



HAL
open science

Etude expérimentale de la dispersion d'un scalaire passif dans le proche sillage d'un corps d'Ahmed

Kevin Gosse

► **To cite this version:**

Kevin Gosse. Etude expérimentale de la dispersion d'un scalaire passif dans le proche sillage d'un corps d'Ahmed. Energie électrique. Université de Rouen, 2005. Français. NNT: . tel-00012128

HAL Id: tel-00012128

<https://theses.hal.science/tel-00012128v1>

Submitted on 12 Apr 2006

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE ROUEN

En vue de l'obtention du Doctorat

Discipline : Physique

Spécialité : Energétique

Par

Kevin GOSSE

**ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DISPERSION D'UN
SCALAIRE PASSIF DANS LE PROCHE SILLAGE D'UN
CORPS D'AHMED**

Directeur de thèse : Pierre Paranthoën

Soutenue le 30 Novembre 2005

M. Cadot Olivier	Professeur à l'ENSTA	<i>Rapporteur</i>
M. Dionnet Frédéric	Directeur du CERTAM	
M. Fréchou Didier	Ingénieur, Bassin d'Essai des Carènes	<i>Invité</i>
M. Gonzalez Michel	Chargé de Recherche CNRS, Rouen	
M. Mestayer Patrice	Directeur de Recherche CNRS, Nantes	
M. Mutabazi Innocent	Professeur à l'Université du Havre	
M. Paranthoën Pierre	Directeur de Recherche CNRS, Rouen	
M. Simoens Serge	Chargé de Recherche CNRS, Lyon	<i>Rapporteur</i>

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	17
I-1 Dynamique en aval d'un véhicule routier	17
I-1.1 Ecoulements caractéristiques.....	17
I-1.2 Ecoulement bidimensionnel de type culot droit $\alpha < \alpha_m$	21
I-1.2.1 Structure de l'écoulement.....	21
I-1.2.2 Champ de vitesse	22
I-1.3 Ecoulement tridimensionnel de type bicorps $\alpha_m \leq \alpha \leq \alpha_M$	22
I-1.3.1 Structure de l'écoulement.....	22
I-1.3.2 Champ de vitesse	24
I-1.4 Ecoulement bidimensionnel $\alpha > \alpha_M$	25
I-1.4.1 Structure de l'écoulement.....	25
I-1.4.2 Champ de vitesse	26
I-2 Dispersion d'un scalaire passif dans un sillage turbulent.....	26
I-2.1 Dispersion en aval d'un obstacle 2D ou 3D posé sur une paroi.....	27
I-2.2 Dispersion en aval d'un véhicule automobile	29
I-2.2.1 Proche sillage.....	29
I-2.2.2 Sillage lointain.....	32
I-3 Synthèse de l'étude bibliographique, objectif de ce travail	33
 CHAPITRE2 DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX, TECHNIQUES ET PRINCIPES DE MESURE	 37
II-1 Dispositifs expérimentaux	37
II-1.1 Souffleries	37
II-1.1.1 Soufflerie de type circuit fermé.....	37
II-1.1.2 Soufflerie de type circuit ouvert.....	38
II-1.1.3 Maquette.....	39
II-1.1.4 Source ponctuelle	40
II-1.2 Veines hydrauliques	41
II-1.2.1 Veine hydraulique $U_\infty = 2 \text{ cm.s}^{-1}$	41
II-1.2.2 Veine hydraulique PTH (B.E.C.)	41
II-1.2.3 Maquettes	42
II-1.3 Systèmes d'axes et notations.....	43
II-2. Techniques de mesure	43
II-2.1 Thermométrie à fil froid	44
II-2.1.1 Principe.....	44
II-2.1.2 Sonde simple	44
II-2.1.3 Description de la sonde double	44
II-2.1.4 Système d'acquisition	45
II-2.2 Anémométrie à fil chaud	46

II-2.2.1 Principe.....	46
II-2.2.2 Chaîne de mesure par fil chaud.....	46
II-2.3 Anémométrie Doppler Laser.....	47
II-2.3.1 Principe.....	47
II-2.3.2 Chaîne d'acquisition.....	49
II-2.4 Visualisations dans une veine hydraulique.....	50
II-2.4.1 Visualisation par électrolyse.....	50
II-2.4.2 Visualisation par tranche laser (PTH).....	51
II-3 Traitement des données.....	51
II-3.1 Mesure de température.....	51
II-3.1.1 Moyennes temporelles, coefficient de corrélation temporel et spatial, dérivées temporelles.....	51
II-3.1.1.1 moments.....	51
II-3.1.1.2 coefficient de corrélation temporel.....	52
II-3.1.1.3 coefficient de corrélation spatial.....	52
II-3.1.1.4 Dérivée temporelle de température.....	53
II-3.1.2 Corrections de bruit de fond pour la détermination des moyennes temporelles, des coefficients de corrélation, des dérivées temporelles et spatiales.....	53
II-3.1.2.1 moyennes temporelles.....	53
II-3.1.2.2 coefficient d'auto corrélation temporelle.....	54
II-3.1.2.3 coefficient d'auto corrélation spatiale.....	55
II-3.1.2.4 dérivée temporelle.....	56
II-3.1.3 Mesure des trois termes de taux de dissipation.....	57
II-3.2 Mesures de vitesse.....	58
II-3.2.1 Moyennes temporelles.....	58
CHAPITRE3 ETUDE DU CHAMP DYNAMIQUE.....	61
I II-1 Etude dynamique dans l'air.....	61
III-1.1 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=25^\circ$	61
III-1.1.1 Champ dynamique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$	61
III-1.1.2 Champ dynamique pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$	64
III-1.1.3 Champ dynamique dans le plan longitudinal médian pour $U_\infty=4$ et $12,50 \text{ m.s}^{-1}$	68
III-1.2 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=05^\circ$	70
III-1.2.1 Champ dynamique pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$	70
III-1.2.2 Champ dynamique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$	72
III-1.1.3 Champ dynamique dans le plan longitudinal médian pour $U_\infty=4$ et $12,50 \text{ m.s}^{-1}$	73
III-1.3 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=40^\circ$	74
III-1.3.1 Champ dynamique pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$	74
III-1.3.2 Champ dynamique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$	77
III-1.3.3 Champ dynamique dans le plan longitudinal médian pour $U_\infty=4$ et $12,50 \text{ m.s}^{-1}$	77
III-1.4 Etude dynamique en présence de la vitesse d'injection U_j	78
III-1.4.1 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=25^\circ$	78
III-1.4.1.1 Champ dynamique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$	78
III-1.4.1.2 Champ dynamique pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$	79
III-1.4.2 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=05^\circ$ et $\alpha=40^\circ$	81
III-2 Etude dynamique dans l'eau.....	83

III-3 Comparaison des résultats.....	88
III-3.1 Comparaison des résultats avec d'autres études.....	88
III-3.2 Caractéristiques générales du champ de vitesse dans le proche sillage d'un corps d'Ahmed	91
III-3.2.1 Longueur de la zone de recirculation L_R^*	91
III-3.2.2 Déficit de vitesse ΔU^*	92
III-3.2.3 Intensité maximale des fluctuations de la vitesse longitudinale I_u	93
III-3.2.4 Vorticité longitudinale moyenne maximale ω_{xM}^*	94
 CHAPITRE4 ETUDE DU CHAMP THERMIQUE	97
 IV-1 Etude thermique du jet chaud issu du tube d'injection.....	97
 IV-2 Etude du champ thermique dans le cas de l'injection du jet chaud dans le proche sillage du corps d'Ahmed	101
IV-2.1 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=25^\circ$	101
IV-2.1.1 Champ thermique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$	101
IV-2.1.1 Champ thermique pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$	104
IV-2.2 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=5^\circ$	110
IV-2.2.1 Champ thermique pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$	110
IV-2.2.2 Champ thermique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$	112
IV-2.3 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=40^\circ$	113
IV-2.3.1 Champ thermique pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$	113
IV-2.3.2 Champ thermique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$	117
 CHAPITRE5 DISCUSSION ET RESULTATS COMPLEMENTAIRES.....	121
 V-1 Mise en évidence d'une transition pour $\alpha=25^\circ$ et détermination du nombre de Reynolds critique.....	121
V-1.1 Aspect stationnaire	121
V-1.2 Aspect instationnaire.....	129
 V-2 Scénarios du transport du scalaire	131
V-2.1 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=25^\circ$	131
V-2.1.1 Transport du scalaire pour $Re_L < Re_{Lc}$	132
V-2.1.2 Transport du scalaire pour $Re_L > Re_{Lc}$	133
V-2.1.2.1 Zone de sillage proche	133
V-2.1.2.2 Zone de sillage intermédiaire.....	137
V-2.2 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=5^\circ$ et 40°	138
 V-3 Mélange.....	140
V-3.1 Evolution de la température moyenne maximale.....	140
V-3.2 Caractéristiques pseudo lagrangiennes	141
V-3.2.1 Evolution longitudinale du centroïde	142
V-3.2.2 Evolution longitudinale de la racine carrée de la variance	142
V-3.3 Evolution de l'intensité maximale des fluctuations de température.....	143
V-3.4 Taux de dissipation des fluctuations de température	145

V-3.4.1 Taux de dissipation aux points correspondant aux maxima de température moyenne	145
V-3.4.2 Taux de dissipation dans le plan $x^*=2$ le long des lignes $y^*=0,50$ et $z^*=-0,40$	147
V-3.4.2.1 Ligne $y^*=0,50$	147
V-3.4.2.2 Ligne $z^*=-0,40$	149
V-3.4.3 Temps de dissipation des fluctuations scalaires et temps de réactions chimiques	150
V-4 Cas pratiques	151
V-4.1 Impact sur les piétons	152
V-4.2 Impact sur les automobilistes	156
CHAPITRE6 CONCLUSION ET PERSPECTIVE.....	161
CHAPITRE7 ANNEXE	167
VII-1 Transport du scalaire – Aspect instationnaire	167
VII-2. Temps de réaction chimique	168

NOMENCLATURE

Lettres minuscules

a	Accélération de la vitesse de l'écoulement	$m.s^{-2}$
d	diamètre du tuyau d'échappement	m
k	constante cinétique	$cm^6mol^{-2}s^{-1}$
x	coordonnée longitudinale	m
x_{LA}	longueur de la lunette arrière	m
x_+	coordonnée longitudinale ($x_+=x+x_{LA}$)	m
y	coordonnée verticale	m
z	coordonnée transversale	m

Lettres majuscules

B	largeur du corps d'Ahmed	m
D	diffusivité thermique moléculaire	$m^2.s^{-1}$
H	hauteur du corps d'Ahmed	m
L	longueur du corps d'Ahmed	m
L_R	taille de la zone de recirculation	m
P	puissance électrique fournie	W
R_w	résistance du fil (chaud ou froid)	Ω
T	écart de température	K
T'	fluctuation de température	K
ΔT_{ref}	écart de température entre le jet chaud et l'extérieur	K
U	vitesse longitudinale	$m.s^{-1}$
ΔU	déficit maximum de la vitesse longitudinale	$m.s^{-1}$
U_j	vitesse de sortie du jet	$m.s^{-1}$
U_∞	vitesse de l'écoulement amont	$m.s^{-1}$
V	vitesse verticale	$m.s^{-1}$
W	vitesse transversale	$m.s^{-1}$
$\langle Y \rangle$	coordonnée verticale du centroïde	m
$\langle Y'^2 \rangle$	variance caractérisant la dispersion des particules fluide chauffées dans la direction y	m^2

$\langle Z \rangle$	coordonnée transversale du centroïde	m
$\langle Z^2 \rangle$	variance caractérisant la dispersion des particules fluide chauffées dans la direction z	m ²
A_{ij}	tenseur d'anisotropie	
F_x	coefficient d'aplatissement de la variable x	
$0x$	axe longitudinal	
$0y$	axe vertical	
$0z$	axe transversal	
I_u	intensité des fluctuations de la vitesse longitudinale	
I_θ	intensité des fluctuations de température	
R	niveau de dilution ($R=1/\langle T^* \rangle_{\max}$)	
S	point de localisation de la source	
S_x	coefficient de dissymétrie de la variable x	

Symboles grecs

α	angle d'inclinaison de la lunette arrière	°
α_m, α_M	angles d'inclinaison critiques de la lunette arrière	°
ν	viscosité cinématique de l'air	m ² .s ⁻¹
Λ_θ	échelle intégrale temporelle	s
λ_θ	échelle de Taylor	m
ε_θ	taux de dissipation de la variance des fluctuation de température ...	K ² .s ⁻¹
ω_x	Vorticité moyenne longitudinale	s ⁻¹
ω_{xM}	vorticité longitudinale moyenne maximale	s ⁻¹
τ_θ	échelle temporelle de dissipation	s
τ_c	temps de réaction chimique	s
ρ_θ	coefficient d'auto corrélation	
γ	coefficient d'intermittence	

Nombres adimensionnels

Re	nombre de Reynolds
Sc	nombre de Schmidt
St	nombre de Strouhal
Nu	nombre de Nusselt

Exposants, indices et caractères spéciaux

*	Grandeur adimensionnée (par H pour les longueurs) (par U_∞ pour les vitesses) (par ΔT_{ref} pour les écarts de température)
$\langle X \rangle$	moyenne temporelle d'une quantité X
$\langle X'^2 \rangle^{1/2}$	écart type d'une quantité X
$\langle X'^2 \rangle$	variance d'une quantité X
c	relatif à une grandeur critique
max	relatif à une grandeur maximale
L	relatif à la longueur de la maquette
H	relatif à la hauteur de la maquette
x	relatif à la composante longitudinale
y	relatif à la composante verticale
z	relatif à la composante transversale
s	relatif à une surface S

Introduction

La pollution d'origine automobile est devenue au cours du temps un facteur notable de la dégradation de l'environnement en général et de la diminution de la qualité de l'air dans les villes ou au voisinage des autoroutes en particulier. En effet, l'automobile et plus généralement les transports terrestres sont une des sources les plus importantes des émissions de CO₂ et plus généralement des gaz responsables de l'effet de serre. Ils sont également à l'origine d'émissions de substances nocives en terme de santé publique. Cette pollution agit par l'intermédiaire de gaz (CO, NOX, SO₂, HC, COV...) ou de particules fines dont les diamètres sont compris habituellement entre 0,05µm et 1µm.

De récentes études épidémiologiques ont mis en évidence de fortes relations entre l'inhalation de ces petites particules contenues dans les gaz d'échappement et des effets néfastes sur la santé humaine, Hertel et al. [33], Bion et al. [11]. Les effets à court terme concernent surtout l'appareil respiratoire et résultent généralement d'une toxicité directe des polluants ou d'une fragilisation des mécanismes de défense de l'organisme. Toutefois d'autres appareils, notamment l'appareil cardio-vasculaire, sont également concernés par ce type de pollution. Bien qu'il existe une très grande variabilité individuelle dans la susceptibilité à ces polluants, on a pu noter que certaines catégories de la population sont plus sensibles que la moyenne à ce type de pollution (personnes âgées, personnes souffrant de maladies respiratoires chroniques ou cardio-vasculaires, enfants..).

Dans ce contexte, des normes d'émission de plus en plus sévères ont été fixées aux constructeurs automobiles. Un des objectifs des pays européens à l'horizon 2008 est de limiter, par exemple, les émissions de CO₂ à 140g/km par véhicule.

Les solutions possibles pour réduire ces émissions et atteindre ces objectifs peuvent être diverses. On peut envisager de réaliser des moteurs plus performants en terme d'émissions en utilisant de nouveaux modes de combustion et de dépollution. Des progrès substantiels ont déjà été accomplis par l'utilisation de l'injection directe, de la recirculation des gaz brûlés, de pots catalytiques, de filtre à particules et de pièges à No_x. On peut envisager dans l'avenir de développer de nouveaux procédés de combustion et de dépollution. On peut également tenter de réduire la force de traînée sur les véhicules, une réduction de 10% de la traînée se traduisant par une diminution de 5% de la consommation de carburant et des émissions. Ce constat a conduit un certain nombre de laboratoires universitaires et de constructeurs

automobiles à entreprendre des études sur l'aspect aérodynamique de ces problèmes au sein d'un Groupement de Recherche "Contrôle Des Décollements" (www.imft.fr/GDR2502).

Toutefois, si l'on souhaite comprendre de manière plus détaillée l'impact de la pollution automobile sur l'environnement et la santé et agir avec plus d'efficacité, il est nécessaire d'étudier le transport de ces polluants dès qu'ils sont émis dans l'atmosphère. Ceci amène à comprendre le processus qui se développe des sources de polluants (véhicules automobiles, camions..) aux récepteurs potentiels (piétons, automobilistes, riverains...). Dans ce but, des modèles de la qualité de l'air ont été développés ces dernières années pour établir des relations entre les sources et les récepteurs. Ce processus est généralement divisé en deux étapes : le processus de "panache" et le processus "ambient". Ces deux processus possèdent des échelles temporelles et spatiales très différentes. Le processus de "panache" est directement lié au trafic automobile. Il commence dès la sortie des gaz d'échappement et s'étend jusqu'à quelques centaines de mètres de la source. Il peut varier de manière significative sur une échelle temporelle de l'ordre de quelques minutes. En contraste, le processus "ambient" dépend de la turbulence des basses couches de l'atmosphère. Il est de l'ordre de plusieurs heures ou de quelques jours et se développe sur des cellules géographiques plus étendues qui sont de l'ordre de $5 \times 5 \text{ km}^2$ en agglomération et peuvent atteindre $30 \times 30 \text{ km}^2$ dans le domaine régional. Ce phénomène global a fait l'objet de nombreuses études consacrées à la modélisation ou à la mesure de la dispersion de gaz ou de particules à proximité d'axes routiers importants ou dans des rues canyons.

Jusqu'à présent, l'approche par la modélisation a été principalement utilisée. Dans le cas des rues canyon où les émissions sont concentrées et la ventilation naturelle est réduite de nombreux modèles sont développés depuis le travail de pionnier de Johnson et al. [42]. Des modèles ont été proposés par Sini et al. [63], Huang et al. [38]. Pour une revue plus générale on pourra consulter les travaux de Vardoulakis et al. [66]. Dans le cas des axes routiers, de nombreux modèles de dispersion ont été proposés tels les modèles opérationnels, *CALINE 4* de Benson [9], *ROADWAY* d'Eskridge et Catalano [21], puis *ROADWAY-2* de Rao et al [53]. Les émissions des véhicules sont souvent simulées par une ligne source continue de gaz ou de particules, Fraigneau et al. [26] ou de manière plus élaborée par des modèles à deux ou trois dimensions. L'effet du trafic automobile sur la dispersion des polluants est souvent pris en compte globalement par l'intermédiaire d'un coefficient de dispersion vertical qui n'est pas initialement nul. Des modèles plus récents comme celui de Di Sabatino et al. [20] proposent des expressions pour la turbulence induite par le trafic.

Des mesures de concentration de particules ou de gaz (NO_x,) ont été également réalisées près d'axes routiers importants, Chock [17], Harrison et al. [32], Imhof et al. [40], dans des tunnels Weingartner et al. [71], Gouriou et al. [30] ou dans des rues canyon, Vachon et al. [65], Schafer et al. [59].

En revanche, les études expérimentales consacrées à la mesure de polluants gazeux ou de particules émis par un véhicule automobile sont rares et souvent limitées à la mesure des valeurs moyennes, Richards et al. [54][55], Baker [6]. La connaissance du niveau de fluctuations et des échelles spatiales et temporelles des polluants est cependant indispensable si l'on souhaite quantifier de façon précise la pollution d'origine automobile.

Cette dispersion s'effectue initialement dans le sillage du véhicule et dépend fortement des caractéristiques dynamiques de l'écoulement. Elle se traduit par une dilution plus ou moins rapide des gaz ou des particules dans le milieu environnant. La dispersion des particules, tant que leur nombre de Stokes $St = \tau_p / \tau_U$ est très inférieur à 1, s'effectue comme celle d'un gaz. τ_p et τ_U sont ici respectivement les constantes de temps de la particule et de l'écoulement.

Il faut noter toutefois que le processus de transport de polluants automobiles ne se limite pas toujours uniquement à ce seul phénomène de dispersion et de dilution. Ceci résulte de l'existence de processus additionnels physiques ou chimiques (nucléation, condensation/évaporation, coagulation, réactions chimiques, ...) qui peuvent aboutir à la création de nouvelles particules ou de polluants secondaires à partir des particules et des polluants primaires émis par le tuyau d'échappement.

Dans ce contexte très général, nous avons entrepris d'étudier de manière expérimentale une petite partie de ce problème. Il s'agit dans ce travail réalisé sur maquette de comprendre comment un traceur (marqueur ou chaleur) se disperse et se mélange dans le sillage d'un corps d'Ahmed, profil générique d'un véhicule automobile. Cette étude a été menée au sein d'un groupe de recherche transdisciplinaire sur la qualité de l'air dans le cadre du programme TOPAASE (TOxicologie des Polluants Atmosphériques, Aérothermochimie, Santé et Environnement) regroupant des équipes de recherche de l'Université de Rouen, de l'INSA, du CNRS, de l'INSERM, du CERTAM et du réseau Air Normand et soutenu par la région Haute-Normandie. Ce groupe étudie le problème du couplage pollution automobile - santé dans son ensemble en partant de la dispersion des polluants émis à l'échappement d'un véhicule automobile jusqu'à l'impact de ces effluents sur les tissus vivants.

Une partie de ce travail a également été effectué au Bassin des Carènes de Val de Reuil dans le cadre du Pole en Hydrodynamique soutenu également par la région Haute-Normandie. Deux campagnes de mesures ont été réalisées dans le Petit Tunnel Hydrodynamique du

B.E.C. en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique, Physique et Géosciences du Havre (I.Mutabazi et O.Cadot) dans le projet sillage-PTH.

Cette étude s'intègre également dans les études récentes menées au LTH Coria concernant la dispersion et le mélange en aval d'une source linéaire de chaleur placée dans un écoulement laminaire ou turbulent. Ces études se sont intéressées au cas de l'écoulement laminaire périodique de Bénard von Kármán, Godard et al. [28], Paranthoen et al. [52], ou à des écoulements turbulents 3D (jet plan, couche limite), Rosset et al [58].

Dans ce mémoire, nous suivrons le plan suivant. Dans le premier chapitre, les caractéristiques des sillages derrière des véhicules automobiles seront présentées en nous intéressant particulièrement au Corps d'Ahmed. L'aspect dispersion dans ce type d'écoulement sera également recensé. Le dispositif expérimental et les techniques de mesures que nous avons utilisés seront décrits dans le chapitre 2. Les résultats concernant le champ de vitesse seront présentés dans le chapitre 3 et ceux concernant le champ scalaire dans le chapitre 4. Une discussion des principaux résultats et la présentation de résultats complémentaires feront l'objet du chapitre 5.

Chapitre I Etude bibliographique

I-1 Dynamique en aval d'un véhicule routier

I-1.1 Ecoulements caractéristiques

L'écoulement autour d'un véhicule automobile réel est très complexe, parfois décollé et souvent fortement tridimensionnel. Depuis les travaux de pionniers de Janssen et Hucho [41], de nombreux travaux ont été consacrés aux sillages. Comme le montre la figure 1-1, on considère généralement trois types de géométrie: le véhicule uni-corps "squareback", le véhicule bi-corps "fastback" et véhicule tri-corps "notchback", Ahmed et Baumert [3].

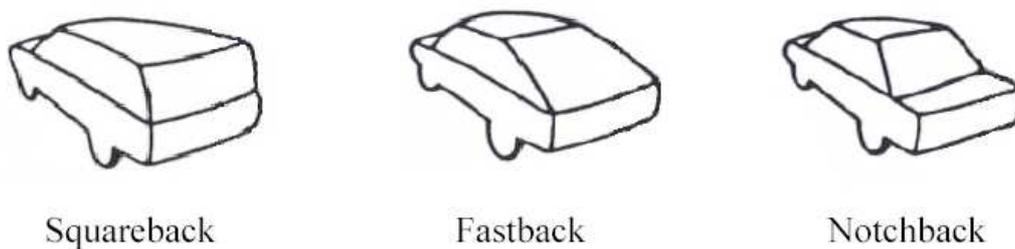


figure 1-1: les trois types de géométries automobiles (Ahmed et Baumert [3])

Ahmed [1][2] a montré l'influence de la géométrie et en particulier de l'angle d'inclinaison α du hayon sur la structure du sillage pour les véhicules bi-corps. La figure 1-2 présente les lignes de courant dans le plan médian de ce type de véhicule pour les quatre angles d'inclinaison suivants: (a) $\alpha=5^\circ$, (b) $\alpha=15^\circ$, (c) $\alpha=30^\circ$ et (d) $\alpha=40^\circ$.

L'écoulement est caractérisé par une zone de recirculation de forme torique dans les quatre configurations. Pour les deux premiers angles d'inclinaison $\alpha=5^\circ$ et 15° , le fluide ne décolle pas de la lunette arrière et la structure tourbillonnaire s'appuie sur la périphérie du culot. Pour les angles $\alpha=30^\circ$ et 40° , on constate un décollement de l'écoulement sur la surface inclinée qui s'amplifie à mesure que l'angle α augmente. A $\alpha=40^\circ$, la zone de recirculation s'étend du culot jusqu'au bord supérieur de la surface inclinée.

La seconde particularité de l'écoulement autour d'un véhicule automobile est la formation dans certains cas d'une paire de vortex longitudinaux contrarotatifs prenant naissance sur les bords de la lunette arrière. La figure 1-3(a) présente à titre d'exemple la formation d'un tourbillon de bord au niveau de l'arête du hayon pour un véhicule de type bi-corps. On constate également dans certaines circonstances la formation de vortex longitudinaux contrarotatifs issus des bords latéraux du pare-brise, comme le montre la figure 1-3(b).

Toutefois, ces seconds tourbillons de bords sont beaucoup moins énergétiques et plus petits que ceux issus des bords de la lunette arrière. La formation de ces deux types de vortex longitudinaux dépendent principalement des valeurs de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière et du pare-brise.

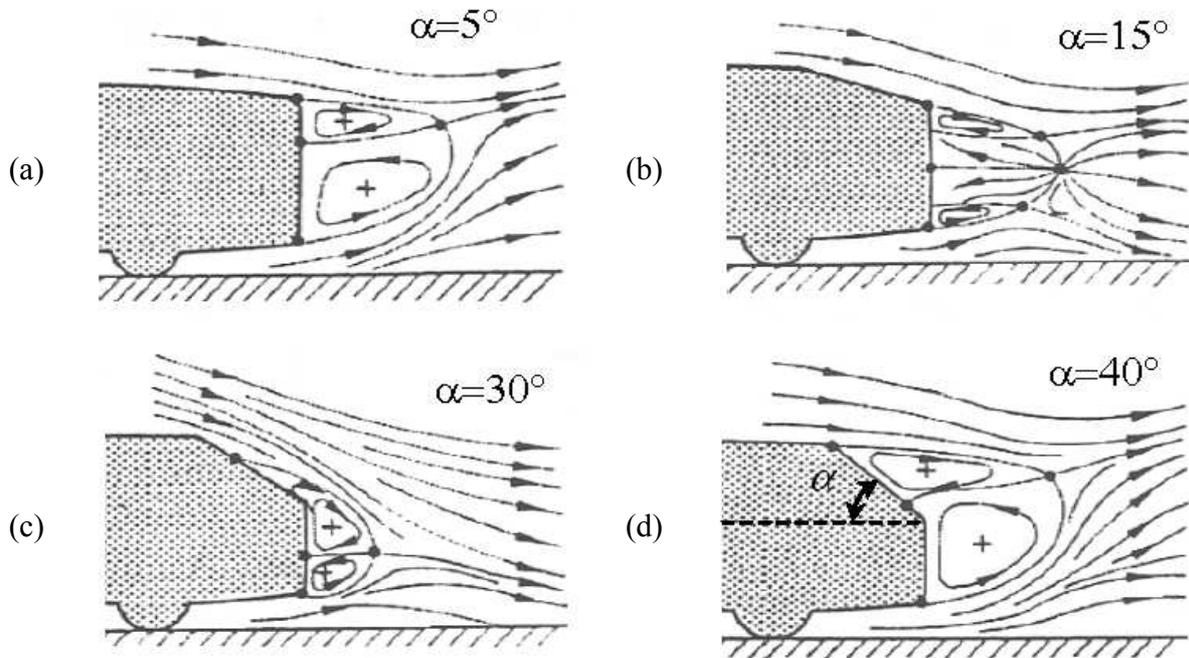


figure 1-2: Lignes de courant de l'écoulement dans le plan médian d'un véhicule de type bi-corps en fonction de l'angle d'inclinaison α (Ahmed [2])

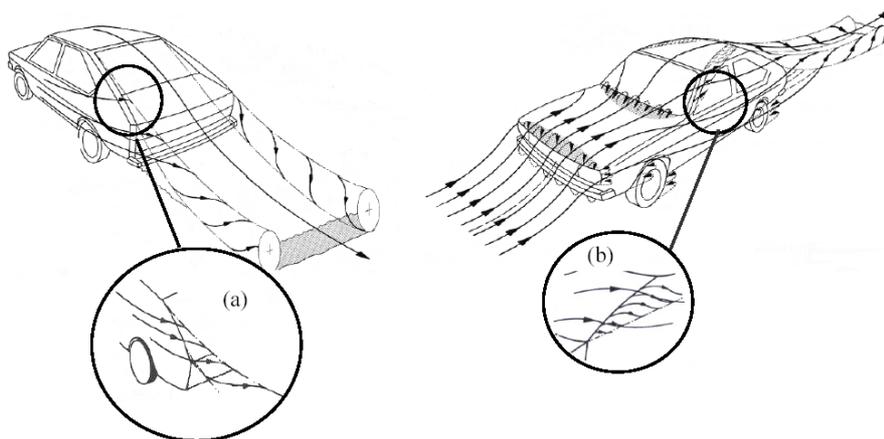


figure 1-3: formation des tourbillons de bords sur le bord (a) de la lunette arrière et (b) du pare-brise pour un véhicule de type bi-corps (Scibor-Rylski [60])

A titre d'exemple, nous présentons sur la figure 1-4 les champs de vitesse mesurés par Ahmed [2] dans les plans verticaux yOz en aval d'un modèle "fastback". On constate sur cette figure la

présence des vortex contrarotatifs issus des bords de la lunette arrière et qui se développent en aval du culot.

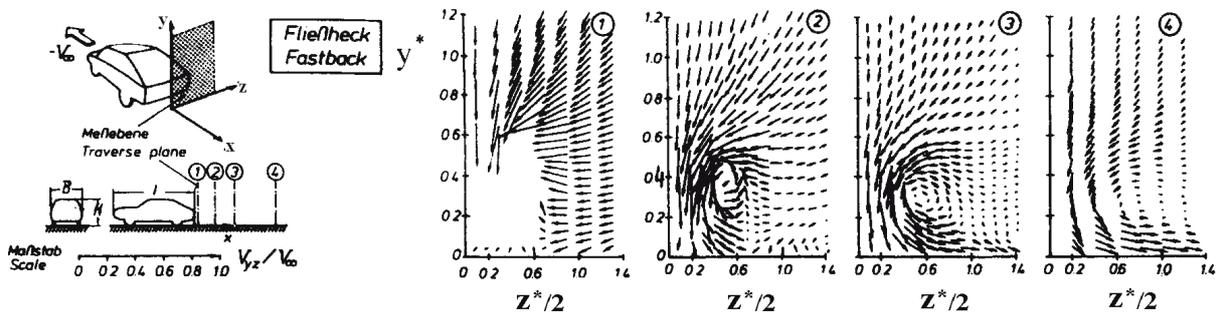


figure 1-4: Champs de vitesse en aval d'une maquette de type "fastback" dans le plan $y0z$ situées respectivement à $x^* = 0,12; 0,73; 1,45$ et $2,9$ (Ahmed [2])

Janssen et Hucho [41] ont été les premiers à mettre en évidence l'importance de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière d'un véhicule routier sur les valeurs de la traînée globale. La figure 1-5 présente la variation de ce coefficient de traînée en fonction de l'angle d'inclinaison α . On constate que le coefficient de traînée diminue initialement lorsque α augmente. Il atteint une valeur minimale pour α_m avant de croître brutalement pour $\alpha > \alpha_m$ et atteindre une valeur maximale pour $\alpha = \alpha_M$. Pour $\alpha > \alpha_M$, le coefficient de traînée reste à peu près constant avec une valeur plus faible.

En 1984, Ahmed a proposé une forme générique de véhicule automobile qui a donné lieu par la suite à de nombreux travaux. Ce modèle présenté sur la figure 1-7 est caractérisé par un angle d'inclinaison de la lunette arrière α variable. Ce modèle reprend en grande partie la forme proposée par Morel [51] dans le cas d'un angle $\alpha = 30^\circ$.

La figure 1-6, extraite de l'étude de Ahmed et al. [4], montre l'influence de l'angle d'inclinaison α sur le coefficient de traînée. On constate que cette évolution est sensiblement identique à celle observée pour un véhicule réel.

Cette étude a mis en évidence, pour un nombre de Reynolds $Re_L = 4,28 \cdot 10^6$, l'existence de valeurs critiques $\alpha_m = 12,5^\circ$ et $\alpha_M = 30^\circ$.

Une étude détaillée du champ de vitesse pour différentes valeurs de l'angle α a montré qu'il était possible de distinguer trois régimes d'écoulement:

- $\alpha < \alpha_m$: écoulement de culot bidimensionnel.
- $\alpha_m < \alpha < \alpha_M$: écoulement de type tridimensionnel.
- $\alpha > \alpha_M$: écoulement de culot bidimensionnel.

que nous allons décrire ci dessous.

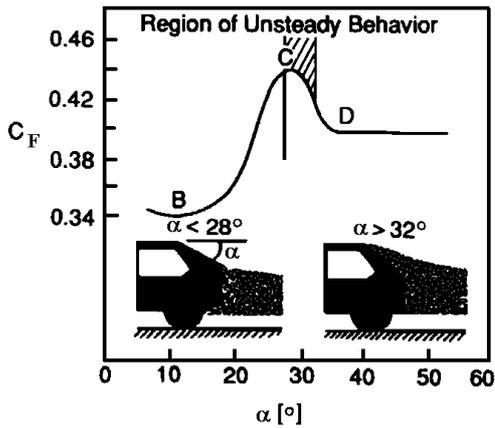


figure 1-5: Variation du coefficient de traînée totale d'une automobile en fonction de l'angle d'inclinaison α de la lunette arrière (Janssen et Hucho [41])

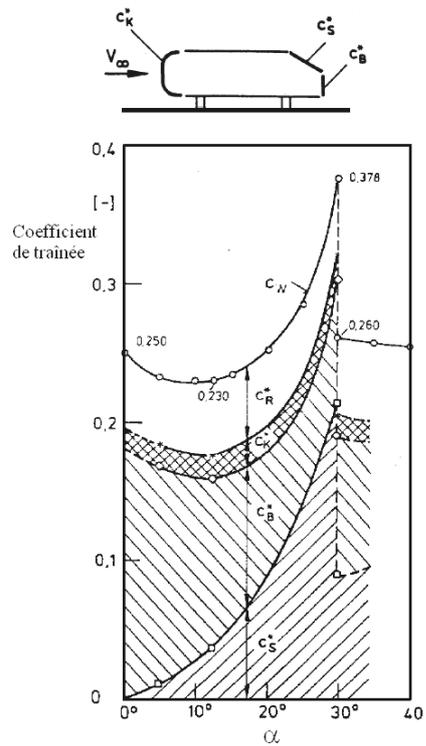


figure 1-6: Variation du coefficient de traînée en fonction de l'angle α (Ahmed et al. [4])

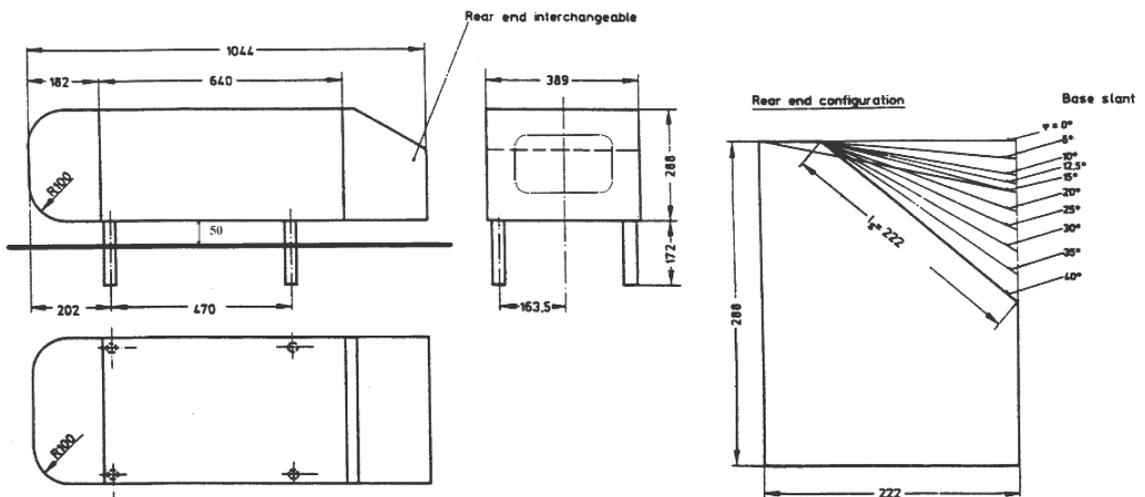


figure 1-7: Corps d'Ahmed (Ahmed et al. [4])

I-1.2 Ecoulement bidimensionnel de type culot droit $\alpha < \alpha_m$

I-1.2.1 Structure de l'écoulement

Dans ce premier régime, les lignes de courant ne décollent pas de la lunette arrière comme le montre la figure 1-8 (a) et (b). Ces dernières restent tangentes à la surface puis un décollement se produit autour du culot. On observe une structure tourbillonnaire qui prend la forme d'un tore s'appuyant sur la périphérie du culot et l'existence de vortex créés à chaque coin du culot.

Dans la zone inférieure qui occupe les 3/4 de la hauteur du culot droit, le tourbillon tourne dans le sens de rotation trigonométrique.

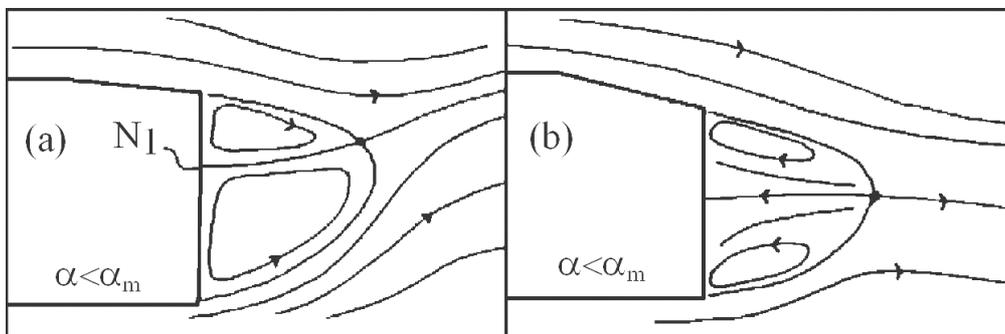


figure 1-8: Comportement du fluide pour $\alpha < \alpha_m$ (Gilliéron et Chometon [27])

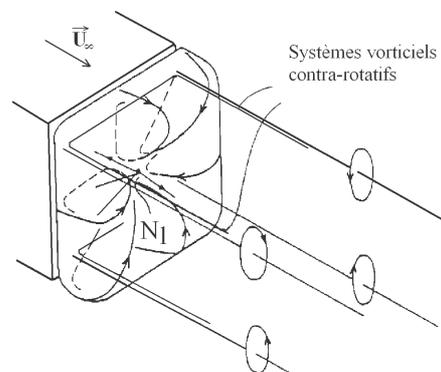


figure 1-9: Sillage du corps d'Ahmed d'angle $\alpha < \alpha_m$ (Gilliéron et Chometon [27])

Ce premier régime a été modélisé par Gilliéron et Chometon [27] qui ont retrouvé comme le montre la figure 1-9 les caractéristiques de l'écoulement.

I-1.2.2 Champ de vitesse

Ahmed et al. [4] ont mesuré les vecteurs vitesse juste en aval du culot. Sur la figure 1-10, on constate l'existence de vortex dans les coins et la présence d'une zone de recirculation dans le plan médian.

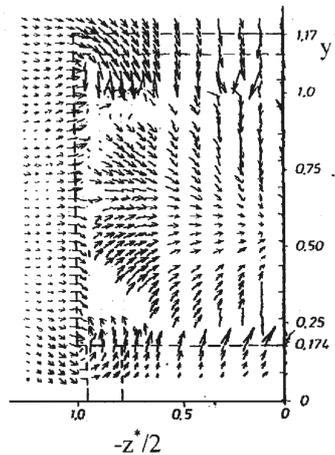


figure 1-10: Distribution de vitesse transversale en aval d'un modèle d'angle 5° située à $x^* = 0,28$ (Ahmed et al. [4])

Nous n'avons pas recensé d'autres mesures de vitesses plus en aval du modèle.

I-1.3 Ecoulement tridimensionnel de type bicorps $\alpha_m \leq \alpha \leq \alpha_M$

I-1.3.1 Structure de l'écoulement

Au-dessus de l'angle critique α_m , l'écoulement sur la lunette arrière devient tridimensionnel. Ahmed et al. [4] ont observé que l'écoulement décolle puis recolle sur la partie centrale de la paroi inclinée. Ce bulbe de recollement, qui se développe au sommet de la lunette, apparaît sur le schéma de la figure 1-11. Ce bulbe est également présent sur la photographie de Lienhart et Becker [48][49][50] de la figure 1-12.

Toutefois, Howard et Pourquie [36] et Hinterberger et al. [35] ont montré à partir de simulations numériques par LES que l'écoulement n'est pas continûment recollé dans le temps. La figure 1-13, issue des travaux d'Hinterberger et al. [35], présente deux champs de la vitesse longitudinale instantanée dans le plan médian. L'image de gauche nous indique que l'écoulement tend à se rattacher sur la partie inclinée tandis que l'image de droite montre que l'écoulement décolle totalement. Dans ce cas, l'écoulement recolle de manière intermittente sur la partie centrale de la paroi inclinée.

Ahmed et al. [4] ont montré par leurs mesures que le sillage est également caractérisé par la présence de deux tourbillons latéraux contrarotatifs issus des bords de la lunette arrière. Ces vortex ont été mis en évidence par visualisation par Spohn et Gilliéron [64] et par cavitation par Beaudoin et al. [7] sur la photographie de la figure 1-14.

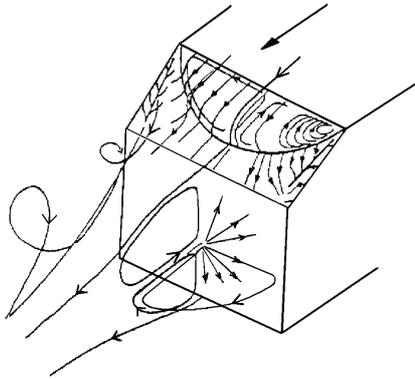


figure 1-11: Structure du sillage (Gilliéron et Chometon [27])



figure 1-12: Photographie des lignes de frottement sur la lunette arrière (Lienhart et Becker [48][49][50])

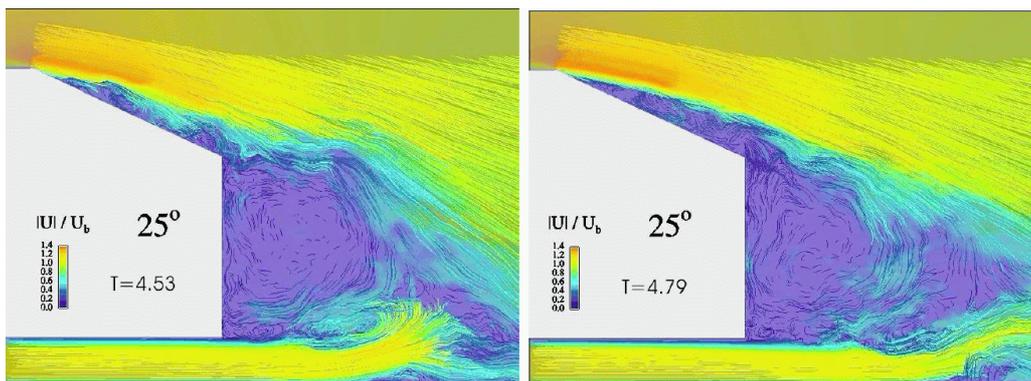


figure 1-13: Champs de vitesse longitudinale instantanée $Re_L=2,8.10^6$ (Hinterberger et al. [35])



figure 1-14: Visualisation des tourbillons de bord par cavitation (Beaudoin et al. [7])

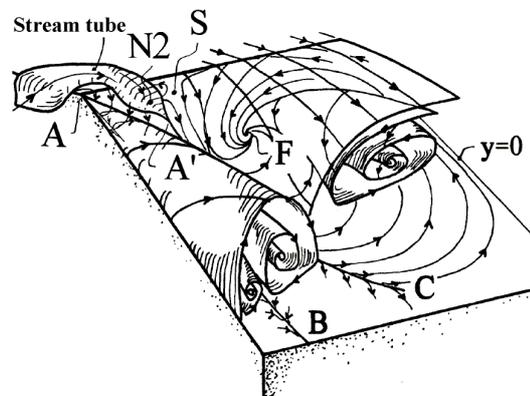


figure 1-15: Topologie des lignes de courant au-dessus de la lunette arrière (Spohn et Gilliéron [64])

La figure 1-15, extraite des travaux de visualisation de Spohn et Gilliéron [64], indique l'existence d'un second vortex longitudinal situé entre la ligne de séparation AB et le bord de la lunette arrière. Ces résultats sont en accord avec l'étude expérimentale de Sims-Williams. Les lignes de frottement visualisées par Lienhart et Becker [48][49][50], présentées sur la figure 1-12, montrent l'existence de la ligne de séparation AB.

En aval du culot, l'écoulement est caractérisé par une zone de recirculation et le développement des deux tourbillons de bord comme nous pouvons le voir sur la figure 1-11.

I-1.3.2 Champ de vitesse

Cette description est confirmée sur la figure 1-16 par les mesures de vitesse effectuées par Ahmed et al. [4] dans trois plans verticaux $y0z$ (a), (b) et (c) situés respectivement à $x^*=0,28; 0,7$ et $1,74$ en aval d'un modèle d'angle $\alpha=25^\circ$ obtenus à $Re_L=4,28.10^6$. On distingue dans les plans (a) et (b) les limites de la bulle de recirculation assimilée au système torique. L'existence du cône de vorticité, son déplacement vers la ligne médiane et sa croissance sont visibles sur ces mêmes plans.

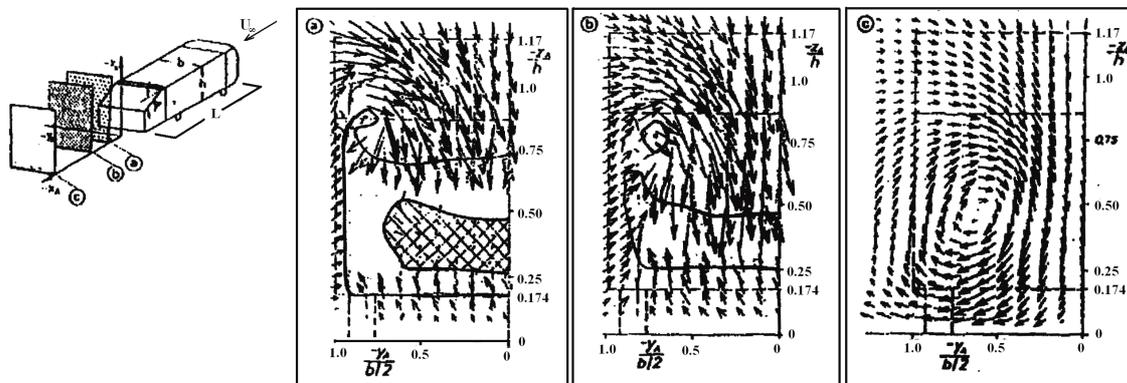


figure 1-16 (a-b-c): Distribution de vitesses de trois coupes transversales en aval d'un modèle d'angle $\alpha=25^\circ$ situées respectivement à $x^*=0,28; 0,7$ et $1,74$ (Ahmed et al. [4])

Lienhart et Becker [48][49][50] ont mesuré au moyen de l'anémométrie Doppler Laser des champs de vitesse dans quatre plans verticaux $y0z$ situées respectivement à $x^*=0; 0,28; 0,7$ et $1,74$ pour $Re_L=2,78.10^6$. Leurs résultats présentés sur la figure 1-20 sont en accord avec ceux d'Ahmed et al. [4].

Cette situation expérimentale a fait l'objet de nombreuses modélisations. La complexité du champ de vitesses en aval du corps d'Ahmed en a fait un cas test pour la validation des codes

de dynamique des fluides pour les véhicules automobiles (Han [31], Krajnovic & Davidson [45][46], Howard et al. [37], Kapadia et al. [43], Bernard et al. [10], ...).

I-1.4 Ecoulement bidimensionnel $\alpha > \alpha_M$

I-1.4.1 Structure de l'écoulement

Au-dessus de l'angle critique α_M , l'écoulement change brutalement de structure et redevient bidimensionnel. On constate l'absence de bulbe de séparation, comme le montrent la figure 1-17 et la photographie de Lienhart et Becker [48][49][50] présentée sur la figure 1-18. La zone de recirculation s'étend alors du culot jusqu'à la lunette arrière sans aucun rattachement, comme le montrent les lignes de courant de la figure 1-19 extraite des travaux d'Anagnost et al [5].

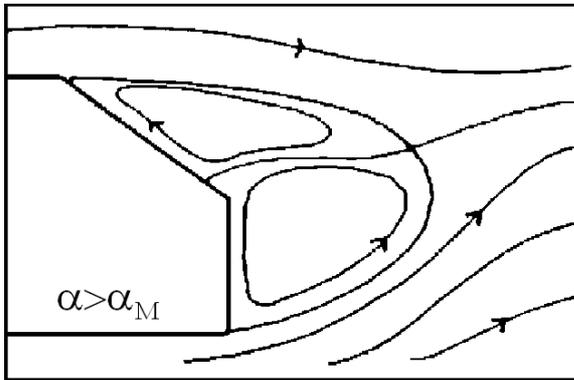


figure 1-17: Structure longitudinale du sillage pour $\alpha > \alpha_M$ (Gilliéron et Chometon [27])



figure 1-18: Photographie des lignes de frottement sur la lunette arrière (Lienhart et Becker [48][49][50])

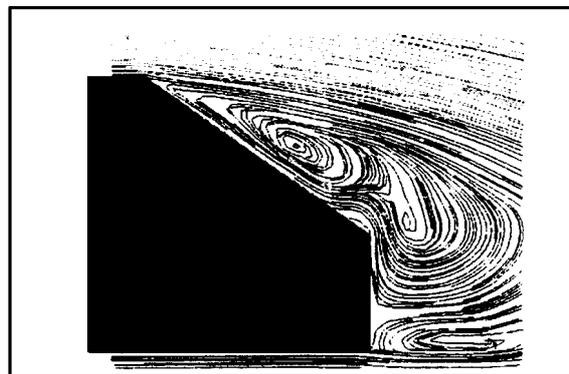


figure 1-19: Lignes de courant en aval pour un angle $\alpha=35^\circ$ dans le plan médian (Anagnost et al [5])

I-1.4.2 Champ de vitesse

Lienhart et Becker [49] ont comparé les champs de vitesse en aval dans le plan vertical $y0z$ pour les angles $\alpha=25^\circ$ et 35° à $Re_L=2,78.10^6$. On constate sur la figure 1-20, la disparition des vortex longitudinaux dans la zone de recirculation. Cette dernière s'étend plus loin en aval pour le cas $\alpha=35^\circ$. Dans ce dernier cas, à $x^*=1,74$, des vortex longitudinaux apparaissent mais avec une intensité plus faible que dans le cas $\alpha=25^\circ$.

On remarquera qu'il existe peu d'études pour les angles $\alpha < 12,5^\circ$ et $\alpha > 30^\circ$. La majorité des travaux antérieurs expérimentaux ou de modélisation se sont plus attachés à étudier l'écoulement de sillage tridimensionnel.

Il est à noter que la complexité de cet écoulement a amené les expérimentateurs à étudier récemment des obstacles de forme plus simple (dièdre 2D et 3D), Boisson et al. [12].

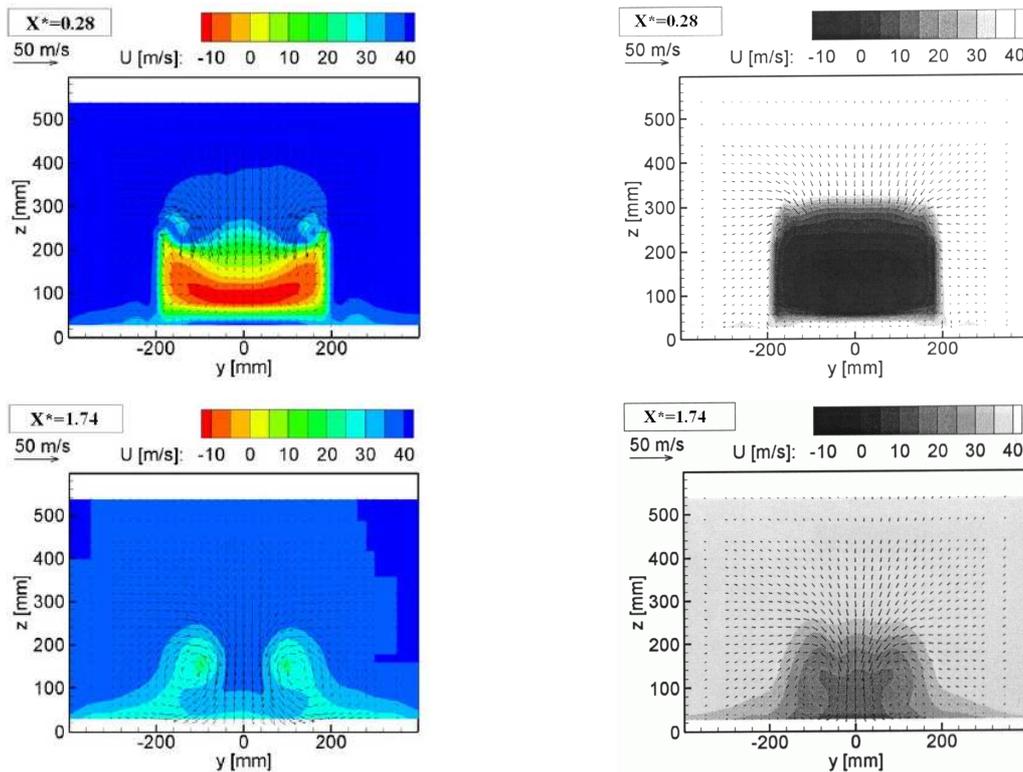


figure 1-20: Distributions de vitesse dans le plan $y0z$ situées à $x^*=0,28$ et $x^*=1,74$ pour un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=25^\circ$ (à gauche) et $\alpha=35^\circ$ (à droite) (Lienhart et Becker [49])

I-2 Dispersion d'un scalaire passif dans un sillage turbulent

La dispersion d'un polluant dans le sillage d'un véhicule automobile présente beaucoup de similarité avec la dispersion d'un scalaire passif dans le sillage d'un obstacle 2D ou 3D posé

sur une paroi. Pour cette raison, nous présenterons en premier successivement des travaux expérimentaux de dispersion réalisés dans des sillages d'obstacles bidimensionnel ou tridimensionnel. Les travaux que nous avons recensés concernant la dispersion d'un contaminant dans le sillage d'un véhicule automobile seront ensuite décrits.

I-2.1 Dispersion en aval d'un obstacle 2D ou 3D posé sur une paroi

Vinçont et al. [69] ont étudié le cas d'un contaminant injecté par une source linéaire à la paroi dans la zone de recirculation d'un obstacle bidimensionnel de section carrée.

Deux expériences successives ont été effectuées dans l'eau et dans l'air en utilisant respectivement de la Rhodamine B et des particules volatiles. Dans les deux cas, les mesures de vitesse et de concentration ont été réalisées par PIV et LIF.

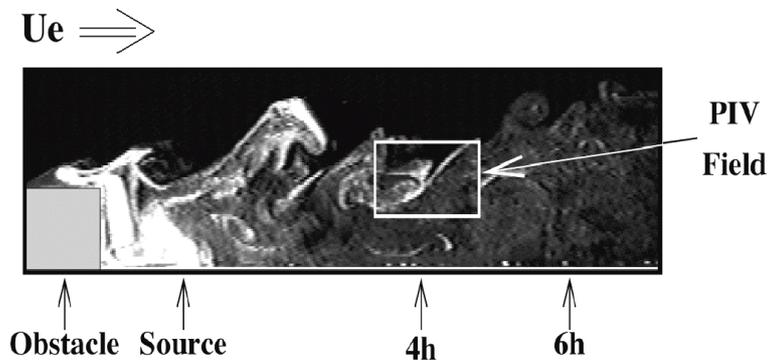


figure 1-21: Conditions expérimentales (Vinçont et al. [69])

Comme le montre la figure 1-21, le contaminant émis par la source est piégé à la fois par le tourbillon situé juste en aval de l'obstacle et par la zone de recirculation. Près de l'obstacle le contaminant remonte. Une partie est même présente sur la face supérieure de l'obstacle avant de rejoindre le reste du contaminant dans la zone de cisaillement.

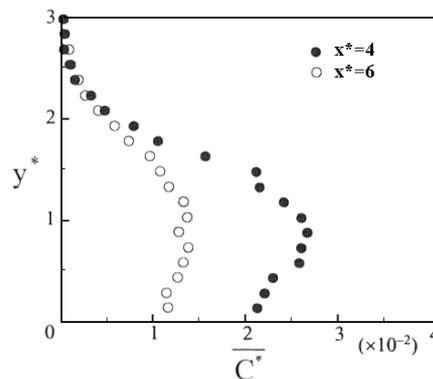


figure 1-22: Profils de concentration en aval de l'obstacle (Vinçont et al. [69])

Les concentrations moyennes $\langle C^* \rangle$ dans la zone de recirculation, à $x^*=4$ et à $x^*=6$, présentées sur la figure 1-22, montrent une bonne homogénéisation du champ de concentration près de la paroi.

Robins et Castro [56] ont étudié le champ de concentration moyen en aval d'un cube posé sur une paroi en injectant un contaminant au centre de la face supérieure et au niveau du culot, comme le montre la figure 1-23. Les concentrations sont mesurées au moyen de la technique de ionisation de flamme (FID). Les mesures sont effectuées pour un nombre de Reynolds $Re=6.10^4$.

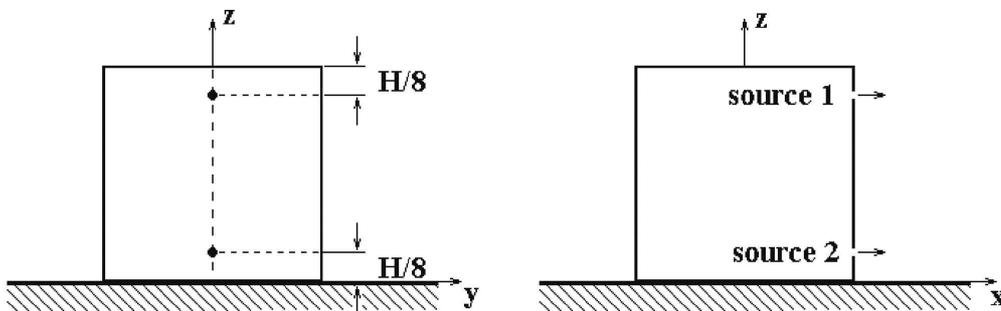


figure 1-23: Conditions expérimentales (Robins et Castro [56])

L'évolution longitudinale des concentrations moyennes obtenues au niveau de la paroi est présentée sur la figure 1-24. Ces résultats de mesures sont interprétés en utilisant la notion de hauteur effective de source. Cette dernière correspond à la hauteur d'une source ponctuelle située à une distance x^* particulière qui, en l'absence du cube, donnerait la même évolution longitudinale de la concentration moyenne.

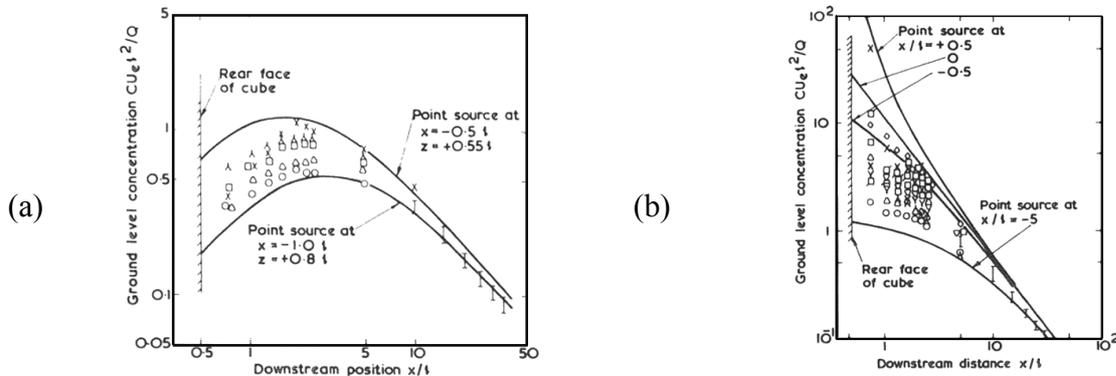


figure 1-24: Distributions de concentrations: (a) source 1, (b) source 2 (Robins et Castro [56])

I-2.2 Dispersion en aval d'un véhicule automobile

La dispersion en aval d'un véhicule routier intervient dans de nombreuses situations. C'est elle qui contrôle la diffusion des polluants gazeux (ou des particules) émise à l'échappement ou la remise en suspension de l'eau (ou des poussières) par les roues d'un véhicule (Chen et al. [16], Yoshida et al. [72]).

On distingue généralement comme le montre la figure 1-25 le sillage proche et le sillage lointain. La région de proche sillage correspond pour une automobile de type bi-corps (ou un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=25^\circ$) à la zone de recirculation et à la zone où les vortex longitudinaux sont bien organisés. Le sillage lointain correspond à une région en aval du véhicule où la turbulence de sillage devient du même ordre que la turbulence atmosphérique.

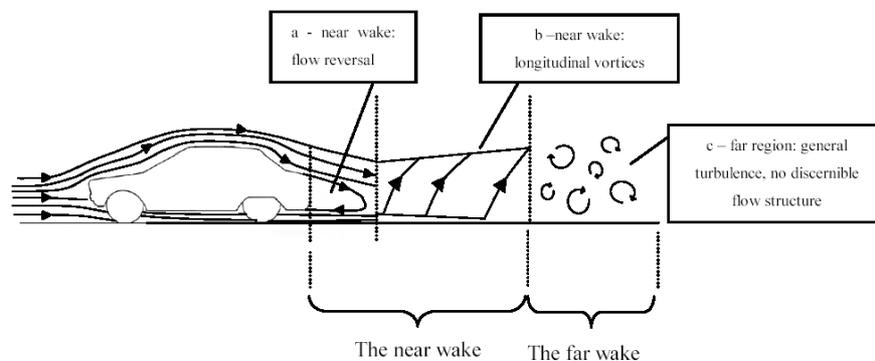


figure 1-25: Définition du sillage proche et lointain (Hucho, [39])

I-2.2.1 Proche sillage

Chan et al. [14] ont modélisé la dispersion des oxydes d'azote en sortie d'un pot d'échappement en faisant varier la concentration en NO_x , la température T et la vitesse U_j en sortie de l'échappement et la vitesse du vent U_w . Cette étude correspond aux cas d'un véhicule à l'arrêt dans un embouteillage ou en train de démarrer.

Ces auteurs ont pris en compte dans leur étude l'influence des réactions chimiques sur la dispersion des oxydes d'azote. Deux réactions importantes, parmi une dizaine de réactions, peuvent affecter les concentrations de NO et de NO_2 . La première faisant intervenir l'ozone s'écrit : $\text{NO} + \text{O}_3 \rightarrow \text{NO}_2 + \text{O}_2$

Cette réaction est généralement utilisée dans l'atmosphère, Fraigneau et al. [26], Brown et Bilger [13].

Certains auteurs ont indiqué que NO peut également être oxydé à proximité de sources quand ce polluant est émis par une cheminée. Karamchandani et al. [44] mentionnent que, dans ce cas, la réaction d'oxydation devance la réaction précédente car le taux d'oxydation de NO ,

proportionnel au carré de la concentration de NO, n'est plus négligeable. Dans l'atmosphère, la réaction d'oxydation : $2\text{NO} + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{NO}_2$ peut se produire car le temps de réaction τ_c est généralement inférieur au temps de mélange.

Suivant cette démarche, Chan et al. [14] ont également utilisé cette réaction d'oxydation quand le NO est émis par un tuyau d'échappement.

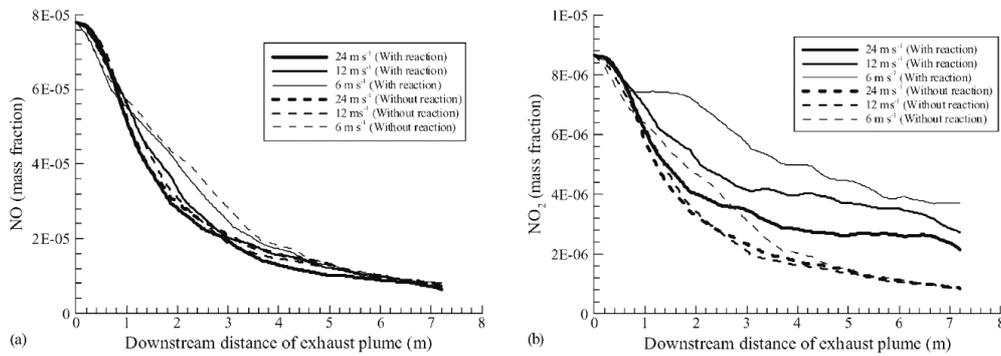


figure 1-26: Concentrations du (a) NO et (b) NO₂ le long de la ligne centrale de l'échappement en fonction de U_j pour U_w=1m.s⁻¹- Chan et al. [14]

La figure 1-26 et la figure 1-27 présentent les concentrations de NO et NO₂ le long de la ligne centrale de l'échappement respectivement en fonction de U_j avec U_w=1m.s⁻¹ et de U_w avec U_j=6m.s⁻¹. La concentration en NO_x décroît toujours en fonction de la distance à la source dans les deux cas. Dans le premier cas, la réaction d'oxydation se traduit par une plus grande formation de NO₂ quand la vitesse U_j diminue. Dans le second cas, la formation de NO₂ est associée l'augmentation de la vitesse du vent U_w. On note toutefois que cette modélisation ne prend pas en compte l'influence du sillage du véhicule.

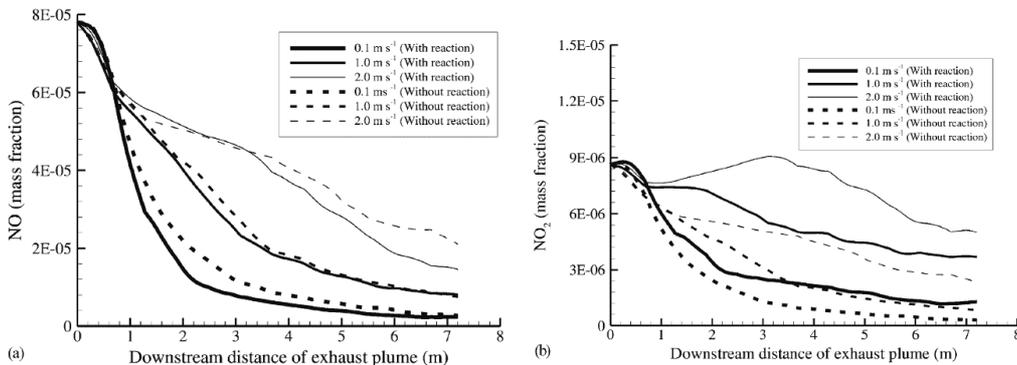


figure 1-27: Concentrations du (a) NO et (b) du NO₂ le long de la ligne centrale de l'échappement en fonction de U_w pour U_j=6m.s⁻¹- Chan et al. [14]

Richards et al. [54][55] ont étudié à la fois expérimentalement et numériquement l'influence du sillage sur la dispersion des polluants en aval d'une maquette de type "fastback" pour un nombre de Reynolds $Re_L=1,19 \times 10^6$. Les mesures de concentration en hydrocarbures ont été effectuées avec un détecteur d'ionisation de flamme FID en différents points du sillage proche du véhicule. La figure 1-28 présente des cartographies de concentrations moyennes, dans la zone de recirculation, mesurées à des distance du culot $x/H_{culot}=0,21$; 0,43 et 0,86 dans le plan yOz . Les concentrations les plus élevées sont observées au niveau du tuyau d'échappement. A $x^*=0,86$, l'orientation des iso contours correspond à la direction verticale de la vitesse à la fin de la zone de recirculation. Ceci apparaît sur la figure 1-29 où les lignes de courant ont été tracées dans le plan xOy à $z/L=0,56$. Ce plan est tracé en pointillés sur la figure 1-28.

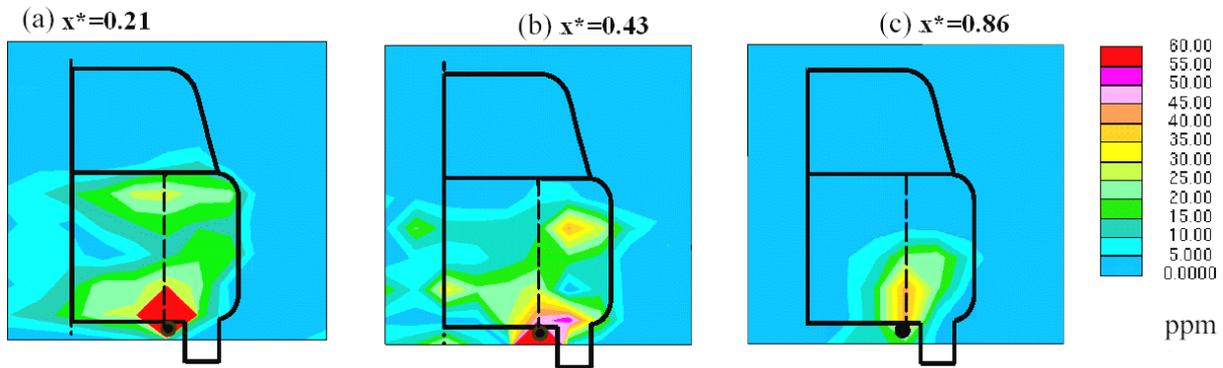


figure 1-28: Concentrations moyennes du traceur $\langle c \rangle$ (Richards et al. [54][55])

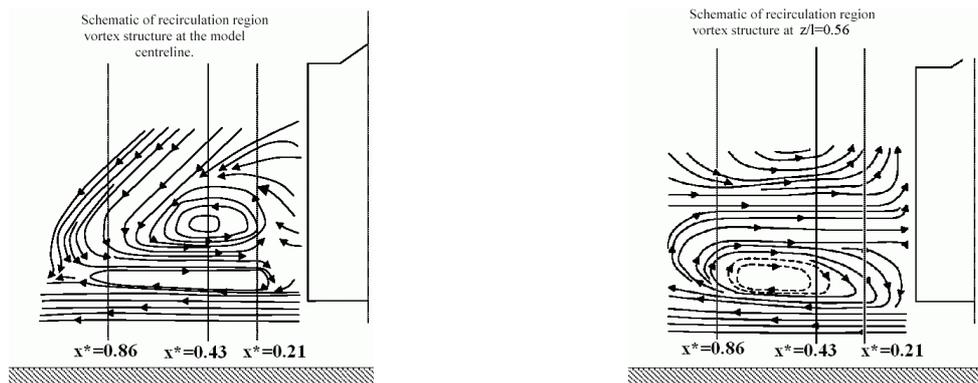


figure 1-29: Lignes de courant dans le plan médian (à gauche) et à $z/L=0,56$ (Richards et al. [54][55])

A partir de leurs résultats, Richards et al. [54][55] ont proposé un scénario du transport des gaz d'échappement dans cette zone. Dès la sortie du pot d'échappement, le contaminant est happé par la zone de recirculation inférieure. Il revient vers le culot de la maquette où il est alors piégé par le mouvement rotationnel de la partie supérieure de la zone de recirculation.

Dans cette région, le contaminant s'accumule puis s'échappe rapidement. L'analyse d'images réalisées pendant la visualisation révèle que la durée de ce cycle est de l'ordre de 2 à 3s correspondant à un nombre de Strouhal St_L de détachement compris entre 0,035 et 0,053.

I-2.2.2 Sillage lointain.

Eskridge et Rao [23] puis Thompson et Eskridge [70] ont été les premiers à étudier expérimentalement la dispersion des gaz en aval de modèles réduits de véhicule d'échelles 1/8 à 1/32 pour des distances $x^*=x/H$ comprises entre 30 et 60.

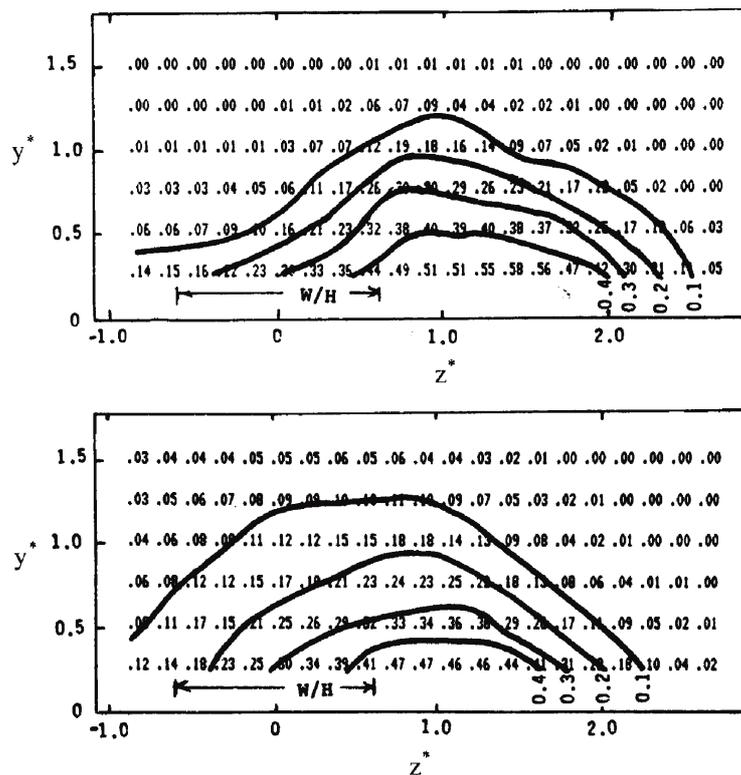


figure 1-30: Profils de concentration adimensionnelle pour (a) une Mustang et (b) un véhicule "block-shaped", échelle 1/12, source décentrée vers la droite, localisés à $x^*=30$ (Thompson et Eskridge [70])

La figure 1-30 présente les concentrations moyennes à $x^*=30$ pour les deux modèles suivants: (a) Ford Mustang et (b) corps profilé de forme parallélépipédique ("block-shaped"). Le pot d'échappement est décentré vers la droite dans les deux cas. Dans le premier cas sur la figure 1-30(a), on constate l'influence prédominante du vortex longitudinal situé du côté de l'injection. Ce vortex déplace le profil de concentration vers l'extérieur et diminue le niveau de contaminant dans la zone centrale. Le second vortex permet un léger étalement des profils de concentration vers le côté opposé. Un comportement différent est observé dans le cas du "block-shaped" comme le montre la figure 1-30(b). Dans ce cas, bien que les iso contours

soient toujours décalés par rapport à la position de l'injection, le niveau de concentration est plus élevé dans le centre du sillage.

I-3 Synthèse de l'étude bibliographique, objectif de ce travail

Comme nous avons pu le constater dans cette étude bibliographique, les travaux relatifs à la dispersion d'un contaminant dans le sillage d'un véhicule automobile sont très peu nombreux en comparaison aux études consacrées à l'aérodynamique automobile. Les nombreux travaux consacrés au corps d'Ahmed ont montré que ce modèle permettait d'améliorer notre connaissance de la structure du champ de vitesse autour et dans le sillage proche d'un véhicule routier.

Trois régimes d'écoulement délimités par les angles critiques $\alpha_m \approx 12,5^\circ$ et $\alpha_M \approx 30^\circ$ ont été identifiés. Dans ces régimes, la structure du champ de vitesse est soit bidimensionnelle ($\alpha < \alpha_m$ et $\alpha > \alpha_M$) ou tridimensionnelle ($\alpha_m < \alpha < \alpha_M$). Constatons que peu d'études expérimentales ont été réalisées pour des angles $\alpha < 12,5^\circ$ et $\alpha > 30^\circ$ et que la majorité des résultats ont été obtenus à des nombres de Reynolds élevés ($Re_L = L \cdot U_\infty / \nu \sim 10^6$) correspondant aux conditions rencontrées par un véhicule sur route. On peut s'interroger sur l'utilisation de ces résultats pour un véhicule en ville sujet à des arrêts et à des démarrages successifs. Il nous a paru intéressant dans ce contexte d'étudier les champs de vitesse obtenus en aval des trois géométries du corps d'Ahmed pour différents nombres de Reynolds $10^4 < Re_L < 10^6$.

Le panorama précédent nous a permis également de constater que les études expérimentales consacrées à la dispersion de polluants émis par un véhicule automobile sont rares. Si Richards et al. [54][55] ont étudié l'influence du proche sillage sur la dispersion de polluants et Eskridge et Rao [23] celle du sillage lointain, ces deux études ne se sont intéressées qu'aux valeurs moyennes du champ de concentration. La modélisation réalisée par Chan et al. [14] est consacrée à la dispersion initiale des oxydes d'azote en présence de réactions chimiques. Toutefois, cette dispersion ne se fait pas dans le sillage du véhicule mais dans la zone de mélange créée par le jet de polluants et l'écoulement atmosphérique aligné dans l'axe du véhicule.

Dans l'étude expérimentale que nous avons effectuée, nous allons nous intéresser à la mesure du champ dynamique et de température dans le sillage d'un corps d'Ahmed pour les trois configurations suivantes ($\alpha = 05^\circ, 25^\circ$ et 40°). Dans cette situation, le scalaire est injecté à la base de la maquette.

Cette étude a pour but de caractériser les champs de vitesse et de température dans le proche sillage de la maquette (distances inférieures à dix hauteurs de maquette). Elle doit nous renseigner sur le transport et le mélange du scalaire avec l'environnement, comme par exemple le temps de mélange τ_θ qui est essentiel si l'on s'intéresse aux réactions chimiques possibles. Elle doit également nous apporter des informations pratiques concernant les environnements auxquels sont confrontés un piéton au bord d'une route lors du passage d'un véhicule automobile ou un automobiliste dans le sillage de cette voiture.

Chapitre II Dispositifs expérimentaux, techniques et principes de mesure

Dans ce chapitre, nous présentons les dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés pour réaliser cette étude dans l'air et dans l'eau à différents nombres de Reynolds. Les techniques de mesure que nous avons employées pour mener à bien cette étude sont ensuite décrites. Nous présentons ensuite le traitement statistique réalisé sur les données de température obtenues par thermométrie à fil froid en considérant le problème du bruit de fond.

II-1 Dispositifs expérimentaux

II-1.1 Souffleries

Deux types de souffleries ont été utilisées pour les études réalisées dans l'air. La première fonctionnait en circuit fermé et permettait d'atteindre des vitesses d'écoulement U_∞ de l'ordre de 4 m.s^{-1} . La seconde était du type circuit ouvert et pouvait générer des vitesses d'écoulement U_∞ comprises entre 3 m.s^{-1} et $12,5 \text{ m.s}^{-1}$.

II-1.1.1 Soufflerie de type circuit fermé

Cette soufflerie, décrite de façon détaillée par Bélorgey [8], est présentée sur la figure 2-1. Elle est munie d'un ventilateur hélice actionné par un moteur asynchrone (ASI 112 M 28-4) tournant à $710 \text{ tours.mn}^{-1}$ pour un débit d'air de $6 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$. Le circuit de retour de 15 m de longueur est muni d'un radiateur qui compense l'échauffement du fluide par frottement.

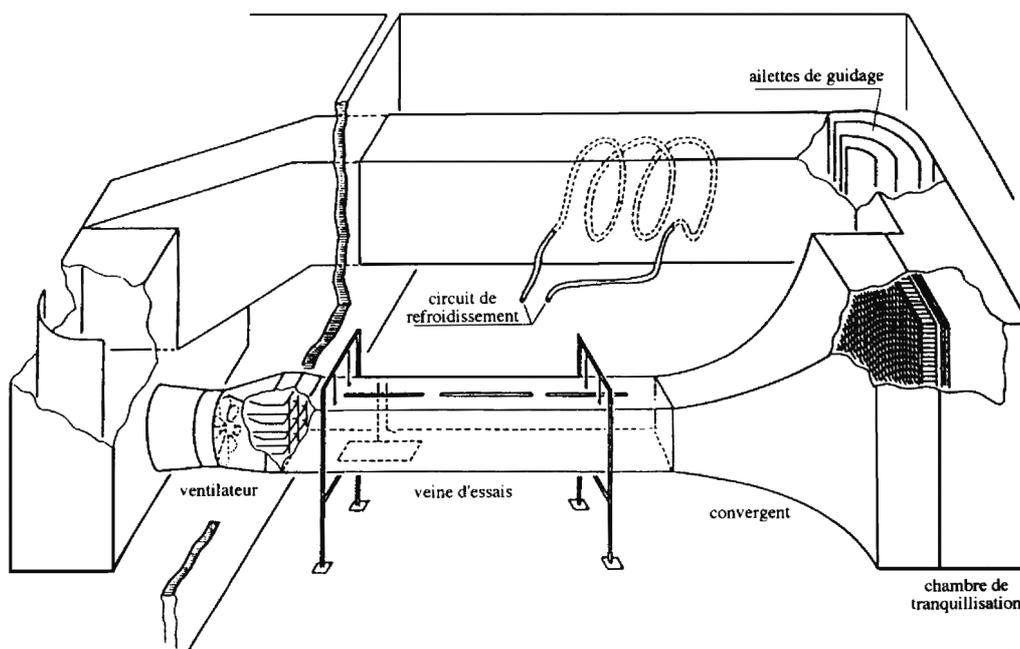


figure 2-1: Schéma de la soufflerie de type "fermée"

La chambre de tranquillisation est équipée de filtres anti-poussières et de grillages en nids d'abeille. Le convergent, à simple courbure exponentielle possède un rapport de contraction égal à 10. Il est directement fixé à la veine d'essais de section rectangulaire (0,65 m × 1 m) et longue de 4 m. Le plafond de cette veine est réglable de façon à annuler le gradient longitudinal de pression statique. Le niveau de turbulence de l'écoulement libre est de l'ordre de 0,1 %.

II-1.1.2 Soufflerie de type circuit ouvert

Cette soufflerie construite par DeltaLab est présentée sur la figure 2-2. Elle est constituée d'un groupe moto-ventilateur de type centrifuge fournissant un débit maximum de $0,32 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. La vitesse de rotation du ventilateur est réglée par l'intermédiaire d'un variateur de vitesse alimenté en 220 V monophasés. Le circuit aéraulique comprend un diffuseur à section rectangulaire situé au refoulement du ventilateur. Les deux grillages (tissus métalliques) situés en aval du filtre anti-poussières réduisent le niveau de turbulence et homogénéisent l'écoulement. En sortie du convergent bi-dimensionnel (section $80 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$), la vitesse maximale de l'écoulement est réglable entre $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le niveau de turbulence en sortie de buse est de l'ordre de 0,35 %.

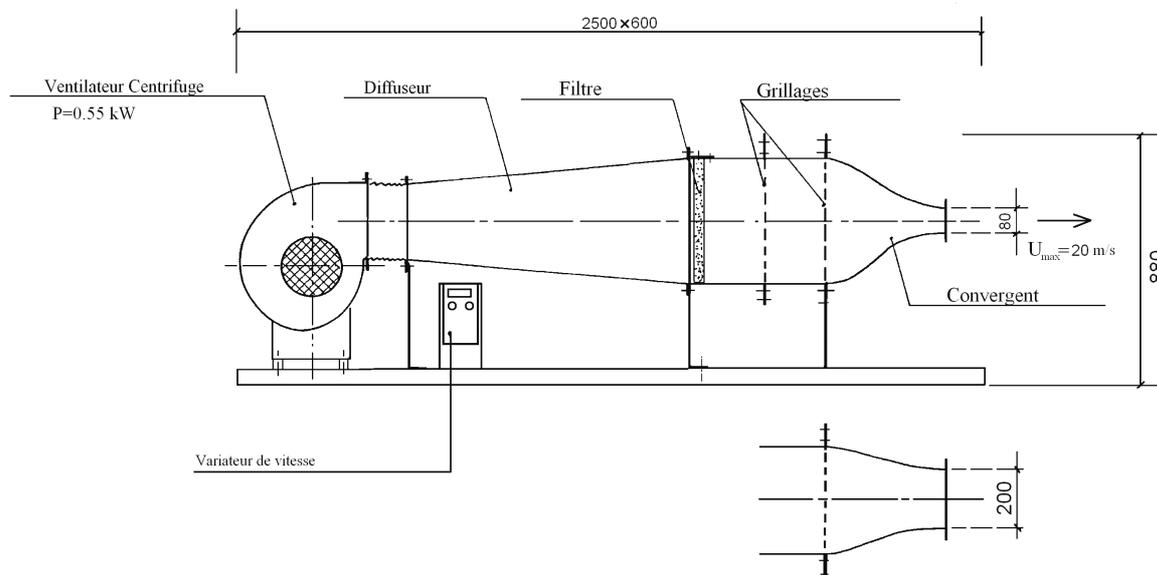


figure 2-2: Schéma de la soufflerie de type "ouverte"

II-1.1.3 Maquette

La maquette utilisée pour les expériences dans l'air est un corps d'Ahmed (échelle 1/50). Ses dimensions, comme le montre la figure 2-3, sont les suivantes : longueur $L=80\text{mm}$, largeur $B=30\text{mm}$ et hauteur $H=22\text{mm}$. Trois maquettes ont été construites avec des angles de la lunette arrière α de 5° , 25° et 40° .

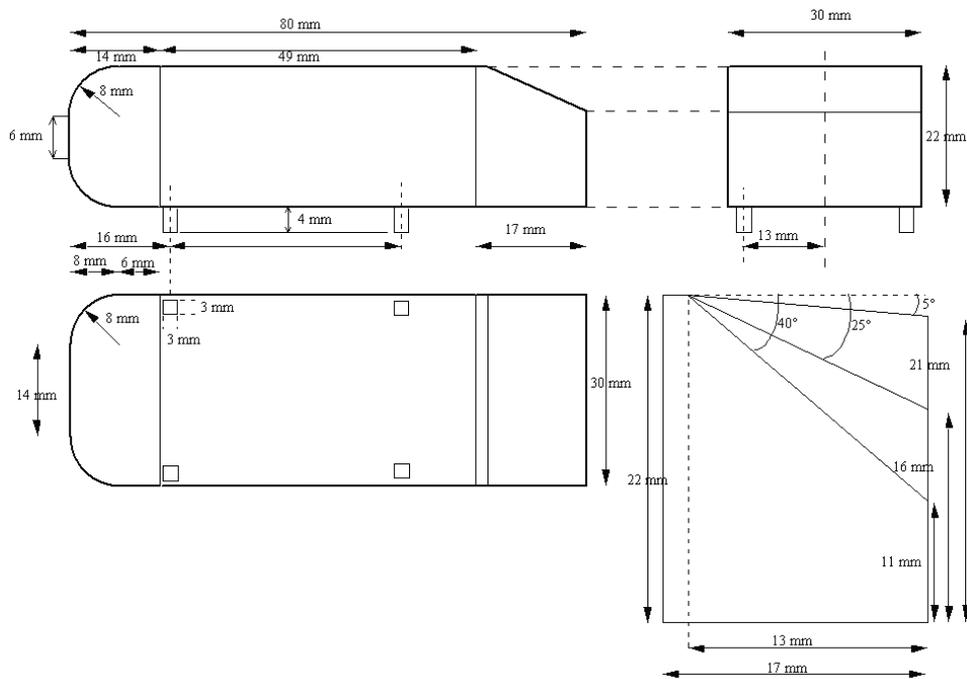


figure 2-3: Dimensions des corps d'Ahmed

Comme dans la majorité des études réalisées sur des maquettes de véhicules de transport (avion, TGV, ...) la maquette du véhicule est fixe et elle est placée dans un flux d'air (ou d'eau) constant.

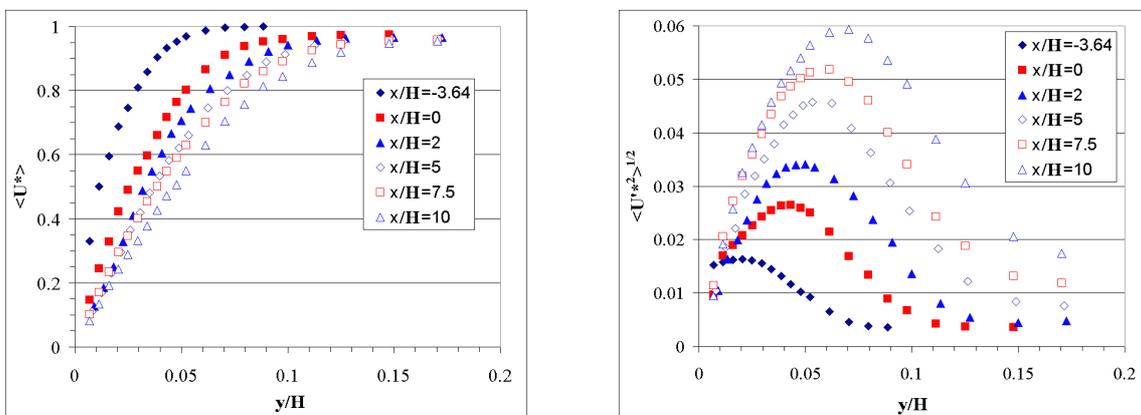


figure 2-4: Vitesse moyenne longitudinale (à gauche) et écart-type de la vitesse longitudinale (à droite) dans la couche limite

Dans les deux expériences réalisées dans l'air, cette maquette est fixée sur une paroi plane en plexiglas ($\lambda_w \sim 0,19 \text{ W.K}^{-1}\text{m}^{-1}$). Dans le cas de la soufflerie à circuit fermé, cette plaque plane adiabatique est placée au centre de la veine d'essais. Dans le cas du jet, cette plaque est fixée au niveau du bord inférieur de la buse de sortie comme le montre la figure 2-5. Les mesures de vitesse effectuées par fil chaud montrent sur la figure 2-4 que l'épaisseur de la couche limite est légèrement inférieure à la hauteur des pieds de la maquette.

II-1.1.4 Source ponctuelle

L'émission de polluants est simulée en injectant de l'air chaud à une vitesse U_j par l'intermédiaire d'un petit tuyau de diamètre $d=3,5 \text{ mm}$ placé sur la face arrière de la maquette, comme le montre la figure 2-5. L'écart de température entre le jet et l'extérieur est maintenu constant à $\Delta T_{\text{ref}}=20^\circ\text{C}$ au moyen d'une alimentation régulée. Le thermostat du système de chauffage est relié au thermocouple de la chambre de régulation. Ce faible écart de température permet d'éviter les effets de gravité.

La vitesse U_j de cet écoulement chauffé est mesurée au moyen d'une perte de charge reliée à un micro manomètre Furness Control. Cette vitesse est réglable entre 1 m.s^{-1} et 10 m.s^{-1} . Dans le cas réel, la vitesse du véhicule est généralement supérieure à la vitesse de sortie des gaz d'échappement. Dans notre étude la vitesse d'injection U_j est toujours du même ordre de grandeur que la vitesse amont U_∞ .

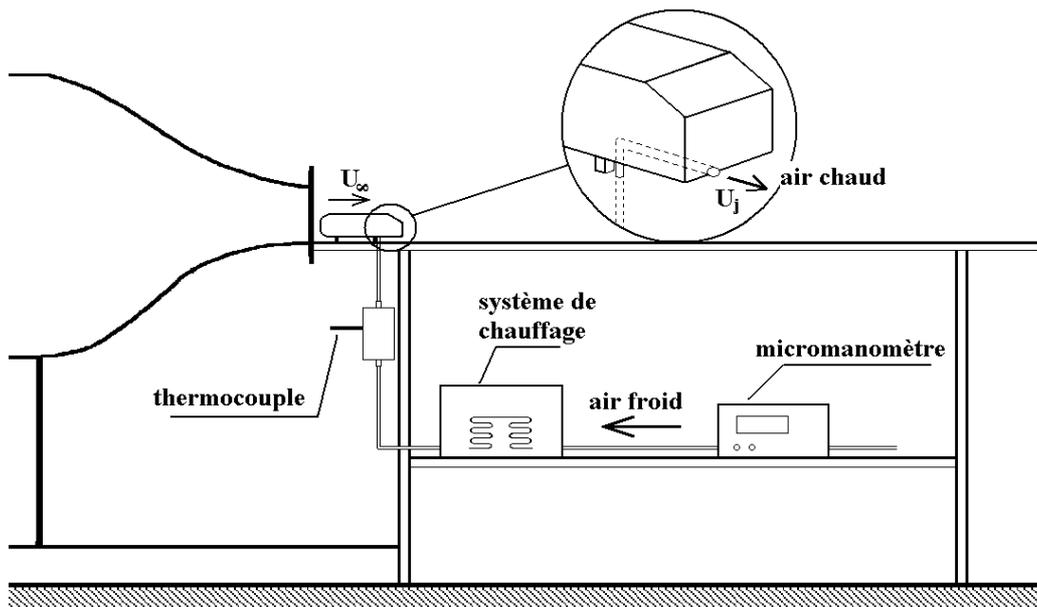


figure 2-5: dispositif expérimental

II-1.2 Veines hydrauliques

Deux types de veines hydrauliques ont été utilisées pour les études dans l'eau. La première au laboratoire fonctionnait en circuit fermé avec des vitesses d'écoulement U_∞ de l'ordre de 2 cm.s^{-1} . La seconde également en circuit fermé était installée au Bassin d'Essais des Carènes de Val de Reuil (B.E.C.) et permettait d'atteindre des vitesses d'écoulement U_∞ de l'ordre de 6 m.s^{-1} .

II-1.2.1 Veine hydraulique $U_\infty=2 \text{ cm.s}^{-1}$

La veine hydraulique utilisée pour les faibles vitesses et présentée sur la figure 2-6 a été construite par J-C Lecordier. C'est un canal ouvert en Plexiglas (longueur : 125 cm, largeur : 24,5 cm et hauteur : 14 cm). L'eau est entraînée par une pompe LITTLE GIANT modèle 977860 alimentée par une tension alternative réglable. Le débit est mesuré par un débitmètre électromagnétique BROOKS. Le jet envoyé dans la veine est brisé par un premier grillage métallique puis traverse deux plaques en Plexiglas perforées, un filtre grillagé et un nid d'abeille métallique. L'écoulement obtenu est laminaire et présente une zone de vitesse constante sur plusieurs longueurs d'obstacles.

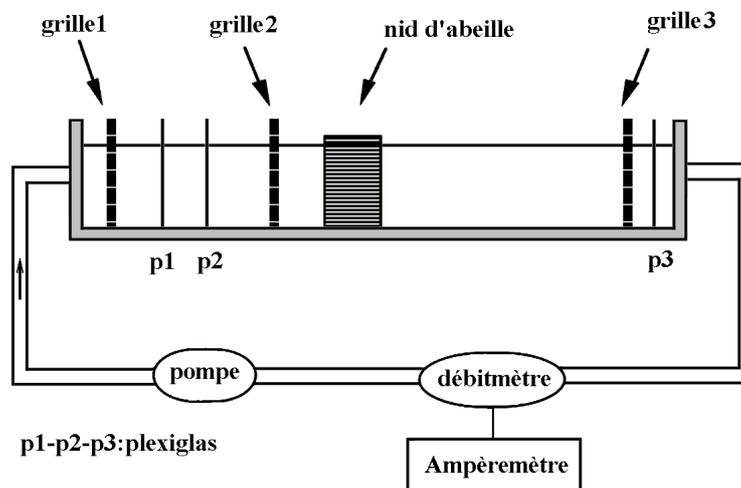


figure 2-6: schéma de la veine hydraulique

II-1.2.2 Veine hydraulique PTH (B.E.C.)

La seconde veine hydraulique que nous avons eu la chance d'utiliser au cours de deux campagnes est le Petit Tunnel Hydrodynamique du Bassin d'Essais des Carènes de Val de Reuil. Ce canal fermé a pour dimensions, longueur : 3,6 m, largeur : 0,60 m et hauteur : 0,50 m. La hauteur d'eau varie entre 0,15 m et 0,5 m en configuration surface libre. La

pression à l'intérieur de la veine peut varier de 7 kPa à 200 kPa. La vitesse maximale de l'écoulement peut atteindre 6 m.s^{-1} . La figure 2-7 montre le schéma de la veine d'essais du PTH.

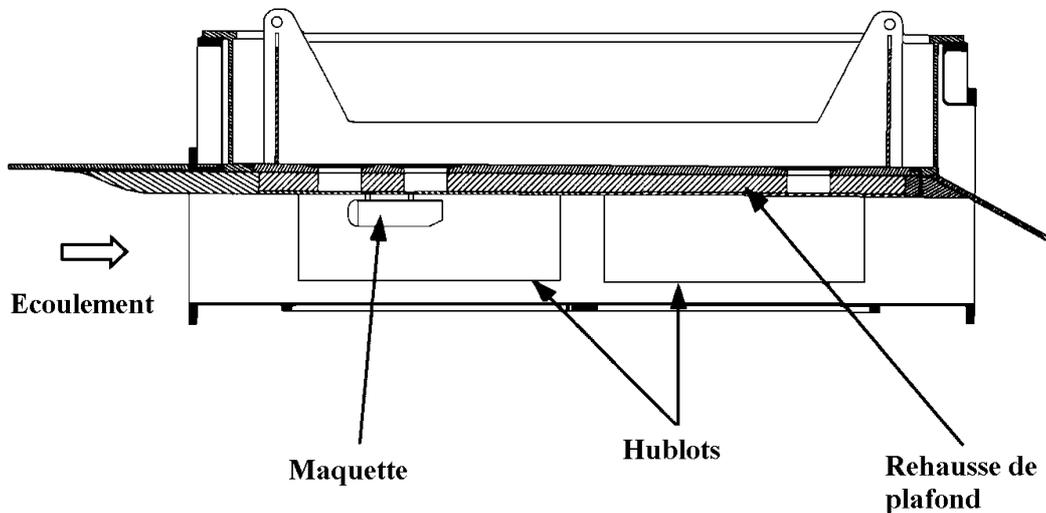


figure 2-7: montage dans la veine d'essais du PTH

II-1.2.3 Maquettes

Le corps d'Ahmed utilisé dans l'eau dans l'étude à faible vitesse est identique à celui employé dans l'air et décrit au paragraphe II-1.1.3.

Pour l'étude effectuée au B.E.C., la maquette (échelle 1/10) a pour dimensions: longueur $L=438 \text{ mm}$, largeur $B=188 \text{ mm}$ et hauteur $H=125 \text{ mm}$. L'angle α de la paroi inclinée est égal à 25° . Sur la figure 2-8, on remarque que la maquette comporte plusieurs orifices placés sur les faces avant, latérale et arrière. Ces derniers dont le diamètre est de l'ordre de 1 mm permettent d'injecter des bulles d'air.

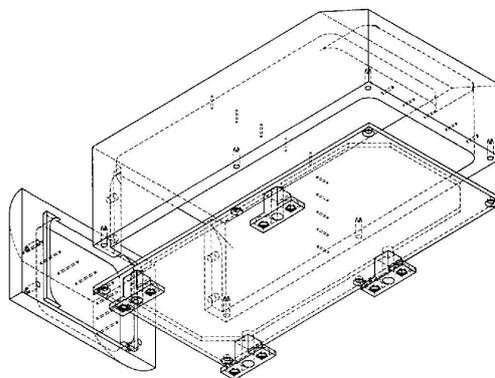


figure 2-8: maquette utilisée au PTH

Afin de permettre une visualisation à la fois par les hublots inférieurs et latéraux cette maquette a été fixée sur une réhausse de plafond comme le montre la figure 2-7.

II-1.3 Systèmes d'axes et notations

Le système de repérage qui a été utilisé tout au long de cette étude est représenté sur la figure 2-9. L'origine 0 du repère orthonormé (0x, 0y, 0z) est située longitudinalement au culot du modèle, verticalement au niveau de la paroi et transversalement au centre de la maquette. L'axe 0x est orienté dans la direction de l'écoulement principal, l'axe 0y est vertical et l'axe 0z est perpendiculaire à la fois à l'écoulement principal et à la paroi latérale de la maquette.

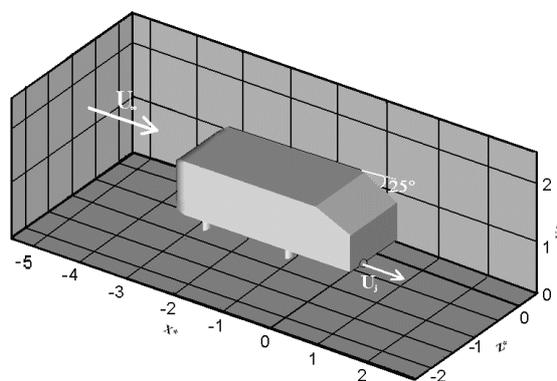


figure 2-9: Corps d'Ahmed et système d'axes

Les grandeurs mesurées dans cette étude sont les trois composantes U, V et W de la vitesse de l'écoulement respectivement dans les directions 0x, 0y et 0z et l'écart de température entre les zones chauffées et le fluide amont. Dans cette étude, l'astérisque indique une grandeur normée. Les longueurs sont normées par H, les vitesses par la vitesse amont U_∞ et les écarts de température par l'écart de température initial ΔT_{ref} . Les effets moléculaires étant négligeables devant la turbulence, le rapport $\Delta T / \Delta T_{ref}$ peut être assimilé à une concentration c qui va varier entre 1 à l'émission et 0 à l'infini. Par commodité, la moyenne temporelle et l'écart type d'une quantité X sont notés respectivement $\langle X \rangle$ et $\langle X'^2 \rangle^{1/2}$.

La sortie du jet chaud est située au point S de coordonnées: ($x^*=0$; $y^*=0,17$; $z^*=-0,3$). La position transversale du point S correspond approximativement à celle observée généralement pour un pot d'échappement dans le cas réel.

II-2. Techniques de mesure

Les différentes techniques de mesure que nous avons utilisées au cours de cette étude sont la thermométrie à fil froid, l'anémométrie à fil chaud et Doppler Laser pour les

expériences réalisées dans l'air et l'anémométrie Doppler Laser, les visualisations par électrolyse et par tranche laser pour les travaux effectués dans l'eau.

II-2.1 Thermométrie à fil froid

II-2.1.1 Principe

Les mesures instantanées de température ont été réalisées par thermométrie à fil froid. Cette technique est basée sur la variation de résistance R_w d'un fil métallique de petite dimension placé dans un milieu dont la température T_g varie. Ce fil, parcouru par un courant de très faible intensité I_s , est à une température T_w légèrement supérieure à celle de ce milieu et la tension E_w aux bornes du fil est alors directement proportionnelle à la température T_g de l'écoulement. E_w est alors donnée par la relation :

$$E_w = R_0 I_s [1 + \alpha_w (T_g - T_0 + \Delta\Theta_{\text{Joule}})]$$

II-2.1.2 Sonde simple

La sonde utilisée est constituée d'un fil de platine rhodié 10 % de diamètre $d=0,7 \mu\text{m}$ soudé à l'extrémité de deux broches métalliques. Le fil obtenu à partir d'un fil de Wollaston est alimenté par un courant de 0,1 mA au moyen d'un pont de température construit au laboratoire. Le faible courant permet à la sonde d'être très peu sensible aux fluctuations de vitesse. Sa réponse en fréquence est d'environ 4,5 kHz à $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et de 6,4 kHz à $12,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La sonde utilisée est représentée sur la figure 2-10. Elle constitue l'une des branches d'un pont de Wheastone. La tension de déséquilibre de ce pont, filtrée et amplifiée avec un gain G , nous renseigne sur la température de l'écoulement.

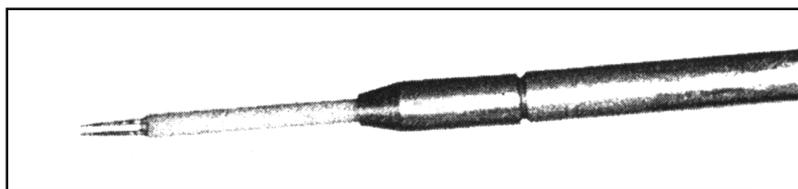


figure 2-10: sonde simple à fil froid

II-2.1.3 Description de la sonde double

La sonde double que nous avons utilisée pour mesurer les corrélations en deux points du signal de température a également été construite au laboratoire. Cette sonde comporte deux fils parallèles, de diamètres $0,7 \mu\text{m}$ et de longueurs 0,4 mm. Ces deux fils sont alimentés également par un courant de 0,1 mA au moyen de deux ponts de température. La distance entre ces deux fils est réglable et est au minimum de l'ordre de 0,1 mm. Il est possible

d'orienter ces deux fils selon les directions $0z$ ou $0y$. On peut ainsi obtenir des informations spatiales simultanément en y et $y+\Delta y$ ou en z et $z+\Delta z$.

Cette distance est déterminée *in situ* en plaçant dans l'écoulement un fil source chauffé de diamètre $50\ \mu\text{m}$. On positionne les fils de cette sonde double, distants de Δy , parallèlement au fil source dans son sillage. En déplaçant la sonde dans la direction $0y$, les deux fils froids vont mesurer successivement les mêmes caractéristiques statistiques du signal de température comme le montre la figure 2-11. L'examen de ces courbes de température moyenne et d'écart type de la température permet de déterminer Δy avec une précision voisine de $\pm 0,025\ \text{mm}$.

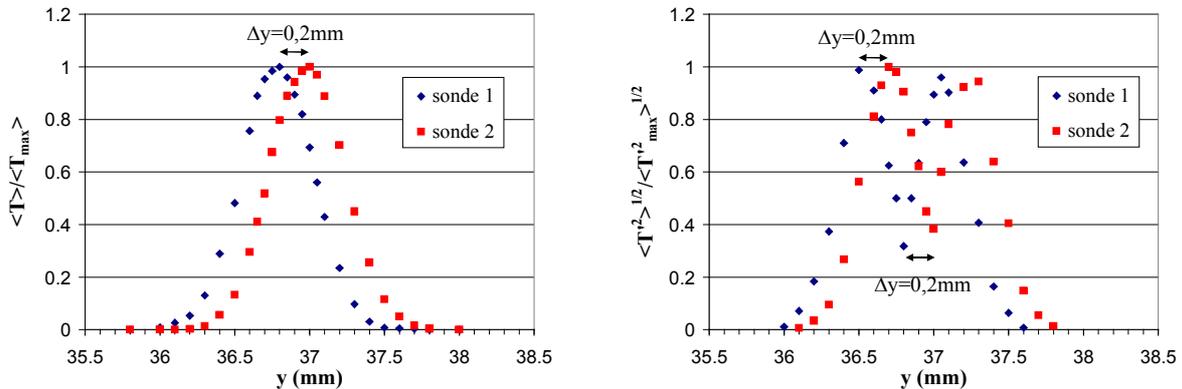


figure 2-11: détermination de la distance Δy à partir du fil source à partir de la température moyenne (à gauche) et de l'écart type de la température (à droite)

II-2.1.4 Système d'acquisition

Les mesures instantanées de température sont stockées sur un enregistreur Vision Nicolet présenté sur la figure 2-12. Les calculs des caractéristiques de ce signal (valeur moyenne, écart type, coefficients de dissymétrie et d'aplatissement) sont effectués en différé sur un PC. A chaque point de mesure est associé un échantillon de 200 000 à 400 000 points. La fréquence d'échantillonnage était généralement de 20 kHz pour un temps d'acquisition de 10 s. Pour le calcul des termes de dissipation, la fréquence d'échantillonnage pouvait atteindre 100 kHz.



figure 2-12: Enregistreur numérique Vision XP

II-2.2 Anémométrie à fil chaud

II-2.2.1 Principe

La mesure de la vitesse U d'un écoulement par anémométrie à fil chaud est basée sur l'échange convectif entre ce fil chauffé et l'écoulement. Cet échange permet de relier la température du fil au nombre de Nusselt Nu qui est fonction de la vitesse de l'écoulement et

au courant I par la relation : $T_w = T_g + \frac{R_0 (1 + \alpha (T_g - T_0)) I^2}{Nu \pi l \lambda_g - \alpha R_0 I^2}$ où $Nu = \frac{hd}{\lambda_g}$

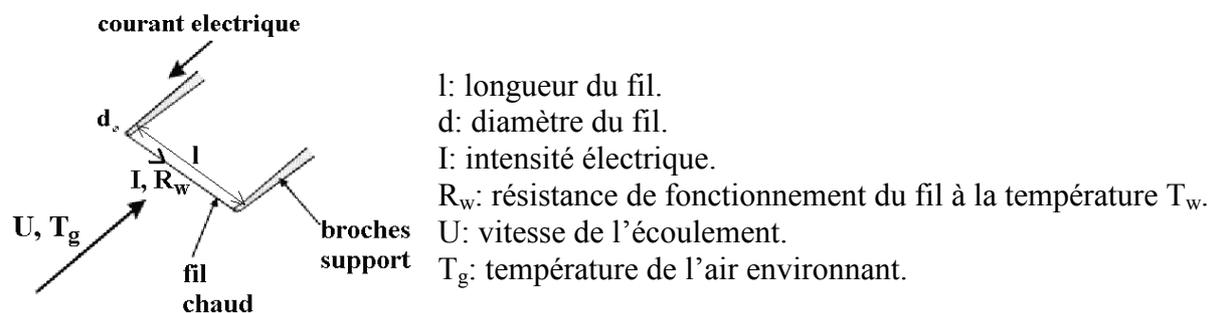


figure 2-13: Schéma du fil chaud

L'anémomètre à fil chaud fonctionne selon le mode température constante. Dans ce cas, quand la vitesse de l'écoulement varie on mesure le courant I nécessaire pour garder la température T_w du fil constante. Cette technique permet d'avoir une réponse en fréquence de l'ordre de 100 kHz.

II-2.2.2 Chaîne de mesure par fil chaud

La chaîne de mesure utilisée est un ensemble TSI, composé d'une sonde à un fil, d'un processeur de traitement IFA et d'une carte de conversion de tension analogique numérique 12 bits, installée dans un ordinateur de type PC de grande capacité de mémoire vive et de

stockage. Les sondes réalisées au laboratoire sont faites avec des fils en platine rhodié à 10% de diamètre 3 μm . Un schéma de la sonde utilisée est présente sur la figure 2-14.

Model 1210 General Purpose Probe

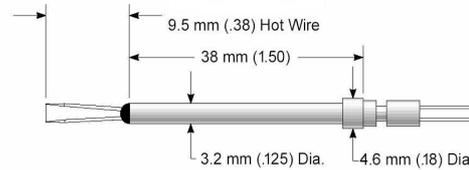


figure 2-14: Schéma de la sonde fil chaud utilisée

La réponse du fil en fonction de la vitesse n'étant pas linéaire, on procède à un étalonnage avant chaque série de mesures. Pour étalonner le fil, on le place dans la section de sortie du jet et on fait varier la vitesse de l'écoulement. Un exemple de courbe d'étalonnage est présenté sur la figure 2-15. Les points expérimentaux sont ensuite approchés par un polynôme d'ordre n choisi ou par une fonction d'interpolation de type "Cubic Spline". La température de l'écoulement est également mesurée par un thermocouple de type K et enregistrée. En cas d'évolution de la température de l'écoulement, une correction peut être ainsi appliquée sur la tension mesurée.

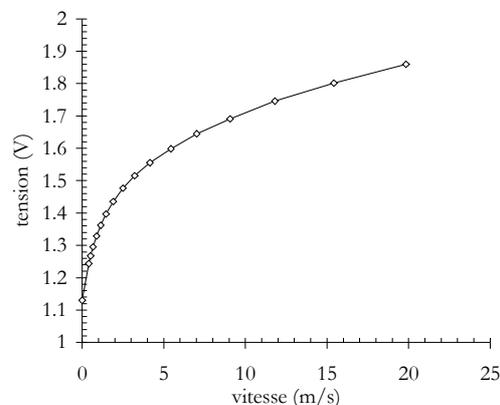


figure 2-15: Exemple de courbe d'étalonnage d'un fil chaud: tension en fonction de la vitesse

II-2.3 Anémométrie Doppler Laser

II-2.3.1 Principe

Cette mesure non intrusive utilise le principe de l'effet Doppler appliqué à de fines particules présentes dans l'écoulement. Lorsqu'une de ces particules traverse un système de franges d'interférences, elle crée un signal de diffusion à une fréquence caractéristique f_d

directement proportionnelle à la vitesse de la particule u et inversement proportionnelle à l'interfrange. Si θ est le demi-angle entre les deux faisceaux lasers, f_d est donnée par la relation:

$$f_d = \frac{2u \sin(\theta/2)}{\lambda}$$

La connaissance de λ , θ et la mesure de f_d donnent accès à une composante du vecteur vitesse. L'utilisation des faisceaux bleu (488 nm) et vert (514 nm) d'un laser Ion/Ar permet en utilisant les deux systèmes de franges orthogonales créées de mesurer la vitesse selon deux directions. Pour accéder au sens de la vitesse, on utilise une cellule opto-acoustique de Bragg qui permet de faire défiler les franges à une certaine fréquence constante f_{bragg} , dite fréquence de Bragg. En introduisant ce défilement, la fréquence Doppler f_d mesurée devient égale à:

$$f_d = \frac{2u \sin(\theta/2)}{\lambda} - f_{bragg}$$

Pour réaliser une mesure précise, il convient de soigner la réalisation du système de franges et l'homogénéité de l'ensemencement. Ceci nécessite que les intensités des deux faisceaux interférents, « braggé » et « non braggé » soient égales, que la forme des faisceaux soit "gaussienne" et que les deux faisceaux se croisent en une parfaite ellipse. Pour optimiser l'ensemencement, les gouttes doivent avoir une taille identique, très inférieure à l'interfrange pour éviter que la "porteuse" du signal diffusé ait une amplitude trop importante. La répartition spatiale de ces gouttes doit être également la plus homogène possible.

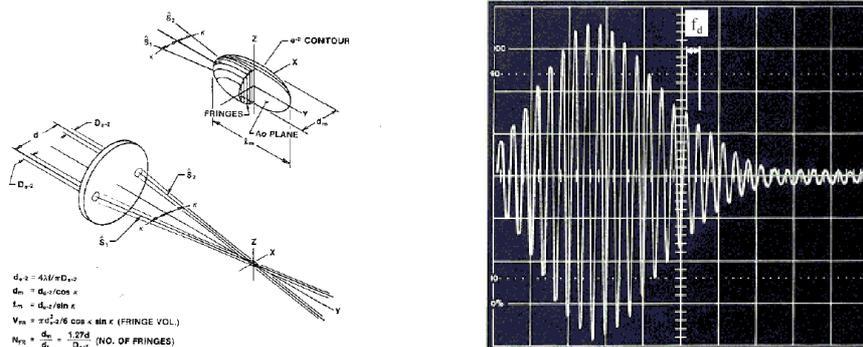


figure 2-16: (a) Représentation du volume de mesure des faisceaux bleus (b) "burst" traité par l'IFA observé sur un oscilloscope, d'après DANTEC

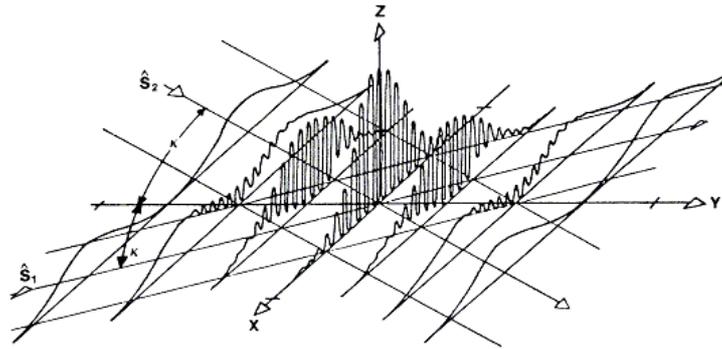


figure 2-17: Distribution d'intensité des franges dans un volume de mesure Goldstein

II-2.3.2 Chaîne d'acquisition

Deux campagnes de mesure ont été effectuées, la première au Bassin d'Essais des Carènes au Val de Reuil et financée par la région Haute-Normandie, la seconde au laboratoire.

Le dispositif expérimental utilisé pour ces deux études est identique. Il est composé d'un laser argon ionisé COHERENT Innova 300 de 5 Watts pleine ouverture et d'un système complet TSI à deux composantes. Ce système comprend les éléments suivants:

- un séparateur de couleur "colorburst" qui convertit le faisceau issu du laser Argon en trois paires de faisceaux parallèles de longueurs d'onde 514 nm, 488 nm et 476,5 nm
- une microsonde à fibres optiques dont quatre fibres sont utilisées pour la transmission des faisceaux et une a pour fonction la réception du signal Doppler,
- un processeur IFA 755 pour le traitement du signal et un "colorlink"

Le tableau suivant recense les différentes caractéristiques des faisceaux et du volume de mesure:

	Vitesse longitudinale U	Vitesse transversale V,W
Couleur des faisceaux	Vert	Bleu
Ecartement des faisceaux d	50 mm	
Longueur d'onde λ	514,5 nm	488 nm
Demi-angle θ	3,95°	3,95°
Interfrange d_f	3,63 μm	3,44 μm
Diamètre du volume d_m	82 μm	78 μm
Longueur du volume l_m	1,19 mm	1,13 mm
Nombre de franges N_f	23	23

Tableau II.1: Caractéristiques des deux réseaux de franges

Les différents éléments de la chaîne de mesure sont pilotés à partir d'un PC à l'aide d'un logiciel TSI. Nous avons utilisé l'IFA 755 en mode "random". Pour ce mode, l'acquisition sur les deux voies est indépendante ce qui ne nous permet pas l'accès aux corrélations $\langle u'w' \rangle$.

II-2.4 Visualisations dans une veine hydraulique

Deux types de visualisations ont été effectuées dans cette étude au moyen de l'électrolyse ou de bulles d'air.

II-2.4.1 Visualisation par électrolyse

Cette technique qui s'applique dans l'eau n'est utilisée que pour des vitesses comprises entre $0,1$ et 5 cm.s^{-1} . Lors de cette électrolyse, l'anode en étain produit de très fines particules métalliques insolubles. Ces particules dont le diamètre moyen est inférieur à $1 \mu\text{m}$ sont éclairées par une tranche lumineuse de $1,5 \text{ cm}$ d'épaisseur fournie par un projecteur. Pour obtenir une électrolyse optimum, la distance entre l'anode et la cathode doit être au moins d'un mètre et la tension délivrée de l'ordre de 5 V .

Comme le montre la figure 2-18, l'anode se comporte comme une source ponctuelle. Pour réaliser cette source ponctuelle seule l'extrémité d'un fil d'étain est nue, le reste du fil est recouvert d'un vernis. L'anode se comporte alors comme un pot d'échappement mais avec une vitesse d'injection nulle.

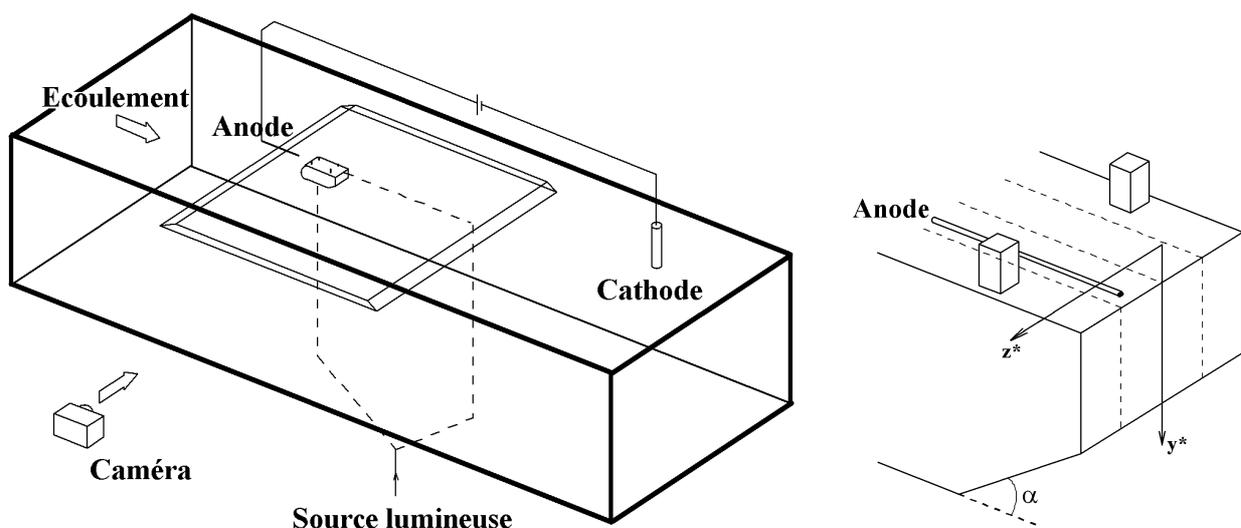


figure 2-18: Dispositif expérimental de la visualisation par électrolyse dans la veine hydraulique

II-2.4.2 Visualisation par tranche laser (PTH)

Cette technique a été utilisée au Bassin d'Essais des Carènes pour des vitesses comprises entre 2 et 5 m.s⁻¹. Le modèle présenté sur la figure 2-8(b) comporte des orifices permettant d'injecter des bulles d'air. Des tranches lasers sont formées au moyen d'une lentille cylindrique et sont orientées soit dans le plan y0z ou dans le plan x0y comme le montre la figure 2-19. Au moyen de caméras numériques, il est possible de filmer dans la direction 0z les bulles d'air présentes dans la nappe laser.

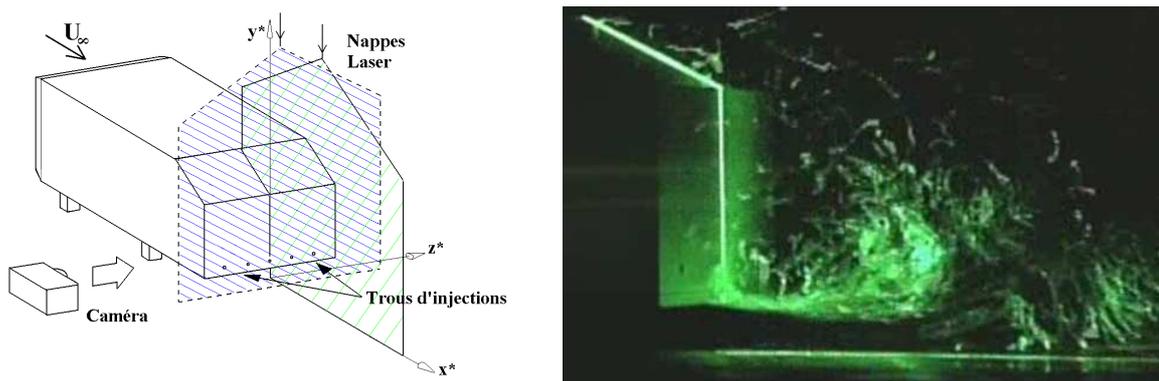


figure 2-19: Visualisation par tranche laser

II-3 Traitement des données

II-3.1 Mesure de température

II-3.1.1 Moyennes temporelles, coefficient de corrélation temporel et spatial, dérivées temporelles

II-3.1.1.1 moments

Le signal instantané $T(t)$ de température peut être décomposé sous la forme:

$$T(t) = \langle T \rangle + T'(t)$$

où $\langle T \rangle$ est la valeur moyenne temporelle et $T'(t)$ est la fluctuation.

Le signal est ainsi caractérisé par une valeur moyenne $\langle T \rangle$ et des moments centrés qui permettent d'accéder à l'écart type $\langle T'^2 \rangle^{1/2}$, aux coefficients de dissymétrie S_T et d'aplatissement F_T . Dans notre cas, chaque moyenne temporelle est calculée sur un échantillon de plus de 200 000 points.

Moyenne:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i$$

Moments centrés:

Ordre 2 (variance)

$$\langle T'^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (T_i - \langle T \rangle)^2$$

Ordre 3

$$\langle T'^3 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (T_i - \langle T \rangle)^3$$

Ordre 4

$$\langle T'^4 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (T_i - \langle T \rangle)^4$$

II-3.1.1.2 coefficient de corrélation temporel

Le coefficient d'auto corrélation temporel de température $\rho_\theta(\tau)$ est défini par la relation suivante:

$$\rho_\theta(\tau) = \frac{\langle T'(t)T'(t+\tau) \rangle}{\langle T'^2(t) \rangle}$$

Il permet au moyen d'une seule sonde à fil froid de déterminer des échelles caractéristiques du signal de température comme l'échelle intégrale Λ_θ ou la micro échelle de Taylor temporelle $\lambda_{\theta t}$.

L'échelle intégrale temporelle Λ_θ , présentée sur la figure 2-20, est définie par la relation

$$\Lambda_\theta = \int_0^{\tau_0} \rho_\theta(\tau) d\tau \text{ où pour } \tau=\tau_0 \rho(\tau)=0$$

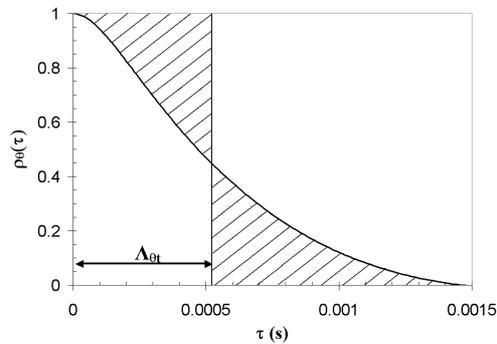


figure 2-20: Représentation de l'échelle intégrale

La micro échelle temporelle de Taylor $\lambda_{\theta t}$ est définie à partir de la parabole osculatrice du coefficient d'auto corrélation $\rho_\theta(\tau)$. La décroissance initiale de $\rho_\theta(\tau)$ sur la figure 2-21(a) peut en effet être modélisée par la parabole suivante:

$$\rho_\theta(\tau) \approx 1 - \left(\frac{\tau}{\lambda_{\theta t}} \right)^2 \text{ lorsque } \tau \rightarrow 0$$

II-3.1.1.3 coefficient de corrélation spatial

Le coefficient d'auto corrélation spatial $\rho_\theta(\Delta y)$ est défini (dans le cas de la direction y) par la

relation:

$$\rho_\theta(\Delta y) = \frac{\overline{T_1'(y)T_2'(y + \Delta y)}}{\left(\overline{T_1'^2(y)}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\overline{T_2'^2(y + \Delta y)}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

où $T_1'(y)$ et $T_2'(y+\Delta y)$ correspondent respectivement aux fluctuations de température existant aux points d'ordonnées y et y+ Δy . Sa détermination expérimentale nécessite deux sondes à fil froid.

On peut de la même manière que précédemment à partir de $\rho_\theta(\Delta y)$ définir des échelles caractéristiques comme l'échelle intégrale $\Lambda_{\theta y}$ ou la micro échelle de Taylor temporelle $\lambda_{\theta y}$.

II-3.1.1.4 Dérivée temporelle de température

La dérivée temporelle de température $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\Delta T}{\Delta \tau}$ est comme T une variable aléatoire que l'on peut caractériser par des moments, des coefficients de corrélation ... Si on suppose l'hypothèse de Taylor de turbulence "gelée" ce gradient temporel est relié au gradient spatial instantané au moyen de la vitesse moyenne \bar{U} par la relation : $\frac{\partial}{\partial t} = -\bar{U} \frac{\partial}{\partial x}$.

II-3.1.2 Corrections de bruit de fond pour la détermination des moyennes temporelles, des coefficients de corrélation, des dérivées temporelles et spatiales

Dans les expériences de dispersion en aval de sources linéaire ou ponctuelle, les écarts de température que l'on doit mesurer deviennent rapidement relativement faibles. Le signal de température est ainsi influencé par le bruit de fond quand on s'éloigne de la source. Ceci nécessite de faire des corrections de bruit de fond afin de mesurer correctement le signal réel. En supposant que la valeur instantanée de la température peut s'écrire sous la forme suivante:

$$T_{\text{mes}}(t) = \langle T \rangle_V + T'_V(t) + T'_{\text{BF}}(t)$$

où les indices "mes", "V" et "BF" correspondent respectivement aux valeurs mesurées, vraies et au bruit de fond, il est possible de réaliser ces corrections.

II-3.1.2.1 moyennes temporelles

Pour les moyennes temporelles on utilise les corrections suivantes:

$$\text{Variance} \quad \langle T'^2 \rangle_V = \langle T'^2 \rangle_{\text{mes}} - \langle T'^2 \rangle_{\text{BF}}$$

Coefficient de dissymétrie

$$S_{\theta V} = S_{\theta mes} \times \left(1 + \frac{\langle T'^2 \rangle_{BF}}{\langle T'^2 \rangle_V} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Coefficient d'aplatissement

$$F_{\theta V} = F_{\theta mes} \times \left(1 + \frac{\langle T'^2 \rangle_{BF}}{\langle T'^2 \rangle_V} \right)^2 - 3 \left(\frac{\langle T'^2 \rangle_{BF}}{\langle T'^2 \rangle_V} \right)^2$$

II-3.1.2.2 coefficient d'auto corrélation temporelle

La valeur de $\lambda_{\theta t}$ est généralement obtenue en traçant $(1-\rho_\theta)$ en fonction de τ^2 (méthode parabolique) comme le montre la figure 2-21(b) et en utilisant la relation $\rho_\theta(\tau) \approx 1 - \left(\frac{\tau}{\lambda_{\theta t}} \right)^2$.

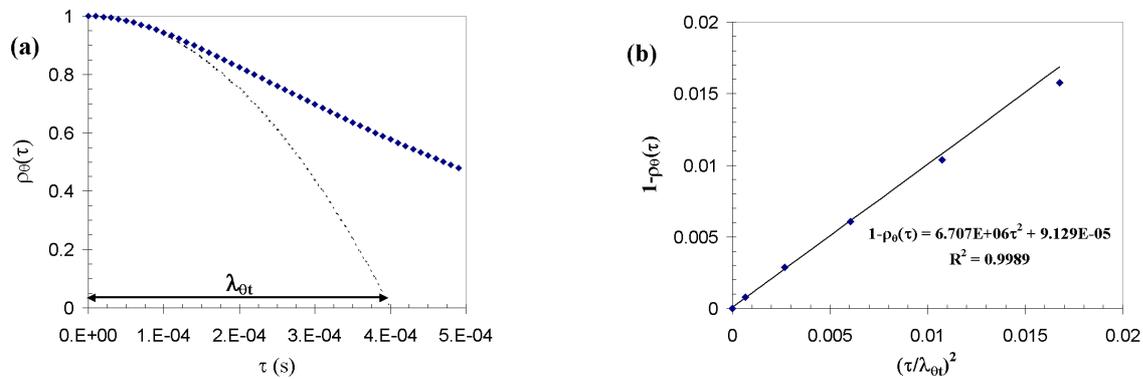


figure 2-21: (a) Coefficient d'auto corrélation. (b) Mesure de l'échelle de Taylor

Cette linéarité disparaît quand le bruit de fond n'est plus négligeable comme le montre la figure 2-22. C'est le cas lorsqu'on mesure des fluctuations de température à des distances de plus en plus grandes de la source.

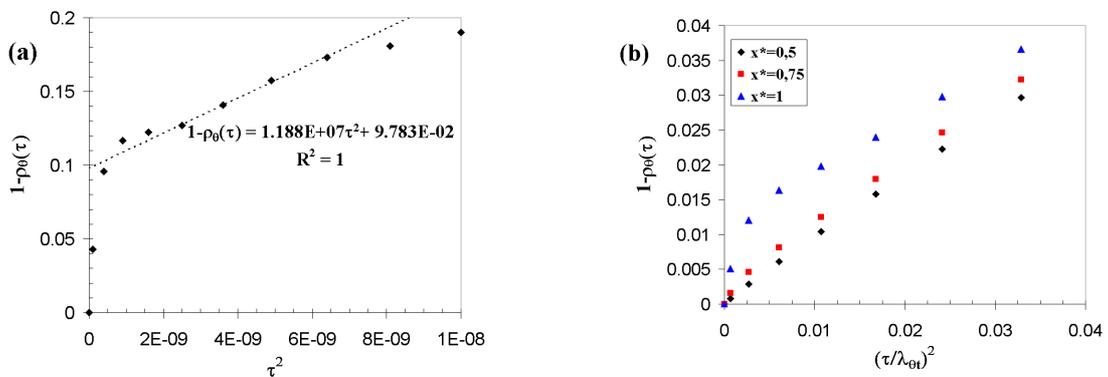


figure 2-22: Influence du bruit de fond dans la méthode parabolique

Les corrélations et les variances mesurées, vraies et liées au bruit de fond s'écrivent:

- $\overline{T'_{mes}(t)T'_{mes}(t+\tau)} = \overline{T'_V(t)T'_V(t+\tau)} + \overline{T'_{BF}(t)T'_{BF}(t+\tau)}$
- $\overline{T'^2_{mes}} = \overline{T'^2_V} + \overline{T'^2_{BF}}$

Le coefficient d'auto corrélation mesuré a pour expression:

$$\rho_{\theta_{mes}} = \frac{\overline{T'_V(t)T'_V(t+\tau)}}{\overline{T'^2_V} + \overline{T'^2_{BF}}} + \frac{\overline{T'_{BF}(t)T'_{BF}(t+\tau)}}{\overline{T'^2_V} + \overline{T'^2_{BF}}}$$

et le coefficient d'auto corrélation réel ρ_{θ_V} s'exprime en fonction des coefficients d'auto corrélation $\rho_{\theta_{mes}}$ et $\rho_{\theta_{BF}}$ par :

$$\rho_{\theta_V} = \left(1 + \frac{\overline{T'^2_{BF}}}{\overline{T'^2_V}}\right) \cdot \rho_{\theta_{mes}} - \frac{\left(1 + \overline{T'^2_{BF}}/\overline{T'^2_V}\right)}{\left(1 + \overline{T'^2_V}/\overline{T'^2_{BF}}\right)} \cdot \rho_{\theta_{BF}}$$

En utilisant cette correction, il est possible de retrouver l'évolution parabolique pour les faibles valeurs de τ comme le montre la figure 2-23(a) et d'en déduire la pente $A = 1/\lambda_{\theta_t}^2$ sur la figure 2-23(b).

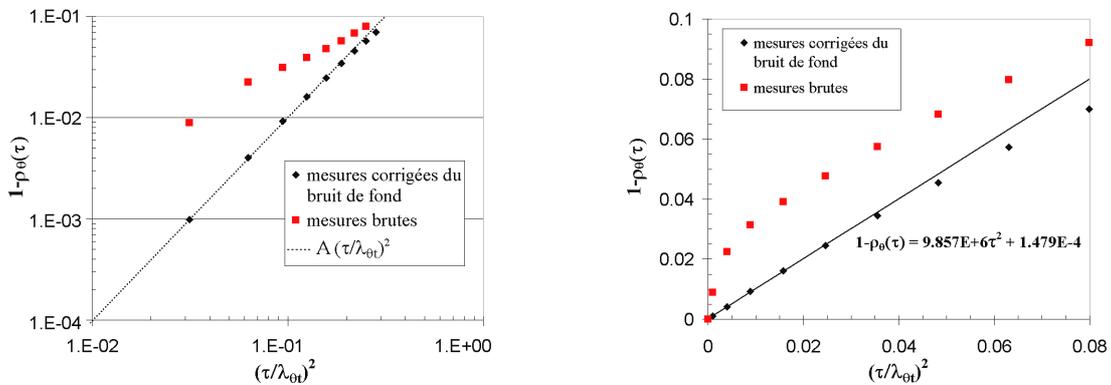


figure 2-23: (a) Mise en évidence de l'évolution parabolique après correction du bruit de fond du coefficient d'autocorrélation temporelle de la température, (b) détermination de l'échelle de Taylor temporelle

II-3.1.2.3 coefficient d'auto corrélation spatiale

Comme pour le calcul des corrélations temporelles, on peut corriger la valeur du coefficient d'auto corrélation spatial et réduire l'influence du bruit de fond.

En considérant les fluctuations mesurées, les fluctuations réelles et du bruit de fond pour chaque sonde:

$$\begin{aligned} T'_{1\text{mes}}(y) &= T'_{1V}(y) + T'_{1\text{BF}}(y) \\ T'_{2\text{mes}}(y + \Delta y) &= T'_{2V}(y + \Delta y) + T'_{2\text{BF}}(y + \Delta y) \end{aligned}$$

Le coefficient d'auto corrélation réel s'écrit:

$$\rho_{0V}(\Delta y) = \frac{\overline{T'_{1\text{mes}}(y)T'_{2\text{mes}}(y + \Delta y)} - \overline{T'_{1\text{BF}}(y)T'_{2\text{BF}}(y + \Delta y)}}{\left(\overline{T'^2_{1\text{mes}}(y)} - \overline{T'^2_{1\text{BF}}(y)}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\overline{T'^2_{2\text{mes}}(y + \Delta y)} - \overline{T'^2_{2\text{BF}}(y + \Delta y)}\right)^{\frac{1}{2}}}$$

II-3.1.2.4 dérivée temporelle

Cette influence du bruit de fond intervient également sur la dérivée temporelle du signal T' . La variance de celle ci permet en effet de calculer l'échelle de Taylor $\lambda_{\theta t}$ à partir de la relation

suivante:

$$\frac{1}{\lambda_{\theta t}^2} = \frac{1}{2\overline{T'^2}} \left(\overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial t} \right)^2} \right)$$

Pour déterminer le gradient de la température, on utilise l'approximation suivante:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \quad \text{où } \Delta T = T(t + \Delta \tau) - T(t)$$

Comme pour les cas précédents, on corrige l'influence du bruit de fond, en considérant les variances mesurées, les variances réelles et celles du bruit de fond:

- $\overline{T'^2_{\text{mes}}} = \overline{T'^2_V} + \overline{T'^2_{\text{BF}}}$
- $\overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial t} \right)^2_{\text{mes}}} = \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial t} \right)^2_V} + \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial t} \right)^2_{\text{BF}}}$

On peut en déduire une échelle de Taylor temporelle corrigée:

$$\lambda_{\theta t}^2 = \frac{2(\overline{T'^2_{\text{mes}}} - \overline{T'^2_{\text{BF}}})}{\left(\overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial t}\right)^2_{\text{mes}}}\right) - \left(\overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial t}\right)^2_{\text{BF}}}\right)}$$

La figure 2-24 montre à la fois l'influence du bruit de fond et du choix de $\Delta \tau$ sur la détermination de la variance du gradient de température et de l'échelle de Taylor temporelle. On remarque que pour les cinq premières valeurs de $\Delta \tau$, l'échelle de Taylor temporelle déduite par la méthode de la dérivée est similaire à celle calculée par la méthode parabolique. Ces valeurs de $\Delta \tau$ peuvent être utilisées pour calculer les autres moments de ce gradient.

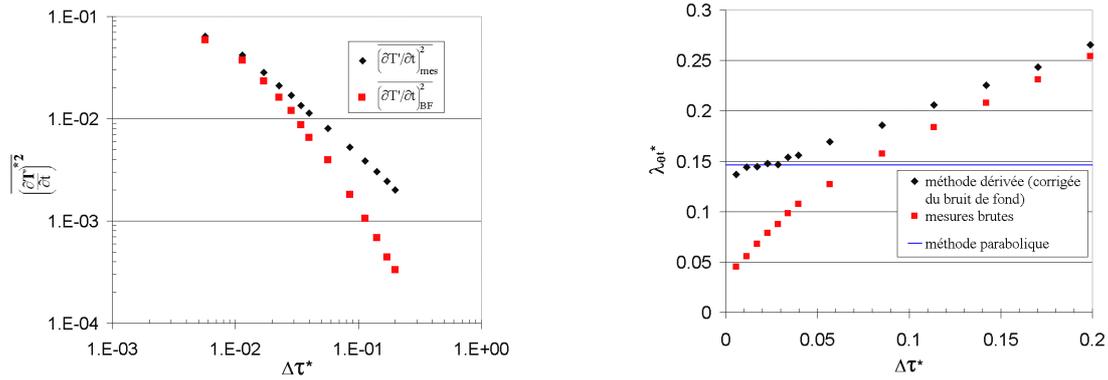


figure 2-24: (a) Calcul de la variance du gradient de température, (b) mesure de l'échelle de Taylor temporelle

II-3.1.3 Mesure des trois termes de taux de dissipation

La mesure la plus délicate que nous avons réalisée concerne celle du terme de dissipation des fluctuations de température. Dans l'équation bilan de la demi-variance des fluctuations de température, ce terme de dissipation s'écrit:

$$\varepsilon_{\theta} = \varepsilon_{\theta x} + \varepsilon_{\theta y} + \varepsilon_{\theta z} = D \left[\overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial y}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial z}\right)^2} \right]$$

La mesure de ce terme consiste à déterminer la variance des dérivées spatiales du champ de température instantanée dans les trois directions.

La composante longitudinale est estimée, au moyen d'une sonde simple, à partir de la dérivée temporelle du signal de température et en utilisant l'hypothèse de Taylor.

$$\frac{2\overline{T'^2}}{\lambda_{\theta t}^2} = \overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial t}\right)^2} \text{ et } \varepsilon_{\theta x} \approx \frac{2D\overline{T'^2}}{U^2\lambda_{\theta t}^2}$$

En revanche, dans les directions verticale et transversale, cette mesure est plus délicate et doit être effectuée au moyen d'une sonde double. De nombreuses études ont mis en évidence la difficulté du choix de la distance optimale entre les deux fils froids d'une sonde double. Cette distance doit théoriquement être aussi faible que possible pour relier les mesures en deux points aux gradients, cependant, essentiellement pour des problèmes de bruit de fond, une trop faible distance peut conduire à d'importantes erreurs de mesures.

Ainsi pour la mesure de la composante $\varepsilon_{\theta y}$ on utilise cette méthode parabolique. On déduit la

micro échelle de Taylor $\lambda_{\theta y}$, de la relation $\rho_{\theta}(\Delta y) \approx 1 - \left(\frac{\Delta y}{\lambda_{\theta y}}\right)^2$ quand Δy tend vers zéro pour

des distances $\Delta y/\lambda_{\theta y} < 0,25$.

Connaissant la valeur de $\frac{1}{\lambda_{\theta y}^2} = \frac{1}{2\overline{T'^2}} \left(\overline{\left(\frac{\partial T'}{\partial y} \right)^2} \right)$, on en déduit la composante $\varepsilon_{\theta y}$ du terme de dissipation par la relation : $\varepsilon_{\theta y} \approx \frac{2\overline{DT'^2}}{\lambda_{\theta y}^2}$

Une bonne estimation de $\lambda_{\theta y}$ nécessite de corriger l'influence du bruit de fond sur $\rho_{\theta}(\Delta y) \approx 1 - \left(\frac{\Delta y}{\lambda_{\theta y}} \right)^2$ comme nous l'avons montré au paragraphe précédent. Elle nécessite

également de mesurer la valeur de Δy aussi précisément que possible comme par la méthode que nous avons décrite au paragraphe II-2.1.3.

La mesure de la composante $\varepsilon_{\theta z}$ nécessite également l'utilisation d'une sonde double dont les fils sont distants de Δz dans la direction transversale. Pour cette détermination, la méthode utilisée est similaire à celle décrite précédemment pour la composante $\varepsilon_{\theta y}$.

II-3.2 Mesures de vitesse

II-3.2.1 Moyennes temporelles

A partir des signaux de vitesse instantanée mesurés par anémométrie Doppler laser ou à fil chaud, on peut caractériser l'écoulement par des moyennes temporelles. Pour cette détermination, la méthode utilisée est similaire à celle décrite précédemment pour la thermométrie à fil froid.

Nous avons ainsi calculé la valeur moyenne $\langle U \rangle$, l'écart type $\langle U'^2 \rangle^{1/2}$ et les coefficients de dissymétrie S_U et d'aplatissement F_U .

Dans le cas de la mesure par fil chaud, chaque moyenne temporelle est calculée sur un fichier de mesure de 262 144 points, échantillonné à 20 kHz. Pour ce type de mesures dans les écoulements étudiés le problème du bruit de fond ne s'est pas posé.

Dans le cas de la mesure par anémométrie Doppler Laser, chaque moyenne temporelle est calculée sur un fichier de mesure contenant beaucoup moins de points. En moyenne, le fichier de mesure contient 2500 points pour chaque composante. Dans ces conditions, l'incertitude

statistique $\frac{\Delta \langle U \rangle}{\langle U \rangle} = \frac{2}{\sqrt{N}} \times \frac{\langle U'^2 \rangle^{1/2}}{\langle U \rangle}$ est toujours inférieure à 1%.

Chapitre III Etude du champ dynamique

Ce chapitre présente dans une première partie les champs de vitesse obtenus dans l'air par anémométrie Doppler Laser ou à fil chaud en aval des trois configurations de corps d'Ahmed. Les deux nombres de Reynolds suivants : $Re_L=2,15.10^4$ et $Re_L=6,70.10^4$ ont été étudiés. La deuxième partie est consacrée aux champs de vitesse mesurés dans l'eau par anémométrie Doppler Laser pour un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=25^\circ$ à un nombre de Reynolds $Re_L=1,8.10^6$. Dans une dernière partie, ces résultats sont comparés avec ceux issus de travaux expérimentaux antérieurs.

III-1 Etude dynamique dans l'air

III-1.1 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=25^\circ$

III-1.1.1 Champ dynamique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$

Les cartographies de vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ et de l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ sont présentées respectivement sur la figure 3-1 et la figure 3-2. Ces résultats ont été obtenus dans des plans verticaux situés à $x^*=-0,25$; 0; 0,25; 1; 2 et 5. Dans cette configuration, la vitesse d'injection du jet chaud U_j est nulle.

On constate pour les plans situés au dessus de la lunette arrière, à $x^*=-0,25$ et $x^*=0$, l'existence de valeurs négatives de la vitesse moyenne longitudinale près du hayon. Ce résultat nous montre que la zone de recirculation s'étend jusqu'au bord supérieur de la lunette arrière. Les vecteurs vitesses n'indiquent pas la présence de vortex longitudinaux sur le bord des arêtes de la lunette arrière.

Les valeurs négatives de $\langle U^* \rangle$ obtenues à $x^*=0,25$ et à $x^*=1$ montrent que ces plans sont situés dans la zone de recirculation. On constate que l'écoulement n'est pas totalement symétrique par rapport à la ligne médiane $0z$. Contrairement au modèle classique, le corps d'Ahmed étudié comporte un orifice permettant l'installation d'un petit tuyau faisant office de pot d'échappement. Ce dispositif a pour effet de perturber initialement l'écoulement.

A $x^*=1$, l'ensemble des vecteurs vitesses est légèrement asymétrique et converge majoritairement vers la zone de vitesse longitudinale minimale.

En dehors de la zone de recirculation, l'écoulement est approximativement symétrique et la zone où $\langle U^* \rangle$ est minimale est localisée près de la paroi. Les vecteurs vitesses convergent alors vers la paroi. Ce phénomène s'accroît plus en aval pour former à $x^*=5$ deux vortex longitudinaux.

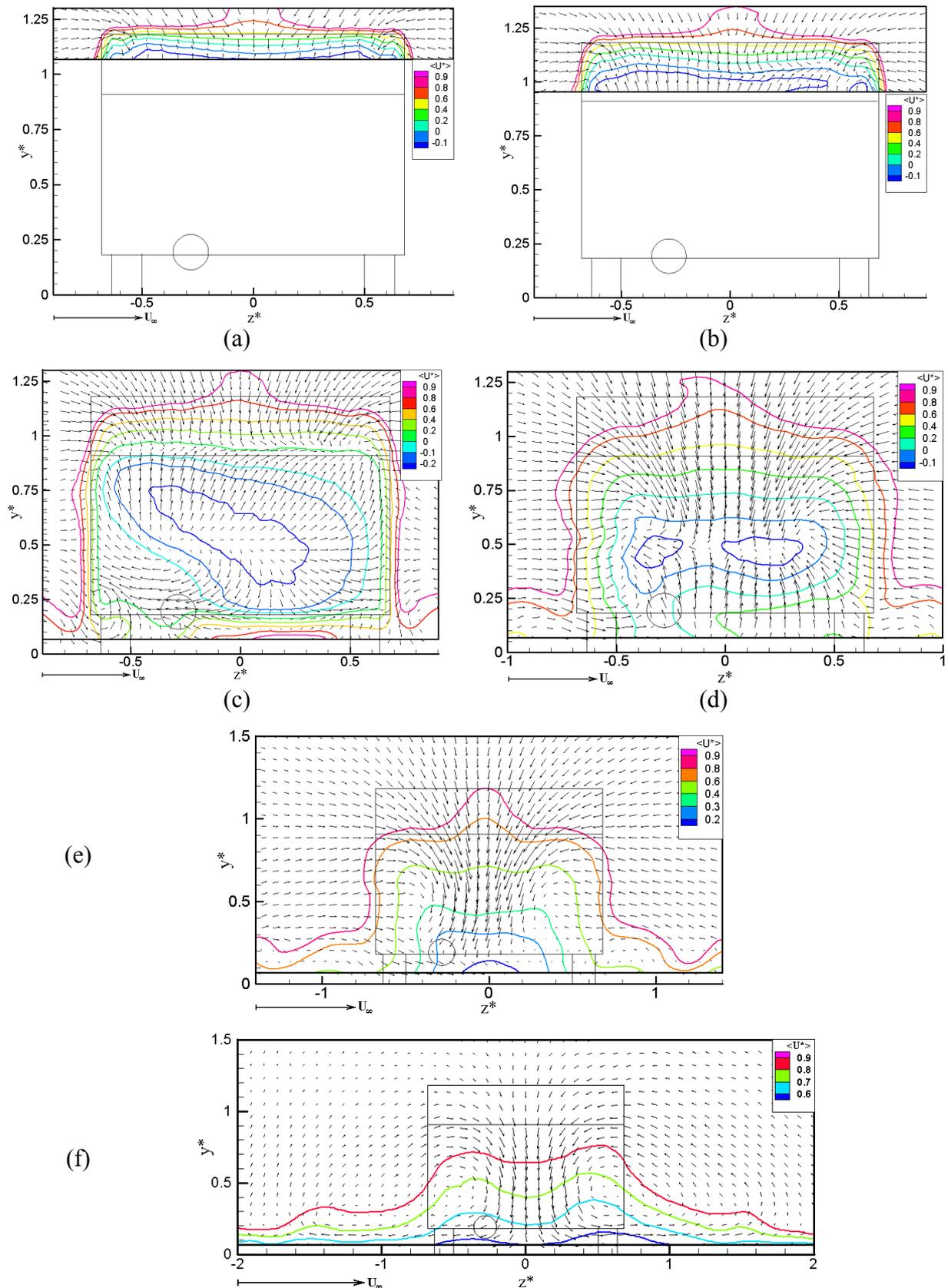


figure 3-1: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^*=-0,25$, (b) $x^*=0$, (c) $x^*=0,25$, (d) $x^*=1$, (e) $x^*=2$ et (f) $x^*=5$ pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=0$ et $\alpha=25^\circ$

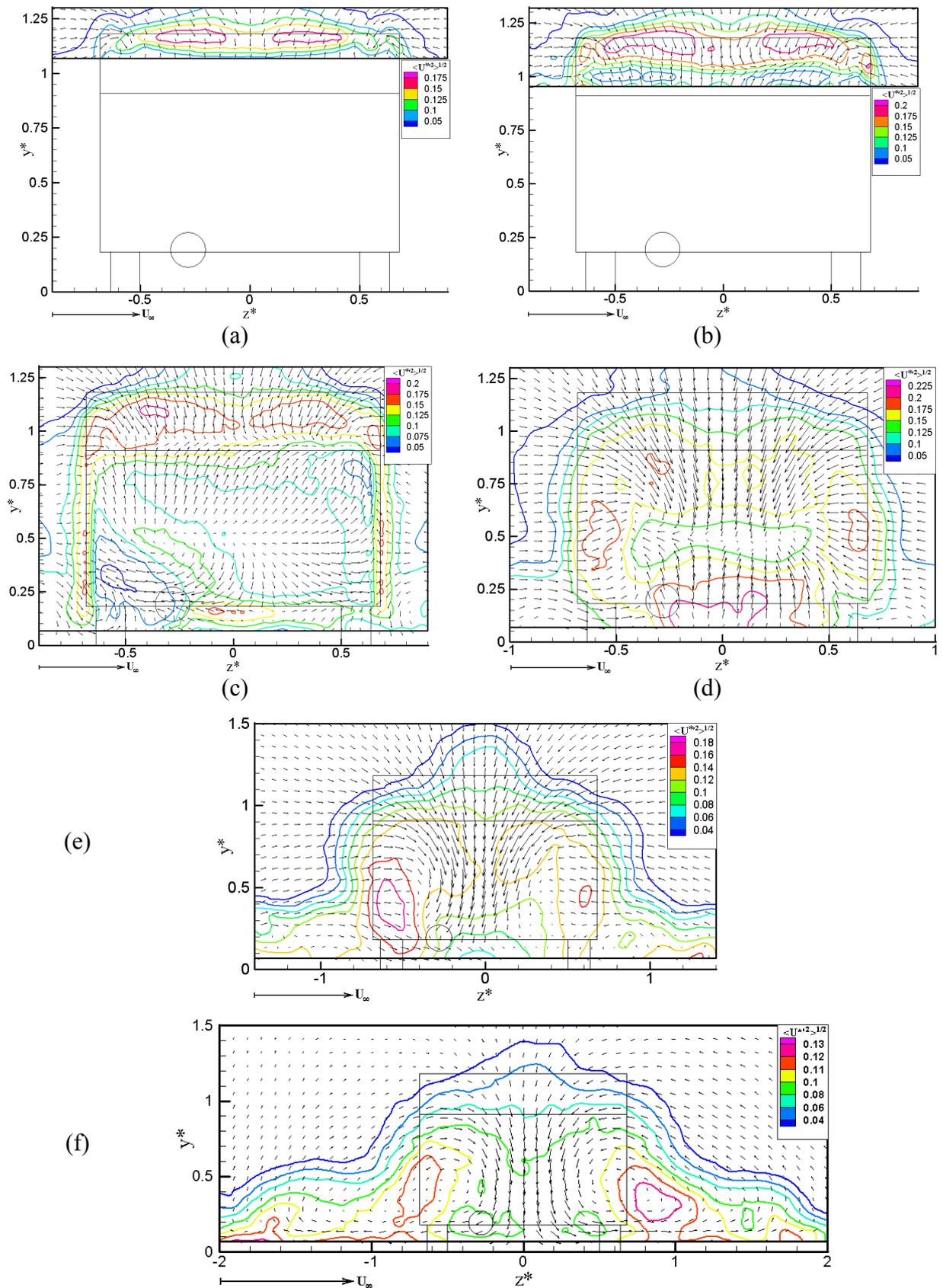


figure 3-2: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (a) $x^* = -0,25$, (b) $x^* = 0$, (c) $x^* = 0,25$, (d) $x^* = 1$, (e) $x^* = 5$ pour $U_\infty = 4 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j = 0$ et $\alpha = 25^\circ$

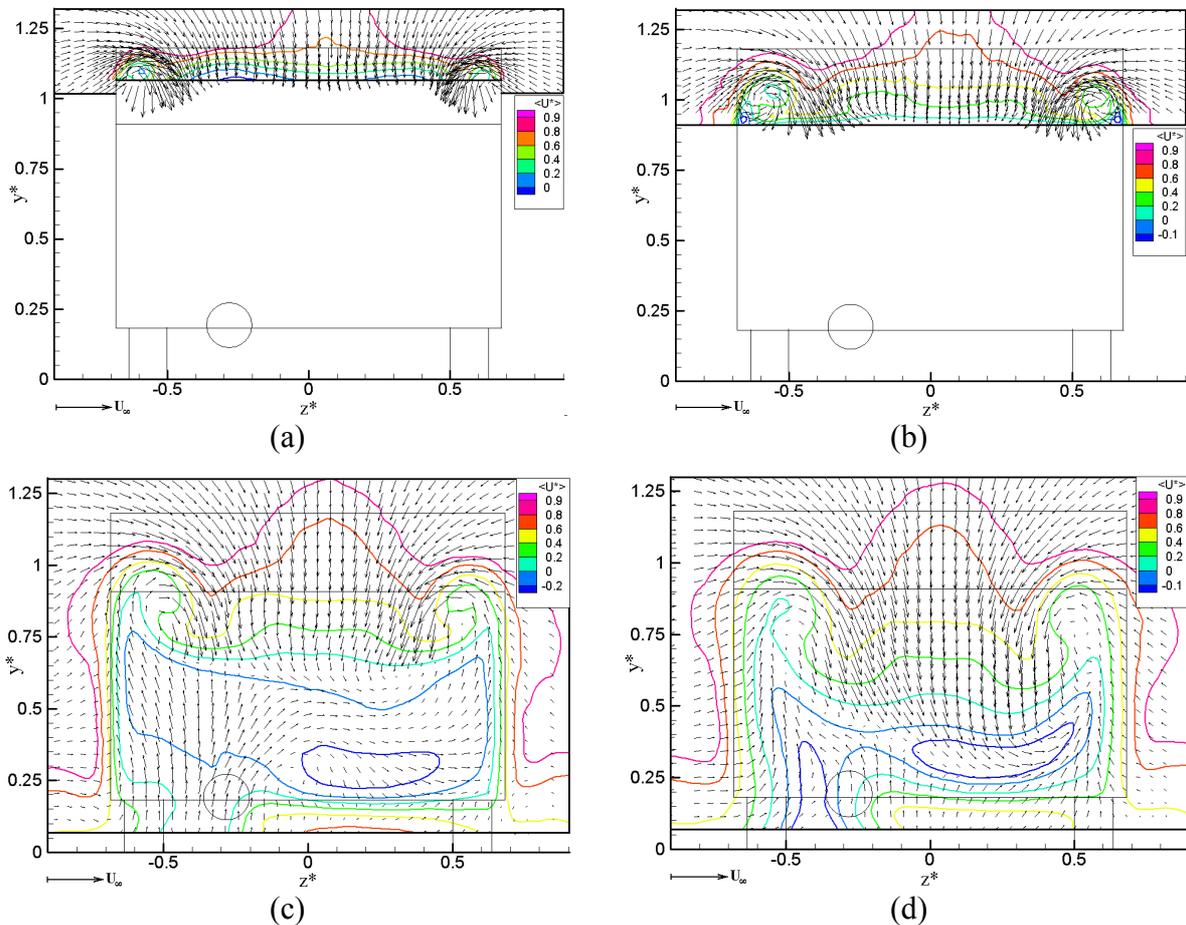
La forme des iso contours de l'écart type de la vitesse longitudinale est similaire à celle des iso contours des valeurs moyennes. Au dessus du hayon, on constate que les contours de $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ sont symétriques. La zone de fort gradient de la vitesse longitudinale correspond au bord supérieur de la zone de recirculation. De $x^*=0,25$ à $x^*=1$, une seconde zone de maxima est localisée au point de coordonnées ($y^*=0,15$; $z^*=0$).

A partir de $x^*=1$, deux "poches" de maxima se forment symétriquement près du bord du sillage. C'est à cette abscisse que le niveau de turbulence est le plus élevé et atteint environ 25% près de la paroi.

A plus grande distance, on constate un déplacement vers l'extérieur de ces deux "poches" dont les centres à $x^*=5$ ont pour coordonnées ($y^*=0,30$; $z^*=\pm 0,90$).

III-1.1.2 Champ dynamique pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 3-3 et la figure 3-4 montrent respectivement la vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ et l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$. Nous présentons ces résultats dans les plans verticaux situés à $x^*=-0,25$; 0; 0,25; 0,50 ; 1; 2 et 5. Dans cette configuration, la vitesse d'injection du jet chaud U_j est nulle.



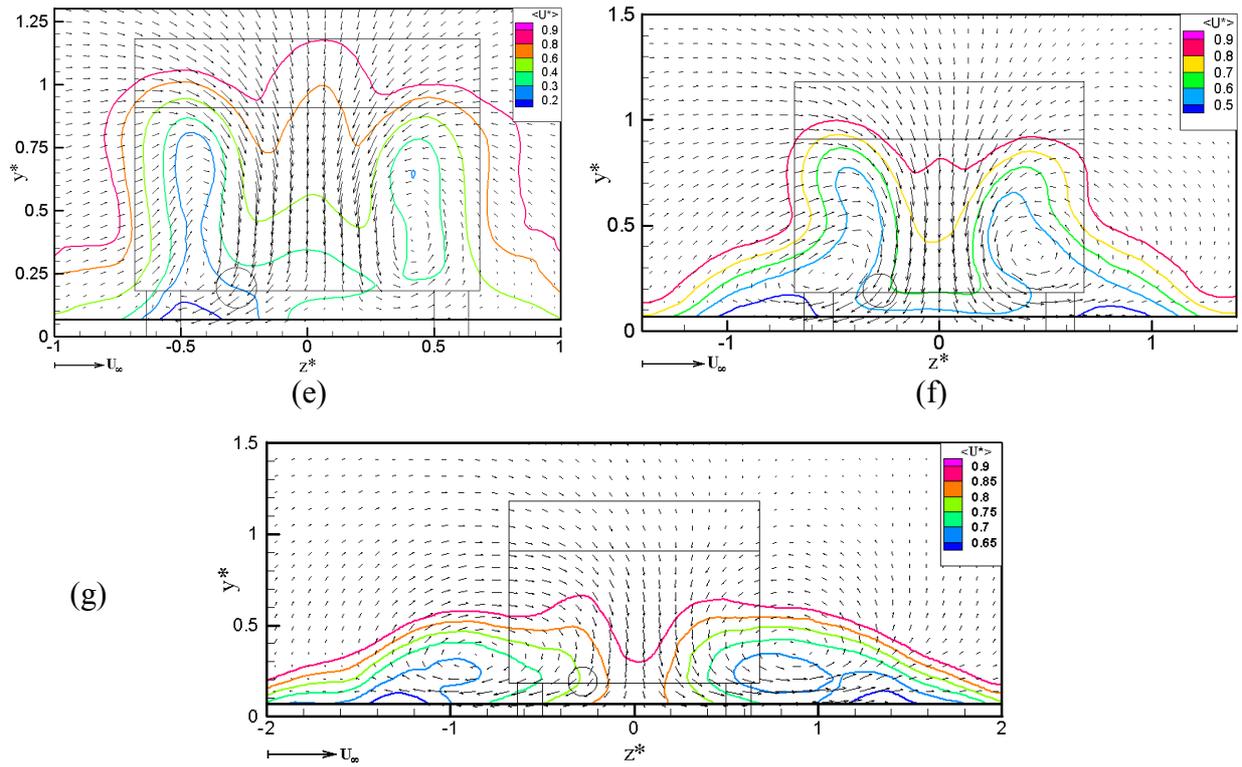
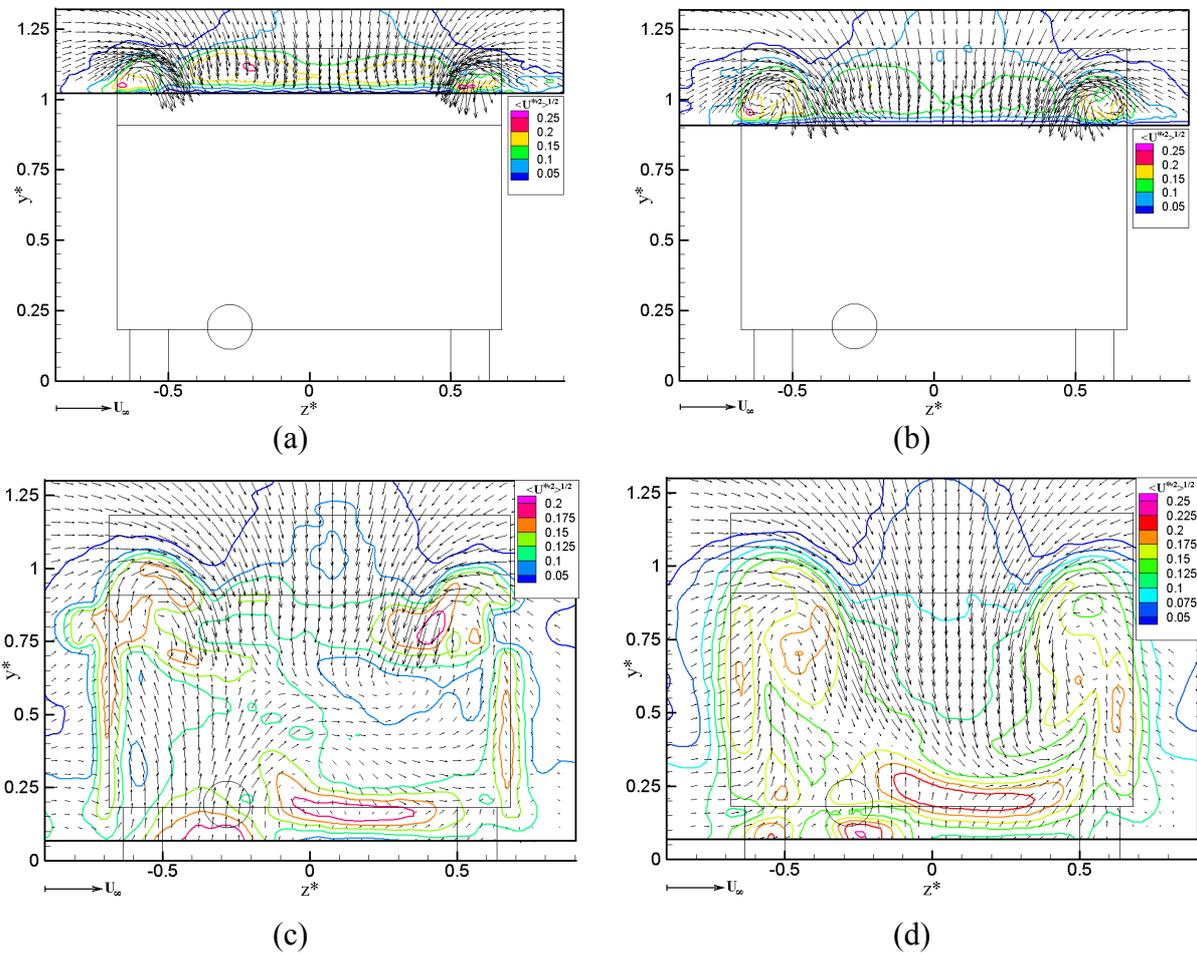


figure 3-3: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^*=-0,25$, (b) $x^*=0$, (c) $x^*=0,25$, (d) $x^*=0,50$, (e) $x^*=1$, (f) $x^*=2$ et (g) $x^*=5$ pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=0$ et $\alpha=25^\circ$



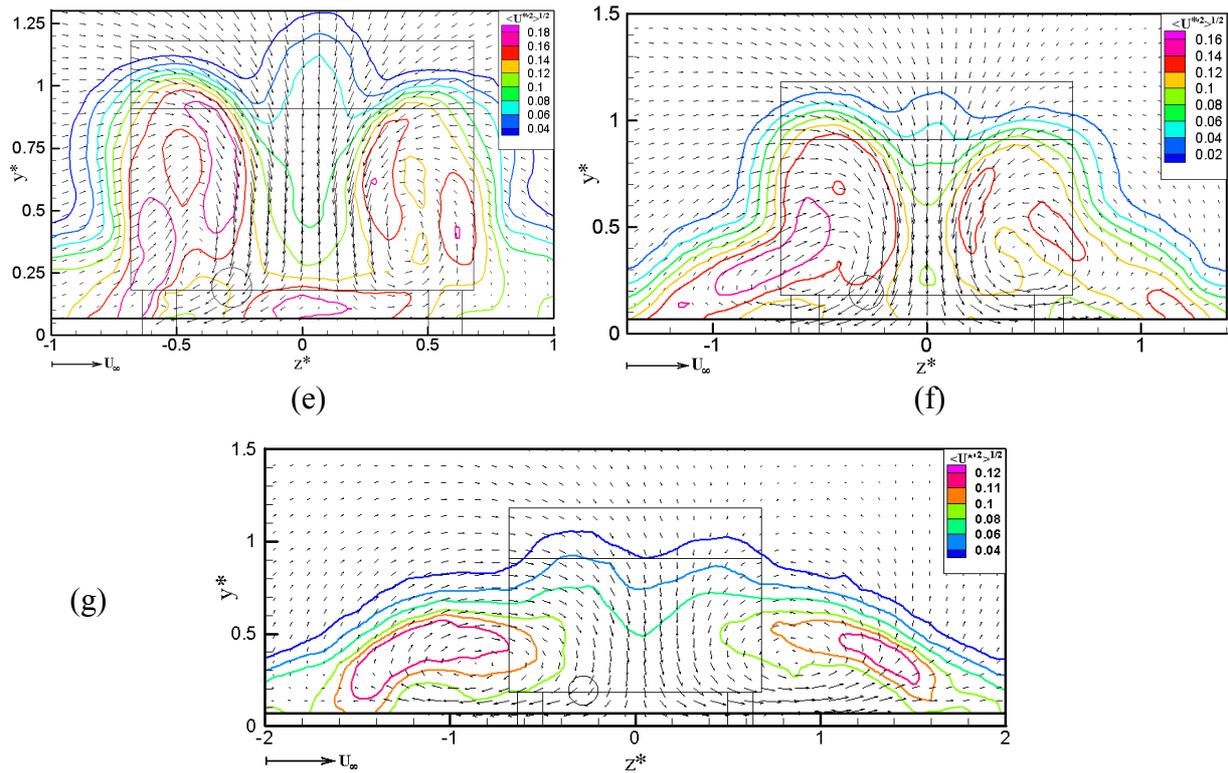


figure 3-4: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (a) $x^*=-0,25$, (b) $x^*=0$, (c) $x^*=0,25$, (d) $x^*=0,50$, (e) $x^*=1$, (f) $x^*=2$ et (g) $x^*=5$ pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=0$ et $\alpha=25^\circ$

A $x^*=-0,25$, contrairement au cas précédent, on constate qu'il n'existe plus qu'une zone très localisée de vitesse moyenne négative. Par ailleurs, sur les bords de la lunette arrière, apparaissent symétriquement deux vortex longitudinaux.

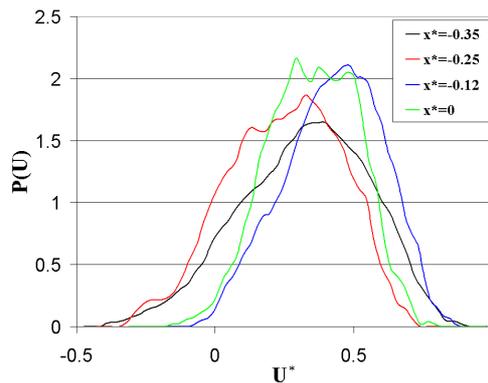


figure 3-5: Pdf de la vitesse longitudinale le long de la ligne médiane $z^*=0$ au dessus de la surface inclinée

A $x^*=0$, le champ de vitesse a le même aspect que dans le plan précédent. La vitesse longitudinale est en moyenne positive. On remarque également l'existence de deux petites

zones où la vitesse $\langle U^* \rangle$ devient négative. Ces zones sont localisées près du bord de la surface inclinée aux points de coordonnées ($y^*=0,93$; $z^*=\pm 0,66$).

La figure 3-5 présente les densités de probabilité de la vitesse longitudinale le long de la ligne médiane $z^*=0$ située à une hauteur de $\Delta y^*=0,05$ au dessus de la surface inclinée de la maquette. Ces densités de probabilité ont été calculées pour différentes positions en $x^*=-0,35$; $-0,25$; $-0,12$ et 0 . On constate que la vitesse longitudinale peut être négative dans ces zones. Aux positions supposées du bulbe de recollement, à $x^*=-0,35$ et à $x^*=-0,25$, la vitesse longitudinale est négative pendant approximativement 10% du temps.

A partir de $x^*=0,25$, on constate sur la figure 3-3 (c) comme pour le cas précédent $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ que le système d'injection crée une perturbation locale du champ de vitesse du côté $z^*<0$ alors que le côté $z^*>0$ semble peu perturbé. Les valeurs négatives de $\langle U^* \rangle$ mesurées dans les plans $x^*=0,25$ et $x^*=0,50$ et localisées dans la partie transversale $z^*>0$, nous indiquent que ces plan sont situés dans la zone de recirculation.

A $x^*=2$, la perturbation globale du champ de vitesse a disparu. Elle se manifeste cependant sur les positions des centres des vortex longitudinaux comme le montrent les valeurs des positions des centres des tourbillons rassemblées dans le tableau 3-1.

A plus grande distance ($x^*=5$), l'écoulement redevient symétrique.

	$z^*<0$	$z^*>0$
$x^*=0,25$	$y^*=0,8 - z^*=-0,54$	$y^*=0,8 - z^*=0,533$
$x^*=0,50$	$y^*=0,71 - z^*=-0,51$	$y^*=0,757 - z^*=0,524$
$x^*=0,75$	$y^*=0,45 - z^*=-0,44$	$y^*=0,42 - z^*=0,45$
$x^*=1$	$y^*=0,29 - z^*=-0,43$	$y^*=0,41 - z^*=0,43$
$x^*=2$	$y^*=0,28 - z^*=-0,51$	$y^*=0,375 - z^*=0,43$
$x^*=5$	$y^*=0,34 - z^*=-0,88$	$y^*=0,36 - z^*=0,86$

tableau 3-1 : position du centre des vortex longitudinaux

La variation des iso contours de l'écart type de la vitesse longitudinale est pratiquement similaire à celles des valeurs moyennes. On constate le même phénomène d'asymétrie dans la zone de proche sillage. On note des zones de fortes valeurs de l'écart type de la vitesse longitudinale autour de la position des vortex longitudinaux. A $x^*=0,50$, la zone des maxima se trouve située à une hauteur $y^*=0,20$ correspondant à la frontière entre la zone de recirculation et l'écoulement passant sous la maquette.

Nous avons également effectué des mesures de la vitesse longitudinale dans la zone de sillage par anémométrie à fil chaud. La figure 3-6 présente la cartographie de la vitesse longitudinale moyenne $\langle U^* \rangle$, l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$, le coefficient de dissymétrie S_u et le coefficient d'aplatissement F_u à $x^*=2$ pour $U_j=0$.

On constate que les résultats concernant les valeurs moyennes et l'écart type de la vitesse longitudinale sont similaires à ceux obtenus précédemment par anémométrie Doppler Laser.

Les zones de maxima des coefficients de dissymétrie S_u et d'aplatissement F_u sont localisées respectivement dans les zones de valeurs minimales de $\langle U^* \rangle$ et dans les zones de forts gradients autour des tourbillons de bord.

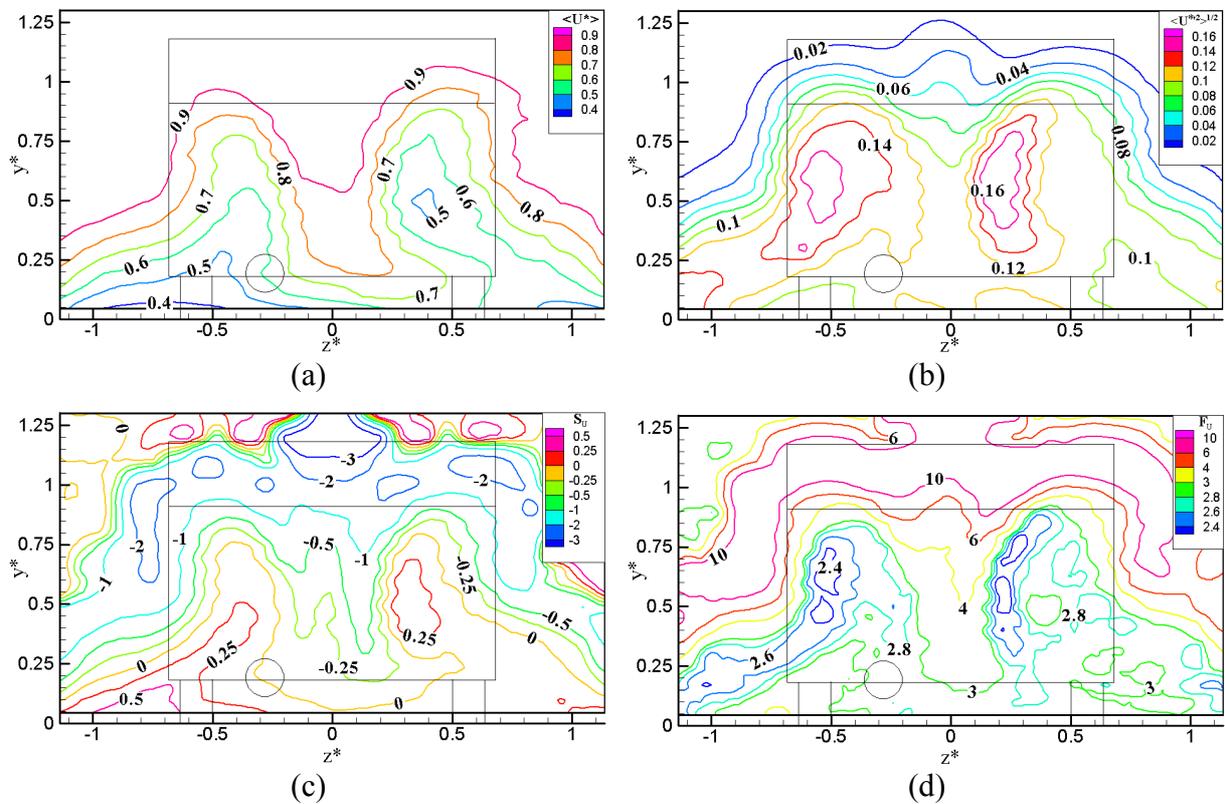


figure 3-6: Iso contours (a) de la vitesse moyenne longitudinale, (b) de l'écart type de la vitesse, (c) du coefficient de dissymétrie et (d) du coefficient d'aplatissement à $x^*=2$ pour $U_j=0$ et $\alpha=25^\circ$

III-1.1.3 Champ dynamique dans le plan longitudinal médian pour $U_\infty=4$ et $12,50 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 3-7 présente les champs de vitesses moyennes obtenus par ADL dans le plan médian pour les deux vitesses d'écoulement étudiées $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$. On retrouve des différences notables entre les deux régimes. Celles ci concernent aussi bien la taille de la zone de recirculation que la forme du champ de vitesse.

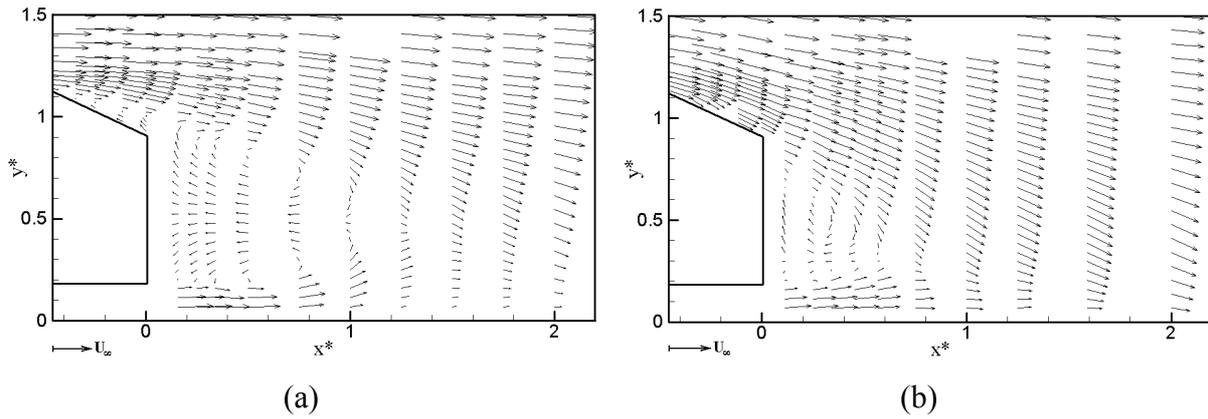


figure 3-7 : Champs des vecteurs vitesse moyens dans le plan médian ($z^*=0$) pour (a) $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$; (b) $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

Dans le cas $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, Ces résultats confirment que la zone de recirculation supérieure s'étend jusqu'au bord de l'arête supérieure de la lunette arrière. On observe alors un décollement de l'écoulement au dessus de la surface inclinée.

Pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, la zone de recirculation se situe derrière le culot et on constate, en moyenne, ni décollement, ni recollement sur la lunette arrière. Nous avons vu cependant que l'écoulement peut décoller pendant de brefs instants.

	$U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$	$U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$
Coordonnées du centre du vortex supérieur	$x^*=0,57 - y^*=0,79$	$x^*=0,28 - y^*=0,57$
Coordonnées du centre du vortex inférieur	$x^*=0,61 - y^*=0,26$	$x^*=0,29 - y^*=0,24$
Taille de la zone de recirculation L_R^*	1,125	0,66

tableau 3-2 : Caractéristiques de la zone de recirculation

Le tableau 3-2 rassemble les caractéristiques de la zone de recirculation (coordonnées du centre des vortex et taille de la zone de recirculation). La fin de la zone de recirculation a été déterminée en recherchant sur les profils expérimentaux des vitesses moyennes longitudinales l'abscisse pour laquelle il n'existe plus de valeur négative de $\langle U^* \rangle$.

III-1.2 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=05^\circ$

III-1.2.1 Champ dynamique pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

Les cartographies de la vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ et de l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ sont présentées respectivement sur la figure 3-8 et la figure 3-9. Nous présentons ces résultats dans les plans verticaux situés à $x^*=0,25$; 1; 2 et 5. Dans cette configuration, la vitesse d'injection du jet chaud U_j est nulle.

Les valeurs négatives de $\langle U^* \rangle$ montrent que les plans situés à $x^*=0,25$ et à $x^*=1$ sont dans la zone de recirculation. On constate que l'écoulement est approximativement bidimensionnel. Il existe cependant une asymétrie liée également à l'effet du tube d'échappement.

A $x^*=1$, l'ensemble des vecteurs vitesses converge vers la zone centrale du sillage où la vitesse longitudinale minimale est négative.

En dehors de la zone de recirculation, l'écoulement est caractérisé par une zone de plus faibles valeurs de $\langle U^* \rangle$ située dans la partie inférieure centrale du sillage.

A partir de $x^*=5$, l'écoulement devient approximativement symétrique avec une zone de plus faibles valeurs de $\langle U^* \rangle$ toujours localisée vers la paroi.

Les iso contours de l'écart type de la vitesse longitudinale montrent que dans la zone de recirculation les régions de fortes fluctuations sont principalement situées sur les frontières de cette zone. A $x^*=0,25$, cette zone correspond à la frontière supérieure. A $x^*=1$, on voit apparaître, malgré la perturbation créée par le tube d'injection, des valeurs importantes de $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ en bordure de la zone de recirculation.

A partir de $x^*=2$, la forme générale des iso contours de l'écart type de la vitesse longitudinale devient similaire à celle des iso contours des valeurs moyennes. Les valeurs maximales de $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ correspondent aux régions de forts gradients de vitesse moyenne $\langle U^* \rangle$.

A partir de $x^*=1$, deux "poches" de maxima se forment symétriquement près du bord du sillage. C'est à cette abscisse que le niveau de turbulence est le plus élevé et atteint environ 25 % près de la paroi.

A plus grande distance, on constate un déplacement vers l'extérieur de ces deux "poches" dont les centres à $x^*=5$ ont pour coordonnées ($y^*=0,30$; $z^*=\pm 0,90$).

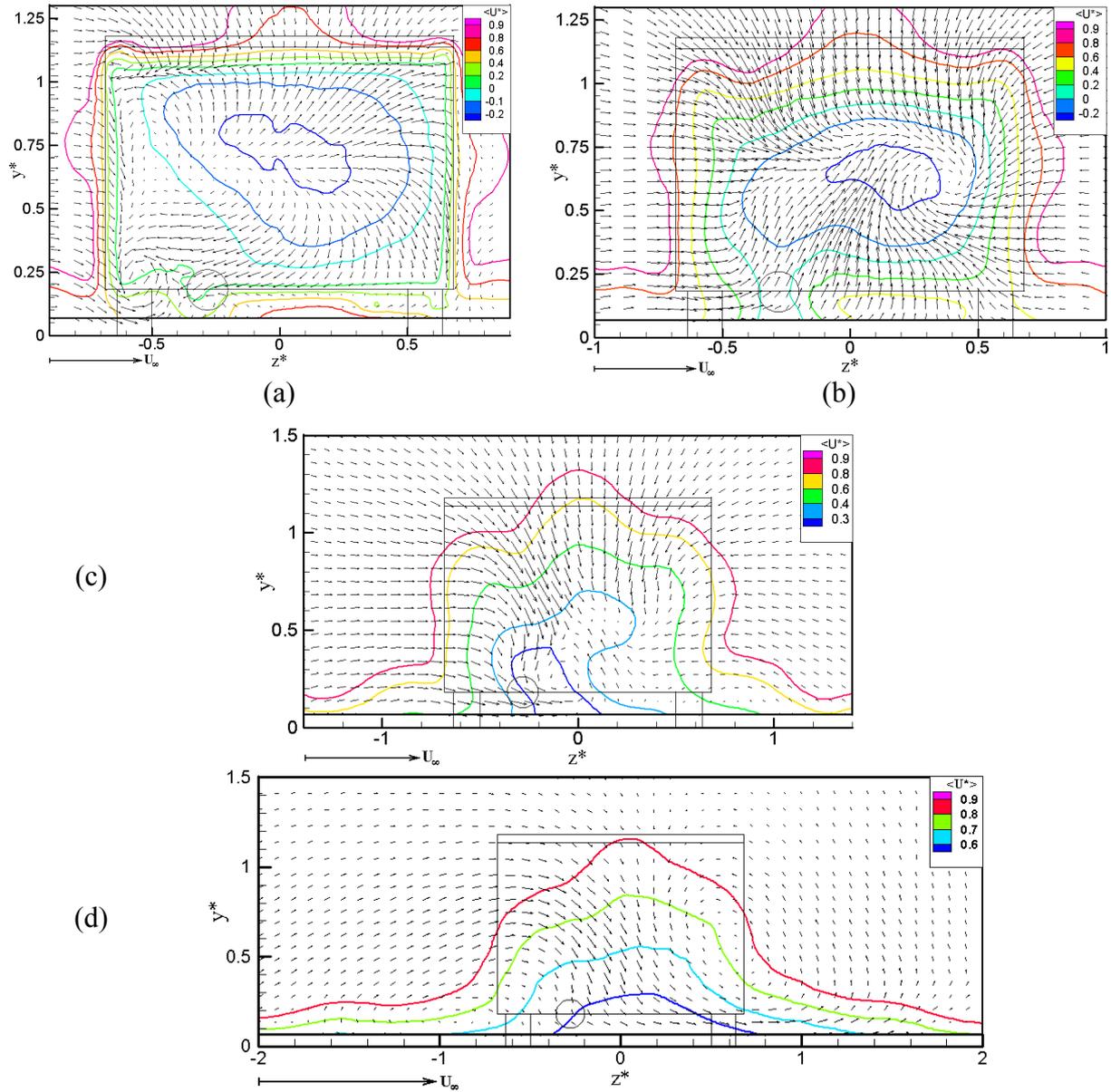
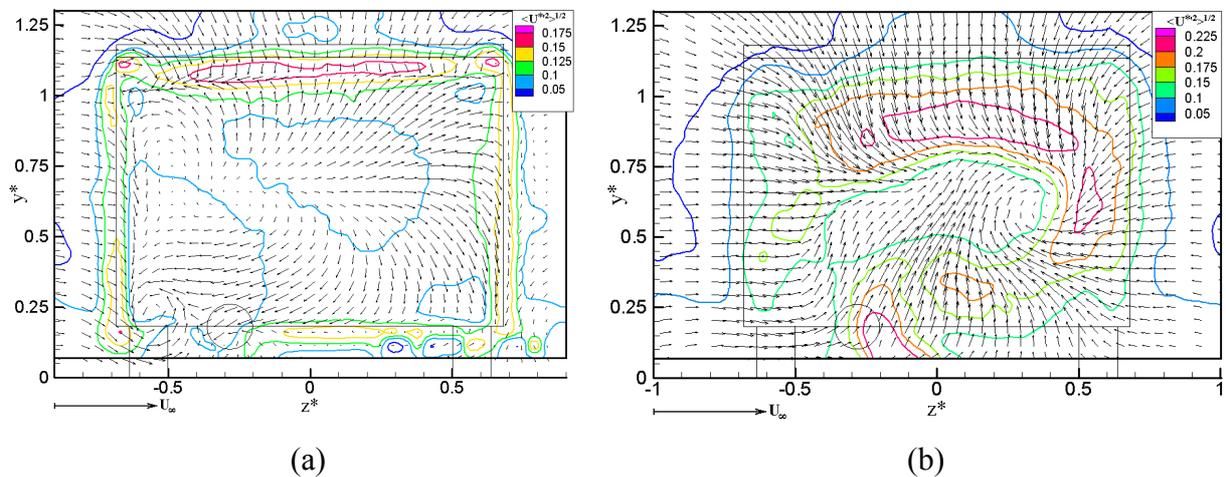


figure 3-8: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=1$, (c) $x^*=2$ et (d) $x^*=5$ pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=0$ et $\alpha=05^\circ$



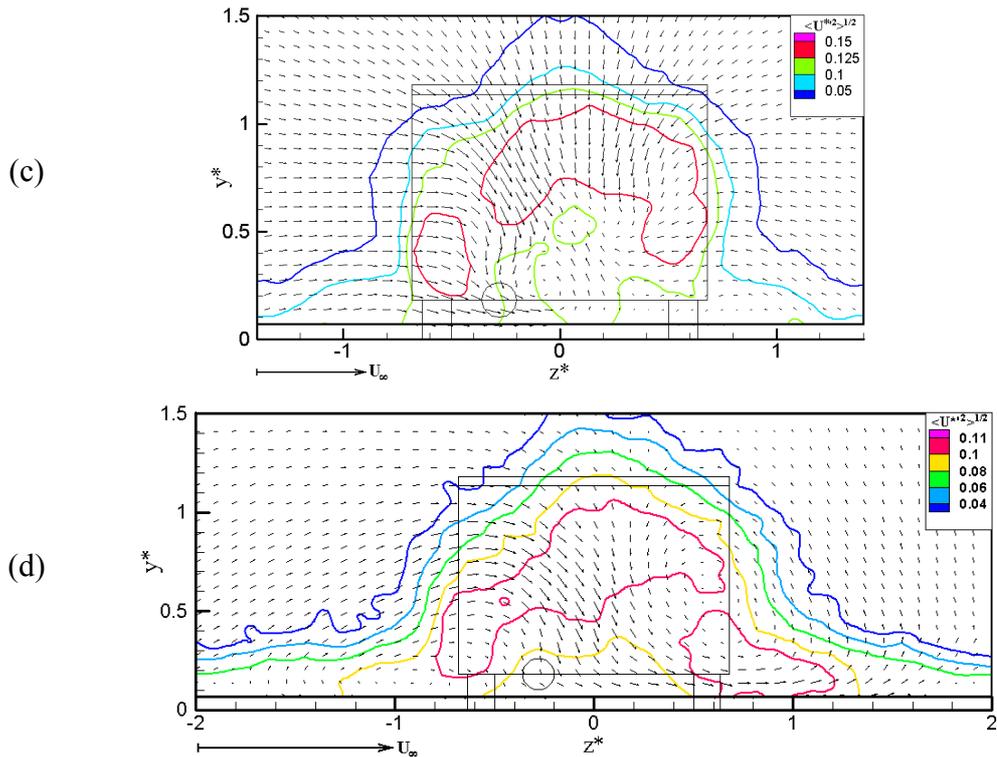
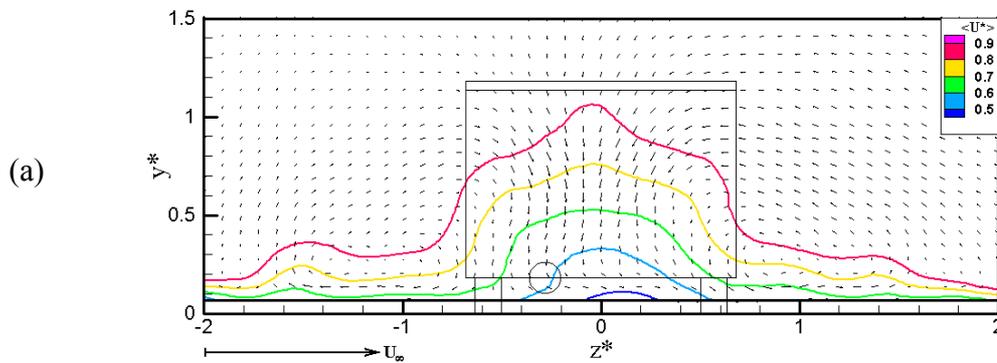


figure 3-9: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=1$, (c) $x^*=2$ et (d) $x^*=5$ pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=0$ et $\alpha=05^\circ$

III-1.2.2 Champ dynamique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$

Le champ de vitesse dans ce cas a été également étudié pour une vitesse amont $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$. Nous ne présentons ici sur la figure 3-10 que les résultats obtenus dans le plan situé à $x^*=5$.

Ces champs de vitesse moyenne et d'écart type de la vitesse longitudinale sont semblables à ceux présentés à la même distance dans le paragraphe précédent III-1.2.1.



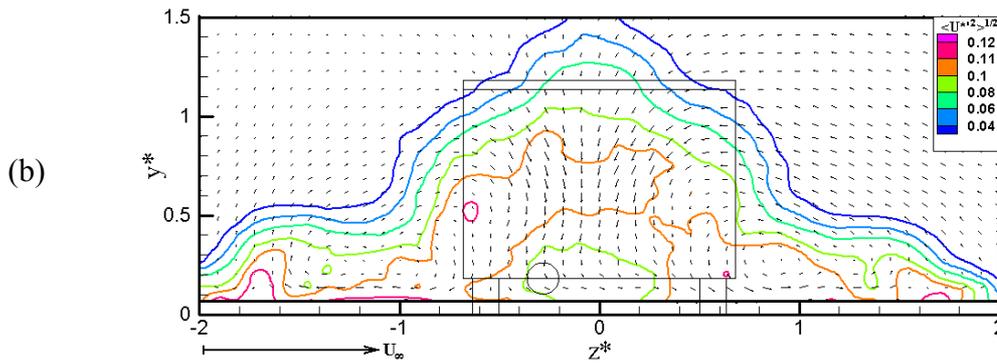


figure 3-10: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs), (a) de la vitesse moyenne longitudinale (iso contours) et (b) des écarts types de la vitesse longitudinale (iso contours): à $x^*=5$ pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=0$ et $\alpha=40^\circ$

III-1.1.3 Champ dynamique dans le plan longitudinal médian pour $U_\infty=4$ et $12,50 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 3-11 présente les champs de vitesses moyennes dans le plan médian pour les deux vitesses étudiées $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$. On ne constate pas de différences entre ces deux cas.

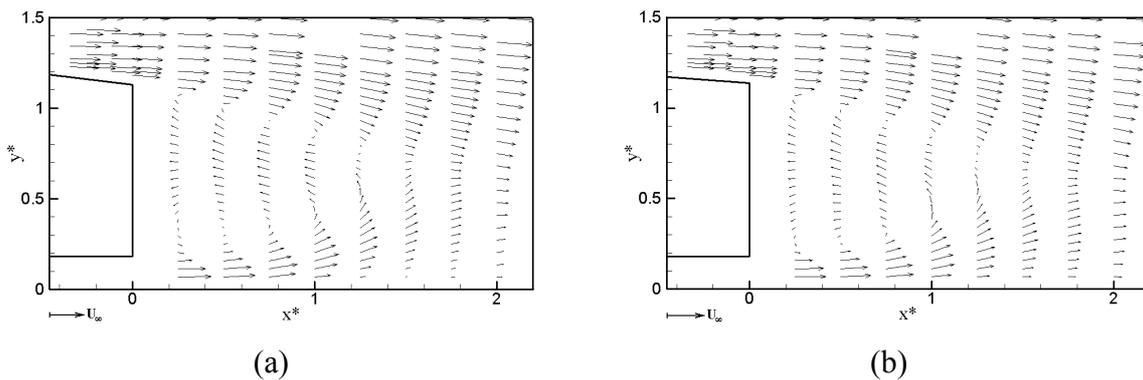


figure 3-11: Champs des vecteurs vitesse moyens dans le plan médian ($z^*=0$) pour (a) $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$; (b) $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

	$U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$	$U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$
Coordonnées du centre du vortex supérieur	$x^*=0,75 - y^*=0,93$	$x^*=0,75 - y^*=0,93$
Coordonnées du centre du vortex inférieur	$x^*=0,435 - y^*=0,34$	$x^*=0,56 - y^*=0,285$
Taille de la zone de recirculation L_R^*	1,38	1,34

tableau 3-3 : Caractéristiques de la zone de recirculation

Le tableau ci dessus rassemble les caractéristiques de la zone de recirculation (coordonnées du centre des vortex et taille de la zone de recirculation).

III-1.3 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=40^\circ$

III-1.3.1 Champ dynamique pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 3-12 et la figure 3-13 montrent les cartographies de la vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ et de l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$. Nous présentons ces résultats dans les plans verticaux situés à $x^*=-0,25$; 0; 0,25; 1; 2 et 5. Dans cette configuration, la vitesse d'injection du jet chaud U_j est nulle.

Au dessus de la surface inclinée, à $x^*=-0,25$ et $x^*=0$, l'écoulement est relativement symétrique. Les valeurs négatives de $\langle U^* \rangle$ indiquent la présence de la zone de recirculation dans ces plans. Ce résultat confirme que la zone de recirculation s'étend jusqu'au bord supérieur de l'arête de la lunette arrière.

A partir de $x^*=0,25$, on constate que l'écoulement pour cet angle est approximativement similaire au cas précédent, $\alpha=5^\circ$. L'écoulement est considéré comme bidimensionnel.

La zone de recirculation est caractérisée par des valeurs négatives de vitesse longitudinale dans les plans situés à $x^*=0,25$ et $x^*=1$. On remarque toujours une asymétrie due à l'effet du tube d'injection.

A $x^*=1$, l'ensemble des vecteurs vitesses converge majoritairement vers la zone de vitesse longitudinale minimale. On constate la formation d'un vortex localisé dans la partie transversale $z^*>0$.

En dehors de la zone de recirculation, les iso contours de la vitesse longitudinale sont approximativement symétriques. Une asymétrie est cependant observée pour les faibles valeurs de $\langle U^* \rangle$ à proximité de la paroi. Les vecteurs vitesses convergent alors majoritairement vers la zone de plus fortes valeurs négatives de $\langle U^* \rangle$, située dans la partie transversale $z^*>0$. Ce phénomène a pour conséquence de rendre asymétriques les deux vortex longitudinaux situés à $x^*=5$, le tourbillon situé à $z^*>0$ semble plus énergétique.

L'évolution des iso contours de l'écart type de la vitesse longitudinale est similaire à celle des iso contours des valeurs moyennes. Au dessus de la surface inclinée, les contours de $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ sont relativement symétriques. Le bord supérieur de la zone de recirculation est caractérisé par une zone de fort gradient de la vitesse longitudinale de $x^*=-0,25$ à $x^*=0,25$.

Comme pour le cas précédent, $\alpha=25^\circ$ et $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, une seconde zone de maxima est localisée de $x^*=0,25$ à $x^*=1$ le long de la ligne de hauteur $y^*=0,15$ près de la partie médiane.

A partir de $x^*=2$, deux "poches" de maxima se forment symétriquement près du bord du sillage.

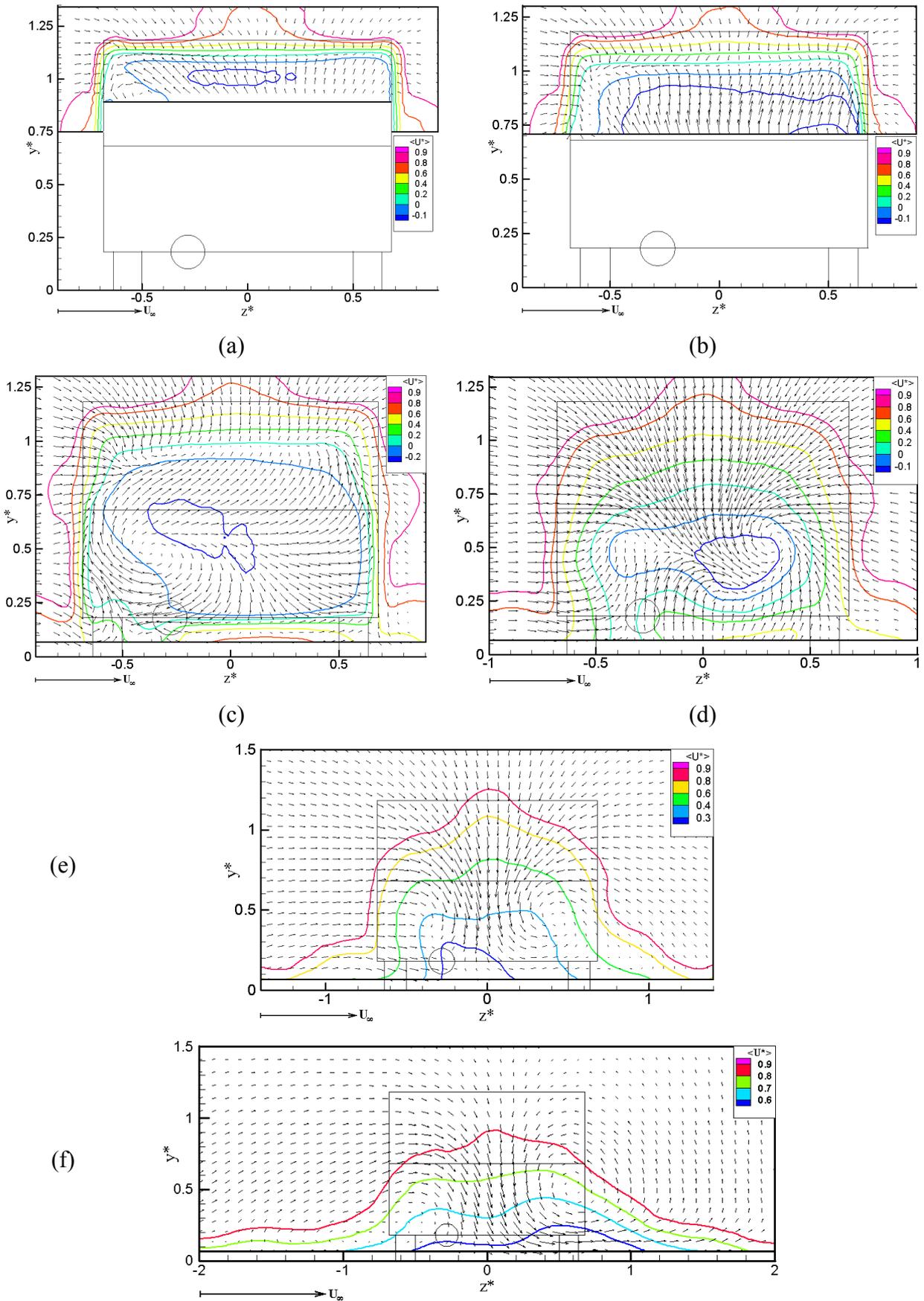


figure 3-12: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^* = -0,25$, (b) $x^* = 0$, (c) $x^* = 0,25$, (d) $x^* = 1$, (e) $x^* = 2$ et (f) $x^* = 5$ pour $U_\infty = 12,50 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j = 0$ et $\alpha = 40^\circ$

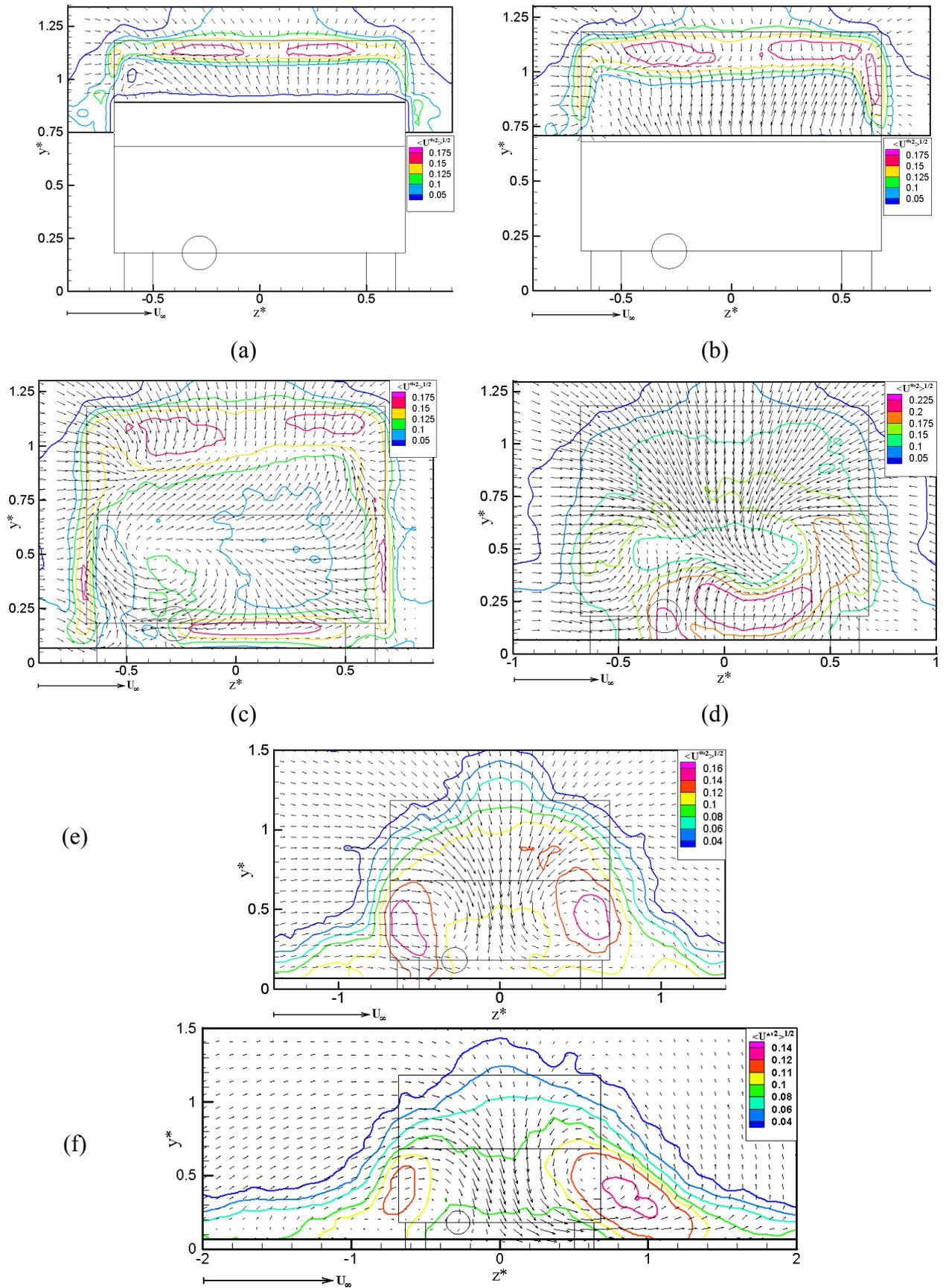


figure 3-13: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (a) $x^* = -0,25$, (b) $x^* = 0$, (c) $x^* = 0,25$, (d) $x^* = 1$, (e) $x^* = 2$ et (f) $x^* = 5$ pour $U_\infty = 12,50 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j = 0$ et $\alpha = 40^\circ$

A plus grande distance, on constate un déplacement vers l'extérieur de ces deux "poches". Tout comme pour les iso contours de la valeur moyenne, on constate la même différence de niveaux entre les iso contours de $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ à la position $x^*=5$. Le vortex longitudinal situé dans la partie transversal $z^*>0$ connaît de plus grandes fluctuations.

III-1.3.2 Champ dynamique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$

Le champ de vitesse a été également étudié pour une vitesse amont $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$. Comme pour le cas précédent $\alpha=5^\circ$, nous ne présentons sur la figure 3-14 que les résultats situés dans le plan transversal à $x^*=5$.

On constate la même asymétrie à la fois dans les champs de vitesse moyenne et d'écart type de la vitesse longitudinale à ceux mesurés à la même distance dans le cas précédent.

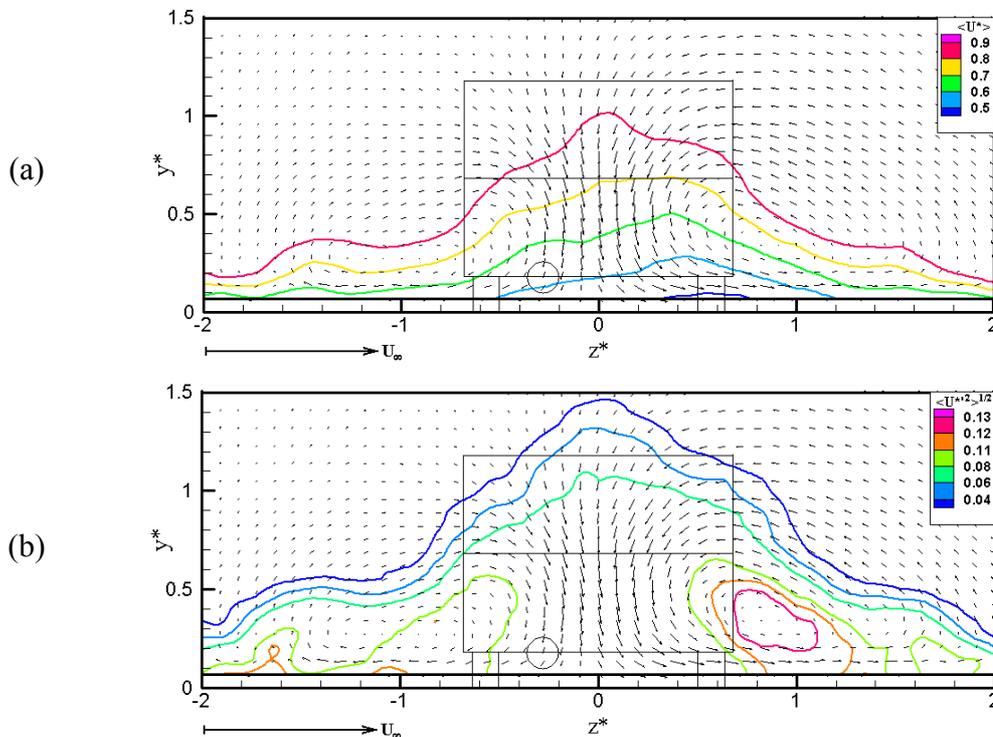


figure 3-14 : Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs), (a) de la vitesse moyenne longitudinale (iso contours) et (b) des écarts types de la vitesse longitudinale (iso contours): à $x^*=5$ pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=0$ et $\alpha=40^\circ$

III-1.3.3 Champ dynamique dans le plan longitudinal médian pour $U_\infty=4$ et $12,50 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 3-15 présente les champs de vitesses moyennes dans le plan médian pour les deux vitesses étudiées $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$. On constate aucune différence sur les proches sillages pour ces deux vitesses.

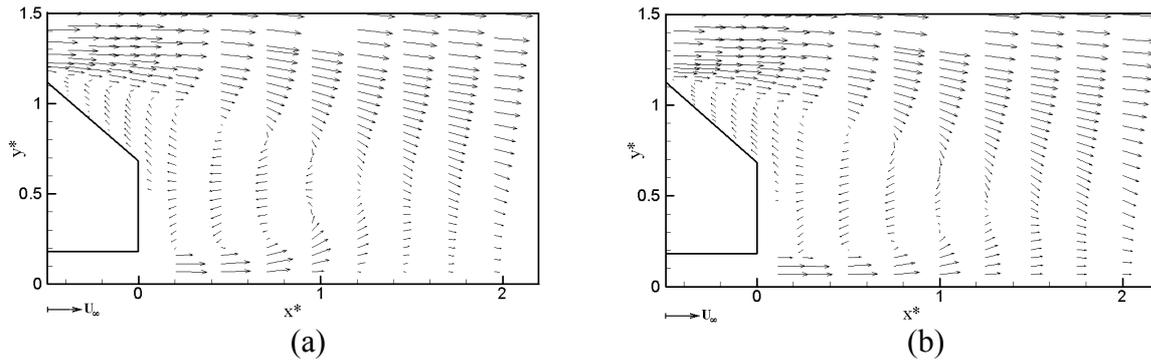


figure 3-15: Champs des vecteurs vitesse moyens dans le plan médian ($z^*=0$) pour (a) $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$; (b) $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

	$U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$	$U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$
Coordonnées du centre du vortex supérieur	$x^*=0,37 - y^*=0,89$	$x^*=0,335 - y^*=0,885$
Coordonnées du centre du vortex inférieur	$x^*=0,69 - y^*=0,27$	$x^*=0,68 - y^*=0,24$
Taille de la zone de recirculation L_R^*	1,19	1,16

tableau 3-4: Caractéristiques de la zone de recirculation

Le tableau 3-4 rassemble les caractéristiques de la zone de recirculation (coordonnées du centre des vortex et taille de la zone de recirculation)

III-1.4 Etude dynamique en présence de la vitesse d'injection U_j

Nous avons mis en évidence que le dispositif d'injection pouvait, sur une maquette de petite dimension, perturber le sillage initial, même en absence du jet d'injection. Le champ de vitesse tel qu'il existe en présence de ce jet et responsable de la diffusion du scalaire est présenté dans ce paragraphe.

III-1.4.1 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=25^\circ$

III-1.4.1.1 Champ dynamique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$

Le champ de vitesse a été également étudié dans les conditions expérimentales où la vitesse d'injection $U_j = 5 \text{ m.s}^{-1}$. La figure 3-16 et la figure 3-17 présentent respectivement les cartographies de la vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ et de l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$. Nous ne présentons ces résultats que dans les plans verticaux situés dans la zone de recirculation à $x^*=0,25$ et $x^*=1$.

On constate que les champs de vitesse moyenne et d'écart type de la vitesse longitudinale sont semblables à ceux mesurés pour une vitesse d'injection U_j nulle.

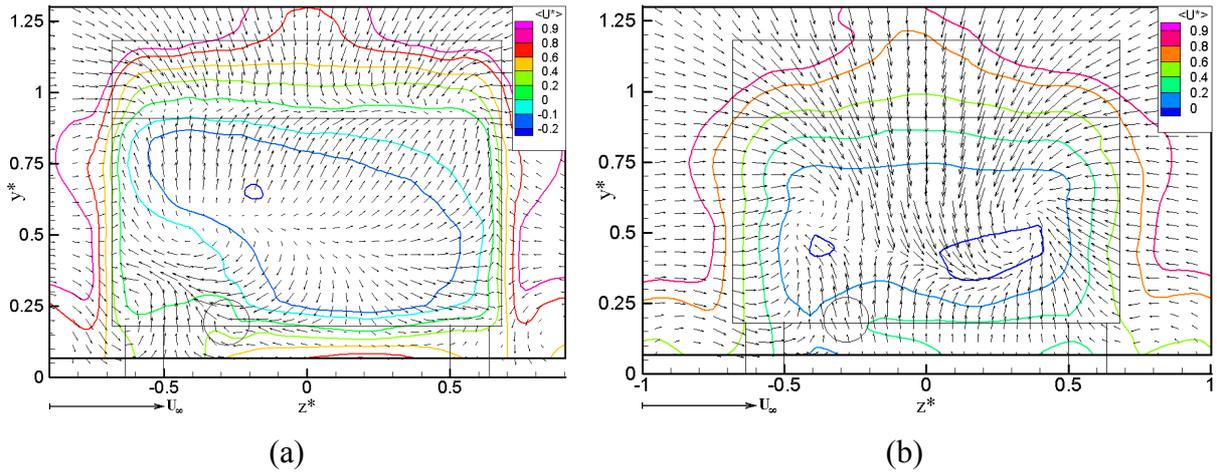


figure 3-16: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=1$ pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$ et $\alpha=25^\circ$

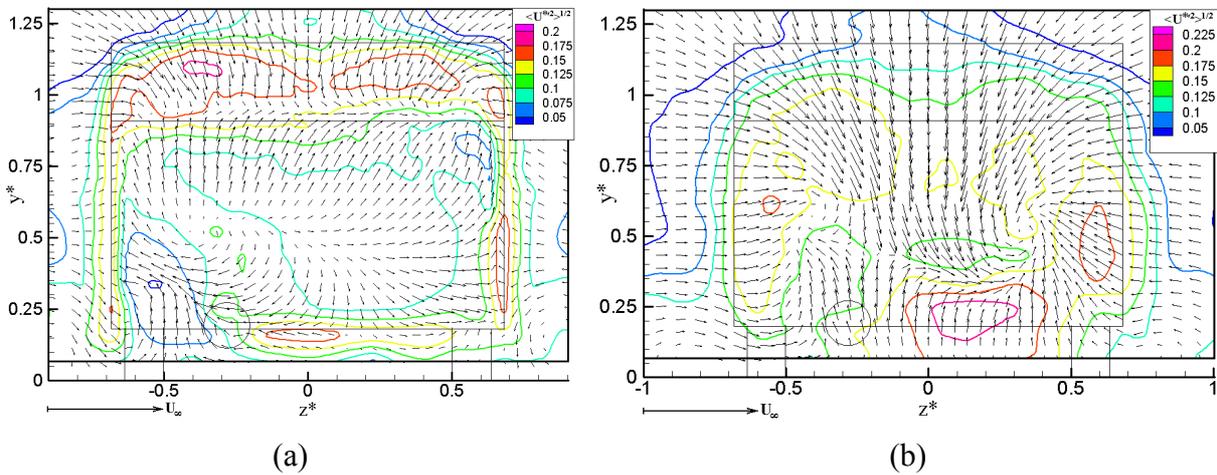


figure 3-17: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=1$ pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$ et $\alpha=25^\circ$

III-1.4.1.2 Champ dynamique pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$

Comme pour le cas précédent, nous avons étudié le champ de vitesse avec une vitesse d'injection $U_j=8,50 \text{ m.s}^{-1}$. Les cartographies de la vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ et de l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ sont présentées respectivement sur la figure 3-18 et la figure 3-19. Nous présentons ces résultats dans les plans verticaux situés à $x^*=0,25$; $0,50$; $0,75$ et 1 .

A la fois les champs de vitesse moyenne et d'écart type de la vitesse longitudinale sont plus symétriques que ceux mesurés à la même distance dans le cas où la vitesse d'injection U_j est nulle. A la différence du cas précédent, à la distance $x^*=0,50$, on ne mesure plus de valeurs

négatives de la vitesse longitudinale $\langle U^* \rangle$ près de la paroi dans la partie transversale $z^* < 0$. L'écoulement tend à être moins perturbé par le tube d'injection.

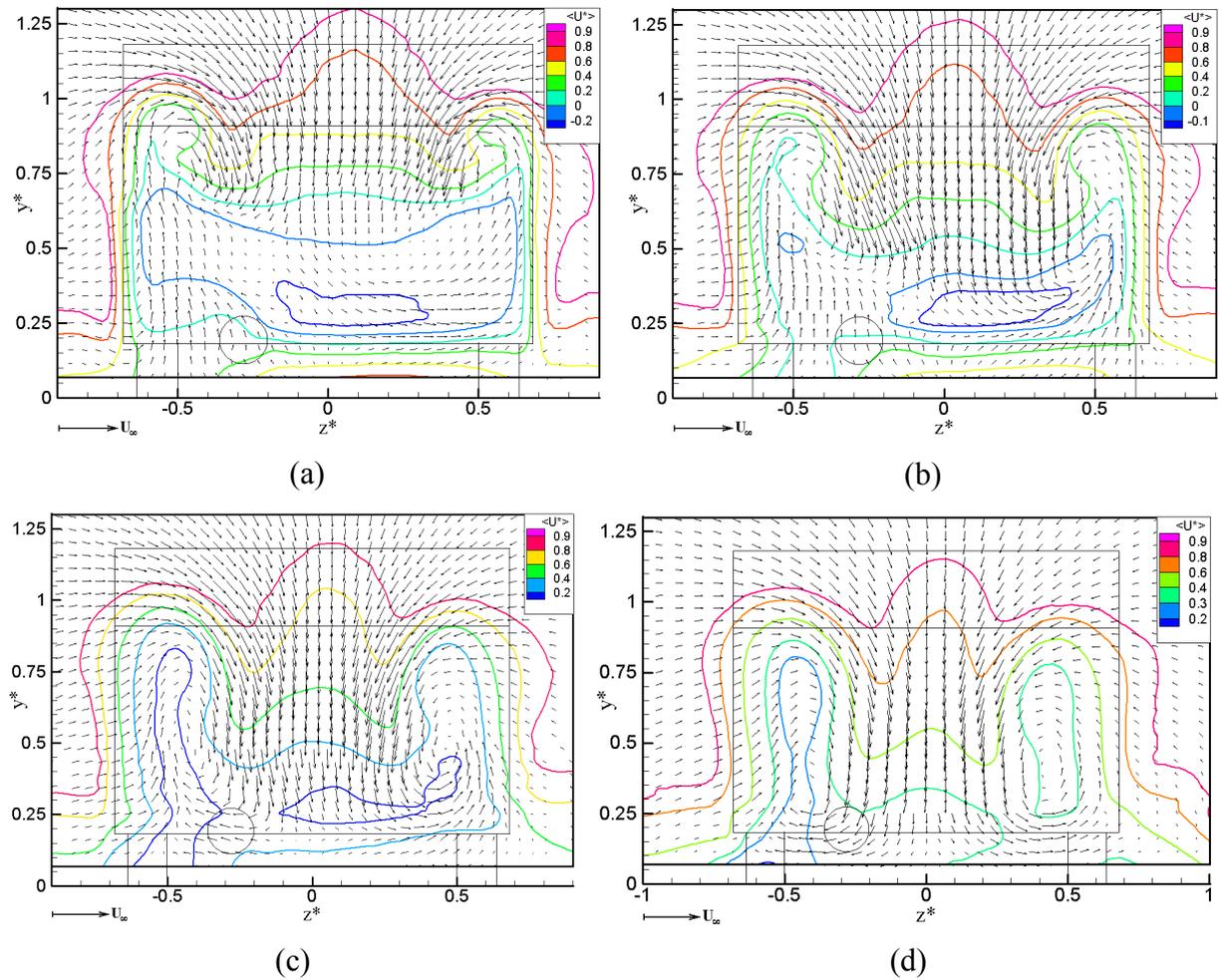
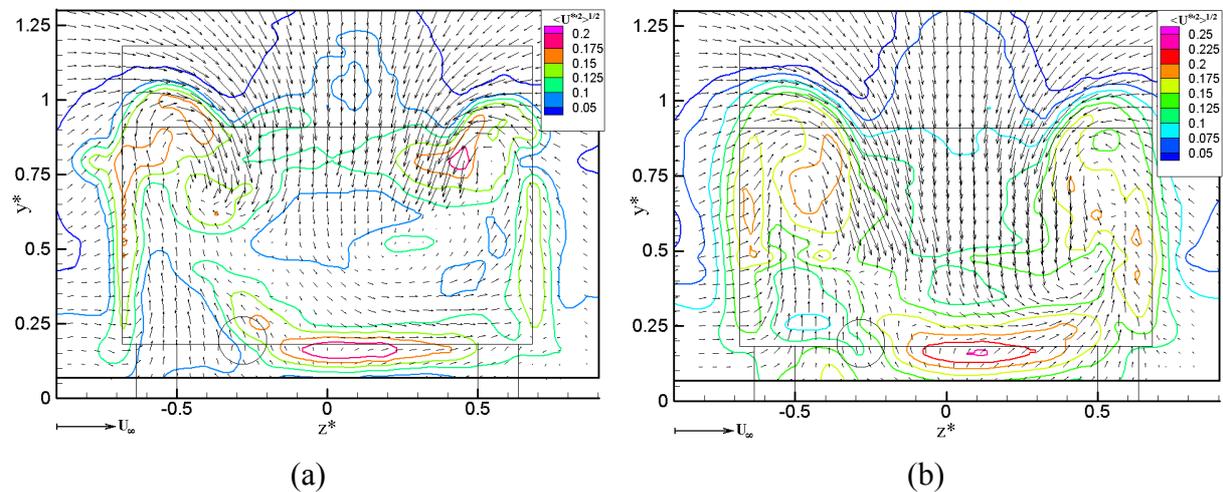


figure 3-18: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=0,50$, (c) $x^*=0,75$ et (d) $x^*=1$ pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=8,50 \text{ m.s}^{-1}$ et $\alpha=25^\circ$



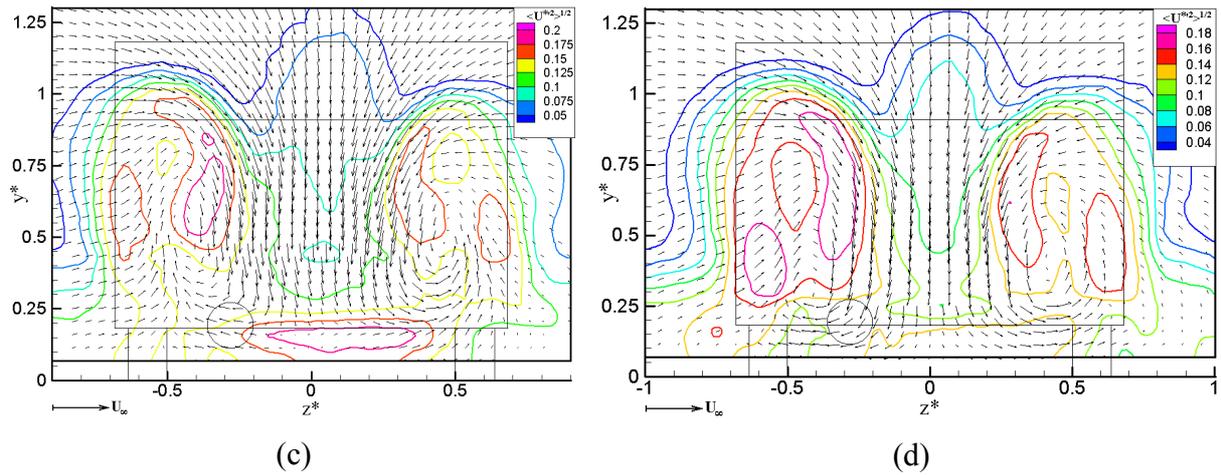
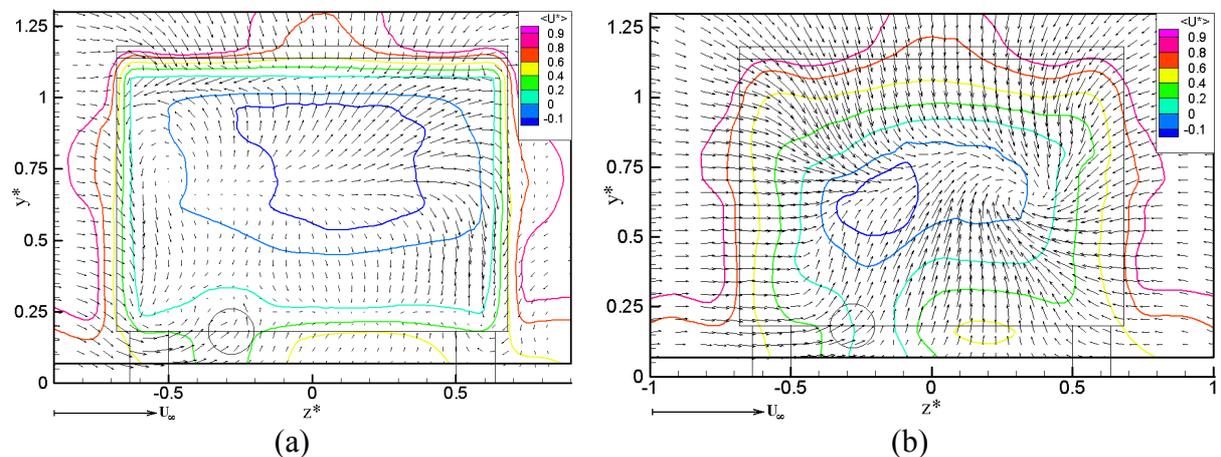


figure 3-19: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=0,50$, (c) $x^*=0,75$ et (d) $x^*=1$ pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=8,50 \text{ m.s}^{-1}$ et $\alpha=25^\circ$

III-1.4.2 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=05^\circ$ et $\alpha=40^\circ$

Nous avons également étudié le champ dynamique pour les cas bidimensionnels correspondant aux angles $\alpha=05^\circ$ et $\alpha=40^\circ$ avec une vitesse d'injection $U_j=8,50 \text{ m.s}^{-1}$. La figure 3-20 et la figure 3-21 présentent respectivement les cartographies de la vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ et de l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ pour les angles $\alpha=05^\circ$ et $\alpha=40^\circ$. Nous ne présentons ces résultats que dans les plans verticaux situés dans la zone de recirculation à $x^*=0,25$ et $x^*=1$.

On constate que les champs de vitesse moyenne et d'écart type de la vitesse longitudinale sont relativement semblables à ceux mesurés pour une vitesse d'injection U_j nulle. Pour les plans situés près de l'injection, à $x^*=0,25$, le champ de vitesse et les iso contours de $\langle U^* \rangle$ et de $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ paraissent toutefois plus symétriques que pour le cas $U_j=0$. En s'éloignant de l'échappement, on retrouve un comportement similaire à celui observé pour une vitesse d'injection nulle.



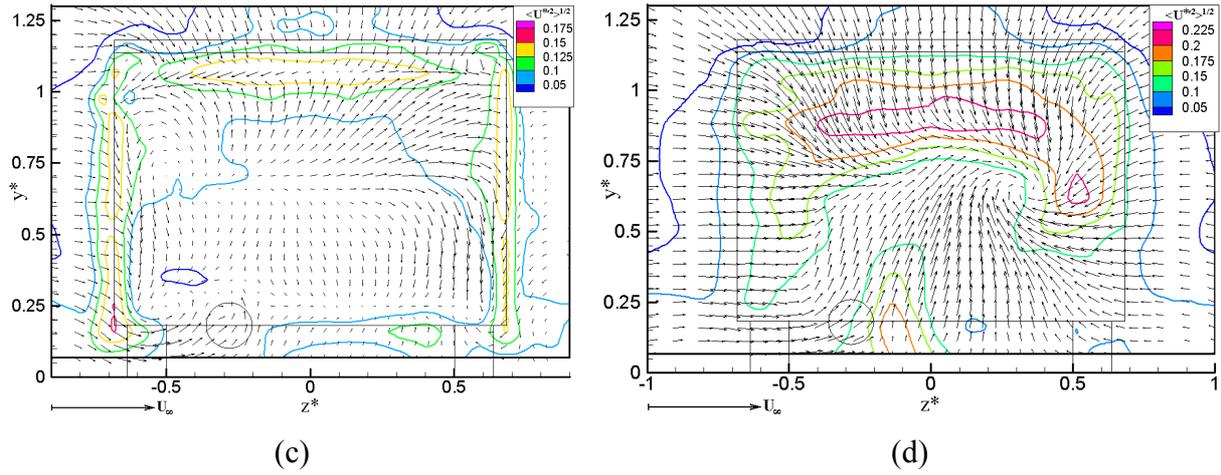


figure 3-20: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs), des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=1$ et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (c) $x^*=0,25$, (d) $x^*=1$ pour $\alpha=05^\circ$

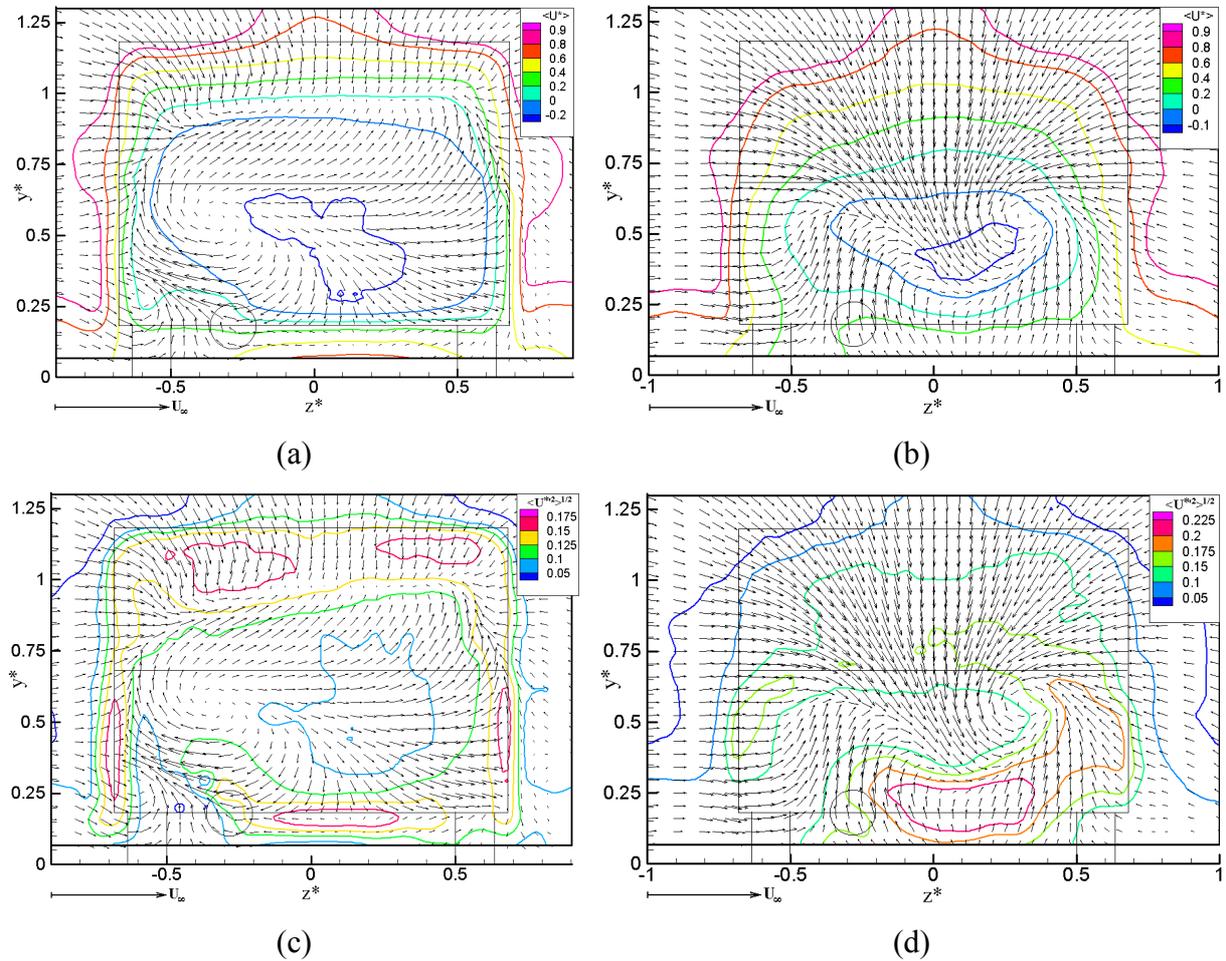


figure 3-21: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs), des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=1$ et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (c) $x^*=0,25$, (d) $x^*=1$ pour $\alpha=40^\circ$

III-2 Etude dynamique dans l'eau

Les résultats présentés dans ce paragraphe sont issus d'une campagne de mesures réalisée au Bassin d'Essais des Carènes. Ces mesures ont été effectuées à l'aide de la maquette décrite au paragraphe II-1.2.3. L'angle d'inclinaison α de la lunette arrière de cette maquette est égal à 25° .

Pour cette configuration nous avons étudié le champ dynamique pour une vitesse de l'écoulement amont $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ avec une vitesse d'injection du jet U_j nulle car cette maquette n'est pas équipée d'un tube d'injection

En raison de la symétrie du champ de vitesse on ne présente chaque fois qu'un demi plan de mesures. Les résultats sont présentés dans cinq plans verticaux situés à des distances $x^*=-0,25 ; 0,25 ; 0,70 ; 1,5$ et $3,5$ du culot du corps d'Ahmed.

Sur les figures 3-22 (a), (b), (c) et (d) sont tracées respectivement les cartographies des vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ et verticale $\langle V^* \rangle$ et celles des écarts types de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ et verticale $\langle V^{*2} \rangle^{1/2}$ à une distance du culot de $x^*=-0,25$ au dessus de la surface inclinée. La valeur négative de la vitesse longitudinale $\langle U^* \rangle$ sur la ligne médiane révèle le décollement de l'écoulement sur le bord de la lunette arrière. Les valeurs positive et négative de la vitesse verticale $\langle V^* \rangle$ sur le bord supérieur de la lunette arrière indique la présence d'un vortex longitudinal. Dans cette zone où les gradients de vitesse moyenne de $\langle U^* \rangle$ et de $\langle V^* \rangle$ sont importants, les écarts types $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ et $\langle V^{*2} \rangle^{1/2}$ sont maximum.

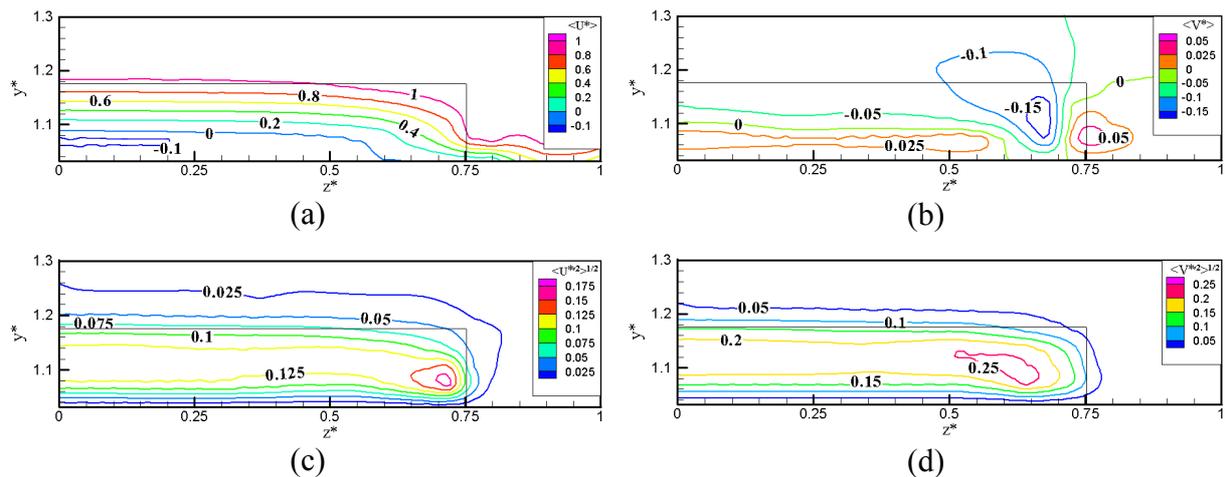


figure 3-22 : Iso contours de la vitesse moyenne (a) longitudinale $\langle U^* \rangle$, (b) verticale $\langle V^* \rangle$ et iso contours de l'écart type de la vitesse (c) longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ (d) verticale $\langle V^{*2} \rangle^{1/2}$ à $x^*=-0,25$

La figure-3-23 présente les champs moyens de la vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$, dans les plans verticaux situés aux distances $x^*=0,25; 0,70; 1,5$ et $3,5$.

Les mesures, réalisées en $x^*=0,25$, correspondent à la première partie de la zone de recirculation. La valeur de la vitesse longitudinale $\langle U^* \rangle$ est négative dans la partie centrale de l'écoulement autour du plan médian situé à $y^*=0,50$. De part et d'autre de ce plan, les vitesses verticales $\langle V^* \rangle$ sont respectivement positives et négatives. Cette structure est caractéristique de la forme torique de la zone de recirculation. Par ailleurs, le champ de vitesse montre l'existence d'un tourbillon longitudinal sur le bord supérieur de la lunette arrière, tourbillon visualisé par Beaudoin et al. [7] au cours d'une campagne précédente.

En $x^*=0,70$, le plan de mesure est situé à la fin de la zone de recirculation. L'écoulement converge vers le centre du sillage où la vitesse longitudinale $\langle U^* \rangle$ est minimale. Ce phénomène s'accroît en $x^*=1,5$ et se traduit par une forte augmentation de la vitesse moyenne longitudinale au centre du sillage.

A partir de $x^*=3,5$, la structure du champ de vitesse se modifie et est dominée par un tourbillon anti-horaire.

La figure 3-24, la figure 3-25 et la figure 3-26 présentent respectivement les cartographies de l'écart type des vitesses longitudinale, verticale et transversale dans les plans verticaux situés aux distances $x^*=0,25; 0,70; 1,5$ et $3,5$.

Dans la première partie du sillage correspondant à la zone de recirculation, on observe des valeurs relativement importantes de l'écart type $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ sur les bords inférieur et supérieur de la zone de recirculation. Pour les écarts types $\langle V^{*2} \rangle^{1/2}$ et $\langle W^{*2} \rangle^{1/2}$ les maxima sont situés sur le bord supérieur.

A partir de $x^*=0,70$, l'écoulement converge vers le centre du sillage. Les maxima de $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ se situent près de la paroi, puis dans la zone du tourbillon. On observe que les maxima de $\langle V^{*2} \rangle^{1/2}$ et de $\langle W^{*2} \rangle^{1/2}$ se déplacent respectivement des bords supérieur et inférieur au centre du sillage.

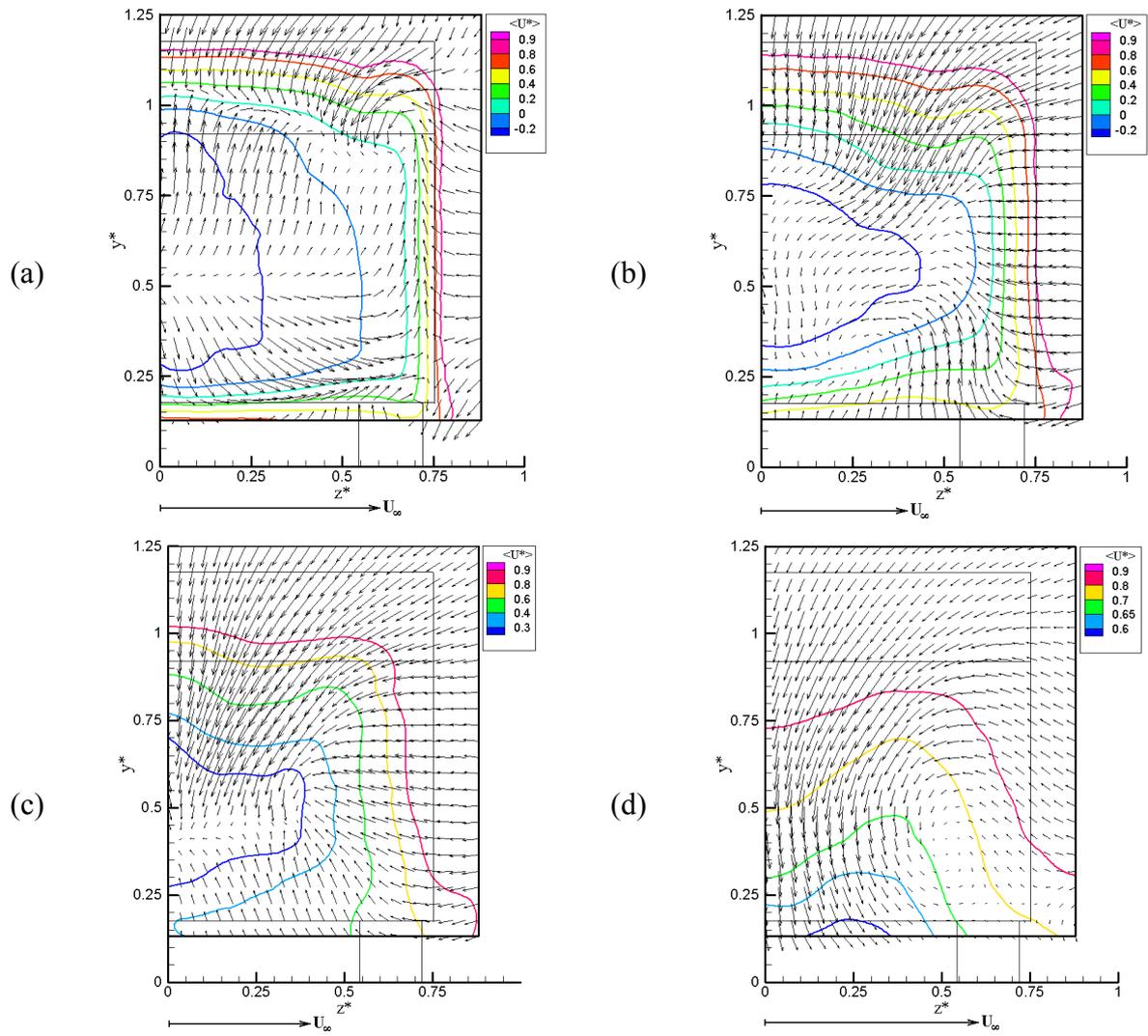
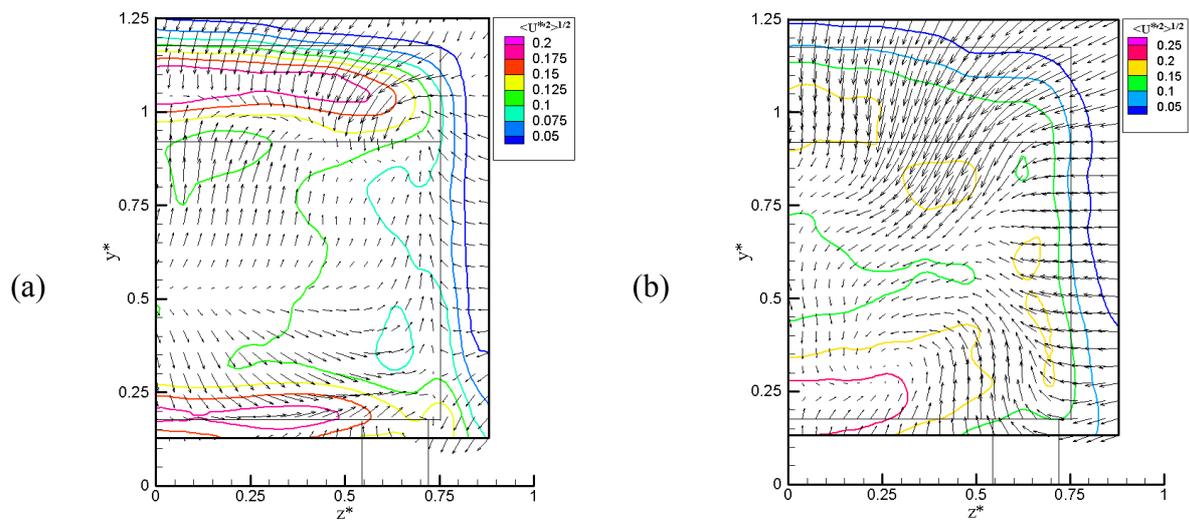


figure-3-23: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des vitesses moyennes longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=0,70$, (c) $x^*=1,5$ et (d) $x^*=3,5$



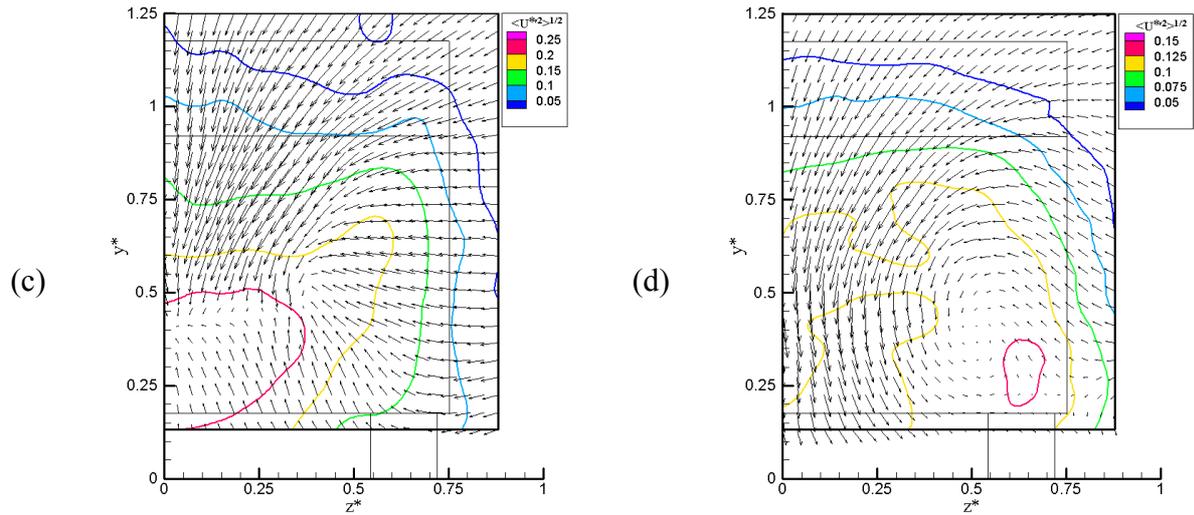


figure 3-24: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses longitudinales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=0,70$, (c) $x^*=1,5$ et (d) $x^*=3,5$

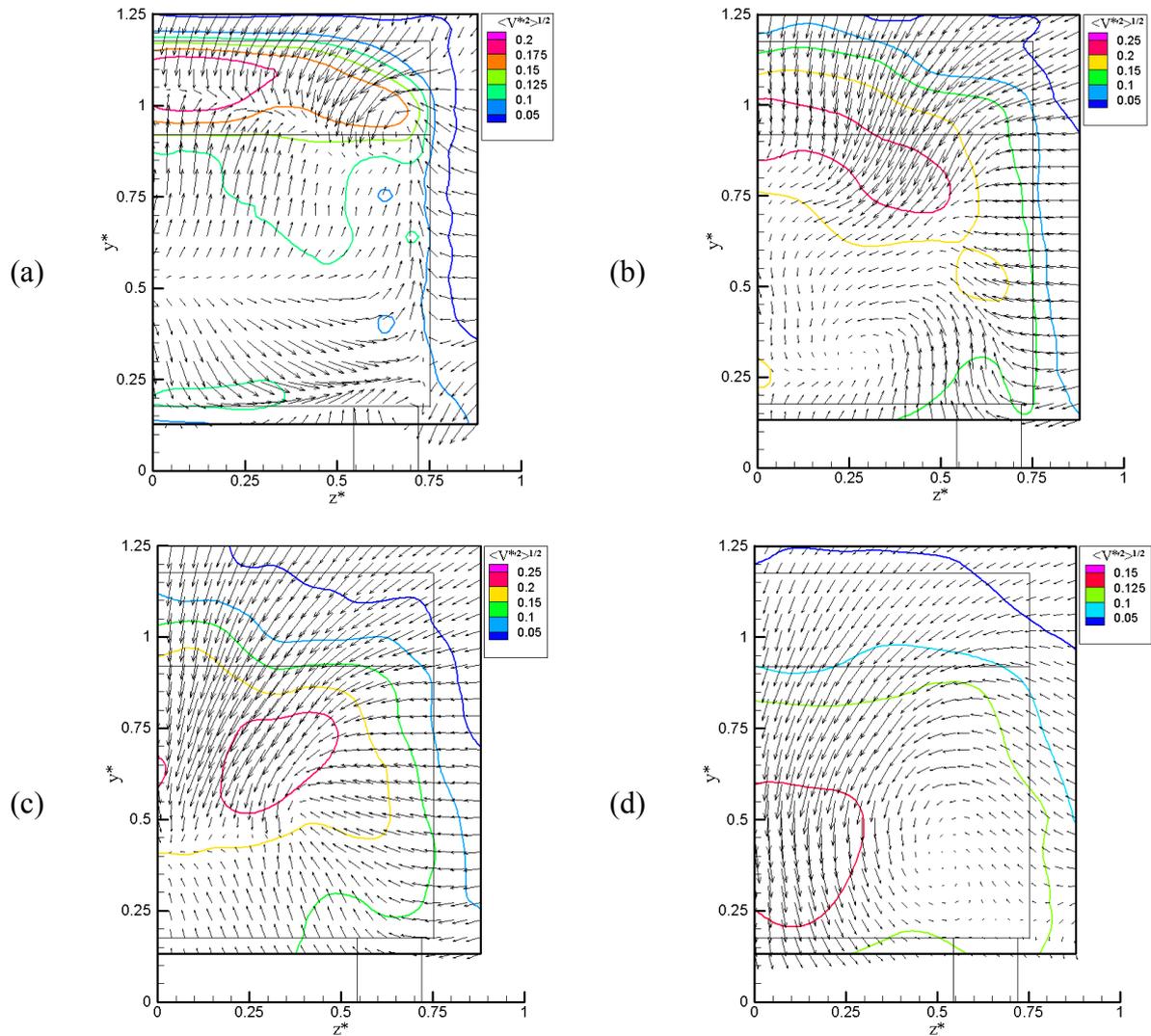


figure 3-25: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses verticales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=0,70$, (c) $x^*=1,5$ et (d) $x^*=3,5$

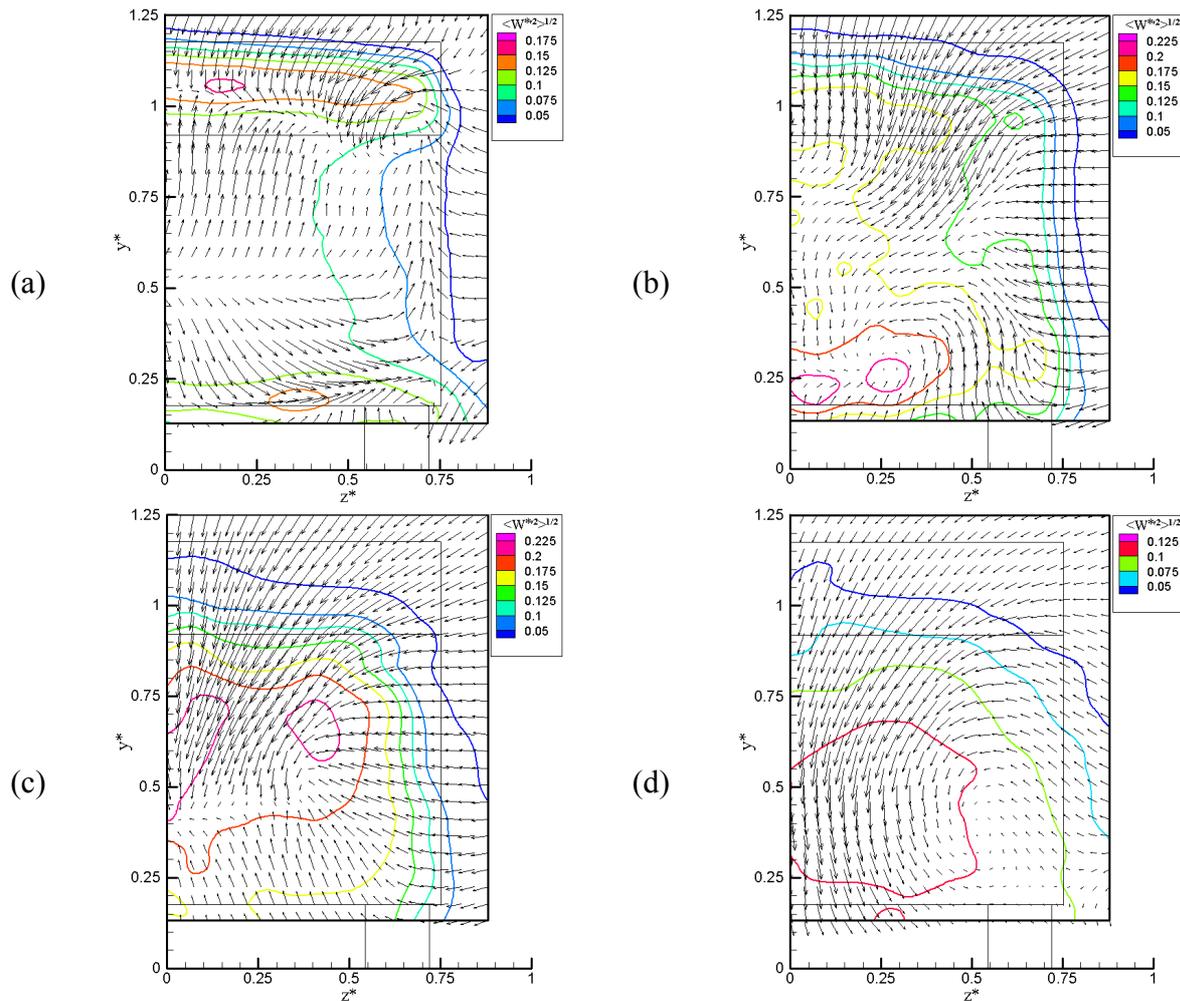


figure 3-26: Champs des vitesses moyennes transversales (vecteurs) et des écarts types des vitesses transversales (iso contours): (a) $x^*=0,25$, (b) $x^*=0,70$, (c) $x^*=1,5$ et (d) $x^*=3,5$

La figure 3-27 présente, pour une vitesse amont de l'écoulement $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, les champs de vitesses moyennes dans le plan médian entre $x^*=-0,454$ et $x^*=0,70$. Ce plan ne montre pas la totalité de la zone de recirculation. Toutefois, le résultat semble similaire à celui obtenu précédemment dans l'air pour $\alpha=25^\circ$ et pour un nombre de Reynolds $Re_L=2,15.10^4$.

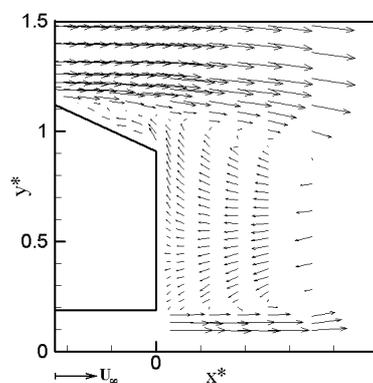


figure 3-27 : Champ des vecteurs vitesse moyens dans le plan médian ($z^*=0$) pour $\alpha=25^\circ$ et $Re_L=1,8.10^6$

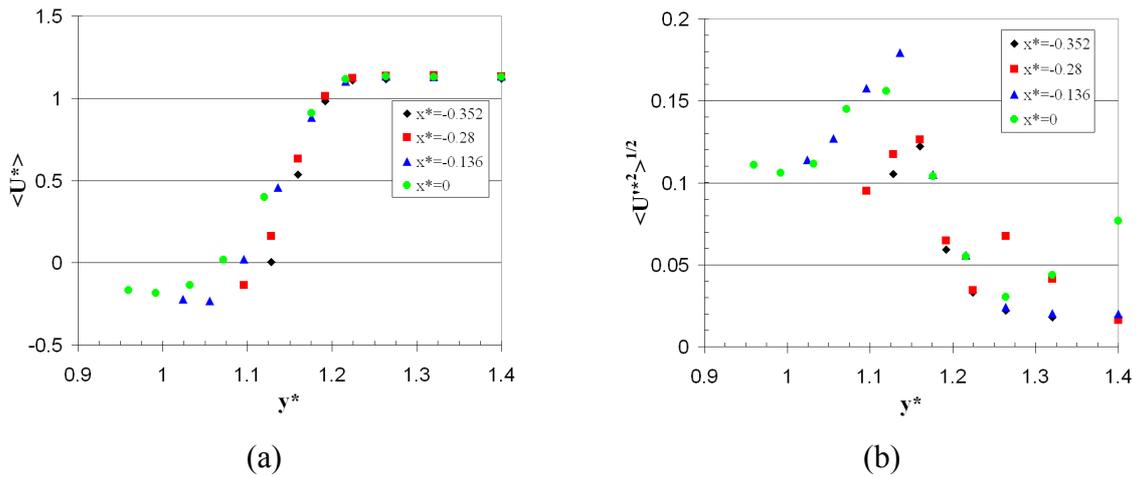


figure 3-28 : Profils (a) de la vitesse longitudinale moyenne $\langle U^* \rangle$ et (b) de l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ le long de la ligne médiane $z^*=0$ au dessus de la paroi inclinée

Les profils de la vitesse longitudinale moyenne $\langle U^* \rangle$ et de l'écart type de la vitesse longitudinale $\langle U^{*2} \rangle^{1/2}$ le long de la ligne médiane au dessus de la surface inclinée sont présentées sur la figure 3-28. On constate que la vitesse longitudinale $\langle U^* \rangle$ a des valeurs négatives pour des distances situées entre $x^*=-0,352$ et $x^*=0$.

III-3 Comparaison des résultats

Afin de valider les résultats obtenus dans cette étude consacrée au champ de vitesse en aval du corps d'A Ahmed, nous comparons dans ce paragraphe les résultats obtenus pour les différents cas étudiés avec ceux d'autres études publiés dans la littérature. Les champs de vitesse dans l'air que nous avons choisis pour cette comparaison sont ceux obtenus avec une vitesse d'injection $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$ et pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$.

III-3.1 Comparaison des résultats avec d'autres études

Les premières comparaisons concernent le cas $\alpha=25^\circ$. Nous avons recherché parmi les rares résultats expérimentaux publiés, ceux qui correspondaient approximativement à nos plans de mesures. Nous avons choisi les résultats de Ahmed et al. [4] et de Lienhart et al. [48][49][50]. Ces comparaisons sont présentées sur la figure 3-29 et la figure 3-30.

Sur la figure 3-29, les résultats obtenus par Ahmed et al. [4] à $x^*=0,28$ et $x^*=1,74$ dans le cas $\alpha=30^\circ$ sont comparés aux résultats que nous avons obtenus à $x^*=0,25$ et $x^*=2$ dans le cas $\alpha=25^\circ$. Ces résultats sont globalement en bon accord. Pour la première distance, les dimensions de la zone de recirculation sont relativement voisines et les tourbillons de bord

sont situés au même endroit. Pour la seconde distance, la position moyenne du vortex longitudinal est relativement proche dans les deux expériences.

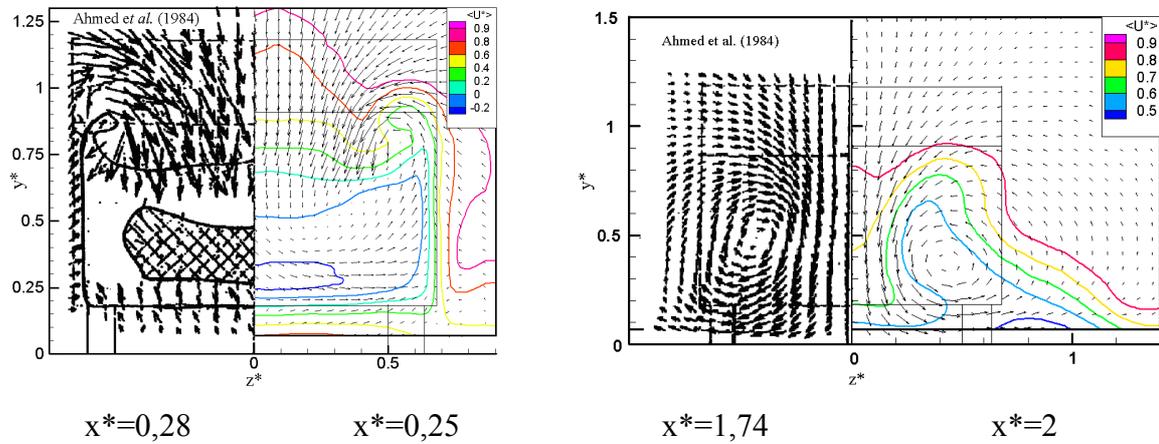


figure 3-29: Comparaison des résultats obtenus dans le cas $\alpha=25^\circ$: $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec les résultats de Ahmed et al. [4]

Sur la figure 3-30, les résultats de Lienhart et al. [48][49][50] à $x^*=0,28$ et $x^*=0,70$ sont comparés aux résultats que nous avons obtenus à $x^*=0,25$ et $x^*=0,75$ dans le même cas $\alpha=25^\circ$. Ces résultats sont également en bon accord pour ce qui concerne la position et les dimensions de la zone de recirculation et du tourbillon de bord. La seule différence notable se situe dans la partie supérieure du plan médian. L'épaisseur adimensionnelle de la couche de cisaillement dans notre expérience semble plus grande. Ce résultat pourrait être lié aux valeurs respectives du nombre de Reynolds ($Re_L=6,70.10^4$ et $2,78.10^6$) dans notre expérience et celle de Lienhart et al. [48][49][50].

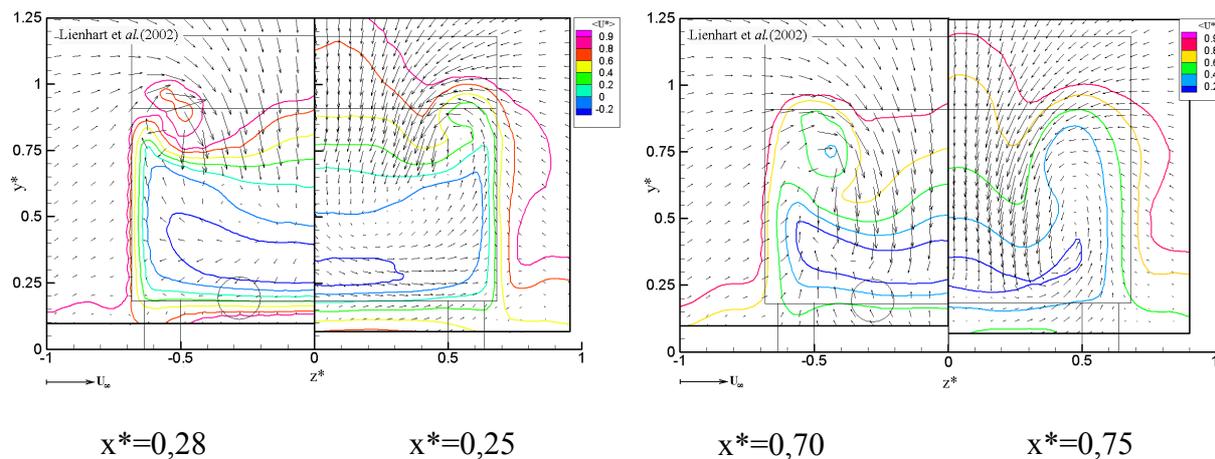


figure 3-30: Comparaison des champs de vitesse obtenus dans le cas $\alpha=25^\circ$: $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec les résultats de Lienhart et al. [48][49][50]

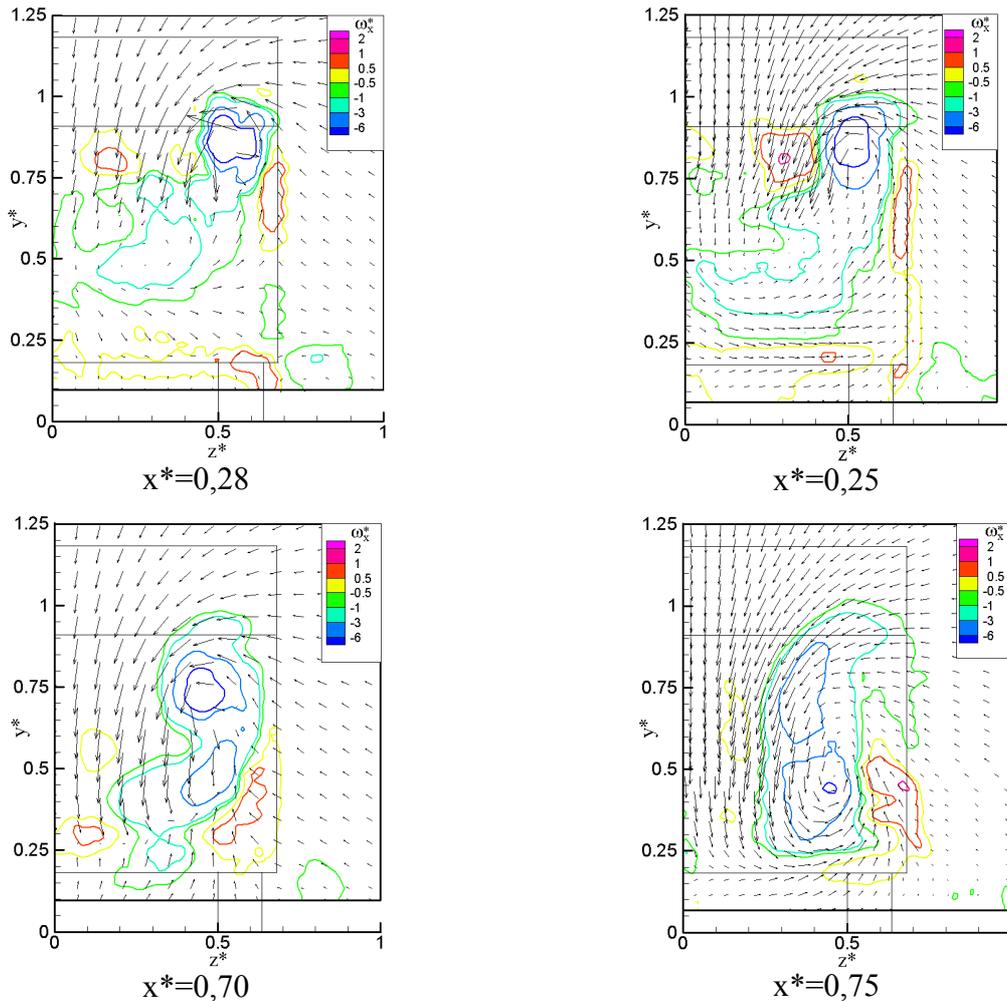


figure 3-31 : Comparaison des champs de vorticité moyenne longitudinale ω_x^* obtenus dans le cas $\alpha=25^\circ$: $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec les résultats de Lienhart et al. [48][49][50]

Sur la figure 3-31, la vorticité moyenne longitudinale ω_x^* que nous avons obtenue à $x^*=0,25$ et $x^*=0,75$ est comparée avec celle calculée à partir des résultats de Lienhart et al. [48][49][50] à $x^*=0,28$ et $x^*=0,70$. On constate que cette vorticité calculée est également du même ordre de grandeur pour les différentes positions.

Sur la figure 3-32, les résultats obtenus dans l'eau au Bassin d'Essai des Carènes à $x^*=0,25$ et $x^*=0,70$ sont comparés aux résultats dans l'air à $x^*=0,25$ et $x^*=0,75$ pour le cas $\alpha=25^\circ$. Ces résultats diffèrent aussi bien à $x^*=0,25$ qu'à $x^*=0,75$. A $x^*=0,25$, les tourbillons de bord ne sont placés au même endroit. Ceci pourrait s'expliquer par le confinement créé par la taille plus importante de la zone de recirculation dans le cas étudié au BEC. Cette taille plus importante est également responsable des différences observées sur la seconde figure respectivement à $x^*=0,70$ et à $x^*=0,75$. Pour cette distance, le plan de mesure est situé selon le cas soit à l'intérieur soit à l'extérieur de la zone de recirculation.

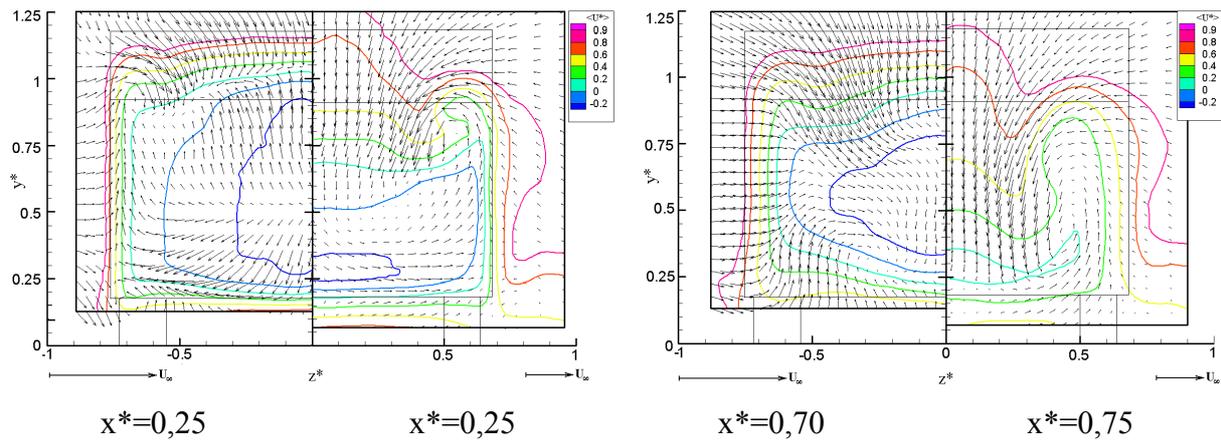


figure 3-32: Comparaison des résultats obtenus dans le cas $\alpha=25^\circ$:
 $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$ dans l'air et $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$, $U_j=0$ dans l'eau

III-3.2 Caractéristiques générales du champ de vitesse dans le proche sillage d'un corps d'Ahmed

A partir des résultats obtenus dans ce chapitre, il est possible de mieux caractériser le champ de vitesse dans le proche sillage d'un corps d'Ahmed pour les trois angles étudiés et les trois nombres de Reynolds. Nous nous intéresserons successivement aux caractéristiques suivantes: longueur de la zone de recirculation L_R^* , déficit maximum de vitesse $\Delta U^* = (1 - \langle U^* \rangle_{\min})$, intensité des fluctuations de la vitesse longitudinale I_u et vorticité longitudinale moyenne ω_x^* .

III-3.2.1 Longueur de la zone de recirculation L_R^*

La figure 3-33 représente les variations de la zone de recirculation obtenues dans nos expériences et dans les études de Lienhart et al. [48][49][50] et de Vino et al. [67][68]. Nous rappelons que la fin de la zone de recirculation a été déterminée en recherchant sur les profils de $\langle U^* \rangle$ l'abscisse x^* pour laquelle il n'existe plus de valeur négative.

Ces résultats montrent deux groupes de valeurs. Dans les cas où le champ dynamique présente un aspect approximativement bidimensionnel, la longueur L_R^* est comprise entre 1,10 et 1,35. Dans le second cas, où le champ de vitesse est tridimensionnel, L_R^* est comprise entre 0,50 et 0,70.

Pour $\alpha=05^\circ$ et 40° , ces résultats dépendent peu du nombre de Reynolds Re_L dans la gamme $10^4 - 10^7$.

Pour $\alpha=25^\circ$, si les résultats dépendent peu du nombre de Reynolds Re_L dans la gamme $6.10^4 - 10^7$, il existe un effet dans la gamme $10^4 - 5.10^4$.

Dans le cas $\alpha=25^\circ$, la valeur L_R^* obtenue dans l'eau pour le nombre de Reynolds $Re_L=1,8.10^6$, est proche des valeurs obtenues dans le régime bidimensionnel bien qu'il existe des tourbillons de bord. Dans cette configuration expérimentale, le blocage global créé par la maquette est de l'ordre de 9 % mais dans la zone où est placée la maquette, le blocage latéral B/B_{veine} atteint 33 % et pourrait créer une stabilisation du proche sillage.

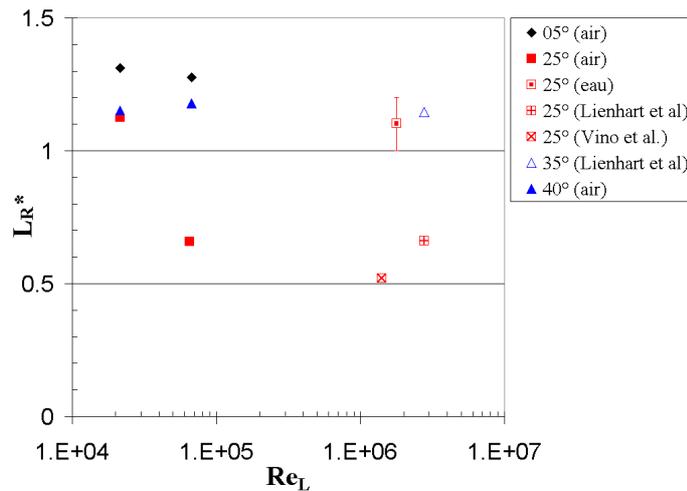


figure 3-33 : Longueur de la zone de recirculation L_R^* en fonction du nombre de Reynolds Re_L et de l'angle α

III-3.2.2 Déficit de vitesse ΔU^*

L'évolution du déficit maximum de la vitesse ΔU^* est présentée sur la figure 3-34(a) et la figure 3-34(b). Ce déficit est tracé pour les différents cas étudiés. Les courbes de décroissance de ΔU^* présentées sur la figure 3-34(a) et obtenues pour 05° , 40° et 25° dans le cas $Re_L=2,15.10^4$ sont voisines. La décroissance est caractérisée par une pente de l'ordre de $-1/2$.

Il est possible de rassembler l'ensemble des points, y compris le cas 35° , en traçant sur la figure 3-34(b) ΔU^* en fonction de $(x^* - L_R^*)$.

Pour le cas $\alpha=25^\circ$, le déficit maximum de vitesse est situé à l'intérieur des tourbillons dès $x^*=1$. La pente de la décroissance est également voisine de $-1/2$. Cette valeur est inférieure à la valeur $-3/4$ proposée par Eskridge et Hunt [22] et Eskridge et Thompson [24] pour le sillage lointain.

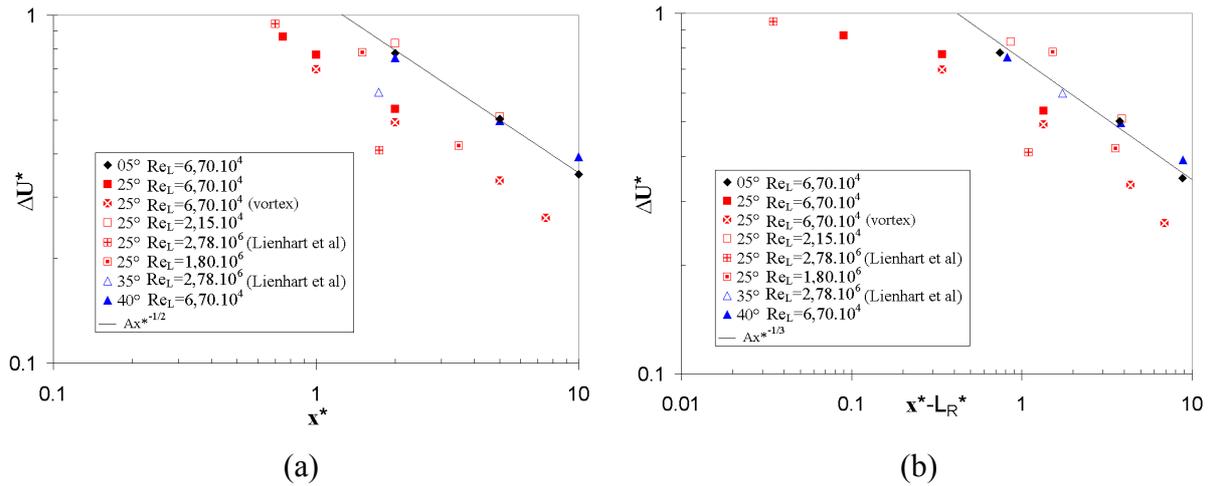


figure 3-34 : Déficit de vitesse ΔU^* en fonction du nombre de Reynolds Re_L , de l'angle α et la longueur: (a) x^* et (b) $x^* - L_R^*$

III-3.2.3 Intensité maximale des fluctuations de la vitesse longitudinale I_u

La figure 3-35(a) présente les variations de l'intensité maximale des fluctuations de la vitesse longitudinale en fonction de la distance x^* .

Pour x^* compris entre 2 et 10, l'intensité I_u est approximativement du même ordre de grandeur quelque soit le cas. Pour $x^* < 2$, on observe une certaine différence selon les cas même pour une même valeur de α . En particulier, les valeurs obtenues par Lienhart et al. [48][49][50] pour $\alpha=25^\circ$ et 35° sont toujours plus fortes que celles obtenues dans notre étude.

La variation de la variance $\langle U'^2 \rangle$ est présentée sur la figure 3-35(b). On constate que la pente de la décroissance est de l'ordre de $-1/2$ en accord avec la valeur proposée par Eskridge et Thompson [24] pour la décroissance de l'énergie cinétique totale.

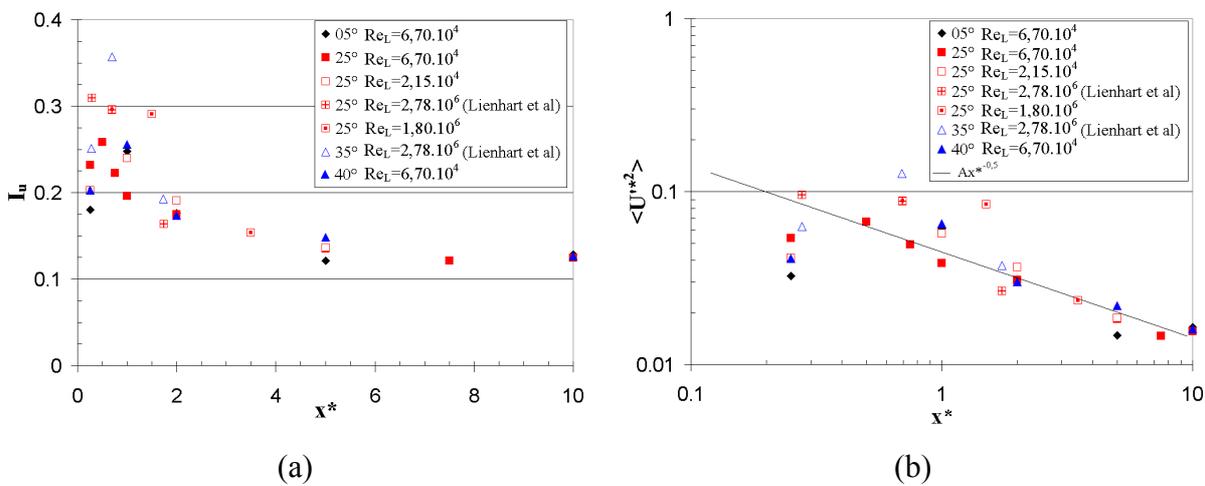


figure 3-35 : (a) intensité des fluctuations de la vitesse longitudinale I_u et (b) variance de la vitesse longitudinale $\langle U'^2 \rangle$ en fonction du nombre de Reynolds Re_L , de l'angle α et de x^*

III-3.2.4 Vorticité longitudinale moyenne maximale ω_{xM}^*

La figure 3-36 présente la variation de la vorticité longitudinale moyenne maximale ω_{xM}^* obtenue pour les différentes expériences le long de x_+^* ($= x^* + x_{LA}$; x_{LA} : longueur de la lunette arrière). Les valeurs maximales sont observées pour le cas $\alpha=25^\circ$. Elles correspondent aux valeurs relevées dans les vortex longitudinaux. Cette décroissance se fait avec un puissance de l'ordre de -1 .

Les vorticités maximales obtenues pour les autres cas sont d'un ordre de grandeur inférieur.

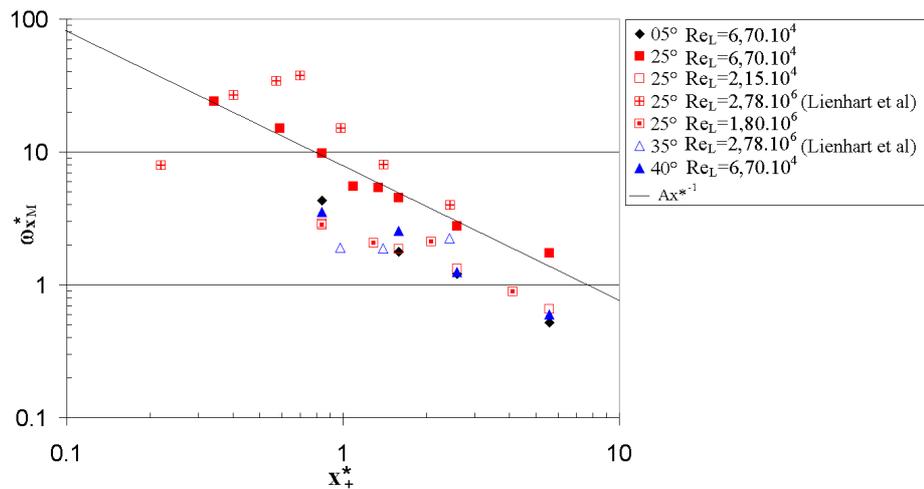


figure 3-36 : vorticité longitudinale moyenne ω_{xM}^* en fonction du nombre de Reynolds Re_L , de l'angle α et de x_+^*

Conclusion de ce chapitre

Les résultats présentés dans ce chapitre pour les trois angles d'inclinaison α montrent que le champ dynamique du sillage proche dépend très fortement de cet angle lorsque le nombre de Reynolds augmente. A faible nombre de Reynolds, la structure des champs de vitesse pour ces trois angles est approximativement bidimensionnelle. Quand le nombre de Reynolds augmente, cette structure reste bidimensionnelle pour les cas $\alpha=05^\circ$ et 40° et devient tridimensionnelle pour le cas $\alpha=25^\circ$.

Chapitre IV Etude du champ thermique

Dans ce chapitre, nous présentons dans une première partie les résultats obtenus pour le jet chauffé issu du tube d'injection. Une deuxième partie est consacrée aux mesures de température effectuées en présence de l'écoulement amont pour les trois configurations de corps d'A Ahmed ($\alpha=25^\circ$, 5° et 40°) pour les deux nombres de Reynolds suivants : $Re_L=2,15.10^4$ et $Re_L=6,70.10^4$.

IV-1 Etude thermique du jet chaud issu du tube d'injection

Avant d'étudier le champ thermique dans le sillage du corps d'A Ahmed, nous avons choisi d'étudier le cas du seul jet chaud issu du tube d'injection et diffusant dans de l'air au repos à proximité de la paroi.

On utilise dans ce cas le dispositif expérimental décrit au paragraphe II-1.1.4. La vitesse de l'écoulement amont U_∞ est nulle et la vitesse d'injection $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$. Le nombre de Reynolds de ce jet $Re_j=U_j.d/v_g$ est de l'ordre de 1200.

La figure 4-1 et la figure 4-2 présentent respectivement l'écart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ et l'écart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ mesurées aux distances suivantes: $x^*=0,25$; 1; 2 et 5. Ces distances correspondent à des x/d compris entre 1,6 et 32.

On constate que le jet est axisymétrique jusqu'à la distance $x^*=0,25$. Plus en aval, à $x^*=1$, contrairement au cas d'un jet chauffé simple s'écoulant dans un milieu infini au repos, les iso contours de température moyenne et d'écart type des fluctuations de température ne restent symétriques que par rapport à un plan xOy passant par le tube d'injection. A partir de $x^*=2$, ce n'est plus le cas. Ce comportement est dû à la fois à l'entraînement dissymétrique du jet et à l'influence de la paroi. L'ordonnée y_{\max} du maximum de $\langle T^* \rangle$ se rapproche de la paroi entre $x^*=2$ et $x^*=5$ pour se situer à une hauteur d'environ $y^*=0,1$ à $x^*=5$. L'ordonnée transversale z_{\max} du maximum de $\langle T^* \rangle$ se décentre de la position de la source à partir de $x^*=5$ pour se trouver au voisinage de $z^*=-0,40$.

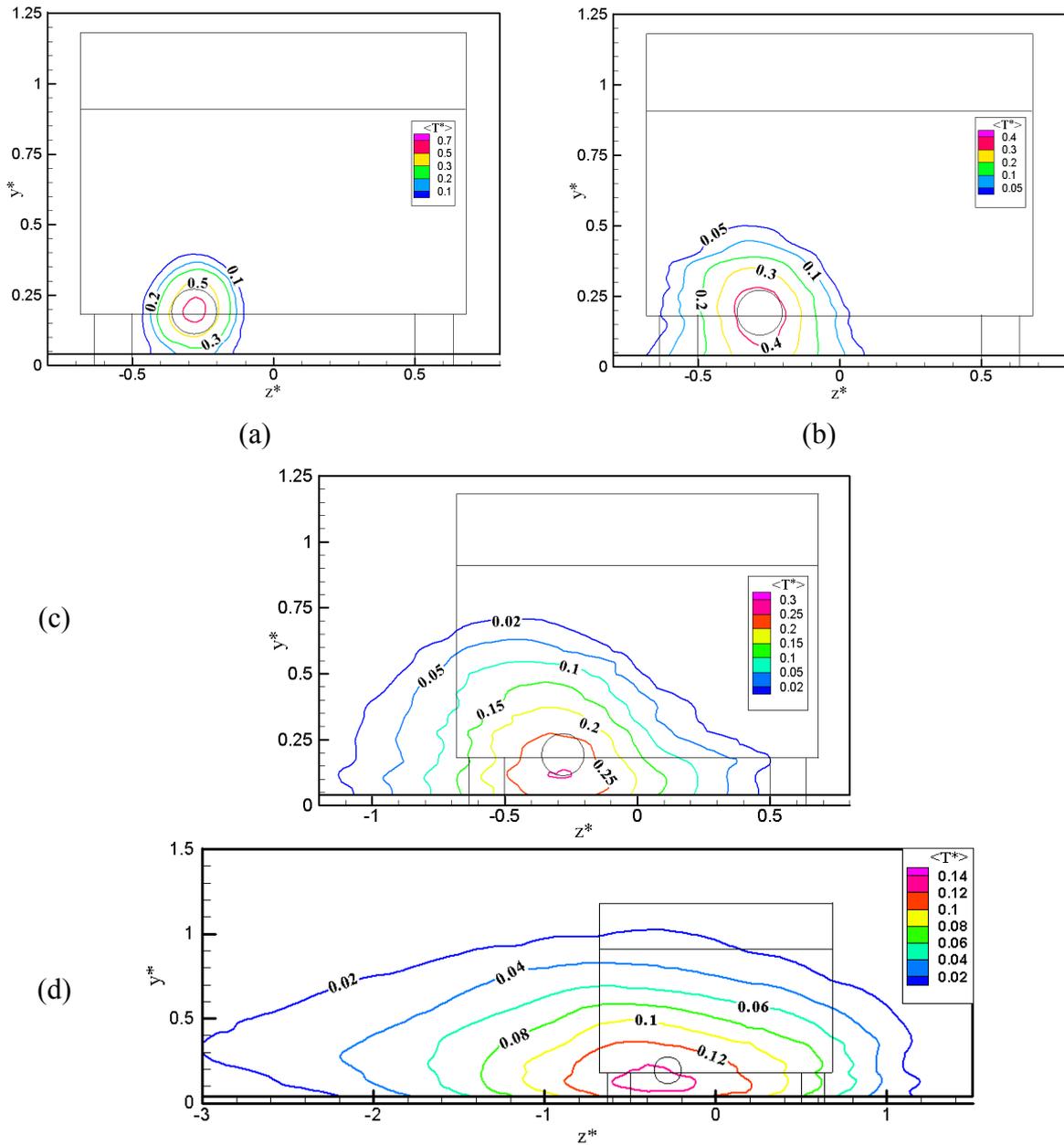


figure 4-1: Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ pour $U_j = 5 \text{ m.s}^{-1}$
 (a): $x^* = 0,25$; (b) $x^* = 1$; (c) $x^* = 2$ et (d) $x^* = 5$

La variation des iso valeurs de l'écart type de la température est pratiquement similaire entre $x^* = 1$ et $x^* = 2$ à celles des gradients des valeurs moyennes de $\langle T^* \rangle$. A faible distance de la buse, les iso contours restent centrés par rapport au tube d'échappement et les maxima forment une couronne à l'intérieur du jet chaud. A partir de $x^* = 5$, les iso contours de $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ ont une forme ovoïde centrée transversalement sur la position du tube d'injection et l'ordonnée $y^* = 1$.

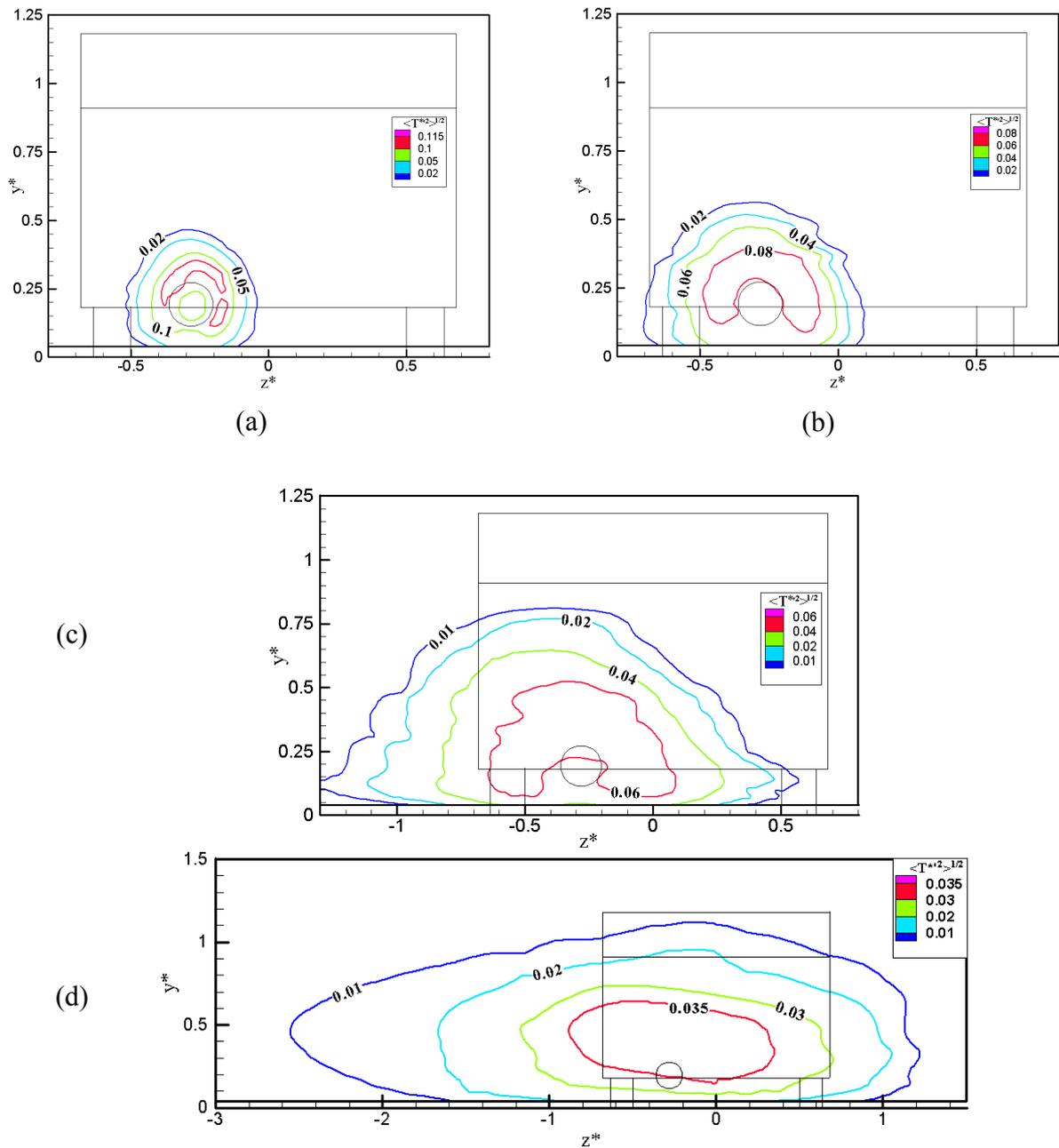
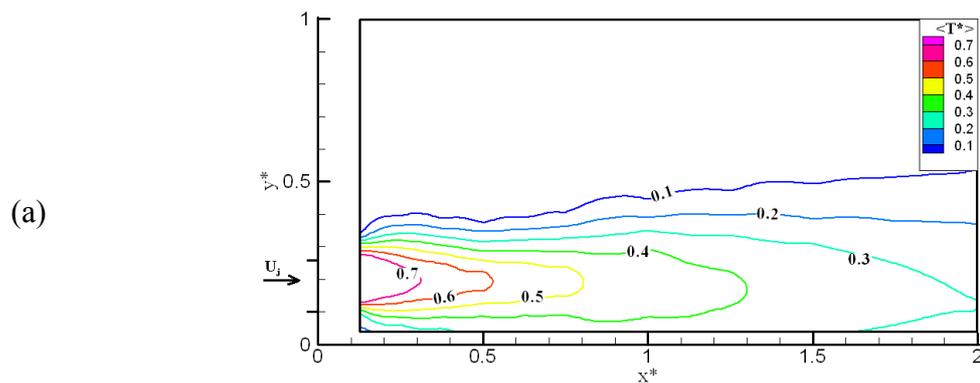


figure 4-2: Ecart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ pour $U_j = 5 \text{ m.s}^{-1}$
 (a): $x^* = 0,25$; (b) $x^* = 1$; (c) $x^* = 2$ et (d) $x^* = 5$



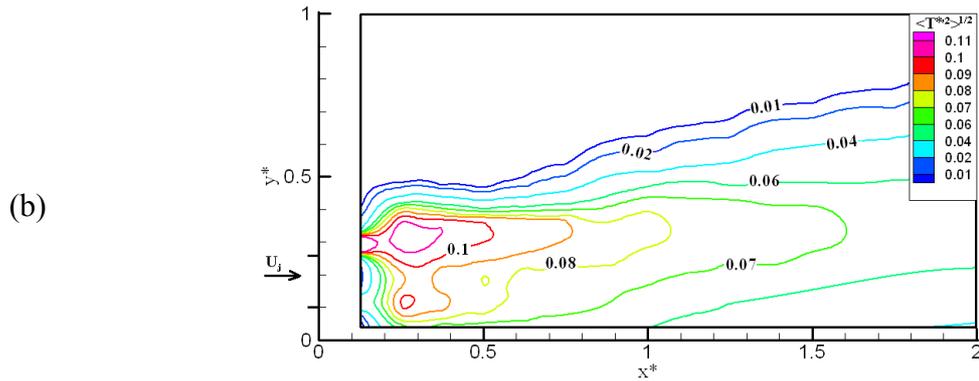


figure 4-3: (a) Ecart de température moyenne et (b) écart type de la température à $z^*=-0,28$

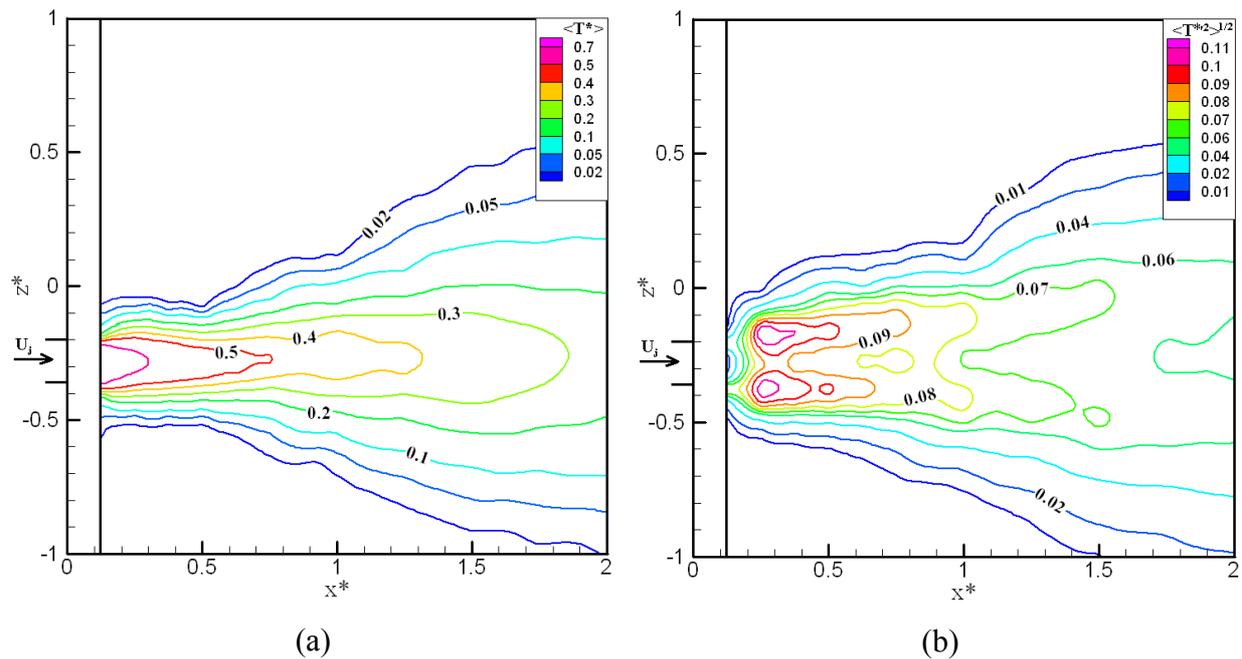


figure 4-4: (a) Ecart de température moyenne et (b) écart type de la température à $y^*=0,19$

Une information plus complète sur la structure de ce jet chaud est obtenue en réalisant des mesures de température dans un plan horizontal x^0z et dans un plan vertical x^0y passant par les coordonnées du centre du tube d'injection ($y^*=0,19$, $z^*=-0,28$). La figure 4-3 (a) et la figure 4-3 (b) présentent l'écart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ et l'écart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ respectivement dans ce plan vertical. Ces figures mettent en évidence l'influence rapide de la paroi sur le développement du jet. La figure 4-4 (a) et la figure 4-4 (b) présentent $\langle T^* \rangle$ et $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ respectivement dans le plan horizontal. Ces figures mettent en évidence le caractère symétrique du jet chaud pour x^* compris entre 0 et 2 dans la direction $0z$.

IV-2 Etude du champ thermique dans le cas de l'injection du jet chaud dans le proche sillage du corps d'Ahmed

Dans cette deuxième série de résultats, le jet chaud étudié au paragraphe précédent est maintenant en présence de l'écoulement de sillage créé par le corps d'Ahmed placé dans l'écoulement amont. Cette étude a été réalisée pour des maquettes d'angles $\alpha=25^\circ$, 05° et 40° . Dans cette situation, le jet d'injection constitue une source ponctuelle diffusant dans un écoulement de sillage.

IV-2.1 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=25^\circ$

Pour cette configuration nous avons successivement étudié les deux cas suivants : vitesse de l'écoulement amont $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ avec une vitesse d'injection du jet chaud U_j fixée à 5 m.s^{-1} , puis vitesse de l'écoulement amont $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$ avec une vitesse d'injection du jet chaud U_j égale à $8,5 \text{ m.s}^{-1}$.

IV-2.1.1 Champ thermique pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$

Les cartographies des écarts de température moyenne $\langle T^* \rangle$ et de l'écart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ sont présentées respectivement sur la figure 4-5 et la figure 4-6. Nous avons réalisé ces mesures dans une dizaine de plans transversaux mais nous ne présentons sur ces figures que les résultats obtenus à une distance du culot $x^*=-0,25; 0; 0,25; 1; 2$ et 5 .

On constate pour les plans situés au dessus de la lunette arrière, à $x^*=-0,25$ et $x^*=0$, que du fluide chauffé est présent au-dessus de celle-ci et est réparti de manière relativement homogène. Ce fluide chauffé ne représente cependant qu'une faible partie de la chaleur injectée.

Dans la zone de recirculation, les isothermes moyennes indiquent que les valeurs maximales sont observées au niveau du tuyau d'échappement. A partir de $x^*=0,75$, la forme des isothermes devient plus régulière. Les isothermes observées à $x^*=1, 2$ et 5 montrent que le champ de température devient alors approximativement symétrique par rapport à un plan vertical passant par le tube d'injection.

La variation des iso contours de l'écart type de la température est similaire à celle des isothermes moyennes jusqu'à $x^*<2$. Les maxima de $\langle T^* \rangle$ et de $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ se situent au niveau de la sortie du jet chaud. Au delà de $x^*=2$, le maximum de l'écart type de la température se déplace transversalement vers l'extérieur puis verticalement pour former une "poche" en $x^*=5$ dont le centre a pour coordonnées ($y^*=0,3; z^*=-0,7$). A plus grande distance, on observe (non présenté ici) deux "poches" de maxima dont les centres à $x^*=10$ ont pour coordonnées ($y^*=0,35; z^*=-1,1$) et ($y^*=-0,40; z^*=1,20$).

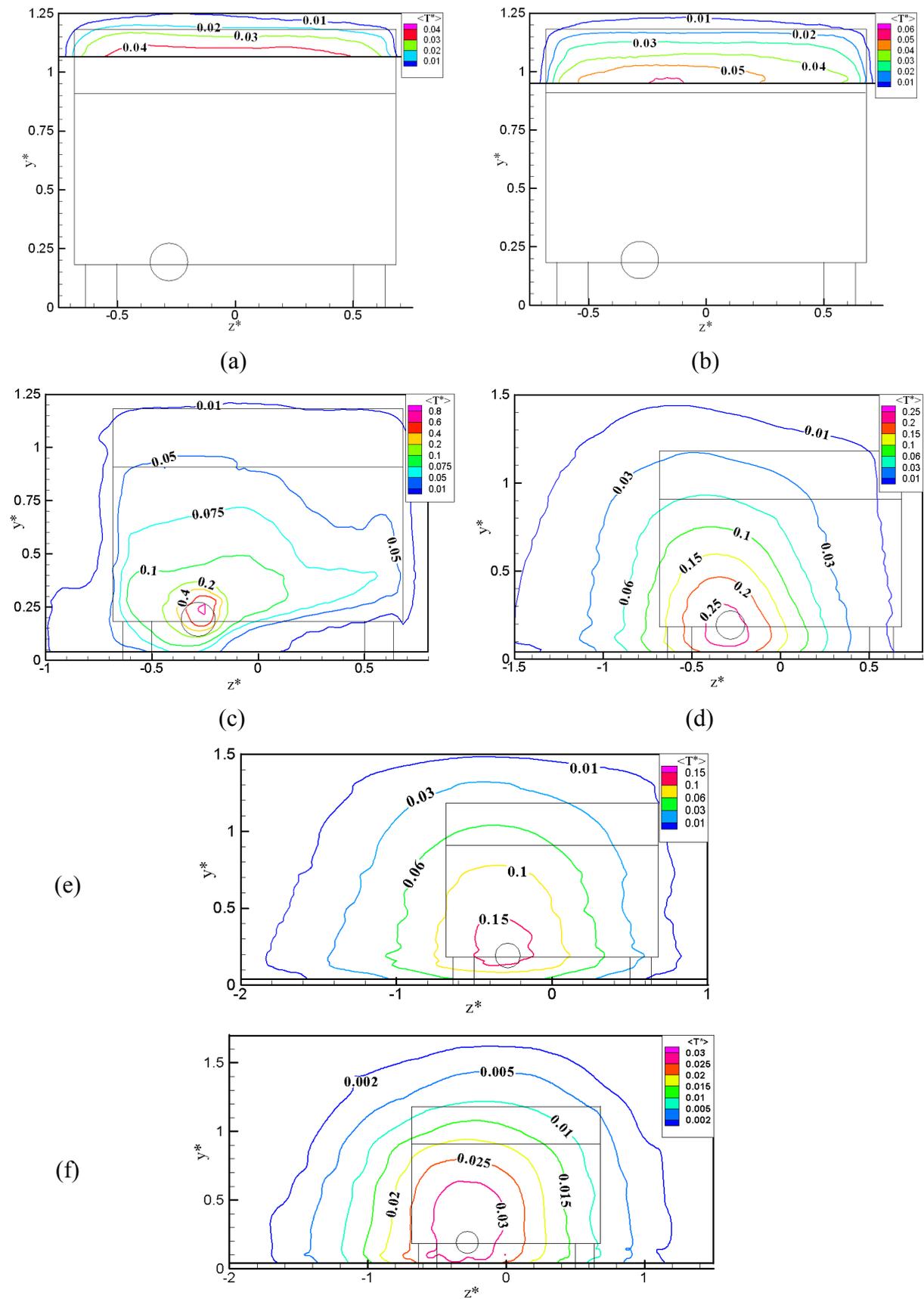


figure 4-5: Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ (a) $x^* = -0,25$; (b) $x^* = 0$; (c) $x^* = 0,25$; (d) $x^* = 1$; (e) $x^* = 2$ et (f) $x^* = 5$

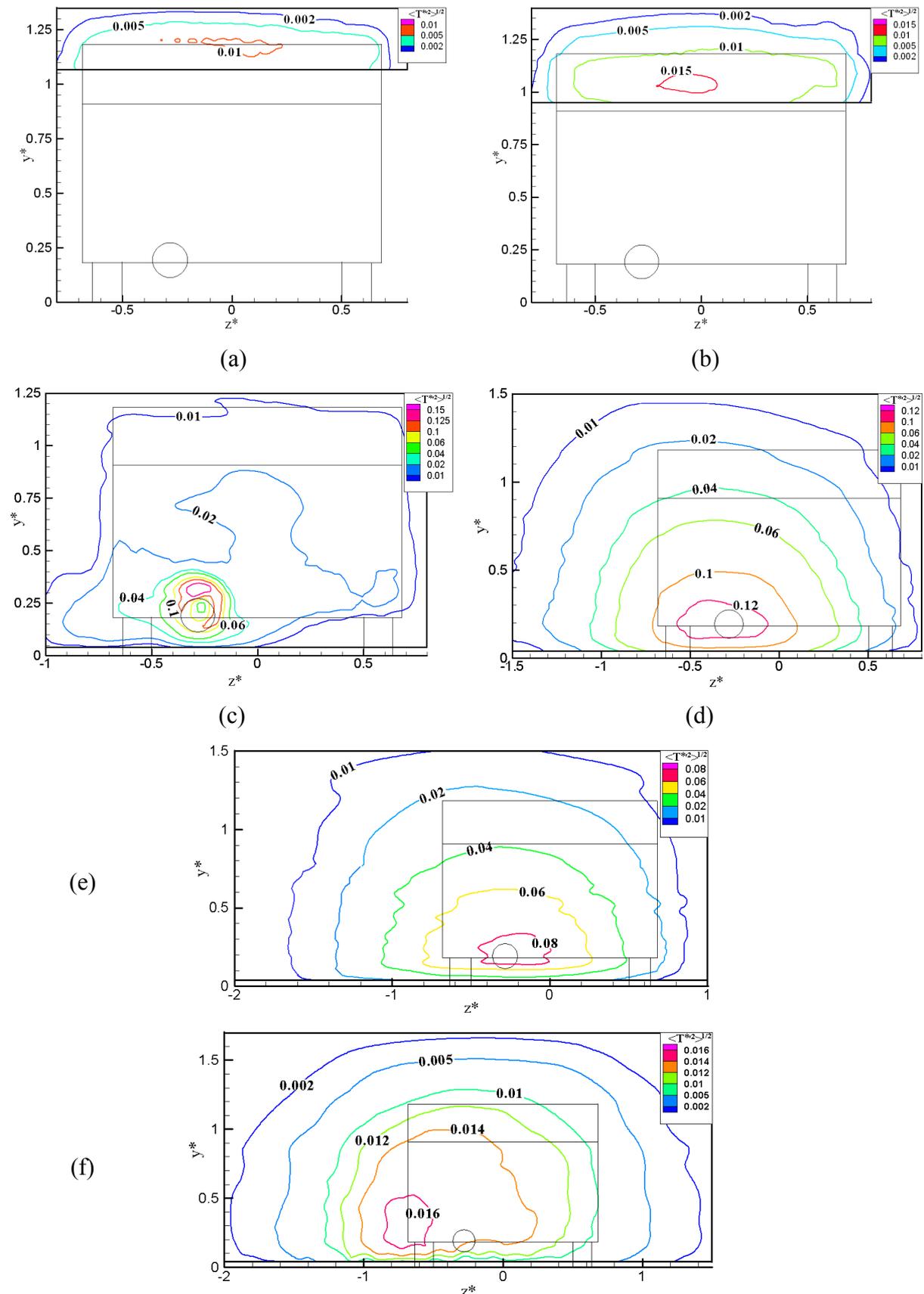


figure 4-6: Ecart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ (a) $x^* = -0,25$; (b) $x^* = 0$; (c) $x^* = 0,25$; (d) $x^* = 1$; (e) $x^* = 2$ et (f) $x^* = 5$

IV-2.1.1 Champ thermique pour $U_{\infty}=12,5\text{m.s}^{-1}$ et $U_j=8,5\text{ m.s}^{-1}$

Les cartographies des écarts de température moyenne $\langle T^* \rangle$ sont présentées sur la figure 4-7. Nous avons réalisé ces mesures dans quatorze plans verticaux mais seules seront présentées les cartographies des plans situés à $x^*=-0,25$; 0; 0,25; 0,50; 1; 2 et 5.

On peut tout d'abord noter qu'il existe dans ce cas du fluide légèrement chauffé dans la région située au-dessus de la paroi inclinée à $x^*=-0,25$ et $x^*=0$. La répartition de la chaleur dans ces zones chauffées est cependant moins homogène que dans le cas précédent. Les niveaux sont très faibles et les zones chauffées sont situées préférentiellement sur le bord supérieur situé du côté de l'injection.

De $x^*=0$ à $x^*=0,75$, les niveaux les plus élevés de $\langle T^* \rangle$ sont observés au niveau du tuyau d'échappement. La forme des isothermes nous indique qu'une partie de l'air chauffé est piégée dans la zone de recirculation, principalement dans la partie $z^*\leq 0$, côté injection. En s'éloignant du culot, on observe que le fluide chauffé semble être attiré par les tourbillons de bord mis en évidence dans le chapitre précédent. Les lignes isothermes tendent à se creuser fortement dans la zone centrale. On constate que les iso contours des faibles températures moyennes $\langle T^* \rangle$ présentent une certaine symétrie par rapport au plan vertical médian de la maquette.

En dehors de la zone de recirculation, après $x^*>0,75$, on constate que le tourbillon de bord situé du côté de l'échappement semble influencer fortement le champ de température. Le maximum de température moyenne se trouve alors décentré par rapport à la source et se déplace vers l'extérieur. On note que l'autre tourbillon de bord agit également pour rendre le phénomène symétrique par rapport au plan vertical médian de la maquette. Plus en aval le phénomène s'accroît avec une courbure des lignes isothermes vers la paroi. A $x^*=5$, le contour de la valeur maximale, $\langle T^* \rangle=0,012$, est pratiquement parallèle au sol. On constate par ailleurs que les niveaux maximum ne diminuent plus fortement à partir de $x^*=3$. Les valeurs maximales de $\langle T^* \rangle$ atteignent 0,012 à $x^*=5$ et sont situées aux alentours du point de coordonnées $(y^*=0,20; z^*=-1)$.

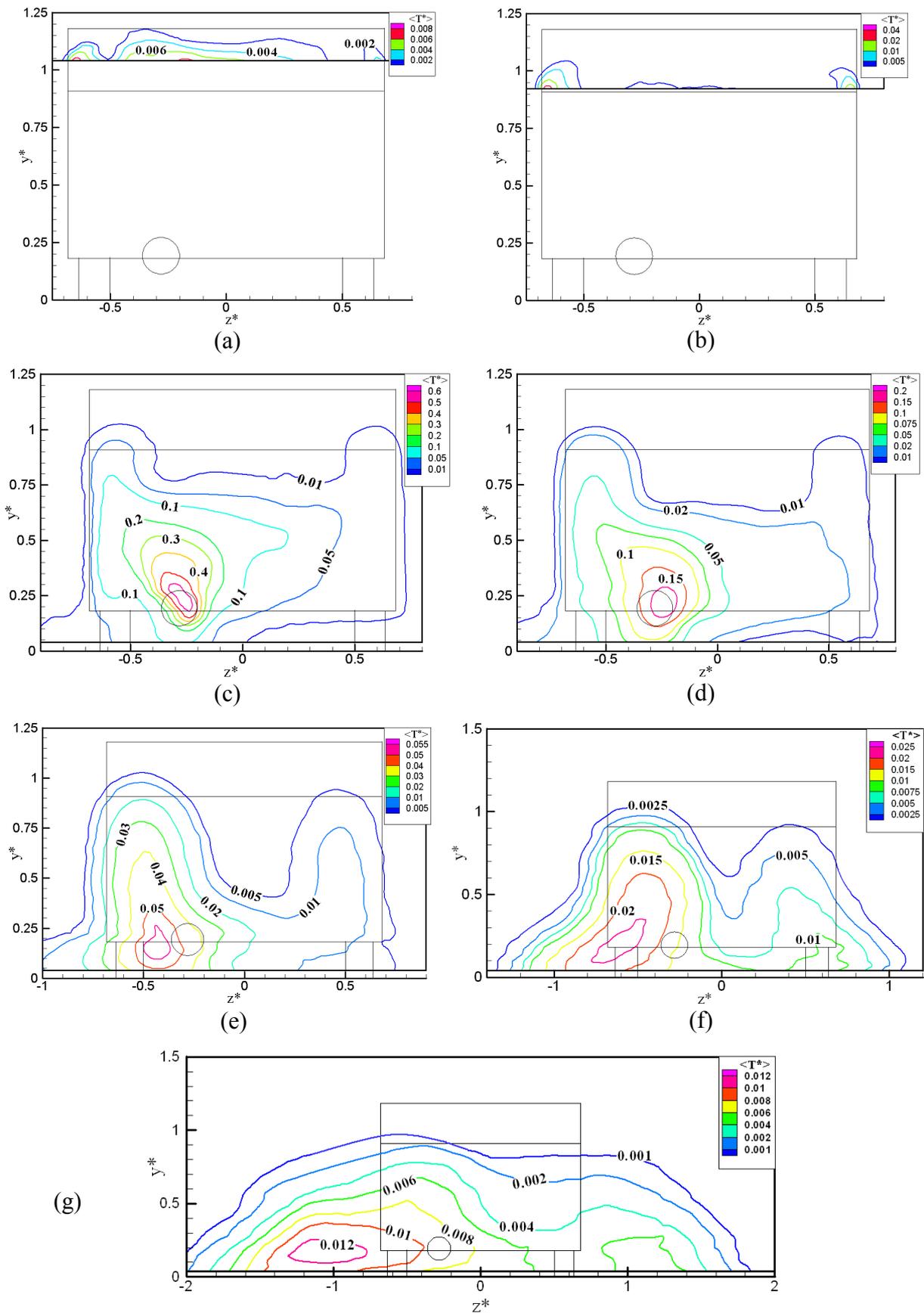


figure 4-7: Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ (a) $x^* = -0,25$; (b) $x^* = 0$; (c) $x^* = 0,25$;
 (d) $x^* = 0,50$; (e) $x^* = 1$; (f) $x^* = 2$ et (g) $x^* = 5$ pour $\alpha = 25^\circ$

Les cartographies de l'écart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ sont présentées sur la figure 4-8 pour les mêmes distances.

Au dessus de la lunette arrière, on constate que les zones de fluctuations maximales sont localisées sur les bords mais les niveaux sont cependant très faibles.

A partir de $x^*=0,125$ et jusqu'à $x^*=1$, les zones de forts écarts types de fluctuations de température sont situées du côté de l'injection ($z^* \leq 0$). Les maxima de $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ se trouvent approximativement au niveau de la sortie du jet. On voit apparaître l'influence des tourbillons de bord.

L'influence de ces tourbillons s'accroît en s'éloignant du culot. On constate ainsi qu'à partir de $x^*=2$, le maximum des iso contours de l'écart type se déplace vers l'extérieur. Il coïncide approximativement avec la position du bord extérieur du tourbillon longitudinal. L'autre vortex situé à l'opposé commence également à avoir un effet sur les fluctuations de la température ce qui entraîne une certaine symétrie des contours de $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ par rapport au plan médian de la maquette. A partir de $x^*=5$, les niveaux des écarts types diminuent plus lentement. Il existe environ un rapport 2 entre les valeurs de l'écart type du côté injection et du côté opposé.

Les cartographies des coefficients de dissymétrie S_0 et d'aplatissement F_0 des fluctuations de la température sont présentées à titre d'information sur la figure 4-9 pour trois distances $x^* = -0,25 ; 0,25$ et 2 .

A $x^* = -0,25$, S_0 et F_0 sont fortement positifs au niveau de la partie centrale de la surface inclinée. Ceci caractérise l'arrivée intermittente de fluide chauffé dans cette région.

A $x^* = 0,25$, les valeurs minimales de S_0 et de F_0 sont situées au niveau de l'injection. La forme générale des iso contours, dans les deux cas, indique également l'influence des deux tourbillons de bord sur la dispersion de la chaleur. On observe pour ces deux grandeurs une symétrie beaucoup plus marquée par rapport au plan médian. Ceci est lié au caractère normé de ces grandeurs.

On constate, à partir de $x^*=2$, que les valeurs de S_0 au niveau des vortex longitudinaux ont tendance à diminuer pour devenir négatives à plus grande distance. Ce comportement indique que du fluide chauffé devient progressivement piégé au centre des tourbillons et que de l'air froid est entraîné de temps en temps du bord vers le centre du tourbillon. On a également remarqué que la position des minima de S_0 et de F_0 correspond à la position du maximum de l'écart type de la température. Cette position est également celle du minimum du coefficient de dissymétrie S_u de la vitesse longitudinale présenté au paragraphe III-2.2.2.

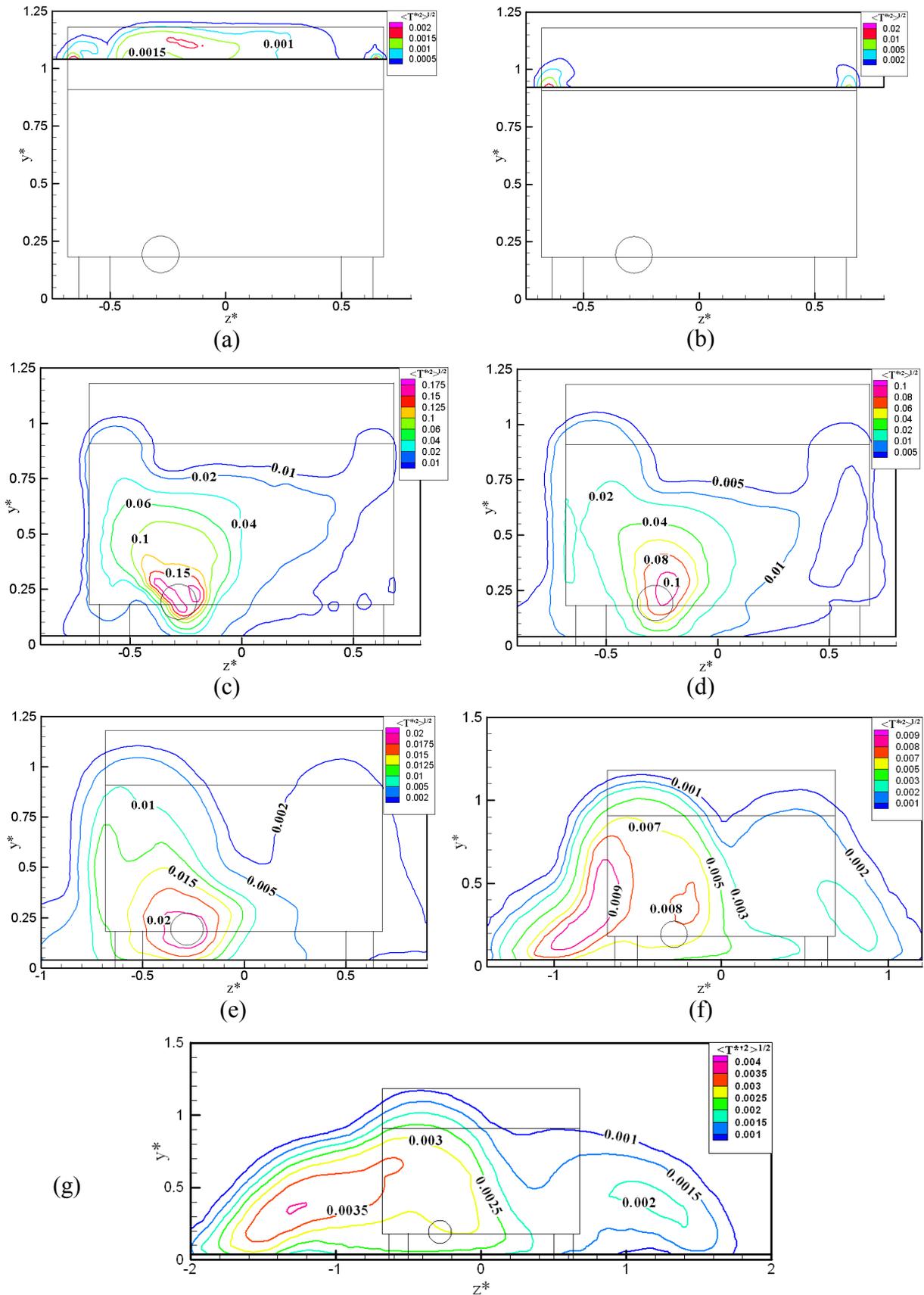


figure 4-8: Ecart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$: (a) $x^*=-0,25$; (b) $x^*=0$; (c) $x^*=0,25$; (d) $x^*=0,50$; (e) $x^*=1$; (f) $x^*=2$ et (g) $x^*=5$ pour $\alpha=25^\circ$

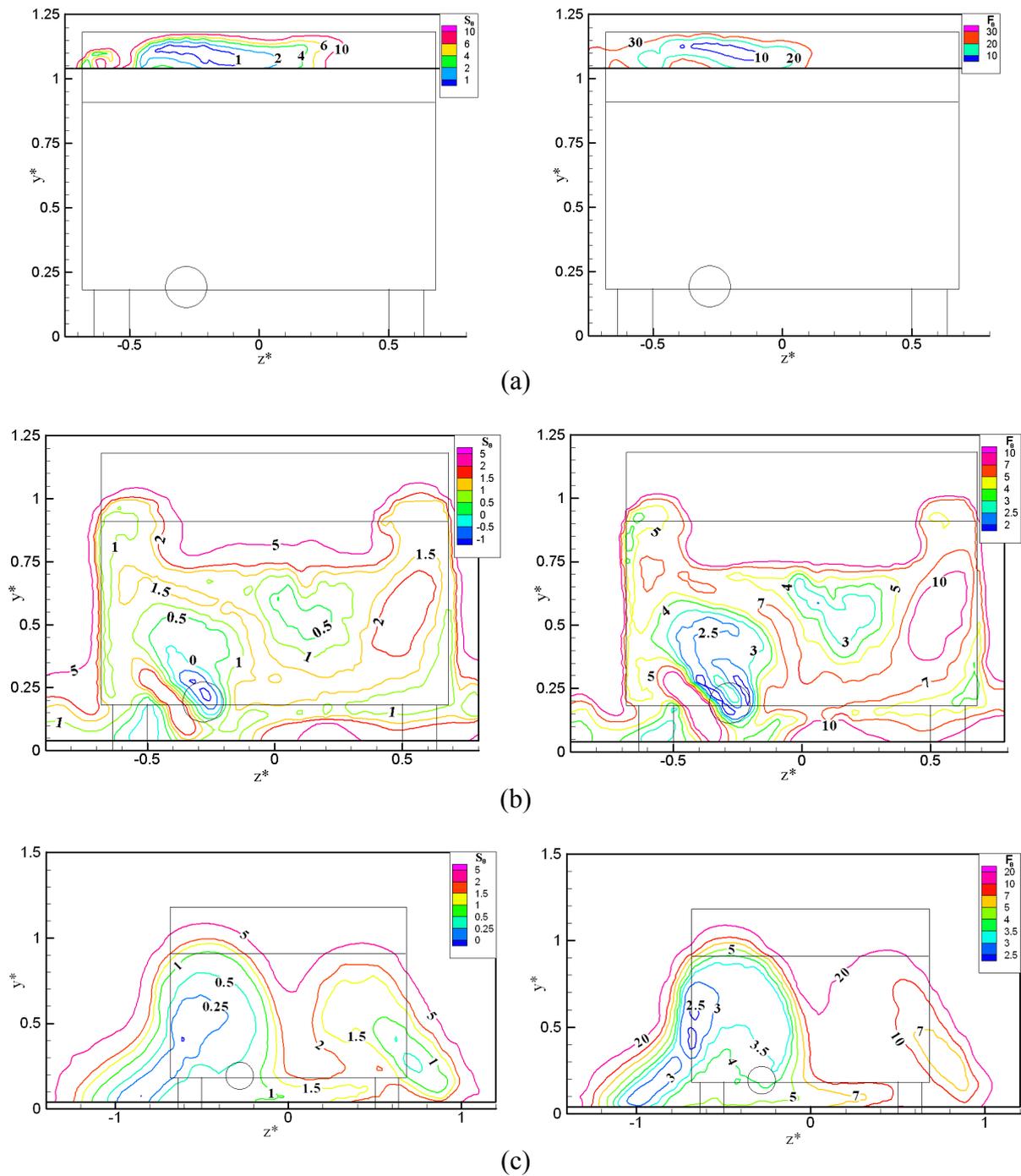


figure 4-9: Coefficients de dissymétrie S_θ (colonne de gauche) et d'aplatissement F_θ (colonne de droite): (a) $x^* = -0,25$; (b) $x^* = 0,25$ et (c) $x^* = 2$

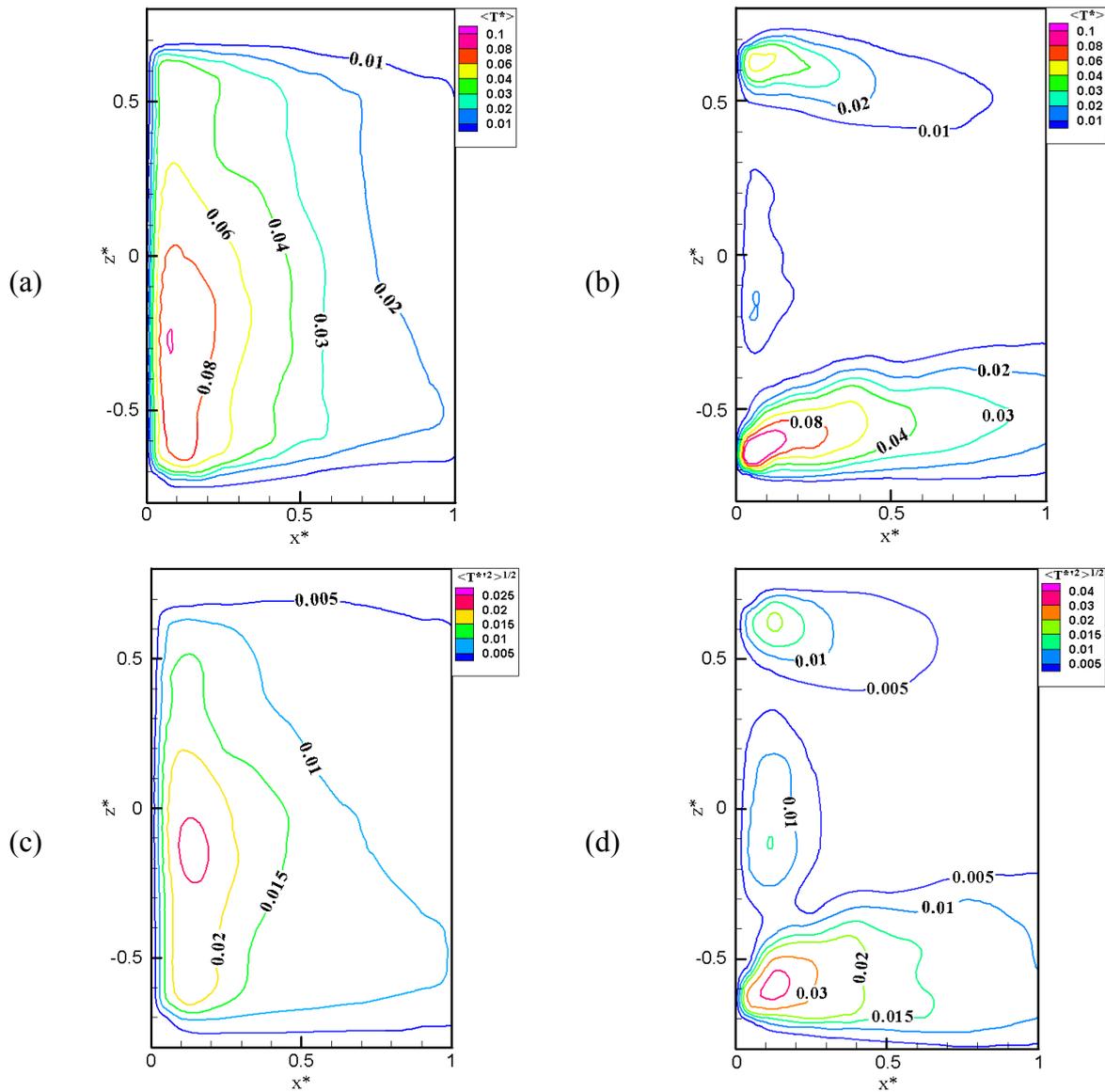


figure 4-10: (a) (b) Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$
 (c) (d) Ecart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ à $y^*=0,85$
 pour $Re_L=2,15 \cdot 10^4$ (à gauche) et pour $Re_L=6,70 \cdot 10^4$ (à droite)

La différence de structure entre les champs thermiques existant dans les deux situations étudiées pour le corps d’Ahmed avec $\alpha=25^\circ$ apparaît clairement sur les cartographies de la figure 4-10 réalisées dans un plan parallèle à la paroi à une hauteur $y^*=0,85$.

Pour le premier cas à $Re_L=2,15 \cdot 10^4$, les figures montrent une structure presque bidimensionnelle. Dans le second cas à $Re_L=6,70 \cdot 10^4$, les figures indiquent une structure tridimensionnelle.

Les valeurs des isothermes dans les zones $z^*>0$ et $z^*<0$ révèlent également l’influence de la position décentrée du tube d’injection sur le champ thermique.

IV-2.2 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=5^\circ$

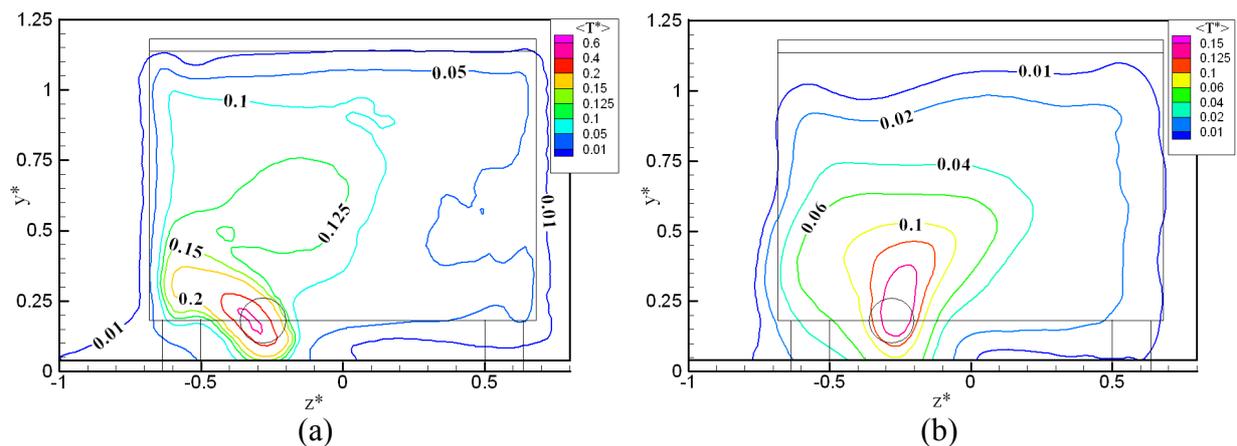
IV-2.2.1 Champ thermique pour $U_\infty=12,5\text{m.s}^{-1}$ et $U_j=8,5\text{ m.s}^{-1}$

Les résultats concernant l'écart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ et l'écart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ sont présentés respectivement sur la figure 4-11 et la figure 4-12. Ces résultats ont été étudiés dans le proche sillage dans les plans verticaux situés à $x^*=0,25$; 1; 2 et 5. Pour cette configuration, la vitesse amont U_∞ est de $12,5\text{ m.s}^{-1}$ et la vitesse d'injection du jet chaud U_j est fixée à $8,50\text{ m.s}^{-1}$.

A $x^*=0,25$, on note que du fluide chauffé est présent dans toute la zone de recirculation et que le maximum de $\langle T^* \rangle$ est centré au niveau de la sortie du jet. Les iso contours de la température moyenne de valeur supérieure à $\langle T^* \rangle=0,20$ sont courbés vers l'extérieur. Ceci résulte de la direction de la vitesse transversale dans cette zone, comme le montrent les résultats du paragraphe III.1-4.2.

En dehors de la zone de recirculation, le maximum des valeurs moyennes reste centré sur le tube d'échappement jusqu'à $x^*=2$. Le changement d'orientation des isothermes maximales observé à $x^*=1$ correspond à la direction verticale de la vitesse à la fin de la zone de recirculation.

A partir de $x^*=5$, on constate que le maximum de température moyenne atteint la paroi. Les iso contours sont approximativement symétriques par rapport au plan vertical passant par le tube d'échappement.



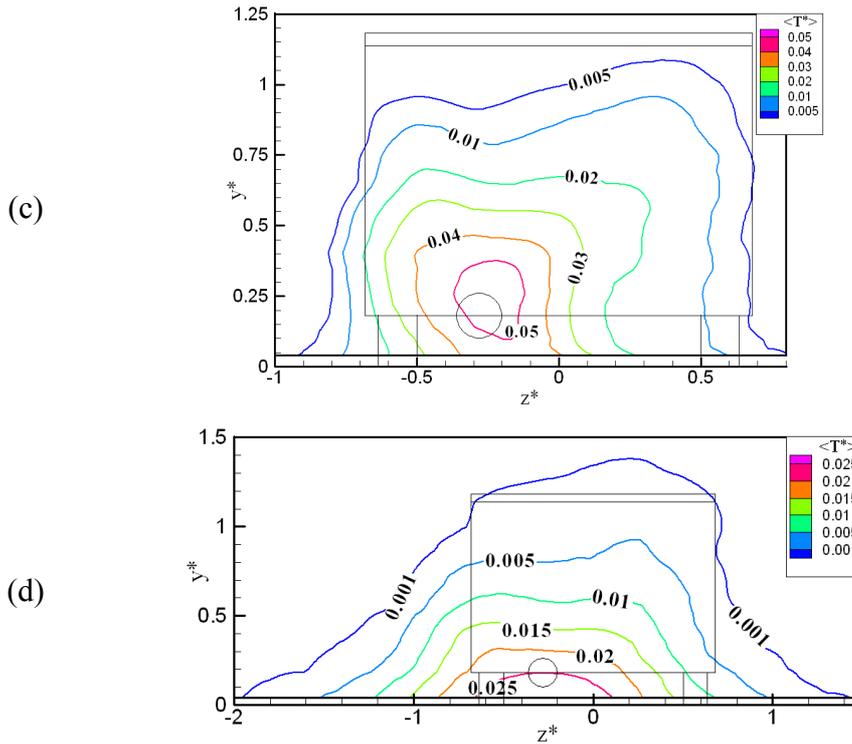


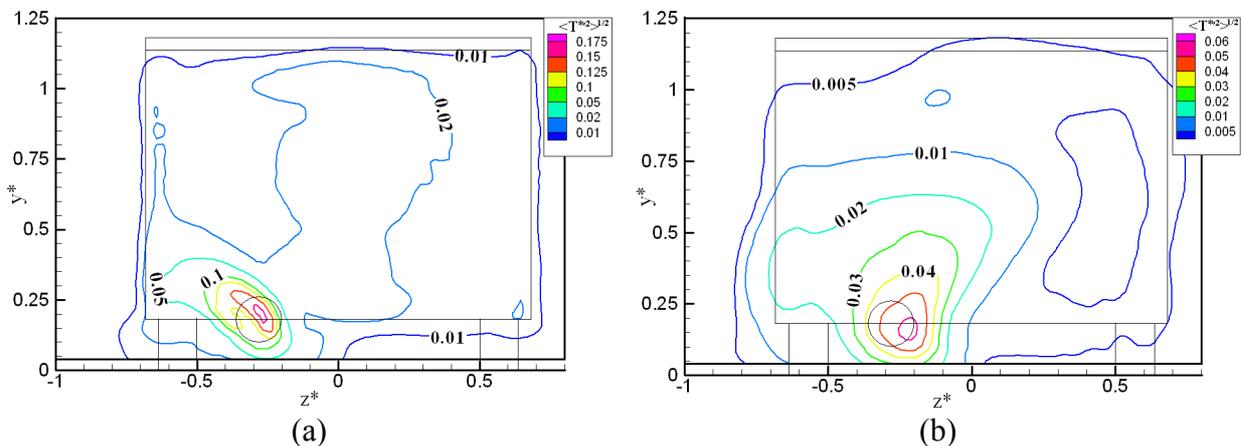
figure 4-11: Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ (a) $x^*=0,25$; (b) $x^*=1$; (c) $x^*=2$ et (d) $x^*=5$ pour $\alpha=5^\circ$, $U_j=8,50 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

Tout comme pour les valeurs moyennes, les iso contours de l'écart type de la température montrent l'influence du champ de vitesse.

A $x^*=0,25$, le maximum des fluctuations est situé au niveau de l'échappement. On observe aussi la même courbure vers l'extérieur des iso contours maximum.

A partir de $x^*=1$, le maximum de $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ se décentre vers la ligne médiane. A $x^*=2$ apparaît un deuxième maximum situé vers le bord extérieur de la maquette.

Plus en aval, ces deux maxima s'écartent. Toutefois le champ de $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ est moins symétrique par rapport au plan vertical passant par le tube d'échappement que ne l'est le champ de température moyenne.



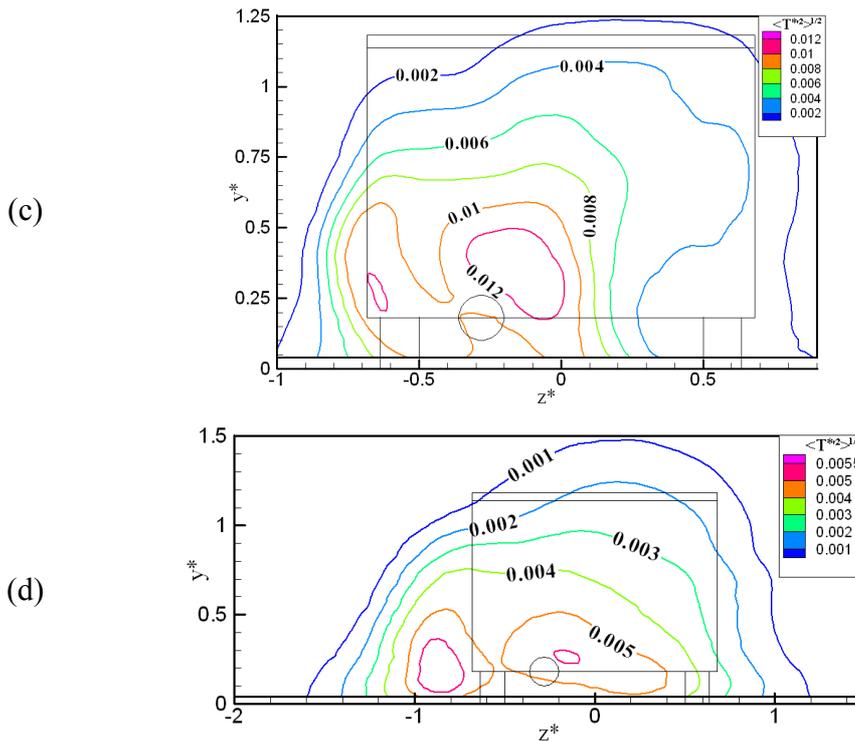


figure 4-12: Ecart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ (a) $x^*=0,25$; (b) $x^*=1$; (c) $x^*=2$ et (d) $x^*=5$ pour $\alpha=5^\circ$, $U_j=8,50 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

IV-2.2.2 Champ thermique pour $U_\infty=4\text{m.s}^{-1}$ et $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$

Ce cas a été également étudié pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ avec la vitesse d'injection du jet chaud U_j fixée à 5 m.s^{-1} . Dans cette situation, les résultats présentés sur la figure 4-13 montrent qu'il existe certaines différences sur les champs de $\langle T^* \rangle$ avec le cas $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Toutefois dans la zone de recirculation, les résultats sont similaires. A plus grande distance, il apparaît des différences notables. Le champ de température moyen est caractérisé par un maximum de température qui ne se trouve plus au voisinage de la paroi comme dans le cas précédent mais situé autour d'un point dont les coordonnées évoluent de $(y^*=0,60; z^*=-0,2)$ à $(y^*=0,70; z^*=-0,40)$.

Ces différences pourraient être liées à l'influence plus importante de l'écoulement transversal dans le cas $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$ comme nous avons pu le noter au paragraphe II-1.2.1.

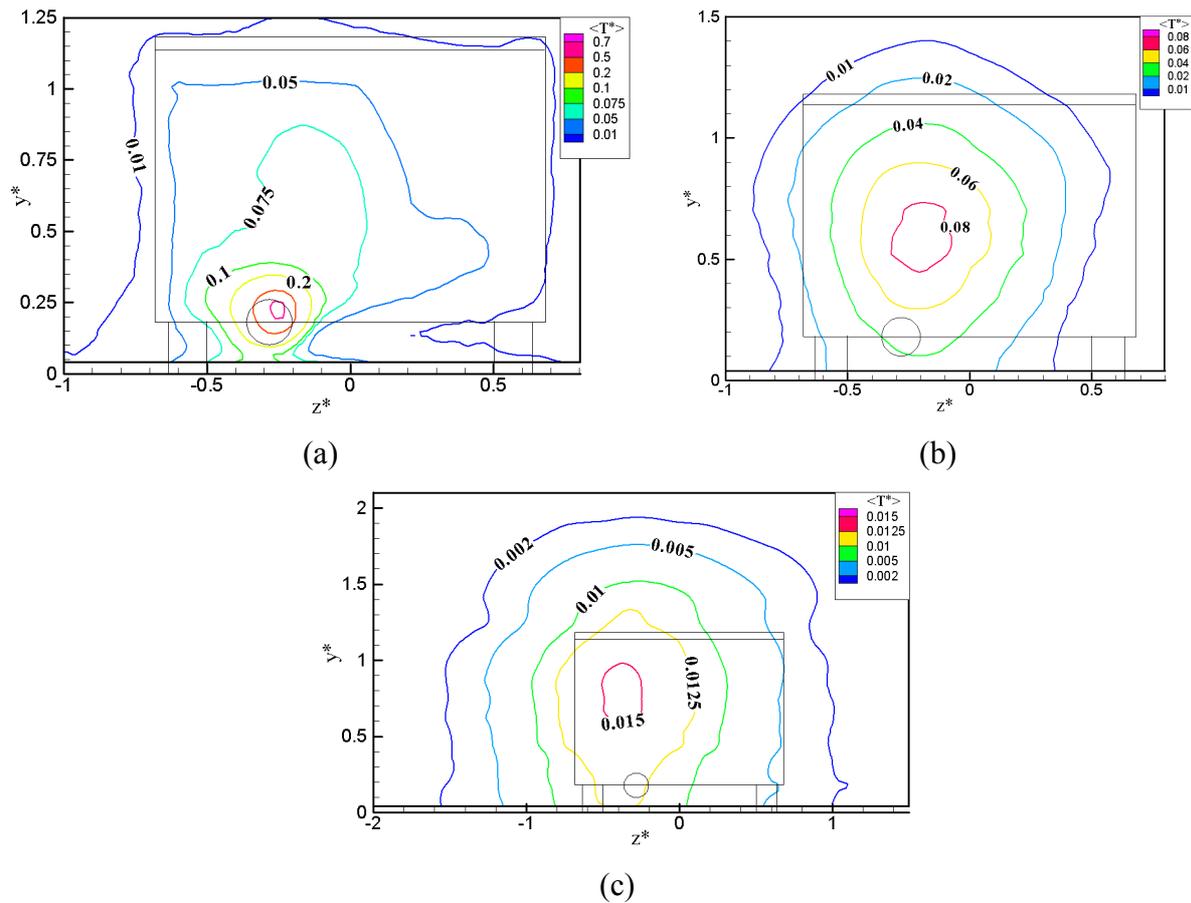


figure 4-13: Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ (a) $x^*=0,25$; (b) $x^*=2$ et (c) $x^*=5$ pour $\alpha=5^\circ$, $U_j=5 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$

IV-2.3 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=40^\circ$

IV-2.3.1 Champ thermique pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j=8,5 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 4-14 et la figure 4-15 montrent respectivement les écarts de température moyenne $\langle T^* \rangle$ et les écarts types de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$. Nous présentons ces résultats dans les plans verticaux situés à $x^*=-0,25$; 0; 0,25; 1; 2 et 5. La vitesse amont U_∞ est de $12,5 \text{ m.s}^{-1}$ et la vitesse d'injection du jet chaud U_j est fixée à $8,50 \text{ m.s}^{-1}$.

Dans ce cas, la zone de recirculation débute dès l'arête supérieure de la lunette arrière et on observe du fluide chauffé au dessus de la surface inclinée à $x^*=-0,25$ et $x^*=0$. On constate que le maximum de $\langle T^* \rangle$ dans la zone de recirculation est situé au dessus de la source. A $x^*=0,25$, le maximum de la température moyenne est légèrement décentré par rapport à l'échappement et comme pour le cas $\alpha=5^\circ$, on observe une courbure vers l'extérieur des iso contours de valeurs maximales ($\langle T^* \rangle \geq 0,2$). Ceci est également associé aux fortes valeurs négatives de la composante transversale de vitesse mises en évidence au paragraphe II.1-4.2.

Plus en aval, entre $x^*=1$ et $x^*=2$, la forme des isothermes devient plus régulière et à partir de $x^*=5$, la forme des isothermes tend à devenir symétrique par rapport à un plan vertical passant par la ligne $z^*=-0,60$. A cette distance, la forme du champ de température moyenne est similaire à celle que nous avons observée à la même vitesse pour le cas $\alpha=5^\circ$.

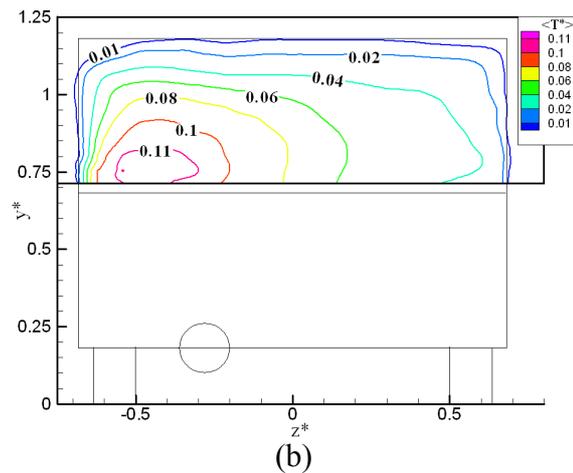
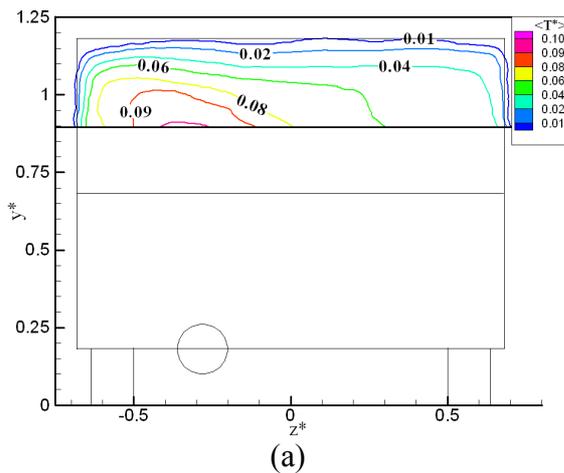
Au dessus de la surface inclinée, les iso valeurs maximales de l'écart type de la température sont localisées dans la partie transversale, côté échappement, entre $x^*=0$ et $x^*=-0,70$.

A partir de $x^*=0$ jusqu'à la fin de la zone de recirculation, le maximum des écart types de température reste approximativement centré sur la position du tube d'échappement. En dehors de la zone de recirculation, le maximum se déplace vers le bord du sillage.

Tout comme pour les iso contours de la température moyenne, on observe une courbure des iso valeurs des écarts types maximums dans la zone de recirculation à $x^*=0,25$. Une première zone de maximum des fluctuations est centrée sur la position du tube d'injection, ainsi qu'en dehors de la zone vorticielle à $x^*=1$.

A $x^*=1$, on observe également la création d'une zone secondaire de valeurs maximales située vers l'extérieur, à $z^*=-0,70$. Ce phénomène s'accroît plus en aval et à partir de $x^*=2$, le maximum de $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$ se concentre dans cette zone externe.

A partir de $x^*=5$, le champ tend à devenir symétrique, par rapport au plan vertical passant par l'échappement, quand apparaît une seconde zone de maxima située à $z^*=0,50$. Plus en aval, les niveaux de ces maxima diminuent, ces deux zones s'élargissent et se déplacent vers l'extérieur.



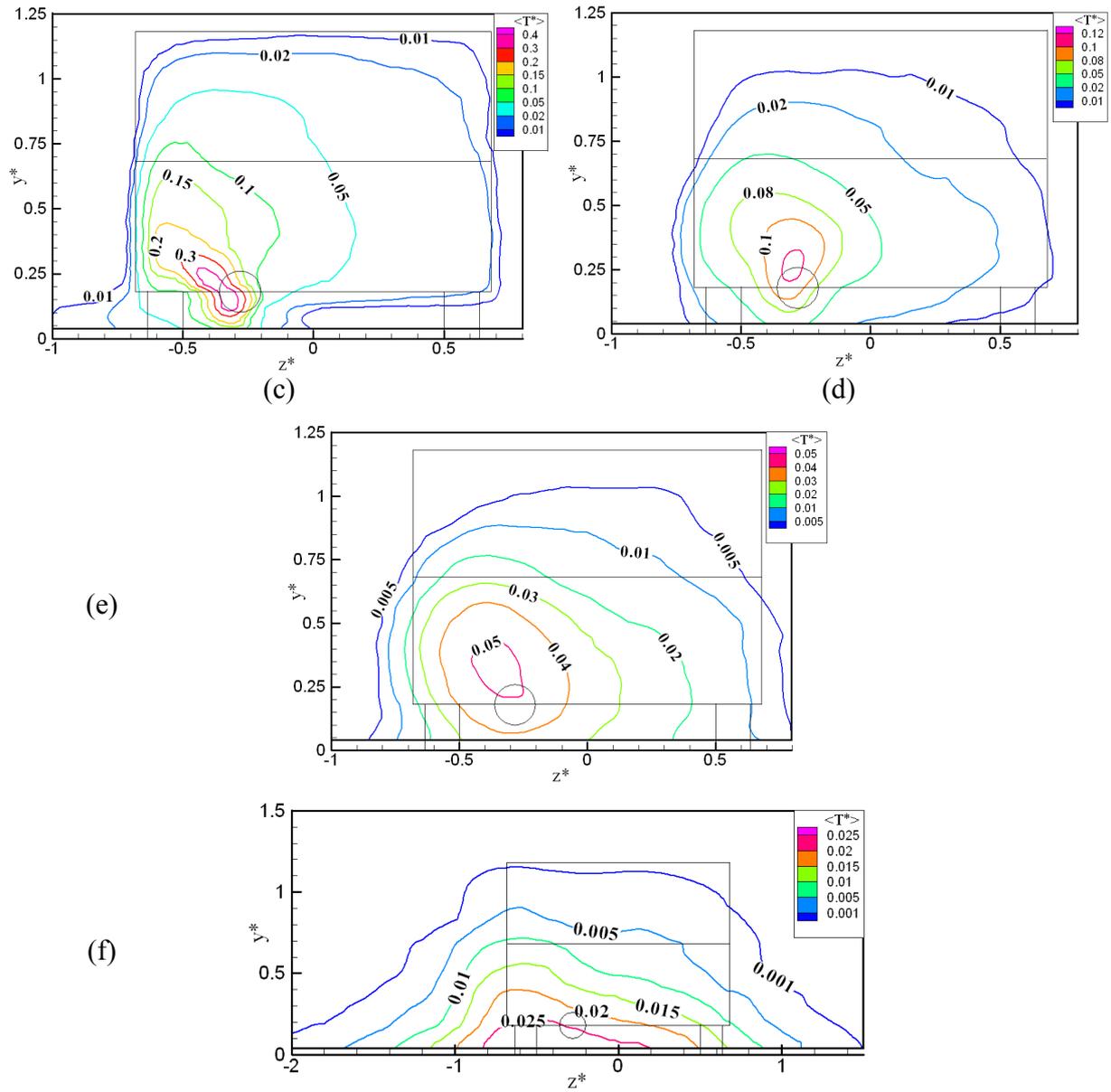
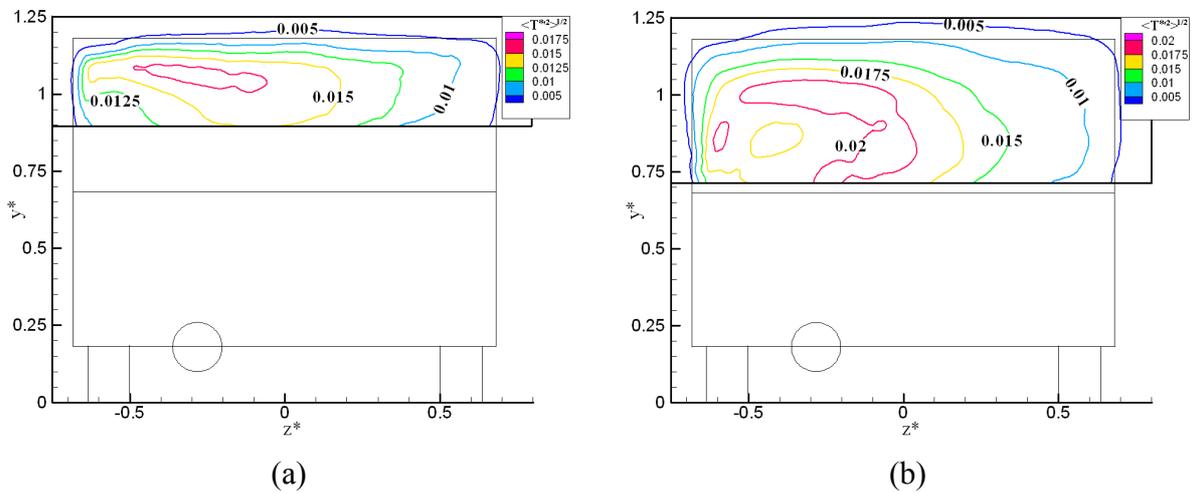


figure 4-14: Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ (a) $x^* = -0,25$; (b) $x^* = 0$; (c) $x^* = 0,25$; (d) $x^* = 1$; (e) $x^* = 2$ et (f) $x^* = 5$ pour $\alpha = 40^\circ$ et $U_\infty = 12,5 \text{ m.s}^{-1}$



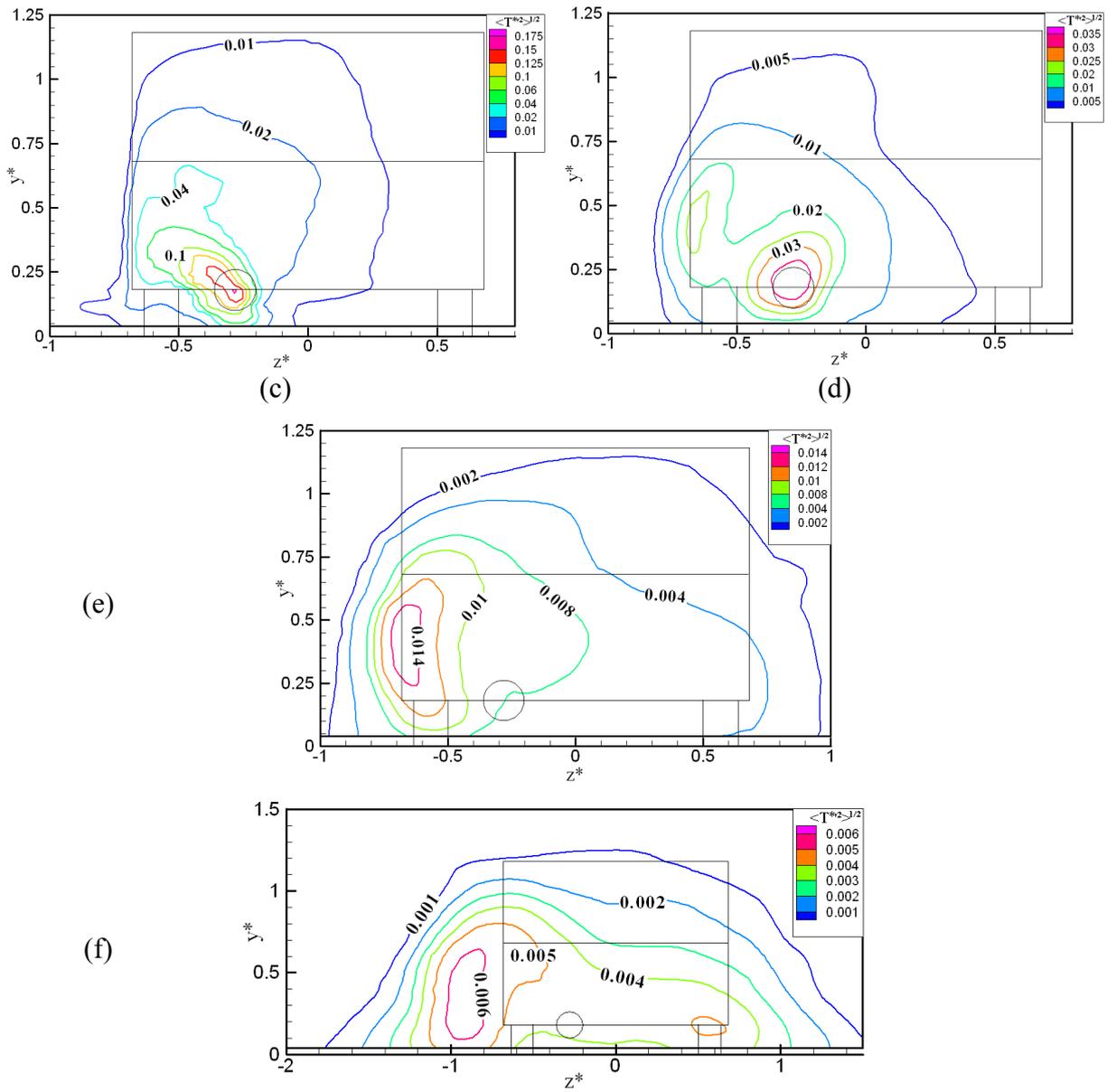
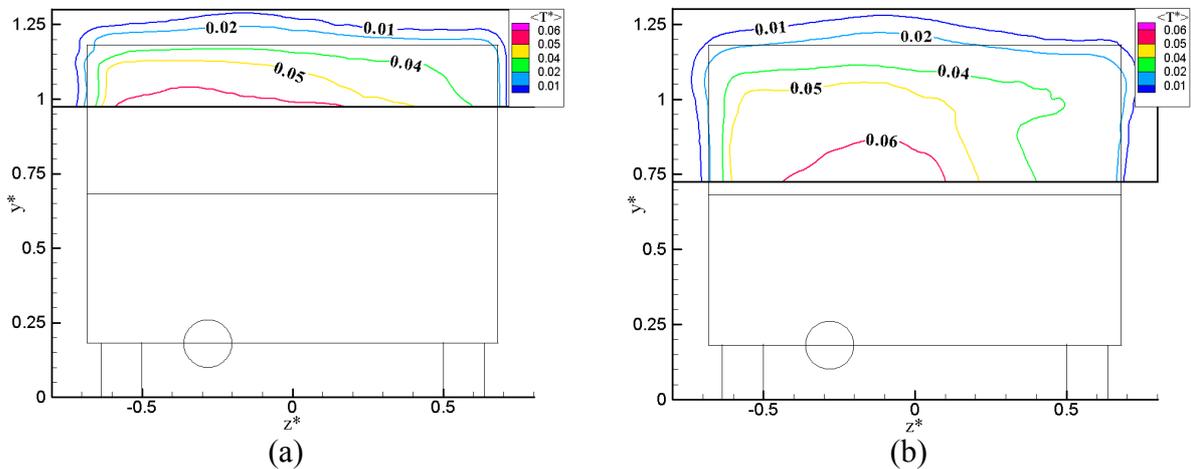


figure 4-15 : Ecart type de la température $\langle T^{*2} \rangle^{1/2}$: (a) $x^* = -0,25$; (b) $x^* = 0$; (c) $x^* = 0,25$; (d) $x^* = 1$; (e) $x^* = 2$ et (f) $x^* = 5$ pour $\alpha = 40^\circ$ et $U_\infty = 12,5 \text{ m.s}^{-1}$



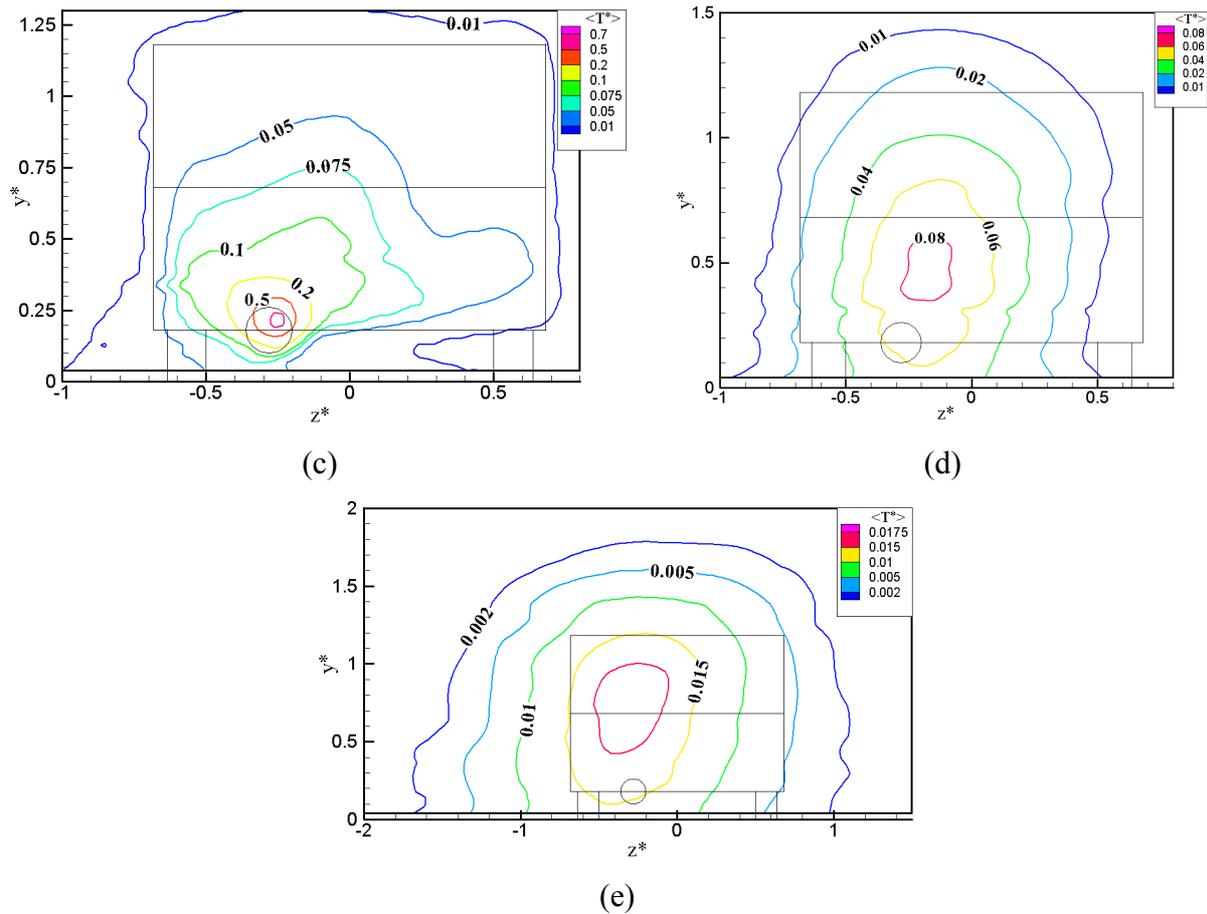


figure 4-16: Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ (a) $x^* = -0,25$; (b) $x^* = 0$; (c) $x^* = 0,25$; (d) $x^* = 2$ et (e) $x^* = 5$ pour $\alpha = 40^\circ$, $U_j = 5 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty = 4 \text{ m.s}^{-1}$

IV-2.3.2 Champ thermique pour $U_\infty = 4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_j = 5 \text{ m.s}^{-1}$

Comme pour le cas $\alpha = 5^\circ$, nous avons également étudié le champ thermique pour $U_\infty = 4 \text{ m.s}^{-1}$ avec la vitesse d'injection du jet chaud U_j fixée à 5 m.s^{-1} . La figure 4-16 montre qu'il existe des différences similaires à celles que nous avons observées sur le champ de $\langle T^* \rangle$ du paragraphe IV-2.2.

Les iso contours de la température moyenne ont approximativement la même forme dans la zone de recirculation. La zone de sillage est caractérisée, comme pour le cas $\alpha = 5^\circ$, par le même décalage du maximum de $\langle T^* \rangle$.

Conclusion de ce chapitre

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent la complexité du champ scalaire dans cette situation où le champ de vitesse est lui même complexe et l'injection ne se fait pas dans un plan de symétrie de l'écoulement. Des différences notables existent avec le cas du jet seul.

Pour le cas $\alpha=25^\circ$, la structure du champ thermique dépend du nombre de Reynolds. La structure est plutôt 2D (comme celle du champ de vitesse) pour $Re_L=2,15.10^4$ et 3D (comme celle du champ de vitesse) pour $Re_L=6,70.10^4$.

Pour les cas $\alpha=5^\circ$ et 40° , la structure du champ thermique est 2D et est moins sensible à la valeur du nombre de Reynolds.

Chapitre V

Discussion et résultats complémentaires

Dans ce dernier chapitre, un certain nombre des résultats expérimentaux décrits dans les chapitres précédents sera repris et analysé. Cette discussion se focalisera plus particulièrement sur les résultats qui nous ont paru les plus originaux et les plus intéressants. Elle concernera tout d'abord l'existence d'une transition dans le sillage du corps d'Ahmed pour $\alpha=25^\circ$ dans des conditions stationnaires ou instationnaires. On s'intéressera ensuite aux scénarios de transport et de mélange du scalaire injecté localement dans le sillage du corps d'Ahmed en fonction de l'angle α de la lunette arrière. Le problème du mélange sera abordé en étudiant successivement les variations de l'écart de la température moyenne maximale, l'intensité maximale des fluctuations de température et le taux de dissipation de ces fluctuations. Cette dernière grandeur nous permettra de déterminer un temps de mélange. Enfin, nous essaierons d'extrapoler à partir de cette étude quelques informations sur les environnement auxquels sont confrontés un piéton au bord d'une route lors du passage d'un véhicule automobile ou un automobiliste dans le sillage de cette voiture.

V-1 Mise en évidence d'une transition pour $\alpha=25^\circ$ et détermination du nombre de Reynolds critique

V-1.1 Aspect stationnaire

Nous avons noté dans les chapitres III et IV que les champs dynamique et thermique obtenus dans l'air pour $\alpha=25^\circ$ avaient une structure très différente selon la vitesse de l'écoulement U_∞ . Pour $Re_L=2,15.10^4$, le champ thermique présente un aspect bidimensionnel alors que pour $Re_L=6,70.10^4$, la présence de tourbillons longitudinaux concentre le champ thermique sur les deux bords du sillage et abaisse l'écart de température sur l'axe de la maquette. Nous allons montrer dans ce chapitre qu'il existe pour cette situation une transition de l'écoulement de sillage. Cette mise en évidence a été réalisée en utilisant la chaleur comme traceur. Nous avons pour cela étudié le champ thermique sur une ligne ou dans des plans particuliers en faisant varier uniquement la vitesse de l'écoulement libre U_∞ et en gardant une vitesse d'injection U_j constante égale à $8,50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Nous avons noté que cet écoulement de jet n'affectait que la partie inférieure de la zone de recirculation et avait peu d'influence sur la partie supérieure de l'écoulement.

Dans un premier temps, nous avons étudié les profils de température moyenne $\langle T^* \rangle$ sur une ligne parallèle à Oz et située juste au-dessus du culot de la maquette à $x^*=0$; $y^*=0,92$. Les résultats sont présentés sur la figure 5-1 pour différentes valeurs de U_∞ comprises entre

2,2 m.s⁻¹ et 12,5 m.s⁻¹. Ils montrent que, lorsque U_∞ augmente, la forme des profils est fortement modifiée quand U_∞ atteint des vitesses comprises entre 3,5 m.s⁻¹ et 4,25 m.s⁻¹. Ceci se manifeste par l'apparition de deux pics sur les bords du profil situés à $z^*=\pm 0,65$, le pic situé du côté de l'injection ayant toujours une valeur beaucoup plus élevée. L'augmentation de la vitesse se traduit par une augmentation du niveau de ces pics et conjointement par une diminution du niveau de température dans la partie centrale.

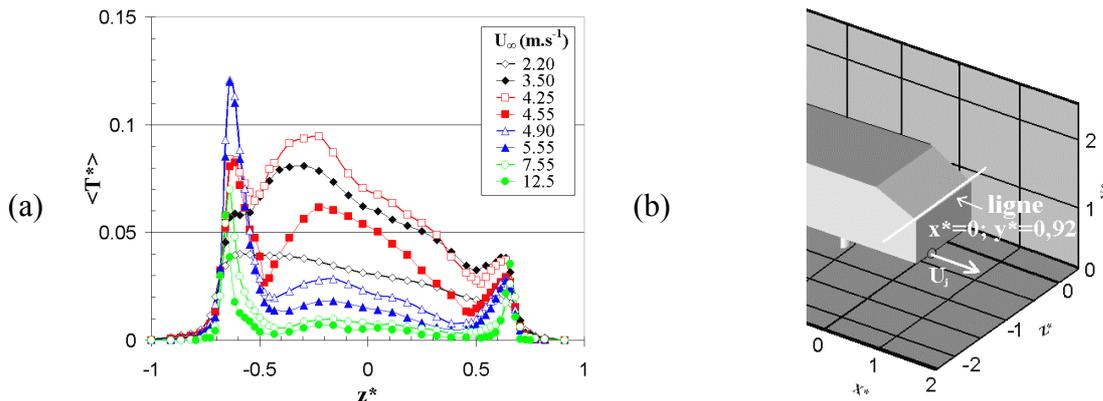


figure 5-1: (a) Profils de la température moyenne le long de la ligne $0z$ ($x^*=0; y^*=0,92$) en fonction de la vitesse amont U_∞
(b) Dispositif expérimental

Pour obtenir une information plus spatiale, nous nous sommes intéressés à la structure du champ scalaire dans la zone de recirculation en réalisant des cartographies dans la partie supérieure du plan vertical $y0z$ située à $x^*=0,125$. La figure 5-2 présente les écarts de température moyenne $\langle T^* \rangle$ obtenus pour $U_\infty = 4,50$ m.s⁻¹, $5,50$ m.s⁻¹, $6,0$ m.s⁻¹ et $8,0$ m.s⁻¹.

On constate que la forme des isothermes pour $U_\infty=4,50$ m.s⁻¹ est similaire à celle observée dans le paragraphe IV-2.1.2 quand $U_\infty=4,0$ m.s⁻¹. Le fluide chauffé s'étale sur toute la largeur du plan, mais est préférentiellement localisé dans la partie située du côté injection ($z^*<0$). A partir de $5,50$ m.s⁻¹, la forme des isothermes change radicalement. La chaleur est alors majoritairement située au niveau du bord, côté injection. Quand la vitesse augmente, on observe également sur le bord opposé, du fluide chauffé dont la température augmente et on constate que dans la zone centrale les isothermes tendent à se creuser fortement. La forme des isothermes montre que c'est l'apparition des vortex de bord qui détermine le changement de comportement de la dispersion de la chaleur.

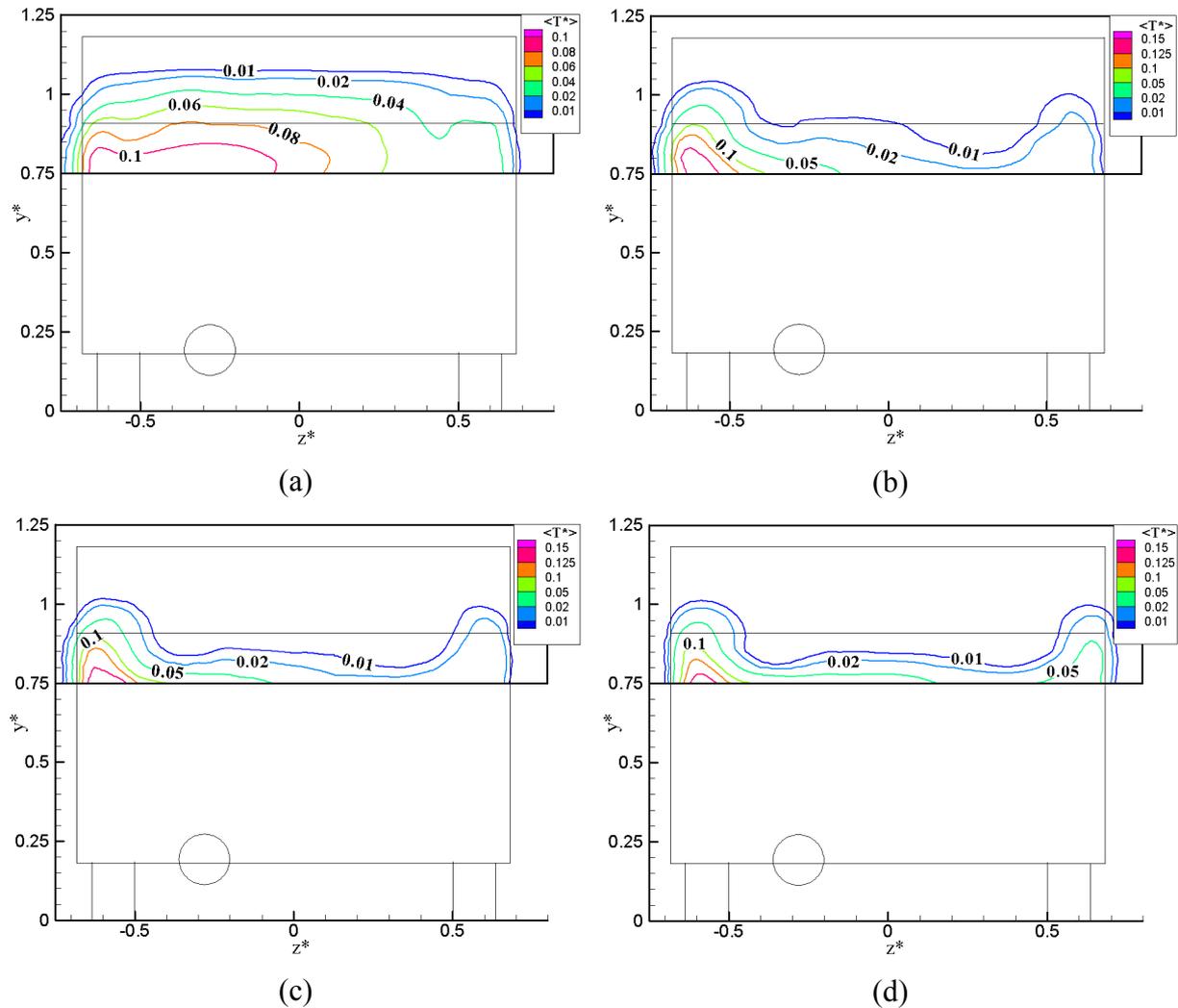


figure 5-2: Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ à $x^*=0,125$
 (a) $U_\infty=4,50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; (b) $U_\infty=5,50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; (c) $U_\infty=8,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$; (d) $U_\infty=12,50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

Pour confirmer ce résultat, nous avons également effectué des mesures de température dans la zone de recirculation, dans un plan xOz parallèle au sol situé à une hauteur $y^*=0,85$, pour des vitesses $U_\infty=4,50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $5,50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $6,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $8,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ces cartographies de température moyenne $\langle T^* \rangle$ sont présentées sur la figure 5-3.

Pour $U_\infty=4,50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, la forme des iso contours de $\langle T^* \rangle$ rappelle l'aspect bidimensionnel déjà obtenu sur la figure 3-10(a) pour $U_\infty=4,0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. A partir de $U_\infty=5,50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, les deux zones de valeurs maximales de $\langle T^* \rangle$, situées au niveau des bords extérieurs, indiquent la présence et la position des deux tourbillons. En augmentant la vitesse de l'écoulement, les vortex deviennent plus énergétiques. Ceci a pour conséquence de diminuer la température moyenne du fluide chauffé dans la partie centrale. Le vortex, situé du côté opposé à l'injection, piège progressivement plus de chaleur. Ces résultats montrent que la transition apparaît pour une

vitesse d'écoulement comprise entre $4,50 \text{ m.s}^{-1}$ et $5,50 \text{ m.s}^{-1}$. Les cartographies obtenues à $U_\infty=6,0 \text{ m.s}^{-1}$ et $8,0 \text{ m.s}^{-1}$ sont similaires à celles déjà présentées sur la figure 3-10(b) pour $U_\infty=12,50 \text{ m.s}^{-1}$.

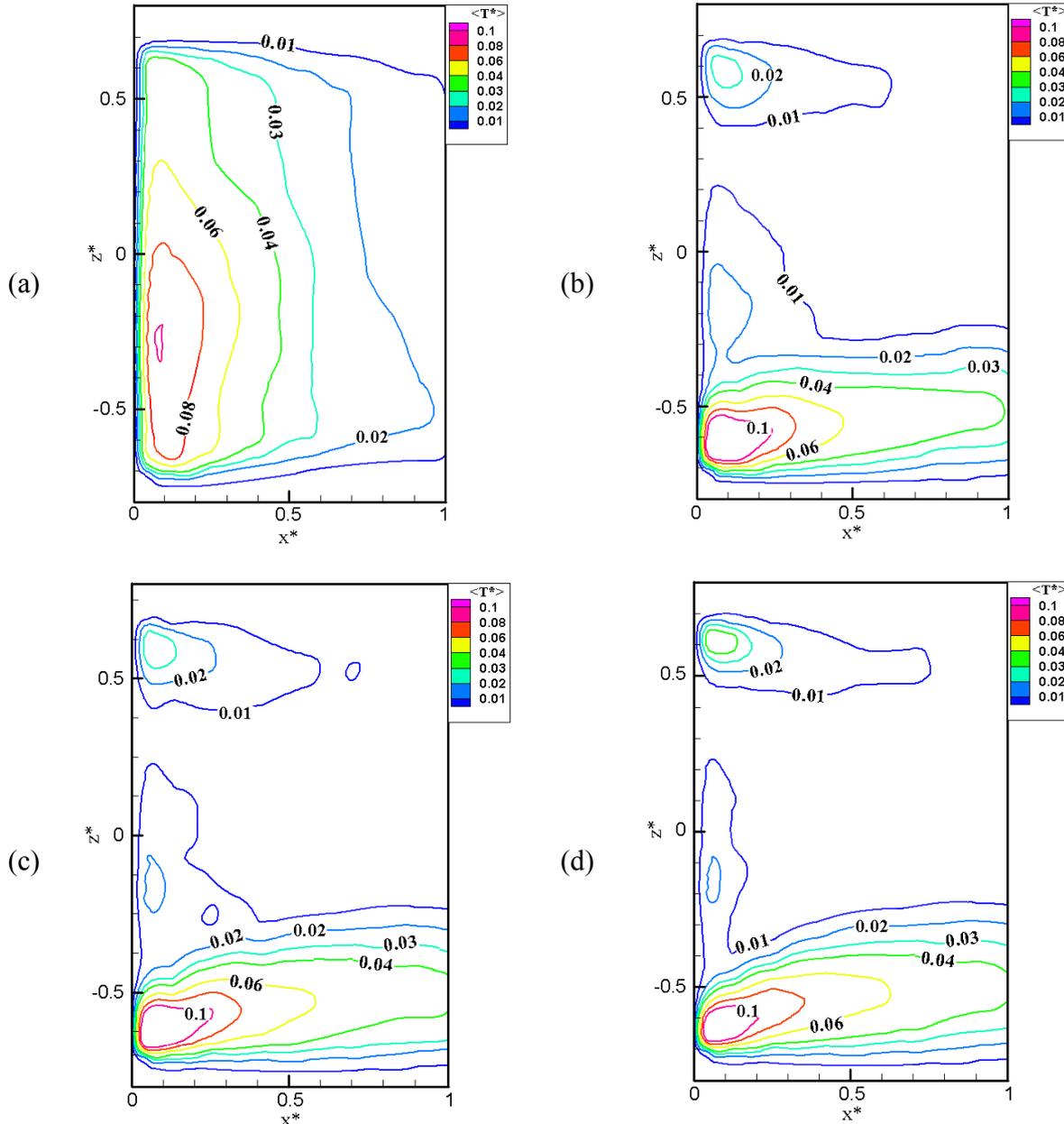


figure 5-3 : Ecart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ à $y^*=0,85$
 (a) $U_\infty=4,50 \text{ m.s}^{-1}$; (b) $U_\infty=5,50 \text{ m.s}^{-1}$; (c) $U_\infty=6,0 \text{ m.s}^{-1}$; (d) $U_\infty=8,0 \text{ m.s}^{-1}$

Une recherche plus précise de la transition a montré qu'il n'était pas possible dans notre situation expérimentale de définir un seuil pour séparer les deux régimes d'écoulement. Dans la gamme de vitesse $4,50 \text{ m.s}^{-1}$ - $5,50 \text{ m.s}^{-1}$ correspondant à la gamme de nombre de Reynolds $Re_L=2,42.10^4$ - $2,95.10^4$, l'écoulement de proche sillage oscille constamment entre deux

régimes : un régime 1 de nature bidimensionnelle que l'on observe pour $U_\infty < 4,50 \text{ m.s}^{-1}$ et un régime 2 de nature tridimensionnelle présent quand $U_\infty > 5,50 \text{ m.s}^{-1}$.

Un exemple de signal de température obtenu dans cette situation est reporté sur la figure 5-4 et montre qu'il est possible de distinguer clairement les deux régimes.

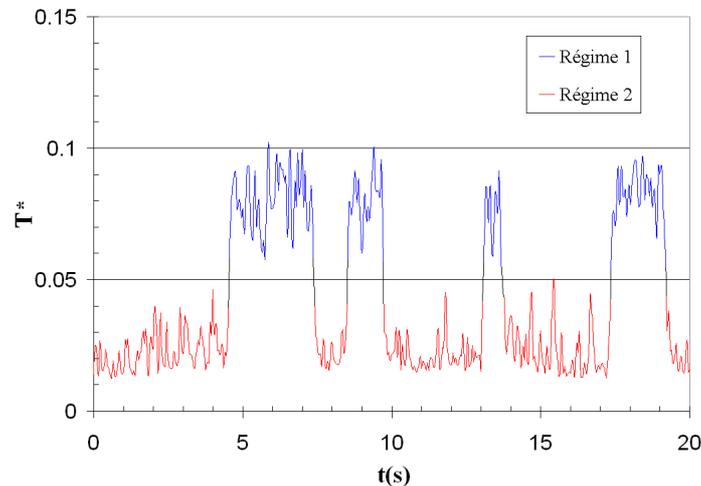


figure 5-4: signal instantané de la température au point ($x^*=0,125$; $y^*=0,85$; $z^*=0$) pour $U_\infty=5,0 \text{ m.s}^{-1}$

Dans cette situation, les moyennes temporelles peuvent être calculées, soit sur la totalité du signal ou en les conditionnant sur le régime de l'écoulement.

Un exemple des moyennes conditionnées selon ces deux régimes sur une ligne parallèle à $0z$ située à $x^*=0,125$; $y^*=0,85$ est présenté sur la figure 5-5 pour $U_\infty=5 \text{ m.s}^{-1}$. Les résultats montrent les profils des valeurs moyennes, écarts types, coefficients de dissymétrie S_θ et d'aplatissement F_θ conditionnés (régime 1 ou régime 2). On observe que les profils des moments conditionnés selon ces deux régimes correspondent respectivement à ceux obtenus à des vitesses $U_\infty=4,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=5,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Pour obtenir une information plus spatiale dans cette plage de nombre de Reynolds, nous présentons sur la figure 5-6 le même type de mesures conditionnées ou non, dans des demi-plans parallèles à la surface inclinée de la maquette à une distance $h^*=0,05$ de celle ci.

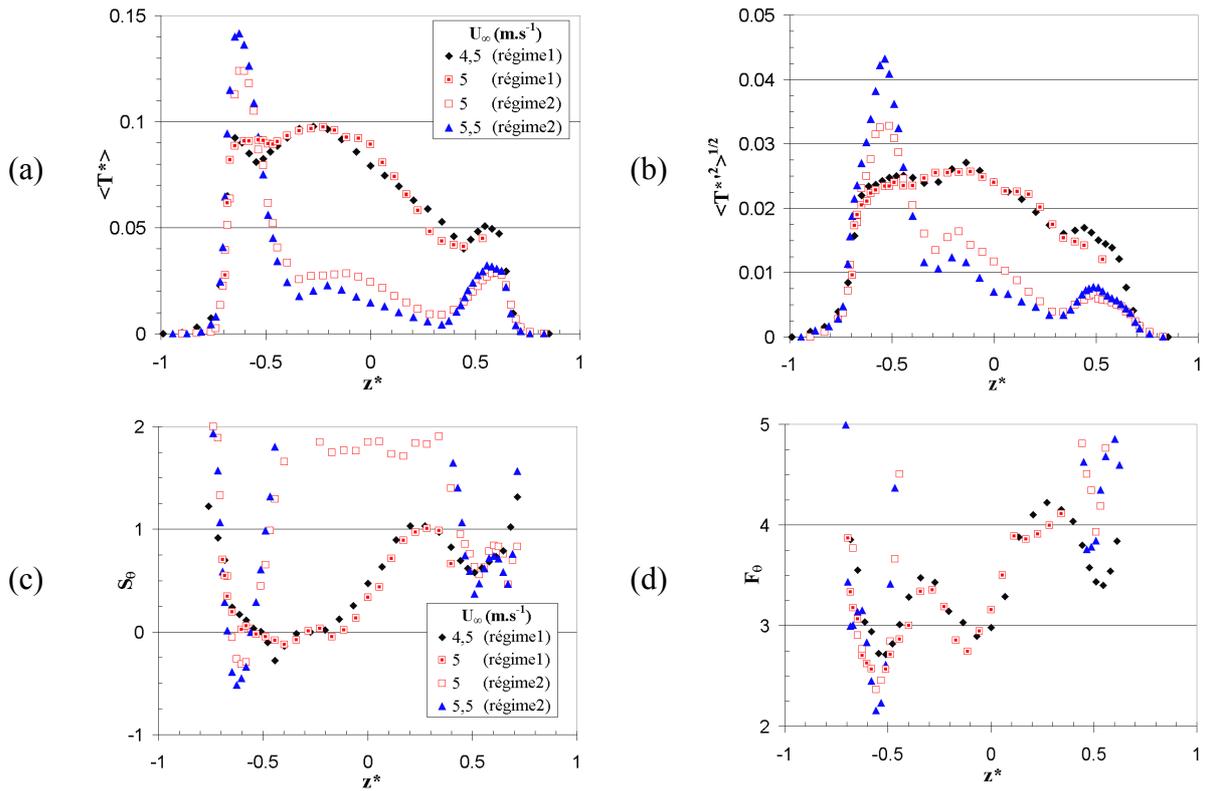


figure 5-5: Profils de (a) la température moyenne $\langle T^* \rangle$, (b) l'écart type de la température $\langle T'^*{}^2 \rangle^{1/2}$, (c) coefficient de dissymétrie S_θ et (d) coefficient d'aplatissement F_θ le long de la ligne $0z$ ($x^*=0,125$; $y^*=0,85$)

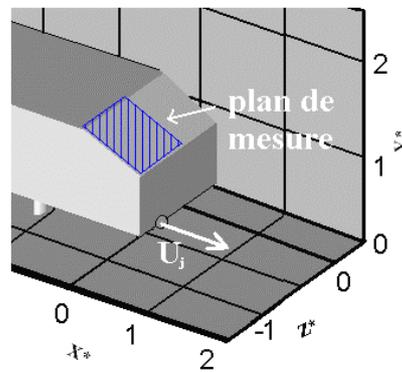


figure 5-6: dispositif expérimental

Les vitesses suivantes $U_\infty=3,50 \text{ m.s}^{-1}$; 4 m.s^{-1} ; $4,25 \text{ m.s}^{-1}$; $4,50 \text{ m.s}^{-1}$; $4,75 \text{ m.s}^{-1}$; 5 m.s^{-1} ; $5,25 \text{ m.s}^{-1}$; $5,50 \text{ m.s}^{-1}$ et 6 m.s^{-1} ont été étudiées. Nous présentons sur la figure 5-7, à titre d'exemple, le plan réalisé pour $U_\infty=4,75 \text{ m.s}^{-1}$. Les résultats mettent en évidence la différence de structure du champ moyen de température obtenue en considérant soit l'ensemble des évènements soit en conditionnant les mesures selon les régimes 1 et 2.

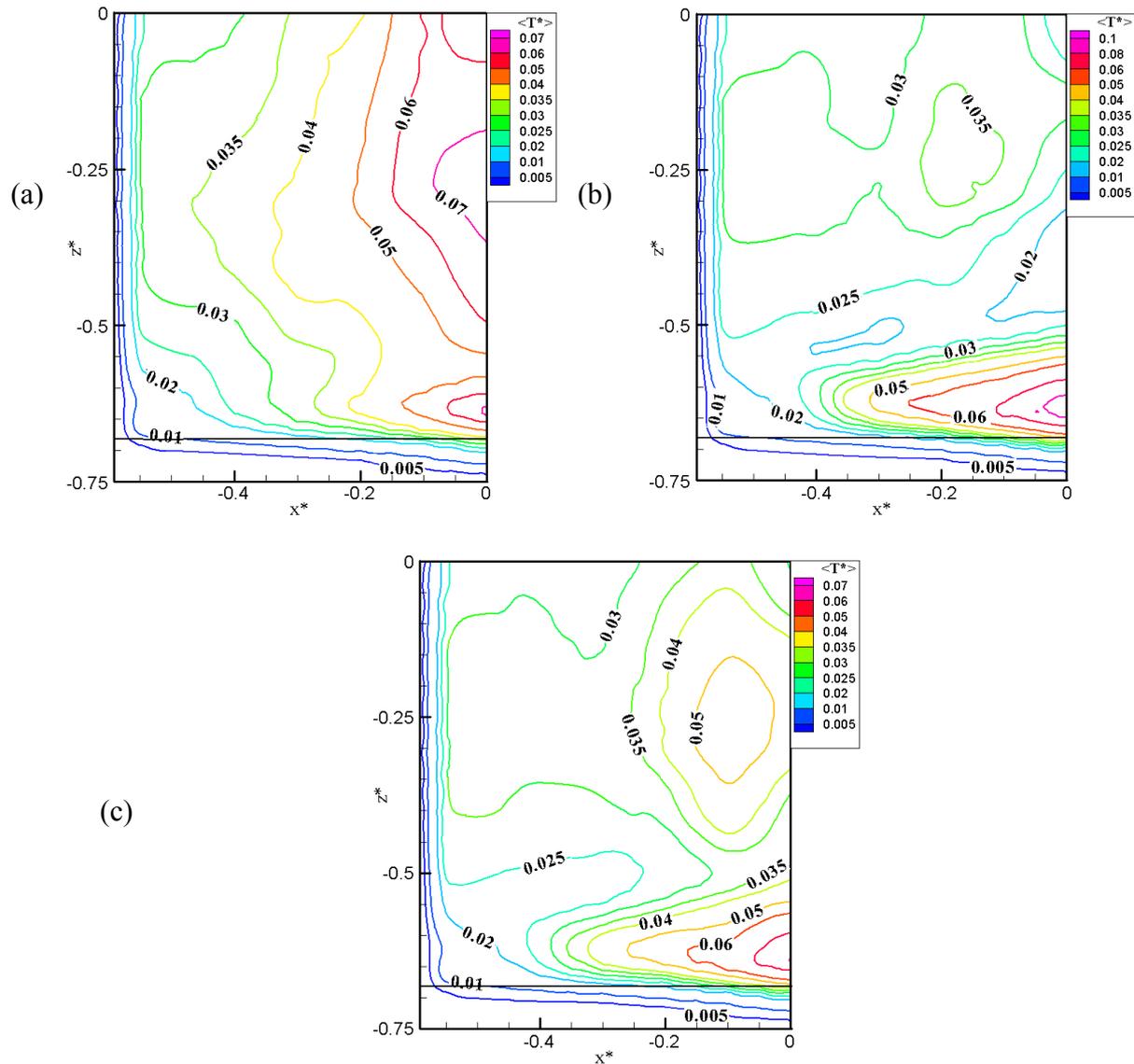


figure 5-7: Ecart de la température moyenne pour $U_\infty=4,75 \text{ m.s}^{-1}$:
 (a) régime 1; (b) régime 2; (c) régime moyen

L'aspect instable de l'écoulement de sillage, oscillant entre deux régimes pour cette gamme particulière de nombres de Reynolds, peut être caractérisé par un coefficient d'intermittence γ défini comme la fréquence d'apparition du régime 1. La figure 5-8 présente les variations de γ en fonction de la vitesse de l'écoulement en un point de mesure situé dans la zone de recirculation à ($x^*=0,125$; $y^*=0,85$; $z^*=0$). On peut ainsi définir un nombre de Reynolds critique Re_L correspondant au cas $\gamma=0,50$. On obtient alors $U_{\infty c} \approx 5 \text{ m.s}^{-1}$ et un nombre de Reynolds critique $Re_{Lc} \approx 2,7 \cdot 10^4$.

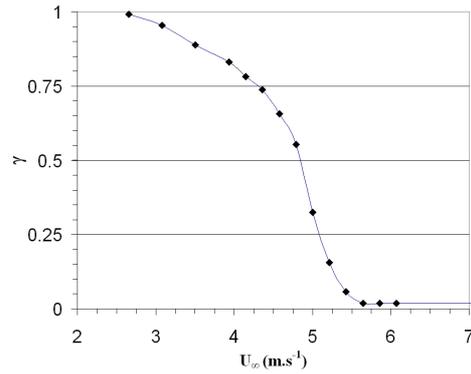


figure 5-8: Profils du coefficient d'intermittence γ au point ($x^*=0,125$; $y^*=0,85$; $z^*=0$)

Cette détermination de la transition a été confirmée par des mesures de vitesse. Nous présentons à titre d'exemple sur la figure 5-9(a) des signaux de la vitesse longitudinale mesurés au point de coordonnées ($x^*=0,125$; $y^*=0,85$; $z^*=0$) et qui montrent également l'existence de deux régimes pour $U_\infty = 5,50 \text{ m.s}^{-1}$.

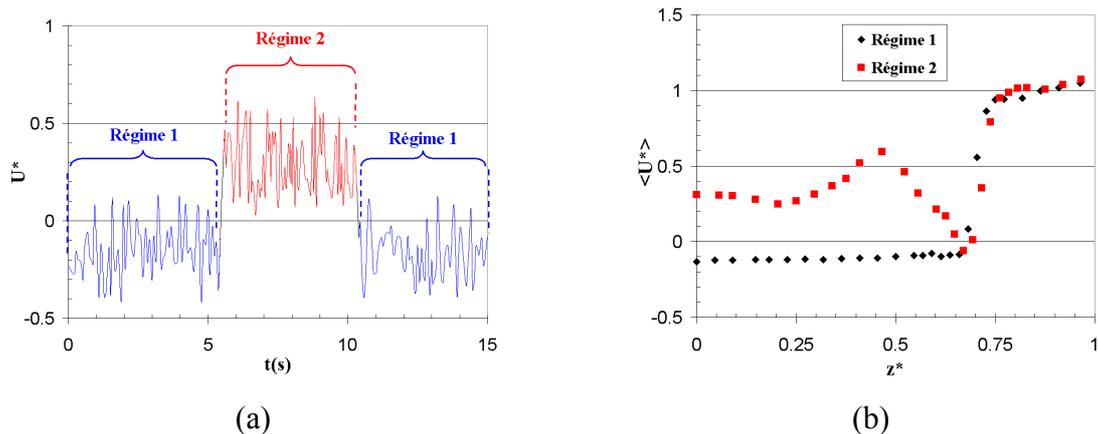


figure 5-9: (a) signal instantané de la vitesse longitudinale et (b) profil de la vitesse longitudinale moyenne conditionnée au point ($x^*=0,125$; $y^*=0,85$; $z^*=0$)

La figure 5-9(b) présente les profils de la vitesse longitudinale moyenne conditionnée obtenus sur une ligne parallèle à $0z$ située juste au-dessus du culot de la maquette à $x^*=0$; $y^*=0,92$ pour $U_\infty = 5,50 \text{ m.s}^{-1}$. Cette ligne a déjà été utilisée pour les mesures de température de la figure 5-1. Cette figure montre l'existence d'un décollement sur toute la largeur de la paroi inclinée dans le cas du régime 1. Dans le cas du régime 2, ce décollement disparaît totalement et on retrouve une très légère zone de vitesse négative située à $z^*=0,66$ mise en évidence sur la figure 3-3.

V-1.2 Aspect instationnaire

Après avoir mis en évidence cette transition en régime stationnaire, nous avons voulu savoir ce qui se produisait en régime instationnaire, correspondant au cas où la voiture accélère ou décélère. Pour cela, la vitesse d'injection du jet chaud U_j reste constante et on met en marche ou on arrête le moteur de la soufflerie.

La figure 5-10 présente des mesures de température en différents points du sillage: A($x^*=-0,25$; $y^*=1,03$; $z^*=0$), B($x^*=0$; $y^*=0,92$; $z^*=0$) et C($x^*=0,25$; $y^*=0,80$; $z^*=-0,58$). Ces mesures ont été effectuées en régimes accéléré ou décéléré avec un nombre de Reynolds Re_L variant entre 0 et $6,7 \cdot 10^4$.

Pour le cas accéléré, pour les deux premières positions A et B situées au dessus de la surface inclinée dans le plan médian, la valeur instantanée de la température T^* augmente initialement, puis chute brutalement pour s'approcher d'une valeur nulle. Ce phénomène correspond à celui observé en stationnaire, quand le sillage bidimensionnel devient tridimensionnel pour $Re_L > Re_{Lc}$. Pour ces deux points situés dans le plan médian, la transition apparaît en A ($x^*=-0,25$) à $t=6,66$ s et en B ($x^*=0$) à $t=8$ s. Ces valeurs correspondent à des vitesses critiques $U_{\infty c} \approx 9,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $11,5 \text{ m.s}^{-1}$.

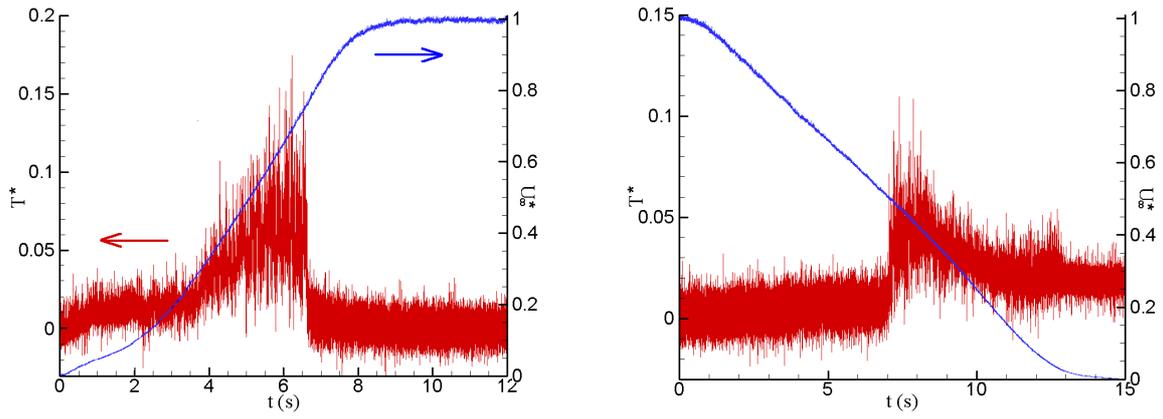
En C, en un point situé près du vortex de bord, on constate que le signal de température comporte deux parties distinctes, avec des niveaux de fluctuations différents. Dans ce cas, la transition apparaît à $t=8$ s, soit $U_{\infty c} \approx 11,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Le décalage entre les valeurs de la vitesse critique observée en A, B et C, s'explique par la modification du champ de température durant la transition. Lorsque l'écoulement se recolle, l'air froid atteint tout d'abord le point A ($x^*=-0,25$), puis les points B et C situés plus en aval.

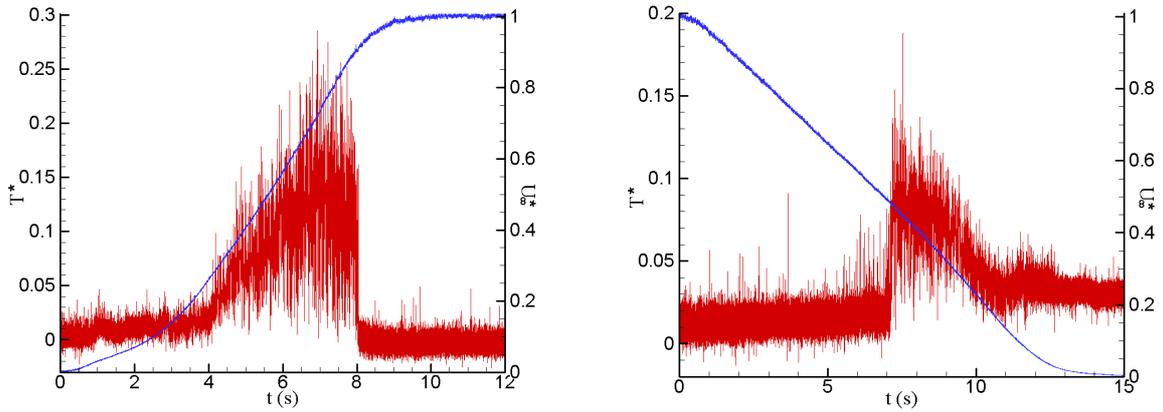
Ce processus est présenté sur la figure 5-11 où nous avons schématisé le déplacement du tourbillon supérieur quand le nombre de Reynolds Re_L augmente.

Pour le champ thermique en aval du culot, cette vitesse critique correspond dans le cas accéléré à $U_{\infty c} \approx 11,5 \text{ m.s}^{-1}$ et à un nombre de Reynolds critique $Re_{Lc} \approx 6,2 \cdot 10^4$.

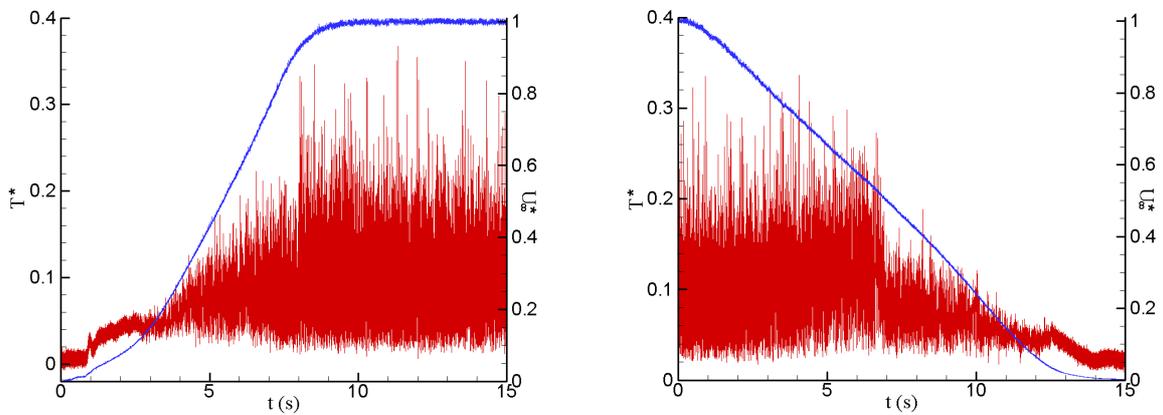
Pour le champ dynamique, il est probable que cette transition se fasse à un nombre de Reynolds inférieur, mais toutefois supérieur au nombre de Reynolds déterminé dans le cas stationnaire.



$A (x^*=-0,25; y^*=1,03; z^*=0)$



$B (x^*=0; y^*=0,92; z^*=0)$



$C (x^*=0,25; y^*=0,80; z^*=-0,58)$

signal de température en rouge; signal de vitesse en bleu

régime accéléré à gauche; régime décéléré à droite

figure 5-10: Mise en évidence de la transition instationnaire pour $0 \leq Re_L \leq 6,7 \cdot 10^4$

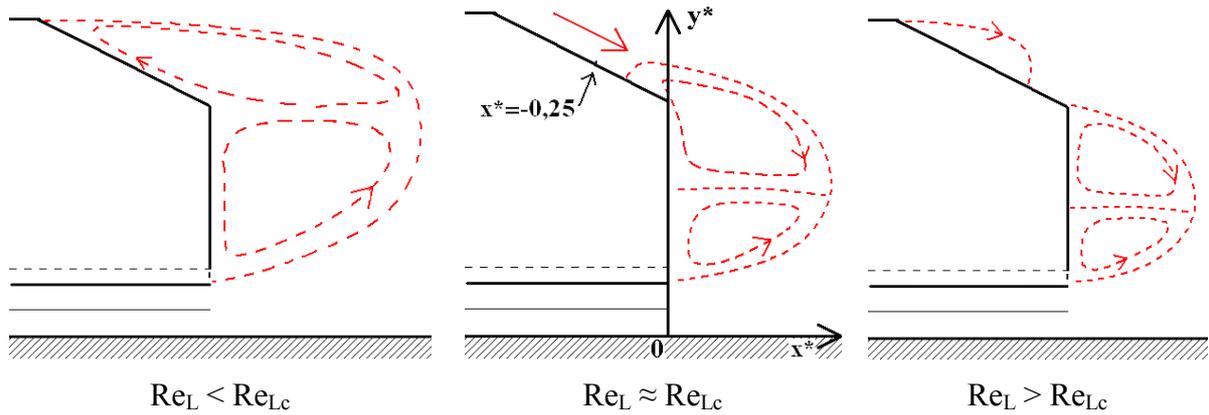


figure 5-11: Structure de la zone de recirculation dans le plan médian en fonction de Re_L

Pour le cas décéléré, on retrouve globalement le même comportement mais de manière inversée. Toutefois, le décalage existant entre les vitesses critiques aux positions A, B et C est relativement négligeable. La vitesse critique observée est de l'ordre de $6,35 \text{ m.s}^{-1}$. Cette apparente hystérésis concerne uniquement la structure du champ de température aux points A, B et C. L'évolution temporelle du champ thermique est en retard sur celle du champ dynamique aussi bien dans les régimes accéléré ou décéléré. Ceci nous limite pour une détermination précise de la vitesse critique en instationnaire, celle-ci doit être toutefois comprise entre $6,35 \text{ m.s}^{-1} \leq U_{\infty c} \leq 11,50 \text{ m.s}^{-1}$. La valeur de l'accélération peut avoir également un rôle important. Dans le cas présent il n'était pas possible de contrôler ces accélérations qui étaient respectivement égales à $0,17 \text{ m.s}^{-2}$ et $-0,078 \text{ m.s}^{-2}$.

V-2 Scénarios du transport du scalaire

Les résultats décrits dans le chapitre IV ont montré la complexité du champ thermique quand on injecte localement de la chaleur dans le proche sillage du corps d'Ahmed. Des différences notables existent selon l'angle d'inclinaison α de la maquette et la vitesse amont de l'écoulement U_{∞} . Ce paragraphe a pour but de proposer différents scénarios du transport d'un scalaire selon les différentes configurations géométriques et types de sillage.

V-2.1 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=25^\circ$

Dans le paragraphe V-1, nous avons mis en évidence l'existence d'une transition stationnaire de l'écoulement de sillage pour un nombre de Reynolds Re_{Lc} de $2,7 \cdot 10^4$. Ce changement de régime se répercute sur la dispersion de la chaleur dans le proche sillage. Pour $Re_L < Re_{Lc}$, le champ thermique présente un aspect bidimensionnel. Pour $Re_L > Re_{Lc}$, la présence de tourbillons longitudinaux concentre le champ thermique sur les deux bords du

sillage lui donnant un aspect tridimensionnel. Nous allons maintenant examiner successivement ces deux différentes situations.

V-2.1.1 Transport du scalaire pour $Re_L < Re_{Lc}$

Dans ce régime, le scalaire injecté par le tube d'échappement est soit transporté directement vers la zone de sillage ou en partie piégé par la zone de recirculation.

Dans le premier cas, le scalaire suit une trajectoire quasi rectiligne alignée par rapport au tube d'injection.

Dans le second cas, comme le montre la figure 5-12, le fluide chauffé est happé par le tourbillon inférieur. Il revient vers le culot de la maquette où il peut soit rester dans ce vortex anti-horaire ou être piégé par le tourbillon supérieur. Ceci explique la présence de fluide chauffé au-dessus de la lunette arrière. Le fluide chauffé est ensuite émis vers la zone de sillage.

Les profils des écarts de la température moyenne de la figure 5-13 montrent à la fois l'effet du fluide chauffé transporté directement vers la zone de sillage et de celui emmagasiné dans la zone de recirculation.

Ces deux types de fluide chauffé (ou transportant un scalaire quelconque), directement éjecté vers la zone de sillage ou émis par la zone de recirculation, vont avoir des temps de séjour différents dans la zone de proche sillage. La partie piégée par la zone de recirculation aura ainsi une probabilité plus grande de subir des processus additionnels physiques ou chimiques.

Nous avons visualisé au laboratoire dans un tunnel hydraulique le transport de particules d'étain injectées localement au culot d'un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=25^\circ$. L'anode se comporte ici comme un pot d'échappement mais avec une vitesse d'injection nulle. A ce faible nombre de Reynolds $Re_L=1,6.10^3$, les particules sont totalement captées par la zone de recirculation comme le montre la figure 5-14. On distingue sur cette figure la zone de recirculation et ses deux tourbillons horaire et anti-horaire et on constate que les lignes d'émission du scalaire mettent en évidence le comportement décrit précédemment. Comme pour les champs thermiques, une partie du contaminant atteint également la région située juste au-dessus de la paroi inclinée.

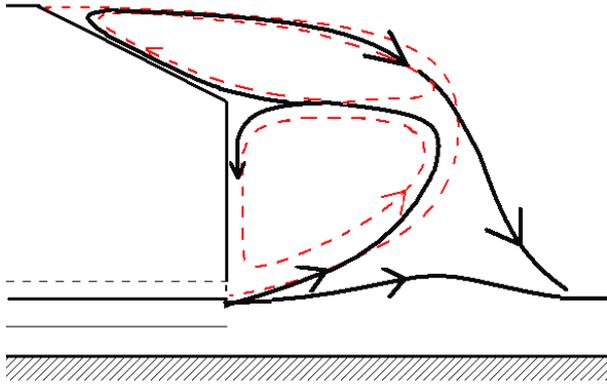


figure 5-12: Transport du scalaire pour $\alpha=25^\circ$ et $Re_L < Re_{Lc}$

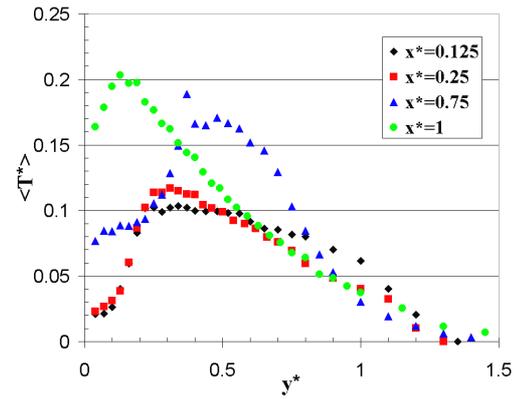


figure 5-13: Profils des écarts de température moyenne à $z^*=0$

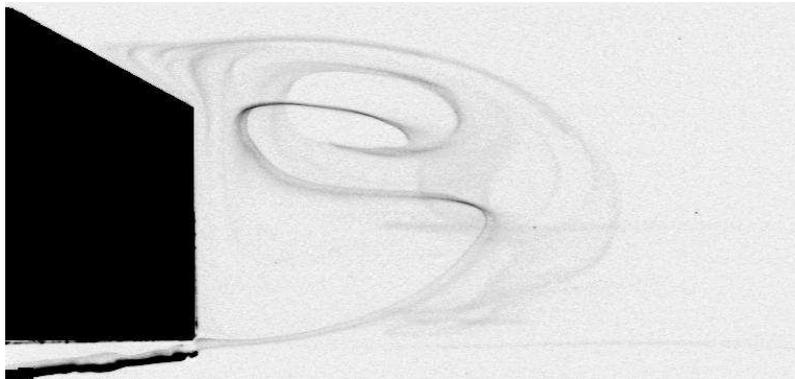


figure 5-14: Visualisation par électrolyse dans une veine hydraulique pour $Re_L=1,6 \cdot 10^3$

V-2.1.2 Transport du scalaire pour $Re_L > Re_{Lc}$

Au-dessus de la transition, l'écoulement de sillage devient tridimensionnel. Il est caractérisé par la présence de tourbillons de bord et par un recollement du fluide sur la lunette arrière. Cependant, comme nous l'avons montré dans le paragraphe III-1 et comme le montrent les travaux de Howard et Pourquie [36] et de Hinterberger et al. [35], cet écoulement au-dessus de la lunette arrière n'est pas continûment recollé. Les résultats décrits dans le chapitre précédent ont montré que ce phénomène d'intermittence avait également une influence sur le champ thermique.

Pour examiner de manière plus détaillée le transport du scalaire dans cette situation, nous considérons successivement les zones de proche sillage (paroi inclinée et zone de recirculation) et de sillage lointain.

V-2.1.2.1 Zone de sillage proche

Comme pour $Re_L < Re_{Lc}$, le fluide chauffé injecté par le tube d'échappement se dirige soit vers la zone de sillage ou est capté par le tourbillon inférieur anti-horaire de la zone de recirculation. Dans ce dernier cas, le scalaire revient également vers l'arrière de la maquette, piégé par le tourbillon inférieur ou happé par le tourbillon supérieur.

Plan médian

Dans ce plan, quand l'écoulement est recollé sur la lunette arrière, le fluide chauffé ne peut pas atteindre la région située au dessus la lunette arrière, comme le montre le dessin de la figure 5-15(a). Cependant à certains instants, l'écoulement décolle (figure 5-15(b)). Pendant ces brefs moments, le fluide chauffé peut être transporté au dessus de la paroi inclinée. Ceci explique le faible niveau de température moyenne que nous avons pu noter dans cette zone médiane sur les figures 4-7 (a) et (b).

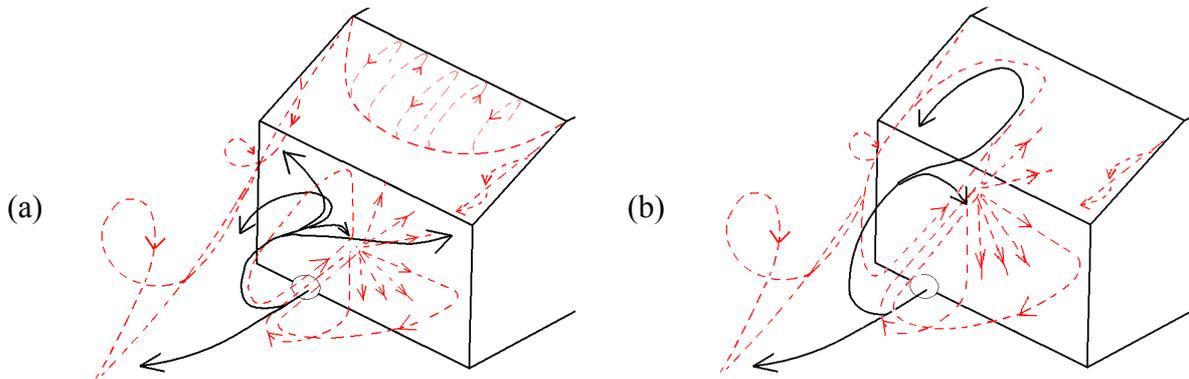


figure 5-15: Transport du scalaire pour $\alpha=25^\circ$ et $Re_L > Re_{Lc}$ (a) cas 1 et (b) cas 2

Nous avons effectué au Bassin d'Essais des Carènes des visualisations par tranche laser dans le plan $y0z$ du transport de bulles d'air injectées à la position S ($x^*=0$; $y^*=0,3$; $z^*=-0,48$) pour un nombre de Reynolds $Re_L=1,6.10^6$.

La figure 5-16(a) met en évidence l'aspect tridimensionnel du transport du scalaire dans la zone de recirculation. Une partie des bulles est happée par le tourbillon inférieur tandis qu'une autre se dirige vers la zone de sillage. La figure 5-16(b) correspond au cas de la figure 5-15(a), les bulles d'air sont à la fois piégées dans les tourbillons horaire et anti-horaire de la zone de recirculation. La figure 5-16(c) correspond au cas de la figure 5-15(b), des bulles d'air sont localisées au dessus du hayon, dans le tourbillon supérieur de la zone de recirculation.

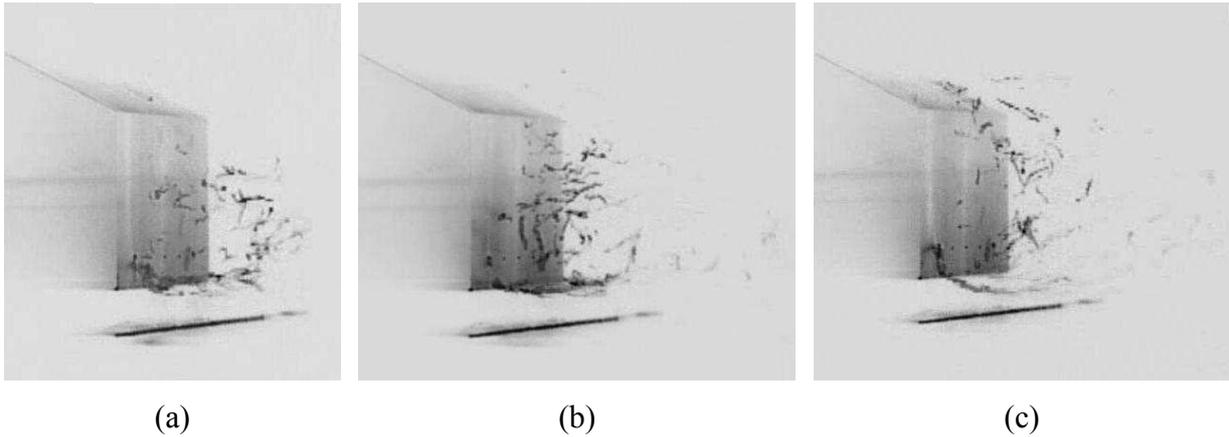


figure 5-16: visualisation par tranche laser avec échappement de bulles d'air pour $Re_L=1,6.10^5$

"Bord" du sillage

Dans cette zone, le fluide chauffé piégé par la zone de recirculation est attiré par le tourbillon de bord situé du côté de l'injection. Ce phénomène s'amplifie en aval et progressivement le fluide chauffé se retrouve dans les deux tourbillons de bord.

Pour expliquer la présence de fluide chauffé sur le bord de la lunette arrière, il est nécessaire de considérer le champ de température moyen existant juste au dessus de la lunette arrière. Sur la figure 5-17, la forme des isothermes révèle que du fluide chauffé remonte le long du bord de la paroi inclinée au voisinage de $z^*=-0,65$.

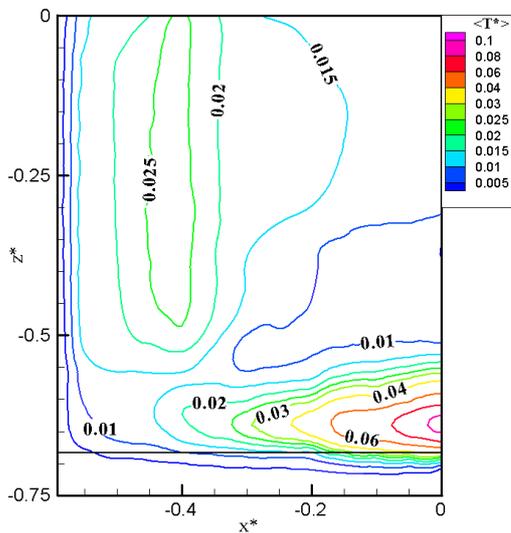


figure 5-17: Ecart de la température moyenne pour $U_\infty=6 m.s^{-1}$

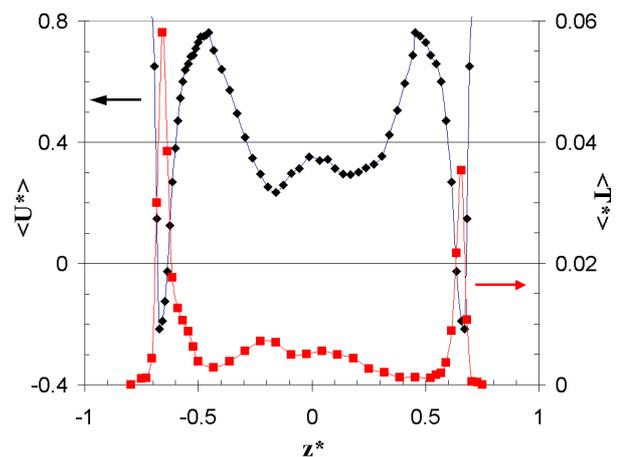


figure 5-18: Profils de $\langle T^* \rangle$ et de $\langle U^* \rangle$ le long de la ligne $0z$ ($x^*=0$; $y^*=0,92$)

Ceci est confirmé par les résultats présentés sur les figures 5-17 et 5-18. On observe sur la figure 5-18, que les positions des valeurs maximales de la température moyenne $\langle T^* \rangle$ sont situées à $z^*=\pm 0,66$ et correspondent exactement avec celles où la vitesse longitudinale

moyenne $\langle U^* \rangle$ est négative. L'existence de ces valeurs négatives est confirmée sur les plans longitudinaux xOy passant par $z^* = \pm 0,66$ et présentés sur la figure 5-19.

Il existe ainsi un écoulement secondaire situé près du bord de la lunette arrière et distinct du tourbillon de bord. C'est ce que montre le champ de vitesse présenté sur la figure 5-20. Dans ce plan transversal, situé à $x^* = 0$, on identifie de l'extérieur vers l'intérieur cet écoulement secondaire, le tourbillon de bord et l'écoulement recollé.

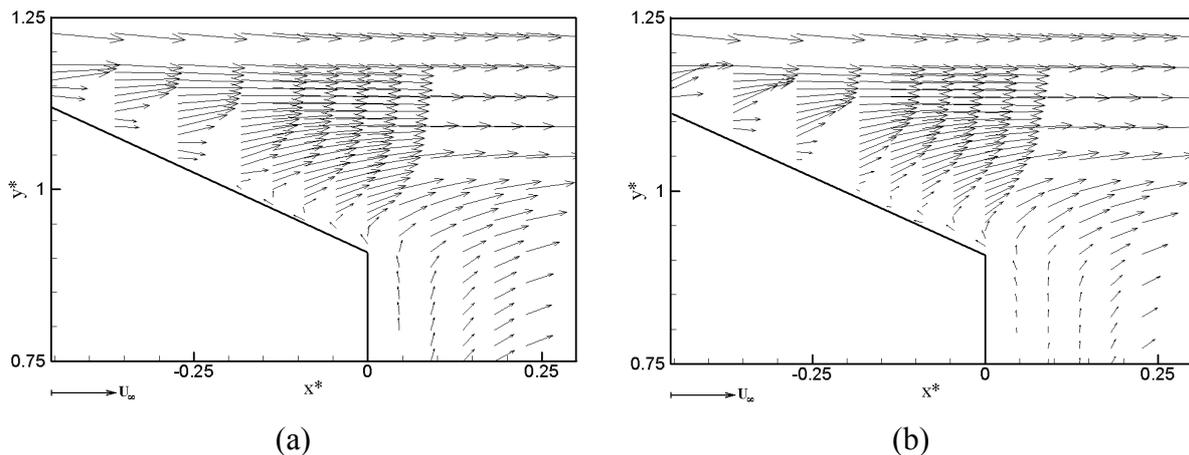


figure 5-19 : Champs de vecteurs vitesses dans le plan longitudinal xOy situés à :
(a) $z^* = 0,66$ et (b) $z^* = -0,66$

Le champ de température à la même distance a été tracé sur la figure 5-21 conjointement avec le champ de vitesse. La zone de température maximale correspond exactement à la position de l'écoulement secondaire. La forme des vecteurs vitesses montre que ce tourbillon de bord tend à entraîner cet écoulement secondaire chauffé. Il est à noter que pour $x^* > 0$ cet écoulement secondaire de vitesse longitudinale négative disparaît.

La position de cet écoulement secondaire correspond approximativement à la position de l'écoulement de bord mentionné par Spohn et Gilliéron [64]. L'existence d'une vitesse moyenne longitudinale négative de fluide chauffé suggère que cet écoulement secondaire pourrait résulter de l'impact du tourbillon horaire de la zone de recirculation sur la partie supérieure du sillage. Cette interaction pouvant se faire, les vitesses périphériques présentes dans le tourbillon horaire étant du même ordre de grandeur que les vitesses présentes juste au dessus de la paroi inclinée.

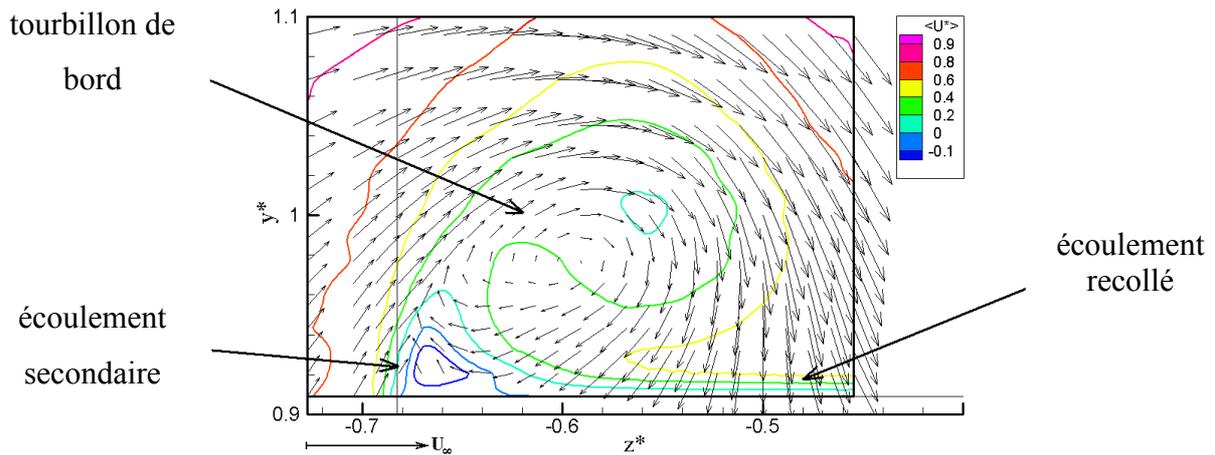


figure 5-20: Champ des vecteurs vitesse moyens et iso contours de la vitesse moyenne longitudinale $\langle U^* \rangle$ dans le plan transversal $y=0$ à $x^*=0$

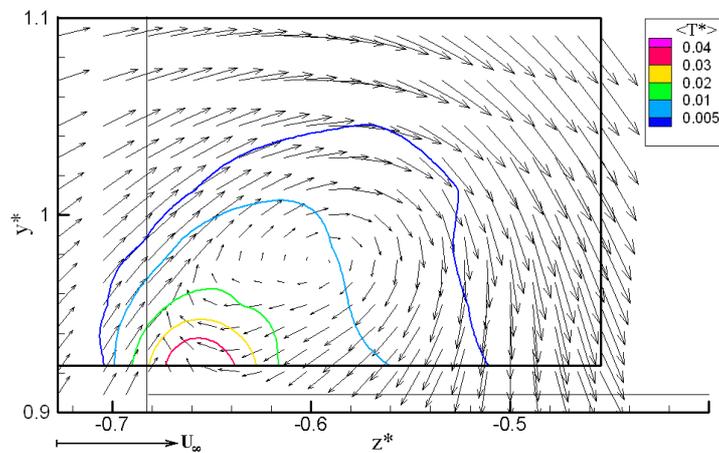


figure 5-21: Champ des vecteurs vitesse moyens et iso contours de l'écart de la température moyenne $\langle T^* \rangle$ dans le plan transversal $y=0$ à $x^*=0$

En revanche, la figure 5-20 ne met pas en évidence la présence du tourbillon secondaire notée par Spohn et Gilliéron [64]. Ces différences sont peut-être reliées aux techniques différentes utilisées dans ces deux études: visualisation et anémométrie Doppler Laser. Dans le premier cas, il est possible de montrer des structures instantanées. Dans le second cas, la mesure du champ de vitesse va moyennner spatialement et temporellement les structures instantanées et ne garder que les structures permanentes dans le temps et dans l'espace.

V-2.1.2.2 Zone de sillage intermédiaire

Plus en aval, le fluide chauffé devient progressivement contrôlé par les deux vortex longitudinaux comme le montrent sur la figure 5-22 les cartographies des champ de température et de vitesse moyennes dans les plans transversaux situés à $x^*=2$ et $x^*=5$.

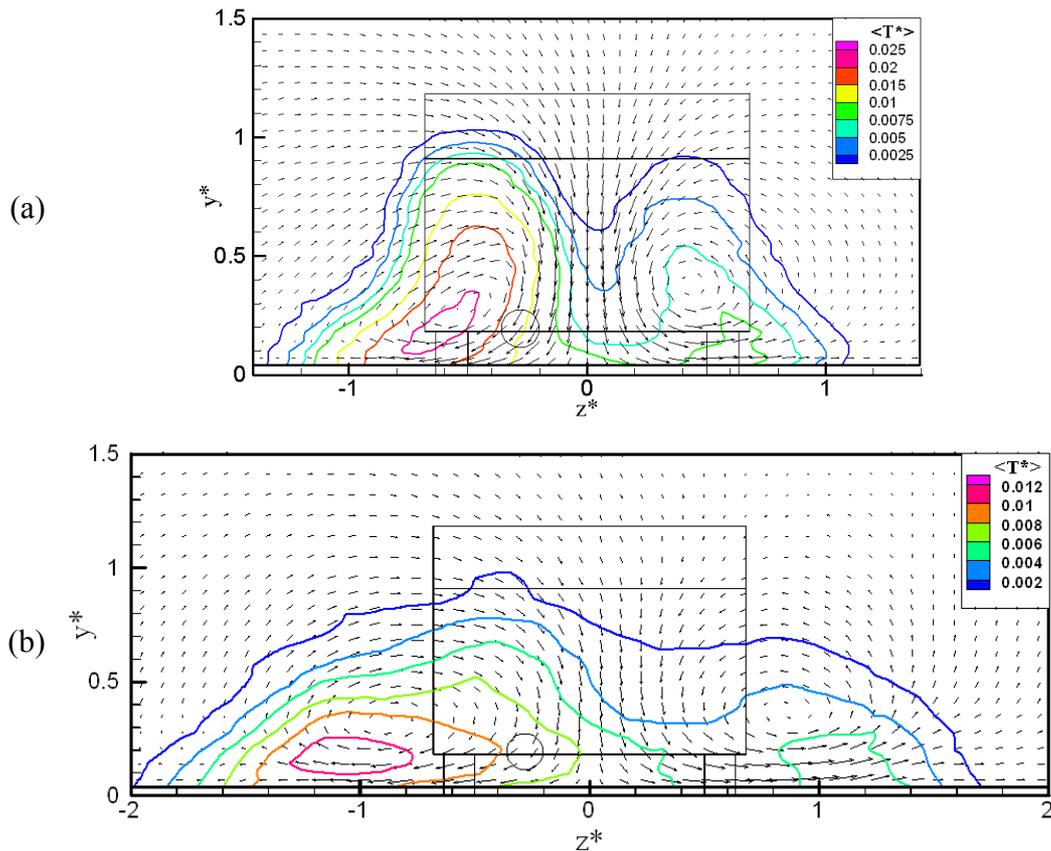


figure 5-22: Champ des vecteurs vitesses moyens et iso contours de l'écart de la température moyenne $\langle T^* \rangle$ à: (a) $x^*=2$ et (b) $x^*=5$

V-2.2 Angle d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=5^\circ$ et 40°

Pour des angles d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=5^\circ$ et 40° , la structure de l'écoulement est bidimensionnelle. Dans le premier cas, la zone de recirculation de forme torique se développe derrière le culot. Dans le second cas, cette zone s'étend du culot jusqu'au bord supérieur de la surface inclinée. La figure 5-23 présente schématiquement le transport du scalaire en fonction de l'angle d'inclinaison α . Les trajectoires suivies par le fluide chauffé, ainsi que les cartographies de la température moyenne de la figure 4-11 et de la figure 4-14, rappellent celles déjà obtenues dans le cas $\alpha=25^\circ$ en dessous de la transition.

Comme au paragraphe V-2.1.1, nous avons visualisé au laboratoire le transport des particules d'étain dans une veine hydraulique à faible nombre de Reynolds $Re_L=1,6 \cdot 10^3$. On constate que les particules sont piégées par la zone de recirculation. Une fois happé par le vortex inférieur anti-horaire, le scalaire s'accumule dans les deux tourbillons.

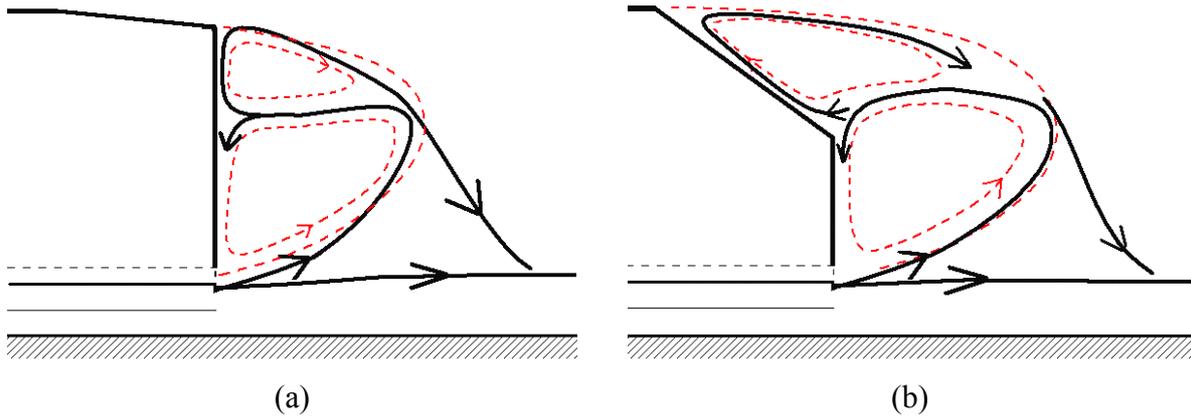


figure 5-23: Transport du scalaire (a) pour $\alpha=5^\circ$ et (b) pour $\alpha=40^\circ$

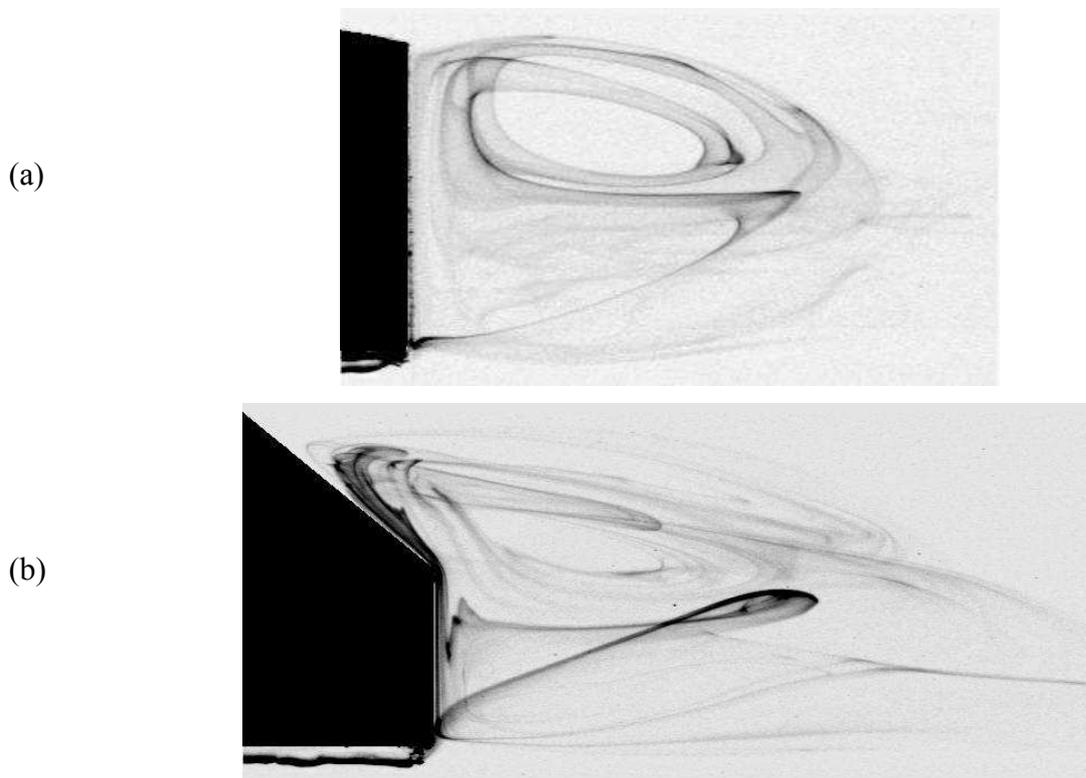


figure 5-24: Visualisation par électrolyse (a) $\alpha=5^\circ$ et (b) $\alpha=40^\circ$ pour $Re_L=1600$

L'ensemble des résultats précédents et des visualisations montrent que le scalaire émis par le tube d'injection est soit directement dirigé vers la zone de sillage ou happé par le tourbillon inférieur anti-horaire. Ensuite, le fluide chauffé revient vers l'arrière de la maquette et une partie de ce dernier est piégée par le tourbillon supérieur. Ce scénario est en accord avec celui proposé par Richards et al. [54][55] en aval d'une maquette de type bi-corps "fastback" pour un nombre de Reynolds $Re_L=1,19 \times 10^6$. Les quelques mesures de concentrations moyennes présentées par ces auteurs montrent que pour des distances inférieures à la longueur de la zone de recirculation la concentration est maximale dans une zone située en face du tuyau

d'échappement. Nous avons également obtenu ce résultat dans les trois situations étudiées. L'absence d'information sur les caractéristiques des fluctuations de concentrations ne nous a pas permis de réaliser d'autres comparaisons.

Ce scénario présente également certaines analogies avec la description donnée par Vinçont et al. [69] dans le cas de la dispersion d'un scalaire à partir d'une ligne source placée dans le sillage proche d'un obstacle 2D, et que nous avons rappelée dans le paragraphe I-2.1.

V-3 Mélange

Dans ce paragraphe, nous allons analyser comment le fluide chauffé injecté se mélange au reste du sillage. Pour cela, nous étudierons successivement les variations de plusieurs grandeurs qui peuvent caractériser ce mélange comme l'écart de la température moyenne maximale, l'intensité maximale des fluctuations de température et le taux de dissipation de ces fluctuations.

V-3.1 Evolution de la température moyenne maximale

La figure 5-25 présente l'évolution de la température moyenne maximale en fonction de x^* pour les trois angles d'inclinaison α et les deux vitesses amonts étudiées : (a) $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et (b) $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Pour le cas $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ où la structure des champ de vitesse et de température est approximativement bidimensionnelle. On constate que les décroissances de $\langle T^* \rangle_{\max}$ pour les trois cas sont relativement voisines. Les valeurs obtenues pour $\alpha=5^\circ$ et 40° sont toujours plus faibles que celles observées pour $\alpha=25^\circ$.

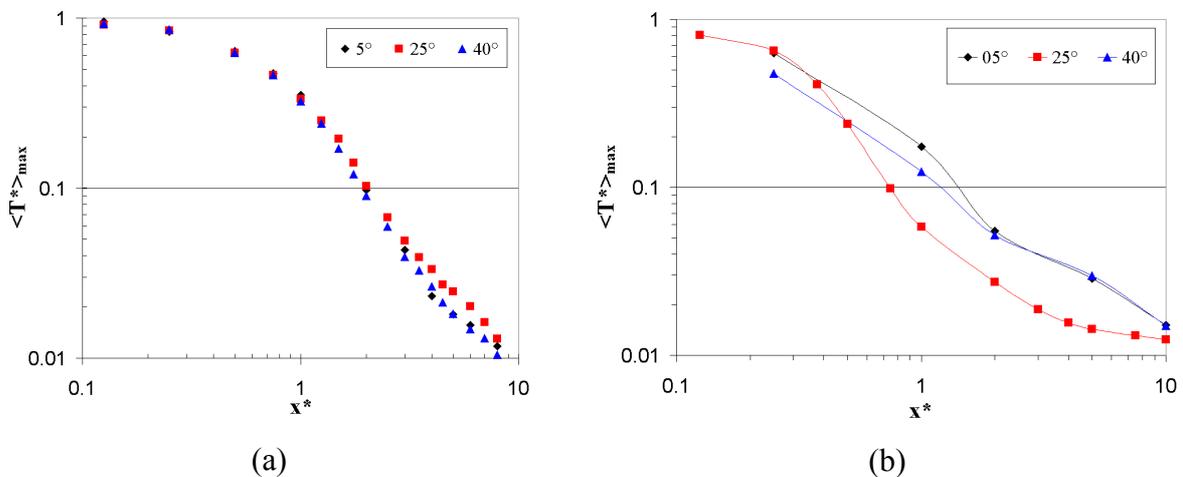


figure 5-25: Température moyenne maximale $\langle T^* \rangle_{\max}$ en fonction de x^* , de l'angle α et de : (a) $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et de (b) $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

Dans le cas $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, la structure des champs de vitesse et de température est toujours approximativement bidimensionnelle pour $\alpha=5^\circ$ et 40° , alors qu'elle devient tridimensionnelle pour $\alpha=25^\circ$. Cette différence se répercute sur la décroissance $\langle T^* \rangle_{\max}$ qui devient plus rapide dans ce dernier cas.

A cette décroissance de $\langle T^* \rangle_{\max}$ est associée une croissance du niveau de dilution R ($=1/\langle T^* \rangle_{\max}$). Comme le montre la figure 5-26, ce niveau de dilution atteint des valeurs comprises entre 60 et 80 à $x^*=10$. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les valeurs de la littérature qui mentionnent une dilution de 100 à 1000 après 3 s .

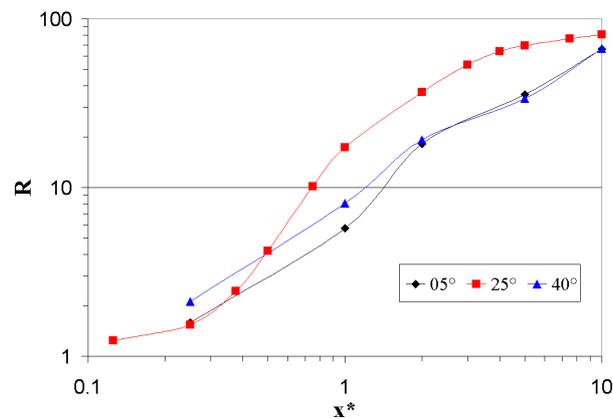


figure 5-26 : Dilution moyenne en fonction de x^* et de l'angle α pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

V-3.2 Caractéristiques pseudo lagrangiennes

Il est possible à partir des profils d'écart de température moyenne $\langle T^* \rangle$ de calculer différents moments principaux ou centrés pseudo lagrangiens tels que:

$$\langle Y^* \rangle = \frac{\iint y \langle T^* \rangle dydz}{\iint \langle T^* \rangle dydz} \quad \text{et} \quad \langle Y^{*2} \rangle = \langle Y^{*2} \rangle - \langle Y^* \rangle^2 \quad \text{avec} \quad \langle Y^{*2} \rangle = \frac{\iint y^2 \langle T^* \rangle dydz}{\iint \langle T^* \rangle dydz}$$

$\langle Y^* \rangle$ et $\langle Z^* \rangle$ représentent la position moyenne des particules émises au niveau de la source et qui se trouvent à un x^* fixé.

$\langle Y^{*2} \rangle$ et $\langle Z^{*2} \rangle$ représentent la dispersion moyenne des particules par rapport à la position moyenne des centroïdes.

On peut noter comme cela fut noté par Chatwin [15] que ces grandeurs ne sont pas réellement des quantités lagrangiennes puisqu'elles sont déterminées à une section donnée et non pour un temps de parcours fixé.

V-3.2.1 Evolution longitudinale du centroïde

Comme le montre la figure 5-27, l'évolution longitudinale de $\langle Y^* \rangle$ et de $\langle Z^* \rangle$ dépend de l'angle α .

Initialement, la position des centroïdes est relativement décentrée par rapport à la position des maxima de température moyenne $\langle T^* \rangle_{\max}$, en particulier pour la composante verticale $\langle Y^* \rangle$. Ceci s'explique par la hauteur de la zone de recirculation. Lorsque x^* augmente, $\langle Y^* \rangle$ diminue jusqu'à la fin de la zone de recirculation, puis au-delà, reste à peu près constant et du même ordre de grandeur pour les trois angles. Les valeurs de $\langle Y^* \rangle$ pour les trois cas sont comprises à partir de $x^*=2$ entre 0,3 et 0,4.

Du culot au bord de la zone de recirculation, $\langle Z^* \rangle$ se rapproche de la ligne médiane $z^*=0$ pour les angles 05° et 40° et reste centrée sur la position $z^*=-0,2$ pour $\alpha=25^\circ$. Au delà de la zone de recirculation, la valeur de $\langle Z^* \rangle$ diminue. Pour $\alpha=05^\circ$ et 40° , cette position moyenne reste approximativement constante et égale à $-0,25$. Pour $\alpha=25^\circ$, la valeur de $\langle Z^* \rangle$ est d'environ $-0,25$ pour x^* compris entre 1 et 5, puis diminue fortement et atteint $-0,52$ à $x^*=10$.

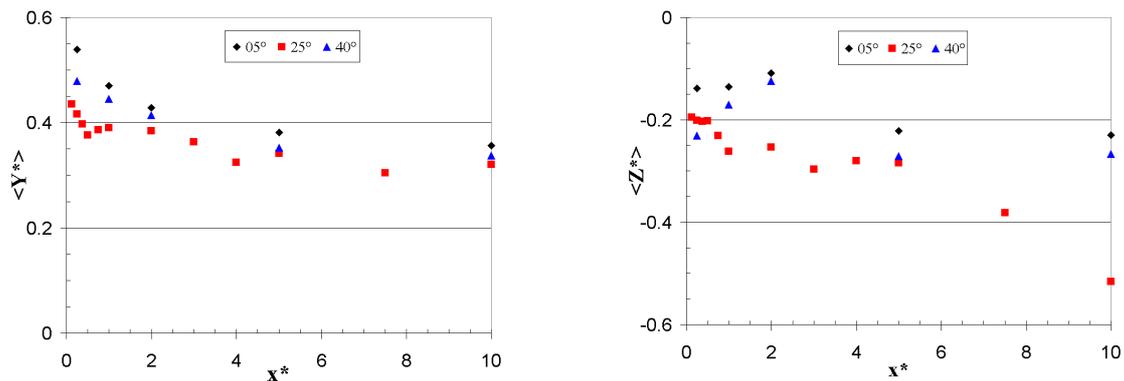


figure 5-27: Variations des centroïdes $\langle Y^* \rangle$ et $\langle Z^* \rangle$ en fonction de x^* et de α

V-3.2.2 Evolution longitudinale de la racine carrée de la variance

Comme le montre la figure 5-28, l'évolution longitudinale de la racine carrée de la variance est très différente selon les directions y et z.

On observe une forte augmentation de $\langle Z^{*2} \rangle^{1/2}$ quand x^* augmente, principalement dans le cas $\alpha=25^\circ$. Cette croissance est approximativement linéaire jusqu'à $x^*=5$, puis diminue. Les valeurs initiales de $\langle Z^{*2} \rangle^{1/2}$ sont de l'ordre de 0,55 pour les trois angles. A $x^*=10$, $\langle Z^{*2} \rangle^{1/2}$ atteint respectivement 1,15 pour $\alpha=25^\circ$ et 0,75 pour les angles 05° et 40° .

En revanche, $\langle Y^{*2} \rangle^{1/2}$ reste à peu près constant quand x^* augmente. Les valeurs de $\langle Y^{*2} \rangle^{1/2}$ obtenues pour $\alpha=25^\circ$ sont comprises initialement entre 0,2 et 0,25 et puis tendent vers 0,2.

Les valeurs de $\langle Y^{*2} \rangle^{1/2}$ dans les cas $\alpha=05^\circ$ et 40° sont comprises initialement entre 0,25 et 0,3 et puis augmentent vers 0,32.

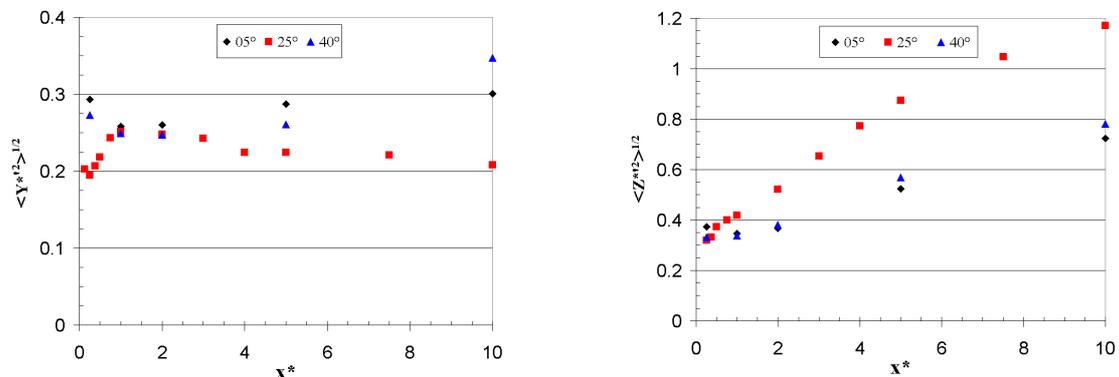


figure 5-28: Variations de $\langle Y^{*2} \rangle^{1/2}$ et de $\langle Z^{*2} \rangle^{1/2}$ en fonction de x^* et de α

V-3.3 Evolution de l'intensité maximale des fluctuations de température

Une mesure du degré de mélange réalisée entre le jet d'injection chauffé et le sillage peut être également fournie par l'intensité maximale des fluctuations de température définie par $I_{\theta \max}$ ($= \langle T^{*2} \rangle_{\max}^{1/2} / \langle T^* \rangle_{\max}$). $\langle T^{*2} \rangle_{\max}^{1/2}$ est la valeur maximale de l'écart type maximal de la température dans un plan y_0z à la distance x^* .

La figure 5-29(a) présente dans le cas $\alpha=25^\circ$ les variations de $I_{\theta \max}$ en fonction de x^* pour les cas $U_\infty=0$, $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$. Les résultats obtenus par Chua et Antonia [18] dans le cas d'un jet circulaire chauffé sont également présentés.

Les valeurs de $I_{\theta \max}$ pour $U_\infty=0$ sont en bon accord avec les résultats de Chua et Antonia [18]. En présence de l'écoulement amont de vitesse $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, le niveau de $I_{\theta \max}$ augmente fortement puis décroît. Dans le cas $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, on retrouve approximativement à $x^*=10$, une intensité maximale voisine de celle existant dans un jet libre chauffé. Les fortes valeurs de $I_{\theta \max}$ obtenues pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ semblent liées au caractère bidimensionnel du sillage.

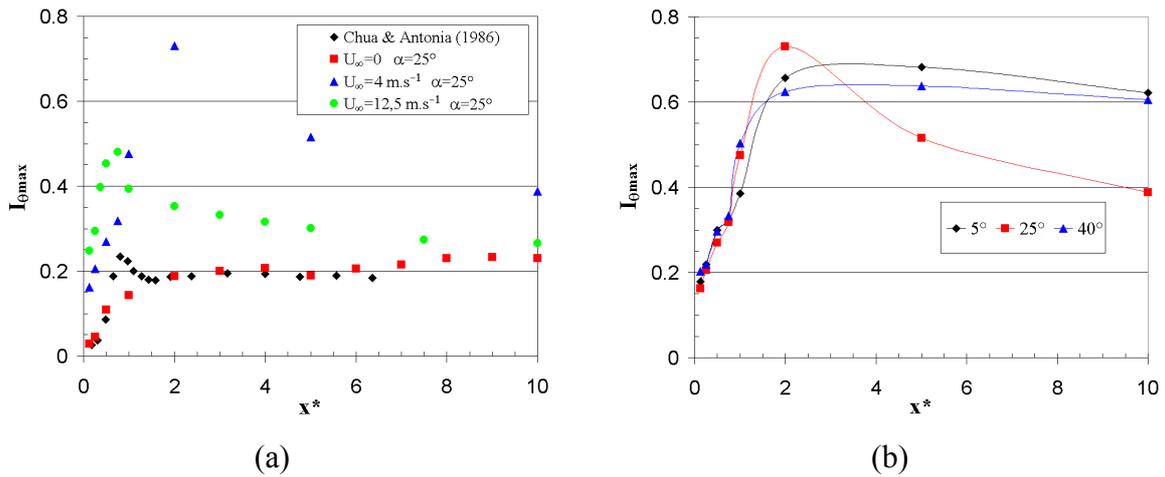


figure 5-29 : (a) Intensité maximale des fluctuations de température $I_{\theta_{max}}$ en fonction de x^* et de U_∞ pour $\alpha=25^\circ$
 (b) Intensité maximale des fluctuations de température $I_{\theta_{max}}$ en fonction de x^* et de α pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$

Ce dernier résultat semble être confirmé par les variations de $I_{\theta_{max}}$ obtenues pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$ et présentées sur la figure 5-29(b). Dans ce cas, on observe une croissance initiale de $I_{\theta_{max}}$, qui atteint une valeur maximale juste en aval de la zone de recirculation. On observe ensuite une décroissance dans la zone de sillage pour les trois cas. La décroissance plus forte obtenue pour $\alpha=25^\circ$ pourrait être liée à un niveau de vorticité maximale légèrement plus élevé dans cette situation.

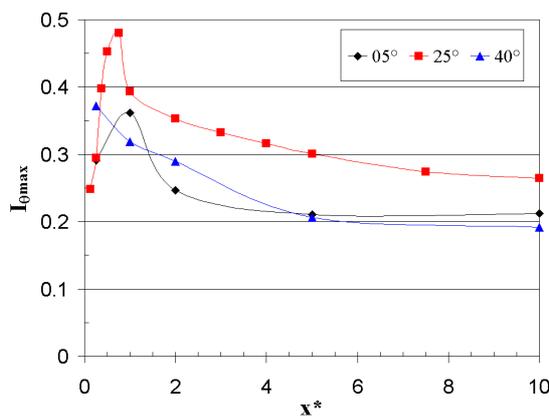


figure 5-30 : Intensité maximale des fluctuations de température $I_{\theta_{max}}$ en fonction de x^* et de α pour $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

Pour le cas $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$, les valeurs de $I_{\theta_{max}}$ sont plus faibles que celles obtenues pour $U_\infty=4 \text{ m.s}^{-1}$. Les valeurs obtenues pour $\alpha=05^\circ$ et 40° sont approximativement égales et atteignent à partir de $x^*=5$ les valeurs d'un jet circulaire chauffé. Le niveau d'intensité maximale obtenu pour $\alpha=25^\circ$ est légèrement plus élevé.

V-3.4 Taux de dissipation des fluctuations de température

Une manière de connaître la structure fine du champ scalaire et du mélange à cette échelle est de mesurer le taux de dissipation des fluctuations de température ε_θ . Cette mesure a été réalisée dans le cas $\alpha=25^\circ$, $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$ dans deux zones particulières. La première mesure de ε_θ a été faite en fonction de x^* aux points correspondant aux maxima de température moyenne $\langle T^* \rangle_{\max}$. La seconde mesure de ε_θ a été réalisée dans un plan situé à $x^*=2$, le long des lignes $z^*=-0,40$ et $y^*=0,50$.

V-3.4.1 Taux de dissipation aux points correspondant aux maxima de température moyenne

Au voisinage de ces points, on peut considérer grossièrement que le champ moyen est homogène et qu'il n'existe pas de terme de production de fluctuations de température. L'évolution longitudinale de la variance des fluctuations de température correspondant à ces points est tracée sur la figure 5-31. Celle ci suit une loi en puissance de l'ordre de -2,5.

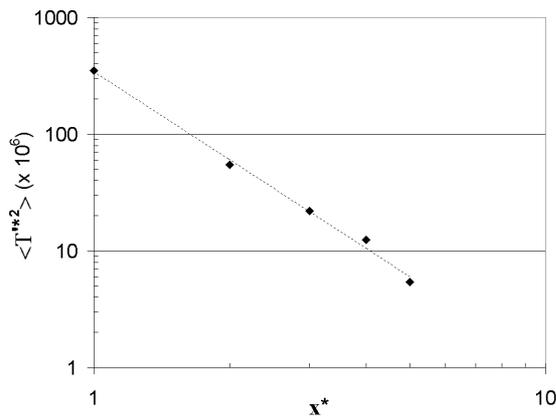


figure 5-31: Variance de la température $\langle T^{*2} \rangle$ en fonction de x^* pour $\alpha=25^\circ$, $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

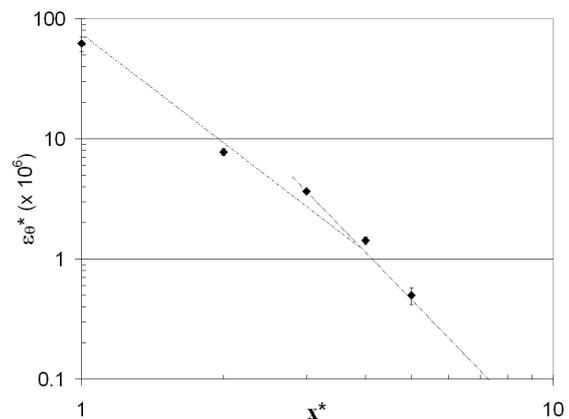


figure 5-32: Taux de dissipation total des fluctuations de température ε_θ^* en fonction de x^* pour $\alpha=25^\circ$, $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

Les évolutions longitudinales du taux de dissipation des fluctuations de température ε_θ^* et de ses trois composantes $\varepsilon_{\theta_x}^*$, $\varepsilon_{\theta_y}^*$ et $\varepsilon_{\theta_z}^*$ sont tracées respectivement sur la figure 5-32 et la figure 5-33. On constate que le taux de dissipation totale des fluctuations de température ε_θ^* suit une loi en puissance comprise entre -3 et -4.

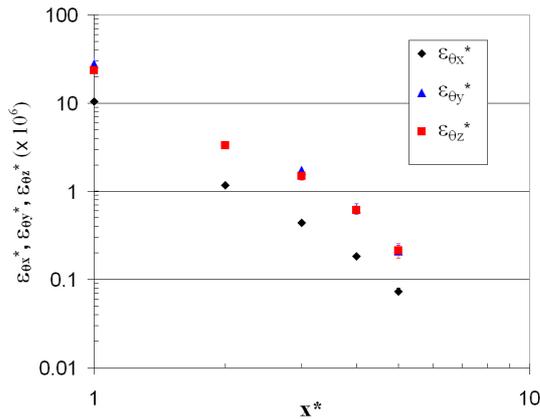


figure 5-33: Taux de dissipation des fluctuations de température $\varepsilon_{\theta x}^*$, $\varepsilon_{\theta y}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ en fonction de x^*

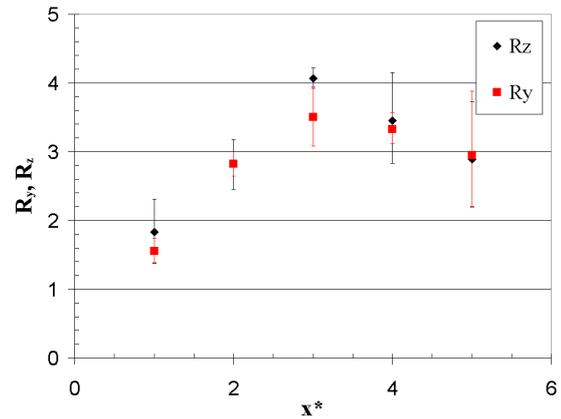


figure 5-34: Coefficients R_y et R_z en fonction de x^* pour $\alpha=25^\circ$, $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

Les résultats montrent une anisotropie importante du champ scalaire avec des composantes $\varepsilon_{\theta y}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ du même ordre de grandeur et toujours très supérieures à $\varepsilon_{\theta x}^*$. Ce degré d'anisotropie apparaît plus clairement sur la figure 5-34 où nous avons tracé les rapports $R_y=\varepsilon_{\theta y}/\varepsilon_{\theta x}$ et $R_z=\varepsilon_{\theta z}/\varepsilon_{\theta x}$. On note que R_y et R_z évoluent de manière similaire et atteignent des valeurs maximales comprises entre 3 et 4. Ces valeurs sont caractéristiques d'une anisotropie relativement importante, Rosset [57]. Les valeurs voisines des composantes $\varepsilon_{\theta y}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ sont à relier à la structure du champ de vitesse caractérisée par les deux tourbillons longitudinaux perpendiculaires au plan yOz .

Une autre façon de présenter ce degré d'anisotropie est de définir le tenseur d'anisotropie, noté A_{ij} : $A_{ij}=\varepsilon_{\theta ij}/\varepsilon_{\theta 0}-1/3\delta_{ij}$. Dans cette représentation, le retour à l'isotropie (s'il existe) doit se traduire par une décroissance en valeur absolue des composantes diagonales de ce tenseur qui tendent vers zéro loin de la source.

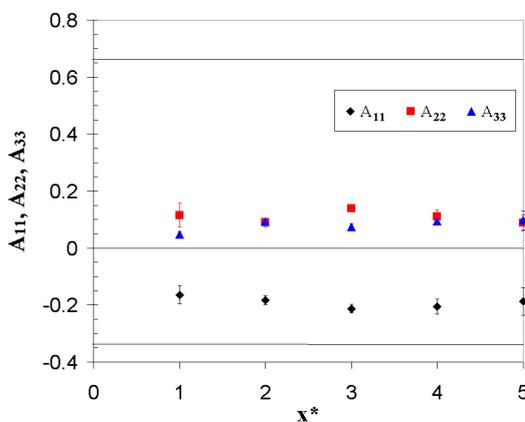


figure 5-35: Composantes diagonales du tenseur d'anisotropie A_{11} , A_{22} et A_{33} en fonction de x^* pour $\alpha=25^\circ$, $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

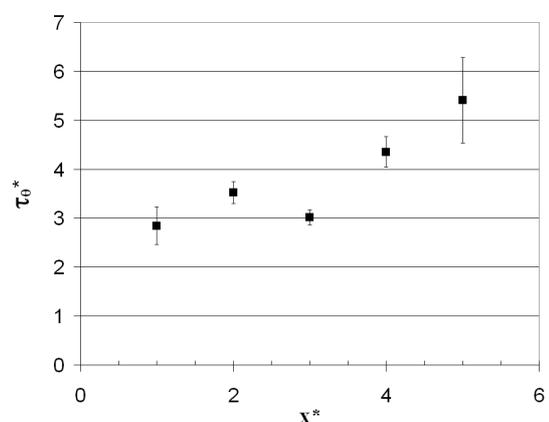


figure 5-36 : Echelle temporelle de dissipation τ_θ^* en fonction de x^* pour $\alpha=25^\circ$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 5-35 présente les trois composantes diagonales du tenseur, A_{11} , A_{22} et A_{33} , en fonction de x^* . On constate que la composante A_{11} est très anisotrope et que sur la zone étudiée, il n'existe pas de retour vers l'isotropie.

A partir des valeurs $\langle T^{*2} \rangle$ et de ε_{θ} , il est possible de calculer l'échelle temporelle de dissipation τ_{θ}^* par la relation $\tau_{\theta}^* = \langle T^{*2} \rangle / 2\varepsilon_{\theta}^*$. Les résultats présentés sur la figure 5-36 montrent que cette échelle croît approximativement de façon linéaire.

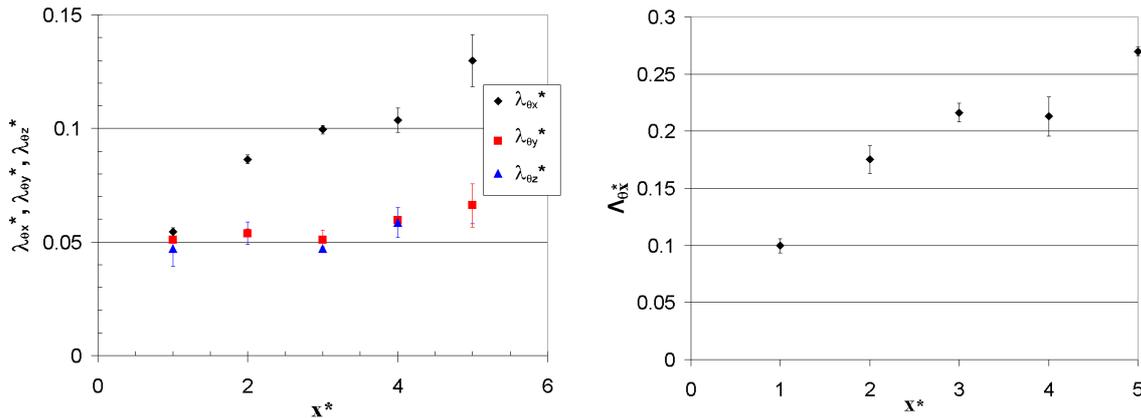


figure 5-37: Variations (a) des micro échelles $\lambda_{\theta x}^*$, $\lambda_{\theta y}^*$, $\lambda_{\theta z}^*$ et (b) de l'échelle intégrale $\Lambda_{\theta x}^*$ du champ de température en fonction de x^* pour $\alpha=25^\circ$ et $U_\infty=12,5 \text{ m.s}^{-1}$

Pour compléter ces résultats, nous avons également tracé sur la figure 5-37 respectivement la variation des micro échelles $\lambda_{\theta x}^*$, $\lambda_{\theta y}^*$, $\lambda_{\theta z}^*$ et de l'échelle intégrale $\Lambda_{\theta x}^*$ du champ de température.

V-3.4.2 Taux de dissipation dans le plan $x^*=2$ le long des lignes $y^*=0,50$ et $z^*=-0,40$

V-3.4.2.1 Ligne $y^*=0,50$

L'évolution longitudinale de la variance correspondant à cette ligne est tracée sur la figure 5-38.

Les évolutions longitudinales du taux de dissipation des fluctuations de température ε_{θ}^* et de ses trois composantes $\varepsilon_{\theta x}^*$, $\varepsilon_{\theta y}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ sont tracées respectivement sur la figure 5-39 et la figure 5-40. Cette dernière figure montre que sur cette ligne le champ de température à petite échelle est également anisotrope. Les valeurs de $\varepsilon_{\theta y}^*$ sont partout supérieures aux valeurs des deux autres composantes, ce qui pourrait s'expliquer par le confinement observé dans la direction verticale (cf figure 5-28). On peut noter également que, près de la paroi, $\varepsilon_{\theta x}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ sont du même ordre de grandeur et inférieures à $\varepsilon_{\theta y}^*$ d'un facteur compris entre 3 et 5.

La figure 5-41 présente les trois composantes diagonales du tenseur, A_{11} , A_{22} et A_{33} , en fonction de y^* . Sur cette figure, on remarque que ce sont surtout les deux composantes $\varepsilon_{\theta x}^*$ et $\varepsilon_{\theta y}^*$ qui sont anisotropes. Les valeurs de $\varepsilon_{\theta z}^*$ sont voisines de celles correspondant au cas isotrope.

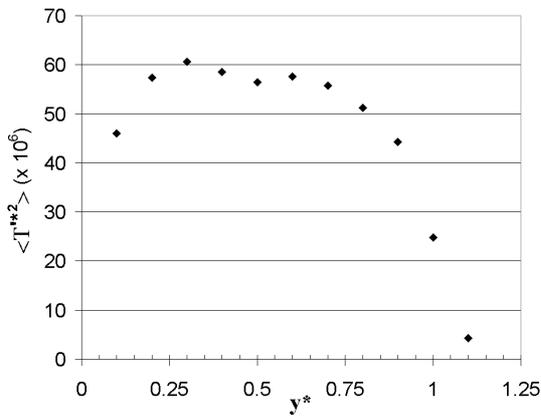


figure 5-38: Variance de la température $\langle T^{*2} \rangle$ en fonction de y^* à $x^*=2$ et $z^*=-0,40$

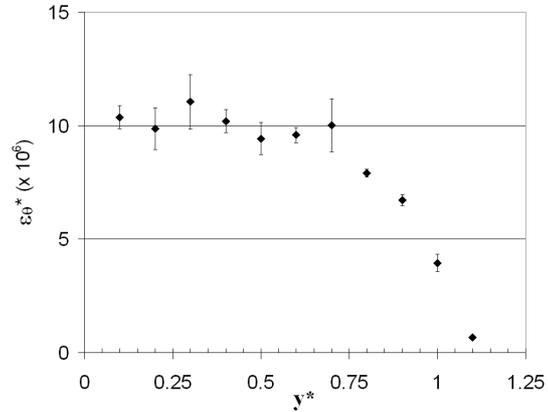


figure 5-39: Taux de dissipation total des fluctuations de température ε_{θ}^* en fonction de y^* à $x^*=2$ et $z^*=-0,40$

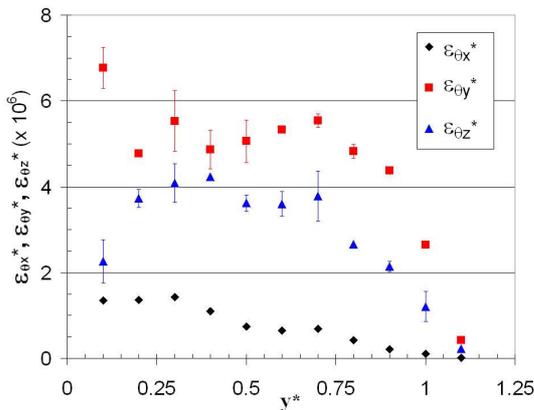


figure 5-40: Taux de dissipation des fluctuations de température $\varepsilon_{\theta x}^*$, $\varepsilon_{\theta y}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ en fonction de y^*

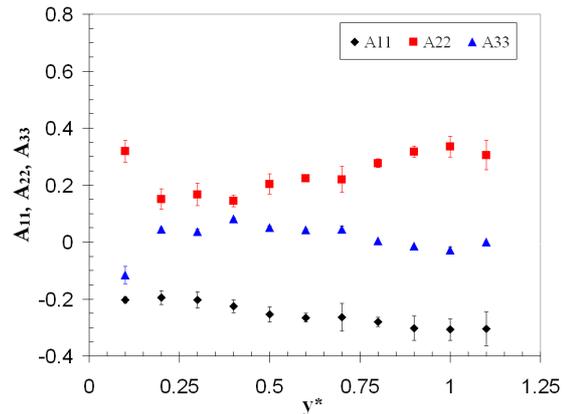


figure 5-41: Composantes diagonales du tenseur d'anisotropie A_{11} , A_{22} et A_{33} en fonction de y^* à $x^*=2$ et $z^*=-0,40$

Les valeurs de l'échelle temporelle de dissipation, présentées sur la figure 5-42, montrent que celles ci augmentent légèrement quand y^* croît.

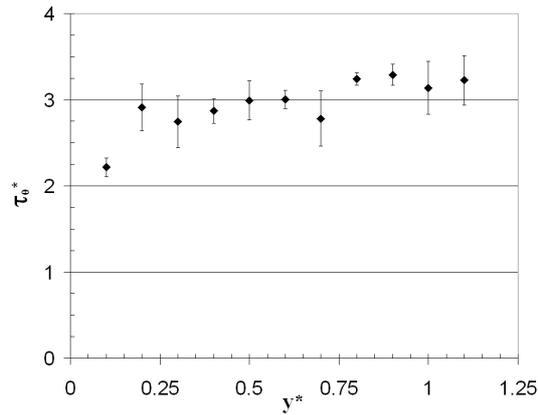


figure 5-42 : Echelle temporelle de dissipation τ_θ^* en fonction de y^* à $x^*=2$ et $z^*=-0,40$

V-3.4.2.2 Ligne $z^*=-0,40$

L'évolution longitudinale de la variance le long de cette ligne est tracée sur la figure 5-43.

Les variations de ε_θ^* et de ses trois composantes $\varepsilon_{\theta x}^*$, $\varepsilon_{\theta y}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ sont tracées respectivement sur la figure 5-44 et la figure 5-45. Sur cette ligne z^* , le champ de température à petite échelle est également très anisotrope. Les valeurs de $\varepsilon_{\theta x}^*$ sont toujours très inférieures aux valeurs des deux autres composantes. Le rapport $\varepsilon_{\theta z}^*/\varepsilon_{\theta x}^*$ est compris entre 4 et 6 tandis que le rapport $\varepsilon_{\theta y}^*/\varepsilon_{\theta x}^*$ est compris entre 8 et 20.

Dans ce cas, les deux composantes $\varepsilon_{\theta x}^*$ et $\varepsilon_{\theta y}^*$ sont également anisotropes. Les valeurs de $\varepsilon_{\theta z}^*$ sont proches de zéro.

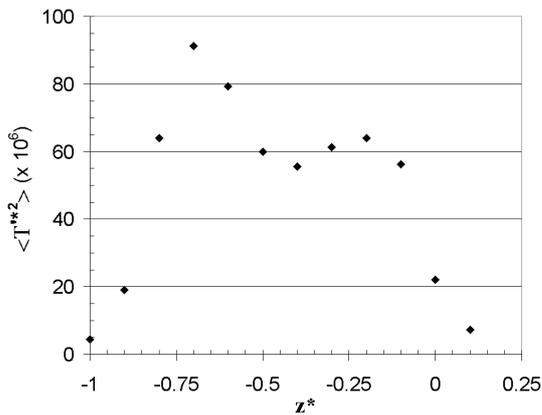


figure 5-43 : Variance de la température $\langle T^{*2} \rangle$ en fonction de z^* à $x^*=2$ et $y^*=0,50$

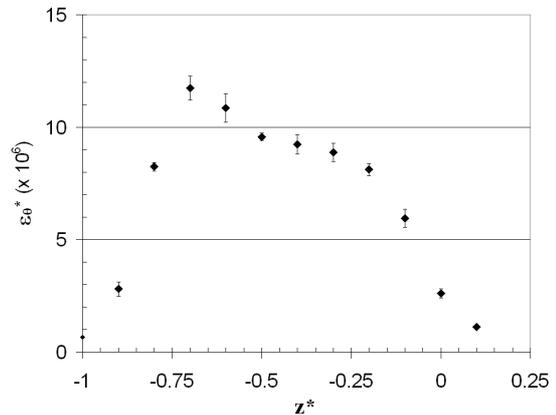


figure 5-44 : Taux de dissipation total des fluctuations de température ε_θ^* en fonction de z^* à $x^*=2$ et $y^*=0,50$

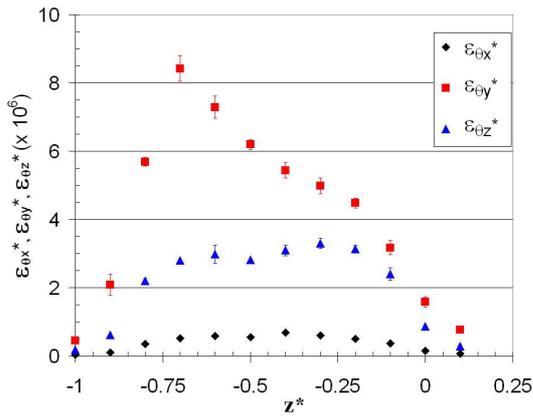


figure 5-45 : Taux de dissipation des fluctuations de température $\varepsilon_{\theta x}^*$, $\varepsilon_{\theta y}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ en fonction de z^*

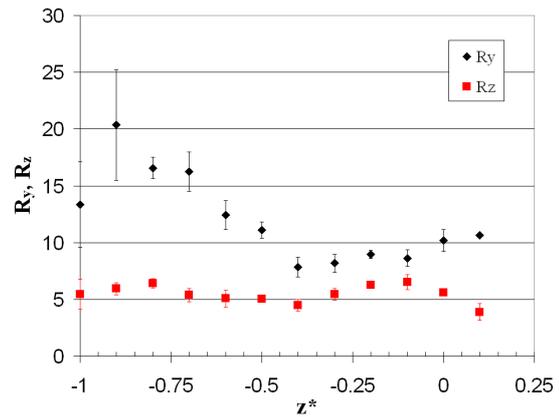


figure 5-46 : Coefficients R_y et R_z en fonction de z^* à $x^*=2$ et $y^*=0,50$

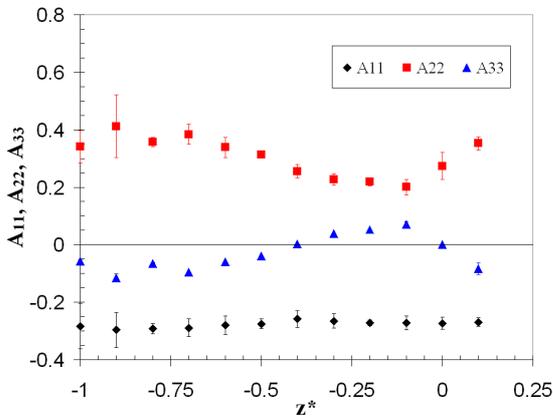


figure 5-47 : Composantes diagonales du tenseur d'anisotropie A_{11} , A_{22} et A_{33} en fonction de z^* à $x^*=2$ et $y^*=0,50$

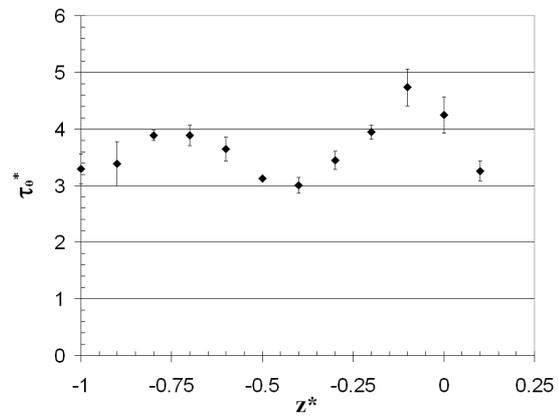


figure 5-48 : Echelle temporelle de dissipation τ_θ^* en fonction de z^* à $x^*=2$ et $y^*=0,50$

V-3.4.3 Temps de dissipation des fluctuations scalaires et temps de réactions chimiques

Les valeurs mesurées du temps de dissipation des fluctuations scalaires τ_θ^* sont de l'ordre de 4 à 6 fois H/U_∞ . Ceci signifie que les polluants issus du tuyau d'échappement se mélangent relativement rapidement avec l'oxygène de l'air.

L'échelle de dissipation τ_θ peut aussi s'écrire sous une autre forme adimensionnelle voisine de celle suggérée par Fackrell et Robins [25]. Les rapports $\langle v'^2 \rangle^{1/2} \cdot \tau_\theta / \langle Y'^2 \rangle^{1/2}$ et $\langle w'^2 \rangle^{1/2} \cdot \tau_\theta / \langle Z'^2 \rangle^{1/2}$ gardent au cours du processus de diffusion comme dans les expériences de Fackrell et Robins [25] et de Rosset [57] une valeur approximativement constante comprise entre 1,2 et 2.

Les faibles valeurs de τ_θ^* signifient que le mélange entre les polluants gazeux et l'oxygène est réalisé à faible distance de l'émission. Dans ces conditions, NO peut s'oxyder en NO_2 si le temps de réaction τ_c est suffisamment faible devant le temps de convection. D'après Chan et

al. [14], ces conditions sont satisfaites car leur modélisation, rappelée au paragraphe I-2.2.1, montre une forte influence de la réaction chimique à faible distance de la source.

Une estimation de τ_c peut être faite en considérant la réaction: $2\text{NO} + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{NO}_2$ et le taux de

réaction correspondant $\frac{d[\text{NO}]}{dt} = -k[\text{NO}]^2[\text{O}_2]$ où k est la constante cinétique ($\text{cm}^6\text{mol}^{-2}\text{s}^{-1}$) a

pour valeur $k=3,3.10^{-39}.\exp(-530/T)$, Seinfeld [61]. Le temps de réaction τ_c est tel que $\tau_c^{-1} = k[\text{NO}][\text{O}_2]$. La concentration $[\text{NO}]$ est obtenue en intégrant l'équation

$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = -k[\text{NO}]^2[\text{O}_2]$ et l'évolution de la concentration $[\text{NO}]$ en fonction du temps est

donnée par: $\frac{[\text{NO}]}{[\text{NO}]_{t=0}} = \frac{1}{1 + k[\text{O}_2][\text{NO}]_{t=0} t}$ d'où $\tau_c = t + \frac{1}{k[\text{O}_2][\text{NO}]_{t=0}}$.

Une estimation de ce temps pour des valeurs de $[\text{NO}]$ mesurées en sortie de tube d'échappement a été faite pour les deux cas suivants:

$[\text{NO}]_{t=0}=30$ ppm pour des conditions de ralenti

$[\text{NO}]_{t=0}=3000$ ppm pour des conditions d'accélération

Les valeurs de τ_c sont respectivement de $1,5.10^4$ s et 150 s. Elles sont compatibles avec les valeurs de $4,5.10^5$ s mentionnées par Karamchandani et al. [44] pour $[\text{NO}]_{t=0}=1$ ppm et de 600 s obtenues par Leblanc et al. [47].

Ces temps de réaction très supérieurs à la fois au temps de mélange τ_θ et au temps de convection, nous conduisent à conclure, en opposition avec les résultats de Chan et al. [14], qu'il n'existe pas de production de NO_2 par oxydation dans le sillage proche voire lointain d'un véhicule automobile.

En revanche, ce résultat est compatible avec les observations de Coppalle et al. [19] concernant les concentrations de NO_x et NO_2 observées à hauteurs de piétons dans un quartier de Rouen. Ces mesures indiquent une forte corrélation entre les niveaux de NO ($\text{NO}_x - \text{NO}_2$) et le trafic automobile, alors que les concentrations de NO_2 sont reliées à la pollution de fond.

V-4 Cas pratiques

Le but de cette dernière partie est de fournir à partir de cette étude quelques informations sur l'environnement auquel est confronté un piéton au bord d'une route lors du passage d'un véhicule automobile ou un automobiliste dans le sillage de cette voiture. On s'intéressera aux ordres de grandeur des concentrations de polluants émises reçues par ces

récepteurs particuliers. Ce type de renseignement est utile pour des études d'impact de la pollution automobile sur la santé.

V-4.1 Impact sur les piétons

La difficulté qui existe à extrapoler nos résultats à la concentration reçue par un piéton a pour origine la différence entre le repère dans lequel se trouve le piéton et celui que nous avons utilisé pour nos mesures. Le piéton est placé dans un repère fixe, alors que le champ de concentration qui a été mesuré, était situé dans un repère virtuellement mobile.

Un piéton placé au bord d'une route reçoit un signal de concentration de polluants de durée limitée lors du passage d'une voiture. En raison de la turbulence du sillage, comme le montre la figure 5-49(a), ce signal instationnaire de concentration ne sera pas exactement le même à chaque passage du même véhicule. Cependant, en moyenne, ce signal, présenté sur la figure 5-49(b), pourra être caractérisé par sa valeur moyenne et ses valeurs minimale et maximale. Ces caractéristiques à un instant t donné correspondent à celles du signal stationnaire déterminées dans notre expérience pour les mêmes coordonnées $(y; z)$ et à $x = U_{\infty}.t$.

Les mesures que nous avons réalisées peuvent ainsi servir à déterminer les caractéristiques du signal instationnaire recherché. Il suffit pour cela de transformer l'abscisse x^* que nous avons utilisée en un temps $t = x/U_{\infty}$ où U_{∞} est la vitesse de déplacement du véhicule. Par souci de simplification, on utilisera le temps adimensionnel $t^* = \frac{t.U_{\infty}}{H} = x^*$.

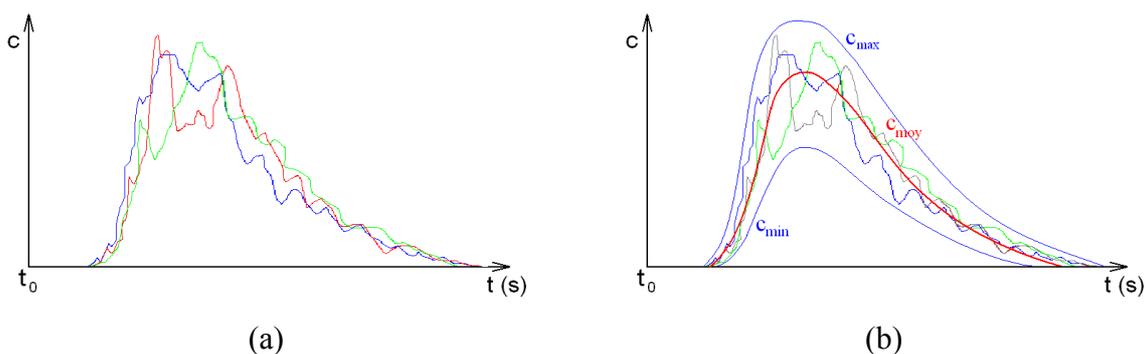


figure 5-49: (a) exemple de signaux instantanés de la concentration de polluants
(b) valeur moyenne et valeurs minimale et maximale du signal de concentration

La figure 5-50 présente le système d'axes utilisé. Comme le montre cette figure, l'écart de température (concentration) a été déterminé le long de huit axes longitudinaux passant par les points A, B, C, D, E, F, G et H. Ces points correspondent à différentes positions du piéton par rapport au pot d'échappement. Les hauteurs choisies $y^*=0,75$ et $y^*=1,35$ sont

approximativement à la hauteur du nez d'un enfant dans une poussette et à la hauteur du nez d'un adulte. Pour étudier l'influence de la position relative piéton-pot d'échappement, quatre distances transversales correspondant respectivement à une distance de $H/2$ et H du bord de la maquette ont été choisies. La vitesse d'injection du jet chaud U_j et la vitesse de l'écoulement U_∞ sont fixées respectivement à $8,50 \text{ m.s}^{-1}$ et à $12,50 \text{ m.s}^{-1}$.

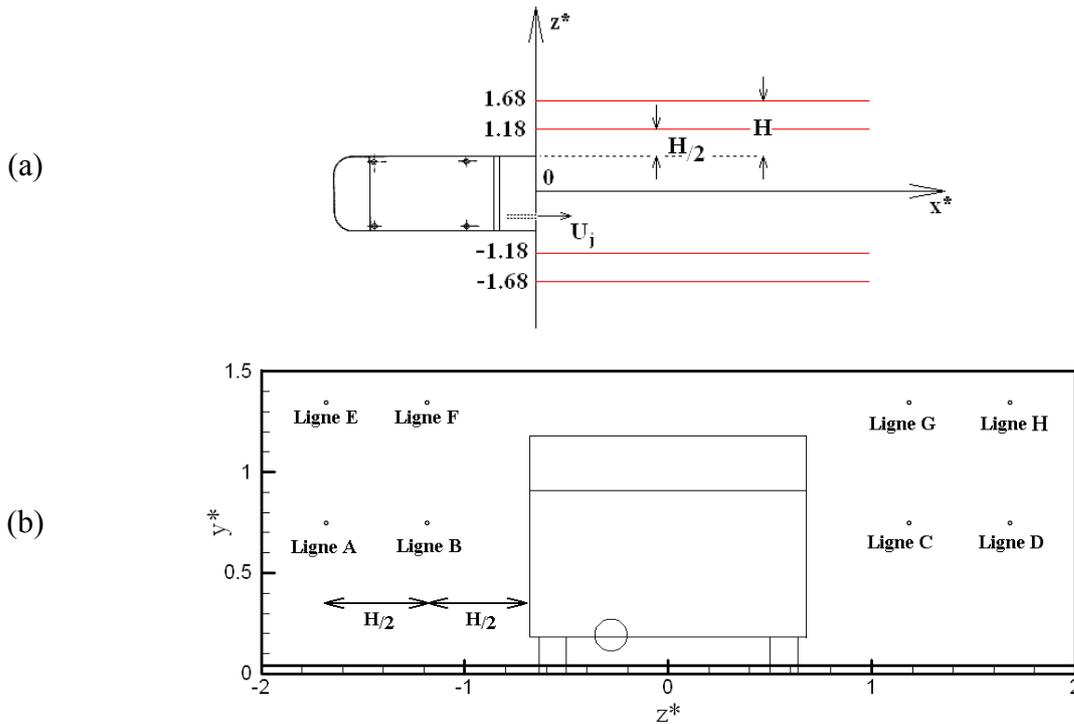


figure 5-50: Dispositif expérimental

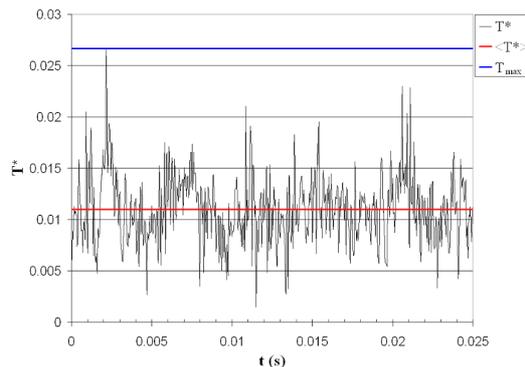


figure 5-51: Signal de température

Pour caractériser les ordres de grandeur des concentrations reçues, nous avons pris en compte deux valeurs statistiques: la valeur moyenne de la température $\langle T^* \rangle$ et la valeur maximale de la température T_{\max}^* , comme nous pouvons le voir sur la figure 5-51. On en déduit une gamme de concentration qui tente de prendre en compte l'aspect instationnaire de ce phénomène.

La figure 5-52(a) présente les variations spatiales des concentrations moyennes et maximales mesurées pour un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=25^\circ$, le long des lignes A, B, C et D situées à $y^*=0,75$.

De $x^*=0$ à $x^*=4$, les concentrations moyennes sont nulles car le panache à ces distances n'est pas suffisamment large. A partir de $x^*=4$, les valeurs moyennes augmentent et passent par un maximum. Notre dispositif expérimental n'a pas une longueur suffisante pour observer la décroissance.

Les valeurs moyennes maximales sont observées le long de la ligne B (la plus proche de l'échappement). Sur cette ligne, $\langle T^* \rangle$ ne varie pratiquement plus à partir de $x^*=9$ (à $x^*=9$ $\langle T^* \rangle \approx 5,8 \cdot 10^{-3}$ et à $x^*=14$ $\langle T^* \rangle \approx 6,7 \cdot 10^{-3}$). A $x^*=10$, la valeur moyenne maximale $\langle T^* \rangle_{\max}$ correspond environ à deux fois la concentration moyenne obtenue sur la ligne B.

A partir de $x^*=11$, les valeurs de $\langle T^* \rangle$ sur les lignes A et B tendent à se rejoindre et celle sur la ligne C diminue.

Pour les valeurs maximales, on constate un comportement relativement similaire. Les quatre courbes sont pratiquement confondues et atteignent des valeurs comprises entre $2 \cdot 10^{-2} < T_{\max}^* < 3 \cdot 10^{-2}$.

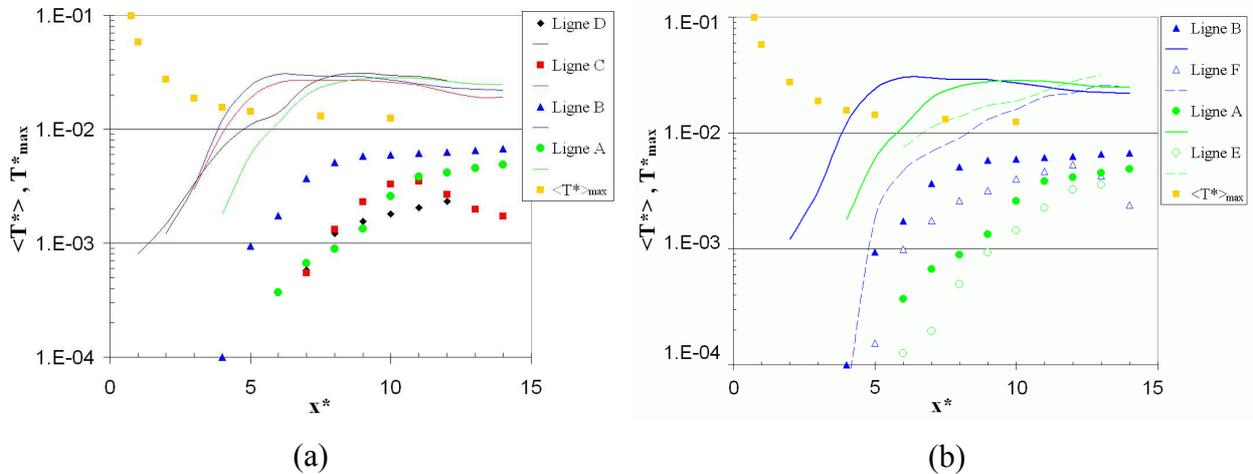


figure 5-52: Concentrations moyennes et maximales pour un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=25^\circ$
 Les symboles correspondant aux valeurs moyennes $\langle T^* \rangle$ et les courbes aux valeurs maximales T_{\max}^*

La figure 5-52(b) présente les variations spatiales des concentrations moyennes et maximales mesurées pour un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=25^\circ$, le long des lignes E et F situées à $y^*=1,35$. Les résultats obtenus pour les lignes A et B sont également tracés pour comparaison.

On constate le long de ces lignes E et F des niveaux de concentrations moyennes $\langle T^* \rangle$ et maximales T_{\max}^* beaucoup plus faibles que sur les lignes A et B.

La figure 5-53(a) présente les profils des concentrations moyennes et maximales pour un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=5^\circ$ pour les lignes A, B, C et D.

Dans cette configuration, les valeurs de $\langle T^* \rangle$ pour les lignes les plus excentrées de l'échappement (C et D) sont négligeables. Les valeurs de $\langle T^* \rangle$ le long des lignes A et B à $x^*=13$ atteignent $2 \cdot 10^{-3}$ et 10^{-2} respectivement.

Hormis pour la ligne A, les courbes des températures maximales sont relativement similaires à partir $x^*=7$ et tendent vers $T^*_{\max} \approx 2,2 \cdot 10^{-2}$ à $x^*=13$.

Les niveaux de concentration moyenne et maximale obtenus sur la ligne B pour les trois configurations de corps d'Ahmed ont été comparés.

Ces niveaux sont présentés sur la figure 5-53(b). On constate que les valeurs moyennes et maximales pour les angles $\alpha=5^\circ$ et 40° sont relativement similaires. En revanche, il existe des différences entre le cas 25° et les deux cas précédents plus particulièrement visibles pour les valeurs maximales. Ces différences ont été également notées pour les autres lignes.

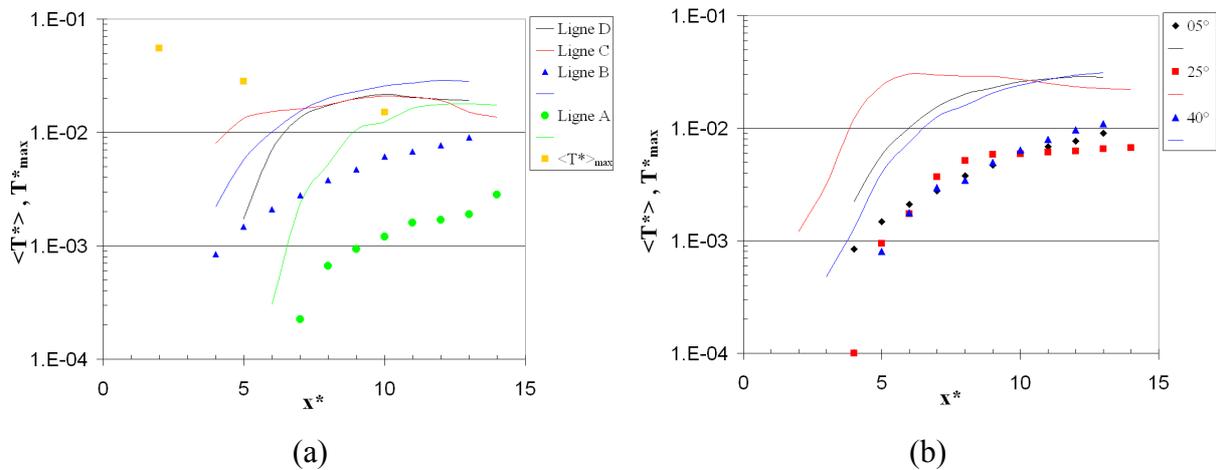


figure 5-53: Concentrations moyennes et maximales: (a) pour un corps d'Ahmed d'angle $\alpha=5^\circ$; (b) le long de la ligne B pour $\alpha=5^\circ, 25^\circ$ et 40°

Dans les deux premiers cas, l'écoulement est 2D et le scalaire reste principalement dans la partie centrale du sillage. Dans le cas $\alpha=25^\circ$, l'influence des tourbillons longitudinaux a pour effet principal de scinder en deux le champ de température et de disperser le scalaire en dehors de la partie centrale du sillage. Ceci explique dans ce cas l'augmentation plus rapide du niveau de concentration sur les bords.

Ces résultats montrent également que, quelque soit l'angle α , les concentrations maximales sont observées à une hauteur de $y^*=0,75$.

V-4.2 Impact sur les automobilistes

La difficulté à extrapoler les résultats de notre étude à la situation rencontrée par un piéton n'existe plus dans le cas d'un automobiliste dont le véhicule reste à distance constante d'un véhicule émetteur. Dans ce cas, cet automobiliste se trouve à une position fixe dans le repère lié au véhicule émetteur.

Dans une première étape, nous avons recherché les niveaux de concentrations moyennes et maximum existant à l'emplacement d'un automobiliste au volant de sa voiture. Les coordonnées correspondantes sont, pour x^* compris entre 5 et 10, ($y^*=0,75, z^*=-0,28$).

Ces résultats sont tracés sur la figure 5-54(a). Ils montrent que les concentrations moyennes et maximales sont plus élevées dans les cas $\alpha=5^\circ$ et 40° que dans le cas $\alpha=25^\circ$. A ces distances, les concentrations moyennes $\langle T^* \rangle$, pour $\alpha=05^\circ$ et 40° , sont comprises entre 4.10^{-3} et 7.10^{-3} , et entre 6.10^{-4} et 6.10^{-3} pour $\alpha=25^\circ$. Les valeurs de la concentration T^*_{max} sont comprises entre 3.10^{-2} et 4.10^{-2} pour $\alpha=5^\circ$ et 40° et entre $2,5.10^{-2}$ et 3.10^{-2} pour $\alpha=25^\circ$.

Ces résultats montrent que les niveaux de concentration les plus faibles sont obtenus pour $\alpha=25^\circ$ contrairement au cas du piéton. Ceci s'explique par l'influence des tourbillons longitudinaux qui disperse le scalaire en dehors de la partie centrale du sillage.

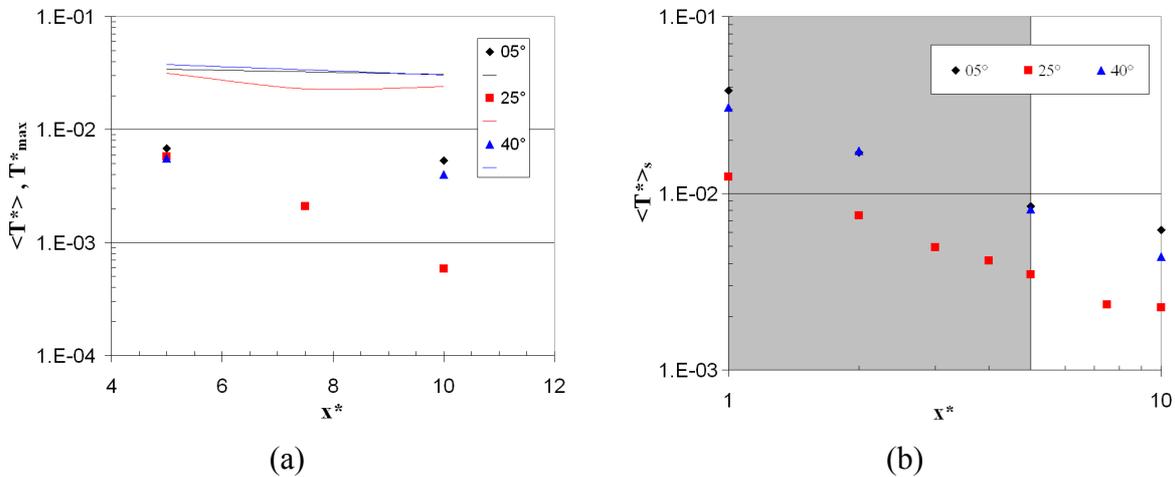


figure 5-54 : (a) Concentrations moyennes et maximales et (b) concentration moyenne $\langle T^* \rangle_s$ en fonction de x^* et de l'angle α

Dans la réalité le niveau de concentration de polluants auquel est soumis l'automobiliste est celui présent dans l'habitacle du véhicule. Ce niveau correspond à une zone de l'espace plus grande que celle que nous avons considérée précédemment. Pour caractériser ce niveau, nous avons défini une valeur moyenne $\langle T^* \rangle_s$ sur une surface S par:

$$\langle T^* \rangle_s = \frac{1}{S_s} \int_{S_s} \langle T^* \rangle dS$$

Nous avons choisi pour surface S le maître couple du corps d'Ahmed.

Les résultats sont présentés sur la figure 5-54 et montrent une plus grande différence entre les cas $\alpha=5^\circ$ et 40° et le cas $\alpha=25^\circ$.

Chapitre VI Conclusion et perspectives

Nous avons réalisé dans ce travail une étude expérimentale de la diffusion de la chaleur en aval d'une source ponctuelle placée dans le proche sillage d'un corps d'Ahmed. Trois géométries particulières ont été étudiées avec des angles d'inclinaison de la lunette arrière $\alpha=05^\circ$, 25° et 40° . Plusieurs installations expérimentales ont été utilisées permettant de mener ces études dans l'air et dans l'eau à différents nombres de Reynolds. Les champs de vitesse et de température ont été mesurés successivement au moyen de l'anémométrie Doppler Laser (ADL) et à fil chaud et de la thermométrie à fil froid dans une zone d'étude correspondant au proche sillage ($-0,25 \leq x^* \leq 10$).

Ce travail a permis de retrouver des résultats déjà obtenus dans des travaux expérimentaux similaires et d'apporter un certain nombre de résultats nouveaux concernant à la fois les champs de vitesse et de température. Les principaux résultats de ce travail sont résumés ci dessous.

Les caractéristiques des champs de vitesse mesurées pour les trois angles d'inclinaison α ont montré que le champ dynamique du sillage proche dépend très fortement de cet angle lorsque le nombre de Reynolds augmente. A faible nombre de Reynolds, la structure des champs de vitesse pour ces trois angles est approximativement bidimensionnelle. Quand le nombre de Reynolds augmente, cette structure reste bidimensionnelle pour les cas $\alpha=05^\circ$ et 40° et devient tridimensionnelle pour le cas $\alpha=25^\circ$, en accord avec l'analyse d'Ahmed et al. [4].

Nous avons observé pour $\alpha=25^\circ$ que cette transition 2D-3D se produit à un nombre de Reynolds $Re_{Lc}=2,7.10^4$. A notre connaissance, ce résultat constitue la première mise en évidence expérimentale de cette transition. Notons toutefois que dans le cas réel, cette valeur correspond à une vitesse de véhicule négligeable. Nous avons mis également en évidence une transition en instationnaire légèrement différente quand le véhicule est en accélération ou en décélération. Ces changements de structure pourraient intervenir en situation réelle dans le cas de conduite caractérisée par des démarrages et des arrêts successifs liés à des conditions difficiles de circulation.

Au dessus de cette transition pour $\alpha=25^\circ$, la structure du champ de vitesse au dessus la surface inclinée est tridimensionnelle. Les mesures réalisées dans l'air à $Re_L=6,7.10^4$ ont montré qu'elle est caractérisée par un recollement intermittent de l'écoulement sur la partie centrale, par la présence de deux tourbillons de bord prenant naissance sur les bords et d'un écoulement secondaire qui remonte sur les bords de la paroi inclinée. En aval du culot, l'écoulement est caractérisé par une zone de recirculation et le développement des deux

tourbillons de bord. Les champs de vitesse mesurés dans cette seconde zone sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Lienhart et al. [48][49][50] obtenus à $Re_L=2,78.10^6$.

Les mesures réalisées dans l'eau à $Re_L=1,8.10^6$ ont mis en évidence que la structure du champ de vitesse au dessus du hayon est caractérisée par un recollement moins intermittent de l'écoulement sur la partie centrale et la présence de deux tourbillons de bord relativement moins énergétiques. En aval du culot, la zone de recirculation et les tourbillons de bord ont des caractéristiques qui sont plus proches de celles obtenues généralement pour $\alpha=05^\circ$ et 40° et présentes pour $\alpha=25^\circ$ en dessous de la transition. Ce comportement obtenu à grand nombre de Reynolds pourrait être lié à un effet de blocage latéral.

En dessous de cette transition, la structure bidimensionnelle est caractérisée par un décollement de l'écoulement au dessus de la lunette arrière, par une zone de recirculation dont la longueur est approximativement deux fois plus grande que celle obtenue au dessus de la transition et par la création de deux vortex longitudinaux de faible vorticité.

Les champs de température ont été mesurés en aval et en amont d'une source ponctuelle placée dans le proche sillage d'un corps d'Ahmed pour les trois angles d'inclinaison α . Les résultats ont montré que ces champs sont très complexes. Cette complexité du champ scalaire est à la fois reliée à la structure complexe du champ de vitesse et à la position particulière de l'injection qui n'est pas située dans un plan de symétrie de l'écoulement.

Pour le cas $\alpha=25^\circ$, la structure du champ thermique dépend du nombre de Reynolds. Celle ci est plutôt 2D, comme celle du champ de vitesse, en dessous de la transition et 3D au dessus de la transition. Pour les cas $\alpha=5^\circ$ et 40° , cette structure est moins sensible à la valeur du nombre de Reynolds et approximativement 2D pour l'ensemble des cas étudiés.

Au dessus de la transition pour $\alpha=25^\circ$, la structure du champ de température est tridimensionnelle. Le scalaire injecté par le tube d'échappement est soit transporté directement vers la zone de sillage ou en partie piégé par la zone de recirculation. Dans ce dernier cas, il peut se retrouver au dessus de la surface inclinée, dans sa partie centrale, lors des décollements intermittents ou sur les bords, dû à l'écoulement secondaire présent sur les bords de la lunette arrière. Ce fluide chauffé est ensuite capté par les tourbillons de bord, ce qui a pour effet de concentrer le champ thermique sur les deux bords du sillage et d'abaisser l'écart de température sur l'axe médian de la maquette. Ce résultat est en accord avec les observations d'Eskridge et Rao [23] pour le sillage lointain.

La détermination de caractéristiques pseudo lagrangiennes, en particulier des variances $\langle Y^{*2} \rangle$ et $\langle Z^{*2} \rangle$, a montré que, dans le proche sillage, la dispersion était privilégiée dans la direction transversale z et négligeable dans la direction verticale y . La croissance maximale de la variance $\langle Z^{*2} \rangle$ est observée dans le cas $\alpha=25^\circ$.

Dans ce dernier cas, la mesure du taux de dissipation des fluctuations de température ε_θ^* a permis de montrer le caractère très anisotrope de ce terme. Les composantes $\varepsilon_{\theta y}^*$ et $\varepsilon_{\theta z}^*$ sont généralement du même ordre de grandeur et toujours très supérieurs à $\varepsilon_{\theta x}^*$.

La comparaison des trois composantes diagonales du tenseur d'anisotropie $A_{ij} = \varepsilon_{\theta ij} / \varepsilon_\theta - 1/3 \delta_{ij}$ a montré que la composante A_{11} est la plus anisotrope et qu'il n'existe pas de retour vers l'isotropie dans la zone d'étude. Cela laisse supposer qu'il doit exister des mécanismes qui produisent cette anisotropie.

L'échelle temporelle de dissipation $\tau_\theta^* = \langle T^{*2} \rangle / 2\varepsilon_\theta^*$, qui caractérise le mélange, croît approximativement de façon linéaire avec le temps de parcours. Les valeurs obtenues pour τ_θ^* montre que le mélange se produit très rapidement dans le sillage et que des réactions chimiques entre les polluants émis (NO , NO_2 , ...) et l'atmosphère sont possibles si le temps chimique le permet. Cependant dans ce cas, la réaction chimique la plus rapide correspondant à la réaction d'oxydation du NO en NO_2 est encore trop lente pour se produire dans le proche sillage. Ce résultat est en contradiction avec les résultats de Chan et al. [14], mais en revanche compatible avec les mesures de NO_x et NO_2 réalisées en agglomération par Coppalle et al. [19].

Les résultats obtenus dans cette étude ont permis d'estimer également les niveaux de concentrations auxquels sont confrontés un piéton au bord d'une route lors du passage d'un véhicule automobile ou un automobiliste dans le sillage de cette voiture. Dans le cas $\alpha=25^\circ$, l'influence des tourbillons longitudinaux a pour effet de déplacer les niveaux de concentration les plus élevés vers les bords où se trouve le piéton, et de créer des niveaux plus faibles dans la partie centrale où est placé l'automobiliste.

Dans cette première étude expérimentale consacrée à la diffusion d'un scalaire dans le sillage d'un corps d'Ahmed, les champs de vitesse et de scalaire ont été mesurés séparément. Il serait intéressant de réaliser le même type d'étude en mesurant simultanément les champs de vitesse et de température. Ceci nous permettrait d'avoir accès aux flux scalaires et aux différents

termes apparaissant dans les équations de l'enthalpie et de la variance des fluctuations de température.

Nous avons utilisé jusqu'à présent de l'air légèrement chauffé comme contaminant, en raison des possibilités de mesurer au moyen du fil froid de faibles écarts de température avec une bonne résolution temporelle et spatiale. Il serait envisageable de mener la même étude en injectant un mélange gazeux (méthane ou propane dilué) et en mesurant les concentrations au moyen d'un détecteur d'ionisation de flamme (FID).

Les expériences présentées dans cette étude ont été presque entièrement réalisées dans des conditions stationnaires correspondant à un régime stabilisé. Dans la réalité, particulièrement dans le cas de la conduite en ville, le véhicule se trouve souvent en phases d'accélération ou de décélération, régimes pour lesquels le débit d'échappement est fortement variable. Il serait intéressant d'étudier ces phases qui présentent cette double instationnarité au niveau du sillage et de l'injection.

Chapitre VII ANNEXE

VII-1 Transport du scalaire – Aspect instationnaire

Pour mettre en évidence l'instationnarité du transport du scalaire, nous avons effectué au Bassin d'Essais des Carènes des visualisations par tranche laser dans le plan médian de la maquette de bulles d'air de bulles d'air injectées à la position S ($x^*=0$; $y^*=0,3$; $z^*=-0,48$). La figure 7-1 présente le cycle d'échappement des bulles d'air pour un nombre de Reynolds $Re_L=1,8.10^6$. De $t=t_0$ à $t=t_0+0,12$ s, les bulles d'air sont happées par le tourbillon inférieur de la zone de recirculation. Une partie du contaminant est amené dans le très proche sillage, près du culot, tandis le reste du contaminant est emmené vers la zone de sillage.

A $t=t_0+0,4$ s, les bulles d'air, happées par le tourbillon inférieur, s'accumulent dans celui-ci ou longent le culot pour être ensuite piégées par le vortex supérieur. Des bulles d'air, issues de ce dernier, sont envoyées vers le hayon mettant en évidence le décollement intermittent de l'écoulement au dessus de la surface inclinée.

A partir $t=t_0+0,48$ s, le contaminant s'accumule dans les deux zones.

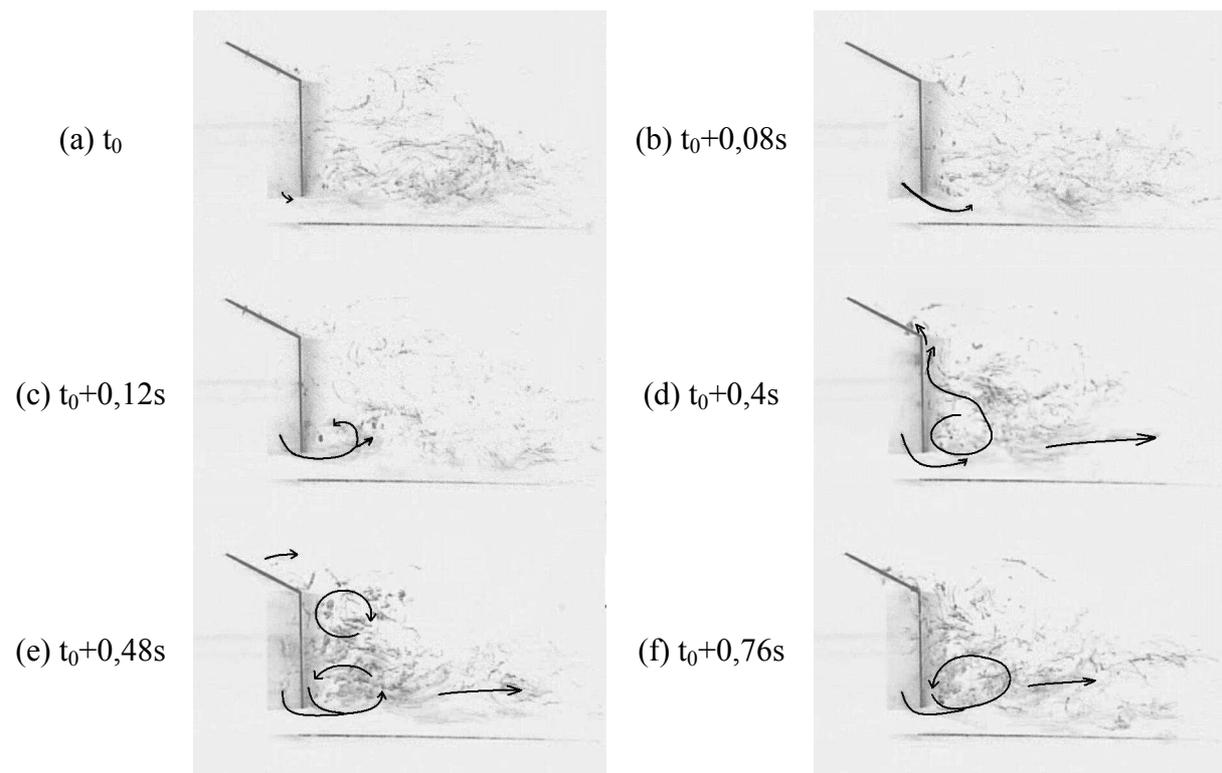


figure 7-1: visualisation par tranche laser dans le plan médian pour $Re_L=1,8.10^6$

A $t=t_0+0,76$ s, les bulles d'air s'échappent dans un premier temps de la zone supérieure. Puis, elles quittent rapidement la zone inférieure. L'analyse d'image révèle que la durée de ce cycle

est de l'ordre de 0,3 s à 0,6 s. Le nombre de Strouhal correspondant à ce détachement est de l'ordre de $0,36 < St_L < 0,73$.

Cet analyse est en accord avec les visualisations réalisées par Richards et al [54] pour un nombre de Reynolds $Re_L = 1,19 \cdot 10^6$. Les seules différences obtenues proviennent de la valeur du nombre de Strouhal. On note que ces derniers ont effectué leurs visualisations avec de la fumée injectée au niveau du tube d'échappement avec $U_j = 0,50 \text{ m.s}^{-1}$, tandis que dans notre cas, nous avons utilisé des bulles d'air avec une vitesse d'injection nulle.

VII-2. Temps de réaction chimique

Comme nous avons pu le noter dans le paragraphe V-3.4.3, on peut estimer le temps chimique de la réaction: $2\text{NO} + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{NO}_2$ et le taux de réaction correspondant

$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = -k[\text{NO}]^2[\text{O}_2]$ où k est la constante cinétique ($\text{cm}^6\text{mol}^{-2}\text{s}^{-1}$) a pour valeur $k = 3,3 \cdot 10^{-39} \cdot \exp(-530/T)$. Ce temps de réaction τ_c est tel que $\tau_c^{-1} = k[\text{NO}][\text{O}_2]$. La

concentration $[\text{NO}]$ est obtenue en intégrant l'équation $\frac{d[\text{NO}]}{dt} = -k[\text{NO}]^2[\text{O}_2]$:

$$-\frac{d[\text{NO}]}{[\text{NO}]^2} = k[\text{O}_2] dt$$

$$\frac{1}{[\text{NO}]} = k[\text{O}_2] t + \text{cte}$$

avec comme condition initiale: à $t=0$ $\frac{1}{[\text{NO}]_{t=0}} = \text{cte}$ d'où $\frac{1}{[\text{NO}]} - \frac{1}{[\text{NO}]_{t=0}} = k[\text{O}_2] t$

On en déduit l'évolution de la concentration $[\text{NO}]$ en fonction du temps qui est donnée par:

$$\frac{[\text{NO}]}{[\text{NO}]_{t=0}} = \frac{1}{1 + k[\text{O}_2][\text{NO}]_{t=0} t}$$

Le temps chimique τ_c s'exprime alors:

$$\tau_c^{-1} = k[\text{NO}][\text{O}_2] = k[\text{O}_2] \frac{[\text{NO}]_{t=0}}{1 + k[\text{O}_2][\text{NO}]_{t=0} t}$$

$$\text{d'où } \tau_c = t + \frac{1}{k[\text{O}_2][\text{NO}]_{t=0}}$$

A partir des résultats de Seinfeld [61] pour $[\text{NO}]_{t=0}=30$ et 3000 ppm, de Karamchandani et al. [44] pour $[\text{NO}]_{t=0}=1$ ppm et de Leblanc et al. [47], on en déduit l'évolution de l'inverse du temps chimique τ_c^{-1} en fonction de la concentration initiale $[\text{NO}]_{t=0}$. On constate que la décroissance de τ_c se fait avec un puissance de l'ordre de -1. Le terme t apparaissant dans l'expression ci dessus est généralement négligeable devant $1/k[\text{O}_2][\text{NO}]_{t=0}$.

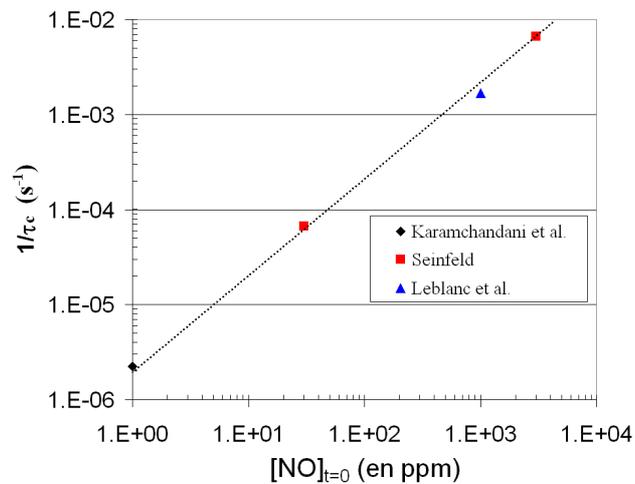


figure 7-2: évolution de τ_c^{-1} en fonction de la concentration $[\text{NO}]$

Références bibliographiques

- [1] **AHMED, S.R.** (1981), Wake Structure of Typical Automobile Shapes. *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol.103, pp.162-169
- [2] **AHMED, S.R.** (1983), Influence of Base Slant on Wake Structure and Drag of Road Vehicles. *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol.105, pp.429-434
- [3] **AHMED, S.R., BAUMERT, W.** (1979), The Structure of Wake Flow Behind Road Vehicles. *Aerodynamics of Transportation*, ASME-CSME Conference, Niagara Falls, June 18th-20th, pp93-103
- [4] **AHMED, S.R., RAMM, G., FALTIN, G.** (1984), Some Salient Features of The Time-Averaged Ground Vehicle Wake. *SAE Paper 840300*
- [5] **ANAGNOST, A., ALAJBEGOVIC, A., CHEN, H., HILL, D., TEIXEIRA, C., MOLVIG, K.** (1997), **Digital PhysicsTM** Analysis of the Morel Body in Ground Proximity. *SAE Paper 970139*
- [6] **BAKER, C.J.**, (2001), Flow And Dispersion In Ground Vehicle Wakes, *Journal of Fluids and Structures* (2001) 15, 1031-1060.
- [7] **BEAUDOIN, J. F., CADOT, O., AIDER, J. L., GOSSE, K., PARANTHOEN P., HAMELIN, B., TISSIER, M., ALLANO, D., MUTABAZI, I., GONZALES, M., WESFREID, J. E.**, (2004), Cavitation as a complementary tool for automotive aerodynamics, *Experiments In Fluids*, Vol. 37 num. 5 pag. 763-768
- [8] **BELORGEY, M.** (1978), Etude du flux à la paroi à l'aval d'une source linéaire de chaleur placée dans une couche limite turbulente. *Thèse de Sciences Physiques, Université de Rouen*
- [9] **BENSON, B.E.** (1989), Caline4 - A dispersion model for predicting air pollutant concentrations near roadways. *Report FHWA/CA/TL-84-15. State of California Department of Transportation*
- [10] **BERNARD, P. S., COLLINS, P. & POTTS, M.** (2005), Vortex method simulation of ground vehicle aerodynamics, *SAE Paper 2005-01-0549*
- [11] **BION, A., FALL, M., GOURIOU, F., LE PRIEUR, E., DIONNET, F., & MORIN, J. P.** (2002). Biphase culture of rat lung slices for pharmacotoxicological evaluation of complex atmospheres. *Cell Biology and Toxicology*, 18(5): 301-314.
- [12] **BOISSON H.C., KOURTA A., SLOAN B.**, (2005), Ecoulement tourbillonnaire derrière un dièdre, *40ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Aérodynamique instationnaire, Toulouse 21-23 mars 2005.*
- [13] **BROWN, R.J. AND BILGER, R.W.**, (1998), Experimental Study of a Turbulent Reacting Plume: Part II - Conditional Concentration Statistics, *Atmospheric Environment*, 32, 629 – 646

- [14] **CHAN, T.L., DONG, G., CHEUNG, C.S., LEUNG, W., WONG, C.P., HUNG, W.T.** (2001), Monte-Carlo Simulation of Nitrogen Oxides Dispersion from a Vehicular Exhaust Plume and its Sensitivity Studies. *Atmospheric Environment*, 35, 6117-6127
- [15] **CHATWIN, P.C.** (1978) Comments on Dispersion Measurement in a Turbulent Boundary layer, *International Journal Heat Mass Transfer*, Vol21, pp367
- [16] **CHEN, J. X. & WEGMAN, J.**, (1999), Real-Time Simulation of Dust Behavior Generated by a Fast Traveling Vehicle. *ACM Trans. Model. Comput. Simul.* 9(2): 81-104 (1999)
- [17] **CHOCK, D.P.**, (1977), General Motors sulfate dispersion experiment – an overview of the wind, temperature and concentration fields. *Atmospheric Environment*, 11, pp. 553-559.
- [18] **CHUA, L.P., ANTONIA R.A.**, (1986), The turbulent interaction region of a circular jet, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 13, 5, 545-566
- [19] **COPPALLE, A., DELMAS, V., BOBBIA, M.** (2001), Variability of NO_x and NO₂ concentrations observe at pedestrians level in the city center of medium sized urban area. *Atmospheric Environment*, 35, pp. 5361-5369.
- [20] **DI SABATINO, S., P. KASTNER-KLEIN, R. BERKOWICZ, R. BRITTER, AND E. FEDOROVICH**, (2003), The modelling of turbulence from traffic in urban dispersion models – Part I: Theoretical considerations. *Environmental Fluid Mechanics*, 3, 129-143
- [21] **ESKRIDGE, R, CATALANO, J.**, (1987). ROADWAY - A numerical model for predicting air pollutants near highways - *user's guide*. EPA-68-02-4106, U.S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, North Carolina
- [22] **ESKRIDGE, R.E. AND HUNT, J.C.R.**, (1979), Highway modelling. Part I. Predictions of velocity and turbulence fields in the wake of vehicles, *Journal Appl. Meteor.*, 18, 387.
- [23] **ESKRIDGE, R.E. & RAO, S.T.** (1986), Turbulent Diffusion Behind Vehicles: Experimentally Determined Turbulence Mixing Parameters. *Atmospheric Environment*, Vol.20, No.5, pp.851-860.
- [24] **ESKRIDGE, R.E. AND THOMPSON, R.S.**, (1982), Experimental and Theoretical Study of the Wake of a Block-Shaped Vehicle in a Shear-Free Boundary Flow, *Atmospheric Environment*, Vol.16, pp.2821-2836.
- [25] **FACKRELL, J.E. & ROBINS, A.G.**, (1982), Concentration fluctuations and fluxes in plumes from point sources in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 117, 1–26

- [26] **FRAIGNEAU, Y., GONZALEZ, M., COPPALLE, A.**, (1996), The influence of turbulence upon the chemical reaction of nitric oxide released from a ground into ambient ozone, *Atmospheric Environment*, 30, 1467-1480.
- [27] **GILLIERON, P., CHOMETON, F.** (1999), Modelling of Stationary Three-Dimensional Separated Air Flows Around an Ahmed Reference Model. In *Proc. Third International Workshop on Vortex, ESAIM, Vol.7, pp.173-182.*
- [28] **GODARD, G., WEISS, F., GONZALEZ, M., PARANTHOËN, P.**, (2005), Heat transfer from a line source located in the periodic laminar near wake of a circular cylinder. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29, 8, 947-956, (2005)
- [29] **GOLDSTEIN, R.J.**, ed., (1983), Fluid Mechanics Measurements. *Washington: Hemisphere Publishing Corp.*
- [30] **GOURIOU, F., MORIN, J.-P., AND WEILL, M.-E.**, (2004), On-road measurements of particle number concentrations and size distributions in urban and tunnel environments, *Atmospheric Environment*, 38, 2831–2840.
- [31] **HAN, T.** (1989). Computational analysis of three-dimensional turbulent flow around a bluff body in ground proximity, *AIAA Journal* 27(9), 1213-1219.
- [32] **HARRISON, R.M., YIN, J., MARK, D., STEDMAN, J., APPLEBY, R.S., BOOKER, J. AND MOORCROFT, S.**, (2001), Studies of the coarse particle (2.5–10 μ m) component in UK urban atmospheres, *Atmospheric Environment*, 35, 3667-3679
- [33] **HERTEL, O., SOLVANG, S., HELLE VIBEKE ANDERSEN FINN PALMGREN, J., WÄHLIN, P., SKOV, H., NIELSEN, I-V., SØRENSEN STEFFEN LOFT, M., RAASCHOU-NIELSEN, O.** (2001), Human exposure to traffic pollution. Experience from Danish studies, *Pure Appl. Chem.*, Vol. 73, No. 1, pp. 137–145, 2
- [34] **HIDER, Z.E.** (1998), Modelling Solute and Particulate Dispersion from Road Vehicles. Ph.D. thesis, University of Nottingham, U.K
- [35] **HINTERBERGER, C., GARCIA-VILLALBA, M., RODI, W.** (2004), Large Eddy Simulation of flow around the Ahmed Body. In *"Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics / The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Buses, and Trains"*, R. McCallen, F. Browand, J. Ross (Eds.), Springer Verlag
- [36] **HOWARD, R.J.A. & POURQUIE, M.** (2002), Large eddy simulation of an Ahmed reference model. *Journal of Turbulence*, Vol. 3, 2002
- [37] **HOWARD, R.J.A., BIEDER, U. AND LESIEUR, M.** (2001) Structured and non-structured large eddy simulations of the Ahmed reference model, *EUROMECH Colloq. (Munich) ed R Friedrich (Dordrecht: Kluwer) p 412*

- [38] **HUANG, H., Y. AKUTSU, M. ARAI, AND M. TAMURA,** (2000), A two-dimensional quality model in an urban street canyon: Evaluation and sensitivity analysis. *Atmospheric Environment*, 34, 689–698.
- [39] **HUCHO, W.H.,** (1987), Aerodynamics of Road Vehicles, *Butterworths & Co., London, ISBN 0-408-01422-9*
- [40] **IMHOF, D., WEINGARTNER, E., VOGT, U., DREISEIDLER, A., ROSENBOHM, E., SCHEER, V., VOGT, R., NIELSEN, O.J., KURTENBACH, R., CORSMEIER, U.,** (2005), Vertical distribution of aerosol particles and NO_x close to a motorway, *Atmospheric Environment*
- [41] **JANSSEN, L.J. & HUCHO, W.H.** (1974), Aerodynamische Formoptimierung der Type VW-Golf und VW-Sirocco. *Kolloquium uber Inderstrie-aerodynamik, Achen, Part 3, pp.46-49*
- [42] **JOHNSON, W. B., LUDWIG, F. L., DABBERT, W. F., ALLEN, R. J.** (1973) An urban diffusion simulation model for carbon monoxide, *J Air Pollution Control Association*, 23, 490–498.
- [43] **KAPADIA, S., ROY, S. & WURTZLER, K.,** (2003), Detached Eddy Simulation Over A Reference Ahmed Car Model, *AIAA paper no. 2003-0857, 2003.*
- [44] **KARAMCHANDANI, P., KOO, A., SEIGNEUR, C.,** (1998), Reduced gas-phase kinetic mechanism for atmospheric plume chemistry. *Environmental Science and Technology* 32, 1709–1720.
- [45] **KRAJNOVIC, S. & DAVIDSON, L.,** (2004), Large Eddy Simulation of The Flow Around an Ahmed Body, *Proceedings of HTFED04 2004 ASME Heat Transfer/Fluids Engineering Summer Conference July 11-15, 2004, Charlotte, North Carolina, USA*
- [46] **KRAJNOVIC, S. & DAVIDSON, L.,** (2004), Large Eddy Simulation of The Flow Around an Simplified Car Model, *2004 SAE World Congress, SAE Paper No. 2004-01-0227, Detroit, USA.*
- [47] **LEBLANC, E. , JOKELA, K., PERIER-CAMBY, L. & THOMAS, G.** (1999), Etude physico-chimique des réactions entre oxydes d'azote. Application à l'analyse de ces gaz en sortie de systèmes de combustion. *Journal Chim. Phys.* 96, 759-777
- [48] **LIENHART, H. & BECKER, S.** (2002), LDA Measurements of the Flow and Turbulence Structures in the Wake of a Simplified Car Model. *11th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*
- [49] **LIENHART, H. & BECKER, S.** (2003), Flow and Turbulence Structures in the Wake of a Simplified Car Model. *SAE Technical Paper Series 2003-01-0656*

- [50] **LIENHART, H., STOOTS, C., BECKER, S.** (2000), Flow and Turbulence Structures in the Wake of a Simplified Car Model (Ahmed Model). *DGLR Fach Symp. Der AG STAB, University of Stuttgart*
- [51] **MOREL, T.** (1978), Aerodynamics Drag of Bluff Body Shapes Characteristics of Hatch-Back Cars. *SAE Technical Paper Series Paper 780267*
- [52] **PARANTHOËN, P., GODARD, G., WEISS, F., GONZALEZ, M.**, (2004), Counter gradient diffusion vs « counter diffusion » temperature profile ?, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47, 819-825, (2004)
- [53] **RAO, K. S., GUNTER, R. L., WHITE, J. R. AND HOSKER, R. P.**, (2002), Turbulence and dispersion modelling near highways, *Atmospheric Environment*, 36, 4337-4346.
- [54] **RICHARDS, K.A.** (2002), Computational Modelling of Pollution Dispersion in the Near Wake of a Vehicle. Ph.D. thesis, University of Nottingham, U.K.
- [55] **RICHARDS, K.A., WRIGHT, N.G., BAKER, C.J. AND BAXENDALE, A.** (2000), Computational Modelling of Pollution Dispersion in the Near Wake of a Vehicle. *International Conference on Aerodynamics, in the proceedings of the MIRA*
- [56] **ROBINS, A.G. & CASTRO**, (1977), The Flow Around a Surface-Mounted Cube in Uniform and Turbulent Streams *Journal of Fluid Mechanics, Vol.79, Part 2, pp.307-335*
- [57] **ROSSET, L.**, (2000), Etude expérimentale et modélisation de l'évolution de la structure d'un panache dans un écoulement turbulent inhomogène, *Thèse de Sciences Physiques, Université de Rouen*
- [58] **ROSSET, L., PARANTHOËN, P., LECORDIER, J-C., GONZALEZ, M.**, (2001), Anisotropy of a thermal field at dissipative scales in the case of small-case injection. *Phys. Fluids A*, 13, 3729-3737.
- [59] **SCHAFFER, K., EMEIS, S., HOFFMANN, H., JAHN, C., MULLER, W., HEITS, B., HAASE, D., DRUNKENMOLLE, W-D., BACHLIN, W., SCHLUNZEN, K., LEITL, B., PASCHEK, F., SCHATZMANN, M.**, (2005), Field measurements within a quarter of a city including a street canyon to produce a validation data set, *International Journal of Environment and Pollution* 25, 1-4, pp 201 – 216
- [60] **SCIBOR-RYLSKI, A.J.**, (1984), Road Vehicle Aerodynamics, 2nd Edition, Pentech Press Limited ISBN-0-7273-1805-5
- [61] **SEINFELD, J.H.**, (1986), Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution, *Ed. Wiley*
- [62] **SIMS-WILLIAMS, D.B.** (2001) Self-Excited aerodynamic unsteadiness associated with passenger cars, *Ph.D. Thesis, University Of Durham*.

- [63] **SINI, J.F., ANQUETIN, S., MESTAYER, P.**, (1996), Pollutant dispersion and thermal effects in urban street canyons, *Atmospheric Environment*, 30, 15, pp 2659-2677
- [64] **SPOHN, A. & GILLIERON, P.**(2002), Flow Separations Generated by a Simplified Geometry of an Automotive Vehicle, *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, April 8-12, 2002, Toulouse, France*
- [65] **VACHON, G., LOUKA, P., ROSANT, J-M., MESTAYER, P.G., SINI, J-F.** , (2000), Measurements of Traffic-Induced Turbulence within a Street Canyon. *during the Nantes '99' Experiment turbulence in air pollution studies for streets. 3rd Urban Air Quality conference Loutraki 19-23 March 2000*
- [66] **VARDOULAKIS, S., FISHER, B. E. A., PERICLEOUS, K., GONZALEZ-FLESCA, N.**, (2003), Modelling air quality in street canyons: a review. *Atmospheric Environment*, 37, 2 , 155-182.
- [67] **VINO, G., WATKINS, S., MOUSLEY, P., WATMUFF, J. AND PRASAD, S.**, (2004), The Unsteady Near-Wake of a Simplified Passenger Car, *15th Australasian Fluid Mechanics Conference The University of Sydney, Sydney, Australia 13-17 December 2004*
- [68] **VINO, G., WATKINS, S., MOUSLEY, P., WATMUFF, J. AND PRASAD, S.**, (2004), Flow structures in the near-wake of the Ahmed model, *Journal of Fluids and Structures* 20 (2005) 673–695
- [69] **VINÇONT, J.Y, SIMOENS, S., AYRAULT, M., WALLACE, J.M.** (2000) Passive Scalar Dispersion in a Turbulent Boundary-Layer from a Line Source at the Wall and Downstream of an Obstacle *Journal of Fluid Mechanics, Vol.424, pp.127-168*
- [70] **THOMPSON, R.S. & ESKRIDGE, R.E.** (1987), Turbulent Diffusion Behind Vehicles: Experimentally Determined Influence of Vortex Pair in Vehicle Wake. *Atmospheric Environment, Vol.21, No.10, pp.2091-2097*
- [71] **WEINGARTNER, E., KELLER, C., STAHEL, W.A., BURTSCHER, H. AND BALTENSBERGER, U.**, (1997), Aerosol emission in a road tunnel, *Atmospheric Environment*, 31, 451-462
- [72] **YOSHIDA, M., YAMATANI, A., CHINA, H.** (1998), Prediction of Dirt Contamination on Vehicle Body Surface. *JSAE Review* 19 257-262