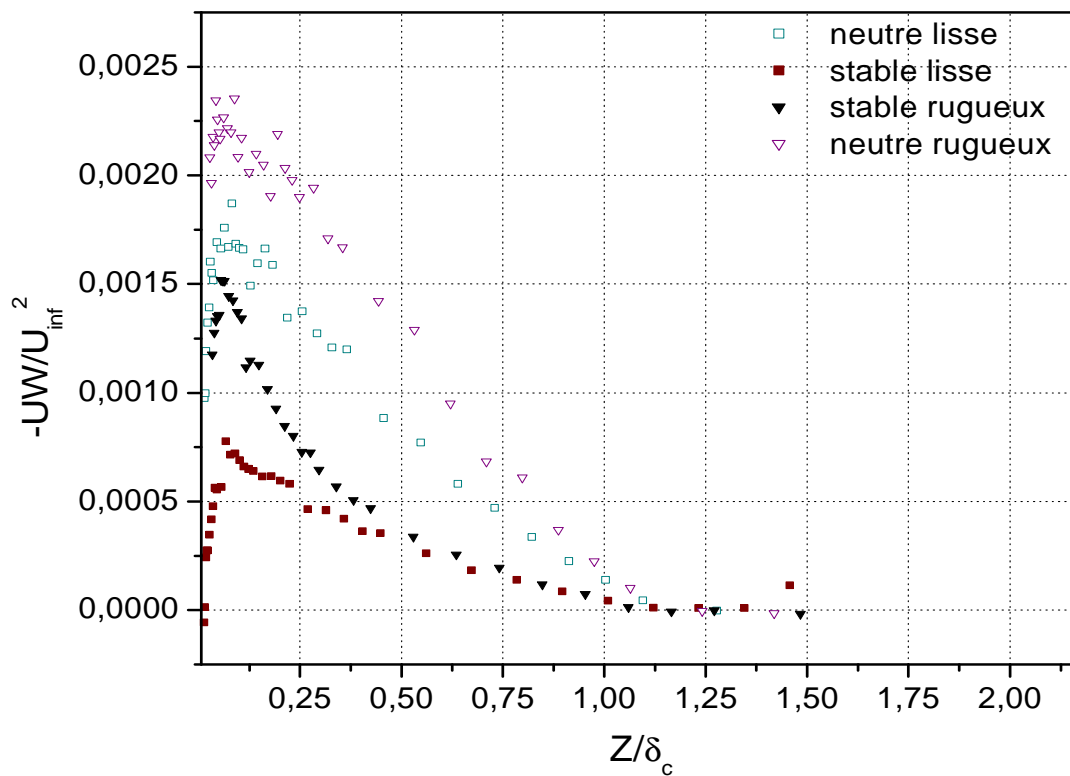
L'évolution du coefficient de dissymétrie des fluctuations de température (fig.12) présente une nette différence entre la situation de stratification neutre et stable. En stable, ce coefficient tend vers une valeur gaussienne dans toute la couche, alors qu'en neutre ce n'est qu'au-delà de  $Z/\delta_t = 0.5$  que nous obtenons une valeur gaussienne " 0 " pour ce coefficient.



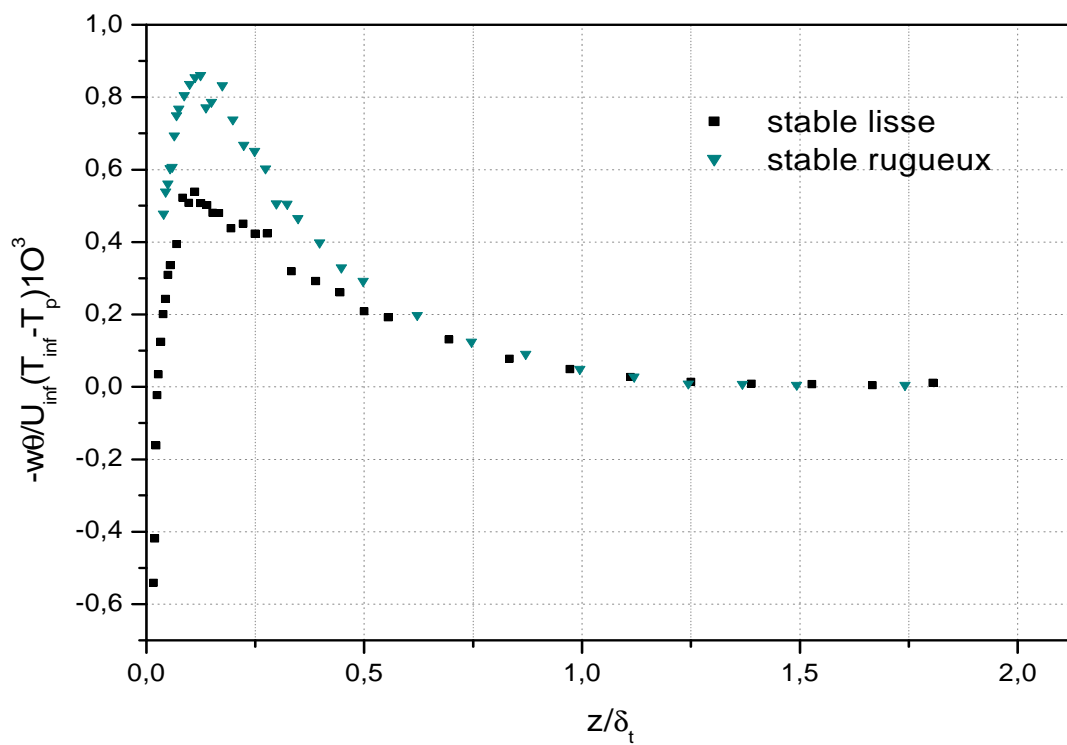
**Fig.9.a** : Profils verticaux des intensités de turbulence verticales à  $X=9300\text{mm}$



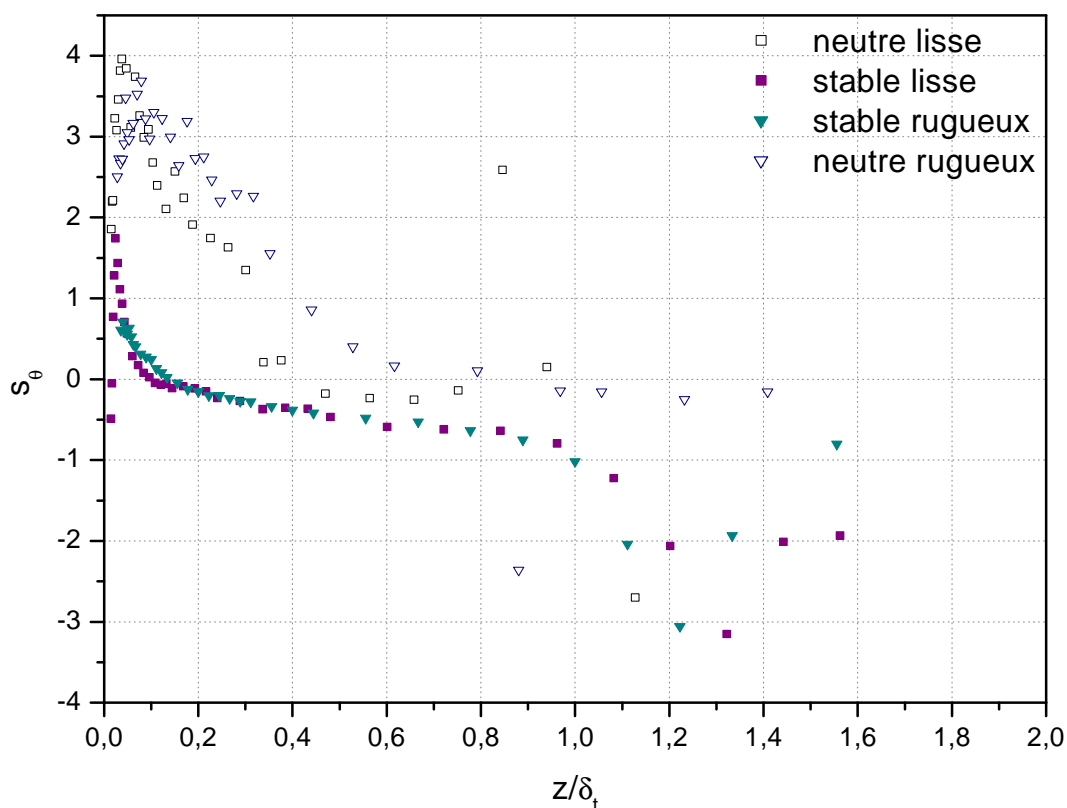
**Fig. 9.b** : Evolutions des intensités de turbulence longitudinale à  $X=9300\text{mm}$



**fig.10:** Evolutions des tensions des Reynolds



**Fig.11:** Profils adimensionnels des flux de chaleur verticale à X=9300mm



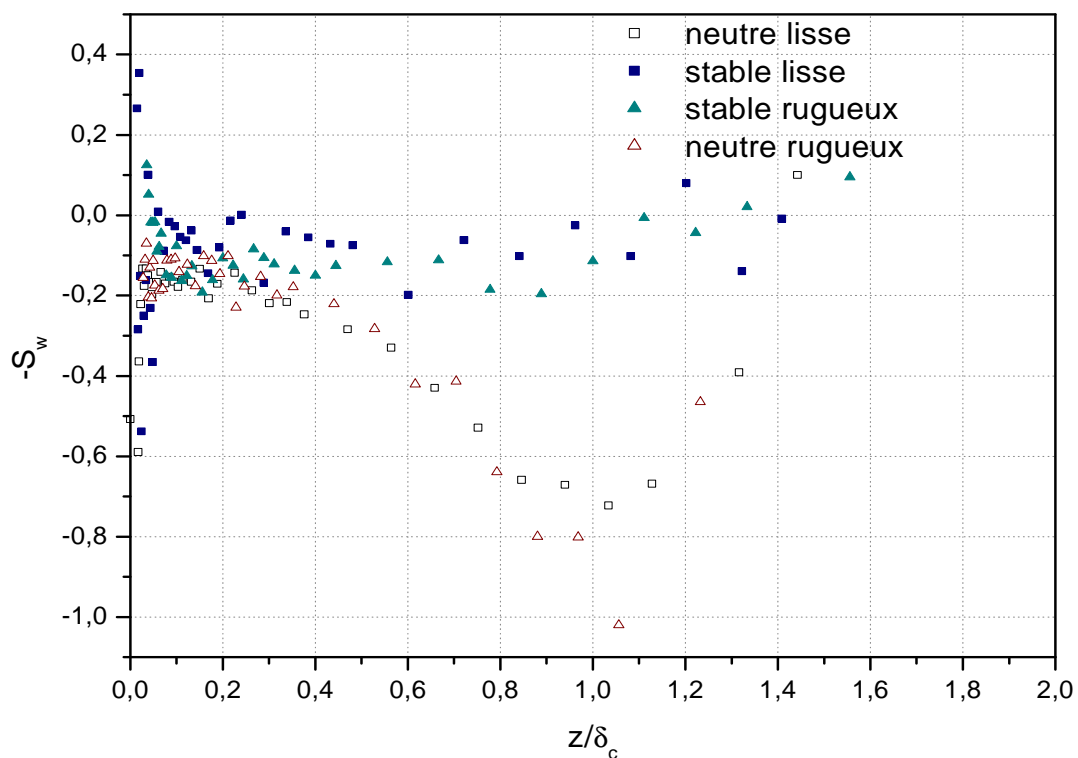
**fig.12:** Coefficients de dissymétrie de température à X=9300mm

Les coefficients de dissymétrie de fluctuation longitudinale et verticale de vitesse (fig. 13,14), en présentent des valeurs positives pour  $S_u$ , et négatives pour  $-S_w$ , comme noté par Eric Serre (1978), et Collineau (1993). Pour  $S_w$ , en situation thermiquement stratifiée neutre, la distribution est gaussienne jusqu'à une distance de l'ordre  $Z/\delta_c = 0.4$ , pour la situation thermiquement stratifiée stable, la distribution reste proche d'une gaussienne. Pour les coefficients de dissymétrie longitudinale figure 14, les distributions restent gaussiennes ( $S_u=0$ , distribution symétrique, cette valeur est notée par Aylor et Al (1993), Raupach et Al (1996), et Benjamin Loubet (2000)), jusqu'à une distance de  $Z/\delta_c = 0.4$ , pour le cas stable, et de  $Z/\delta_c = 0.2$ , pour le cas neutre. Du fait de l'intermittence de frontière, les valeurs de  $S_u$  et  $S_w$  augmentent notablement en valeur absolue dans la partie extérieure de la couche limite. Ces répartitions gaussiennes sont pour des étendues beaucoup plus grandes de la couche limite interne, du cas stable comparativement au cas neutre. Les forces de flottabilité ont un effet certain sur ces coefficients.

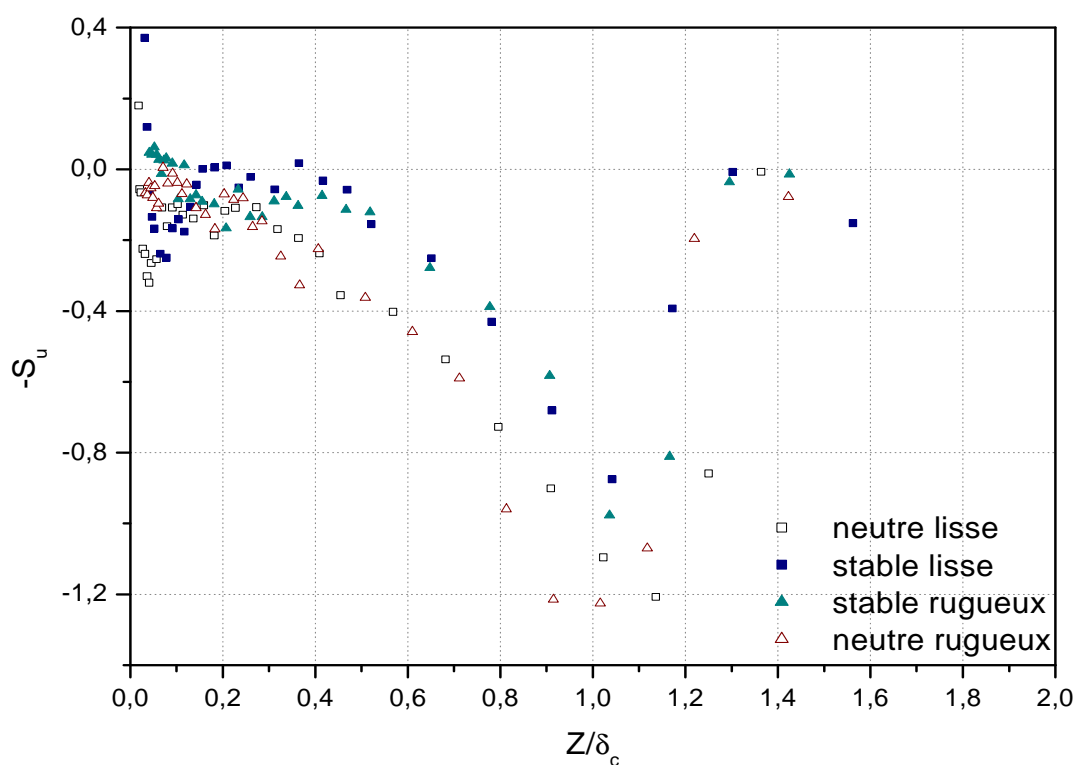
Dans la zone interne, Les coefficients d'aplatissement des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale (figures 15, 16), sont légèrement inférieurs à la valeur gaussienne "3". Les expériences de Gomte–Bellot (1963), Charny (1974), Aylor et Al (1993), et Benjamin Loubet (2000), rentrent dans ce cadre. La valeur gaussienne persiste jusqu'à une distance  $Z/\delta_c = 0,5$ , sur site lisse et rugueux. Cependant, nous notons que  $T_u$ , et  $T_w$ , gardent une valeur sensiblement gaussienne dans toute la couche en situation stable, ce qui nous n'avons pas en situation neutre.

Les distributions des coefficients d'aplatissement des fluctuations de température en (figure 17), montrent clairement une évolution gaussienne en stable dans toute la couche alors qu'au neutre ce n'est qu'au-delà de  $Z/\delta_c > 0,5$  que  $T_\theta$  tend vers "3".

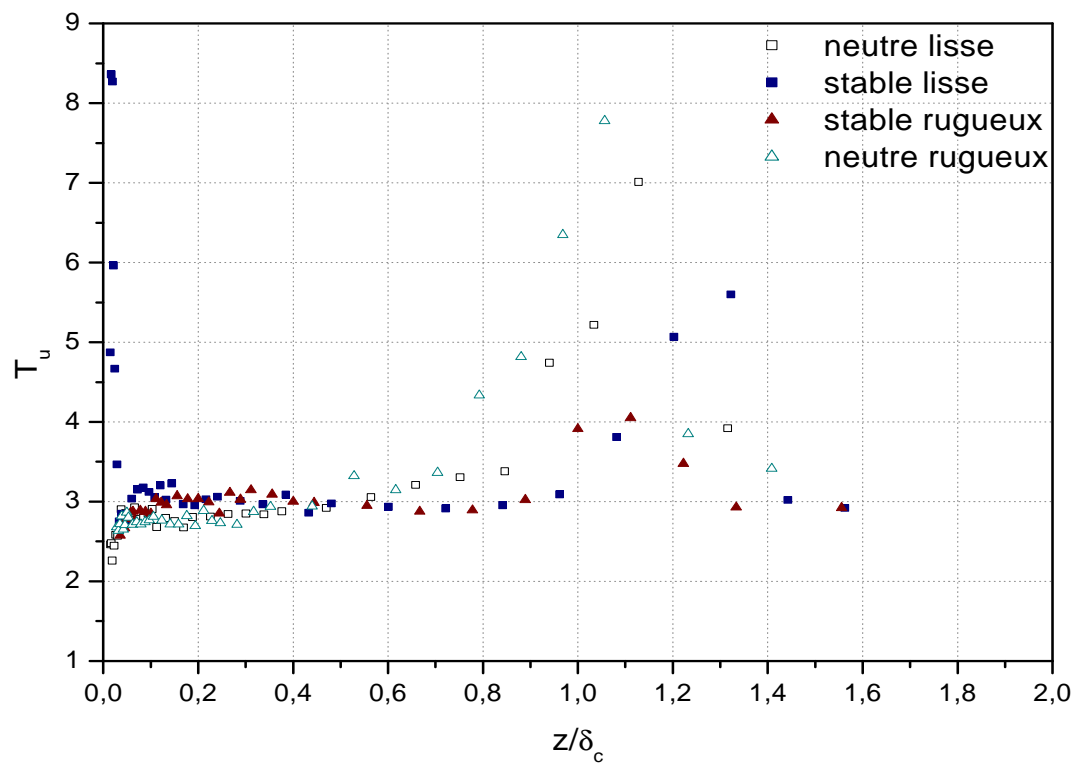
La comparaison des distributions des corrélations d'ordre 3 et 4, respectivement S et T montrent clairement par le biais de leur valeur que les structures du fluide changent lors de la stratification thermique stable.



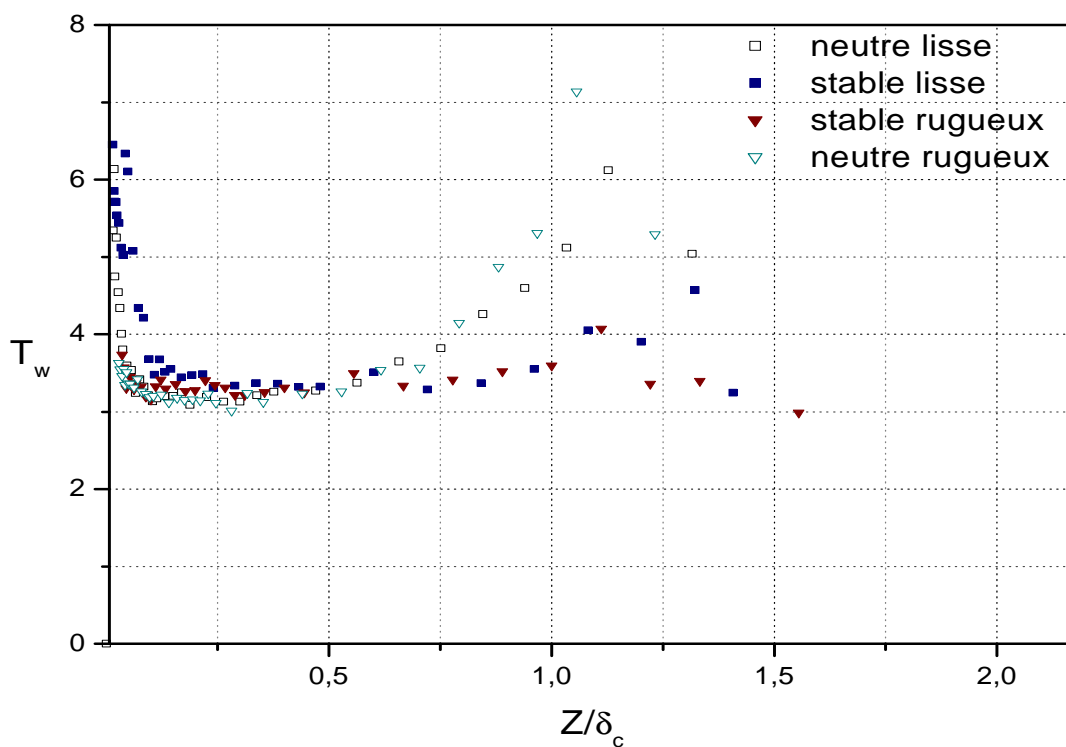
**Fig.13:** Coefficients de dissymétrie des fluctuations verticales de vitesse à  $X=9300\text{mm}$



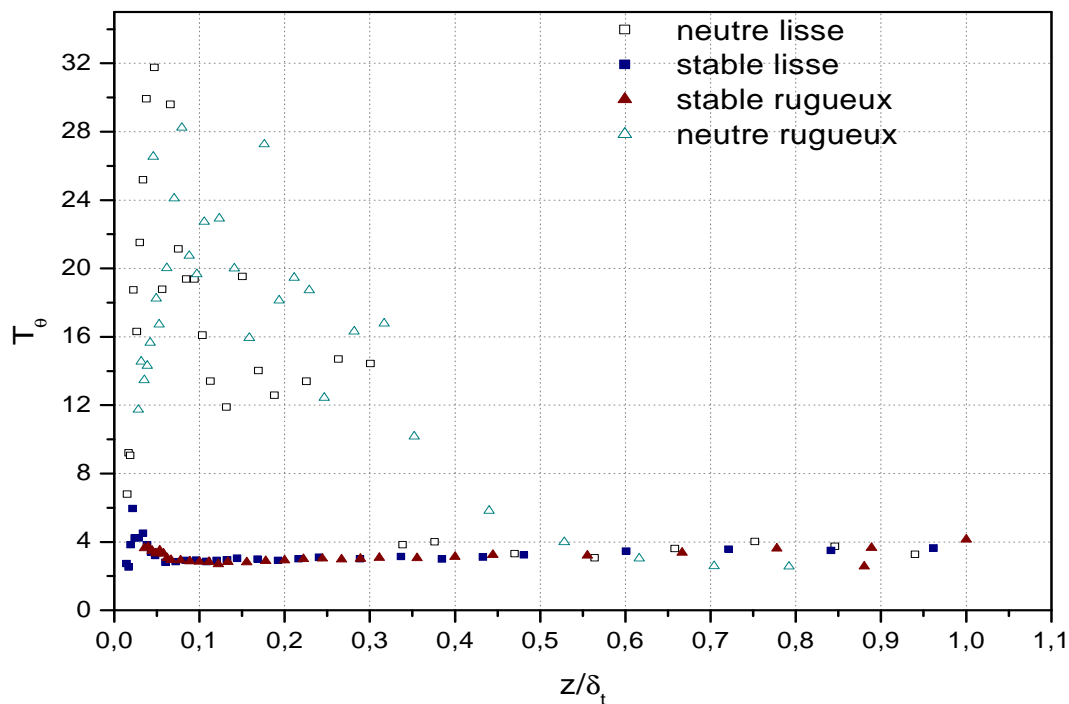
**Fig.14:** Coefficients de dissymétrie des fluctuations longitudinales de vitesse à  $X=9300\text{mm}$



**Fig.15:** Coefficients d'aplatissement de vitesse longitudinale à  $X=9300\text{mm}$



**Fig.16:** Coefficients d'aplatissement des fluctuations verticales de vitesse à  $X=9300\text{mm}$



**Fig.17:** Coefficients d'aplatissement des fluctuations verticales de température à  $X=9300\text{mm}$

### **III.3.3. Effet de la rugosité**

#### **III.3.3.1. Grandeurs moyennes**

##### **III.3.3.1.1. Vitesses moyennes et les températures moyennes**

Les gradients de vitesse restent toujours plus importants en lisse qu'en rugueux particulièrement en proche paroi. Les évolutions de vitesse, sont marquées jusqu'à une distance  $Z/\delta_c = 0.6$  en neutre et de  $Z/\delta_c = 0.5$  en stable. La rugosité a pour effet de créer la turbulence et d'augmenter son niveau ; ce qui a pour effet d'homogénéiser plus rapidement le profil de vitesse moyenne en rugueux.

Les évolutions des profils de température moyenne en figure 12, montrent des gradients plus fort en lisse qu'en rugueux, en effet la rugosité augmente le niveau de turbulence, qui homogénéise mieux l'écoulement en rugueux.

##### **III.3.3.1.2. Loi de paroi**

Les profils semi-logarithmiques de la vitesse moyenne longitudinale (fig. 7), vérifient la loi de paroi pour le cas du site lisse ou rugueux , en situation thermiquement stratifiée neutre, nous retrouvons pour pente la constante de Von Karman  $K=0,4$  comme indiqué sur la figure figure 7. Nous avons déterminé la hauteur de rugosité, nous obtenons la valeur de  $\phi(Z_0) = 6,245$  en neutre rugueux voir la figure 8, cette valeur expérimentale est comparée à celle proposée par Antti Hellsten, Hut (2003),  $\phi(Z_0) = 8$ . La vitesse de frottement augmente par l'effet des forces de cisaillement.

#### **III.3.3.2. Grandeurs fluctuantes :**

##### **III.3.3.2.1. Intensités de turbulence de la vitesse et tensions de Reynolds**

Les intensités de turbulence ainsi que les tensions de Reynolds sont plus importantes en rugueux qu'en lisse, surtout en proche paroi, que ce soit pour la situation neutre ou stable. Nous notons qu'à la distance  $Z/\delta_c = 0.15$ , l'augmentation de la fluctuation de la vitesse verticale, en situation stable est de l'ordre de 32% (fig.9) alors qu'en neutre elle n'est que de l'ordre de 9%. Au-delà de cette position la différence persiste dans toute la hauteur de la couche limite.

Les évolutions des tensions des Reynolds (fig.10) ; montrent aussi une nette différence surtout en proche paroi, à  $Z/\delta_c = 0.05$ . L'augmentation est de 50% en situation stable et de 25% en situation neutre. La rugosité ayant pour effet d'augmenter les intensités de turbulences et donc les tensions de Reynolds, ce qui a pour conséquence une homogénéisation rapide de l'écoulement.

Le flux de chaleur turbulent vertical (fig.11), est plus important sur site rugueux que sur site lisse. Les valeurs sont maximales à une distance de l'ordre de  $Z/\delta_c = 0.1$ ; la différence entre ces sites reste bien nette et marquée jusqu'à la distance  $Z/\delta_c = 0.6$ ; au-delà il n'y a pratiquement plus de différence.

### III.3.3.2.2. Moments d'ordres supérieurs des fluctuations de vitesse et de température

Les coefficients de dissymétrie de fluctuation de température sont représentés sur la figure 12. On note, très proche de la paroi, des valeurs positives pour  $S_\theta$ . Dans la couche interne ces composantes varient entre 4 et -1 et sont plus importantes en situation neutre qu'en stable. Les valeurs de  $S_\theta$  restent positives et tendent vers la valeur gaussienne " 0 " en situation de stratification stable dans toute la couche limite. Pour la situation de stratification neutre, les valeurs tendent vers une distribution gaussienne à partir de  $Z/\delta_t = 0.4$  en lisse et  $Z/\delta_t = 0.6$  en rugueux.

Les coefficients de dissymétrie des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale (fig. 13, 14), ont une évolution identique à celle de Charnay (1974). On notera cependant que très proche de la paroi, nous obtenons des valeurs positives pour  $S_u$ , et négatives pour  $-S_w$ . Ces distributions restent proches d'une évolution gaussienne en stable dans pratiquement toute la couche ; alors qu'en neutre ceci n'est vrai que dans la couche interne que ce soit en rugueux ou en lisse. S'il existe un effet de la rugosité sur ces paramètres, il n'est que très faible.

Du fait de l'intermittence de frontière les valeurs de  $S_u$  et  $S_w$ , augmentent notablement en valeur absolue dans la partie extérieure de la couche limite.

Dans la zone interne, Les coefficients d'aplatissements de vitesse longitudinale voir la figure 15, sont légèrement inférieurs à la valeur gaussienne 3 comme c'était déjà le cas dans les expériences de Comte-Bellot (1963) et Charnay (1974). Par contre pour les coefficients d'aplatissements de la fluctuation de vitesse verticale voir la figure 16, est au dessus de 3 dans

la zone interne ; ces distributions restent proches d'une distribution gaussienne sur des étendues beaucoup plus grandes en situation stable qu'en neutre.

### III.3.4. CONFRONTATION AVEC LA THEORIE DE SIMILITUDE DE MONIN OBUKHOV

Monin Obukhov étudia le problème de la dépendance de la diffusion turbulente dans l'atmosphère vis-à-vis du gradient de la vitesse du vent et de la distribution de la température. Pour cela, il introduisit une longueur  $L$ , appelée la longueur de Monin. Ce paramètre nous informe sur la stabilité de l'air, en fait  $Z/L$  est plus couramment utilisé, avec  $Z$  la hauteur des mesures.

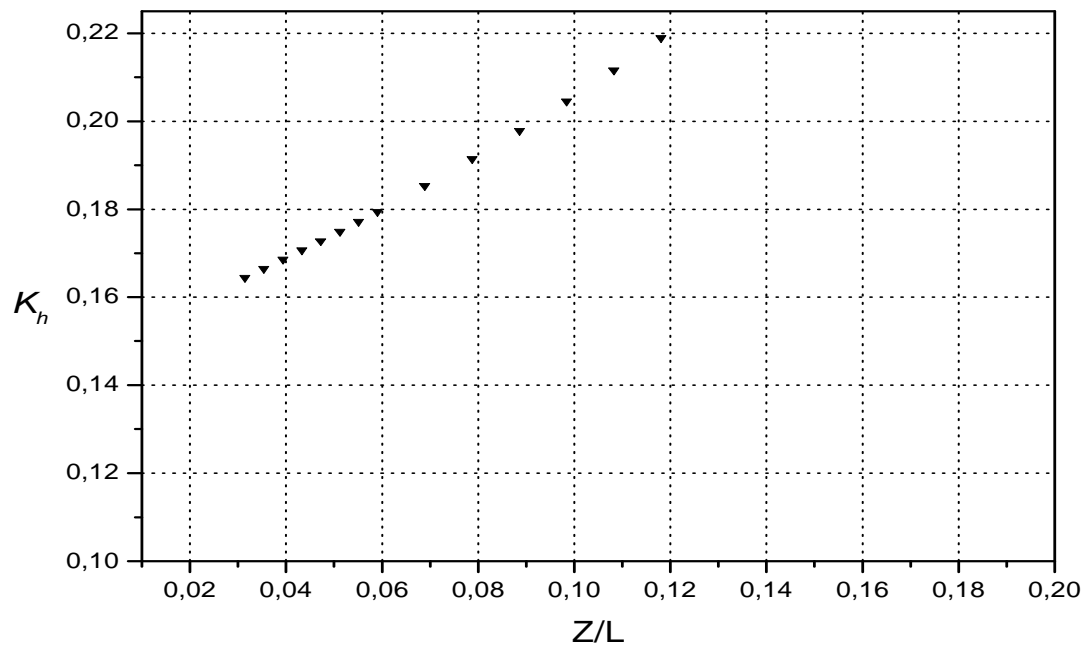
Pour une valeur de  $Z/L$  proche de 0, l'air est neutre, les turbulences sont engendrées par les forces de cisaillement ; pour une grande valeur de  $Z/L$ , soit un grand flux de chaleur, on a une stratification de la température productrice d'une variation de densité; ce qui, dans un champ gravitationnel, fait apparaître les forces de stratification thermique stable ou neutre, qui sont alors à l'origine de la turbulence. On distingue deux cas : le cas d'une stratification thermique stable,  $Z/L > 0$ , on a donc dans notre cas un flux de chaleur de l'air vers le sol, et le cas d'une stratification thermique instable  $Z/L < 0$ , on a alors un flux de chaleurs de la plaque plane vers l'air. Monin et Obukhov propose que toute caractéristique moyenne ou turbulente, dans la couche de surface de l'air, soit une fonction universelle de  $Z/L$ .

L'idée est de trouver une méthode pour déterminer expérimentalement la valeur du paramètre  $L$ . En effet, l'obtention de  $L$  ne se limite pas à la mesure des différents paramètres de sa définition. Une méthode itérative est nécessaire. C'est pourquoi, une autre méthode est recherchée pour calculer  $L$ , comme se servir d'une régression puissance (la régression de Panofsky), dans laquelle est mise en relation la variance verticale du vent turbulent et ce paramètre.

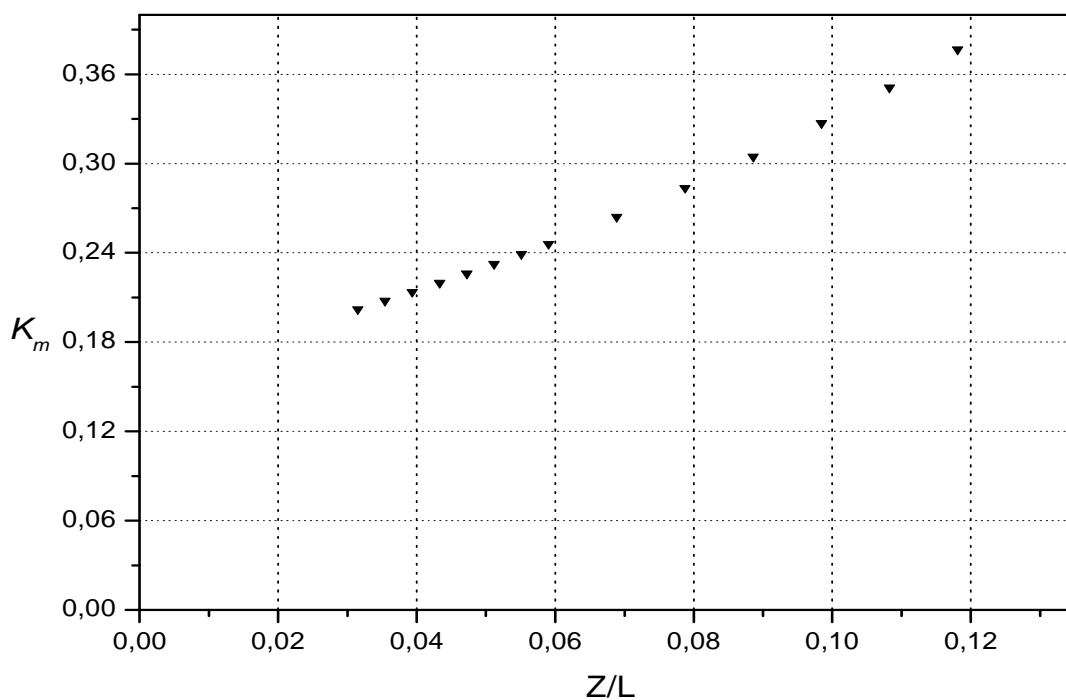
Les graphes (18, 19), présentent les coefficients d'échange turbulent de chaleur et le coefficient d'échange turbulent de quantité de mouvement, et le coefficient d'échange turbulent de chaleur; lorsque le paramètre  $Z/L$  croît, les coefficients de chaleur et de quantité de mouvement augmentent.

L'homogénéité des plans horizontaux doit être vérifiée, pour l'application de la théorie de similitude de Monin et Obukhov. A la section  $X=9300\text{mm}$ , les distributions des profils de vitesse moyenne montrent qu'à jusqu'à  $Z=25\text{mm}$ , ( $Z/\delta_c=0.1$ ), l'homogénéité; est parfaite

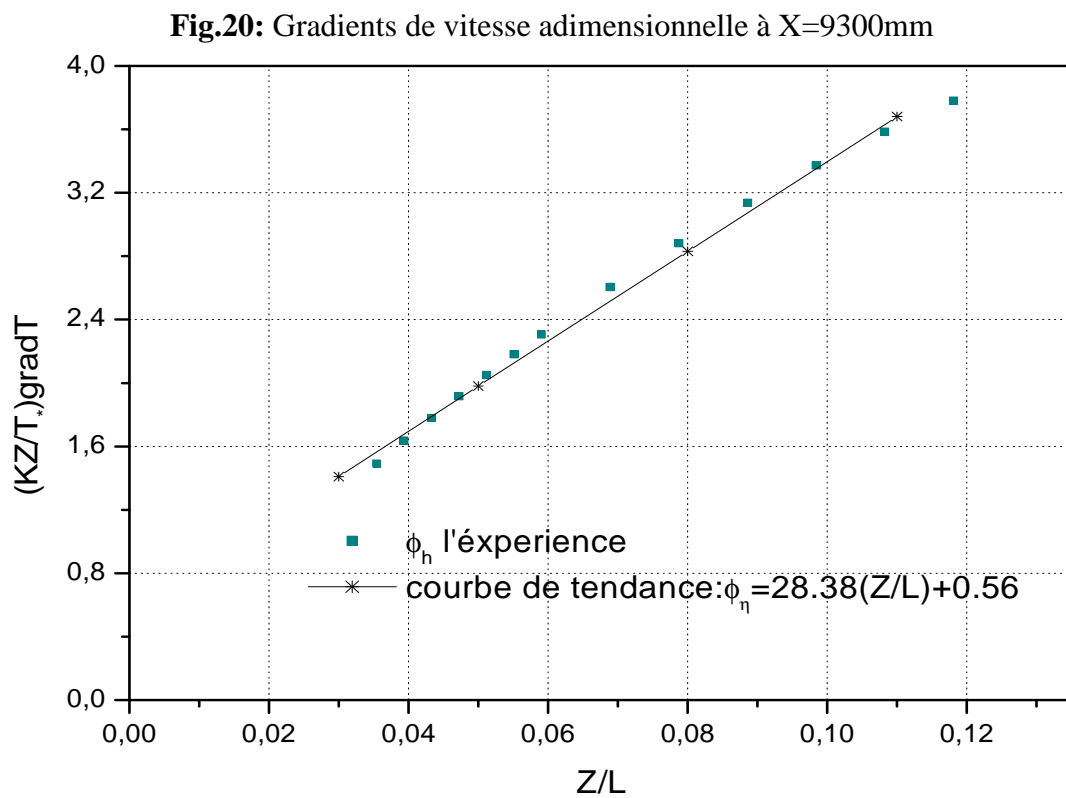
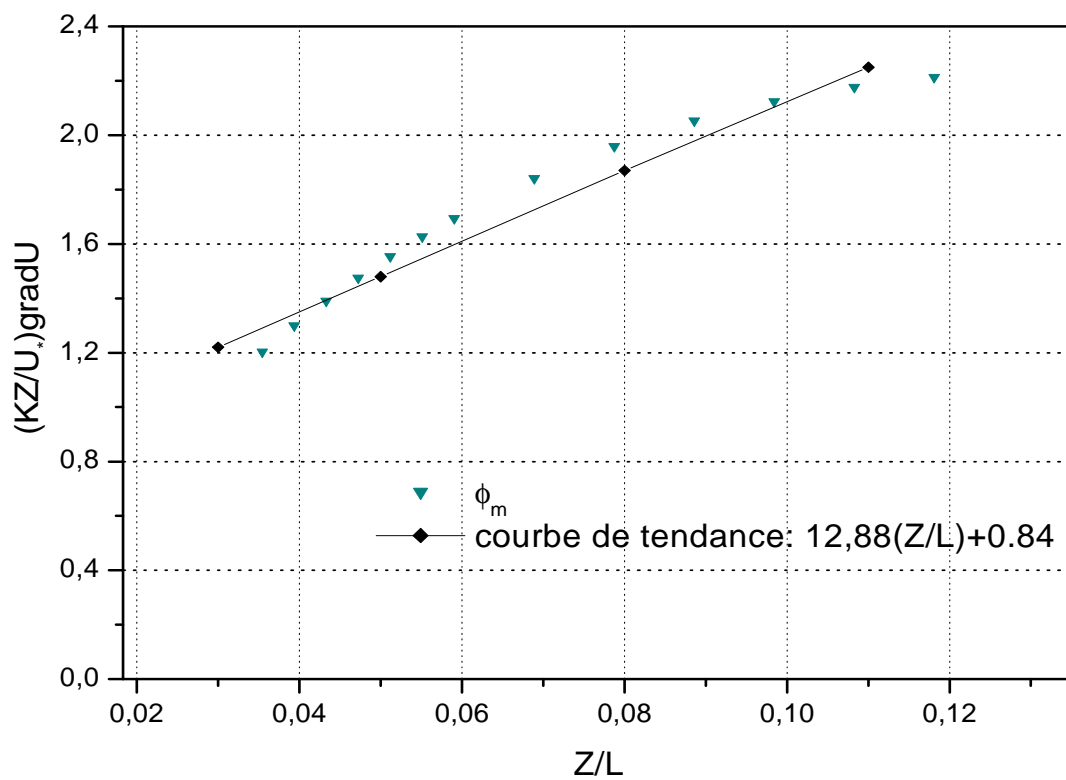
cependant, pour les distributions de la température moyenne, cette homogénéité est vérifiée jusqu'à  $Z \approx 35\text{mm}$ , ( $Z/\delta_c=0.2$ ). Ces conditions sont applicables dans la zone à tension et flux constant, correspond à la couche de surface.



**Fig.18:** Coefficient d'échange turbulente de chaleur à  $X=9300\text{mm}$



**Fig.19:** Coefficient d'échange turbulent de quantité de mouvement à  $X=9300\text{mm}$



**fig.21:** Gradients de température adimensionnelle à X=9300mm

Les gradients de vitesse moyenne et de température sont représentés sur les figures 20, 21, selon la forme  $\phi_m = \beta_u Z/L + A$ , et  $\phi_h = \beta_\theta Z/L + B$ .

Ces constantes empiriques  $\beta_u$  et  $\beta_\theta$  ne peuvent être considérées comme universelles au même sens que les fonctions universelles  $\phi_m (Z/L)$  et  $\phi_h (Z/L)$ .

$\phi_m (Z/L)$  et  $\phi_h (Z/L)$ , sont des fonctions universelles de  $Z/L$ , ce qui est illustré par les figures (20) et (21). pour  $Z/L < 0,5$ , ces fonctions dans notre cas sont de forme :

$$\phi_m (Z/L) = 12,88(Z/L) + 0,84 \quad \text{Avec } A = 0,84 \quad (\text{IV-2})$$

$$\phi_h (Z/L) = 28,38(Z/L) + 0,56 \quad \text{Avec } B = 0,56 \quad (\text{IV-3})$$

$\beta_u = 12,88$ . cette valeur empirique est comparable à celles proposées :

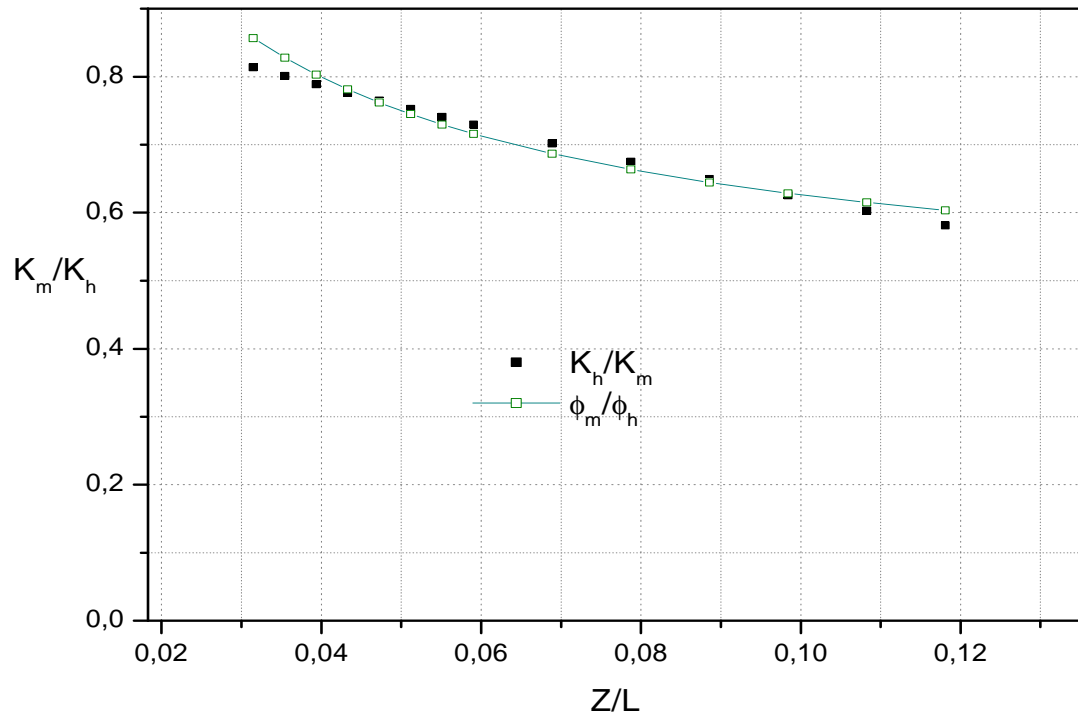
- En soufflerie, par Arya  $\beta_u = 10$ , par Wier  $\beta_u = 7$ , par Plate et Lne  $\beta_u = 7$ .
- Dans la couche de surface, par Zilitintekivich  $\beta_u = 9,9$ , par Gurvich  $\beta_u = 8,5$ , Mc vehil  $\beta_u = 7$ . Businger et al (1971)  $\beta_u = 6$ , Dyer  $\beta_u = 4,8$ , Chalikhov (1968)  $\beta_u = 9,4$ .

$\beta_\theta = 28,38$  avec nos résultats pour  $0,06 < Z/L < 0,25$ .

D'autres valeurs sont préconisées dans la littérature :  $\beta_\theta = 17,5$  (Arya),  $\beta_\theta = 14$  (Wier), Businger et Al (1971)  $\beta_\theta = 7,8$ , Silitinkevich et Chalikhov  $\beta_\theta = 8,9$ , Dyer (1974)  $\beta_\theta = 4,5$ .

Les constantes A et B des fonctions universelles  $\phi_m$  et  $\phi_h$  ne peuvent être déterminées facilement, par manque de points de mesure assez proches de la paroi. Malgré ceci, les valeurs de ces constantes des 0,84 et 0,56 sont proches de celles de la littérature Businger et Al (1,0,95), Dyer de (1, 0,95) et Zilitinkevich et Chalikhov (1, 0,95). Cependant les valeurs des constantes  $\beta_u, \beta_\theta$ , A et B sont étroitement liées aux valeurs des constantes de Karman cinétique et thermique.

La figure (21) montre l'évolution des rapports des diffusivités en fonction du paramètre de stabilité  $Z/L$ , ces rapports des coefficients d'échange turbulents et des fonctions universelles  $\Phi_m$  et  $\Phi_h$  sont identiques; ce qui est en accord avec la littérature comme rapporté par Kansas (1968), et Businger et Al (1971).



**Fig.21:** Rapport des diffusivités

**CHAPITRE IV :**  
**Application Aux**  
**Groupes D'obstacles**

## Généralités :

Nous présentons dans ce chapitre, l'effet de la rugosité du groupe d'obstacles sur le comportement de l'écoulement turbulent, ces derniers sont placés selon quatre différentes configurations ; 4, 5, 16 et 18 cubes. Nous avons mesuré les vitesses moyennes longitudinale et leurs fluctuations, qui sont rendues adimensionnelles par la vitesse extérieure de l'écoulement  $U_{ext} = 5 \text{ m/s}$ .

### - Cadre général de l'étude :

Les techniques de mesure L.D.A. et anémométrie à fil chaud ont été utilisées dans le cadre de cette recherche. Il y a une infinité d'études sur les écoulements turbulents en présence de groupes d'obstacles utilisant différentes méthodes de mesure, que ce soit en soufflerie, dans des tunnels ou dans l'atmosphère. Castro et Robins (1977), S. Olivier Isnard (1999), et Stéphane Glockner (2000) ont traité ce genre d'étude. Dans la mesure où l'on peut construire une infinité de groupes d'obstacles différents, il convient de limiter cette étude aux cas les plus représentatifs. Il est en effet possible de dégager des paramètres fondamentaux, qui permettent d'assurer un comportement de l'écoulement, qui soit relativement général pour la classe des groupes ainsi définis. Nous allons étudier dans cette partie, les paramètres importants pour la dispersion et la forme des groupes d'obstacles retenue.

### 1-1-1-Méthodologie

Les cubes utilisés dans la composition des groupes sont identiques à ceux utilisés dans l'étude du cube unique, de 80mm de côté ( $h$ ). La hauteur ( $\delta_c$ ) de la couche limite dans la soufflerie au niveau des obstacles est égale à 500mm. Dans notre étude, nous avons pris une hauteur  $\delta_c$  très grande par rapport à la hauteur des obstacles. D'autres études expérimentales similaires, comme celles de Castro et Robins (1977), de Snyder et Al. (1991), de Thompson (1993), et R. W. Macdonald, S. Carter, P. R. Slawson (2000), se placent également dans ce type de configuration. Les rapports entre  $\delta_c$  et  $h$ , pour ces expériences sont résumés dans le tableau suivant :

	$\delta_c / h$
Castro et Robins (1977)	10
Snyder et Al. (1991)	8.33
Thompson (1993)	10
Présente étude	6.25

Tab.1 : Rapport  $\delta_c / h$  pour diverses expériences

Nous avons montré qu'il était possible de faire des études expérimentales (aux niveaux de la soufflerie), afin de voir l'effet de groupe d'obstacles sur l'écoulement. Nous sommes arrivés à des résultats qui peuvent être comparés aux résultats de simulation numérique de S. Glockner (2000) applicable pour les bâtiments.

Parmi les paramètres qui influent le plus l'écoulement turbulent à travers un groupe d'obstacles on cite :

- la topologie (ou configuration géométrique) du groupe. En effet la dispersion des obstacles des uns par rapport aux autres a un effet direct sur la force de traînée globale du groupe, (cas de distribution spatiale), ce qui entraîne un ralentissement du fluide dans le groupe. Cette organisation contrôle également la production de turbulence engendrée par la présence des obstacles et par conséquent le comportement du panache.
- La position relative de la source par rapport au bord d'attaque du groupe; elle détermine la taille relative du panache à l'approche du groupe par rapport aux dimensions caractéristique de ce dernier.

### **1-1-2- topologie**

Comme nous l'avons précisé en introduction, il est possible de construire une infinité de configurations de groupe. 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 ceux ci soient présents. Il s'agit donc, dans un premier temps, de constater un «effet de groupe»; pour cela, il faut qu'il ne soit pas d'une taille caractéristique trop importante pour que l'on puisse identifier un effet non local sur la production de la turbulence. 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. Le choix de la première approche conduit à retenir trois configurations fondamentales, dont les deux premières sont représentées sur les figures (fig. 2a, et 2b) :

- Alignée, les obstacles sont placés dans une matrice régulière (voir fig. 1a).
- En quinconce, les obstacles sont placés dans une matrice dont une colonne sur deux est décalée verticalement (voir fig. 1b).
- Pas d'obstacles, afin de pouvoir étudier les effets relatifs d'une des deux géométries précédentes.

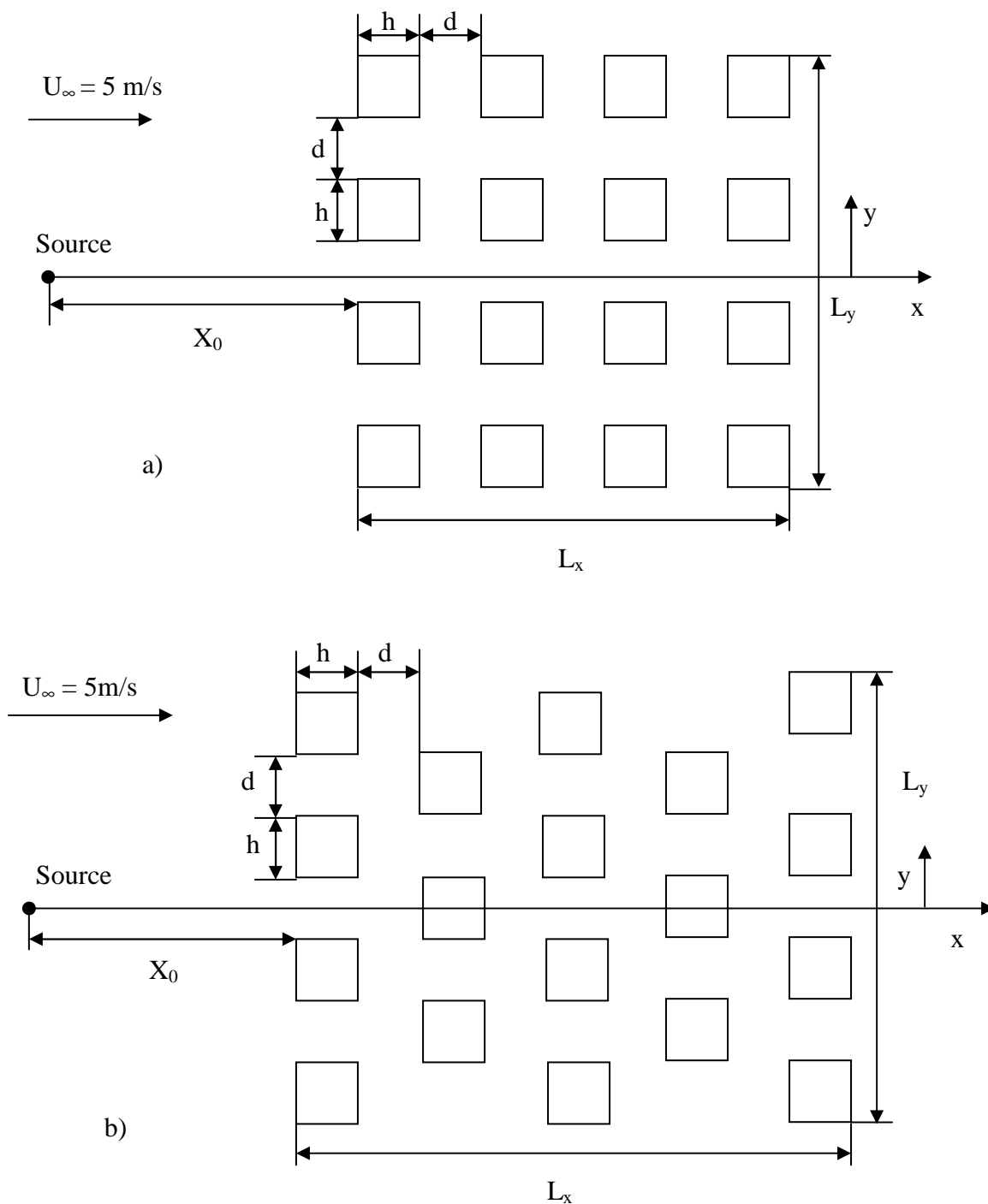


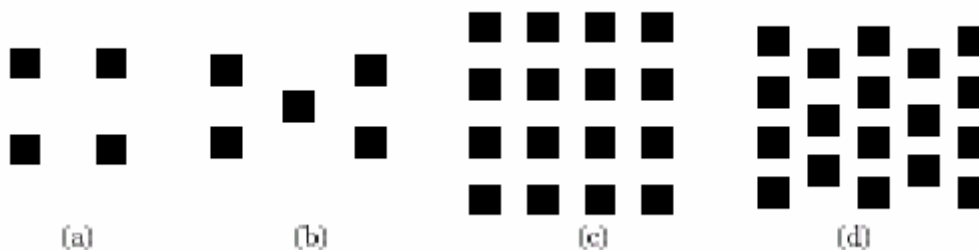
Fig.1 : Définition des configurations géométriques retenues – (a) configuration alignée  
(b) configuration en quinconce

Nous utiliserons dans la suite des groupes constitués de cubes (ou carrés pour la méthode potentielle) de dimensions identiques. De plus les distances entre les obstacles selon les directions longitudinale et transversale seront toutes prises égales à  $(d)$ . On notera  $L_x$  et  $L_y$  les

dimensions respectivement longitudinale et transversale du groupe. La source sera placée sur l'axe de symétrie du groupe.

Nous avons fait le choix d'étudier quatre configurations de base :

- Alignées : composées de 4 et 16 cubes (voir Fig. 2a, et 2c)
- En quinconce : constituées 5 et 18 cubes (voir fig. 2b, et 2d)



**Fig .2** : Définition des groupes

On a les caractéristiques géométriques suivantes ( voir tab. 1 ).

De plus nous imposons dans le cas n°1 (4 obstacles), une distance, entre les obstacles,  $d = 2h$  .

	N°	d/h	$L_y/h$	$L_x/h$
4	1	2	4	4
5	2	1,422	5,88	3,442
16	3	1,333	8	8
18	4	1,158	9,63	7,47

**Tab.1** : Caractéristiques géométriques des quatre groupes retenus

### 1-3-2- Etude asymptotique

#### 1-4-zone d'influence – position de la source

Un facteur important dans l'étude de la turbulence 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 caractéristique :  $L_x$ ,  $L_y$ , et  $d$ . On peut alors considérer trois cas de figures :

- 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 les comportements globaux du panache reste inchangés.
- le panache a une taille équivalente à celle de 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.
- 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. 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  $L_y$  les effets du groupe deviennent importants sur la structure de l'écoulement.

De même, le comportement au voisinage de la source dépend de la position relative de cette dernière par rapport au groupe. En effet, 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 :

- Au plus loin du groupe d'obstacles, 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.
- Dans la zone de perturbation, en amont du groupe d'obstacles, 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.
- Très proche des obstacles, ou dans le groupe de ces derniers, la dispersion initiale de l'écoulement produit les effets locaux et de leur configuration géométrique.

Nous avons représenté la distance entre la source de l'écoulement et le groupe d'obstacles, suivant l'axe longitudinale dans la direction de l'écoulement ( $X_0 = 8080\text{mm}$ ). 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 d'ordre de  $2.5L_y$ .

## 2- Résultats

Nous présentons dans cette partie des résultats expérimentaux pour différentes configurations de groupes d'obstacles. Nous ferons une analyse assez détaillée de ces résultats expérimentaux.

### 2-1- Présentation du nombre de groupes et de leur configuration

Dans notre travail, nous avons étudié quatre cas différents (tab. 2) en variant le nombre d'obstacles et la configuration géométrique. Il nous faut 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.2 :** Notations utilisées pour désigner les quatre cas étudiés

En particulier, il s'agit d'adopter une présentation 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.  $h$  est la taille caractéristique de l'obstacle (cube) et  $d$  est la distance de séparation des obstacles. En effet, pour les mesures expérimentales, nous avons réalisé les différents profils tels que :

- **Profils horizontaux :** Ce sont des profils d'évolution selon la direction transversale Y placés à une hauteur  $h/2$ . Ainsi, la position du profil de vitesse est déterminée par sa coordonnée longitudinal 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 des mesures à l'aide du L.D.A, en étudiant le champ de vitesse et leur fluctuation longitudinale.

- **Champ moyen:**  $U$  (la composante de vitesse selon l'axe longitudinal).
  
- **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. En effet, la géométrie pour des groupes présentant un axe de symétrie, nous avons vérifié, par des mesures préliminaires, que chaque groupe était placé de manière symétrique par rapport à l'écoulement incident, puis mesuré les profils de vitesse et de fluctuation de vitesse pour des coordonnées  $y$  positives. Afin de présenter les résultats, d'une manière classique nous avons « symétrisé », en post-traitement, les différents profils).

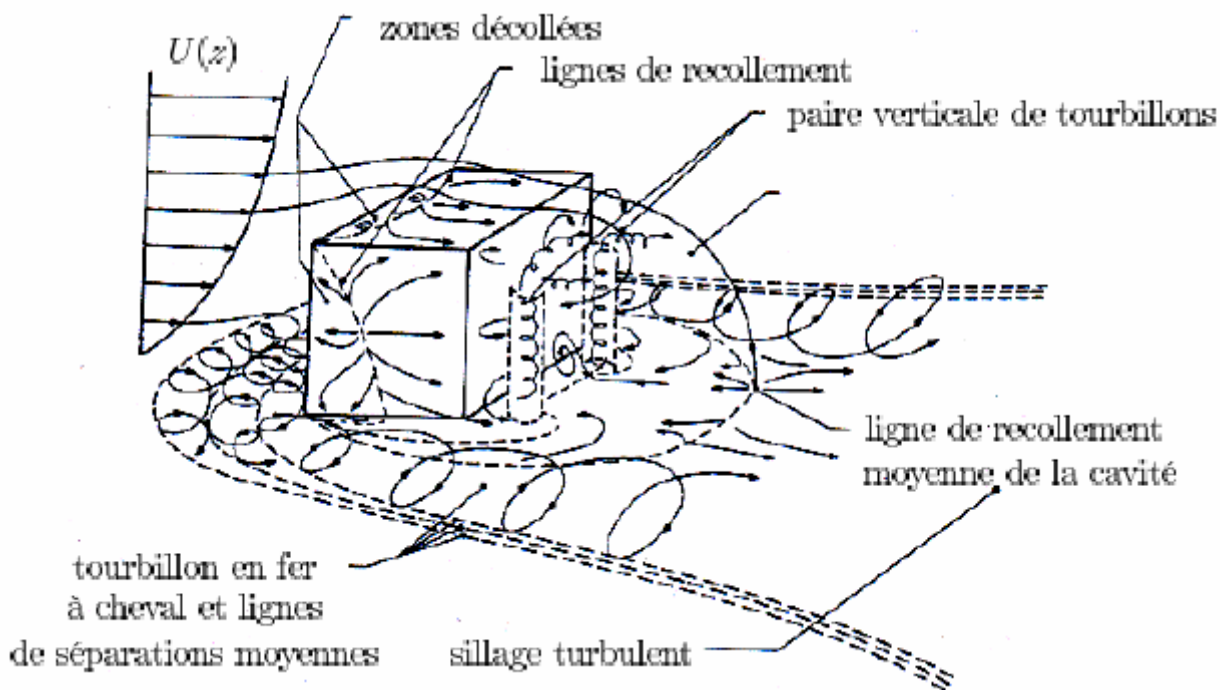
## **2-2- Analyse des résultats expérimentaux**

Pour analyser les résultats expérimentaux des différents groupes d'obstacles, nous avons étudié différentes positions de mesures; pour  $y=0$  et pour  $y=f(d, h)$ .

La discussion des résultats est basée sur les distributions adimensionnelles de la vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence longitudinale pour les différentes configurations (4, 5, 16, et 18 cubes).

### **2-2-1- Profils verticaux de vitesse longitudinale**

Les profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale par rapport à la vitesse moyenne ( $U_{\infty}=5\text{m/s}$ ) de l'écoulement extérieure présentés, dans les configurations (4, 5, 16, et 18 cubes), montrent les différents cas (1, 2, 3, et 4) respectivement. Le comportement d'un écoulement avec une présence d'un obstacle cubique est représenté sur la figure 1.

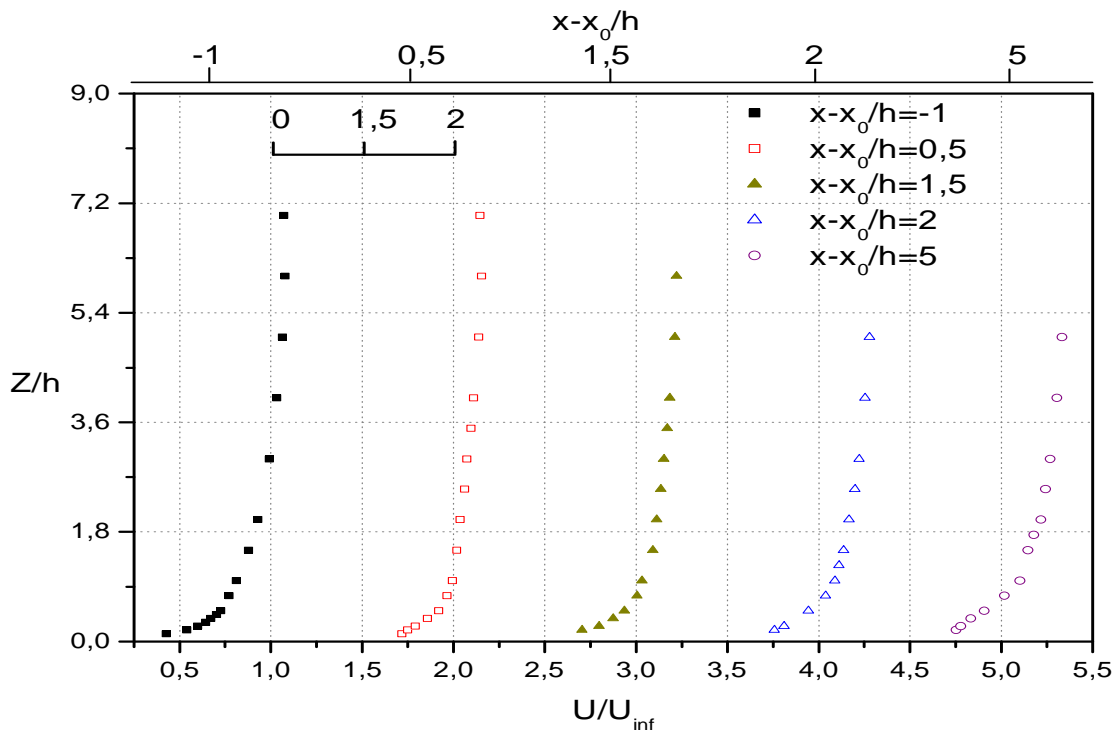


**Fig.1 :** Comportement d'un écoulement de couche limite en présence d'un cube  
(d'après Hoo et Al (1977))

- **Cas n°1 (4 cubes):** Dans ce cas, la configuration des obstacles est alignée. Les figures 2, 3, présentent les évolutions verticales de la vitesse longitudinale, pour les différentes abscisses transversales  $Y$ .

- A la distance  $Y=0$ , les profils verticaux de vitesse sont identiques, comme indiqué sur la figure 2.
- Pour  $Y = (d+h)/2$ , la figure 3 présente l'évolution du profil de vitesse longitudinale, en proche de la paroi. Les profils 1, 2 et 3, montrent que la vitesse a des valeurs négatives juste en aval de l'obstacle jusqu'aux hauteurs  $Z/h=0,85$ ,  $Z/h=0,5$ ,  $Z/h=0,2$ , pour les distances,  $(X-X_0/h)=1,5$ ,  $(X-X_0/h)=2$ ,  $(X-X_0/h)=2,5$ , au niveau de la cavité. Ce résultat indique qu'en région de gradient de pression défavorable, il existe une zone de recirculation derrière l'obstacle, ou bien nous avons observé un blocage aérodynamique du chariot de mesure qui supporte la L.D.A.

On peut dire que l'on se trouve dans un régime d'écoulement d'interférence de sillage (fig.4.1); qui montre que la distance entre les deux obstacles consécutifs est suffisante pour que ce type de régime s'établisse.



**Fig.2:** Profils verticaux de vitesse longitudinale dans le cas de 4 cubes à  $y=0$

Dans ce cas, le rapport de la distance entre les deux obstacles de même ligne et leur hauteur est de 2 ( $d/h=2$ ). Oke. 1987, a montré que le rapport est d'environ 1.5 (et le régime est d'interférence de sillage). En dehors du groupe d'obstacles, Juste au dessus de la zone de recirculation et l'écoulement externe, il y a une création d'une couche de cisaillement (fig.12). La relaxation de l'écoulement de l'intérieur du groupe vers l'extérieur engendre une zone de recirculation en aval de chaque obstacle de la deuxième colonne. Dans les dernières distances, juste au dessus de ces hauteurs, il existe des déficits bien claires, qui définissent le ralentissement de l'écoulement, où la vitesse moyenne diminue et la production de turbulence augmente (l'intensité de la turbulence augmente). Il existe une zone de perturbation de l'écoulement. On peut dire qu'on observe une divergence des lignes de courant, ce résultat traduit la présence du deuxième obstacle.

A la distance  $(X-X_0)/h=5$ , la composante de la vitesse de l'écoulement est nulle jusqu'à  $Z/h=0,8$ , au delà elle est positive. En aval du deuxième obstacle, il existe une zone de recirculation bien claire, et en dehors de cette zone l'écoulement tend vers son établissement.

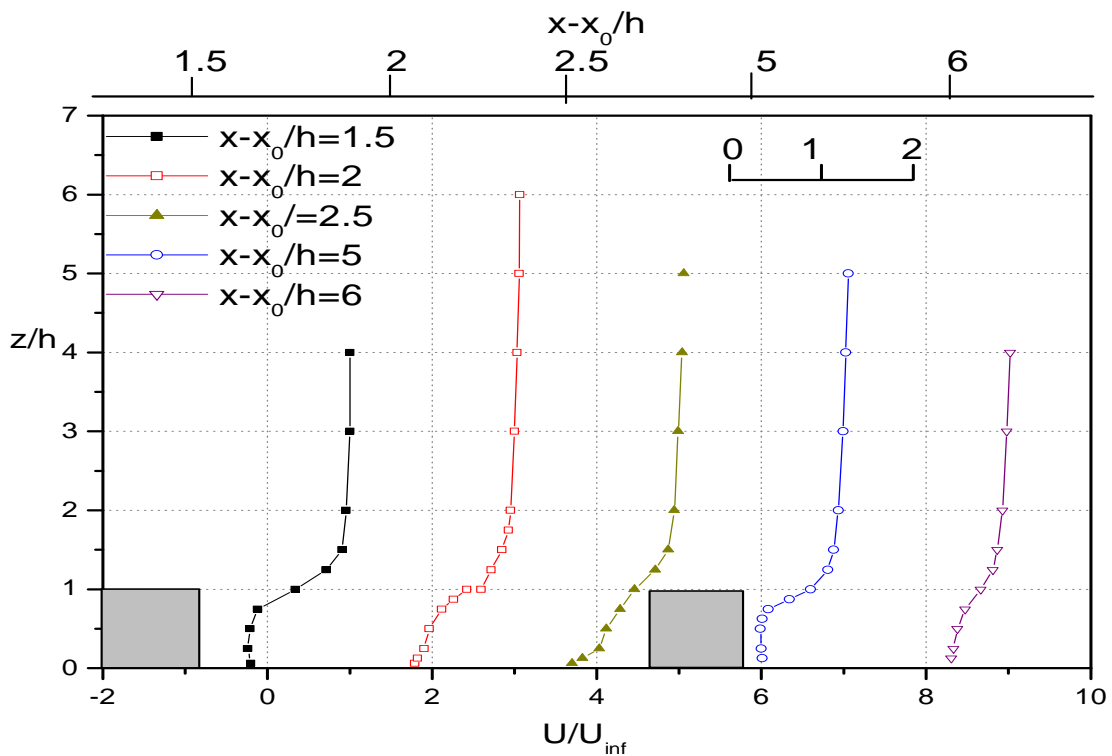


Fig.3 : Evolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale dans le cas de 4 cubes à  $Y = (d+h)/2$

Castro et Robins (1977), Hussain et Lee (1980), Hunter et Al (1992), et Oke (1998), Stéphane Glockner (2000), a défini cette zone en utilisant des modèles numériques. Nous pouvons définir ici les caractéristiques de cette zone: hauteur, longueur, ainsi que largeur.

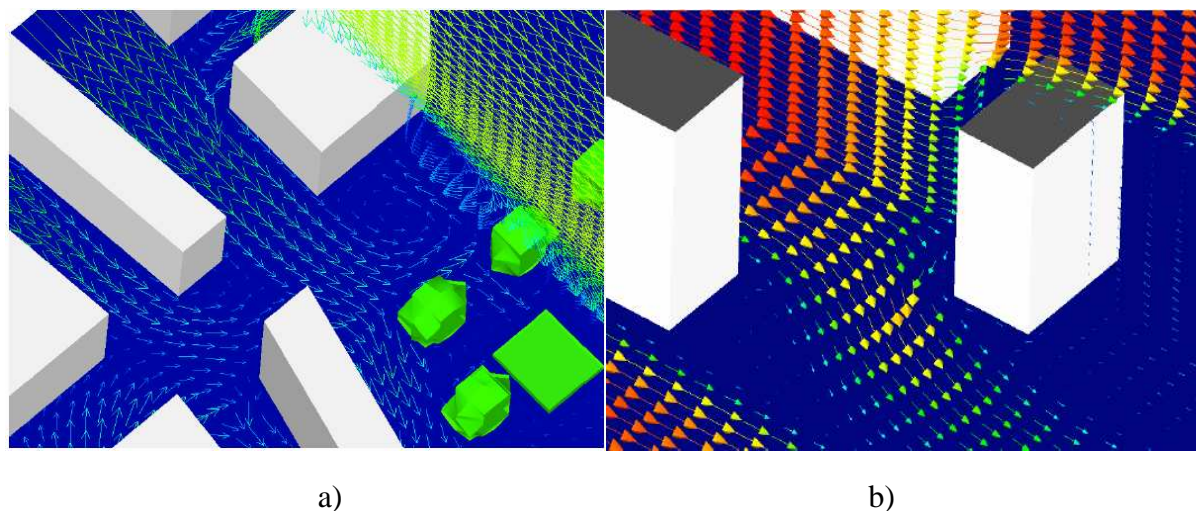


Fig.4-1 : Comportement de l'écoulement entre deux obstacles, régime d'interférence de sillage [d'après Shahram Tehranian et Al. 2001]

- **Cas n°2 (5cubes)** : la configuration est en quinconce. Le comportement de l'écoulement est différent par rapport à l'état précédent. A  $Y=0$ , le premier et le deuxième profil de la

vitesse en amont de l'obstacle sont différents, parce que le premier est loin du groupe d'obstacles et le second est à la zone de perturbation de l'écoulement.

Juste en aval de l'obstacle centrale, à une distance de  $(X-X_0)/h=3,97$ , la composante de la vitesse est nulle jusqu'à  $Z/h=0.9$ , au-delà nous trouvons un gradient de vitesse positive, ce résultat est comparable à celui de S.Glockner (2000) (fig.4.2). Après cette distance, l'écoulement perturbé et se développe pour s'établir.

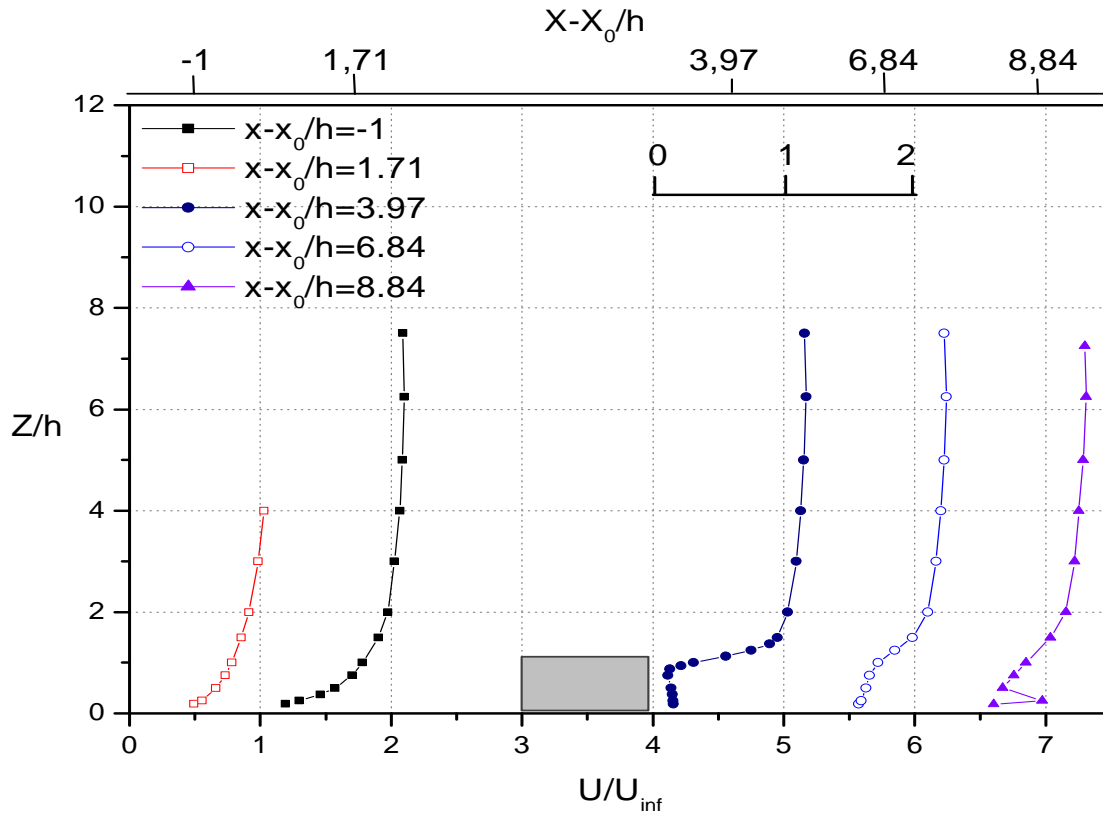


**Fig. 4-2 :** a) vecteurs vitesse dans le plan horizontal situé au-dessus du sol et dans un plan vertical de la place Gambetta. b) vecteurs vitesse dans les plans horizontaux et verticaux (Stéphane Glockner 2000).

A la même distance transversale " $Y = (d+h)/2$ ", que le 2<sup>ème</sup> cas, la distance entre deux obstacles successifs est de  $X=3,84h$ , est plus importante que le premier cas qui est égale à  $X=2h$ . D'après Hussain et Lee (1980), la distance de séparation, est définie par le rapport entre la largeur et la hauteur de l'obstacle (prise égale à l'unité dans notre cas). D'après Oke (1987), ce rapport est supérieur à 3, l'écoulement est d'un régime de rugosité isolé, voir (fig.7). Dans ce cas le groupe d'obstacles est assimilé à un seul obstacle.

A  $Y = (d+h)/2$ , La figure 7, montre que, pour le premier profil, la vitesse tend rapidement vers la vitesse extérieure. Pour le deuxième profil, à la distance  $(X-X_0)/h=1,71$ , la composante de la vitesse est négative jusqu'à une hauteur de  $Z/h=0.7$ . Pour le troisième profil et le quatrième, l'écoulement tend à être établi. La distance entre les obstacles pour les 5 cubes à une configuration en quinconce est suffisante pour donner une bonne homogénéisation à l'écoulement; qui fut augmentée par l'effet de la rugosité.

Pour le cinquième profil où derrière l'obstacle, la composante de la vitesse proche de la paroi est nulle jusqu'à la hauteur  $Z/h=0.7$ . Au delà de cette distance, se déclenche une zone de recirculation.

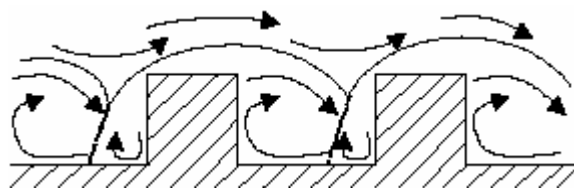


**Fig.5** : Profils verticaux de vitesse longitudinale, dans le cas de 5 cubes à  $Y=0$

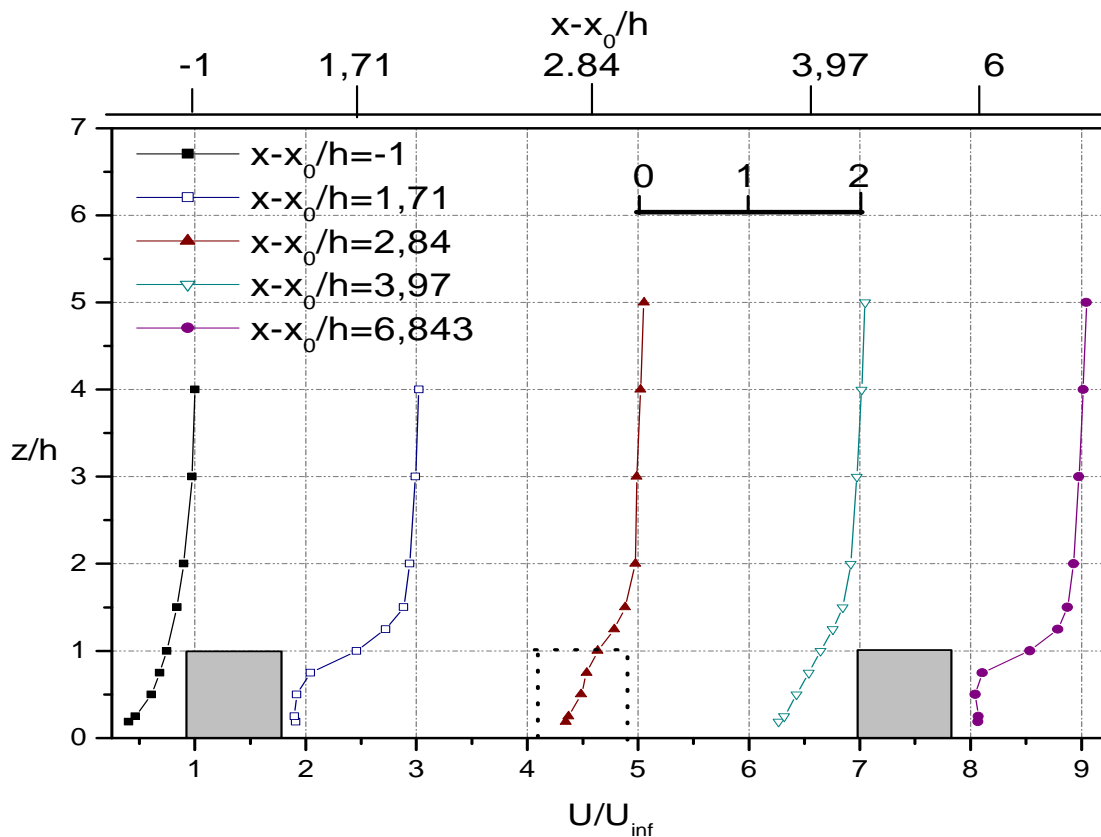
La différence entre le 1<sup>er</sup> cas et le 2<sup>ème</sup> cas est claire, par exemple en amont du deuxième obstacle, dans le cas aligné, on note l'existence d'un flux vertical positif qui n'est pas observé pour le cas en quinconce.

Au dessus de la zone de recirculation, il y a un glissement entre les molécules qui produit le déclenchement de la couche de cisaillement. Dans ce cas là, nous pouvons calculer

la vitesse de frottement  $u_*$  par la formule :  $u_*^2 = \nu \frac{\partial U}{\partial Z}$



**Fig.6 :** Comportement de l'écoulement entre deux obstacles, régime de rugosité isolé  
[D'après Shahram Tehranian et Al. 2001].

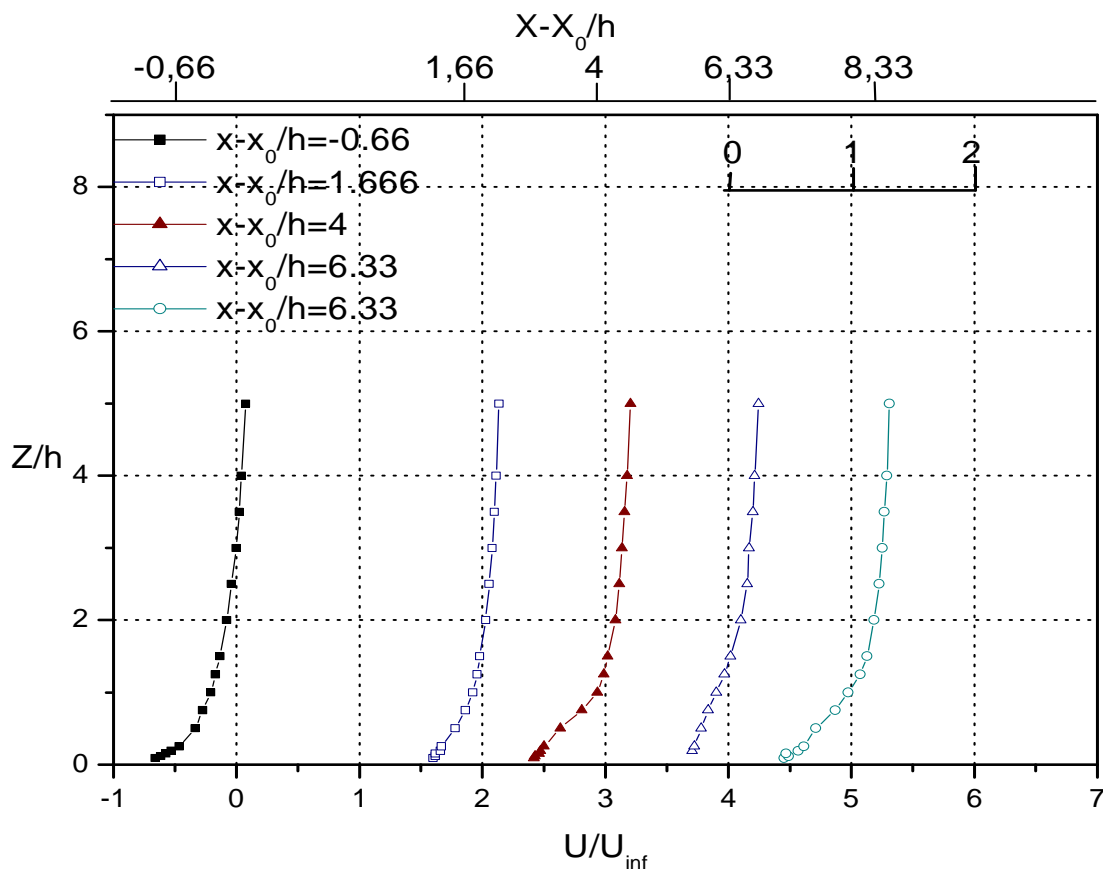


**Fig.7 :** Evolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale dans le cas de 5 cubes à  $Y=(d+h)/2$

- **Cas N 3, où la configuration est alignée (16 cubes):** Les évolutions verticale de la vitesse longitudinale des différentes distances transversales, présentent pour et montrent que:
  - Pour la distance ( $Y=0$ ) (figure 8), où le plan de symétrie, au contact du sol, il existe une composante de la vitesse verticale positive et identique pour tous les profils. A la face interne de l'obstacle vers l'axe de symétrie, il existe un développement des structures tourbillonnaires bien clair. Dans ce cas les gradients diminuent le long du groupe par rapport au cas n°1.
  - Pour  $Y=(h+d)/2$ , la figure 9 présente l'évolution de la vitesse longitudinales:

A  $(X-X_0/h)=1,566$ , nous observons à peu près une composante de la vitesse moins importante que dans le premier cas. Pour  $(X-X_0/h)=1,66$ , la composante de la vitesse est négative jusqu'à  $Z/h=0,9$ , au-delà elle devient positive. Nous observons un déficit de la vitesse, ce qui traduit la zone de perturbation de l'écoulement avant le bord d'attaque du deuxième obstacle.

A  $((X-X_0/h)= 4, 6,33, \text{ et } 8,33)$ , nous observons qu'en aval de chaque obstacle, les composantes des vitesses sont négatives jusqu'à une hauteur de  $Z/h=0,9$ , et aussi sont similaires. Le rapport  $d/h=1,333$  étant faible, l'écoulement moyen passe au dessus du groupe d'obstacles sans entrer à l'intérieur du groupe. C'est-à-dire l'écoulement est alors rasant (figure 10 b).

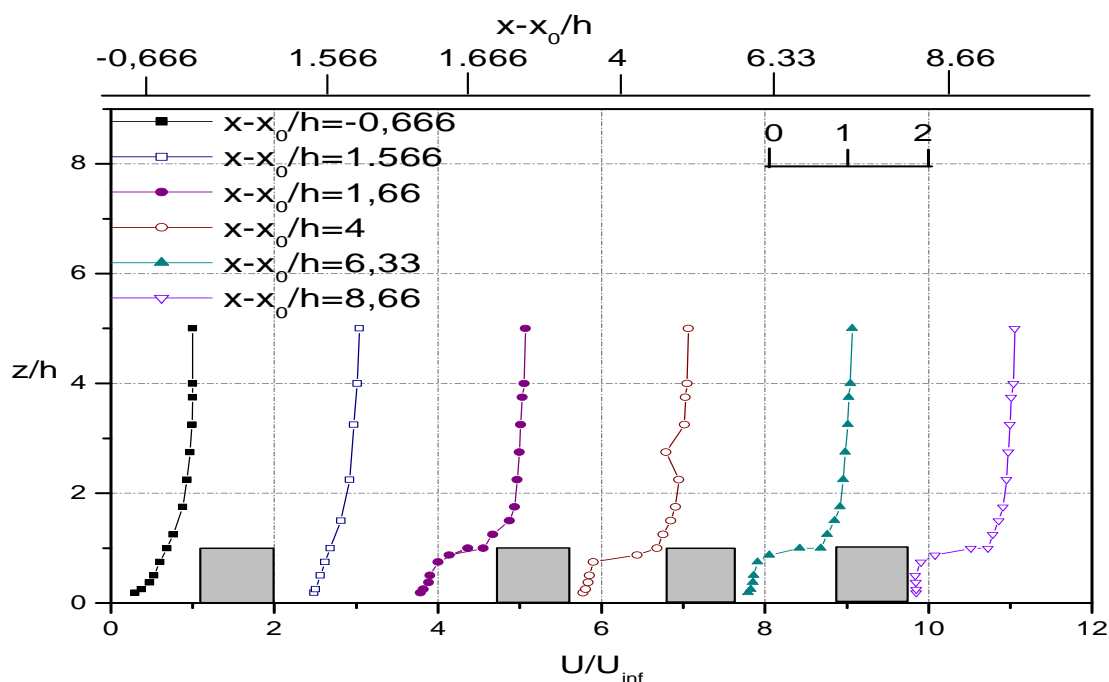


**Fig. 8 :** Profils de vitesse moyenne longitudinale dans le cas de 16 cubes à  $Y=0$

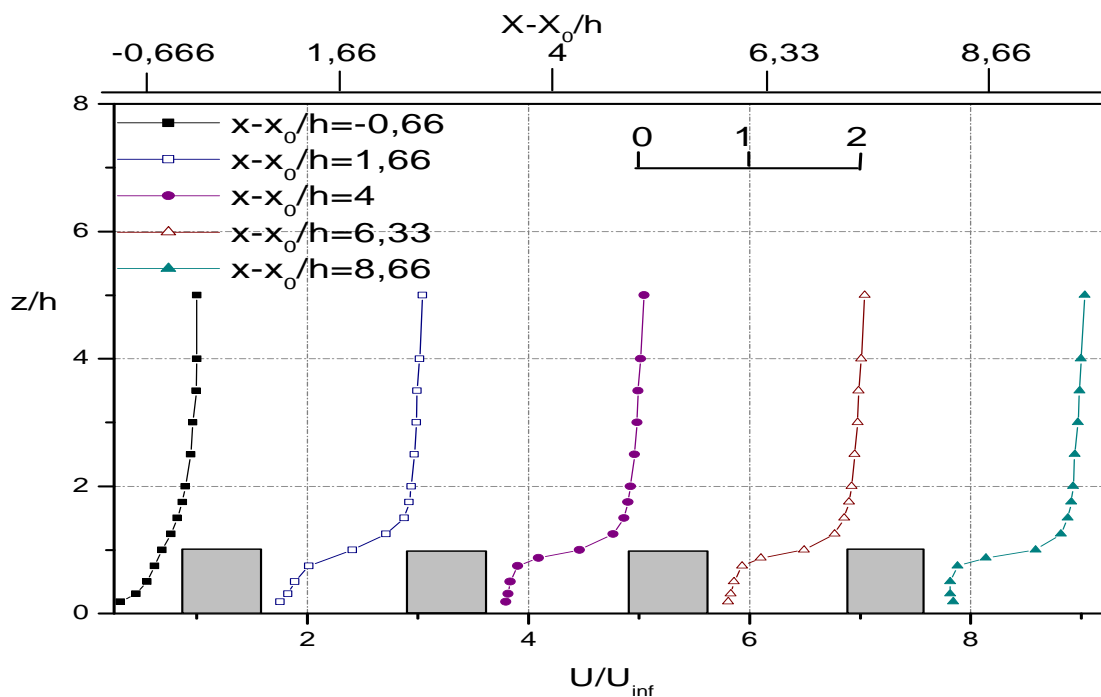
Le champ de vitesse doit être stabilisé; aussi la vitesse diminue selon le sens et la direction de l'écoulement.

- Pour  $Y=3/2(d+h)$ , (figure 10 a), en aval de chaque obstacle, les composantes de vitesse présentent presque les mêmes évolutions aux distances précédentes. Tellement la distance

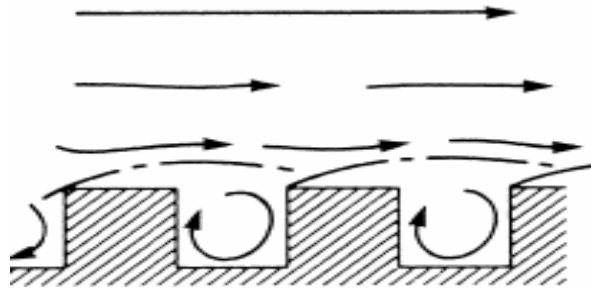
entre les deux obstacles est petite, le comportement du régime de l'écoulement est rasant comme indiqué sur la figure 10.b.



**Fig.9 :** Evolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale dans le cas de 16 cubes à  $Y = (h+d)/2$

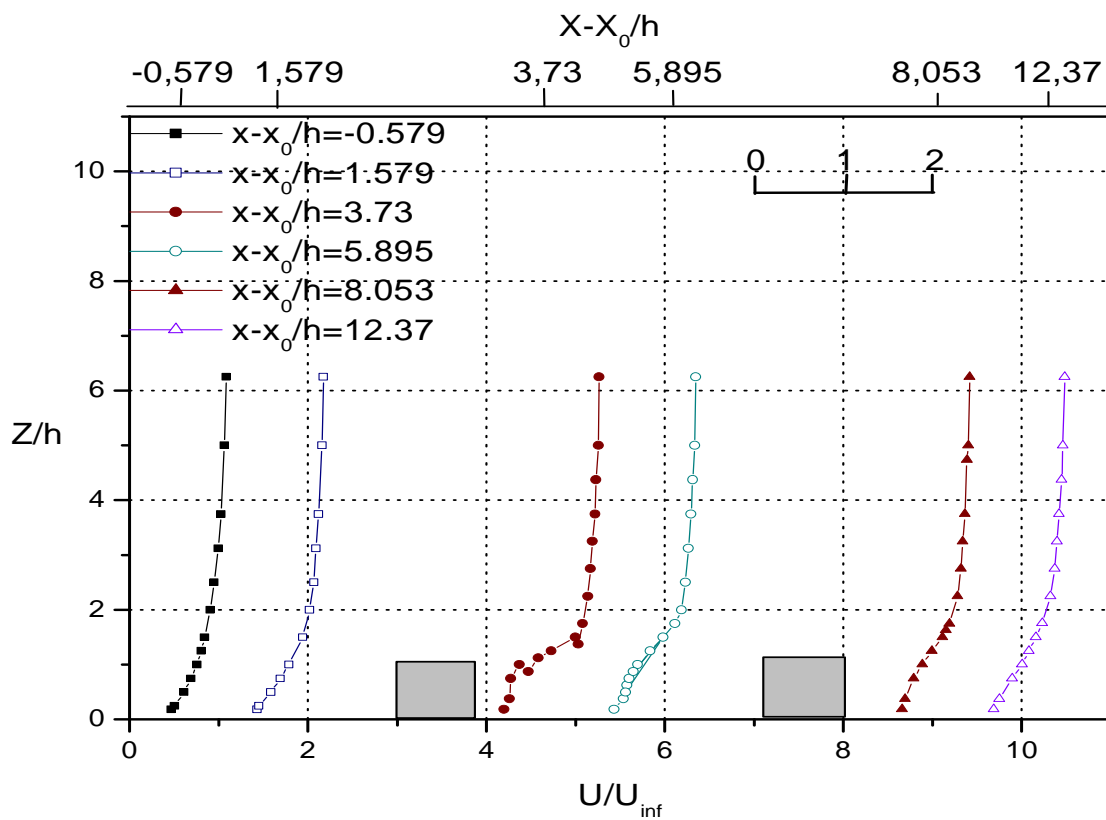


**Fig.10 a :** Evolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale au cas d'une 16 cubes à  $y = 3/2(d+h)$



**Fig.10 b** : Comportement de l'écoulement entre deux obstacles, régime d'un écoulement rasant [d'après Shahram Tehranian et Al. 2001]

- **Cas n°4 présente une configuration en quinconce (18 cubes)** : Les figures 11, 13, 14, et 15 présentées sous la forme suivante :
  - Pour  $Y=0$ , (figure 11), le champ de vitesse est pratiquement identique à celui observé dans le cas n°2. La distance de séparation entre deux obstacles successifs est de  $3,316 h$ , L'écoulement est relaxé avant de contacter l'obstacle suivant.

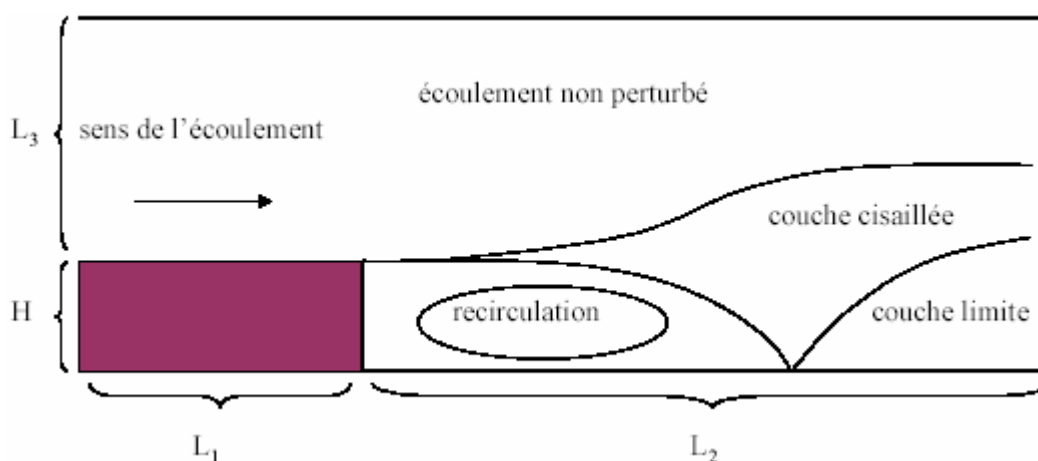


**Fig.11** : Profils verticaux de vitesse longitudinale dans le cas de 18 cubes à  $Y=0$

- Pour une distance  $Y = (h+d)/2$ , (figure 13), le comportement de l'écoulement est comme suit:

A  $(X-X_0/h)=1,578$ , la composante de la vitesse est négative, jusqu'à une hauteur  $Z/h=0,8$ , et pour la section  $(X-X_0/h)=3,737$ , nous observons un déficit bien net qui définit un ralentissement de l'écoulement juste en amont du deuxième obstacle. 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). Ici nous allons définir les caractéristiques de zone de recirculation (une hauteur et une longueur), en amont et en aval de l'obstacle.

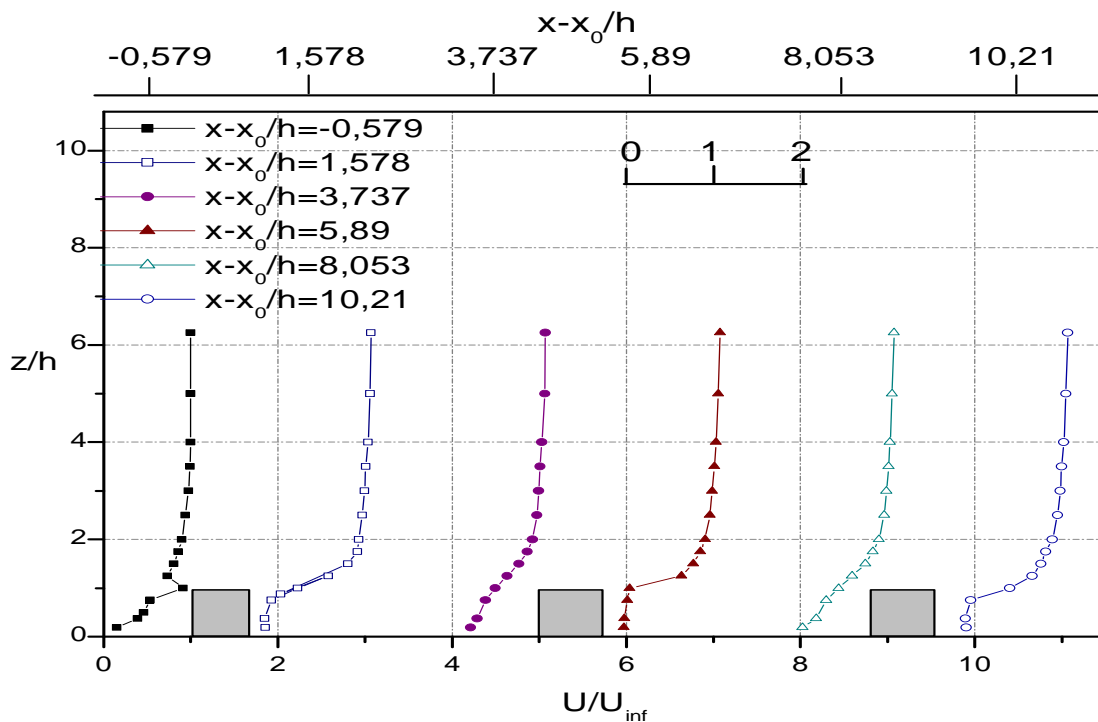
A la distance  $(X-X_0/h)=3,737$ , où derrière le deuxième obstacle, la composante de la vitesse longitudinale est nulle jusqu'au niveau de l'obstacle. Juste à cette altitude, il y a un déclenchement d'une couche de cisaillement, l'effet de l'obstacle sur l'écoulement est bien net. D'après G. Stéphane (2000) (fig.12), la zone derrière l'obstacle est composée d'une couche de cisaillement, de la zone de recirculation, du sillage et de la couche limite.



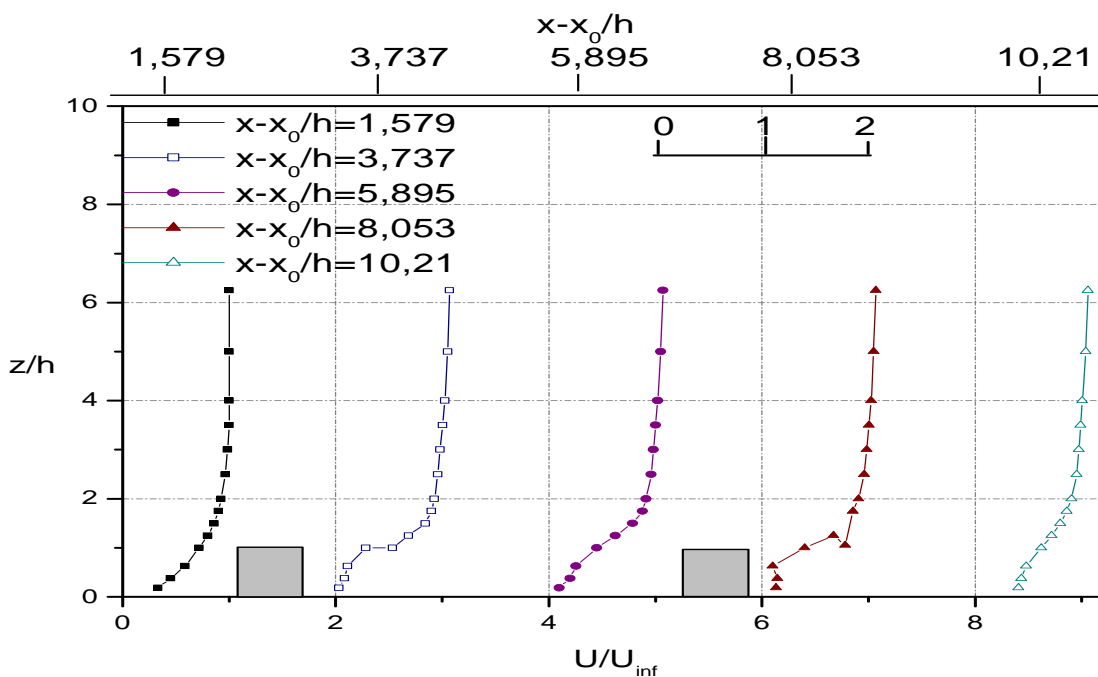
**Fig.12** : structure d'un écoulement derrière une marche.

- Pour  $Y=h+d$ , la figure 14 présente l'évolution de la vitesse longitudinale, montre que c'est la même distribution que le cas  $0n^{\circ}2$ , sauf que le développement de l'écoulement est moins important.
- Pour  $Y=3/2(h+d)$ , la figure 15 présente toujours l'évolution de la vitesse longitudinale dont le comportement est comme suit:
- A la section  $(X-X_0/h)=-0,579$ , il y a un déficit de l'écoulement avant le premier obstacle qui définit un blocage de l'écoulement.

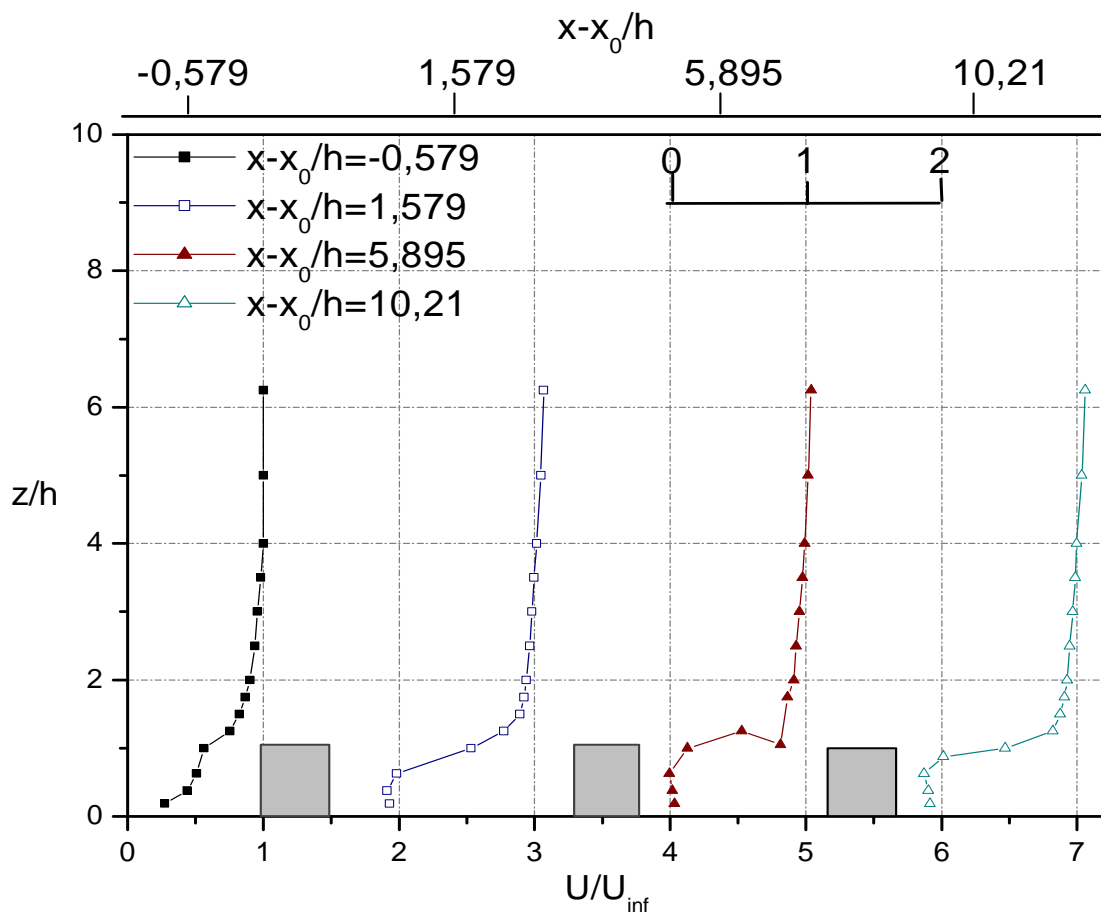
- Aux distances  $(X-X_0)/h=1.579, 5.895$  et  $10.21$ , les distributions sont semblables que pour le cas précédent avec  $Y=(d+h)/2$ .



**Fig.13.** Evolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale dans le cas d'une 18 cubes à  $Y=(h+d)/2$



**Fig. 14.** Evolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale dans le cas d'une 18 cubes à  $Y=3/2(d+h)$

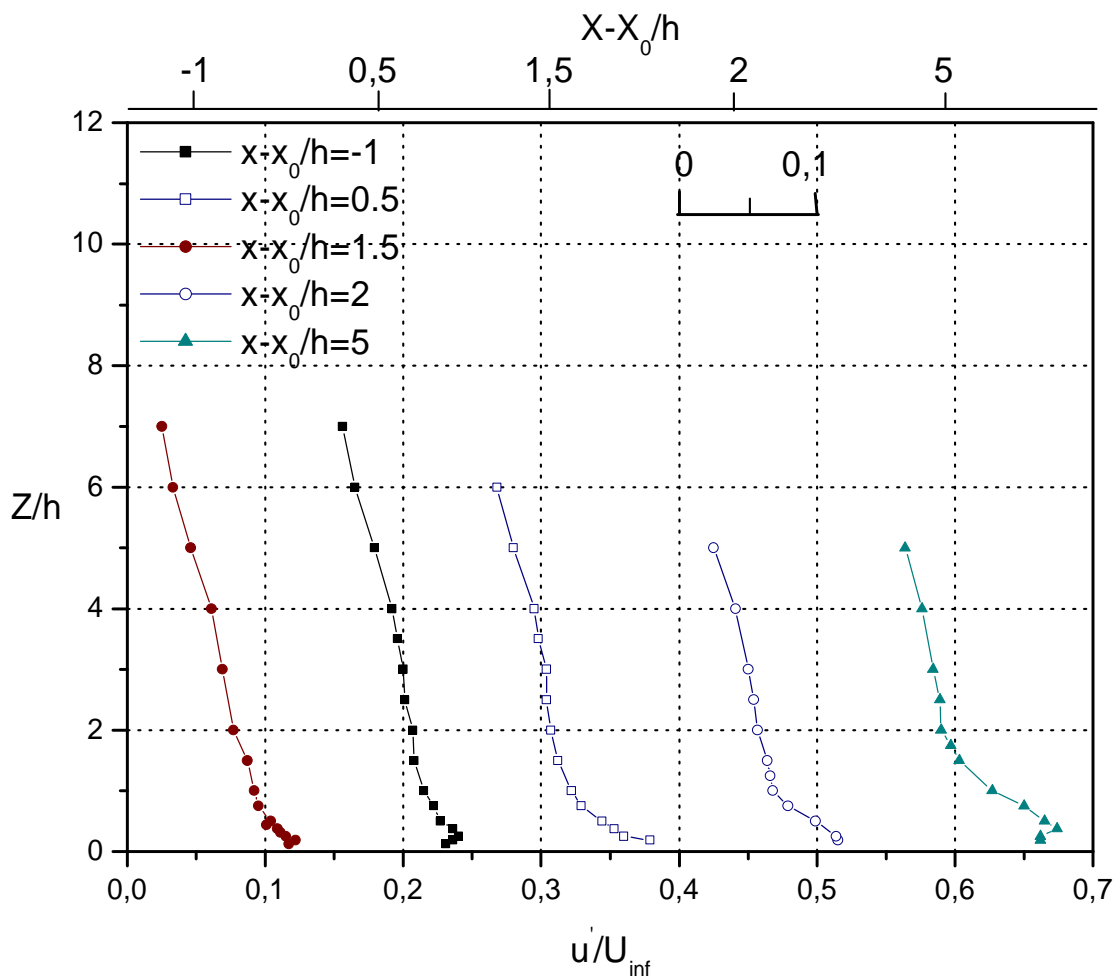


**Fig.15.** Evolution du profil vertical de vitesse moyenne longitudinale dans le cas d'une 18 cubes à  $Y= 3/2(d+h)$

### 2-2-2- Profils des intensités de turbulence

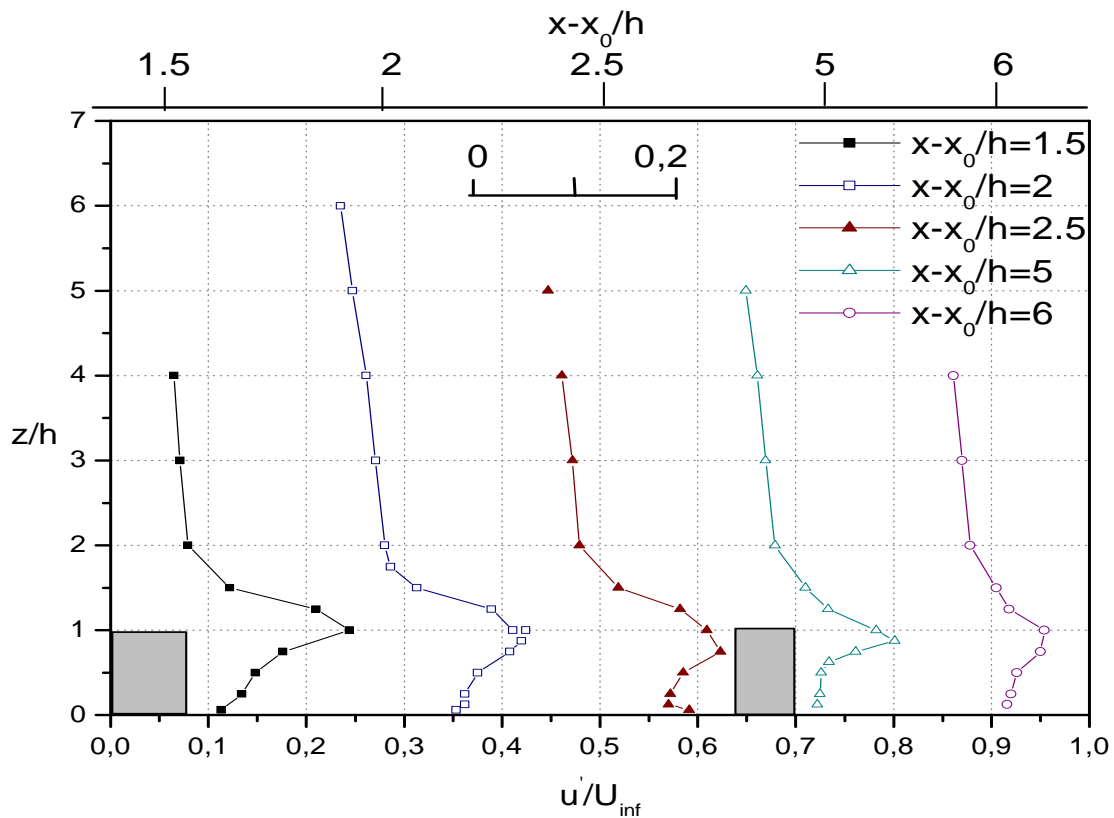
Nous présentons les profils des fluctuations de vitesse longitudinales pour la vitesse moyenne extérieure  $U_{\infty} = 5\text{m/s}$ , pour les différentes configurations en quinconce et en alignée.

- **Configuration alignée de 4 cubes :** Les figures 16, et 17, présentent l'évolution de fluctuation de vitesse longitudinale traitées comme suit :
  - Pour  $Y=0$ , (figure 16), nous avons une intensité de turbulence de 13% au niveau du sol. Ce niveau est moins important que le cas sans obstacles.



**Fig.16.** Profils verticaux de fluctuation de vitesse longitudinale dans le cas de 4 cubes à  $Y=0$

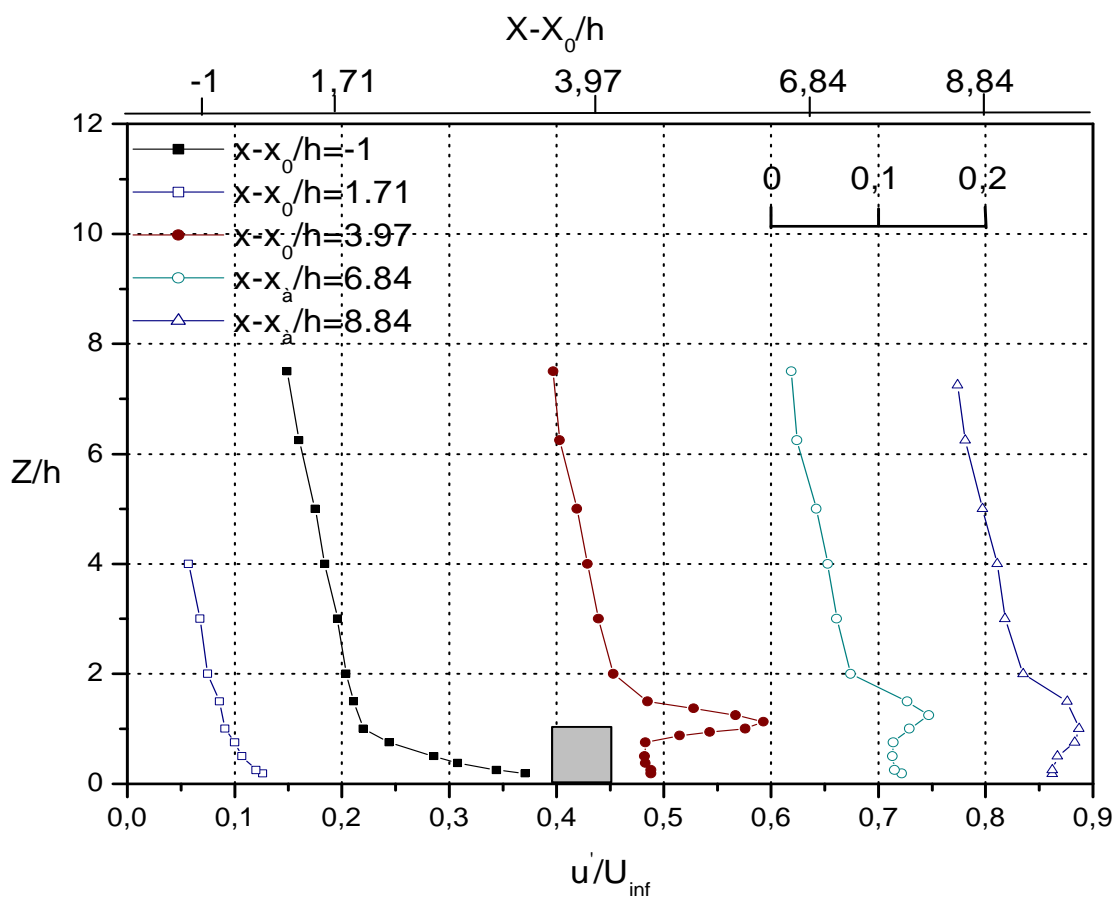
- Pour  $Y = (d+h)/2$ , (figure 17) : Les trois premiers profils définissent la zone d'interférence du sillage marquée par la diminution de la fluctuation de la vitesse longitudinale; ce qui exprime l'effet de l'obstacle sur le comportement de l'écoulement juste en aval, en créant une cavité dans l'écoulement. Les premiers profils donnent, à une hauteur d'ordre  $Z/h \approx 1$ , respectivement un niveau de turbulence de 25%, 23%, et 21%. Nous notons une différence entre ces profils et les profils précédents. Lorsque la distance augmente, le niveau des intensités de turbulence diminue. Une augmentation des forces de cisaillement est observée derrière l'obstacle. En aval du deuxième obstacle, les profils donnent une intensité de turbulence de 20%, et 15% respectivement, c'est-à-dire au loin de l'obstacle, l'intensité de turbulence diminue.



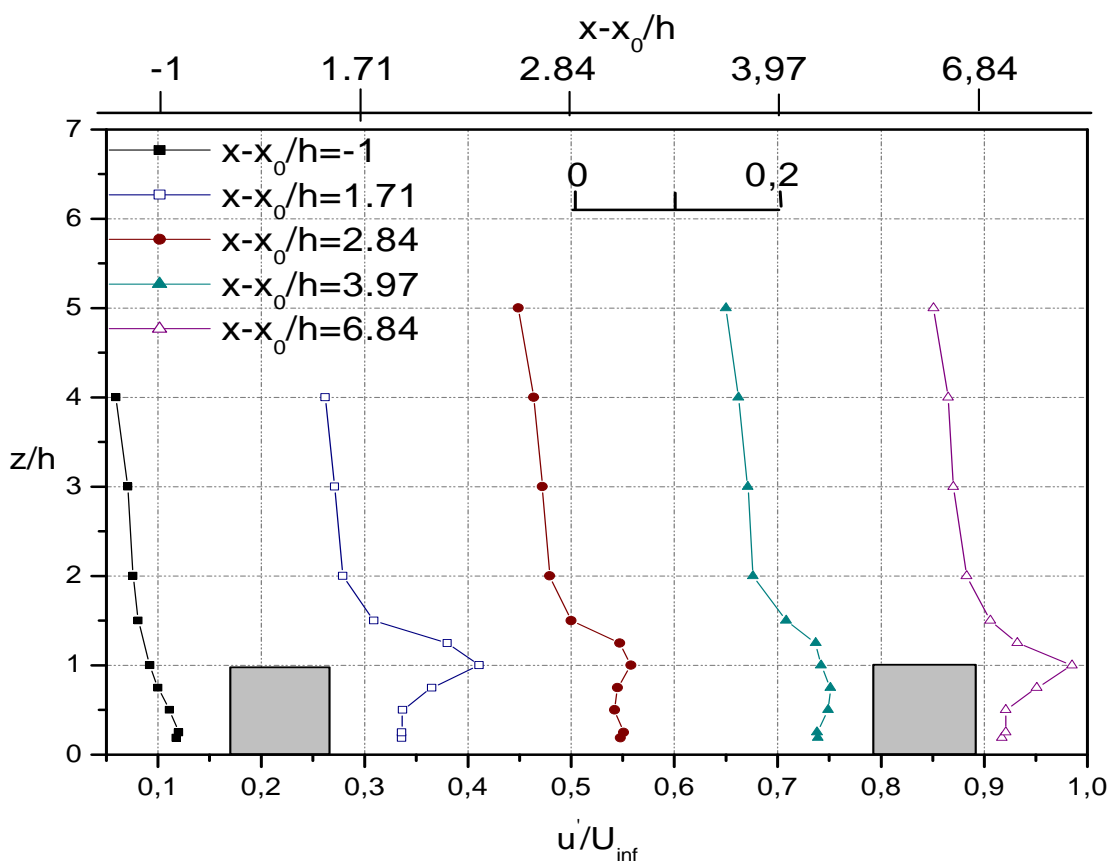
**Fig.17.** Evolution du profil vertical de fluctuation longitudinale dans le cas de 4 cubes à  $Y=(d+h)/2$

- **Cas d'une configuration en quinconce (cas n°2) :** les figures 18, et 19, présentent la distribution des intensités de turbulence:
  - A l'axe de symétrie ( $Y=0$ ), figure 18, les profils des intensités de turbulence donnent des taux de turbulence respectivement de 13% et 25%. Le deuxième profil montre la zone de perturbation de l'écoulement; nous avons un ralentissement de l'écoulement (déficit de la vitesse moyenne) et une augmentation de l'intensité de turbulence en amont de l'obstacle, ce qui traduit l'influence de l'obstacle sur le comportement de l'écoulement. Les derniers profils (quatrième et cinquième), montrent un taux de turbulence de 16 % à la hauteur  $Z/h < 0,95$ . Dans le troisième profil l'intensité de turbulence est nulle jusqu'à une hauteur de  $Z/h < 0,5$ , qui est définie comme étant la hauteur de la zone de recirculation.

- Pour  $Y = (d+h)/2$ , figure 19: En amont du premier obstacle, le taux de turbulence est le même que dans le cas sans obstacle, 12%. Dans un écoulement de régime de rugosité isolé, les taux de turbulence des profils (2, 3 et 4) sont 21%, 21% et 15 %, entre deux obstacles successifs. Une décroissance d'un taux de turbulence derrière l'obstacle est observée, de même un déficit pour le troisième profil, ceci est dû à l'augmentation de la vitesse moyenne et une diminution de l'intensité de turbulence jusqu'à une hauteur  $Z/h < 0,5$ . Le taux du dernier profil est de 19%.

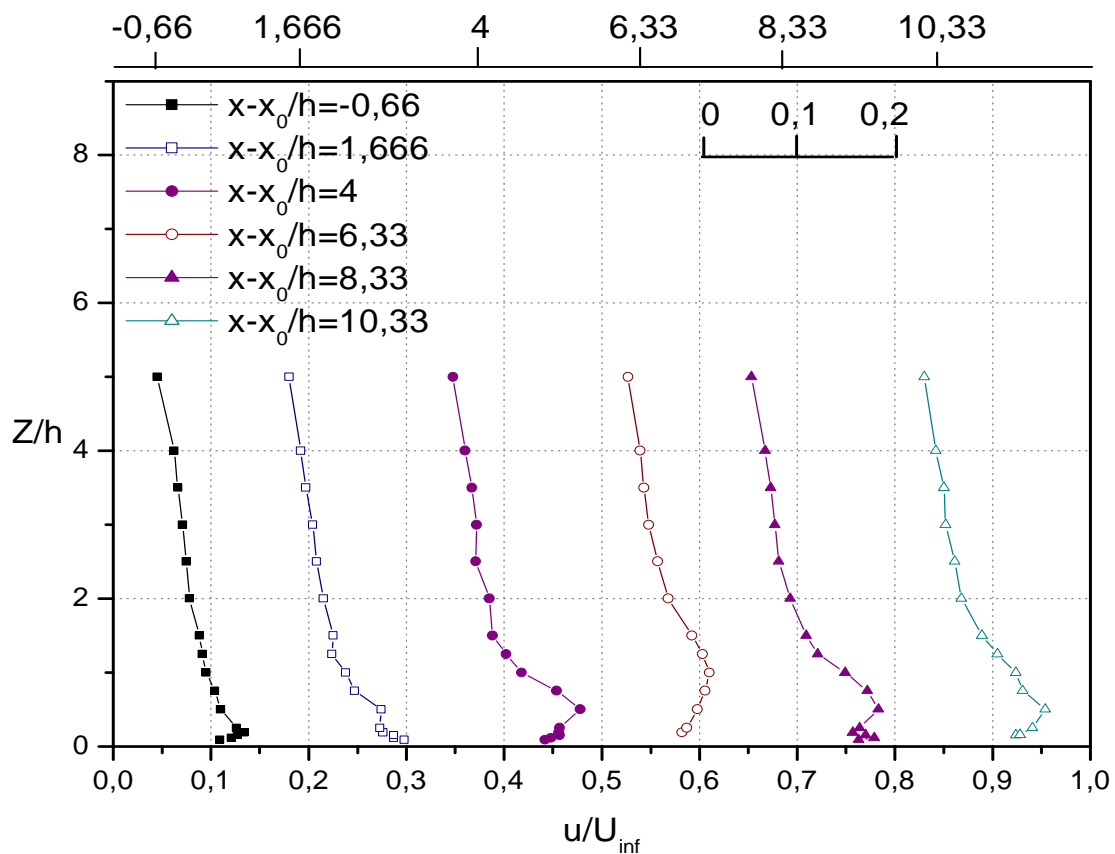


**Fig.18.** Profils verticaux de fluctuation de vitesse longitudinale dans le cas de 5 cubes à  $Y=0$



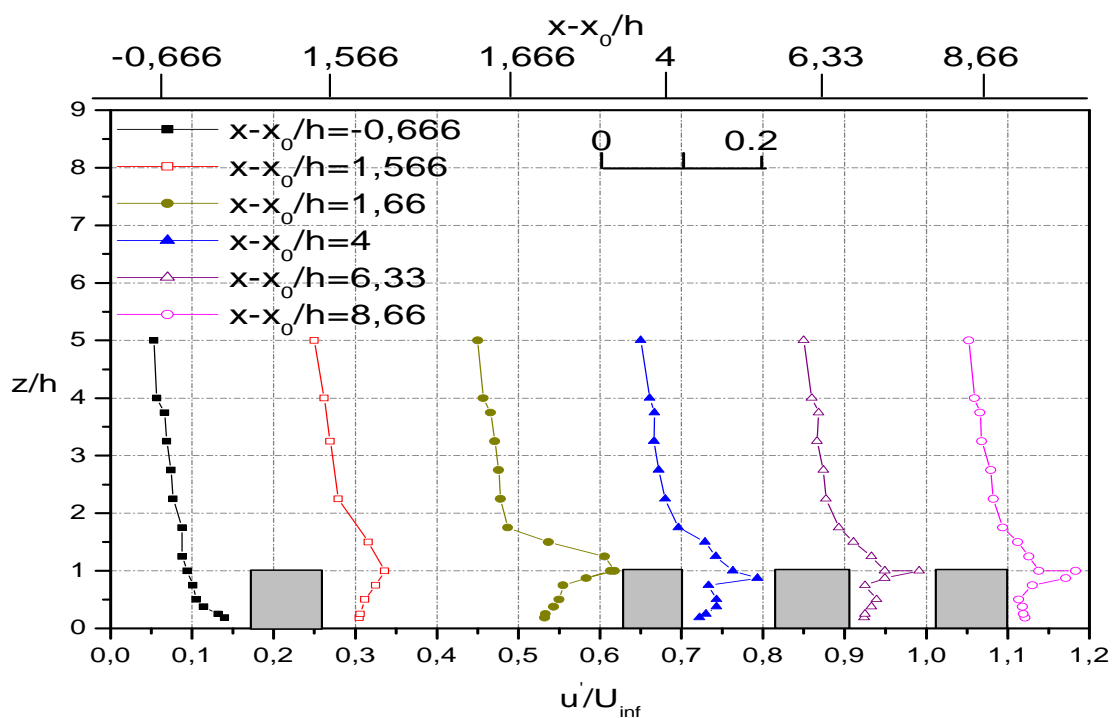
**Fig.19:** Evolution de profil vertical de fluctuation longitudinale dans le cas de 5 cubes à  $Y = (d+h)/2$

- **Cas d'une configuration alignée (16 cubes) :** Les figures 20, 21, et 22, présentent les intensités de turbulence pour les différentes distance ( $Y = 0$ ,  $Y = (d+h)/2$  et  $Y = 3/2(d+h)$ ):
  - Pour  $Y=0$ : le premier et le deuxième profil présentent un taux de turbulence de 14%, et 15%. Les profils 3, 4, 5, et 6, montrent que l'intensité de turbulence est respectivement de 18%, 12%, 19%, et 16%, à des hauteurs respectivement  $Z/h=0,5$ , et  $Z/h=1$ . Dans ce cas à la face interne des obstacles vers l'axe de symétrie, une zone tourbillonnaire explique la discussion précédente. Ces niveaux de turbulence sont plus importants que dans le cas n°1 pour la même distance  $Y=0$ .

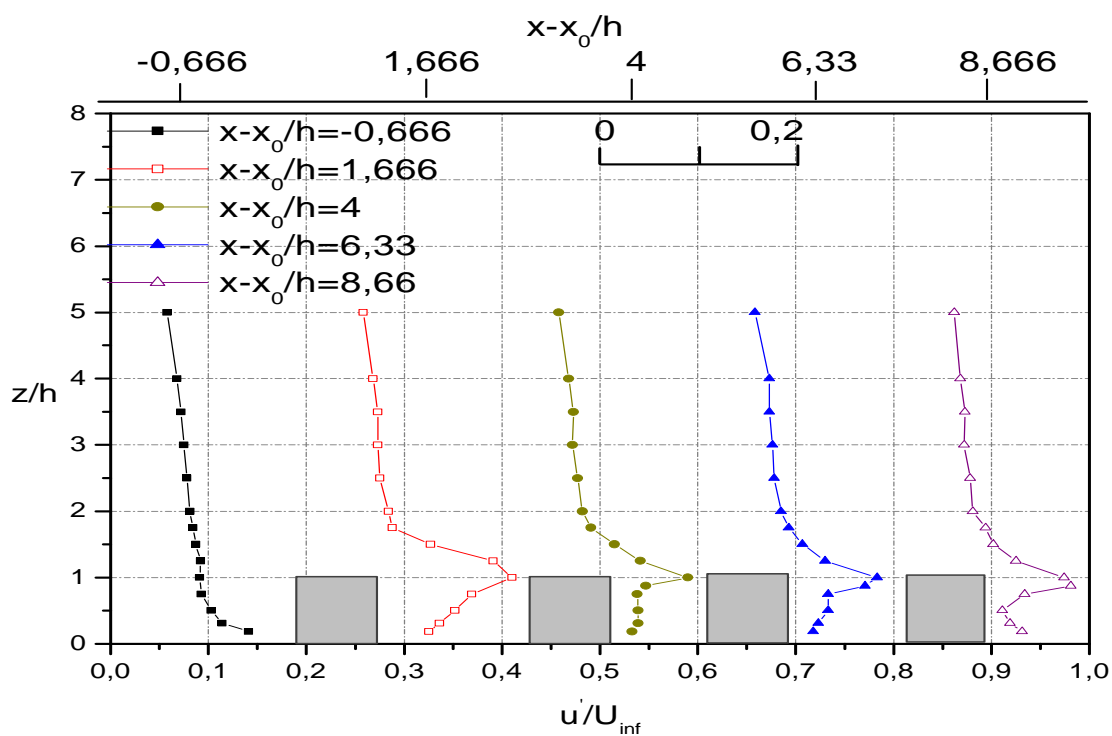


**Fig.20.** Profils verticaux de fluctuation de vitesse longitudinale dans le cas d'une 16 cubes à  $y=0$

- Pour  $Y = (d+h)/2$ , la figure 21 montre qu'au premier profil nous avons un taux de turbulence de 15% et qu'au deuxième et troisième profil nous avons des taux de turbulence respectivement de 15%, et de 22%. Pour les trois derniers profils, les distributions sont identiques avec des taux de turbulence constants de 20%, qui vérifient bien le régime d'un écoulement rasant, l'écoulement passe directement sans marquer de ralentissement.
- pour  $Y = 3/2(d+h)$ , la figure 22 montre que comme la distance entre les obstacles est tellement petite, l'écoulement ne circule pas. En aval de chaque obstacle, les profils sont identiques, et la discussion reste valable, mais avec des taux de turbulence moindres que le cas précédent à  $Y = (d+h)/2$ .



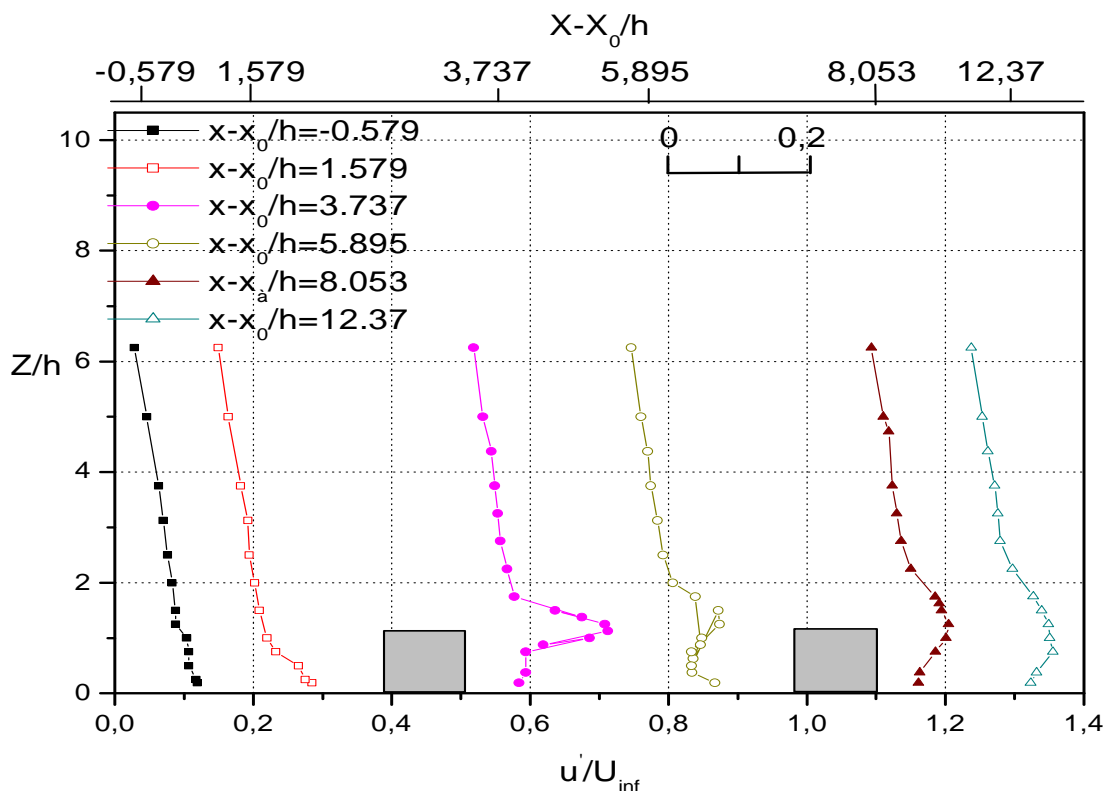
**Fig.21** : Evolution du profil vertical de fluctuation longitudinale au cas d'une 16 cubes à  $Y = (d+h)/2$



- **Dai** **Fig.22** : Evolution du profil vertical de fluctuation longitudinale dans le cas de 16 cubes à  $Y=3/2(d+h)$  et 25, présentent l'évolution des fluctuations de la vitesse longitudinale à différentes distances:

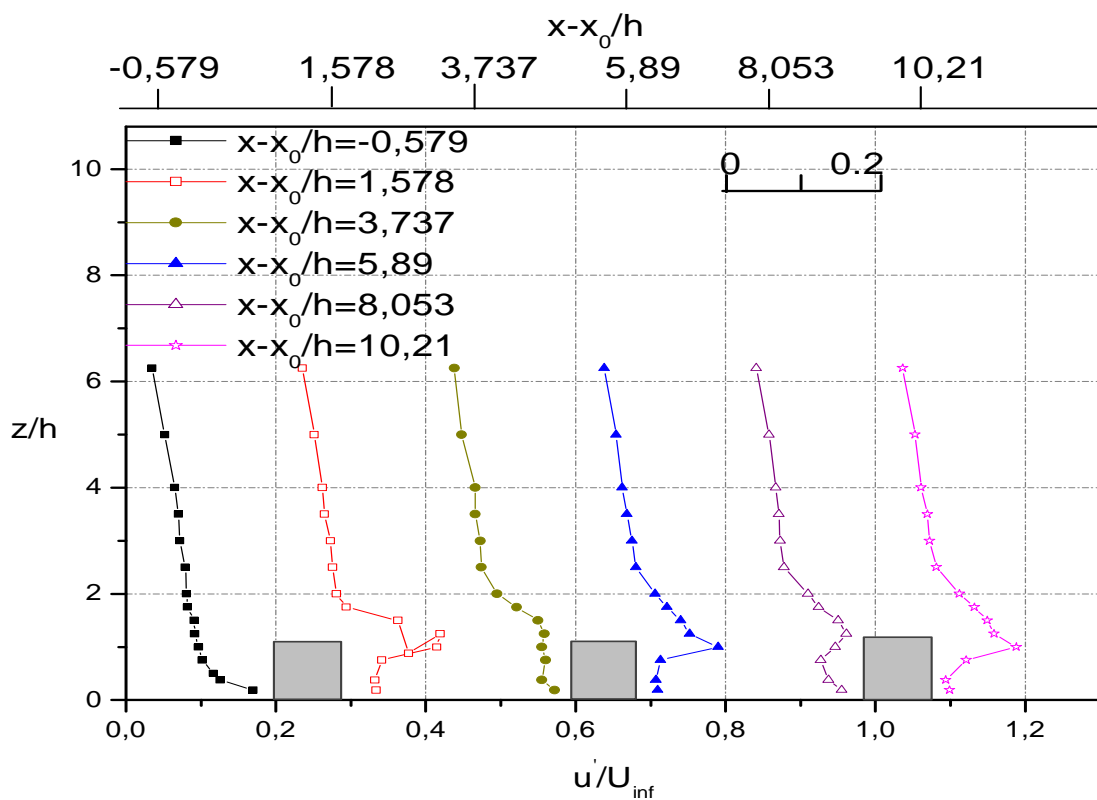
- Pour  $Y=0$ , la figure 23 montre que pour le premier et le deuxième profil, les taux de turbulence sont respectivement de 12%, et de 15%; ce qui est semblable que dans le cas sans obstacle. En aval du premier obstacle, le troisième et le quatrième présentent des taux de turbulence respectivement de 22%, et de 15%. Dans les deux derniers profils, les taux maximums sont respectivement 20% et 15%; ces résultats définissent une naissance d'une zone de recirculation.

L'intensité de turbulence est plus importante, après chaque obstacle, dans le cas 2 que dans le cas 4; en effet, la distance entre deux obstacles successifs n'est pas suffisante pour faire une stabilisation de l'écoulement.



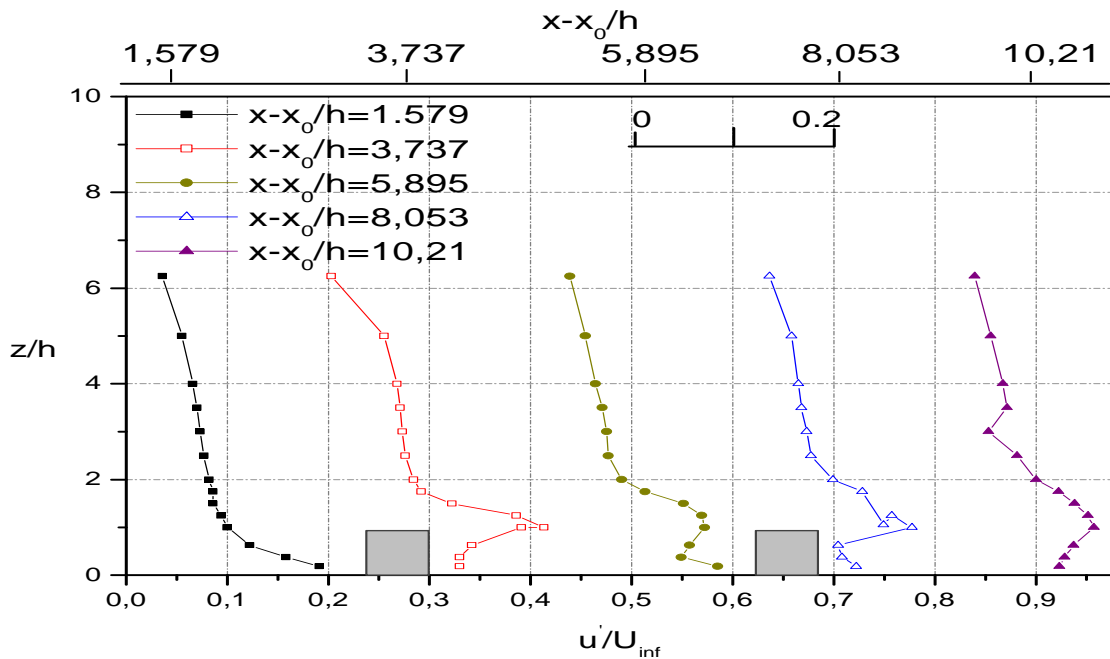
**Fig. 23** : Profils verticaux de fluctuation de vitesse longitudinale dans le cas de 18 cubes à  $Y=0$

- Pour  $Y = (d+h)/2$ , la figure 24 montre qu'en proche paroi, le premier profil présente un taux de turbulence de 18% en introduisant un ralentissement de l'écoulement en amont de l'obstacle. En aval de chaque obstacle, les intensités de turbulence sont identiques et constants en proche paroi jusqu'à une hauteur  $Z/h=0,4$ ; à la hauteur  $Z/h=1$ , les taux de turbulence sont de 22%, 20%, et 18%. Le troisième et le cinquième profil en amont du 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> obstacle présentent des déficits qui définissent la naissance de la couche de cisaillement juste au dessus de la zone de recirculation, les molécules qui circulent dans cette zone et les molécules qui glissent sur cette dernière. Et l'examen des profils de fluctuations de vitesse montre l'enveloppe de la cavité (zone où la fluctuation de vitesse augmente et présente un pic correspondant à une production de turbulence due à la couche de cisaillement).

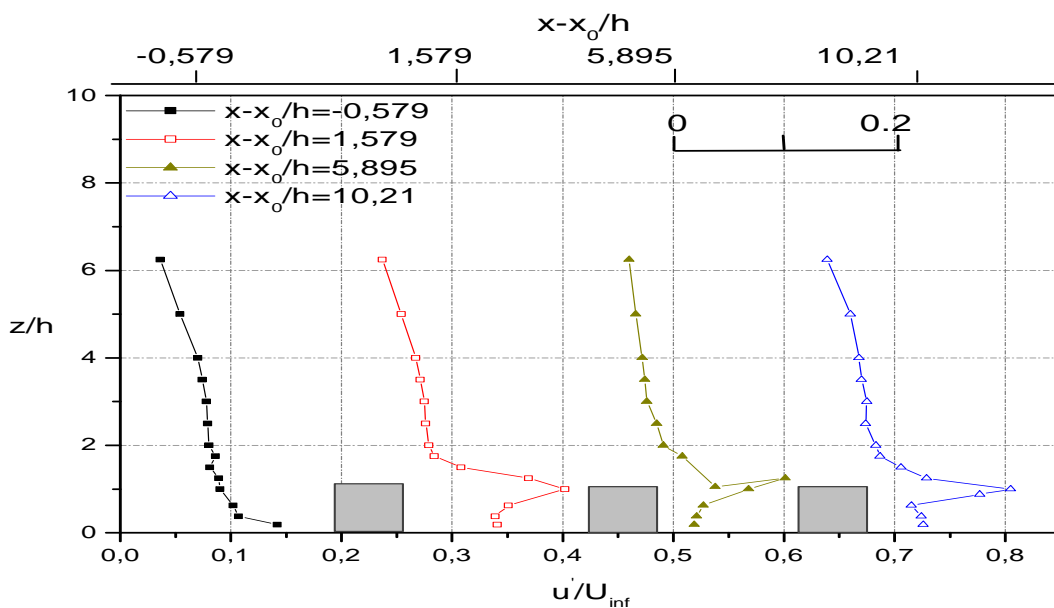


**Fig.24 :** Profils verticaux de fluctuation de vitesse longitudinale dans le cas de 18 cubes à  $Y = (d+h)/2$

- A  $Y=d+h$ , la figure 25 montre que les distributions sont identiques à celles du cas précédent ( $Y=(d+h)/2$ ), mais avec des taux moins importants. C'est-à-dire loin de l'axe de symétrie, la dispersion est diffuse moins sur la deuxième ligne transversale.
- A  $Y=3/2(d+h)$ , la figure 26, les intensités de turbulence sont identiques (les taux sont 20%).



**Fig. 25 :** Evolution du profil vertical de fluctuation longitudinale dans le cas d'une 18 cubes à  $Y=d+h$



**Fig.26 :** Evolution du profil vertical de fluctuation longitudinale dans le cas de 18 cubes à  $Y=3/2(d+h)$

L'étude du ralentissement de l'écoulement en amont de l'obstacle pour les quatre configurations de groupe d'obstacles, montre que la vitesse diminue à une distance verticale de l'ordre ou inférieure à  $2h$ , malgré que le nombre d'obstacles augmente.

Le blocage est plus important en amont de l'obstacle, pour le cas d'une configuration en quinconce par rapport au cas d'une configuration alignée. Ce blocage montre l'effet de l'obstacle sur le comportement de l'écoulement, et la naissance en aval de chaque obstacle d'une couche de cisaillement.

La turbulence créée par l'obstacle augmente beaucoup plus à la sortie de la zone de recirculation à cause de la distance qui est plus importante entre les obstacles pour chaque configuration en quinconce.

Malgré que la soufflerie a limité les mesures suivant la dimension de la veine d'essai de largeur  $3,70\text{m}$ , le blocage aérodynamique introduit par les groupes est négligeable à l'échelle de la section de la veine d'essai.

Les profils en sortie des groupes 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  $2h$ .

Les fluctuations de vitesse, en amont des groupes, sont plus élevées par rapport au cas sans obstacle (15%) dans la partie basse de la couche ( $z < h=2$ ) pour les deux configurations, et sont sensiblement identiques Par contre à l'intérieur des groupes, le taux de turbulence pour le cas no 2 est beaucoup plus important que pour le cas no 1 et le cas sans obstacle. Il est important de noter qu'en amont du groupe, le maximum de la fluctuation de vitesse se situe à la paroi. Plus en aval, le maximum du taux de turbulence est localisé, dans la configuration en quinconce, à une hauteur de  $1.5 h$ , ce qui situe approximativement la zone de recirculation à cette abscisse. Pour la configuration alignée, ce maximum est 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.

## Conclusion générale

Cette étude entreprise a permis de dégager un certain nombre de résultats susceptibles de contribuer d'une part, à la simulation physique de la couche de surface atmosphérique en situation stable, d'autre part, à l'analyse des effets d'une stratification thermique stable ainsi que les effets de rugosité sur les caractéristiques d'une limite turbulente. Dans un second volet, une étude de l'écoulement d'une couche limite turbulente en présence de groupe d'obstacles avec différentes configurations a permis de mettre l'accent de l'effet de ces obstacles sur le comportement de l'écoulement.

Les effets de stabilité se manifestent sur la totalité de la couche thermique sur paroi rugueuse, alors que sans rugosités l'épaisseur influencée est moindre. Par rapport à une paroi lisse, les rugosités paraissent avoir un « pouvoir de diffusion » des effets de stabilité plus important. Une tendance à la « laminarisation » des profils de vitesse moyenne a été en particulier observée sur toute la couche.

La loi de paroi sous sa forme classique semi-logarithmique n'est plus vérifiée en situation stable, ni dans le cas rugueux, ni dans le cas lisse. Cependant des lois du même type est obtenu, mais avec des coefficients très différents.

Nos résultats montrent une atténuation très nette la fluctuation verticale et longitudinale de vitesse, sous l'influence de la stabilité. Une tendance à la « bidimensionnalisation » de la turbulence est ainsi observée. Sous le même effet, les tensions de Reynolds subissent une décroissance importante. L'effet de la stabilité est bien claire, et ce présenter sur les distribution des moments d'ordre supérieur des fluctuations de vitesse et de température (les coefficients de dissymétrie  $S$ , et d'aplatissement  $T$ , de la fluctuation de vitesse et de température) sont bien vérifiés l'effet de la stabilité.

Les effets de la rugosité sur les grandeurs moyennes (les profils de vitesse et de température) est bien claire c'est-à-dire l'homogénéisation plus rapide et l'augmentation du niveau de turbulence. Ainsi que sur les grandeurs fluctuantes, (de vitesse longitudinale et les tension de Reynolds ...) est d'augmenter se niveau de turbulence en proche paroi, c'est-à-dire que pour tendance de bidimensionnaliser la turbulence. Pour les moments d'ordre supérieurs des fluctuations de vitesse de leur température l'effet de rugosité est moins vérifié. La vitesse de frottement est augmentée par l'effet des forces de cisaillement.

Malgré un certain nombre d'hypothèses de base non vérifiées expérimentalement, la confrontation de nos résultats avec la théorie de similitude de Monin-Obukhov s'est révélée satisfaisante; ils ont confirmés les données expérimentales fournies par plusieurs auteurs.

Nous avons mis en évidence l'effet du groupe l'obstacles sur la composante de vitesse longitudinale, est bien claire de dit que l'homogénéisation est plus rapide et aussi l'augmentation de niveau de turbulence juste en aval de chaque obstacle. Les fluctuations de vitesse longitudinale sont plus importantes en aval de l'obstacle, c'est-à-dire que pour tendance de bidimensionnaliser la turbulence. A l'intérieur des groupes se développait une couche interne et 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. La turbulence générée dans le groupe et la convergence des lignes de courant.

À l'intérieur des groupes, les zones de recirculation sont stabilisées par la présence d'obstacles en aval et peuvent ainsi se développer de manière plus importante selon la verticale.

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).

## Perspectives

L'étude entreprise, présente en définitive, plusieurs aspects positifs concernant notamment la méthode de stratification utilisée, l'influence de la stabilité et de rugosités à la paroi sur l'ensemble des caractéristiques turbulentes, la simulation physique de la couche de surface en situation stable; cependant un certain nombre de problèmes liés à la méthode utilisée (givrage, brouillard) ne sont pas encore complètement résolus, essentiellement au niveau de la proche paroi. Les résultats obtenus pour l'écoulement en présence des groupes d'obstacles constituent une riche base de données pour la validation des théories développée dans ce cadre.

Pour le reste les études du problèmes d'écoulement stable avec la présence l'effet de humidité sur une soufflerie de caractéristique plus importantes. Et pour aussi d'étudier la dispersion des polluants par exemple dans les zones industrielles et en présence des groupes d'obstacles avec des géométries bien définis.

## **BIBLIOGRAPHIE**

Stull R.B, 1988. "An introduction to boundary layer meteorology,". Atmospheric Sciences Library Kluwer Academic Publishers.

Oke T.R, 1987. Boundary Layer Climates. Methuen and Co. Ltd., London, 2nd edn..

Glockner S., Caltagirone J.P. & Morel P, 1999. Modélisation d'écoulements dans des espaces urbains. Int. J. Therm. Sci., Vol. 38, p.p, 703-731.

Glockner S, 2000. Contribution à la modélisation de la pollution atmosphérique dans les villes. Thèse de doctorat de l'Université de Bordeaux 1.

Foudhil H, 2000. Modélisation numérique de la couche limite atmosphérique en stratification thermique. Congrès Français de Thermique, SFT 2000, Lyon 15-17 mai 2000.

Dyer A.J, 1974. A review of flux-profile relationships. Boundary Layer Meteorol., vol. 7, p363-372.

Charney G., Schon J.P., Alcaraz E. & Mathieu J, 1979. Thermal characteristics of a turbulent boundary layer with an inversion of wall heat flux. *Turbulent Shear Flow 1*, Springer- Verlag, p104-118.

Castro I.P. & Robins A.G, 1977. The flow around a surface-mounted cube in a uniform and turbulent streams. *J. Fluid Mech.*, vol. 79, p307-335.

Businger J.A., Wyngaard J.C., Izumi Y. & Bradley E.F, 1971. Flux-profile relationship in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, vol. 28, p181-189.

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 - no 22, pp 3715-3731.

S.P.S. Arya, 1992. *Engineering Meteorology*. Plate, E.J. (Ed.), Elsevier, Amsterdam. Chap. n°6, Atmospheric boundary layers over homogeneous terrain.

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.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.

A.S. Monin et A.M. Yaglom, 1971. *Statistical Fluid Mechanics*. Vol. 1. The MIT Press.

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.

G. Comte-Bellot, 1976. Hot-Wire anemometry. *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, pp 209-231.

J. Cousteix ,1989. *Turbulence et couche limite*. Cepadues-Edition.

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.

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.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 - no 7, pp 1185-1194.

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.

- D. Arnal, J. Cousteix et R. Michel, 1976. Couche limite se développant avec gradient de pression positif dans un écoulement turbulent. La Rech. Aérop. No 1976-1.
- J.E. Cermak et K. Takeda, 1985. Physical modeling of urban air-pollutant transport. J. of Wind Eng. and Ind. Aero., pp 51-67.
- ULF Högström, 1988. Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer :A re-evaluation. Boundary-layer Meteo. vol 42, pp 55-78.
- J. C. Kaimal, 1973. Turbulence spectra, length scales and structure parameters in the stable surface layer. Boundary-layer Meteo. Vol 4, pp 289-309.
- Mathias W. Rotach, 1999. On the influence of the urban roughness sublayer on turbulence and dispersion. Atmospheric Environment. Vol 33, pp 4001-4008.
- J. E. Cermak et S. P. S. Arya, 1970. Problems of atmospheric shear flows and their laboratory simulation. Boundary-layer Meteo. Vol 1, pp 40-60.
- J. H. Lienhard V et C. W. Van Atta, 1989. Thermally stratifying a wind tunnel for buoyancy influenced flows. Experiments in fluids. Vol 7, pp 542-546.
- Zbigniew Sorbjan 1988. structure of the stably-stratified boundary layer during the sesame-1979 experiment. Boundary-layer Meteo. Vol 44 pp 255-266.
- Ronald L. Petersen, 1997. A wind tunnel evaluation of methods for estimating surface roughness length at industrial facilities. Boundary-layer Meteo. Vol 31 n° 1, pp 45-57.
- J. H. Lienhard V<sup>1</sup> and C. W. Van Atta<sup>2</sup>, 1990. The decay of turbulence in thermally stratified flow. J. Fluid Mech. Vol 210, pp 57-112.
- R. Zegadi, F. Allag, M. Ayrault, et P. Mejean, 1995. Effets de collines bidimensionnelles de faible pente sur une couche limite turbulente neutre. 2<sup>ème</sup> Congrès de mécanique. pp 306-312.
- B. A. Kader et A. M. Yaglom, 1990. Mean fields and fluctuation moments in unstably stratified turbulent boundary layers. J. Fluid Mech. Vol 212, pp 637-662.
- Eric Serres, 1980. Etude de la simulation en soufflerie de basses couches de l'atmosphère ; application à la prévision de l'impact d'un site industriel sur l'environnement. Thèse de docteur-ingénieur, Université de Claude Bernard de Lyon.
- R. Zegadi 1991. Contribution à l'étude de la couche de surface atmosphérique, en situation stable, simulée en soufflerie. Thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon.
- S. P. S. Arya 1968. Structure of stably stratified boundary layer. PhD. thesis Fort Collins Colorado.
- S. P. S. Arya 1975. Buoyancy effects in a flat-plate boundary layer. J. F. M. vol 68, part 2, pp 321-343.
- G. Brun 1988. Développement et application d'une méthode d'éléments finis pour le calcul des écoulements turbulents fortement chauffés. Thèse E.C.L.

J. Breil, 2001. Modélisation du remplissage en propergol de moteur à propulsion solide. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux I.

Costes J.P. (1996). Simulations numériques des écoulements atmosphériques sur sols fortement hétérogènes. Thèse de doctorat de l'Université de Nantes – Ecole Centrale de Nantes.

Gérard De Moor, 1978. Les théories de la turbulence dans la couche limite Atmosphérique. Etablissement d'études et de recherches météorologiques.

I. Kimura<sup>1</sup> and T. Hosoda<sup>2</sup>, 2000. Numerical simulation of flows around a surface-mounted cube by means of a non-linear k- $\epsilon$  model. 9<sup>th</sup>. International Symposium on flow visualisation. pp 388-398.

Harris, V.G., Graham, J.A.H. and Corrsin, S.: Further experiments in nearly homogeneous turbulent shear flow. J. Fluid Mech., Vol.81, pp.657-687, 1977.

Murakami, S., Mochida, A. and Ooka, R.: Numerical simulation of flowfield over surface-mounted cube with various second-closure models. Proc. 9th Symp. Turbulent Shear Flow, Kyoto, 13-5, 1993.

Feng Ding, S. Pal. Arya and Yuh-Lang Lin, 2001. Large-eddy simulations of the atmospheric boundary layer using a new subgrid-scale model. Environmental fluid mechanics. vol 1, pp 49–69.

Durbin, P. A. 1991. Near-Wall Turbulence Closure Modeling without 'Damping Functions'. Theoret. Comput. Fluid Dyn. Vol 3, pp 1-13.

Durbin, P. A. 1995. Separated Flow Computations with the k - $\epsilon$ - $v^2$  Model. AIAA J. vol 33, pp 659-664.

Durbin, P. A. 1996 On the k- $\epsilon$  Stagnation Point Anomaly. Int. J. Heat and Fluid Flow. Vol 17, pp 89-90.

Hussein, H. J. & Martinuzzi, R. J. 1996, Energy Balance for the Turbulent Flow Around a Surface Mounted Cube Placed in a Channel. Phys. Fluids. Vol 8, pp 764-780.

Jeong, J. & Hussain, F. 1995. On the Identification of a Vortex. J. Fluid Mech. Vol 285, pp 69-94.

Krajnovic, S. & Davidson, L. 1999. Large Eddy Simulation of the Flow Around a Surface Mounted Cube Using a Dynamic One-Equation Subgrid Model. The First Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena.

Rodi, W., Ferziger, J. H., Breuer, M. & Pourquie, M. 1997. Status of Large Eddy Simulation: Result of a Workshop. *J. Fluids Eng.* Vol 119, pp 248-262.

Shah, K. B. 1998 Large Eddy Simulation of the Flow Past a Cubic Obstacle. PhD. Thesis, Stanford University.

Gianluca Iaccarino AND Paul Durbin, 2000. Unsteady 3D RANS simulations using the  $v_2-f$  model. Center for Turbulence Research Annual Research Briefs. pp 263-269.

Michael J. Brown & Gerald E. Streit, 1998 . Emergency Responders' Rules-of-Thumb for Air Toxics Releases In Urban Environments. Los Alamos National Laboratory. V 1.2.

Edgar L. Andreas, 1996. The Atmospheric Boundary Layer Over Polar Marine Surfaces. Monograph 96-2. US Army Corps of Engineers Cold Regions Research & Engineering Laboratory.

Nathali Buil, 1999. Modélisation tridimensionnelle du transport de polluants dans les écoulements à surface libre. Thèse de Doctorat, l'Université Claude Bernard-Lyon 1.

Benjamin Loubet, 2000. Modélisation du dépôt sec d'ammoniac atmosphérique à proximité des sources. Thèse de Doctorat de l'Université Paul Sabatier.

Mehrez Samaali, 2002. Evaluation d'un modèle de couche limite atmosphérique 3D dans un cas homogène : Application à une parcelle agricole de Soja. Thèse de docteur de l'Université de Provence.

Olivier Isnard, 1999. Dispersion atmosphérique en présence de groupes d'obstacles. Thèse de docteur de l'école centrale de Lyon.

H.G.C. Woo, J.A. Peterka et J.E. Cermack 1977. Wind-Tunnel Measurements in the Wakes of Structures. NASA CR-2806, NTIS.

C. Zhang 1991. Simulation numérique d'écoulements turbulents autour d'un obstacle. Thèse de Doctorat, École Centrale de Nantes.

D.M. Elsom 1987. Atmospheric pollution - A global problem. Blackwell.

J-P. Favre 1977. Étude et réalisation d'une soufflerie de simulation atmosphérique. CNAM.

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.

J.O. Hinze 1975. Turbulence. Second edition. McGraw-Hill.

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.

N. E. Busch, 1973. On the mechanics of atmospheric turbulence. Workshop on micrometeorology. pp 1-65. D. A. Haugen, Am. Meteor. Soc.

N. E. Busch, 1973. The surface boundary layer. *Boundary layer meteorology*. Vol 4, pp 213-240.

Monin A. S. et Yaglom A. M, 1971 et 1975. *Statistical fluid mechanics*. The M. I. T. Press.

Saab A., Ribon M. et Mery P, 1975. Some features of the diffusion processes resulting from experimental field tests. Congrès NATO Francfort.

Samir Khanna et James G. Brasseur, 1997. Analysis of Monin-Obukhov similarity from large-eddy simulation. *J. Fluid Mech*. Vol. 345, pp, 251-286.

Cecilia Johansson, Ann-Sofi Smedman, et Ulf Hogstrom, et James G. Brasseur, Samir Khanna 2001. Critical test of the validity of Monin-Obukhov similarity during convective conditions. *American Meteorological Society*. vol 58, pp 1549-1566.

Jean-Philippe Boin, *Turbulence*. Cours de 2<sup>ème</sup> années l'ENSIB.

<http://www.let.ensma.fr/PUBLI/Cours/PENOT/CNM.htm>