



Thèse de doctorat
Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de
VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS

Spécialité : Mécanique
Présentée et soutenue par Ahmed KAFFEL

Le 16/02/2017

Ecole doctorale :
Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

Laboratoire :
Laboratoire : Département écotechnologie, unité de recherche génie des procédés (GPAN) de l'IRSTEA

**Analyse des structures des écoulements et des instabilités développées par
un rideau d'air cisailé latéralement par un courant externe : application au cas
des meubles frigorifiques de vente**

Codirecteurs de thèse :
MM. Jean MOUREH et Jean-Luc HARION

JURY

M. POLIDORI Guillaume, Professeur, Directeur du GRESPI, Université de REIMS
M. SOLLIEC Camille, HDR, Maître de Recherche, IMT- Atlantique
M. COUTON Dominique, Maître de conférences, Université de Poitiers
Mme ALVAREZ Graciela, Directrice de Recherches, IRSTEA
M. MOUREH Jean, HDR, Chargé de Recherches, IRSTEA
M. RUSSEIL Serge, Maître Assistant, IMT - Lille Douai
M. HARION Jean-Luc, Professeur, IMT - Lille Douai

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examinatrice
Codirecteur de thèse
Encadrant de thèse
Codirecteur de thèse

Remerciements

La présente étude a été effectuée à l'IRSTEA de Paris, au sein de l'équipe METFRI en collaboration avec l'Ecole des Mines de Douai, sous la direction de M. **Jean-Luc HARION** Professeur, IMT - Mines Douai et M. **Jean MOUREH**, HDR, Chargé de Recherches, IRSTEА.

Je remercie particulièrement M. **Guillaume POLIDORI** et M. **Camille SOLLIEC** pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail et d'avoir consacré une partie de leur temps pour le juger.

Mes remerciements s'adressent aussi à Mme **Graciela ALVAREZ** et M. **Dominique COUTON** pour avoir accepté d'examiner cette thèse.

Je tiens à exprimer toute ma profonde gratitude au Professeur **Najib OUARAZI** pour son accord à une dernière inscription à titre exceptionnel et dérogatoire.

Je suis particulièrement reconnaissant envers mes directeurs et encadrants de l'Ecole des Mines de Douai MM. **Jean-Luc HARION** et **Serge RUSSEIL** et de l'IRSTEA M. **Jean MOUREH** pour la confiance qu'ils m'ont accordée ainsi que pour leurs conseils enrichissants.

Je remercie également Mme **Laurence FOURNAISON** et Mme **Véronique OSSWALD** tant du côté scientifique que du côté humain.

Je voudrais aussi remercier l'ensemble de mes collègues et personnels de l'IRSTEA.

Enfin, j'aimerais remercier mes parents et tous les membres de ma famille en Tunisie pour leur soutien et encouragement.

Analyse des structures des écoulements et des instabilités développées par un rideau d'air cisailé latéralement par un courant externe: application au cas des meubles frigorifiques de vente

Résumé

Dans cette étude, le comportement aérodynamique du jet pariétal ($Re = 8000$) cisailé latéralement par un courant de perturbation externe de profil de vitesse uniforme (U_{lf}) a été étudié et analysé. Les expérimentations ont été réalisées par PIV et LDV sur une maquette aéraulique isotherme à échelle réduite d'un meuble frigorifique de vente. L'étude est centrée sur la région du jet située à proximité de la section de soufflage ($x/e < 10$) qui correspond à la zone dans laquelle se développent les instabilités et le processus de transition vers la turbulence.

L'analyse des résultats obtenus avec et sans perturbation a mis en évidence que la perturbation entraîne une diminution significative du pouvoir d'entraînement du jet, une forte décroissance de la vitesse moyenne maximale, un faible épanouissement du jet et une augmentation globale des valeurs des moments d'ordre deux de toutes les composantes des contraintes de Reynolds. Les résultats ont montré que le courant de perturbation externe entraîne des valeurs élevées de fluctuations RMS pour les composantes longitudinales et transversales dans les deux couches interne et externe. L'analyse de l'évolution dynamique de la couche externe du jet pariétal par PIV résolue en temps à une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz et focalisée sur la région d'apparition d'instabilités montre les modifications de topologie des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz (K-H) induites par le courant latéral ELS. Pour ($U_{lf} = 0,5 \text{ ms}^{-1}$), les tourbillons de K-H se déforment et s'allongent dans la direction du jet. Pour ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$), les visualisations PIV mettent en évidence la rupture des structures tourbillonnaires secondaires entre deux structures primaires K-H consécutives. Cette rupture modifie la trajectoire des structures tourbillonnaires primaires qui, au lieu de se développer à la frontière du jet, vont se détacher pour pénétrer à l'intérieur du jet. Cette rupture affecte également le mécanisme d'appariement tourbillonnaire qui sous-tend l'expansion du jet et qui engendre pour un jet non perturbé la formation de grandes structures anisotropes organisées.

La comparaison entre les jets perturbé et non perturbé a également permis de mieux comprendre le mécanisme d'interaction mutuelle entre la couche de cisaillement interne et la couche de cisaillement externe. Les résultats indiquent que le courant de perturbation externe brise partiellement le mécanisme de formation des dipôles de vortex qui deviennent irréguliers et moins prédictifs. Ceci mène à la formation de structures moins organisées dans la couche de cisaillement interne, tant en termes de tailles qu'en intensité tourbillonnaire. Ce phénomène conduit à l'allongement de la zone de transition et retarde donc l'apparition de la zone auto-similaire du jet. L'application de la technique POD montre que la perturbation joue un rôle majeur dans la redistribution énergétique entre les modes. Le courant de perturbation impose un changement fondamental du développement des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz en perturbant leur organisation bidimensionnelle, leur topologie, leur alignement et leur fréquence de passage, entraînant une diminution du nombre de Strouhal. Cette diminution pourrait être expliquée par l'effet inhibiteur exercé par le courant de cisaillement latéral sur le développement des structures primaires. Les corrélations spatiales R_{vv} reflètent la diminution des échelles de longueur dans le cas d'un jet perturbé.

Mots clés : *Jet pariétal, rideau d'air, jet perturbé, instabilités de Kelvin-Helmholtz, structures cohérentes, meuble frigorifique de vente, TR-PIV, POD.*

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre 1 : Analyse bibliographique	6
Chapitre 2 : Dispositif expérimental et moyens de mesure	57
Chapitre 3 : Experimental investigation of a plane wall jet subjected to an external lateral flow	78
Chapitre 4 : TR-PIV measurements and POD analysis of the plane wall jet subjected to lateral flow	101
Conclusion générale et perspectives	123
Annexe	127
Article de conférence	135

Liste des figures

Chapitre 1

Figure 1 Coupe présentant les différents composants d'un meuble frigorifique de vente vertical ouvert (Georges 2002).....	3
Figure 2 Effet du profil initial de vitesse à la sortie de la buse sur le débit entraîné pour quatre profils de vitesse (uniforme, parabolique, rampe et rampe inversé) du rideau d'air d'après Al-Sahhaf (2013)	4
Figure 3 Composantes de la charge de refroidissement pour plusieurs conceptions de meubles frigorifique de vente à 75 °F (297 K) et 55 % RH (American Society of Heating and Engineers 2002).....	5
Figure 4 Contribution de chaque partie à la charge de refroidissement totale d'un meuble frigorifique de vente (Faramarzi 1999).....	5
Figure 5 Volume de contrôle pour le calcul du bilan enthalpique (Al-Sahhaf 2013).....	6
Figure 6 Surface isotherme ($T = 25^\circ$) au niveau de la surface frontale d'un MFV [D'Agaro et al. (2006)]	7
Figure 7 Conditions expérimentales d'un MFV soumis à un courant d'air ambiant selon trois différentes directions ($a : \theta_a = 0^\circ$, $b : \theta_a = 45^\circ$, $c : \theta_a = 90^\circ$).....	8
Figure 8 Effet de la vitesse latérale (cross-flow) au niveau des trois étagères, le rideau est présenté par une iso-surface d'une vitesse longitudinale (direction y) constante de 0,55 ms ⁻¹	9
Figure 9 Schéma de test de l'influence de la vitesse de passage d'un consommateur d'après Nascimento et al. (2016).....	9
Figure 10 Schéma type d'un jet pariétal	11
Figure 11 Profils de vitesse du jet pariétal d'après Förthmann (1936), cité par Rajaratnam (1976).....	12
Figure 12 Profil adimensionnel d'un jet plan turbulent (Awbi 1991).....	13
Figure 13 Décroissance de la vitesse maximale du jet pariétal plan (Rajaratnam 1976)	14
Figure 14 Configuration du jet pariétal d'après Tailland et Mathieu (1967).....	18
Figure 15 Écoulement de retour dans la région du jet développé d'après Dunn (2010)	19
Figure 16 Schéma d'un système push-pull d'un jet pariétal pour l'élimination des contaminants dans l'air provenant d'un réservoir en surface d'après Heiselberg et Topp (1997)	20
Figure 17 Etapes de transition et de détachement de la paroi du jet pariétal d'après Bajura et Catalano (1975)	24
Figure 18 Comparaison numérique des conditions à la paroi de glissement et de non-glissement du jet pariétal transitionnel issu d'une buse rectangulaire de profil parabolique d'après Gogineni et al. (1999)	26
Figure 19 Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds d'après Hooff et al. (2012) .	28
Figure 20 Les trois formes de structures tourbillonnaires présentes dans un jet transverse d'après Margason (1993).....	29
Figure 21 Structure de l'écoulement lors de l'interaction d'un jet débouchant sur un écoulement axial d'après Fric et Roshko (1994)	29
Figure 22 Configuration du jet dans un courant transverse d'après Chassaing et al. (1974).....	30
Figure 23 Les lignes de courant tracées en fonction des ratios de vitesses R (Camussi et al. 2002).....	32
Figure 24 Schéma des structures tourbillonnaires principales formées par un jet émis dans un courant transverse d'après Camussi et al. (2002)	32
Figure 25 Effet du profil initial du jet d'après New et al. (2006).....	33
Figure 26 Configuration du jet en écoulement transverse	33
Figure 27 Formation des structures tourbillonnaires en amont et en aval du jet suivant le modèle basé sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz d'après Lim et al. (2001)	35
Figure 28 Formation des structures tourbillonnaires contrarotatives d'après un modèle qui n'est pas basé sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz d'après l'interprétation de Camussi et al. (2002).....	35
Figure 29 Schema du structures tourbillonnaires du jet en écoulement transverse d'après Meyer et al. (2007) 36	36

Figure 30 Représentation schématique de la POD classique (figure de gauche) et de la snapshot POD (figure de droite) d'après Cordier et Bergmann (2006).....	40
Figure 31 Représentation schématique de la configuration expérimentale (figure de gauche).....	42
Figure 32 Schéma de la maquette expérimentale d'après Shim et al. (2013).....	43

Chapitre 2

Figure 1 Croquis de la vue de face (a), la vue de dessus (c), et du système de coordonnées de la maquette (b).3	
Figure 2 Maquette expérimentale à échelle réduite d'un meuble frigorifique de vente a) Chambre de tranquillisation, b) buse de soufflage à contraction lisse, c) canal rectangulaire, d) cavité (paroi), e) sortie du jet recyclé, Flèche verticale bleue : rideau d'air (jet plan principal), flèche horizontale rouge : courant de perturbation latéral (ELS)	4
Figure 3 Montage de la chaîne de mesure	5
Figure 4 Principe de mesure de la technique PIV (source : Dantec Dynamics).....	6
Figure 5 Profil de vitesse et d'intensité turbulente à la sortie de la buse de soufflage.....	9
Figure 6 Profil de la vitesse moyenne du courant de perturbation à $z = 0,44$ m.....	10
Figure 7 Profil de mesure LDV de la vitesse du courant de perturbation Ulf	10
Figure 8 Séries de mesure LDV du profil de vitesse du courant de perturbation Ulf (Vue isométrique).....	11
Figure 9 Profils de vitesse et de l'intensité turbulente de la 1ère série de mesure.....	11
Figure 10 Profils de vitesse et d'intensité turbulente de la 2ème série de mesure	12
Figure 11 Convergence statistique des moments d'ordre 1 (a) et des moments d'ordre 2 (b, c et d)	13
Figure 12 Interpolation sous-pixel de Gauss à trois points du pic de la fonction de corrélation d'après Sciacchitano (2014).....	15
Figure 13 L'effet du Peak-locking d'après (Westerweel 1997).....	18
Figure 14 Histogramme des déplacements en pixels pour le cas de la composante latérale du jet pariétal non perturbé (algorithme d'interpolation sous pixel utilisé : Gauss 3 points)	19

Chapitre 3

(Article 1)

Fig 1 Definition sketch of the plane turbulent wall jet regions.....	3
Fig 2 Experimental scaled-down test facility of a refrigerated display cabinet	5
Fig 3 Sketch of the front view (a), the top view (c), and coordinates of the measurement configuration (b)	6
Fig 4 Streamwise mean velocity profile and turbulence intensity at the nozzle exit.....	8
Fig 5 Dimensionless velocity profiles of the unperturbed wall jet at $z/L = 0.4$	8
Fig 6 PIV visualization of Kelvin-Helmholtz instability (Unperturbed: $\alpha = 0$) at $z/L = 0.4$	8
Fig 7 Velocity profiles of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet at $\alpha = 0.33$ (b) at $z/L = 0.4$	9
Fig 8 Velocity fields and streamlines of the unperturbed and perturbed jet at velocities 0.5 ms^{-1} and 1 ms^{-1} at $z/L = 0.4$	10

Fig 9 Velocity fields and streamlines of the perturbed jet at perturbing velocity 1 ms^{-1} ($\alpha = 0.33$) measured in three span-wise planes distant of 0.05 m, 0.1 m and 0.25 m from the lateral perturbation ($z/L = 0.4$, $z/L = 0.3$ and $z/L = 0$).....	11
Fig 10 Decay rate of the streamwise maximum velocity of the wall jet: influence of the lateral perturbation at $z/L = 0.4$	11
Fig 11 Half- width growth of the of the wall jet: influence of the lateral perturbation at $z/L = 0.4$	11
Fig 12 Entrainment discharge rate of the unperturbed jet ($U_{lf} = 0 \text{ ms}^{-1}$) and the perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) at $z/L = 0.4$	12
Fig 13 Streamwise turbulent intensity distribution of the unperturbed (a) and perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) (b) at $z/L = 0.4$	13
Fig 14 PIV visualization of the onset and development of Kelvin-Helmholtz vortices at different time frames of the unperturbed wall jet ($U_{lf} = 0 \text{ ms}^{-1}$) and perturbed wall jet ($U_{lf} = 0.5 \text{ ms}^{-1}$, 1 ms^{-1}) at $z/L = 0.4$	14
Fig 15 Colour maps of the time averaged swirling strength λ_{ci} of the unperturbed and perturbed jet in the near-field region ($x/e < 5$) at $z/L = 0.4$	16
Fig 16 Contour plots of the vorticity of the unperturbed and perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) at $z/L = 0.4$	16
Fig 17 vortex tearing process	17

Chapitre 4

(Article 2)

Fig 1 Definition sketch of the plane turbulent wall jet regions.....	73
Fig 2 Experimental scaled-down test facility of a refrigerated display cabinet (RDC).....	74
Fig 3 Sketch of the front view (a), the top view (c), and coordinates of the measurement configuration (b)	75
Fig 4 Dimensionless velocity profiles of the unperturbed wall jet at $z = 0.2 \text{ m}$	77
Fig 5 PIV visualization of Kelvin-Helmholtz instability (unperturbed jet $U_{lf} = 0 \text{ ms}^{-1}$).....	77
Fig 6 PIV visualization sequence of the unperturbed jet taken at time step 0.005 s (Frequency = 200 Hz) of the secondary K-H instability at the cross-stream plane $x/e = 3$	78
Fig 7 Velocity profiles of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet at $\alpha = 0.33$ (b) at $z = 0.2 \text{ m}$	78
Fig 8 Velocity fields and streamlines of the perturbed and unperturbed jet at velocities 0.5 ms^{-1} and 1 ms^{-1} at $z = 0.2 \text{ m}$	79
Fig 9 Streamwise turbulent intensity distribution of the unperturbed (a) and perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) (b) ...	80
Fig 10 Scaled wall-normal turbulent intensity distribution of the unperturbed (a) and perturbed jet (b).....	80
Fig 11 Dimensionless profiles of the Reynolds shear stress of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet (b).....	81
Fig 12 Profiles of shear and normal Reynolds stresses at $x/e = 7$	82
Fig 13 Isocontours of the space correlation function R_{vv} in the shear layer of the unperturbed (a) and the perturbed wall jet at $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$ (b) at the measurement point ($x/e, y/e$) $\approx (3.9, 0.8)$	82
Fig 14 FFT of unperturbed and perturbed jet at ($x/e, y/e$) = (3, 1.3)	83
Fig 15 Strouhal number evolution at $y/e = 1.3$	83
Fig 16 Kelvin Helmholtz instability topology	83
Fig 17 Energy contribution of each mode of the unperturbed and perturbed jets	84
Fig 18 POD Eigenvalue spectra of the unperturbed and perturbed jets	84
Fig 19 Contour plot of the time average swirling strength of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet (b) at $x/e = 6$	85
Fig 20 The first mode of the unperturbed ($U_{lf} = 0 \text{ ms}^{-1}$) and perturbed jet ($U_{lf} = 0.2 \text{ ms}^{-1}$ and $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$).....	85
Fig 21 Example of the time evolution over 100 snapshots of POD expansion coefficient (a_1) of the of the first mode for both unperturbed and perturbed jet at $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$	85

Fig 22 Eigenfunction vector plots of the second, third and fourth modes of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) (b)	86
Fig 23 Contour plots of the POD modes (streamwise eigenvectors ϕ_x) 2 and 3 of the unperturbed (a) and perturbed jet at $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$ (b).....	87
Fig 24 FFT distribution of the third temporal POD mode (a_3) of the unperturbed jet and the second temporal POD mode (a_2) of the perturbed jet at $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$	88

Annexe

Figure 1 Champs POD reconstruits du jet non perturbé	2
Figure 2 Champs POD reconstruits du jet perturbé à $0,5 \text{ ms}^{-1}$	3
Figure 3 Champs de vitesse POD reconstruits du jet perturbé à 1 ms^{-1}	4
Figure 4 Topographie du mode 1	5
Figure 5 Topographie du mode 2	6
Figure 6 Topographie du mode 3	7
Figure 7 Topographie du mode 4	8

Liste des équations

Chapitre 1

(1. 1)	6
(1. 2)	7
(1. 3)	11
(1. 4)	13
(1. 5)	13
(1. 6)	14
(1.7)	14
(1. 8)	15
(1. 9)	16
(1. 10)	17
(1. 11)	21
(1. 12)	22
(1. 13)	22
(1.14)	22
(1.15)	22
(1.16)	22
(1.17)	22
(1.18)	23
(1.19)	23
(1.20)	23
(1. 21)	27
(1. 22)	30
(1. 23)	31
(1. 24)	32
(1. 25)	34
(1. 26)	39
(1. 27)	40
(1. 28)	40
(1. 29)	41
(1. 30)	41
(1. 31)	41
(1. 32)	41
(1. 33)	41
(1. 34)	41
(1. 35)	41

Chapitre 2

(2. 1)	7
(2. 2)	8
(2. 3)	14
(2. 4)	14
(2. 5)	17
(2. 6)	17
(2. 7)	18
(2. 8)	18
(2. 9)	18
(2. 10)	19

Chapitre 3

(Article 1)

Eq. 1	7
Eq. 2	7
Eq. 3	7
Eq. 4	7
Eq.5	8
Eq.6	8
Eq. 7	8
Eq. 8	12

Chapitre 4

(Article 2)

Eq. 1	76
Eq.2	76
Eq.3	76
Eq.4	76
Eq.5	76
Eq.6	77
Eq.7	77
Eq.8	82
Eq.9	83
Eq.10	83
Eq.11	83
Eq.12	84
Eq.13	84
Eq.14	84

Liste des tableaux

Chapitre 1

Tableau 1 Résumé de quelques études antérieures et récentes du jet pariétal	15
Tableau 2 Synthèse bibliographique non exhaustive des études expérimentales des jets en écoulement transverse	36

Chapitre 2

Tableau 1: Paramètres PIV, conditions d'écoulement et plans de mesure	16
Tableau 2 : Paramètres de calcul de l'image de la particule.....	20

Chapitre 3

(Article 1)

Table 1: PIV parameters, flow conditions and measurement planes.....	7
---	---

Chapitre 4

(Article 2)

Table 1: PIV parameters, flow conditions and measurement planes.....	76
Table 2: Sum of energies of the spatial eigenmodes	84

ACRONYMES

CS	Coherent Structure
CRVP	Couter-Rotating Vortex Pair
ELS	External Lateral Stream
FFT	Fast Fourier Transformations
HWA	Hot Wire Anemometry
HSV	Horse-Shoe Vortices (tourbillon de jonction)
HV	Hovering Vortex (tourbillon de jonction)
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LEV	Leading Edge Vortices
MFV	Meuble Firogorifique de Vente
PHWA	Pulsed Hot Wire Anemomoetry
PIV	Particle Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
RDC	Refrigerated Display Cabinet
RLV	Ring-Like Vortices
RMS	Root Mean Square
TEV	Trailing Edge Vortices
TR-PIV	Time Resolved PIV
UV	Upright Vortices
WV	Wake Vortices

NOMENCLATURE

d_p	Diamètre moyen de la particule [m]
d_r	Résolution du support d'enregistrement qui est égale à la taille du pixel (<i>pixel pitch</i>) [m]
d_{diff}	Diamètre minimum de diffraction limitée (diamètre du disque Airy) [m]
d_τ	Taille de l'image de particule [m]
e	Épaisseur de la buse de soufflage [m]
f	Fréquence du lâcher tourbillonnaire [s ⁻¹]
$f_\#$	Nombre d'ouverture de l'obturateur [-]
h_0, h_s, h_a	Enthalpies au niveau du soufflage, de reprise et de l'air ambiant [kJ.kg ⁻¹]
L	Longueur de la buse
L_p	Longueur adimensionnelle du cœur potentiel [-]
L_w	Taille de la fenêtre d'interrogation [m]
M_0	Quantité de mouvement à la sortie de la buse de soufflage ($M_0 = \int_0^e U^2 dy = U_0^2 e$)
M	Facteur de grandissement optique de l'image (la taille de l'image divisé par la taille de l'objet) [-]
n	Taux de décroissance du jet pariétal [-]
RA	Rapport d'aspect ($RA = \frac{L}{e}$)
Re	Nombre de Reynolds $Re = eU/\nu$ [-]
Ri	Nombres de Richardson [-]
St_e	Nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de la buse ($St_e = \frac{fe}{U_0}$) [-]
t	Temps d'acquisition [s]
t_0	Temps d'acquisition initial [s]
T_0, T_s, T_a	Températures au niveau du soufflage, de reprise et de l'air ambiant [K]
x, y, z	Directions longitudinales, normale à la paroi et d'envergure en coordonnées cartésiennes [m]
x_0	Origine virtuelle du jet [m]
$y_{0.5}$	Demi-épaisseur du jet, position normale à la paroi à laquelle la vitesse locale $U = U_m/2$ [m]
$\eta = y/y_{0.5}$	rapport lateral adimensionnel [-]
U	Vitesse moyenne longitudinale [ms ⁻¹]
U_m	Vitesse moyenne maximale locale [ms ⁻¹]
U_0	Vitesse moyenne à sortie de la buse [ms ⁻¹]

U_{lf}	Vitesse de perturbation latérale [ms^{-1}]
u_r	Incertitude aléatoire de vitesse [ms^{-1}]
$\overline{u'u'}/U_m^2$	Moment d'ordre 2 des fluctuations de vitesse longitudinale sous forme adimensionnelle [-]
$\overline{u'v'}/U_m^2$	Contrainte de cisaillement de Reynolds sous forme adimensionnelle [-]
$\overline{v'v'}/U_m^2$	Moment d'ordre 2 des fluctuations de vitesse normale à la paroi sous forme adimensionnelle [-]
$U_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2}}/U_m$	Vitesse fluctuante RMS longitudinale adimensionnelle [-]
$V_{rms} = \sqrt{\overline{v'^2}}/U_m$	Vitesse fluctuante RMS normale à la paroi normalisée adimensionnelle [-]
v_a	Vitesse de l'air ambiant d'un MFV [ms^{-1}]
$\alpha = U_{lf}/U_0$	Ratio de la vitesse latérale par rapport à la vitesse du jet à la sortie de la buse [-]
θ_a	Angle d'incidence de l'air ambiant [$^\circ$]
$\sigma_{\Delta x}$	Erreur RMS du déplacement dans le plan image, plan en pixel du capteur CMOS [m]
σ_u	Erreur RMS de la mesure de vitesse [ms^{-1}]
λ	Longueur d'onde de la lumière dispersée [m]
Λ_{ci}	Critère modifié d'intensité tourbillonnaire 'swirling'
λ_{ci}	Critère d'intensité tourbillonnaire 'swirling'
Δt	Intervalle de temps entre deux impulsions laser
ν	Viscosité cinématique [m^2s^{-1}]
ω_z	vorticité [s^{-1}]
IT	Intensité turbulente [%]
Q	Débit volumique à chaque position longitudinale (direction x) [m^3s^{-1}]
Q_0	Débit volumique à la sortie de buse de soufflage [m^3s^{-1}]
R_{vv}	Fonction de corrélation en deux points de la fluctuation the wall-normal velocity fluctuation [-]
λ_i	Valeurs propres (Eigenvalues), (énergie du mode POD)
$\Phi_i^k(x, y)$	Fonctions propres (Eigenfunctions), (modes spatiales POD)
$a_i(t)$	Modes temporels
$\underline{C}$	Matrice de corrélation temporelle $\underline{C}(t, t') = \langle u(x, y, t)u(x, y, t') \rangle$
N	Nombre de modes sélectionnés
N_t	Nombre des snapshots (La taille du problème des valeurs propres)

Introduction générale

1 Sujet et contexte de l'étude

La production mondiale de denrées périssables justifiables de froid est d'environ 500 millions de tonnes. En France environ 45 % des aliments consommés sont vendus sous régime de froid ce qui représente 23 millions de tonnes de produits et un chiffre d'affaires de 53 milliards d'euros.

Cette thèse a été conduite au sein de l'Unité de Recherche GPAN de l'Institut national de Recherche en Sciences et Technologies pour l'Environnement et l'Agriculture (IRSTEA) qui développe depuis plusieurs années des compétences dans le domaine de l'aérodynamique et des transferts thermiques associés à la maîtrise des écoulements et des transferts dans des équipements logistiques de stockage, de transport ou de mise à la vente de denrées périssables. Les enjeux portent sur la préservation de la qualité et la sécurité des aliments, la réduction des pertes et du gaspillage, l'augmentation de la durée de vie des produits et l'amélioration de l'efficacité thermique et énergétique des équipements.

L'un des maillons importants de la chaîne du froid est le Meuble Frigorifique de Vente (MFV) qui utilise la technologie du rideau d'air réfrigéré pour assurer le maintien en température des aliments sans barrière physique. (Portes vitrées, lanières en plastique...).

Plusieurs normes ont été définies (standard ASHRAE (1983 puis 1992), standard EN (1996, 1999) et ISO standard 5160 (1980)) pour la certification des MFV qui se fait dans des conditions d'ambiance maîtrisées, avec des niveaux stabilisés pour les différents paramètres : température, humidité et vitesse d'air ambiante n'excédant pas $0,15 \text{ ms}^{-1}$. De ce fait, l'exploitation des MFV dans des ambiances perturbées, ce qui est généralement le cas dans les grandes surfaces, est très problématique. Dans ces ambiances, les perturbations extérieures correspondent à des écoulements d'air générés transversalement ou perpendiculairement au rideau d'air du fait de la ventilation, de la climatisation, des ouvertures de portes, de la convection naturelle (courant d'air, phénomène d'allée froide ...).

La technique des rideaux d'air est également très utilisée dans une large variété d'applications industrielles pour la création d'espaces à atmosphère contrôlée en température, en humidité et en taux de pollution. Toutefois, le

nombre important de paramètres rend l'étude complexe. Ces paramètres correspondent à ceux liés au jet, au domaine confiné et à l'environnement ambiant.

Selon les applications, les diverses sources de perturbations peuvent affecter aussi bien la stabilité du rideau d'air, son efficacité de confinement thermique ou particulaire, son étanchéité vis-à-vis des polluants, ainsi que sa consommation énergétique. Par exemple dans le cas des MFV, cela peut induire une grande incertitude sur le maintien des températures réglementaires au sein des produits conservés et occasionner une surconsommation énergétique.

Ces enjeux mettent en lumière l'intérêt de développer des outils expérimentaux et numériques permettant de mieux comprendre et prédire les comportements dynamique, thermique et énergétique des jets d'air opérant dans des ambiances perturbées. La complexité réside dans le nombre important de paramètres que comporte potentiellement une telle étude liés au jet, à l'ambiance et à l'espace (cavité) réfrigéré. Pour ce dernier, deux configurations académiques extrêmes peuvent être envisagées. D'une part, le cas d'une cavité vide confinée par un rideau d'air qui a fait l'objet de nombreux travaux de recherche (Chen et Yuan 2005). Et d'autre part, le cas d'une cavité entièrement remplie de produits pour laquelle l'écoulement généré par le rideau d'air s'apparente à celui d'un jet pariétal (Field et Loth 2006) C'est cette configuration du jet pariétal que nous avons choisi d'explorer pour ce travail de thèse en présence de perturbations extérieures. Cette configuration constitue un cas académique fondamental présentant une large variété d'applications tels que le refroidissement des parois de la chambre de combustion ou le refroidissement des aubes de la turbine, le dégivrage des parebrises des véhicules, le contrôle de séparation de la couche limite en aérodynamique, la ventilation ou la climatisation (Karimipannah 1996; Moureh et Flick 2005).

D'une façon générale et à notre connaissance, toutes les études publiées sur les jets pariétaux ont été conduites dans des milieux ambiants calmes. Quelques études récentes des jets dans des ambiances perturbées ont été rapportées en configurations co-courant « *co-flow* » (Bradbury 1965; Everitt et Robins 1978; Youssef 2012) et en configuration d'écoulement transverse « *cross-flow* » (Andreopoulos 1985; Kelso et al. 1996; Pathak et al. 2006). Toutefois, le problème des jets pariétaux perturbés résultant d'une interaction avec le courant de perturbation externe latérale « *lateral-flow* » n'a, à notre connaissance, fait l'objet d'aucune étude expérimentale ni même numérique publiée jusqu'à présent et constitue la principale originalité de ce travail. Le principal enjeu de ce travail de recherche est d'apporter de nouvelles connaissances permettant de mieux comprendre et prédire les comportements dynamique, thermique et énergétique des jets d'air opérant dans des ambiances perturbées.

Le jet pariétal reste difficile à caractériser et prédire même avec un flux externe stationnaire (Craft et Launder 2001), car il combine à la fois deux caractéristiques de l'écoulement ; le jet cisailé libre dans la couche externe et un écoulement pariétal dans sa couche interne. Par conséquent, le développement du jet pariétal est régi par l'interaction de la couche limite interne caractérisée par des structures de petites échelles et la couche de cisaillement libre externe caractérisée par des structures tourbillonnaires à grandes échelles. Un problème majeur se pose donc dans le cas de l'interaction dynamique latérale avec un courant externe qui impose un effet de

cisaillement supplémentaire entre le jet et le milieu ambiant dans la direction latérale, ce qui va affecter le développement du jet et des instabilités.

L'étude a été initiée par la conception de la maquette aéraulique à échelle réduite d'un meuble frigorifique durant une étude postdoctorale effectuée par Dr Mourad Yataghene en 2010. La principale finalité de la maquette est d'assurer une très bonne maîtrise de l'écoulement du rideau d'air, mais également celle de l'écoulement perturbateur latéral. L'objectif est d'étudier la dynamique d'interaction entre un rideau d'air recyclé confinant une cavité avec un écoulement perturbateur latéral et tangent au plan de symétrie du jet. Les différents éléments qui constituent la maquette sont alors le rideau d'air, la cavité et la conduite de section rectangulaire véhiculant le courant de perturbation. Dans le cas d'un MFV entièrement chargé de denrées, l'écoulement généré par le rideau d'air s'apparente d'une façon idéalisée à celui d'un jet pariétal. Cette approximation va permettre d'effectuer une étude plus fondamentale sur une configuration académique tout en s'affranchissant des cas spécifiques des MFV utilisés dans la plupart des recherches (Cao et al. 2010; Cortella 2002; Foster et al. 2005; Laguerre et al. 2012).

La longueur du rideau d'air couvre une région allant jusqu'à la position longitudinale adimensionnelle équivalente à dix fois l'épaisseur de la buse $x/e = 10$ ce qui correspond aux dimensions typiques des MFV (Field et Loth 2006). Le rideau d'air d'un meuble frigorifique de vente est donc situé dans la région transitionnelle. L'objectif final étant d'être en mesure d'apporter des nouvelles connaissances sur le comportement des jets pariétaux évoluant dans des ambiances perturbées. L'approche suivie dans ce mémoire est purement expérimentale utilisant des outils de mesures optiques non intrusives.

2 Objectif de l'étude

L'objectif de ce travail est d'étudier expérimentalement le comportement aérodynamique du jet pariétal cisaillé latéralement par un courant de perturbation externe. L'étude est effectuée sur une maquette à échelle réduite (1/5) représentant une configuration générique d'un meuble frigorifique de vente (MFV). L'étude se focalise dans la région du jet proche ($x/e < 10$) qui représente la zone de forte interactions aérodynamiques. L'analyse des données expérimentales en configurations perturbées et non perturbée ont permis de quantifier l'effet du flux latéral sur les caractéristiques du jet pariétal. Les principaux résultats portent sur les caractéristiques moyennes de décroissance de la vitesse maximale, de taux d'épanouissement du jet, d'entraînement, d'autosimilarité, ainsi que sur les caractéristiques fluctuantes et de développement des instabilités du jet.

3 Organisation du document

Le document est constitué de quatre principaux chapitres :

- *Le premier chapitre* intitulé « **Analyse Bibliographique** » présente une analyse générale des travaux antérieurs traitant les jets pariétaux sur deux aspects principaux ; l'aspect pratique appliqué comme étant un rideau d'air représentant le maillon le plus faible dans la chaîne frigorifique (cas des meubles frigorifiques de vente) et l'aspect académique comme un jet associé à ses caractéristiques de développement et de mélange dans un milieu ambiant calme ou perturbé.
- *Le deuxième chapitre* « **Dispositif expérimental et moyens de mesure** » présente les techniques utilisées pour investiguer le comportement du jet perturbé, plus précisément la technique LDV et la technique PIV de haute cadence.
- *Le chapitre 3* intitulé « **Etude expérimentale du jet pariétal soumis à un courant de perturbation externe** » et présenté sous forme d'article paru dans Experiments in Fluids en 2015, examine l'effet de la perturbation latérale sur le comportement aérodynamique du jet pariétal dans la région de transition en étudiant le développement des instabilités de type Kelvin-Helmholtz et les interactions proche paroi.
- *Le chapitre 4* intitulé « **Mesure TR-PIV et analyse POD du jet pariétal soumis à un courant de perturbation externe** » et présenté également sous la forme d'un article paru dans Experimental Thermal and Fluid Science en 2016 est dédié à l'étude du jet pariétal cisaillé latéralement par un courant de perturbation externe en utilisant la technique d'analyse des modes orthogonaux propres POD permettant l'analyse des structures tourbillonnaires les plus énergétiques. Les résultats obtenus par l'analyse POD montrent l'influence de la perturbation latérale sur la redistribution énergétique au sein des structures cohérentes. L'effet du courant de perturbation latéral (ELS) sur la fréquence du lâcher tourbillonnaires des instabilités de Kelvin-Helmholtz est également analysé.

Le travail est complété par une annexe :

- *L'annexe* présente les résultats complémentaires à l'étude qui n'ont pas été présentés mais qui permettent de fournir des informations d'éclairage pour bien comprendre les phénomènes physiques et pour répondre à quelques questions qui peuvent se poser en relation avec l'analyse des résultats présentés.

Référence bibliographique

- Andreopoulos J (1985) On the structure of jets in a crossflow. *Journal of Fluid Mechanics* 157:163-197
doi:<http://dx.doi.org/10.1017/S0022112085002348>.
- Bradbury LJS (1965) The structure of a self-preserving turbulent plane jet. *Journal of Fluid Mechanics* 23:31-64
doi:10.1017/S0022112065001222.
- Cao Z, Gu B, Han H, Mills G (2010) Application of an effective strategy for optimizing the design of air curtains for open vertical refrigerated display cases. *Int J Therm Sci* 49:976-983.
doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2010.01.003>.
- Chen Y-G, Yuan X-L (2005) Simulation of a cavity insulated by a vertical single band cold air curtain. *Energy Convers Manage* 46:1745-1756.
- Cortella G (2002) cfd-aided retail cabinets design. *Comput Electron Agric* 34:43-66.
- Craft TJ, Launder BE (2001) On the spreading mechanism of the three-dimensional turbulent wall jet. *J Fluid Mech* 435:305-326 doi:10.1017/S0022112001003846.
- Everitt KW, Robins AG (1978) The development and structure of turbulent plane jets. *J Fluid Mech* 88:563-583
doi:10.1017/S0022112078002281.
- Field BS, Loth E (2006) Entrainment of refrigerated air curtains down a wall. *Exp Therm Fluid Sci* 30:175-184
doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2004.01.012>.
- Foster A, Madge M, Evans J (2005) The use of CFD to improve the performance of a chilled multi-deck retail display cabinet. *Int J Refrig* 28:698-705.
- Karimipناه T Behaviour of jets in ventilated enclosures. In: 1996 Proceedings of 5th International Conference of Air Distribution in Rooms, ROOMVENT, 1996. pp 17-19.
- Kelso R, Lim T, Perry A (1996) An experimental study of round jets in cross-flow. *J Fluid Mech* 306:111-144
- Laguerre O, Hoang MH, Osswald V, Flick D (2012) Experimental study of heat transfer and air flow in a refrigerated display cabinet. *J Food Eng* 113:310-321.
doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2012.05.027>.
- Moureh J, Flick D (2005) Airflow characteristics within a slot-ventilated enclosure. *Int J Heat Fluid Flow* 26:12-24 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.05.018>.
- Pathak M, Dewan A, Dass AK (2006) Computational prediction of a slightly heated turbulent rectangular jet discharged into a narrow channel crossflow using two different turbulence models. *Int J Heat Mass Transfer* 49:3914-3928 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.05.001>.
- Youssef J (2012) Étude expérimentale d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers.

Chapitre 1

Analyse bibliographique

Sommaire

1 Introduction	2
2 Caractéristiques générales des Meubles Frigorifiques de Vente (MFV).....	2
3 Etude des jets pariétaux	10
3.1 Généralités	10
3.2 Etat de l'art sur le jet plan pariétal	11
3.3 Caractéristiques principales du jet pariétal turbulent 2D	12
a) Profil de vitesse	12
b) Décroissance de la vitesse maximale	14
c) Expansion du jet.....	15
d) Débit entraîné.....	21
e) Bilan de quantité de mouvement.....	22
3.4 Développement des instabilités dans les jets pariétaux en régime transitionnel et interaction entre les couches interne et externe	23
4. Etude bibliographique des jets en écoulement transverse	28
4.1. Introduction.....	28
4.2 Caractéristiques du jet en écoulement transverse	30
4.3 Trajectoire du jet	34
4.4 Mécanisme de formation des structures contrarotatives CRVP	34
4.5 Les techniques d'identification des structures tourbillonnaires des jets en écoulement transverse.....	35
5 La technique POD : identification des modes propres et des structures cohérentes	38
6 Originalité et cadre de la thèse	44

1 Introduction

De nombreuses applications industrielles utilisent la technologie des rideaux d'air pour la création d'espaces à atmosphère contrôlée en température, humidité, taux de pollution, ... C'est le cas des Meubles Frigorifiques de Vente (MFV), portes d'entrepôts ou de magasins, mini-environnements, salles blanches ou à empoussièrisme contrôlé, très présentes dans les industries pharmaceutiques, agro-alimentaires et l'électronique.

Si la mise au point de ces procédés se fait le plus souvent dans des conditions ambiantes maîtrisées, leur exploitation dans des ambiances perturbées est très problématique. Dans ces ambiances, les perturbations extérieures correspondent à des écoulements d'air générés transversalement ou perpendiculairement au rideau d'air du fait de la ventilation, de la climatisation, des ouvertures de portes, de la convection naturelle (courant d'air, phénomène d'allée froide ...) ou de la présence des écoulements secondaires induits par le rideau lui-même notamment en milieu confiné (protection incendie dans les tunnels).

Selon les applications, ces diverses sources de perturbations peuvent affecter aussi bien la stabilité du rideau d'air, son efficacité de confinement thermique ou particulaire, son étanchéité vis-à-vis des polluants, ainsi que sa consommation énergétique. Par exemple dans le cas des MFV, cela peut induire une grande incertitude sur le maintien des températures réglementaires au sein des produits conservés et occasionner une surconsommation énergétique. La complexité réside dans le nombre important de paramètres que comporte potentiellement une telle étude liés au jet, à l'ambiance et à l'espace (cavité) réfrigéré. Pour ce dernier, deux configurations extrêmes peuvent être envisagées. D'une part, le cas d'une cavité vide confinée par un rideau d'air qui a fait l'objet de nombreux travaux de recherche (Chen et Yuan 2005). Et d'autre part, le cas d'une cavité entièrement remplie de produits pour laquelle l'écoulement généré par le rideau d'air s'apparente à celui d'un jet pariétal (Field et Loth 2006) dont les principales caractéristiques sont présentées dans le paragraphe 3. C'est cette configuration du jet pariétal que nous avons choisi d'explorer pour ce travail de thèse en présence de perturbations extérieures.

2 Caractéristiques générales des Meubles Frigorifiques de Vente (MFV)

L'un des maillons importants de la chaîne du froid pour les produits frais est le Meuble Frigorifique de Vente (voir [Figure 1](#)) qui est conçu pour répondre à deux besoins contradictoires, d'une part assurer un maintien en température des aliments et, d'autre part, avoir un accès aux produits réfrigérés sans barrière physique (sans portes vitrées, sans lanières en plastique...etc.). Plusieurs normes ont été définies dans la mise au point des MFV. Ces normes peuvent être classées en trois groupes :

- Standard ASHRAE (1983 puis 1992),
- Standard EN (1996, 1999) et
- ISO standard 5160 (1980)¹.

¹ ASHRAE Standard 117/1992 Methods of testing self-service closed refrigerators for food stores
EN Standard 441—Refrigerated Display Cabinets. Parts 1–11, 1996.
EN Standard 441—Refrigerated Display Cabinets. Part 12, 1999.
ISO Standard 5160—Commercial refrigerated cabinets—technical specifications. Part 1, 1979.
ISO Standard 5160—Commercial refrigerated cabinets—technical specifications. Part 2, 1980.

La mise au point de ces procédés se fait souvent dans des conditions d'ambiance maîtrisées, avec des niveaux stabilisés pour les différents paramètres : vitesse d'air, température, humidité.

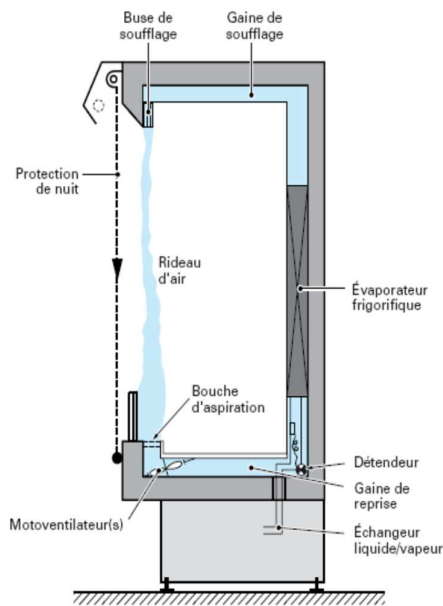


Figure 1 Coupe présentant les différents composants d'un meuble frigorifique de vente vertical ouvert (Georges 2002)

α. Les paramètres affectant la performance du rideau d'air

Les études les plus récentes se sont focalisées sur l'optimisation des rideaux d'air dans des MFV ouverts. La performance du rideau d'air peut être affectée par plusieurs paramètres, parmi lesquels on peut citer :

- Au niveau de la section de soufflage : le module de la vitesse, la forme du profil de vitesse et son intensité turbulente.
- La hauteur de l'ouverture du MFV, les dimensions de la section de reprise de l'air recyclé et sa position par rapport à la section de soufflage.
- Le rapport de débits du jet émis au niveau de la section de soufflage par rapport à l'écoulement sortant des panneaux perforés à l'arrière du meuble : *perforated back-panel*.

β. Profil de vitesse et niveau de turbulence à la sortie de la grille de soufflage

Le profil initial constitue un élément essentiel pour maintenir un faible niveau d'infiltration de l'air ambiant. Un profil uniforme de type chapeau haut de forme « *top-hat* » est souvent recommandé pour réduire le taux d'infiltration d'après des études antérieures (Amin et al. 2008; Navaz et al. 2005). Le niveau d'intensité turbulente à la sortie de la grille de soufflage est aussi à maintenir à un niveau le plus faible possible. Navaz et al. (2005) ont rapporté que l'emploi d'une faible intensité turbulente à la sortie de la buse de soufflage peut diminuer le taux d'entraînement surtout pour $Re > 3200$. D'après Amin et al. (2012), le taux d'infiltration de l'air ambiant augmente

d'une façon linéaire avec l'augmentation de l'intensité turbulente à la sortie de la grille de soufflage. Toutefois, Al-Sahhaf (2013) a remarqué que l'effet de l'intensité turbulente sur la performance du MFV est faible en étudiant différentes valeurs (5 %, 10 % et 15 %) pour $Re = 6000$. Un profil uniforme est aussi adapté dans le cas des jets pariétaux (cas d'un MFV entièrement chargé). En revanche, d'autres études menées sur différents profils de vitesse ont montré que le profil de type 'rampe' permet de minimiser le taux d'infiltration de l'air ambiant et de réduire la perte d'énergie (Bhattacharjee et Loth 2004; Kalluri et Loth 2003).

Une étude numérique (RANS et DNS) d'un jet pariétal refroidi (cas d'un MFV entièrement chargé) a été effectuée par Bhattacharjee et Loth (2004). Ces auteurs ont testé trois types de conditions initiales en sortie de jet : profil de vitesse parabolique, uniforme et rampe. Ils ont montré l'apparition de vortex dans l'écoulement à $Re = 700$. Pour $Re = 2000$, le régime transitionnel est largement atteint et les instabilités de Kelvin-Helmholtz commencent à devenir plus prononcées avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Ils ont révélé que l'apparition des structures tourbillonnaires se produit plus en amont dans le cas du profil uniforme en raison de la présence d'un fort gradient de la vitesse de cisaillement associé au point d'inflexion du profil par rapport aux autres profils. Ils ont aussi montré que les structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement interagissent entre elles pour produire des structures secondaires sous forme de 'champignon' comme rapporté par Visbal et al. (1998).

L'impact du profil initial a également une influence sur les échelles des structures tourbillonnaires initiales dont la dimension diminue de $2,5e$ dans le cas du profil uniforme à $1,5e$ pour le profil rampe (e est l'épaisseur de la buse notée H dans leur étude). Le profil rampe implique donc une plus faible interaction avec l'air ambiant et génère des structures tourbillonnaires de petites dimensions ayant un pouvoir d'entraînement plus limité.

Les meilleures performances du profil rampe sont confirmées numériquement par des études récentes. Al-Sahhaf (2013) a montré à travers une étude numérique en utilisant la même configuration géométrique de Field et Loth (2006) que le profil rampe (où le fort gradient de la rampe est de côté paroi) permet de diminuer le débit entraîné et réduit l'épaisseur de la couche de mélange (Figure 2). En revanche, la présence d'un fort gradient de vitesse du côté de l'air ambiant (cas de la rampe inversée) favorise le déclenchement du processus de mélange et d'entraînement.

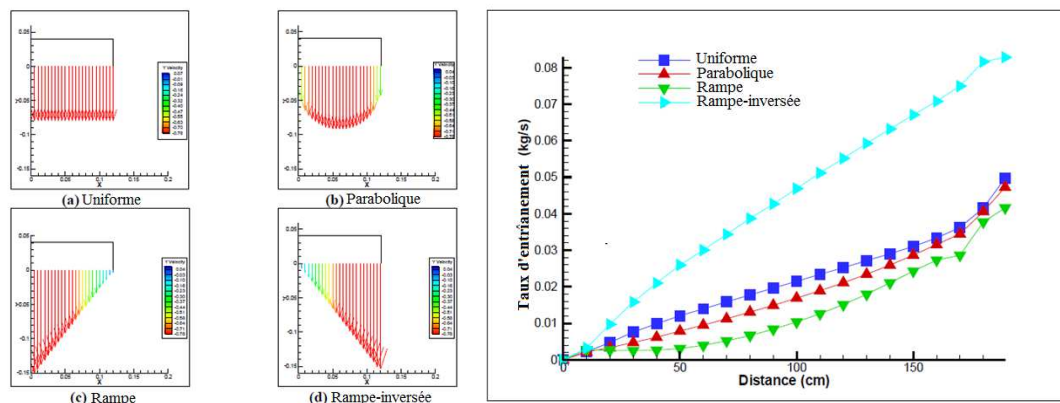


Figure 2 Effet du profil initial de vitesse à la sortie de la buse sur le débit entraîné pour quatre profils de vitesse (uniforme, parabolique, rampe et rampe inversée) du rideau d'air d'après Al-Sahhaf (2013)

γ. Infiltration à travers les rideaux d'air

Howell et Adams (1991) ont mis en évidence que 75 % de la charge de réfrigération des MFV avec un rideau d'air recyclé peut être attribué à l'entraînement et à l'infiltration de l'air ambiant. L'infiltration d'air ambiant représente, d'après American Society of Heating and Engineers (2002), entre 78 % et 81 % des apports de chaleur dans le cas d'un meuble frigorifique de vente vertical ouvert (Figure 3). L'optimisation et le bon choix des paramètres du rideau d'air s'avèrent donc utiles et sont très importants dans le but d'améliorer et d'optimiser les performances des MFV. Faramarzi (1999) a présenté une répartition des différents composants affectant la charge frigorifique d'un MFV dont l'infiltration représente 73 % de la charge de refroidissement totale (Figure 4).

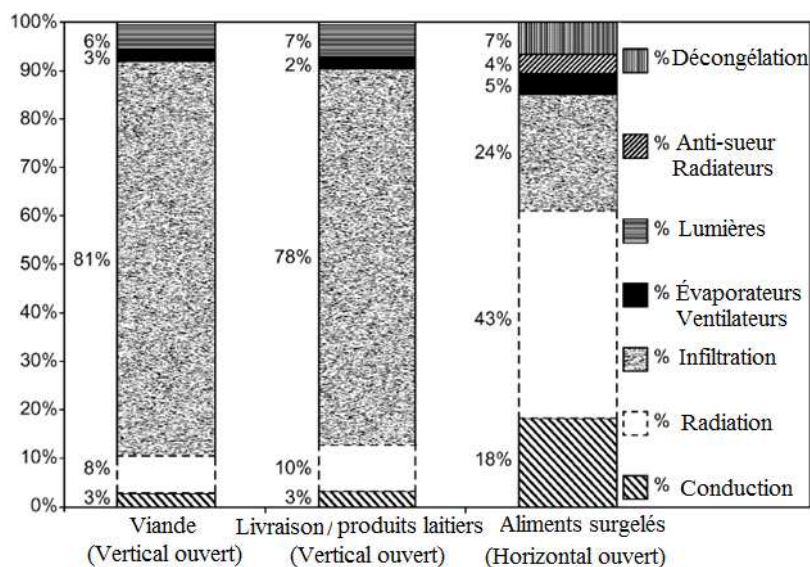


Figure 3 Composantes de la charge de refroidissement pour plusieurs conceptions de meubles frigorifique de vente à 75 °F (297 K) et 55 % RH (American Society of Heating and Engineers 2002)

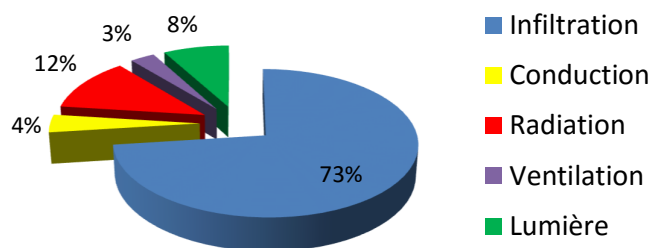


Figure 4 Contribution de chaque partie à la charge de refroidissement totale d'un meuble frigorifique de vente (Faramarzi 1999)

Il existe plusieurs méthodes rapportées dans la littérature pour quantifier le taux d'infiltration :

- a) Technique de collection du condensat
- b) Technique de mesure de l'enthalpie
- c) Technique du gaz traceur (expérimentale/numérique)
- d) Méthode de diagramme psychrométrique

Parmi ces méthodes, la plus utilisée pour déterminer le taux d'infiltration est celle basée sur le recueil du condensat du système de réfrigération dont la masse correspond directement à la quantité d'air ambiant infiltré dans le rideau. En effet, la quantité de cette masse d'eau condensée (kg_{eau}) est proportionnelle à la teneur en eau de l'air ambiant ($kg_{eau}/kg_{air sec}$) qui peut être déterminée à partir de l'humidité relative et de la température de l'air ambiant. Néanmoins, cette technique nécessite un temps d'expérimentation très long (Amin et al. 2009) et manque de précision en raison du phénomène d'évaporation.

Pour établir le bilan enthalpique au niveau du rideau, on utilise un volume de contrôle couvrant la totalité du rideau et limité par les sections de soufflage et de reprise sur lequel on peut définir le rapport adimensionnel (Figure 5) :

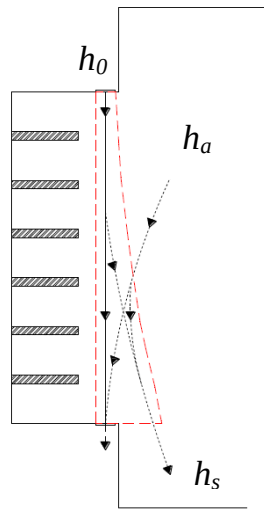


Figure 5 Volume de contrôle pour le calcul du bilan enthalpique
(Al-Sahhaf 2013)

$$\alpha = \left| \frac{h_s - h_0}{h_a - h_0} \right| \quad (1.1)$$

Avec : h_0 , h_s , h_a représentent les enthalpies au niveau du soufflage, de reprise et l'air ambiant.

Pour caractériser l'efficacité du rideau d'air, une expression similaire, basée sur la température, a été utilisée par un certain nombre d'auteurs (Moureh et Yataghene 2016; Navaz et al. 2005; Rigot 1990), soit :

$$\eta = \left| \frac{T_0 - T_s}{T_0 - T_a} \right| \quad (1.2)$$

η est compris entre 0 et 1. Il reflète la capacité du rideau à limiter la part d'air ambiant entraîné et infiltré au niveau de la section de reprise. De grandes valeurs de η proches de 1 indiquent des niveaux d'infiltration élevés considérés comme indésirables car conduisant à des performances énergétiques altérées. En revanche, de faibles valeurs de η indiquent que la part d'air ambiant infiltré est réduite, ce qui va de pair avec un bon niveau de confinement thermique de l'espace réfrigéré du MFV.

Toutefois, la prise en compte de la température plutôt que l'enthalpie conduit à des valeurs différentes de η (plus faibles d'environ 16 %) du fait de la non prise en compte de la charge latente (teneur en humidité) en ne considérant que la température (Gaspar et al. 2011).

8. Effet des perturbations externes sur l'efficacité des MFV

D'Agaro et al. (2006) ont étudié par une approche numérique bidimensionnelle (2D) et tridimensionnelle (3D) en utilisant le modèle de turbulence k-epsilon ($k-\epsilon$) en régime transitoire l'effet de la longueur du meuble frigorifique de vente, de la température du rideau d'air et du mouvement de l'air ambiant sur les performances d'un MFV vertical. Ces auteurs ont indiqué l'importance de la simulation 3D dans la dynamique du rideau d'air. La simulation 3D tient compte des structures tourbillonnaires secondaires (Figure 6) qui se développent au niveau des parois d'extrémité du MFV (*side-walls*). L'interaction du rideau d'air avec ces parois peut générer un entrainement de l'air ambiant même en l'absence d'un mouvement propre de l'air ambiant, ce qui affecte la performance du MFV. D'Agaro et al. (2006) ont aussi montré qu'une faible vitesse de l'air ambiant ($0,2 \text{ ms}^{-1}$), en raison de l'interaction avec les tourbillons de paroi d'extrémité, a un impact important sur les performances des MFV dont la charge de refroidissement peut augmenter d'environ 30 %.

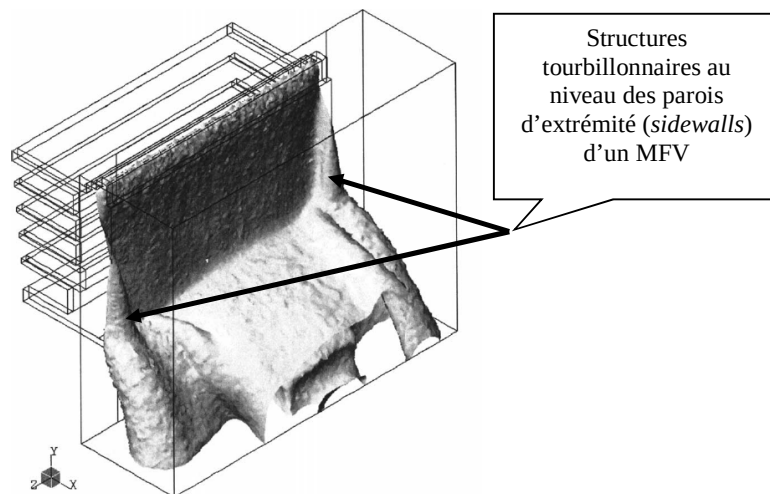


Figure 6 Surface isotherme ($T^\circ = 25^\circ$) au niveau de la surface frontale d'un MFV [D'Agaro et al. (2006)]

La même tendance a été observée par Gaspar et al. (2011) qui ont mené une étude expérimentale pour étudier le transfert de chaleur et le facteur d'entraînement thermique des rideaux d'air d'un MFV pour différentes conditions de température, d'humidité et d'air ambiant. L'effet de la perturbation de l'air ambiant sur les performances du MFV a été mis en évidence en faisant varier la direction d'impact de 0° (parallèle au rideau du MFV) à 90° (perpendiculaire au rideau) et la vitesse (de $v_a = 0,2 \text{ ms}^{-1}$ à $v_a = 0,4 \text{ ms}^{-1}$) pour la même direction latérale ($\theta_a = 0^\circ$). Les résultats de Gaspar et al. (2011) ont montré que l'augmentation de la vitesse d'air ambiant de $0,2 \text{ ms}^{-1}$ à $0,4 \text{ ms}^{-1}$ parallèlement au plan de l'ouverture frontale du MFV favorise l'interaction thermique entre la cavité du MFV et l'air ambiant en déstabilisant la barrière aérodynamique maintenue par le rideau d'air. Le taux de transfert de chaleur total augmente de 53 % à cause de la quantité d'air infiltrée à travers le rideau d'air. En changeant la direction de l'air ambiant de la position parallèle ($\theta_a = 0^\circ$) aux positions oblique ($\theta_a = 45^\circ$) et perpendiculaire ($\theta_a = 90^\circ$), Gaspar et al. (2011) ont noté une augmentation de 5 % et de 6% respectivement du taux de transfert de chaleur. Ces auteurs ont montré que les valeurs élevées de l'entraînement thermique proche des parois latérales peuvent être attribuées à l'effet des structures tourbillonnaires qui se développent au niveau des deux parois d'extrémité. Leurs résultats expérimentaux ainsi que leurs études numériques antérieurs (Gaspar et al. 2010a; Gaspar et al. 2010b) ont confirmé l'idée que les parois d'extrémité (*end walls*) favorisent l'instabilité du rideau et par conséquent l'entraînement thermique, ce qui conforte les résultats expérimentaux de D'Agaro et al. (2006).

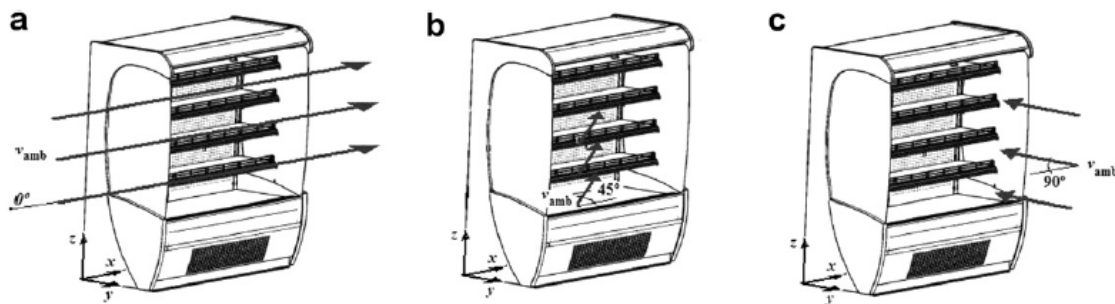


Figure 7 Conditions expérimentales d'un MFV soumis à un courant d'air ambiant selon trois différentes directions (a : $\theta_a = 0^\circ$, b : $\theta_a = 45^\circ$, c : $\theta_a = 90^\circ$)

Les travaux d' Al-Sahhaf (2013) corroborent les résultats de D'Agaro et al. (2006) en affirmant que le rôle des structures tourbillonnaires situées au niveau de la paroi d'extrémité amont favorisent l'entraînement de l'air ambiant. Cet effet des structures tourbillonnaires devient particulièrement néfaste dans le cas des MFV de faible envergure. Al-Sahhaf (2013) a mené une étude numérique en choisissant une vitesse d'air dans la chambre de test égale à $0,34 \text{ ms}^{-1}$, cette valeur est choisie supérieure à la vitesse latérale de la chambre de test recommandée par la norme ISO 23953² pour tenir compte de l'encombrement des outils de mesure qui limitent la section de passage du flux d'air. Dans la Figure 8, une structure tourbillonnaire est formée proche de la paroi d'extrémité. Al-Sahhaf (2013) a étudié l'effet d'une configuration de MFV de faible face frontale. Il a montré que la quantité d'air ambiant infiltrée dans le MFV utilisé est de 31 %. Le rideau d'air utilisé est plus long que celui des MFV conventionnels, ce qui explique l'augmentation du taux d'infiltration, vu que le débit entraîné est proportionnel à distance

² ISO 23953-2 :2005. Meubles frigorifiques de vente - Partie 2 : Classification, exigences et méthodes d'essai.

parcourue par le rideau. La charge de refroidissement relative à l'infiltration augmente considérablement et s'approche de 85 %.

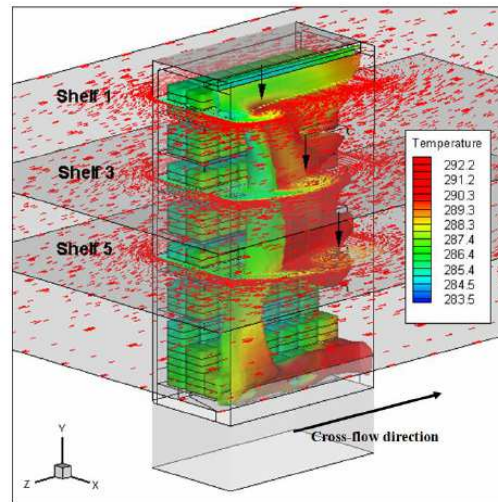


Figure 8 Effet de la vitesse latérale (cross-flow) au niveau des trois étagères, le rideau est présenté par une iso-surface d'une vitesse longitudinale (direction y) constante de $0,55 \text{ ms}^{-1}$

Nascimento et al. (2016) ont étudié l'effet de la vitesse de passage d'un consommateur sur la performance thermique d'un MFV. À l'aide d'un robot mannequin automatique, ces auteurs ont effectué le mouvement de passage en choisissant une vitesse de translation allant de $0,2 \text{ ms}^{-1}$ à $0,8 \text{ ms}^{-1}$ en augmentant chaque fois la vitesse d'un pas de $0,2 \text{ ms}^{-1}$. Les conditions de la norme standard EN-ISO 23953 ont été respectées en ajoutant une vitesse à l'air de la chambre de test de $0,2 \text{ ms}^{-1}$ de direction latérale au MFV (Figure 13). Les mesures ont été réalisées pour deux configurations : mannequin se déplaçant dans la même direction de l'air de la chambre de test et aussi dans le sens contraire. Nascimento et al. (2016) ont démontré que la plus grande consommation énergétique et instabilité du rideau sont obtenues quand la perturbation est dans la même direction de l'air de la chambre de test (qui est de $0,2 \text{ ms}^{-1}$ d'après la norme ISO). Une hausse de 3 % de la consommation énergétique a été obtenue pour une vitesse de perturbation de $0,6 \text{ ms}^{-1}$. Ce résultat est proche de celui publié dans un travail antérieur (Nascimento et al. 2014) où la consommation énergétique augmente de 4,6 % et la température des produits augmente de 16 %. Ces travaux antérieurs ont été réalisés en respectant les mêmes conditions de test de la norme ISO 23953 et en choisissant une vitesse de $0,6 \text{ ms}^{-1}$ comme vitesse moyenne de passage des consommateurs.

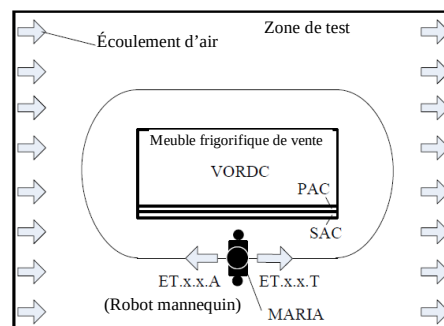


Figure 9 Schéma de test de l'influence de la vitesse de passage d'un consommateur d'après Nascimento et al. (2016)

3 Etude des jets pariétaux

3.1 Généralités

Le jet pariétal est un écoulement de fluide émis tangentiellement le long d'une paroi dans un volume fluide de même type qui est stagnant ou en mouvement. Cette configuration offre un meilleur contrôle du développement de jet et de sa trajectoire par l'adhérence à la paroi. Un exemple applicatif de cette configuration concerne le refroidissement ou la protection thermique de la surface sur laquelle est injecté le jet. Les jets pariétaux constituent une famille de configurations académiques fondamentales largement étudiée en raison de ses nombreuses applications industrielles telles que le refroidissement des chambres de combustion ou d'aubes de turbines, le dégivrage de pare-brise des véhicules, le contrôle de la séparation de couche limite sur une aile, la ventilation ou la climatisation d'enceintes (Karimipناه 1996; Moureh et Flick 2005).

De la même façon que pour le jet libre, trois régions peuvent être distinguées aussi dans le jet pariétal (voir Figure 10) :

- Une région initiale potentielle séparée du milieu fluide environnant par une zone turbulente dite 'zone de mélange'. Dans la région potentielle, la vitesse est sensiblement uniforme (ou plus largement similaire au profil de vitesse de sortie de jet) et les fluctuations de vitesse sont de faible intensité (celles liées au design de la buse d'injection) alors que dans la zone de mélange adjacente à la zone potentielle (du côté de l'air ambiant pour un jet pariétal), l'écoulement est fortement turbulent. C'est dans cette dernière zone que les mécanismes de transfert de quantité de mouvement, de matière et de chaleur entre le jet et le domaine ambiant sont les plus actifs.
- Une région de transition où la zone potentielle a disparu et où la totalité du jet participe au mélange turbulent.
- Une région dite 'établie' ou de jet développé où les études d'autosimilarité peuvent être effectuées.

Il existe deux couches distinctes dans la configuration du jet pariétal, la couche interne « *inner-layer* » entre la paroi à la position de la vitesse maximale du profil de vitesse moyenne. Celle-ci se comporte comme une couche limite visqueuse. La deuxième couche c'est la couche de cisaillement libre « *outer shear-layer* ». Dans cette couche les structures tourbillonnaires de grande échelle issues du développement des instabilités de Kelvin-Helmholtz jouent un rôle central dans l'expansion du jet. L'interaction entre les structures de grandes échelles et les structures tourbillonnaires de petites échelles de la couche interne entraîne la transition du régime laminaire vers le régime turbulent du jet.

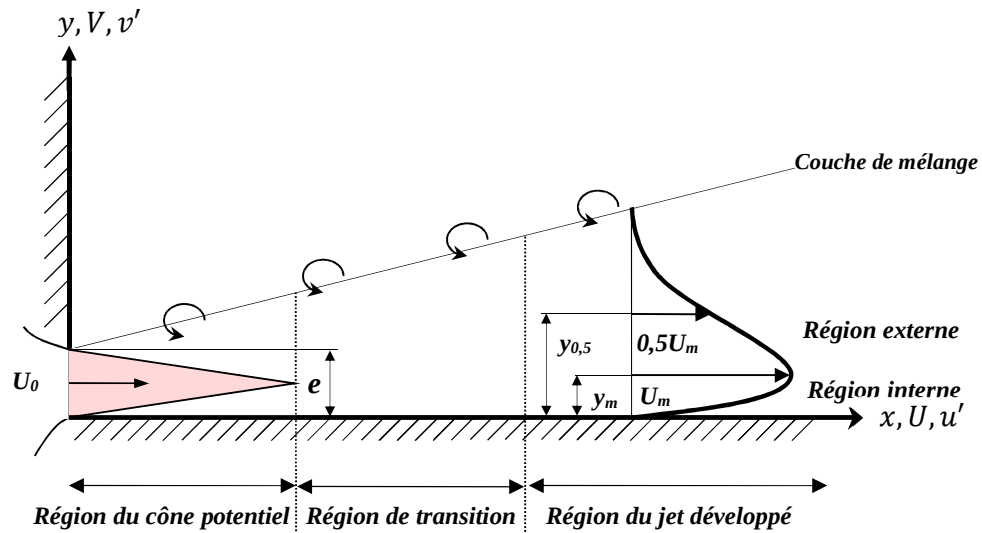


Figure 10 Schéma type d'un jet pariétal

3.2 Etat de l'art sur le jet plan pariétal

Le premier travail reporté sur les jets pariétaux a été entrepris par Förthmann (1936). L'appellation "jet pariétal" a cependant été proposée par Glauert (1956) qui fut le premier à proposer l'analyse du développement du jet pariétal en deux régions, interne et externe, séparées par rapport à la valeur de la vitesse maximale du profil transversal. Vu la nature du jet pariétal qui rassemble à la fois une couche limite dans sa région interne et une couche de cisaillement libre dans la région externe, Glauert (1956) a mis en évidence qu'une seule solution de similarité n'est pas envisageable. Bradshaw et Gee (1962) ont présenté pour la première fois des mesures de turbulence dans une configuration de jet pariétal. Ils ont montré qu'au niveau de la vitesse maximale du jet, la contrainte de cisaillement n'est pas nulle et atteint une valeur finie, ce qui prouve l'existence d'une interaction entre les deux couches de cisaillement interne et externe. Par ailleurs, ce résultat met en lumière la difficulté prévisible de la simulation de ce type de configuration par des modèles de turbulence basés sur le concept de viscosité turbulente. Tailland et Mathieu (1967) ont montré que la demi-épaisseur du jet et la décroissance de la vitesse maximale dépendent du nombre de Reynolds. Launder et Rodi (1983) ont effectué un travail de synthèse exhaustif des travaux qui ont été effectués avant 1980. Launder et Rodi (1979) ont déterminé, en se basant sur les résultats de Tailland et Mathieu (1967), Bradshaw et Gee (1962), Verhoff (1970) et Patel et Newman (1962) que le taux d'épanouissement du jet vaut:

$$\frac{dy_{0,5}}{dx} = 0,073 \pm 0,002 \quad (1.3)$$

D'après les travaux antérieurs examinés, ils ont conclu que la position pour laquelle la contrainte turbulente de cisaillement s'annule ne coïncide pas avec la position de la vitesse maximale (c.à.d. de gradient de vitesse moyenne nul). Ils ont noté l'absence d'un pic d'énergie cinétique turbulente proche de la paroi, ce qui a été expliqué par la forte influence de la couche de cisaillement libre sur la région interne. Dans le travail expérimental qui a été conduit

par Abrahamsson et al. (1994), des pics dans la région interne ont été observés dans les profils des intensités turbulentes longitudinale et transversale. Par contre, le profil de l'énergie cinétique turbulente ne présente aucun pic. Schneider et Goldstein (1994) ont effectué une étude expérimentale par LDV d'un jet pariétal turbulent ($Re = 14000$), ils ont validé la formule empirique de Verhoff (1970) de la décroissance de la vitesse maximale sur l'axe en montrant des coefficients très proches des valeurs rapportées par cet auteur. Eriksson et al. (1998) ont aussi utilisé la technique LDV en effectuant des mesures de haute résolution dans la sous couche visqueuse d'un jet pariétal turbulent ($Re = 9600$). Ils ont pu déterminer directement par mesure la contrainte de cisaillement pariétale. Ahlman et al. (2007) ont effectué une étude par simulation numérique directe 'DNS' d'un jet pariétal turbulent à faible nombre de Reynolds ($Re = 2000$) intégrant le mélange d'un scalaire passif. Un faible écoulement en co-courant de 10 % ($U_c = 0,1U_{in}$) a été appliqué au jet pariétal afin de s'assurer que les structures tourbillonnaires de grandes échelles quittent le domaine de calcul sans perturber les statistiques. Ils ont trouvé que la zone d'autosimilarité commence à partir de $x/e = 15$. Ahlman et al. (2007) ont également procédé à des comparaisons avec d'autres résultats numériques et expérimentaux en utilisant la mise à l'échelle interne (*inner scaling*) et externe (*outer scaling*) dans la région $15 \leq x/e \leq 40$. Ces comparaisons ont prouvé que dans la région interne, le jet pariétal se comporte comme une couche limite à gradient de pression nul tandis-que dans la couche de cisaillement externe, il se comporte comme un jet plan libre.

3.3 Caractéristiques principales du jet pariétal turbulent 2D

a) Profil de vitesse

D'après Rajaratnam (1976), le premier travail sur les jets pariétaux a été effectué par Förthmann (1936). Les dimensions de la buse de soufflage utilisée étaient caractérisées par une épaisseur de 3 cm et une envergure de 65 cm, soit un rapport d'aspect de 21,7. Rajaratnam a montré, pour ses conditions expérimentales, que le profil de vitesse devient autosimilaire à partir de la position axiale $\frac{x}{e} \geq 20$.

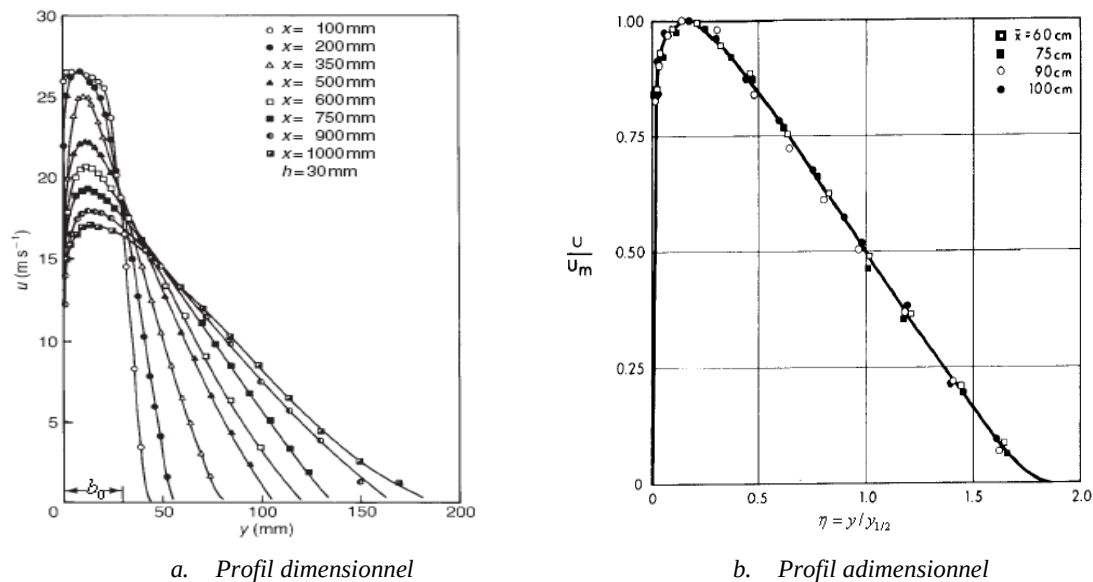


Figure 11 Profils de vitesse du jet pariétal d'après Förthmann (1936), cité par Rajaratnam (1976)
(L'épaisseur de la buse de soufflage 'e' est notée ici b_0)

En utilisant les coordonnées reportées sur la [Figure 11](#), Rajaratnam (1976) a indiqué que le profil de vitesse d'un jet pariétal préserve son caractère d'autosimilarité dans la zone du jet développé. Afin de s'assurer du comportement de similitude et d'établir des comparaisons, il présente une équation empirique proposée par Verhoff (1970) :

$$\frac{U}{U_m} = 1,48\eta^{1/7} [1 - \text{erf}(0,68\eta)] \quad (1.4)$$

Où $\eta = \frac{y}{y_{0,5}}$ et $y_{0,5} = 0,068(x + 10e)$.

Schwarz et Cosart (1961) ont proposé une formulation empirique modifiée de la forme suivante :

$$\frac{U}{U_m} = \exp \left[-0,937 \left(\frac{y}{y_{1/2}} - 0,14 \right)^2 \right] \quad (1.5)$$

Afin d'établir la comparaison, Awbi (1991) a tracé les profils issus des relations (1.4) et (1.5) en les comparant avec les données expérimentales de Rajaratnam (1976) ([Figure 12](#)).

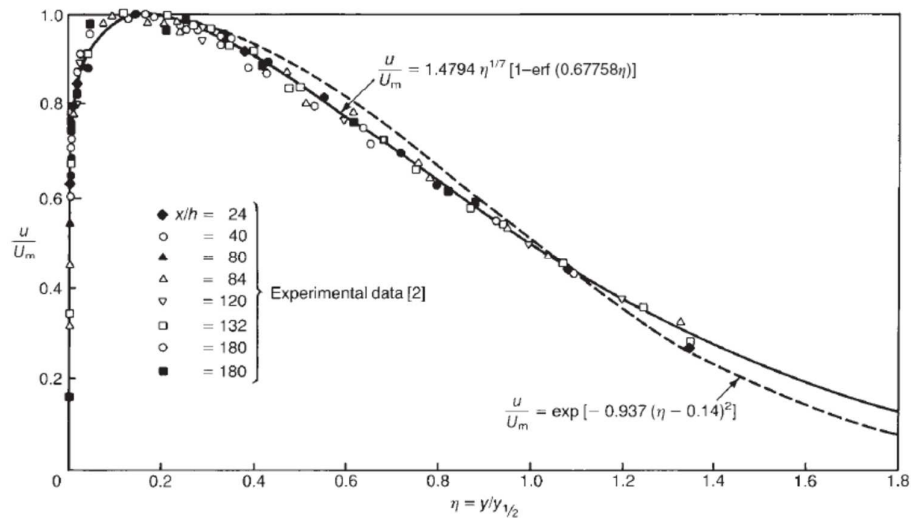


Figure 12 Profil adimensionnel d'un jet plan turbulent (Awbi 1991)
(L'épaisseur de la buse de soufflage 'e' est notée ici h)

La courbe de Verhoff (1970) présente une bonne concordance avec les données expérimentales de Rajaratnam (1976) mieux que l'équation proposée par Schwarz et Cosart (1961) qui prédit le profil de vitesse pour $\eta \geq 0,14$.

b) Décroissance de la vitesse maximale

Pour caractériser la décroissance spatiale de la vitesse maximale, Rajaratnam et Subramanya (1967) ont proposé la relation suivante valable au delà de la région de développement du jet (Figure 13):

$$\frac{U_m}{U_0} = 3,5/\sqrt{x/e} \quad (1.6)$$

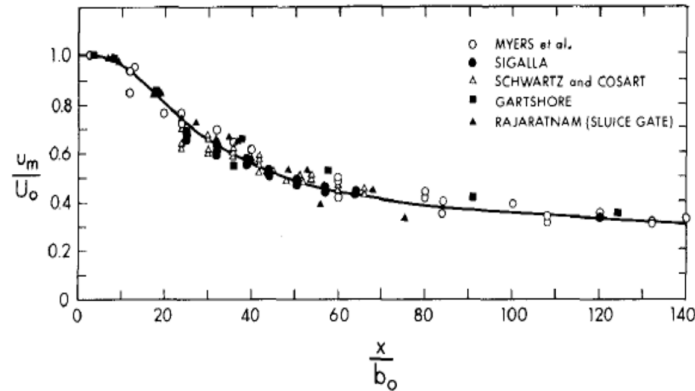


Figure 13 Décroissance de la vitesse maximale du jet pariétal plan (Rajaratnam 1976)

D'après George et al. (2000) la décroissance de la vitesse maximale en fonction de la position axiale peut être représenté autrement avec la demi-épaisseur du jet ($y_{0,5}/e$) de la façon suivante dans la région du jet développé:

$$\frac{U_m}{U_0} = B_0 \left(\frac{y_{0,5}}{e} \right)^n \quad (1.7)$$

Avec B_0 est une constante ($B_0 = 1,09$ d'après George et al. (2000))

Une fois tracée sous forme logarithmique, la comparaison se fait avec la pente n . Sachant que le traçage de la pente se fait dans la région du jet développé, la détermination de la pente dans le cas des MFV est effectuée sur une région très restreinte vu que l'étendue du rideau d'air est principalement dans la région de transition (ne dépasse pas $x/e = 10$ dans notre cas). Toutefois, cette valeur n'est pas universelle et dépend des conditions en amont du jet. En utilisant la forme d'autosimilarité de l'équation de la quantité de mouvement, George et al. (2000) ont démontré en utilisant la forme auto-similaire de l'équation de quantité de mouvement que la valeur $n = -0,5$ doit représenter une valeur limite. Cette valeur est considérée comme condition pour respecter le principe de conservation de la quantité de mouvement pour le cas du jet plan libre (George 1995). La présence de la paroi (cas du jet pariétal) impose un déficit continu de la quantité de mouvement de telle façon que n soit inférieure à $-0,5$. Cette valeur est déterminée à partir des données expérimentales, comme par exemple Eriksson et al. (1998) qui ont trouvé que n vaut $-0,57$. Schneider et Goldstein (1994) ont rapporté un taux de décroissance de $n = -0,608$.

c) Expansion du jet

L'expansion du jet est étudiée par le calcul d'évolution de la demi-épaisseur du jet (*half-width growth*) le long de la direction axiale du jet, cette caractéristique a été exprimée par Schneider et Goldstein (1994) de la façon suivante :

$$\frac{y_{0,5}}{e} = A \left(\frac{x}{e} + \frac{x_0}{e} \right) \quad (1.8)$$

$A = \frac{\partial y_{0,5}}{\partial x}$ est la pente caractéristique de l'expansion du jet, et $\frac{x_0}{e}$ représente l'origine virtuelle. En effet, l'origine virtuelle n'a pas été rapportée d'une façon rigoureuse dans la plupart des études antérieures. Le consensus dans les travaux dans la littérature est que l'origine virtuelle dépend des caractéristiques du jet à la sortie de la buse. Gartshore et Hawaleshka (1964) ont attribué les différentes valeurs calculées des origines virtuelles à l'épaisseur de la couche limite à la sortie de la buse. De ce fait, Schneider et Goldstein (1994) considèrent que c'est difficile d'établir une comparaison judicieuse des origines virtuelles vu que les profils de vitesse à la sortie de la buse n'ont pas été bien documentés. Schneider et Goldstein (1994) ont calculé par la mesure LDV une valeur adimensionnelle de l'origine virtuelle de l'ordre de $\frac{x_0}{e} = -8,7$, AbdulNour et al. (2000) ont rapporté une valeur de l'origine virtuelle adimensionnelle $\frac{x_0}{e} = -6,3$. L'origine virtuelle pourrait être aussi positive (Karimipana 1996). Ci-dessous (Tableau 1), un tableau récapitulatif de quelques valeurs de la pente caractéristiques de l'expansion du jet $\partial y_{0,5} / \partial x$.

Tableau 1 Résumé de quelques études antérieures et récentes du jet pariétal

Auteur	Confinement	Fluide	Re	x/e	$\partial y_{0,5} / \partial x$
Förthmann (1936)	Non confiné	Air	53000	3-33	0,082
Sigalla (1958)	Non confiné	Air	20000-40000	4-70	0,064
Schwarz et Cosart (1961)	Non confiné	Air	13500-42000	29-85	0,056-0,085
Patel et Newman (1962) ©	Non confiné	Air	30000	32-92	0,071
Bradshaw et Gee (1962)	Non confiné	Air	6100	339-1459	0,071
Myers et al. (1963)	Non confiné	Air	7100-56000	12-190	0,077
Gartshore et Hawaleshka (1964)	Non confiné	Air	30800	18-124	0,065
Tailland et Mathieu (1967)	Non confiné	Air	11000-25000	33-200	0,075
Verhoff (1970)	Non confiné	Air	10000-12000	57-410	0,077-0,082
Wilson et Goldstein (1976)	Non confiné	Air	13000	23-125	0,076
Abrahamsson et al. (1994)	Non confiné	Air	10000-20000	0-150	0,075-0,081

Schneider et Goldstein (1994)	Non confiné	Air	14000	43-110	0,077
Eriksson et al. (1998)	Non confiné	Eau	9700	0-200	0,078
AbdulNour et al. (2000)	Non confiné	Air	7700	1.5-13	0,073
Tachie et al. (2004)	Non confiné	Eau	13400	0-100	0,085 -0,090
Ahlman et al. (2007) ©	Non confiné	CFD	2000	15-40	0,068
Villafruela et al. (2008) (Cas du jet pariétal, inclinaison de la paroi $\beta = 0^\circ$)	Non confiné	Air	10000 20000 30000	5-150	0,0717 0,0706 0,0679
Cao et al. (2010)	Confiné	Air	960-2000	0-20	0,27-0,07
Rostamy et al. (2011)	Non confiné	Eau	7500	20-80	0,0791
Hooff et al. (2012)	Confiné	Eau	800-2500	0-10	–
Dunn (2010) (Plan médian)	Non confiné	Eau	7860	50-100	0,08
Azim (2013) ©	Non confiné	CFD	10000	10-50	0,064

NB : L'indice de 'copyright' © est utilisé pour indiquer les configurations des jets pariétaux en co-courant.

Les grandes différences observées entre les résultats des différents auteurs concernant le taux d'expansion du jet pariétal, comme le montre le [Tableau 1](#), sont dues à plusieurs facteurs tels que la configuration de la buse de soufflage du jet, le confinement, les conditions en amont du jet et les différentes approches utilisées (expérimentales – numériques).

Les valeurs de l'expansion du jet de Cao et al. (2010) varient d'une façon importante de 0,27 à 0,07. Cet effet prouve d'après ces auteurs que le taux d'expansion est influencé par l'oscillation du jet à cause de l'instabilité de la couche de cisaillement externe. Ceci confirme l'idée que l'interaction mutuelle des structures tourbillonnaires des couches interne et externe régit le processus de transition comme documenté par Gogineni et Shih (1997).

D'après plusieurs auteurs (Abrahamsson et al. 1994; Ahlman et al. 2007; Tailland et Mathieu 1967; Wygnanski et al. 1992), le manque d'universalité et les écarts remarquables des valeurs d'expansion du jet $\partial y_{0,5} / \partial x$ peuvent être attribués aux différents nombres de Reynolds (Abrahamsson et al. 1994; Wygnanski et al. 1992).

En prenant l'exemple de Villafruela et al. (2008), le taux d'expansion décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds, sachant que le jet est de profil uniforme (*top-hat*) et issu d'une buse rectangulaire de rapport d'aspect $RA = 100$. Cette dépendance est surmontée en appliquant la forme d'autosimilarité avec l'équation suivante formulée par Narasimha et al. (1973):

$$\left[y_{0,5} \frac{M_0}{v^2} \right] = A_y \left[(x - x_0) \frac{M_0}{v^2} \right]^{B_y} \quad (1.9)$$

Avec :

$M_0 = \int_0^e U^2 dy = U_0^2 e$: est la quantité de mouvement à la sortie de la buse de soufflage.

A_y, B_y sont des coefficients à déterminer des données expérimentales.

x_0 : est l'origine virtuelle.

Wynanski et al. (1992) a affirmé l'utilité de cette formule d'autosimilarité pour éliminer la dépendance de l'expansion du jet au nombre de Reynolds. C'est aussi le cas de la décroissance de la vitesse maximale du jet en utilisant une autre formule similaire proposée par Narasimha et al. (1973) :

$$\left[U_m \frac{\nu}{M_0} \right] = A_U \left[(x - x_0) \frac{M_0}{\nu^2} \right]^{B_U} \quad (1.10)$$

Avec :

$M_0 = \int_0^e U^2 dy = U_0^2 e$: est la quantité de mouvement à la sortie de la buse de soufflage.

A_U, B_U sont des coefficients à déterminer des données expérimentales.

x_0 : est l'origine virtuelle.

Les équations de Narasimha et al. (1973) permettent d'après Wynanski et al. (1992) non seulement l'élimination de la dépendance au nombre de Reynolds, mais aussi l'estimation de la contrainte de cisaillement à la paroi τ_w à partir de l'équation de la quantité de mouvement.

George et al. (2000) a révélé en appliquant le principe d'invariance asymptotique que l'élimination de la dépendance au nombre de Reynolds des régions interne et externe du jet pariétal est mathématiquement possible dans la limite des nombres de Reynolds infini, ce qui n'est pas le cas physiquement. Par conséquent, il a conclu qu'il n'y a pas de formes d'autosimilarité ou des lois d'échelles (*scaling laws*) qui peuvent superposer les données parfaitement à des nombres de Reynolds finis.

α . Effet de l'écoulement co-courant

Les écarts observés entre les valeurs de développement du jet du [Tableau 1](#) pourraient être justifiés par l'influence de l'écoulement secondaire dans quelques configurations. La configuration d'un jet en co-courant, qui est présente surtout dans les travaux de simulation numérique (Ahlman et al. 2007; Azim 2013; Zhou et Wynanski 1993) est un facteur qui affecte aussi les caractéristiques de développement du jet même à un faible ratio de l'écoulement co-courant par rapport au jet principal (la vitesse de l'écoulement co-courant est égale à 10 % du jet pariétal principal dans le cas de Ahlman et al. (2007) et Azim (2013)). Azim (2013) a démontré par une approche numérique que le taux d'expansion du jet est plus faible que celui issu des mesures expérimentales d'Eriksson et al. (1998). Cette tendance est attribuée à l'allongement de la région de développement du jet à cause de l'influence de l'écoulement co-courant sur les instabilités de la couche de cisaillement externe.

β . Effet des conditions au limites du jet pariétal

Les conditions aux limites du jet pariétal, notamment les deux parois latérales sont indispensables pour s'assurer de la bi-dimensionnalité du jet et d'empêcher l'entraînement des deux côtés latéraux. Malgré que la plupart des

configurations présentent des parois latérales, l'utilisation d'une paroi transversale attachée à la buse de soufflage (*back wall*) est ignorée dans quelques travaux (Gogineni et Shih 1997; Schneider et Goldstein 1994; Tailland et Mathieu 1967; Wygnanski et al. 1992), voir Figure 14. La configuration de ce qui est prétendu être un jet pariétal dans un environnement calme ou (*plane wall jet in still air*) d'après la terminologie de Launder et Rodi (1979) n'a pas été bien définie dans la littérature comme l'évoque Eriksson et al. (1998), surtout en ce qui concerne la paroi au-dessus de la buse (la paroi est attachée à la buse). L'effet de la paroi verticale (*back wall*) a été étudié dans des jets plans libres (Hitchman et al. 1990), mais d'après nos connaissances, il n'a pas été suscité l'intérêt pour un travail rigoureux se focalisant seulement sur les configurations des jets plans pariétaux.

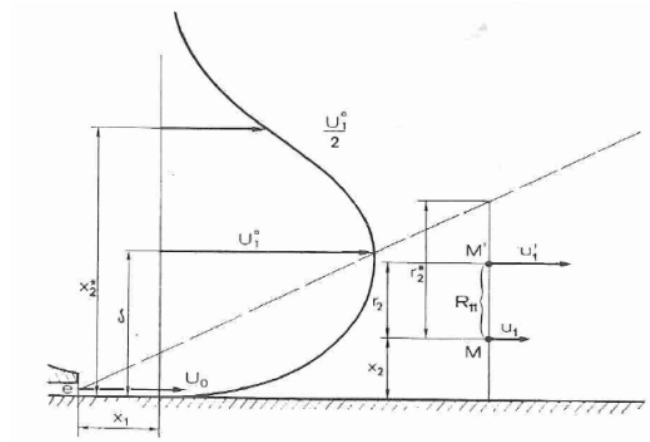
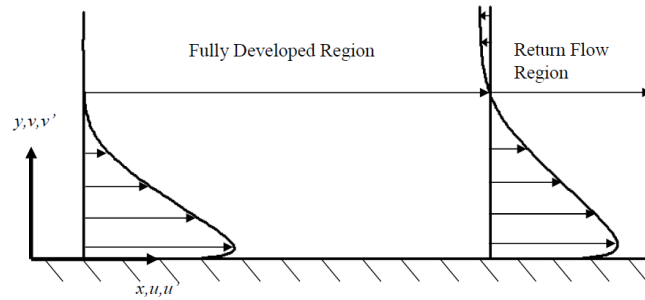


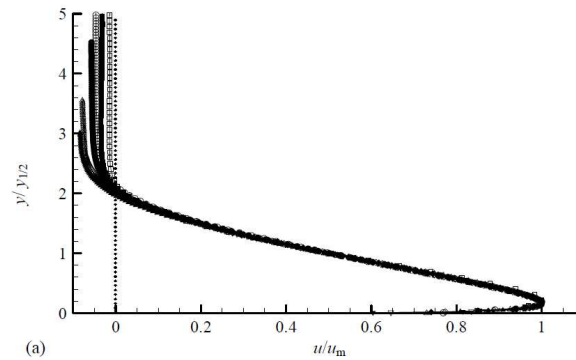
Figure 14 Configuration du jet pariétal d'après Tailland et Mathieu (1967)

γ. L'écoulement de retour (reverse flow) d'un jet pariétal

D'après Eriksson et al. (1998), l'entraînement à partir d'un volume fini (enceinte remplie d'eau) ainsi que la présence de la paroi attachée à la buse (*back wall*) conduisent à l'apparition d'un écoulement de retour, plus précisément, le courant de retour (*reverse flow*) commence à apparaître et à affecter le profil de vitesse entre $x/e = 100$ et $x/e = 150$. Schneider et Goldstein (1994) ont montré à travers les courbes de densité de probabilité (PDFs) de la vitesse longitudinale qu'une vitesse négative (écoulement de retour ou reverse flow) commence à partir de $x/e = 73$ pour $y/y_{0,5} = 1,4$. Ils ont attribué cet effet au volume restreint de la zone de mesure. D'une façon générale, l'écoulement de retour se produit dans la région externe (*outer layer*) à des positions axiales très éloignées de zone du jet pleinement développé. Dunn (2010) a montré que l'écoulement de retour apparaît à partir de $x/e \geq 60$ à $y/y_{0,5} > 2$ (Figure 15), sachant que la configuration étudiée est celle d'un jet d'eau pariétal issu d'une buse rectangulaire de profil uniforme en présence d'une paroi verticale attachée à la buse (*back wall*). Cet effet ne se pose pas dans notre étude vu qu'on se limite à des positions axiales proches de la buse (*near-field region*). Cet effet (*reverse flow*), s'il va apparaître au cours des investigations, il serait sans doute lié aux interactions aérodynamiques et au confinement.



a. Schéma du jet pariétal dans la région pleinement développée présentant un écoulement de retour



b. Profils de vitesses adimensionnels issus des mesures PIV pour $10 \leq x/e \leq 100$

Figure 15 Écoulement de retour dans la région du jet développé d'après Dunn (2010)

δ. Choix du fluide du jet pariétal

Le choix du fluide lui aussi peut influencer les résultats obtenus, dans le cas des meubles frigorifiques de vente entièrement chargés (notre cas d'étude) le rideau est assimilé à un jet d'air pariétal alors que certaines comparaisons ont été effectuées avec un jet pariétal dans une enceinte remplie d'eau (Eriksson et al. 1998; Hooff et al. 2012). D'après Eriksson et al. (1998), le fluide de travail est choisi de telle façon qu'il permet la détermination directe de la contrainte de cisaillement à la paroi $\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0}$ à partir des mesures de la vitesse moyenne. Le choix de l'eau comme fluide de travail permet aussi d'éliminer les problèmes liés à l'ensemencement des particules dans les écoulements à faible vitesse.

ε. Effet du confinement du jet pariétal

L'effet du confinement a été étudié par certains auteurs (Awbi 1991; Cao et al. 2010; Hooff et al. 2012; Karimipناه 1998; Moureh et Flick 2005) qui notent la présence d'un gradient de pression adverse qui peut entraîner la séparation du jet de la paroi (Hooff et al. 2012). Dans d'autres cas, le confinement peut améliorer l'adhérence du jet à la paroi et retarder l'apparition d'un point d'inflexion dans la couche limite (configurations des rideaux d'air recyclés, systèmes de ventilation de type *push-pull air curtain*, voir Figure 16).

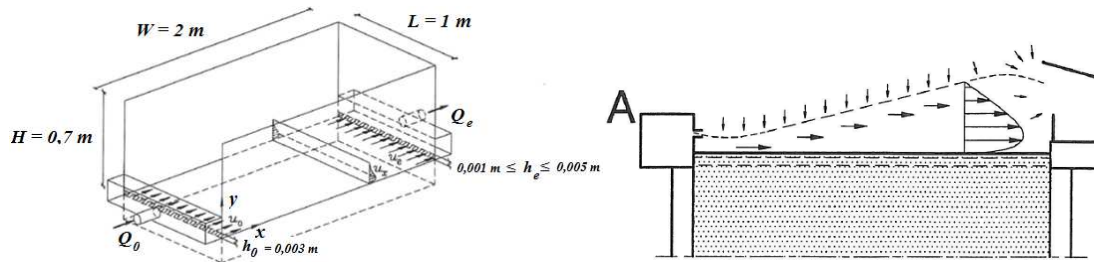


Figure 16 Schéma d'un système push-pull d'un jet pariétal pour l'élimination des contaminants dans l'air provenant d'un réservoir en surface d'après Heiselberg et Topp (1997)

ζ. Effet des conditions initiales en amont du jet pariétal

Les conditions initiales en amont du jet jouent un rôle essentiel dans le développement du jet (George et al. 2000). Le profil de vitesse à la sortie de la buse de soufflage et l'intensité de turbulence sont des paramètres importants qui peuvent influencer le taux d'expansion du jet. Outre l'influence de ce paramètre déjà discuté dans le cas des MFV, le choix du profil de vitesse est essentiel dans l'analyse de la dynamique de développement des jets d'une façon générale. Dans la technologie des rideaux d'air, un profil de vitesse uniforme de type "top-hat" est souvent utilisé dans plusieurs applications industrielles (Loubière et Pavageau 2008; Rouaud et Havet 2006). Dans les configurations académiques des jets pariétaux, même si la plupart des travaux sur les jets plans libre et pariétaux utilisent le jet de profil uniforme (Eriksson et al. 1998; Hooff et al. 2012; Rostamy et al. 2011; Schneider et Goldstein 1994), le choix d'un autre profil peut influencer la dynamique d'interaction des couches interne et externe (cas du profil parabolique d'un jet pariétal issu d'un canal rectangulaire (Gogineni et Shih 1997)).

Un rapport d'aspect élevé (idéalement infini) est nécessaire afin de garantir la bi-dimensionnalité du jet (Schneider et Goldstein (1994) utilise un buse d'injection ayant un rapport d'aspect de 90). Néanmoins, une valeur plus faible du rapport d'aspect pourrait être utilisée quand les mesures effectuées restent proches de la buse de soufflage (*near-field region*). Sigalla (1958) a utilisé un jet présentant un rapport d'aspect de 16,5. Dans notre cas, le rapport d'aspect est de 12,5. Cependant, compte tenu du fait que la zone de mesure est proche de la buse de soufflage, le jet conserve bien son caractère bidimensionnel.

η. Les techniques expérimentales utilisées pour l'étude du jet pariétal

Schneider et Goldstein (1994) ont conduit une étude expérimentale d'un jet plan pariétal dans une ambiance calme en utilisant la technique LDV ($Re = 14000$), le profil de vitesse était uniforme avec une faible intensité turbulente à la sortie de la buse. En examinant les travaux antérieurs effectués par la technique de mesure HWA (Bradshaw et Gee 1962; Tailland et Mathieu 1967; Wilson et Goldstein 1976), Schneider et Goldstein (1994) ont constaté que les valeurs locales des intensités turbulentes longitudinales sont très dispersées dans la région externe du jet (*outer-region*). Les valeurs sont situées dans une fourchette allant de 40 à 70 %. Ces différences sont attribuées à la technique de l'anémométrie à fil chaud qui est de caractère unidirectionnel et incapable de fournir des résultats fiables en présence d'écoulement inverse *instantané*.

L'emploi de la nouvelle technique de l'anémométrie à fil chaud pulsée PHWA (*pulsed hot wire anemometry*), qui a fait l'objet de plusieurs études des jets turbulents et proches paroi (Bradbury et Castro 2006; Castro et Dianat 1990; Devenport et al. 1990) pourrait apporter de résultats améliorés et des réponses aux différences mentionnées précédemment entre la technique LDV et HWA conventionnelle. Venås et al. (1999) ont étudié le jet plan pariétal en utilisant la même configuration géométrique de Abrahamsson et al. (1994). Le jet est de profil uniforme de faible intensité turbulente (0,4 %) à la sortie d'une buse rectangulaire ($RA = 200$). Le jet devient pleinement développé à partir de $x/e = 70$, il est non confiné et présente une paroi verticale (*back wall*) au dessus de la buse de soufflage. La bi-dimensionnalité du jet est assurée par deux parois latérales. Venås et al. (1999) ont observé une bonne concordance des valeurs des intensités turbulentes avec les résultats LDV de Schneider et Goldstein (1994) dans la région externe. En revanche, les résultats de la PHWA sont assez différents de ceux obtenus avec la HWA conventionnelle. Ces différences sont attribuées aux niveaux de turbulences locales élevées, de telle sorte à produire des écoulements locaux inversés (*flow reversals*). Cet effet ne peut pas être détecté par la technique d'anémométrie à fil chaud conventionnelle, ce qui génère des mesures biaisées. Les écarts entre les mesures effectuées par LDV et HWA ont été aussi observés par Hussein et al. (1994) dans le cas des jets libres.

Toutefois, la technique HWA (ou éventuellement la PHWA) reste la plus efficace pour mener une étude fréquentielle. La technique LDV étant une mesure par construction locale, elle est très limitée en caractérisation spatiale de l'écoulement. Ce point est la raison principale qui nous mène à s'orienter vers la technique TR-PIV pour effectuer nos investigations vu qu'elle présente un compromis entre la résolution spatiale et temporelle.

Concernant notre application, le jet pariétal a été étudié dans le cas d'un meuble frigorifique de vente dont l'étendu du domaine de mesure ne dépasse pas la distance longitudinale ($x/e = 10$) ce qui implique que la plupart des résultats sont obtenus dans la zone de transition. Le jet isotherme recyclé est issu d'un canal rectangulaire, un profil uniforme a été mesuré à la sortie de la buse. Le choix du nombre de Reynolds pour notre étude est de l'ordre de $Re \approx 8000$, qui est proche du nombre de Reynolds de Eriksson et al. (1998), $Re \approx 9600$, AbdulNour et al. (2000), $Re = 7700$, ou encore Bradshaw et Gee (1962) (voir [Tableau 1](#)).

d) Débit entraîné

Le débit entraîné est une caractéristique globale physique importante du jet pariétal. Cette grandeur a été souvent quantifiée car elle permet de caractériser la capacité d'entraînement du jet, ce qui représente pour certaines applications un critère important et permet également d'évaluer le comportement du jet.

Le débit volumique Q du jet est défini par l'équation suivante :

$$Q = \int_0^{\infty} U dy \quad (1.11)$$

Rajaratnam (1976) a proposé en se basant sur la courbe de distribution de vitesse dans la région du jet développé la relation adimensionnelle suivante :

$$\frac{Q}{Q_0} = 0,248 \left(\frac{x}{e} \right) \quad (1.12)$$

Dans la zone de développement du jet, Rajaratnam (1965) a proposé la relation suivante:

$$\frac{Q}{Q_0} = \left[1 + 0,04 \frac{x}{e} + 0,0046 \left(\frac{x}{e} \right)^{0.8} \right] \quad (1.13)$$

e) Bilan de quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement après les simplifications liées aux caractères stationnaire et bidimensionnel de l'écoulement devient d'après (Irwin 1973):

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[-\overline{u'v'} + \nu \frac{\partial U}{\partial y} \right] - \left[\frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'^2} - \overline{v'^2}) \right] \quad (1.14)$$

Où : $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ représentent les composantes normales du tenseur de Reynolds, $\overline{u'v'}$ est la composante de cisaillement. La contrainte de cisaillement laminaire est présentée par le terme $\nu \frac{\partial U}{\partial y}$, ν est la viscosité cinématique. Le terme de la pression a été éliminé de cette équation en intégrant l'équation de la quantité de mouvement dans la direction perpendiculaire à la paroi (Figure 10). Cette équation est la même que celle du jet plan libre et de la couche limite turbulente à gradient de pression nul (*ZPG turbulent boundary layer*), sauf que les conditions aux limites sont différentes ($U = 0$ à $y = 0$; $U \rightarrow 0$ quand $y \rightarrow \infty$).

D'après George et al. (2000), les contraintes normales sont négligeables au second ordre, l'équation (1.14) est donc réduite à :

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[-\overline{u'v'} + \nu \frac{\partial U}{\partial y} \right] \quad (1.15)$$

En intégrant (1.15) à travers la direction normale à la paroi (y) et en multipliant par la masse volumique on obtient :

$$\rho \int_0^\infty U \frac{\partial U}{\partial x} dy + \rho \int_0^\infty V \frac{\partial U}{\partial y} dy = + \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{u'v'} + \mu \frac{\partial U}{\partial y}) dy \quad (1.16)$$

Pour le premier terme à gauche de l'équation (1.16), on utilise la formule de Leibnitz comme suit :

$$\rho \int_0^\infty U \frac{\partial U}{\partial x} dy = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial x} (\rho U^2) dy = \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \int_0^\infty (\rho U^2) dy \quad (1.17)$$

Pour le deuxième terme à gauche on applique une intégration par partie et on utilise l'équation de continuité ($\partial V / \partial y = -\partial U / \partial x$) :

$$\rho \int_0^\infty V \frac{\partial U}{\partial y} dy = \rho [UV]_0^\infty - \rho \int_0^\infty U \frac{\partial V}{\partial y} dy = \rho \int_0^\infty U \frac{\partial U}{\partial x} dy \quad (1.18)$$

L'équation (1.16) est donc réduite à la forme suivante :

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty (\rho U^2) dy = -\tau_w \quad (1.19)$$

Avec : $\tau_w = \mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0}$ est la contrainte de cisaillement à la paroi.

Après intégration entre la sortie de la buse jusqu'à la position axiale x , l'équation (1.19) s'écrit :

$$\int_0^\infty U^2 dy = M_0 - \int_0^x \frac{\tau_w}{\rho} dx \quad (1.20)$$

Avec : $M_0 = \int_0^e U^2 dy = U_0^2 e$

À la différence d'un jet libre, le flux de quantité de mouvement dans la direction axiale n'est pas conservé. L'équation (1.20) traduit le fait que le flux de quantité de mouvement du jet à la position x est égal au flux de quantité de mouvement au niveau de la buse de soufflage diminué de la partie perdue par l'effet du frottement au niveau de la paroi.

3.4 Développement des instabilités dans les jets pariétaux en régime transitionnel et interaction entre les couches interne et externe

Une des premières études expérimentales sur les jets pariétaux a été effectuée par Bajura et Catalano (1975). Des mesures expérimentales par anémométrie à fil chaud et par visualisation de colorant ont été effectuées sur des jets pariétaux naturels et forcés (forçage acoustique allant de 40 Hz à 200 Hz) à faibles nombre de Reynolds $100 \leq Re \leq 600$ dans un tunnel d'eau. Dans cette étude, le jet pariétal plan est produit par canal à buse lisse. Le profil de vitesse à l'issue du canal est de forme parabolique. Bajura et Catalano (1975) ont trouvé que l'instabilité de Kelvin-Helmholtz de la couche de cisaillement libre joue un rôle important et essentiel dans la transition du jet pariétal vers la turbulence. Il s'est avéré que le mécanisme de transition peut être réparti en cinq étapes décrit respectivement comme ; (i) formation de structures tourbillonnaires discrètes se développant dans la couche de cisaillement ; (ii) coalescence (appariement) des tourbillons adjacents, (iii) éruption de ces tourbillons dans le milieu environnant ; (iv) dispersion de ces structures tourbillonnaires par les mouvements tridimensionnels et finalement ; (v) l'écoulement en amont récupère son régime laminaire en attendant le déclenchement du prochain cycle. Ce processus domine la phase initiale de transition du jet pariétal ayant un caractère bidimensionnel. La Figure 17 présente une esquisse décrivant le processus de transition et de détachement de la paroi du jet pariétal.

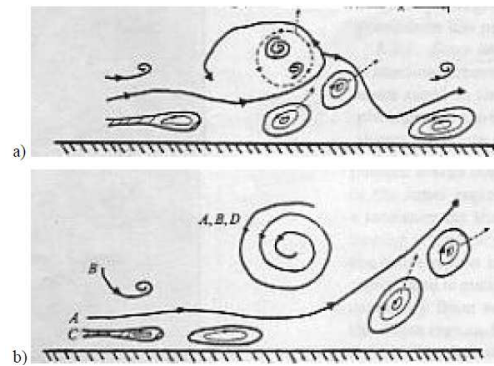


Figure 17 Etapes de transition et de détachement de la paroi du jet pariétal d'après Bajura et Catalano (1975)

Hsiao et Sheu (1996) ont effectué une étude expérimentale par anémométrie à fil chaud et visualisation de l'écoulement pour des nombres de Reynolds allant de 300 à 30000. Ils ont conclu que le développement des structures tourbillonnaires primaires provenant de faibles perturbations au niveau de la couche de cisaillement externe agit comme déclencheur du processus de transition. Ils ont aussi remarqué que dans le cas où les nombres de Reynolds sont situés entre 1500 et 5000, une forte interaction entre les couches interne et externe se produit, causée par l'instabilité initiale dont l'échelle de longueur spatiale atteint rapidement le même ordre de grandeur que l'épaisseur de la buse de soufflage.

Le processus transitionnel dans le cas du jet pariétal non forcé a été étudié et comparé avec le jet libre rectangulaire par Gogineni et Shih (1997) en utilisant la PIV standard (2D-2C) et la visualisation par injection de fumée pour un écoulement à nombre de Reynolds situé entre 330 et 3800. Des mesures de pression pariétale ont été effectuées pour établir une corrélation entre la distribution de vorticité instantanée et l'évolution de la fluctuation de pression. Le jet pariétal émane d'un canal rectangulaire ayant un rapport d'aspect $L/e = 20$. Le profil de vitesse à la sortie de la buse est parabolique. Les résultats ont été présentés sur la zone allant de la sortie du jet à $x/e = 16$. Ces mesures ont montré que le taux d'épanouissement du jet pariétal est plus faible que le cas d'un jet libre. Cet aspect est dû à la suppression de la deuxième couche de cisaillement libre à cause de la présence de la paroi solide du jet pariétal, ce qui contribue à la diminution de l'entraînement des structures tourbillonnaires de grandes échelles.

La répartition spatiale du processus de transition du jet pariétal (de la formation jusqu'à la rupture des structures tourbillonnaires) en fonction du nombre de Reynolds a été aussi étudiée. En effet, vu la limitation spatiale du domaine visualisé ($x/e = 16$), la rupture des structures tourbillonnaires a été observée pour des valeurs de Reynolds situées entre 950 et 22000. Gogineni et Shih (1997) ont remarqué que les positions axiales de la formation et de la rupture des structures tourbillonnaires primaires (de Kelvin-Helmholtz dans la couche de cisaillement externe) se rapprochent davantage de la buse de soufflage en augmentant le nombre de Reynolds. Cette tendance a été observée par Schober et al. (1999) pour le cas du jet pariétal non forcé ($0 < x/e < 17$) en utilisant la visualisation par fumée pour trois nombres de Reynolds ($Re = 2500$, $Re = 5000$ et $Re = 10000$). En augmentant le nombre de Reynolds, l'appariement des structures tourbillonnaires primaires est observé à des positions axiales très proches de la buse de soufflage.

Un intérêt particulier a été porté aussi à l'étude de l'interaction entre les couches interne et externe. Il a été démontré expérimentalement par PIV et des mesures de pression que le détachement de la couche limite est dû à l'émergence d'un gradient de pression adverse induit par le passage de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement libre. La déstabilisation de la couche limite génère la formation d'un vortex dans la région interne. Ils ont observé que le développement initial du jet pariétal en régime transitionnel est régi par une forme d'organisation spécifique induite par l'émergence et l'interaction entre deux successions tourbillonnaires de signes opposés dans les couches interne et externe.

La rupture de l'organisation de l'écoulement est déclenchée plus en aval après l'émergence de structures tridimensionnelles dans la couche de cisaillement libre. Cependant, contrairement aux résultats de Bajura et Catalano (1975) pour la même gamme de faibles nombres de Reynolds ($Re < 950$), les cinq étapes de développement des structures tourbillonnaires n'ont pas été entièrement observées dans leur travail expérimental. Plus précisément, Gogineni et Shih (1997) ont noté l'absence du mécanisme d'appariement dans la couche de cisaillement externe. Ce mécanisme est considéré nécessaire d'après Bajura et Catalano (1975) pour la déstabilisation de la couche limite et la formation des structures tourbillonnaires de petites échelles dans la couche interne. Ce résultat a été supporté par Hsiao et Sheu (1994) pour le cas d'un jet pariétal émanant d'une buse rectangulaire ($RA = 27$) de profil uniforme à $Re = 330$. Ces auteurs ont montré par visualisation de colorant injecté que la présence du mécanisme d'appariement dans la couche de cisaillement externe n'est pas nécessaire pour déclencher une structure tourbillonnaire dans la couche interne. Ces différences peuvent être attribuées aux configurations géométriques des jets pariétaux étudiés. Hooff et al. (2012) ont attribué l'absence du mécanisme d'appariement au confinement de leur jet pariétal (celui de Bajura et Catalano (1975) est non confiné), et voire même à la faible fréquence temporelle de mesure (fréquence < 10 Hz) qui pourrait ne pas permettre la détection de ce mécanisme.

L'interaction mutuelle entre les structures tourbillonnaires dans les couches interne et externe qui domine le processus de transition a été révélée et documentée par d'autres auteurs dans la littérature (Hsiao et Sheu 1994). En effet, les mesures PIV réalisés par Cao et al. (2010) sur un jet plan pariétal dans un espace confiné (chambre climatique de grande échelle) confirment l'existence d'une double rangée de structures tourbillonnaires avec des structures tourbillonnaires de petites échelles détectées dans la zone pariétale et des structures de grandes échelles dans la région de cisaillement externe. Les mesures de Cao et al. (2010) confirment également l'effet oscillatoire induit par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz dans la couche de cisaillement externe observé pour de faibles nombres de Reynolds allant de 960 à 2000.

Gogineni et al. (1999) ont étudié par des mesures PIV et aussi par une approche numérique le mécanisme d'instabilité d'un jet pariétal isotherme soumis à une excitation acoustique. Le jet est issu d'une buse rectangulaire (rapport d'aspect $L/e = 20$) de profil parabolique. Gogineni et al. (1999) ont effectué une comparaison entre les résultats expérimentaux PIV et les résultats numériques CFD du jet pariétal à un nombre de Reynolds $Re = 2150$ et ils ont conclu qu'il n'y a pas de différence significative entre la condition limite appliquée à la paroi de glissement et de non-glissement sur le développement du jet pariétal (Figure 18), ce qui semble indiquer que le mécanisme de développement des structures tourbillonnaires à la paroi est principalement non visqueux. Ceci

confirme les résultats précédents obtenus avec la même configuration et conditions opératoires de Gogineni et Shih (1997) et qui indiquent que l'instabilité de type Kelvin-Helmholtz développée dans la couche externe non visqueuse exerce une influence majeure sur l'apparition des structures tourbillonnaires de petites échelles à la paroi. La viscosité a produit l'établissement du profil à la sortie de la buse du canal rectangulaire (profil parabolique) et il paraît qu'elle n'a que peu d'influence sur les structures tourbillonnaires à la paroi. Gogineni et al. (1999) ont aussi trouvé comme preuve de présence de l'interaction entre les couches interne et externe que l'instabilité croissante de la couche de cisaillement externe conduit à l'apparition de paires de vortex naissants dans la couche interne. Par conséquent, le processus de transition est déclenché par l'interaction entre ces structures tourbillonnaires. Il a été révélé que le forçage du jet pariétal rapproche le processus de transition plus en amont de la sortie de la buse de soufflage, ce qui va de pair avec l'apparition du caractère tridimensionnel plus proche de la buse. Ils ont aussi noté l'apparition d'instabilités secondaires plus en aval.

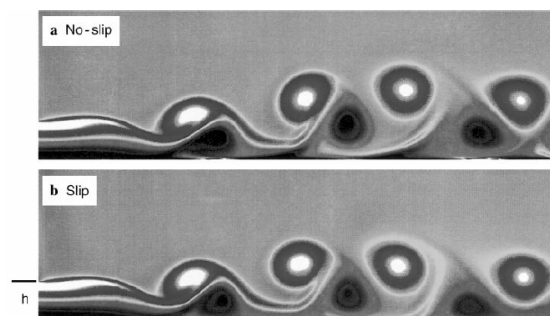


Figure 18 Comparaison numérique des conditions à la paroi de glissement et de non-glissement du jet pariétal transitionnel issu d'une buse rectangulaire de profil parabolique d'après Gogineni et al. (1999)

Field et Loth (2006) ont étudié le rideau d'air modélisé comme un jet pariétal à flottabilité négative (cas particulier d'un meuble frigorifique de vente totalement rempli de denrées). Le jet est dit de flottabilité négative quand sa densité est supérieure à celle de l'air ambiant et s'écoule du haut vers le bas. Les mesures ont été effectuées pour des nombres de Reynolds variant entre 4200 et 8000 et pour des nombres de Richardson (Ri) entre 0,13 et 0,58. En effet, dans le cas du rideau d'air isotherme le nombre de Richardson $Ri = 0$. Le rideau d'air réfrigéré est plus dense, dans ce cas le nombre de Richardson augmente. Par exemple, pour un meuble frigorifique de vente conventionnel le nombre de Richardson typique est de $Ri = 0,3$ pour des nombres de Reynolds situés dans la gamme entre $Re = 5000$ et $Re = 8000$ (Field et Loth 2004).

Les mesures PIV ont été utilisées comme outil expérimental d'investigation des structures tourbillonnaires. Field et Loth (2006) ont trouvé qu'une variété de structures sont responsables de l'entraînement de l'air ambiant dans le jet, ce processus, qui provient principalement de l'interaction de la couche de cisaillement, est renforcé par un niveau de turbulence initiale élevé dans les rideaux d'air.

Aloysius et Wrobel (2009) ont utilisé la technique de simulation des grandes échelles (LES) pour effectuer des comparaisons entre le jet turbulent libre et le jet pariétal. La configuration expérimentale de Förthmann (1936) a été adoptée pour la simulation des deux jets. Pour les deux cas, le jet est de profil uniforme issu d'une buse rectangulaire de rapport d'aspect 21,7 à une vitesse de 35 ms^{-1} ($Re = 105000$). Dans la configuration du jet pariétal,

ils ont indiqué que les tourbillons contrarotatifs sont formés juste à la sortie du jet. Les tourbillons antihoraires sont formés par les mécanismes de cisaillement au jet libre, alors que les tourbillons de sens horaires sont formés due à l'effet de la paroi. La fusion entre les tourbillons de sens horaire et antihoraire correspond à la disparition de la zone du cœur potentiel, qui est plus allongé dans le cas du jet pariétal que le jet libre.

La technique expérimentale PIV a été aussi utilisée récemment par Hooff et al. (2012) pour mener des investigations dans un jet pariétal dans le régime transitionnel (Re variant entre 800 et 2500) dans une enceinte confinée en utilisant l'eau comme fluide émanant d'une buse rectangulaire. Le profil de vitesse à la sortie de la buse est uniforme. Cette étude a été focalisée sur deux régions de l'enceinte. D'une part, la région située au voisinage de la sortie du jet afin d'améliorer la résolution spatiale dans cette zone où les gradients de vitesse sont très élevés. Et d'autre part, la région qui couvre la totalité de l'enceinte pour qualifier le comportement global des structures de l'écoulement. Les résultats ont montré une grande dépendance de la position de la vitesse maximale et du détachement du jet par rapport au nombre de Reynolds. Ces auteurs ont utilisé le critère Q (basé sur la fonction d'Okubo-Weiss (Hunt 1987)) pour identifier les structures tourbillonnaires dans les régions interne et externe du jet pariétal. Dans la région interne, le critère Q a révélé que le cisaillement dans la couche limite contribue à la formation de vorticité positive (sens antihoraire) et que le nombre de structures tourbillonnaires formées augmente avec le nombre de Reynolds, cette augmentation est plus grande que celle de la vitesse à la sortie de la buse. Par conséquent, le nombre adimensionnel de Strouhal, qui est souvent utilisé pour caractériser la fréquence de passage des structures tourbillonnaires, augmente avec l'augmentation du nombre de Reynolds (Figure 19). L'équation ci-dessous présente le nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de la buse (e) :

$$St_e = \frac{fe}{U_0} \quad (1.21)$$

Où f [Hz] est la fréquence de détachement tourbillonnaire et U_0 est la vitesse moyenne à sortie de la buse [ms^{-1}].

En effet, ce comportement est partiellement en accord avec les résultats de Suresh et al. (2007) qui ont révélé une dépendance du nombre de Strouhal au nombre de Reynolds pour $Re < 2000$. Pour des nombres de Reynolds élevés, le nombre de Strouhal atteint une valeur asymptotique $\approx 0,36$. Cependant, Namer et  t gen (1988) ont révélé que le nombre de Strouhal est égal à 0,27 et il est indépendant du nombre de Reynolds même pour $Re = 1000$ supposé dans la région de transition. En effet, les comparaisons ont été établies avec des études effectuées sur des jets plans libres ce qui explique ces contradictions.

En comparant leurs résultats avec ceux de Bajura et Catalano (1975), notamment avec les cinq étapes qui caractérisent le jet pariétal transitionnel, ils ont remarqué l'absence de deux effets : l'appariement des structures tourbillonnaires dans les régions interne et externe et la récupération de l'aspect laminaire de l'écoulement (re-laminarization). Ces différences ont été attribuées à la configuration et au dispositif expérimental utilisé par Hooff et al. (2012) qui ont mené des mesures dans un espace confiné où l'influence de la zone de recirculation affecte sans doute l'écoulement du jet pariétal. Il convient de tenir compte également de l'influence de la fréquence et la résolution de mesure, jugée assez faible pour pouvoir détecter le phénomène d'appariement des structures tourbillonnaires dans les régions interne et externe.

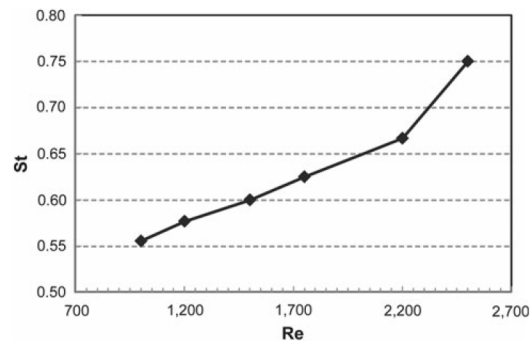


Figure 19 Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds d'après Hooff et al. (2012)

Une étude récente menée par Hess et al. (2013) utilisant la tomographie 3D a pour but d'approfondir la compréhension du processus d'enroulement et d'appariement des structures tourbillonnaires générées par un jet plan bidimensionnel. L'enroulement de la couche de cisaillement libre a été observé proche de la buse de soufflage formant des structures tourbillonnaires en rouleaux se déstabilisant plus en aval. Pour des nombres de Reynolds plus élevés, les structures tourbillonnaires transversales (rouleaux) commencent à interagir les uns avec les autres ; les instabilités déclenchent un appariement localisé des structures tourbillonnaires. Les images PIV obtenues montrent clairement trois zones différentes. Une zone d'enroulement, une zone d'appariement et une zone d'éclatement où les enroulements tourbillonnaires commencent à se déformer.

4. Etude bibliographique des jets en écoulement transverse

4.1. Introduction

Hormis quelques exceptions portant sur des travaux récents réalisés sur le même dispositif expérimental que celui utilisé dans cette thèse (Moureh et Yataghene 2016), une étude bibliographique exhaustive montre que l'étude d'un rideau d'air cisaillé latéralement par un écoulement perturbateur n'a pas été abordée dans la littérature. C'est la raison pour laquelle, nous avons élargi notre analyse bibliographique à d'autres configurations académiques fondamentales mettant en œuvre des mécanismes d'interaction entre jets et notamment celle d'un jet d'air injecté perpendiculairement dans un écoulement uniforme. L'objectif est de mieux comprendre la nature des phénomènes physiques et des structures complexes engendrés par ces interactions ainsi que les méthodologies mises en œuvre pour les identifier.

L'écoulement du jet en écoulement transverse est une configuration présente dans plusieurs applications industrielles portant notamment sur le refroidissement ou de mélange de jets (Chen et Hwang 1991), la diffusion de polluants, dans l'air : panache des cheminées ou rejets dans les rivières (Jones et Wille 1996; Wang et Cheng 2000), avec ou sans réaction chimique. Margason (1993) a présenté une revue bibliographique exhaustive en montrant plusieurs aspects d'application du jet transverse (Figure 20).

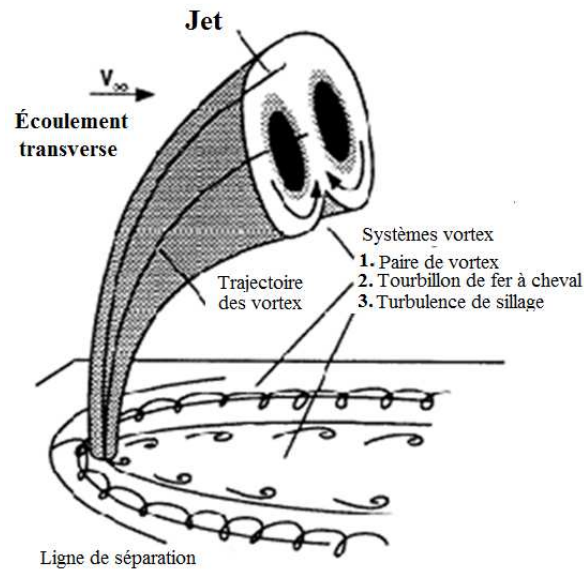


Figure 20 Les trois formes de structures tourbillonnaires présentes dans un jet transverse d'après Margason (1993)

D'après Fric et Roshko (1994), les principales structures tourbillonnaires d'un jet en écoulement transverse sont classées en quatre types (Figure 21) :

- Les tourbillons contrarotatifs (*Counter-Rotating Vortex Pairs*, CRVP) ou (*Counter-Vortex Pairs*, CVP)
- Les tourbillons en fer à cheval (*Horse-Shoe Vortices*, HSV) ou (HV)
- Les tourbillons de sillage (*Wake Vortices*, WV)
- Les tourbillons de la couche de cisaillement qui apparaissent sur les frontières supérieure et inférieure du jet et sont initiés par les instabilités de Kelvin-Helmholtz (Megerian et al. 2007). Ces tourbillons sont observables seulement dans les champs de vitesses instantanées et leur apparition dépend du taux d'injection et des rapports de vitesses.

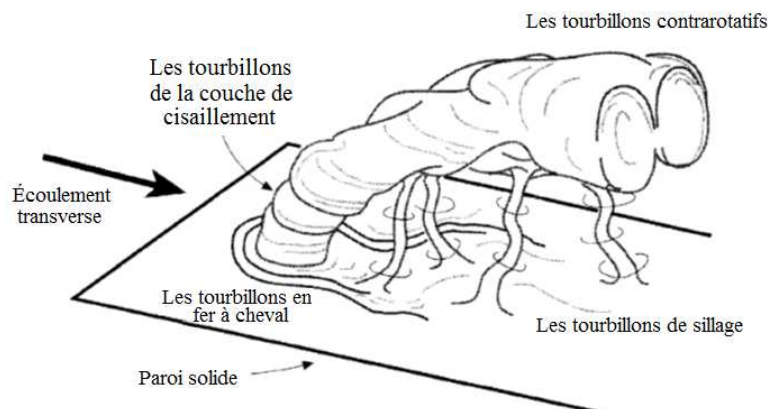


Figure 21 Structure de l'écoulement lors de l'interaction d'un jet débouchant sur un écoulement axial d'après Fric et Roshko (1994)

4.2 Caractéristiques du jet en écoulement transverse

D'après Chassaing et al. (1974) le jet en écoulement transverse peut être classé en trois zones (Figure 22):

- La **première zone** est appelée la zone du cône potentiel, dans cette zone le jet garde à peu près ses mêmes caractéristiques initiales d'émission. La longueur du cône potentiel est affectée par la géométrie de l'injection et par le ratio de vitesse du jet par rapport au courant principal.
- La **deuxième zone** ou zone de déflexion maximale où le jet change de forme sous l'effet du courant transverse.
- La **troisième zone** est la zone éloignée du jet et elle est caractérisée par le développement des structures tourbillonnaires contrarotatives (CVP).

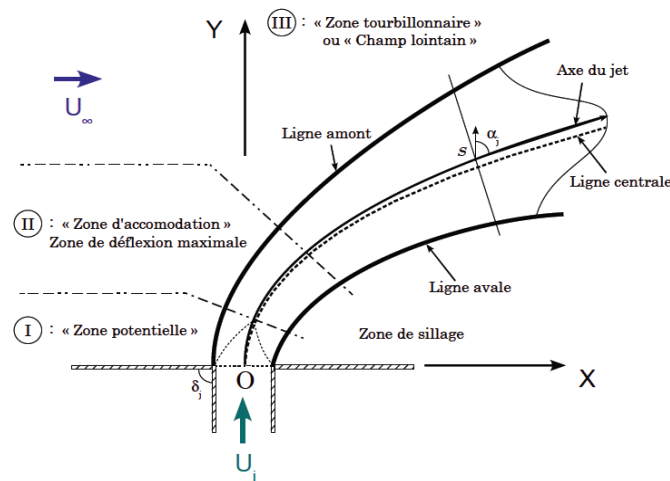


Figure 22 Configuration du jet dans un courant transverse d'après Chassaing et al. (1974)

L'étude de l'interaction du jet avec l'écoulement transverse permet de définir de nouveaux nombres adimensionnels, tel que :

$$J = \frac{\rho_{jet} U_{jet}^2}{\rho_{cf} U_{cf}^2} \quad (1.22)$$

J : représente le rapport des énergies cinétiques des deux écoulements.

U_{jet} : est la vitesse moyenne du jet à la sortie de la buse et U_{cf} est la vitesse moyenne de l'écoulement transverse (notée aussi U_{∞}). ρ_{jet} et ρ_{cf} représentent respectivement la masse volumique du jet et de l'écoulement transverse.

Pour des fluides de même masse volumique c'est-à-dire $\rho_{jet} = \rho_{cf}$, le rapport J se réduit à :

$$J = \frac{U_{jet}^2}{U_{cf}^2} \quad (1.23)$$

La plupart des études consacrées au comportement aérodynamique d'un jet débouchant perpendiculairement dans un écoulement s'accordent sur l'importance du rapport des vitesses ($R = \frac{U_{jet}}{U_{cf}}$) entre le jet et l'écoulement principal sur les structures d'écoulement. Les résultats montrent un changement structurel de l'écoulement entre les faibles rapports de vitesse ($R < 2$) et les grands rapports ($R > 2$). Pour $R > 2$, le jet pénètre significativement dans le courant perpendiculaire et s'infléchit asymptotiquement loin du point d'injection. Pour $R < 1$, le jet se replie directement sur lui-même. Nishiyama et al. (1990) ont observé que pour des faibles valeurs de R , le jet se comporte comme un jet pariétal et que pour les grandes valeurs de R se comporte comme un jet décollé enfermant une zone de recirculation.

A l'amont du jet, l'écoulement principal est freiné par l'apparition d'un gradient de pression défavorable. À l'aval immédiat du jet, une zone de recirculation, due à un mécanisme de séparation et de rattachement de l'écoulement principal est généralement observée (Jones et Wille 1996; Wang et Cheng 2000). Les dimensions de cette zone de recirculation sont très dépendantes des rapports géométriques et de vitesse entre les deux jets, mais, en revanche, ces dimensions sont peu dépendantes du nombre de Reynolds.

En raison de l'importance du phénomène de cisaillement avec l'écoulement principal et du rotationnel du jet, la trajectoire du jet sera déviée latéralement et un certain nombre de structures tourbillonnaires : fer à cheval, de sillage et contrarotatives seront observées le long de la couche de mélange (Figure 20 et Figure 21).

Ces structures tourbillonnaires qui se développent dans la configuration d'un jet injecté dans un courant transverse sont de forme complexe et ont été l'objet de plusieurs travaux antérieurs tels que Margason (1993), Andreopoulos et Rodi (1984), Hasselbrink et Mungal (2001a), Hasselbrink et Mungal (2001b), Kelso et al. (1996), Camussi et al. (2002), Galeazzo et al. (2011), Cárdenas et al. (2012), Krothapalli et al. (1990) et Eiff et al. (1995).

Selon Camussi et al. (2002), les structures observées sont tridimensionnelles (Figure 24), et peuvent être classées en deux grandes catégories :

Classe 1: dues à l'interaction entre le jet d'air et l'écoulement perturbateur et la paroi, telles que les tourbillons contrarotatifs, fer à cheval HSV (Eiff et al. 1995; Krothapalli et al. 1990) et *Up-right vortices* (UV).

Classe 2 : souvent rencontrée dans le cas d'un jet libre telles que les structures de type anneaux « *Ring-like vortices* » (RLV).

En effet, Camussi et al. (2002) ont mené des mesures expérimentales (PIV et LIF) avec différents rapports de vitesse R allant de 1,5 à 4,5 (Figure 23) à très faibles nombres de Reynolds ($Re \approx 100$). Cette étude a permis d'étudier l'effet du ratio de vitesses sur la formation et le développement des structures de vortex de grande échelle. Ils ont montré que deux régimes d'écoulement existent selon la valeur de R en passant par un régime transitoire

défini par $R = 3$. La présence de deux régimes a été aussi révélée par Blanchard et al. (1999) dans le cas d'un jet émis d'une section rectangulaire. Pour des faibles valeurs de R , la dynamique de vorticité longitudinale est régie par les structures de type sillage associées aux structures de vortex contrarotatives. En revanche, pour des grandes valeurs de R , les structures de vortex positives et négatives sont couplées ensemble. Physiquement, Ils ont expliqué l'apparition de ce comportement et l'établissement de ces régimes par le rôle éminent du nombre de Reynolds qui régit la façon dont les structures cisaillées se déstabilisent et se développent. Les trajectoires des lignes de courant sont en accord avec celles tracées avec l'approximation de la fonction de la loi de puissance proposée par Chassaing et al. (1974) dans la région du champs lointain.

$$\frac{y}{D} = A \left(\frac{x}{D} \right)^n \quad (1.24)$$

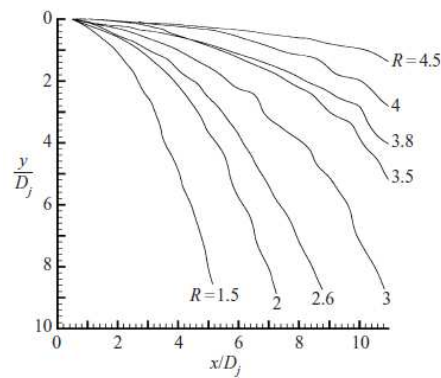


Figure 23 Les lignes de courant tracées en fonction des ratios de vitesses R (Camussi et al. 2002)

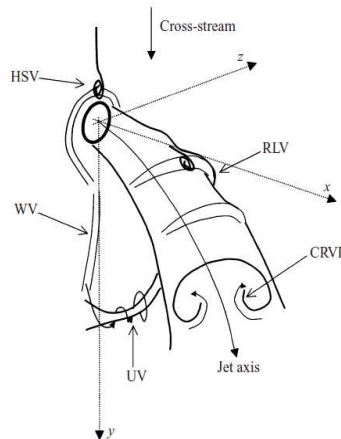


Figure 24 Schéma des structures tourbillonnaires principales formées par un jet émis dans un courant transverse d'après Camussi et al. (2002)

New et al. (2006) ont étudié via la technique PIV l'effet du profil uniforme (*top-hat*) et parabolique sur les caractéristiques de développement du jet en écoulement transverse. Les ratios de quantités de mouvement MR sont choisis entre 2,3 et 5,8. Ils ont trouvé que le profil parabolique, en comparaison avec le profil uniforme pour le même ratio de quantité de mouvement ($MR = 2,3$), est capable de retarder la formation de tourbillons en amont du

jet (*leading-edge vortices*) et en aval du jet (*lee-side vortices*) en créant une couche de cisaillement plus épaisse (Figure 25). D'une façon générale, pour différents rapports de quantité de mouvement MR le profil parabolique affiche une résilience plus élevée face à l'initiation des structures tourbillonnaires de grande échelle au niveau des couches de cisaillement en amont du jet (*leading –side vortices*) et en aval du jet (*lee-side vortices*).

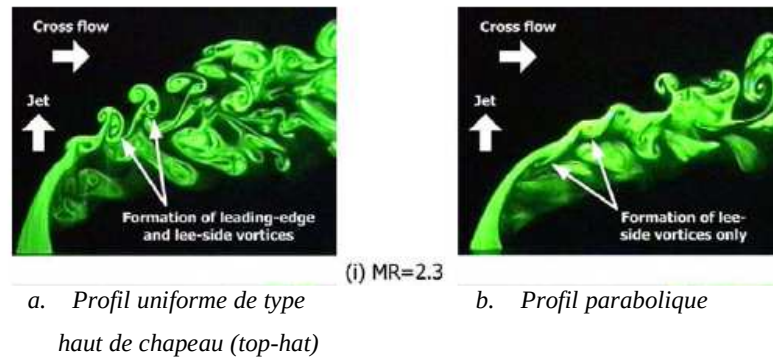


Figure 25 Effet du profil initial du jet d'après New et al. (2006)

Cárdenas et al. (2012) ont étudié expérimentalement (PIV-LIF) et numériquement (DNS) la transition à la turbulence d'un jet laminaire issu d'une conduite en écoulement transverse turbulent à deux valeurs du nombre de Reynolds de l'écoulement transversal ($Re = 4120$ et $Re = 8240$), la vitesse de l'écoulement dans le canal (U_∞ du *crossflow*) et le diamètre hydraulique (D_∞) sont utilisés pour le calcul du nombre de Reynolds (Figure 26). Le rapport de vitesse du jet par rapport à l'écoulement transversal a été fixé à 3,5. Ces auteurs ont montré que le nombre de Reynolds n'a pas de grande influence sur la trajectoire du jet qui est légèrement plus profonde dans le cas du nombre de Reynolds élevé. Ils ont comparé les composantes de vitesse pour les deux nombres de Reynolds dans la zone de sillage du jet et dans les zones qui sont marquées par un taux d'entraînement élevé et ont révélé la présence d'un minimum de pression à proximité de la trajectoire du jet. Leurs résultats issus des simulations ont montré qu'avec un nombre de Reynolds élevé, l'entraînement est favorisé davantage. Cette tendance est expliquée par une transition du laminaire au turbulent plus rapide dans le cas du nombre de Reynolds élevé. En faisant la comparaison du pouvoir d'entraînement avec le jet en co-courant, l'entraînement du jet en écoulement transverse est deux fois plus élevé que celui du jet en co-courant. L'aspect du mélange a été aussi étudié en calculant les statistiques du second ordre de la variance de la concentration et des flux de Reynolds obtenus du signal corrélé PIV/LIF.

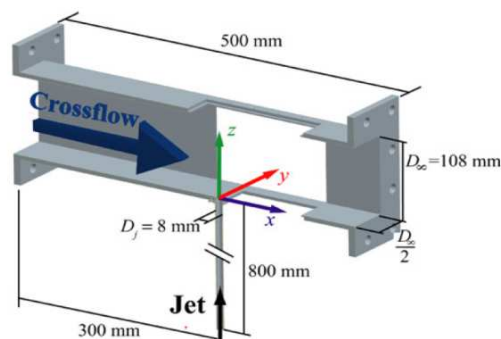


Figure 26 Configuration du jet en écoulement transverse

4.3 Trajectoire du jet

La trajectoire du jet est définie d'après Yuan et Street (1998) en utilisant la valeur maximale de la vitesse moyenne ou les lignes de courant du champ de vitesse moyen en prenant comme origine le centre de la conduite. D'après une analyse dimensionnelle, Pratte et Baines (1967) proposent pour la trajectoire du jet, une équation de la forme :

$$\frac{y}{d.r} = A \left(\frac{x}{d.r} \right)^b \quad (1.25)$$

Avec d est le diamètre de la conduite et r est le rapport des vitesses. A et b sont des constantes dont les valeurs sont comprises entre 1,2 et 2,6 pour A et entre 0,28 et 0,34 pour b (Hasselbrink et Mungal 2001a; Margason 1993; Pratte et Baines 1967; Yuan et Street 1998).

4.4 Mécanisme de formation des structures contrarotatives CRVP

L'instabilité de type Kelvin-Helmholtz (K-H) joue un rôle important dans le développement de la couche de cisaillement du jet en écoulement transverse. La structure la plus présente et dominante dans la plupart des études effectuées sur les jets en écoulement transverse est la structure tourbillonnaire contrarotative (CRVP). Dans la littérature, on trouve plusieurs modèles qui essaient d'expliquer la formation des structures tourbillonnaires contrarotatives CRVP et qui reposent sur le concept de vortex induit par les instabilités de K-H. Les modèles basés sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz peuvent être classés en deux catégories :

- a) Les modèles à boucle de vortex fermée.
- b) Les modèles à boucle de vortex ouverte.

D'après le modèle basé sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz à boucle fermée, les boucles de vortex (anneaux tourbillonnaires) sont tirées et pliées, ce qui mène à la formation des structures tourbillonnaires contrarotatives CRVP (Cortezzi et Karagozian 2001; Fric et Roshko 1994). D'autres auteurs adoptent le modèle à boucle de vortex ouverte pour expliquer le mécanisme de formation des CRVP (Lim et al. 2001; Özcan et al. 2005). Lim et al. (2001) par exemple, n'ont pas trouvé aucune preuve de présence d'anneaux tourbillonnaires qui se tirent et se plient pour former les structures CRVP. Par contre, ils ont conclu que la couche de cisaillement subit trois processus de pliage. L'un d'eux mène à la formation des structures CRVP sur les côtés du jet, les deux autres conduisent à la formation de deux rangés de structures tourbillonnaires en amont (*upstream vortex loop*, UVL) et de structures tourbillonnaires de côté (*lee-side vortex loop*, LVL), voir Figure 27.

Contrairement aux modèles basés sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, Camussi et al. (2002) ont démontré que le nombre de Reynolds propre au jet est très faible pour affecter la couche de cisaillement du jet par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Pour $R \leq 3$, Ils ont observé une présence de vorticité longitudinale dominée par des structures de type sillage, ce qui est conforme avec les structures tourbillonnaires observées par New et al. (2004). En effet, le mécanisme d'instabilité d'après Camussi et al. (2002) est produit par l'oscillation du jet qui mène à

l'appariement des structures CRVP et à la formation de structures tourbillonnaires de forme d'anneau (*Ring-Like Vortices*, RLV), voir Figure 28.

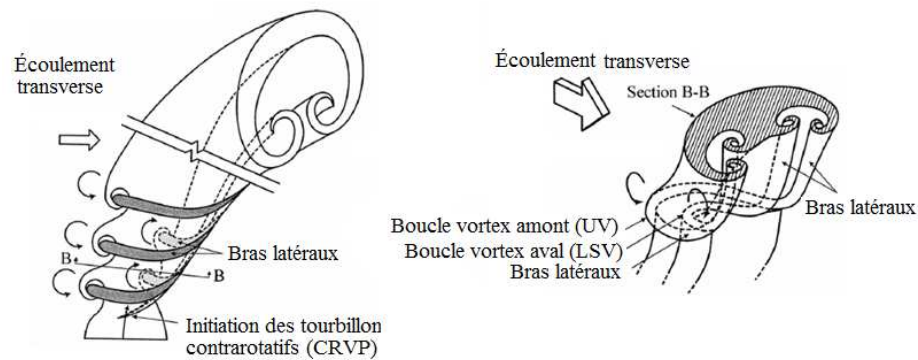


Figure 27 Formation des structures tourbillonnaires en amont et en aval du jet suivant le modèle basé sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz d'après Lim et al. (2001)

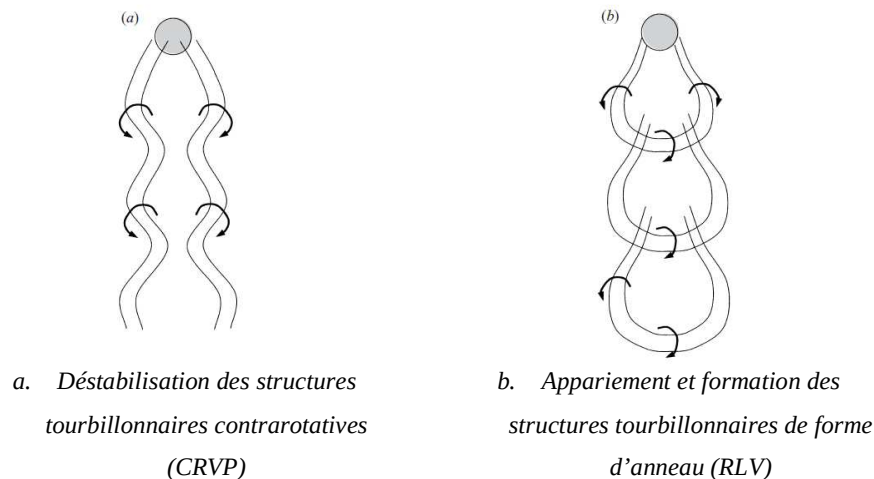


Figure 28 Formation des structures tourbillonnaires contrarotatives d'après un modèle qui n'est pas basé sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz d'après l'interprétation de Camussi et al. (2002)

4.5 Les techniques d'identification des structures tourbillonnaires des jets en écoulement transverse

Plusieurs outils mathématiques, basés sur la filtration des données et l'extraction des structures les plus énergétiques, ont été utilisés afin d'identifier les structures tourbillonnaires des jets en écoulement transverse, dont la technique de décomposition en modes orthogonaux propres POD (Johnson et al. 2013; Meyer et al. 2007; Vernet et al. 2009). D'autres critères sont aussi utilisés pour détecter et suivre la trajectoire des structures tourbillonnaires

tels que λ_{ci} (Cambonie et Aider 2014; Cambonie et al. 2013; Gutmark et al. 2008), Q (Vernet et al. 2009) et λ_2 (Salewski et al. 2008).

Meyer et al. (2007) ont étudié le jet en écoulement transverse à l'aide de la technique de décomposition en modes orthogonaux propres (POD) appliquée à des champs de vitesses mesurés avec la PIV stéréoscopique. Avec un nombre de Reynolds $Re = 2400$ et des ratios de vitesses $R = 1,3$ et $R = 3,3$, ils ont mis en évidence des structures tourbillonnaires accrochées à la sortie du jet au niveau des parois latérales. Ces structures de petites échelles (*horseshoe vortex pair* (HSV) / *wake vortices* (WV)) ont une contribution mineure à la structure globale du jet (Andreopoulos et Rodi 1984), voir Figure 29.

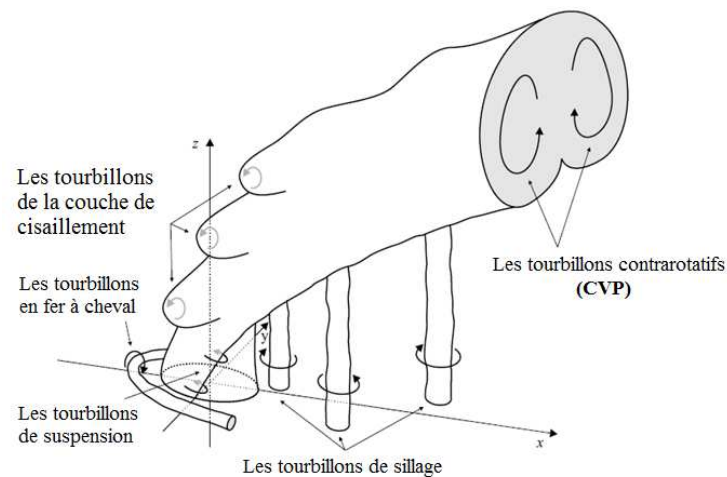


Figure 29 Schéma des structures tourbillonnaires du jet en écoulement transverse d'après Meyer et al. (2007)

Le Tableau 2 résume quelques travaux antérieurs de caractère expérimental des jets en écoulement transverse en précisant la géométrie de la buse et les ratios des vitesses ainsi que les résultats analysés (quantités scalaires, quantités turbulentes, structures tourbillonnaires). Les abréviations en bas du tableau sont de la même terminologie utilisée par Cambonie (2012).

Tableau 2 Synthèse bibliographique non exhaustive des études expérimentales des jets en écoulement transverse

Auteur	Géométrie de la buse d'injection	Ratios de vitesses	Moyens d'investigation	Sujets de l'étude
Chassaing et al. (1974)	Cercle	4	Fil chaud Pression pariétale	CRVP Trajectoire
Andreopoulos et Rodi (1984)	cercle	0,5 ; 1 ; 2	Fil chaud	Quantité turbulente CRVP HSV
Haven et Kurosaka (1997)	Cercle, carré, rectangle, ellipse	0,4 ; 1,6 ; 2	LIF/PIV	Quantité scalaire CRVP LEV/TEV/RLV HV
Gogineni et al. (1998)	Carré	1	PIV/ diffusion de Mie	LEV/TEV/RLV UV

Blanchard et al. (1999)	Rectangle	1,5 ; 6,5	Visualisation LIF, LDA/PTV	Quantité turbulente Quantité scalaire CRVP LEV/TEV-RLV Couches de cisaillement
Lim et al. (2001)	Cercle	4, 6	Visualisation colorant	CRVP LEV/TEV/RLV HV Trajectoire /recirculation/Couches de cisaillement
Camussi et al. (2002)	Cercle	1,5-4,5	PIV	CRVP LEV/TEV/RLV Trajectoire/Couches de cisaillement
Gopalan et al. (2004)	Cercle	0,5, 1, 2, 2,5.	PIV Pression pariétale	Quantité turbulente UV/WV Trajectoire /recirculation/Couches de cisaillement
New et al. (2004)	Ellipse	2, 3, 4,5	DPIV/LIF	LEV/TEV/RLV Trajectoire /recirculation/couches de cisaillement
Megerian et al. (2007)	Cercle	1,15 ;1,2 ;1,5 ;2 ;3 ;4 ;5 ;6 ;7 ;8 ;9 ;10	Fil chaud	LEV/TEV/RLV Couches de cisaillement
Gutmark et al. (2008)	Cercle, triangle, fente (slot)	3,2 ; 8	2D PIV	UV Trajectoire Couches de cisaillement
Salewski et al. (2008)	Cercle, ellipse, carré	4	PIV/LIF LES	Quantité scalaire/turbulente CRVP LEV/TEV/RLV UV Trajectoire
Cambonie et al. (2013)	Cercle	0,5-3	3DPTV	CRVP Trajectoire

Abréviations :**CRVP** : Couter-Rotating Vortex Pair**TEV** : Trailing Edge Vortices par Cambonie et al. (2013) est appelé Lee-Side Vortices par New et al. (2003)**LEV** : Leading Edge Vortices**RLV** : Ring-Like Vortices (Les vortex des couches cisaillées, shear layer vortices dans d'autres terminologies)**UV**: Upright Vortices**WV**: Wake Vortices**HV** : Hovering Vortex (tourbillon de jonction)**HSV** : Horse-Shoe Vortices (tourbillon de jonction)

Les travaux antérieurs du Tableau 2 nous donne un aperçu de ce qu'on pourrait identifier au cours de nos investigations comme structures tourbillonnaires issus des jets en écoulement transverse sous différentes configurations et différents ratios de vitesse. Dans le cas de notre étude les ratios sont faibles $R < 0,3$ et la

configuration est très différente (jet plan pariétal cisailé par un courant de perturbation latéral), ce qui rend des phénomènes très connus comme l'apparition d'une paire de tourbillons contrarotatifs (CRVP) ou le décrochage du jet (étude de la trajectoire) inattendus. Par contre, ce qui est plutôt intéressant dans notre cas c'est les vortex des couches cisillées initiées par les instabilités de Kelvin-Helmholtz.

5 La technique POD : identification des modes propres et des structures cohérentes

Dans la littérature on trouve plusieurs techniques d'identification des structures cohérentes qui peuvent être classées en :

- a) Techniques d'identification par visualisation (vorticité, critères Q , Δ , λ_2 , et λ_{ci})
- b) Techniques d'identification statistiques

Les méthodes statistiques sont aussi classées en méthodes conditionnelles (par reconnaissance de motif '*pattern recognition*', par la méthode de la moyenne temporelle d'intervalle variable VITA '*variable interval time-averaging*', etc.) et méthodes inconditionnelles (ex : méthode de décomposition orthogonale aux valeurs propres POD)

Une connaissance préalable de quelques caractéristiques de la structure de l'écoulement à étudier est nécessaire lors de l'utilisation de ces techniques souvent appliquées dans des études expérimentales.

La méthode de la moyenne temporelle d'intervalle variable VITA (*variable interval time-averaging*) figure parmi les méthodes conditionnelles les plus largement utilisées (Blackwelder et Kaplan 1976; Osaka et al. 1986). Une structure cohérente est identifiée si un certain critère prédéfini est atteint par la variance locale du signal mesuré. On y trouve aussi dans la littérature d'autres méthodes conditionnelles comme l'intermittence de la haute fréquence, le signe du produit de deux composantes de la vitesse (quadrant) ou le calcul des gradients locaux. Ces techniques conditionnelles ont été documentées par Antonia (1981). L'inconvénient des techniques conditionnelles c'est la dépendance à un critère conditionnel. D'autres auteurs ont révélé que pour différentes conditions on trouve différentes structures cohérentes, sans oublier aussi que le choix de la condition peut biaiser l'étude en montrant un certain effet voulu ou cherché par l'expérimentateur en omettant d'autres phénomènes inhérents dans l'écoulement.

Les techniques inconditionnelles utilisent des statistiques de second ordre pour l'extraction des structures de l'écoulement turbulent. Elles sont considérées comme des techniques de filtrage en se basant sur le calcul de transformée de Fourier. En effet, les méthodes inconditionnelles sont basées généralement sur le calcul de corrélation en deux points. Parmi les plus célèbres, on y trouve la méthode de décomposition en modes orthogonales propres (POD).

Bonnet et al. (1998) ont comparé les méthodes d'identification des structures cohérentes en utilisant la même base de données, la technique POD faisant partie des méthodes comparées. Les autres techniques d'identification sont

basées sur la vorticité, les ondelettes et l'estimation stochastique. La méthode POD a été appliquée à une large variété d'écoulements parmi lesquels :

- Les écoulements en conduite (Adrian et al. 2000a; Bakewell Jr et Lumley 1967; Guala et al. 2006; Hellström et al. 2011; Kalpakli et  rl  2013).
- Les couches limites (Adrian et al. 2000b; Baltzer et al. 2010; Druault et al. 2012; Rempfer et Fasel 1994)
- Les écoulements dans les enceintes ventilées (Pedersen et Meyer 2002).
- Les écoulements de sillage (Shi et al. 2010).
- Les écoulements dans les canaux (Liu et al. 2001; Moin et Moser 1989; Sirovich et al. 1990)
- Les écoulements à contre-courant (Meyer et al. 2007)
- Les jets dans un courant transversal (Vernet et al. 2009).

L'utilisation de la technique PIV comme outil d'investigation des écoulements turbulents est souvent associée à l'application de la technique POD pour détecter les structures cohérentes dans l'écoulement. La technique POD a été utilisée par plusieurs auteurs pour la détection des structures cohérentes les plus énergétiques de l'écoulement (Bernero et Fiedler (2000), Pedersen et Meyer (2002), Meyer et al. (2007), Vernet et al. (2009) et Shim et al. (2013)).

La méthode des snapshots POD

La méthode *snapshot* POD (Sirovich 1987) a été introduite pour la première fois en dynamique des fluides par Lumley (1981). La méthode POD est nommée aussi dans la littérature sous d'autres appellations telles que la décomposition ou expansion de Karhunen Loeve 'KLD', analyse de la composante principale (PCA) ou encore la décomposition en valeurs singulières (SVD).

Un « *snapshot* » représente un champ de vitesse instantané dans le cas des mesures expérimentales PIV ou une grille uniforme dans laquelle les données numériques (LES par exemple) sont interpolées à un intervalle de temps particulier.

Les modes POD correspondent aux mouvements des structures cohérentes les plus énergétiques. Cette méthode dont le but était de réduire le temps nécessaire de calcul par rapport à la méthode POD classique permet de calculer la matrice d'auto-covariance ' R_{ij} ' en faisant l'addition des champs instantanés (*snapshots*). Ici, x représente la matrice *snapshot* :

$$R_{ij} = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M x_i^n x_j^n \quad (1.26)$$

La technique de *snapshot* POD permet de réduire le coût numérique associé à la résolution du problème. La méthode de *snapshot* POD représente un choix judicieux quand la description spatiale est dense (quand le nombre

de points en espace est plus grand que le nombre d'échantillons temporels), tel est le cas des cartographies issues de la PIV ou de la simulation numérique directe DNS. L'utilisation de l'approche POD directe est préférable quand les échantillons temporels sont très longs mais qui s'accompagnent d'une description spatiale très limitée. La description temporelle est bien résolue dans le cas des techniques d'anémométrie fil chaud HWA et la LDV (Cordier et Bergmann 2006). La Figure 30 illustre la différence entre l'approche POD classique et la méthode des *snapshots* POD.

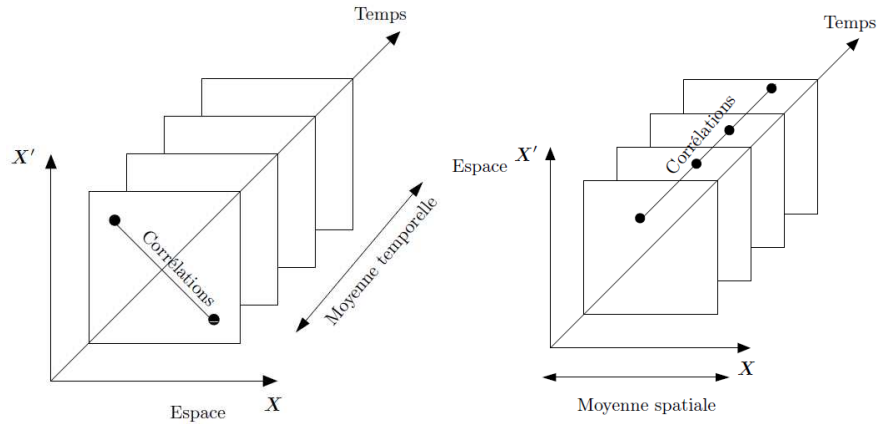


Figure 30 Représentation schématique de la POD classique (figure de gauche) et de la snapshot POD (figure de droite) d'après Cordier et Bergmann (2006)

La méthode snapshot POD utilisée et présentée ci-dessous est celle formulée par Meyer et al. (2007). Les étapes de calcul de la technique snapshot POD peuvent être facilement implémentées sous l'environnement MATLAB :

La première étape consiste à créer la matrice de vitesse de U :

$$U = [\mathbf{u}^1 \mathbf{u}^2 \dots \mathbf{u}^N] = \begin{bmatrix} u_1^1 & u_1^2 & \dots & u_1^N \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ u_M^1 & u_M^2 & \dots & u_M^N \\ v_1^1 & v_1^2 & \dots & v_1^N \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ v_M^1 & v_M^2 & \dots & v_M^N \\ w_1^1 & w_1^2 & \dots & w_1^N \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ w_M^1 & w_M^2 & \dots & w_M^N \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

Avec u , v et w les trois composantes de la vitesse, N le nombre des *snapshots* et M le nombre total des positions des vecteurs dans chaque champ de vitesse. L'organisation de la matrice de vitesse est indépendante des positions des vecteurs. D'après la matrice de la vitesse, on peut calculer la matrice d'autocorrélation ' C ' de dimension $N \times N$.

$$C = U^T U \quad (1.28)$$

Le problème aux valeurs propres est ensuite résolu de la façon suivante :

$$CA^i = \lambda^i A^i \quad (1.29)$$

Avec λ est la valeur propre (dénommée aussi énergie du mode) et A est le vecteur propre.

Les valeurs propres sont ensuite organisées en ordre décroissant :

$$\lambda^1 > \lambda^2 \dots > \lambda^N = 0 \quad (1.30)$$

Cet ordre décroissant des valeurs propres permet de s'assurer que les contenus énergétiques des modes sont organisés en ordre décroissant. Les modes POD spatiaux (fonctions propres) $\phi^i(\vec{x})$ peuvent par la suite être obtenus en se basant sur les vecteurs propres calculés :

$$\phi^i = \frac{\sum_{n=1}^N A_n^i u^n}{\|\sum_{n=1}^N A_n^i u^n\|}, i = 1, \dots, N \quad (1.31)$$

Avec A_n^i est la $n^{\text{ème}}$ composante du $i^{\text{ème}}$ vecteur propre correspondant à λ^i , et $\|\cdot\|$ est la norme définie comme suit :

$$\|y\| = \sqrt{y_1^2 + y_2^2 + \dots + y_M^2} \quad (1.32)$$

Les coefficients POD, a_i , sont ensuite calculés en projetant le champ de vitesse sur les modes POD spatiales :

$$a_i^n = \phi^i u^n, \text{ or } \mathbf{a}^n = \Phi^T \mathbf{u}^n \quad (1.33)$$

Avec : $\Phi = [\phi^1 \phi^2 \dots \phi^N]$.

Chaque champ de vitesse instantané (*snapshot*) peut être reconstruit à partir des premiers $N^{\text{ème}}$ modes POD spatiales et coefficients temporels correspondants :

$$\mathbf{u}^n = \sum_{i=1}^N a_i^n \phi^i = \Phi \mathbf{a}^n \quad (1.34)$$

L'énergie cinétique totale de l'écoulement est :

$$E = \sum_{i=1}^N \lambda^i \quad (1.35)$$

La technique de décomposition POD a été largement utilisée pour identifier les structures cohérentes les plus énergétiques, le nombre de modes nécessaires pour une bonne représentation de l'écoulement varie selon la complexité de la dynamique de l'écoulement. Dans ce qui suit nous allons présenter une revue de la littérature non exhaustive de quelques travaux effectués en utilisant la méthode *snapshot* POD.

Bernero et Fiedler (2000) ont étudié un jet rond dans un contre-courant uniforme en combinant la PIV et la POD. La méthode des *snapshots* a été employée. Ces auteurs montrent que les 10 premiers modes contiennent 60 % de

l'énergie cinétique totale. Les 20 premiers modes captent 70 % de l'énergie totale. Pour les très faibles ratios de vitesses du jet par rapport au contre-courant, ils ont trouvé que ces pourcentages d'énergie augmentent, ce qui reflète la complexité du phénomène. Bernero et Fiedler (2000) ont aussi mis en évidence que la technique POD basée sur l'énergie donne de meilleurs résultats que la POD basée sur la vorticité pour un faible nombre de modes.

Weitao et al. (2003) ont employé la technique POD appliquée à la mesure PIV résolue en temps pour dévoiler la dynamique des structures cohérentes dans la région proche du soufflage d'un jet rond turbulent. Ils ont montré que les premiers six modes captent 50 % de l'énergie cinétique totale avec une gamme de fréquence située entre 0 et 100 Hz.

Shi et al. (2010) ont utilisé la PIV et la TR-PIV pour étudier l'influence de la paroi de proximité sur l'écoulement de sillage d'un cylindre à base carrée (*square cylinder*) de côté D à un nombre de Reynolds $Re = 2250$. Quatre configurations ont été comparées ; $G/D = 0,1$ et $G/D = 0,2$ (absence de lâcher tourbillonnaire), 0,4 et 0,8 (présence de lâcher tourbillonnaire), avec G (*gap*) représente la largeur de la fente entre la paroi et la base carrée (voir Figure 31). La méthode *snapshot* POD a été appliquée pour la décomposition des mesures TR-PIV afin de trouver les modes POD les plus énergétiques contenus dans le sillage. Un ensemble de 2018 clichés instantanés « *snapshots* » résolus en phase ont été utilisés. Ils ont trouvé que les deux premiers modes captent la grande partie de l'énergie cinétique turbulente des structures de l'écoulement. Le modèle d'écoulement d'ordre bas du sillage à $G/D = 0,4$ et $G/D = 0,8$ a été construit à l'aide de la combinaison linéaire des deux premiers modes et le champ d'écoulement moyen. Cette décomposition linéaire selon un niveau énergétique décroissant a permis de comprendre le processus de détachement tourbillonnaire. En passant de $G/D = 0,8$ à $G/D = 0,4$, la variation du sillage instantané dans la direction longitudinale confirme que la contrainte de proximité de la paroi étire les tourbillons dans le plan de la paroi et permet de transférer de l'énergie à la composante longitudinale au détriment de la composante latérale, ceci est en accord et confirme les résultats de Wood et Bradshaw (2006). Ce phénomène est illustré par la Figure 31.

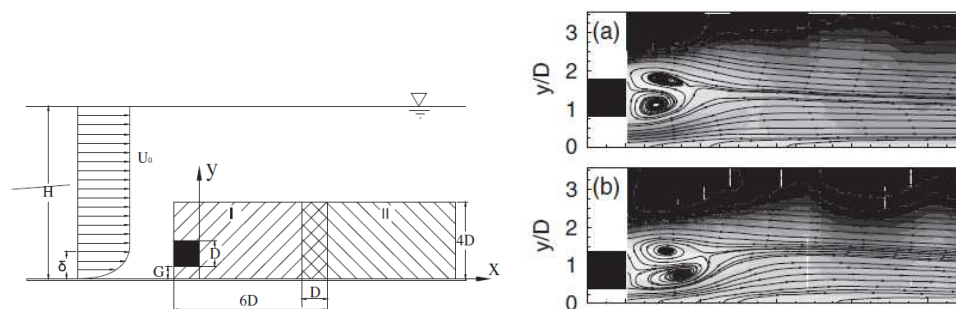


Figure 31 Représentation schématique de la configuration expérimentale (figure de gauche) et des lignes de courant du champ moyen : (a) $G/D = 0,8$, (b) $G/D = 0,4$ (figure de droite) d'après Shi et al. (2010)

Shim et al. (2013) ont étudié les structures cohérentes d'un jet d'eau plan dans la région initiale et d'interaction jusqu'à la position axiale $x/e = 9$ (Figure 32). La méthode POD directe a été appliquée pour identifier les structures

cohérentes. Ils ont montré que le premier mode capte 10 % de l'énergie de la vitesse fluctuante dans toutes les régions de mesure ($0 < x/e < 9$). Le deuxième et troisième mode ensemble contiennent environ 7 % dans la région I ($0 < x/e < 4,4$) et la région II ($2,2 < x/e < 6,6$) tandis qu'ils représentent environ 6 % dans la région III ($4,4 < x/e < 8,8$). La reconstruction des deux premiers modes POD dans la région proche du jet a permis l'identification des structures tourbillonnaires symétriques contrarotatives qui ont été rapportées dans des études antérieures. Ils ont aussi utilisé le critère λ_{ci} pour analyser la dynamique du vortex compte tenu du fait que ce critère compense le manque d'information de la vorticité caractérisée par un grand cisaillement causé par l'écoulement moyen.

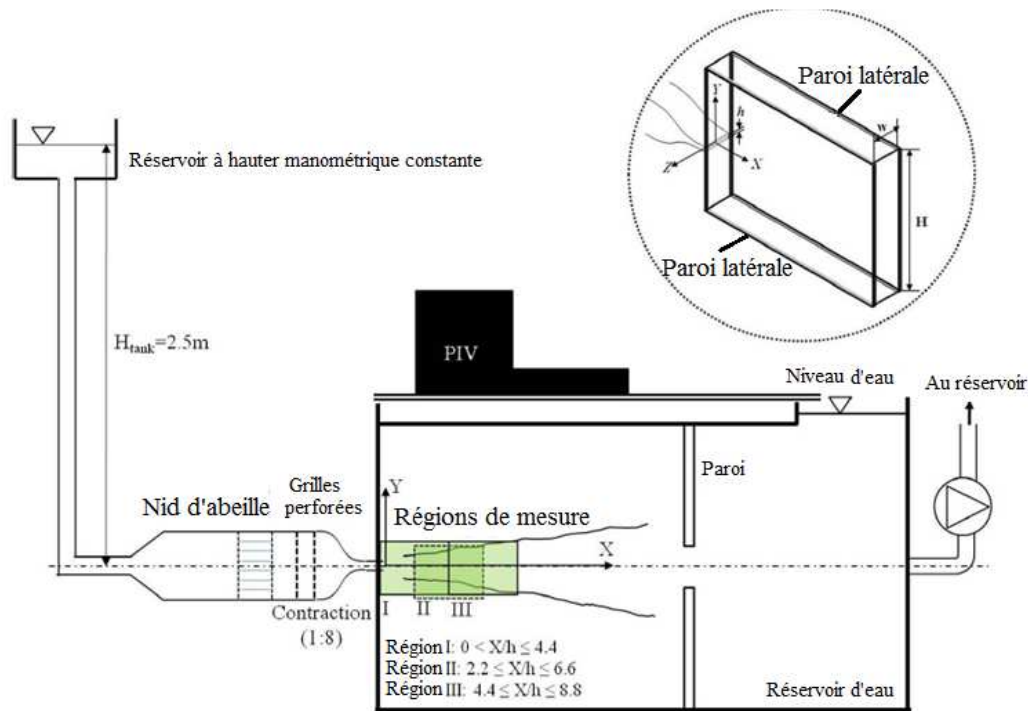


Figure 32 Schéma de la maquette expérimentale d'après Shim et al. (2013)

Namgyal et Hall (2013) ont utilisé la technique POD dans la zone proche du soufflage « *near-field region* » d'un jet pariétal tridimensionnel ($Re = 250000$) pour lequel une méthode PIV stéréoscopique a été utilisée. Ils ont trouvé que les cinq premiers modes sont suffisants pour reconstruire les principales caractéristiques de l'écoulement.

La méthode POD a été appliquée par Peltier et al. (2014) sur des résultats mesurés par la PIV à grande échelle (LS-PIV). L'objectif de l'étude étant d'étudier le comportement oscillatoire de quatre jets ayant différentes conditions initiales d'émission. Les modes POD contenant 80 % de l'énergie cinétique fluctuante moyenne ont été utilisés. La détection des structures cohérentes a été effectuée à travers le critère basé sur la vitesse résiduelle (Kolář 2007). Ils ont aussi choisi d'employer la méthode « *snapshot POD* » comme documenté par Sirovich (1987) vu qu'elle représente un outil d'identification plus rapide. Trois types de structures cohérentes parmi les 9000 modes calculés ont été révélés à travers l'étude des modes POD. Leurs résultats ont révélé la présence de deux modes d'instabilité, variqueux et sinueux. Le dernier est celui responsable de l'effet oscillatoire du jet.

Le développement de la méthode (POD) ne cesse de continuer dans plusieurs domaines d'applications faisant l'objet de plusieurs recherches, on y trouve dans la littérature d'autres variantes de cette méthode telle que la méthode E-POD désignant la méthode de décomposition orthogonale étendue (Borée 2003; Maurel et al. 2001).

6 Originalité et cadre de la thèse

Le jet pariétal est considéré comme un écoulement difficile à prédire et à caractériser (Craft et Launder 2001). Cela s'explique par le fait qu'il combine à la fois les caractéristiques d'un écoulement libre cisailé dans la couche externe, et les caractéristiques de la couche limite dans sa couche interne. D'autre part, comme nous l'avons évoqué précédemment, cette configuration d'écoulement est connue pour représenter une difficulté « structurelle » d'application de l'hypothèse de viscosité tourbillonnaire qui est le cœur de bon nombre de modèles RANS. Une autre difficulté réside dans le fait que la plupart des études antérieures se sont intéressées à la zone des jets développés, alors que les rideaux d'air des MFV, en raison des rapports géométriques ($L/e < 20$) opèrent dans la zone transitionnelle « *near-field region* » qui reste jusqu'à présent très peu étudiée.

Les structures cohérentes de grandes échelles constituent les éléments fondamentaux qui expliquent le processus d'entraînement comme révélé par des chercheurs comme Crow et Champagne (1971), Brown et Roshko (1974) et Hussain (1986). La compréhension de la formation et du développement de ces structures a fait l'objet de plusieurs études dans le cas de jets plans non perturbés. Mais comment ces structures tourbillonnaires se comportent-elles quand elles sont soumises à un écoulement de perturbation externe et latéral dans le cas d'un jet pariétal ?

Jusqu'à présent, la plupart des études ont été conduites avec des jets émis dans des environnements plus ou moins calmes. Récemment, quelques études ont évoqué des problèmes d'interaction entre des jets et des ambiances perturbées par d'autres courants d'air comme la configuration du co-courant (Bradbury 1965; Everitt et Robins 1978; Youssef 2012) et la configuration du jet dans un courant transverse (Andreopoulos 1985; Kelso et al. 1996; Pathak et al. 2006). Cependant, hormis quelques exceptions portant sur des travaux récents réalisés sur le même dispositif expérimental dédié à cette thèse (Moureh et Yataghene 2016), une étude bibliographique exhaustive montre que le développement d'un jet dans une ambiance perturbée par un courant latéral n'a pas été abordé dans la littérature.

L'objectif de ce travail est d'étudier expérimentalement le comportement aérodynamique d'un jet plan pariétal cisailé latéralement par un courant perturbateur externe. Cette étude a été menée sur une maquette à échelle réduite qui modélise un cas générique d'une configuration d'un meuble frigorifique de vente (MFV). Les expérimentations ont été focalisées sur la région située à proximité de la sortie du jet ($x/e < 10$) qui est le siège de fortes interactions entre le jet, la paroi et l'écoulement perturbateur latéral externe.

Pour ce faire, nous avons utilisé la PIV résolue en temps associée à un traitement de données par l'application de la méthode POD pour identifier les structures cohérentes et les principaux modes, et pour étudier la dynamique de l'écoulement.

L'analyse des données expérimentales obtenues, avec et sans perturbation, doit permettre de mieux comprendre et de quantifier l'effet de la perturbation sur les principales caractéristiques du jet portant notamment sur les évolutions transversales et longitudinales des vitesses et des contraintes turbulentes ainsi que sur l'expansion et l'entraînement du jet. Ces données permettront également de mieux comprendre l'effet du cisaillement latéral sur le développement initial des instabilités de Kelvin-Helmholtz (K-H) qui pilotent les premières étapes du processus de transition et les mécanismes d'expansion et d'entraînement du jet. Un intérêt particulier a également été porté à l'étude des interactions mutuelles entre les couches interne et externe en présence de l'écoulement perturbateur.

Références bibliographiques

- AbdulNour RS, Willenborg K, McGrath JJ, Foss JF, AbdulNour BS (2000) Measurements of the convection heat transfer coefficient for a planar wall jet: uniform temperature and uniform heat flux boundary conditions. *Exp Therm Fluid Sci* 22:123-131 doi:[http://dx.doi.org/10.1016/S0894-1777\(00\)00018-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0894-1777(00)00018-2).
- Abrahamsson H, Johansson B, Löfdahl L (1994) A Turbulent Plane Two-Dimensional Wall-Jet in a Quiescent Surroundings. *Eur J Mech B/Fluids*.
- Adrian R, Christensen K, Liu Z-C (2000a) Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Exp Fluids* 29:275-290.
- Adrian R, Meinhardt C, Tomkins C (2000b) Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer. *J Fluid Mech* 422:1-54 doi:<http://dx.doi.org/10.1017/S0022112000001580>.
- Ahlman D, Brethouwer G, Johansson AV (2007) Direct numerical simulation of a plane turbulent wall-jet including scalar mixing. *Physics of Fluids*, 19:065102, doi:<http://dx.doi.org/10.1063/1.2732460>.
- Al-Sahhaf AA (2013) Investigation of the entrainment and infiltration rates through air curtains of open low-front refrigerated display cabinets. Thesis (Ph.D) Brunel University.
- Aloysius SS, Wrobel LC (2009) Comparison of flow and dispersion properties of free and wall turbulent jets for source dynamics characterisation. *Environmental Modelling & Software*, 24:926-937 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2008.12.007>.
- American Society of Heating R, Engineers A-C (2002) 2002 ASHRAE Handbook: Refrigeration. American Society of Heating, Refrigeration and Air-Conditioning Engineers.
- Amin M, Dabiri D, Navaz HK (2009) Tracer gas technique: A new approach for steady state infiltration rate measurement of open refrigerated display cases. *Journal of Food Engineering*, 92:172-181 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2008.10.039>.
- Amin M, Dabiri D, Navaz HK (2012) Effects of secondary variables on infiltration rate of open refrigerated vertical display cases with single-band air curtain *Appl Therm Eng* 35:120-126 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2011.10.013>.
- Amin M, Navaz H, Dabiri D, Faramarzi R Air curtains of open refrigerated display cases revisited: a new technique for infiltration rate measurements. In: *Proc. of 10th International Conference on Advanced Computational Methods and Experimental Measurements in Heat Transfer*, 2008. pp 179-190.
- Andreopoulos J (1985) On the structure of jets in a crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 157:163-197 doi:<http://dx.doi.org/10.1017/S0022112085002348>.
- Andreopoulos J, Rodi W (1984) Experimental investigation of jets in a crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 138:93-127 doi: <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112084000057>.
- Antonia R (1981) Conditional sampling in turbulence measurement. *Annual review of fluid mechanics*, 13:131-156 doi:10.1146/annurev.fl.13.010181.001023.
- Awbi HB (1991) Ventilation of Buildings. In. E & FN Spon.
- Azim MA (2013) On the Structure of a Plane Turbulent Wall Jet. *Journal of Fluids Engineering*, 135:084502-084502 doi:10.1115/1.4024114.
- Bajura RA, Catalano MR (1975) Transition in a two-dimensional plane wall jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 70:773-799 doi:10.1017/S0022112075002340.
- Bakewell Jr HP, Lumley JL (1967) Viscous sublayer and adjacent wall region in turbulent pipe flow. *Physics of Fluids* (1958-1988), 10:1880-1889.
- Baltzer J, Adrian R, Wu X (2010) Turbulent boundary layer structure identification via POD. Paper presented at the Proceedings of the summer program.
- Bernero S, Fiedler HE (2000) Application of particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition to the study of a jet in a counterflow. *Exp Fluids* 29:S274-S281 doi:10.1007/s003480070029.
- Bhattacharjee P, Loth E (2004) Simulations of laminar and transitional cold wall jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25:32-43, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2003.11.001>.
- Blackwelder R, Kaplan R (1976) On the wall structure of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 76:89-112.
- Blanchard J, Brunet Y, Merlen A (1999) Influence of a counter rotating vortex pair on the stability of a jet in a cross flow: an experimental study by flow visualizations. *Exp Fluids* 26:63-74.
- Bonnet JP et al. (1998) Collaborative testing of eddy structure identification methods in free turbulent shear flows. *Experiments in Fluids*, 25:197-225 doi:10.1007/s003480050224.
- Borée J (2003) Extended proper orthogonal decomposition: a tool to analyse correlated events in turbulent flows. *Experiments in Fluids*, 35:188-192 doi:10.1007/s00348-003-0656-3.

- Bradbury LJS (1965) The structure of a self-preserving turbulent plane jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 23:31-64 doi:10.1017/S0022112065001222.
- Bradbury LJS, Castro IP (2006) A pulsed-wire technique for velocity measurements in highly turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 49:657-691 doi:10.1017/S0022112071002313.
- Bradshaw B, Gee M (1962) Turbulent wall jets with and without an external stream. HM Stationery Office.
- Brown GL, Roshko A (1974) On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64:775-816 doi:10.1017/S002211207400190X.
- Cambonie T (2012) Etude par vélocimétrie volumique d'un jet dans un écoulement transverse à faibles ratios de vitesses. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- Cambonie T, Aider J-L (2014) Transition scenario of the round jet in crossflow topology at low velocity ratios. *Physics of Fluids* (1994-present) 26:084101.
- Cambonie T, Gautier N, Aider J-L (2013) Experimental study of counter-rotating vortex pair trajectories induced by a round jet in cross-flow at low velocity ratios. *Exp Fluids* 54:1-13.
- Camussi R, Guj G, Stella A (2002) Experimental study of a jet in a crossflow at very low Reynolds number. *Journal of fluid mechanics*, 454:113-144.
- Cao G, Sivukari M, Kurnitski J, Ruonen M, Seppänen O (2010) Particle Image Velocimetry (PIV) application in the measurement of indoor air distribution by an active chilled beam. *Build Environ* 45:1932-1940 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2009.11.020>.
- Cárdenas C, Denev JA, Suntz R, Bockhorn H (2012) Study of parameters and entrainment of a jet in cross-flow arrangement with transition at two low Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 53:965-987 doi:10.1007/s00348-012-1333-1.
- Castro IP, Dianat M (1990) Pulsed wire velocity anemometry near walls. *Experiments in Fluids*, 8:343-352 doi:10.1007/bf00217199.
- Chassaing P, George J, Claria A, Sananes F (1974) Physical characteristics of subsonic jets in a cross-stream. *J Fluid Mech* 62:41-64.
- Chen K, Hwang J (1991) Experimental study on the mixing of one-and dual-line heated jets with a cold crossflow in a confined channel. *AIAA J* 29:353-360.
- Chen Y-G, Yuan X-L (2005) Simulation of a cavity insulated by a vertical single band cold air curtain. *Energy Convers Manage* 46:1745-1756.
- Cordier L, Bergmann M (2006) Réduction de dynamique par décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD). *Ecole de printemps OCET*:12-17.
- Cortelezzi L, Karagozian AR (2001) On the formation of the counter-rotating vortex pair in transverse jets. *J Fluid Mech* 446:347-373.
- Craft TJ, Launder BE (2001) On the spreading mechanism of the three-dimensional turbulent wall jet. *J Fluid Mech* 435:305-326 doi:10.1017/S0022112001003846.
- Crow SC, Champagne FH (1971) Orderly structure in jet turbulence. *J Fluid Mech* 48:547-591 doi:10.1017/S0022112071001745.
- D'Agaro P, Cortella G, Croce G (2006) Two-and three-dimensional CFD applied to vertical display cabinets simulation. *Int J Refrig* 29:178-190.
- Devenport WJ, Evans GP, Sutton EP (1990) A traversing pulsed-wire probe for velocity measurements near a wall. *Experiments in Fluids*, 8:336-342 doi:10.1007/bf00217198.
- Druault P, Bouhoubeiny E, Germain G (2012) POD investigation of the unsteady turbulent boundary layer developing over porous moving flexible fishing net structure. *Exp Fluids* 53:277-292.
- Dunn M (2010) An experimental study of a plane turbulent wall jet using particle image velocimetry. M Sc Thesis Saskatoon, Canada : Department of Mechanical Engineering, University of Saskatchewan.
- Eiff OS, Kawall JG, Keffer JF (1995) Lock-in of vortices in the wake of an elevated round turbulent jet in a crossflow. *Exp Fluids* 19:203-213 doi:10.1007/bf00189709.
- Eriksson JG, Karlsson RI, Persson J (1998) An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet. *Exp Fluids* 25:50-60 doi:10.1007/s003480050207.
- Everitt KW, Robins AG (1978) The development and structure of turbulent plane jets. *J Fluid Mech* 88:563-583 doi:10.1017/S0022112078002281.
- Faramarzi R (1999) Efficient display case refrigeration. *ASHRAE J* 41:46-54.
- Field BS, Loth E (2004) An Air Curtain Along a Wall With High Inlet Turbulence. *J Fluids Eng* 126:391-398 doi:10.1115/1.1758265.
- Field BS, Loth E (2006) Entrainment of refrigerated air curtains down a wall. *Exp Therm Fluid Sci* 30:175-184 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2004.01.012>.
- Förthmann E (1936) Turbulent Jet Expansion. National Advisory Committee for Aeronautics. Technical Memorandum.
- Fric T, Roshko A (1994) Vortical structure in the wake of a transverse jet. *J Fluid Mech* 279:1-47.

- Galeazzo FCC, Donnert G, Habisreuther P, Zarzalis N, Valdes RJ, Krebs W (2011) Measurement and simulation of turbulent mixing in a jet in crossflow. *J Eng Gas Turbines Power* 133:061504.
- Gartshore IS, Hawaleshka O (1964) The design of a two-dimensional blowing slot and its application to a turbulent wall jet in still air. McGill University, Mechanical Engineering Research Laboratories.
- Gaspar PD, Gonçalves LC, Ge X CFD parametric study of ambient air velocity magnitude influence in thermal behaviour of open refrigerated display cabinets. In: European Conference on Computational Fluid Dynamics, 2010a.
- Gaspar PD, Gonçalves LC, Ge X Influence of ambient air velocity orientation in thermal behaviour of open refrigerated display cabinets. In: ASME 2010 10th Biennial Conference on Engineering Systems Design and Analysis, 2010b. American Society of Mechanical Engineers, pp 453-462.
- Gaspar PD, Goncalves LCC, Pitarma RA (2011) Experimental analysis of the thermal entrainment factor of air curtains in vertical open display cabinets for different ambient air conditions. *Appl Therm Eng* 31:961-969 doi:10.1016/j.applthermaleng.2010.11.020.
- George WK (1995) Some new ideas for similarity of turbulent shear flows. *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 1:13-24.
- George WK, Abrahamsson H, Eriksson J, Karlsson RI, Löfdahl L, Wosnik M (2000) A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream. *J Fluid Mech* 425:367-411 doi: <http://dx.doi.org/10.1017/S002211200000224X>.
- Georges R (2002) Meubles frigorifiques de vente. Techniques de l'ingénieur Froid : cryogénie, applications industrielles et périphériques base documentaire : TIB596DUO.
- Glauert MB (1956) The wall jet. *J Fluid Mech* 1:625-643 doi:10.1017/S002211205600041X.
- Gogineni S, Goss L, Roquemore M (1998) Manipulation of a Jet in a Cross Flow. *Exp Therm Fluid Sci* 16:209-219.
- Gogineni S, Shih C (1997) Experimental investigation of the unsteady structure of a transitional plane wall jet. *Exp Fluids* 23:121-129 doi:10.1007/s003480050093.
- Gogineni S, Visbal M, Shih C (1999) Phase-resolved PIV measurements in a transitional plane wall jet: a numerical comparison. *Exp Fluids* 27:126-136 doi:10.1007/s003480050337.
- Gopalan S, Abraham BM, Katz J (2004) The structure of a jet in cross flow at low velocity ratios. *Physics of Fluids* (1994-present) 16:2067-2087.
- Guala M, Hommema S, Adrian R (2006) Large-scale and very-large-scale motions in turbulent pipe flow. *J Fluid Mech* 554:521-542.
- Gutmark EJ, Ibrahim IM, Murugappan S (2008) Circular and noncircular subsonic jets in cross flow. *Physics of Fluids* (1994-present) 20:075110.
- Hasselbrink EF, Mungal M (2001a) Transverse jets and jet flames. Part 1. Scaling laws for strong transverse jets. *J Fluid Mech* 443:1-25.
- Hasselbrink EF, Mungal M (2001b) Transverse jets and jet flames. Part 2. Velocity and OH field imaging. *J Fluid Mech* 443:27-68.
- Haven B, Kurosaka M (1997) Kidney and anti-kidney vortices in crossflow jets. *J Fluid Mech* 352:27-64
- Heiselberg P, Topp C (1997) Removal of airborne contaminants from a surface tank by a push-pull system. Dept. of Building Technology and Structural Engineering.
- Hellström LH, Sinha A, Smits AJ (2011) Visualizing the very-large-scale motions in turbulent pipe flow. *Physics of Fluids* (1994-present), 23:011703.
- Hitchman GJ, Strong AB, Slawson PR, Ray GD (1990) Turbulent plane jet with and without confining end walls. *AIAA Journal*, 28:1699-1700 doi:10.2514/3.10460.
- Hooff T, Blocken B, Defraeye T, Carmeliet J, Heijst GJF (2012) PIV measurements of a plane wall jet in a confined space at transitional slot Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 53:499-517 doi:10.1007/s00348-012-1305-5.
- Howell R, Adams P (1991) Effects of indoor space conditions on refrigerated display case performance. ASHRAE research project.
- Hsiao FB, Sheu SS (1994) Double row vortical structures in the near field region of a plane wall jet. *Experiments in Fluids*, 17:291-301 doi:10.1007/BF01874407.
- Hsiao FB, Sheu SS (1996) Experimental studies on flow transition of a plane wall jet. *Aeronautical Journal*, 100:373-380.
- Hunt J (1987) Vorticity and vortex dynamics in complex turbulent flows Canadian Society for Mechanical Engineering, Transactions (ISSN 0315-8977), vol 11, no 1, 1987, p 21-35 11:21-35
- Hussain AKMF (1986) Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 173:303-356 doi:10.1017/S0022112086001192.
- Hussein HJ, Capp SP, George WK (1994) Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 258:31-75 doi:10.1017/S002211209400323X.

- Irwin HPAH (1973) Measurements in a self-preserving plane wall jet in a positive pressure gradient. *Journal of Fluid Mechanics*, 61:33-63 doi:10.1017/S0022112073000558.
- Johnson BE, Elliott GS, Christensen KT (2013) Structural characteristics of a heated jet in cross-flow emanating from a raised, circular stack. *Experiments in Fluids*, 54:1-17 doi:10.1007/s00348-013-1543-1.
- Jones WP, Wille M (1996) Large-eddy simulation of a plane jet in a cross-flow. *Int J Heat Fluid Flow* 17:296-306 doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0142-727X\(96\)00045-8](http://dx.doi.org/10.1016/0142-727X(96)00045-8).
- Kalluri RR, Loth E (2003) Parametric study of negatively-buoyant wall jets and air curtains. Air Conditioning and Refrigeration Center. College of Engineering. University of Illinois at Urbana-Champaign.
- Kalpaki A, Örlü R (2013) Turbulent pipe flow downstream a 90 pipe bend with and without superimposed swirl. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 41:103-111.
- Karimipناه MT (1998) Deflection of wall-jets in ventilated enclosures described by pressure distribution. *Building and Environment*, 34:329-333 doi:[http://dx.doi.org/10.1016/S0360-1323\(98\)00030-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0360-1323(98)00030-4).
- Karimipناه T (1996) Turbulent jets in confined spaces: application in mixing ventilation: experimental and numerical studies. University of Gävle, Faculty of Engineering and Sustainable Development.
- Kelso RM, Lim TT, Perry AE (1996) An experimental study of round jets in cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 306:111-144 doi:10.1017/S0022112096001255.
- Kolář V (2007) Vortex identification: New requirements and limitations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28:638-652 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.03.004>.
- Krothapalli A, Lourenco L, Buchlin J (1990) Separated flow upstream of a jet in a crossflow. *AIAA J* 28:414-420.
- Launder B, Rodi W (1983) The turbulent wall jet measurements and modeling. *AnRFM* 15:429-459.
- Launder BE, Rodi W (1979) The turbulent wall jet. *Progress in Aerospace Sciences* 19:81-128 doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0376-0421\(79\)90002-2](http://dx.doi.org/10.1016/0376-0421(79)90002-2).
- Lim T, New T, Luo S (2001) On the development of large-scale structures of a jet normal to a cross flow. *Physics of Fluids* (1994-present) 13:770-775.
- Loubière K, Pavageau M (2008) Educting coherent eddy structures in air curtain systems. *Chem Eng Process* 47:435-448 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.cep.2007.01.014>.
- Lumley J Coherent structures in turbulence. In: *Transition and turbulence*, 1981. pp 215-242.
- Margason RJ Fifty years of jet in cross flow research. In: *In AGARD, Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow*, 41 p (SEE N94-28003 07-34), 1993.
- Maurel S, Borée J, Lumley J (2001) Extended proper orthogonal decomposition: Application to jet/vortex interaction Flow. *Turbulence and Combustion* 67:125-136.
- Megerian S, Davitian J, Alves LdB, Karagozian A (2007) Transverse-jet shear-layer instabilities. Part 1. Experimental studies. *J Fluid Mech* 593:93-129.
- Meyer KE, Pedersen JM, Özcan O (2007) A turbulent jet in crossflow analysed with proper orthogonal decomposition. *J Fluid Mech* 583:199-227 doi:10.1017/S0022112007006143.
- Moureh J, Flick D (2005) Airflow characteristics within a slot-ventilated enclosure. *Int J Heat Fluid Flow* 26:12-24 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.05.018>.
- Moureh J, Yataghene M (2016) Numerical and experimental study of airflow patterns and global exchanges through an air curtain subjected to external lateral flow. *Exp Therm Fluid Sci* 74:308-323.
- Myers GE, Schauer JJ, Eustis RH (1963) Plane Turbulent Wall Jet Flow Development and Friction Factor. *J Fluids Eng* 85:47-53 doi:10.1115/1.3656534.
- Namer I, Ötügen M (1988) Velocity measurements in a plane turbulent air jet at moderate Reynolds numbers. *Exp Fluids* 6:387-399.
- Namgyal L, Hall JW (2013) Coherent Streamwise Vortex Structures in the Near-Field of the Three-Dimensional Wall Jet. *J Fluids Eng* 135:061204-061204 doi:10.1115/1.4023855.
- Narasimha R, Narayan KY, Parthasarathy S (1973) Parametric analysis of turbulent wall jets in still air. *Aeronaut J* 77:335-345.
- Nascimento S, Heidinger G, Gaspar P, Silva P Experimental study of the interference in air curtains due to the parallel transfer in front of refrigerated display cases. In: *ASME 2014 12th Biennial Conference on Engineering Systems Design and Analysis*, 2014.
- Nascimento SM, Heidinger GG, Gaspar PD, Silva PD (2016) Experimental Evaluation of the Influence of Consumers' passing Velocity on the Thermal Performance of Open Refrigerated Display Cabinets. 16th International Refrigeration and Air Conditioning Conference, At Purdue University, West Lafayette, Indiana, USA.
- Navaz HK, Henderson BS, Faramarzi R, Pourmovahed A, Taugwalder F (2005) Jet entrainment rate in air curtain of open refrigerated display cases. *Int J Refrig* 28:267-275, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2004.08.002>.
- New T, Lim T, Luo S (2003) Elliptic jets in cross-flow. *J Fluid Mech* 494:119-140.

- New T, Lim T, Luo S (2004) A flow field study of an elliptic jet in cross flow using DPIV technique. *Exp Fluids* 36:604-618.
- New T, Lim T, Luo S (2006) Effects of jet velocity profiles on a round jet in cross-flow. *Exp Fluids* 40:859-875.
- Nishiyama H, Ota T, Hamada M, Takahashi Y, Kamiyama S (1990) Temperature field of a slightly heated jet in a cross flow. *Wärme - und Stoffübertragung* 25:369-375 doi:10.1007/bf01811561.
- Osaka H, Fujii H, Sugihara M, Kageyama Y (1986) The coherent structure of a plane turbulent wall jet : Analysis with the VITA technique and Time domain method. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B* 52:3729-3735 doi:10.1299/kikaib.52.3729.
- Özcan O, Meyer KE, Larsen PS (2005) Measurement of mean rotation and strain-rate tensors by using stereoscopic PIV. *Exp Fluids* 39:771-783 doi:10.1007/s00348-005-0010-z.
- Patel RP, Newman B (1962) Self preserving, two-dimensional turbulent jets and wall jets in a moving stream. McGill University.
- Pathak M, Dewan A, Dass AK (2006) Computational prediction of a slightly heated turbulent rectangular jet discharged into a narrow channel crossflow using two different turbulence models. *Int J Heat Mass Transfer* 49:3914-3928, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.05.001>.
- Pedersen J, Meyer K (2002) POD analysis of flow structures in a scale model of a ventilated room. *Exp Fluids* 33:940-949 doi:10.1007/s00348-002-0514-8.
- Peltier Y, Epicum S, Archambeau P, Pirotton M, Dewals B (2014) Meandering jets in shallow rectangular reservoirs: POD analysis and identification of coherent structures. *Exp Fluids* 55:1-16 doi:10.1007/s00348-014-1740-6.
- Pratte BD, Baines D (1967) Profiles of the round turbulent jet in a cross flow. *Journal of the Hydraulics Division* 93:53-64.
- Rajaratnam N Flow below a submerged sluice gate as a wall jet problem. In: *Proceedings of the Second Australian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics*, University of Auckland, New Zealand, 1965. pp B131-B146.
- Rajaratnam N (1976) *Turbulent jets*. Elsevier.
- Rajaratnam N, Subramanya K (1967) Flow immediately below submerged sluice gate. *Journal of the Hydraulics Division* 93:57-77.
- Rempfer D, Fasel HF (1994) Evolution of three-dimensional coherent structures in a flat-plate boundary layer. *J Fluid Mech* 260:351-375.
- Rigot G (1990) *Meubles et vitrines frigorifiques*. Pyc Edition, Paris.
- Rostamy N, Bergstrom D, Sumner D, Bugg J (2011) The effect of surface roughness on the turbulence structure of a plane wall jet. *Physics of Fluids* (1994-present) 23:085103.
- Rouaud O, Havet M (2006) Behavior of an air curtain subjected to transversal pressure variations. *J Environ Eng* 132:263-270.
- Salewski M, Stankovic D, Fuchs L (2008) Mixing in circular and non-circular jets in crossflow Flow. *Turbulence and Combustion* 80:255-283.
- Schneider ME, Goldstein RJ (1994) Laser Doppler measurement of turbulence parameters in a two-dimensional plane wall jet. *Phys Fluids* 6:3116-3129 doi:<http://dx.doi.org/10.1063/1.868136>.
- Schober M, Grewe F, Fernholz H (1999) Turbulence control in wall jets: a visualisation study. *Int J Comput Fluid Dyn* 3:1.
- Schwarz W, Cosart W (1961) The two-dimensional turbulent wall-jet. *J Fluid Mech* 10:481-495.
- Shi LL, Liu YZ, Wan JJ (2010) Influence of wall proximity on characteristics of wake behind a square cylinder: PIV measurements and POD analysis. *Exp Therm Fluid Sci* 34:28-36 doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2009.08.008>.
- Shim YM, Sharma RN, Richards PJ (2013) Proper orthogonal decomposition analysis of the flow field in a plane jet. *Exp Therm Fluid Sci* 51:37-55, doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.06.014>.
- Sigalla A (1958) Experimental Data on Turbulent Wall Jets. *Aircraft Eng Aerospace Technol* 30:131-134. doi:10.1108/eb032964.
- Sirovich L (1987) Turbulence and the dynamics of coherent structures. I-Coherent structures. II-Symmetries and transformations. III-Dynamics and scaling. *Q Appl Math* 45:561-571.
- Suresh PR, Das SK, Sundararajan T (2007) Influence of Reynolds Number on the Evolution of a Plane Air Jet Issuing From a Slit. *J Fluids Eng* 129:1288-1296 doi:10.1115/1.2776959.
- Tachie M, Balachandar R, Bergstrom D (2004) Roughness effects on turbulent plane wall jets in an open channel. *Experiments in Fluids*, 37:281-292.
- Tailland A, Mathieu J (1967) Jet parietal. *J Mecanique* 6:03-131.
- Venås B, Abrahamsson H, Krogstad PÅ, Löfdahl L (1999) Pulsed hot-wire measurements in two- and three-dimensional wall jets. *Exp Fluids* 27:210-218 doi:10.1007/s003480050346.
- Verhoff A (1970) Steady and pulsating two-dimensional, turbulent wall jets in a uniform stream. DTIC Document.

- Vernet R, Thomas L, David L (2009) Analysis and reconstruction of a pulsed jet in crossflow by multi-plane snapshot POD. *Exp Fluids* 47:707-720 doi:10.1007/s00348-009-0730-6.
- Villafruela J, Castro F, Parra M (2008) Experimental study of parallel and inclined turbulent wall jets. *Exp Therm Fluid Sci* 33:132-139.
- Visbal M, Gaitonde D, Gogineni S (1998) Direct numerical simulation of a forced transitional plane wall jet. In: 29th AIAA, Fluid Dynamics Conference, Fluid Dynamics and Co-located Conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi:10.2514/6.1998-2643.
- Wang X, Cheng L (2000) Three-dimensional simulation of a side discharge into a cross channel flow. *Comput Fluids* 29:415-433 doi:[http://dx.doi.org/10.1016/S0045-7930\(99\)00031-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0045-7930(99)00031-6).
- Weitao B, Yasuhiko S, Koji O, Haruki M (2003) Time-resolved proper orthogonal decomposition of the near-field flow of a round jet measured by dynamic particle image velocimetry. *Meas Sci Technol* 14:L1.
- Wilson D, Goldstein R (1976) Turbulent wall jets with cylindrical streamwise surface curvature. *J Fluids Eng* 98:550-557.
- Wood DH, Bradshaw P (2006) A turbulent mixing layer constrained by a solid surface. Part 1. Measurements before reaching the surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 122:57-89 doi:<http://dx.doi.org/10.1017/S0022112082002092>.
- Wynnanski I, Katz Y, Horev E (1992) On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet. *J Fluid Mech* 234:669-690.
- Youssef J (2012) Étude expérimentale d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers.
- Yuan LL, Street RL (1998) Trajectory and entrainment of a round jet in crossflow. *Physics of Fluids* (1994-present) 10:2323-2335.
- Zhou MD, Wynnanski I (1993) Parameters governing the turbulent wall jet in an external stream. *AIAA Journal*, 31:848-853 doi:10.2514/3.11695.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et moyens de mesure

Sommaire

Introduction.....	2
1 Moyens d'investigation.....	2
1.1 Dispositif expérimental	2
1.2 La configuration de mesures	5
2 Techniques de mesure	5
2.1 La Vélocimétrie Laser Doppler (LDV).....	5
2.2 La vélocimétrie par image de particules (PIV)	6
2.2.1 Le principe de la PIV 2D2C.....	6
2.2.2 Les éléments du système PIV rapide	7
3 Fonctionnement de la maquette	8
3.1 Conditions initiales du jet plan.....	8
3.2 Conditions initiales de l'écoulement de perturbation latéral ELS	9
4 Convergence statistique des composantes de vitesse mesurées par PIV	12
5 Traitement et analyse des images PIV	13
5.1 Prétraitement des images PIV	13
5.2 Acquisition et évaluation	14
5.3 Validation des mesures	15
6 Paramètres PIV utilisés	16
7 Incertitudes de mesure	16
Conclusion	20

Introduction

Dans ce chapitre, les moyens d'investigations ayant servi à mener à bien cette étude expérimentale sont présentés en détail. Le protocole expérimental ainsi que la démarche suivie et les paramètres utilisés sont présentés et expliqués. La convergence statistique des vitesses et des quantités fluctuantes de deuxième ordre a également été évaluée afin de s'assurer d'un nombre d'échantillons suffisant pour les traitements statistiques réalisés. L'incertitude de mesures par la technique de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) a également été estimée.

1 Moyens d'investigation

1.1 Dispositif expérimental

L'étude expérimentale a été réalisée sur une maquette préalablement conçue durant un travail postdoctoral par Dr. Mourad Yataghene au sein du laboratoire de génie des procédés GPAN à l'institut de recherche IRSTEA. Cette installation expérimentale a été conçue à échelle réduite (1 : 5) d'un meuble frigorifique de vente (**MFV**) en prenant en compte une analogie de Reynolds ($Re = eU/\nu$). Cette maquette isotherme, présentée sur la Figure 1, permet à la fois de maîtriser le rideau d'air (différentes vitesses de soufflage), l'ambiance (différentes vitesses de perturbation) et la configuration de la cavité (différentes profondeurs de la cavité). Dans notre cas la cavité sera choisie de profondeur nulle, ce qui correspond à une configuration de jet pariétal plan. Cette installation expérimentale permet l'étude du comportement aérodynamique isotherme du rideau d'air, ainsi que les caractéristiques fondamentales de l'écoulement cisailé, en s'affranchissant des différences géométriques spécifiques à chaque constructeur.

L'originalité de cette installation est notamment de permettre l'étude du comportement du jet plan soumis à un courant de perturbation latéral « External Lateral Stream (**ELS**) » tout en maîtrisant différents paramètres liés au jet plan (différents nombres de Reynolds), à l'environnement ambiant (différentes vitesses de perturbation) et à la profondeur de la cavité. La cavité est de 0,4 m de hauteur et 0,5 m de largeur avec une paroi amovible réglable pour des profondeurs allant de 0 m (cas particulier du jet pariétal ce qui correspond à un MFV entièrement rempli de denrées) jusqu'à 0,15 m de profondeur maximale pour la configuration d'un jet confinant une cavité. L'étude présentée dans ce manuscrit est limitée à la seule configuration de jet pariétal (épaisseur de cavité nulle).

Le dispositif expérimental est composé de deux circuits d'écoulement d'air, celui du jet pariétal et celui du courant de perturbation latéral. L'écoulement est généré par deux ventilateurs centrifuges qui délivrent respectivement des débits de $0,5 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ avec une perte de charge de $\Delta P = 1469 \text{ Pa}$ pour le circuit du rideau d'air, et $1,25 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ pour le jet latéral de perturbation avec une perte de charge $\Delta P = 1959 \text{ Pa}$. Les deux circuits d'air sont configurés en deux boucles de recirculation. Cette configuration permet aussi de réduire la quantité des particules d'ensemencement à injecter dans l'écoulement.

La Figure 1 présente le repère cartésien et les dimensions de l'installation. L'axe x a été choisi pour la direction de développement du jet, l'axe y pour la direction normale à la paroi et la direction z comme direction latérale. L'origine du repère est fixée au niveau du plan de symétrie ($x - y$) de la buse de soufflage et attachée à la paroi. Dans le circuit d'air du jet pariétal, le jet souffle du haut vers le bas (Figure 2). À l'amont, la chambre de tranquillisation rectangulaire est équipée successivement de deux nids d'abeille et de quatre grilles perforées de tailles allant du plus grand diamètre 4×10^{-3} m au fin diamètre 1×10^{-3} m afin d'assurer l'uniformité de la vitesse moyenne et une faible intensité turbulente.

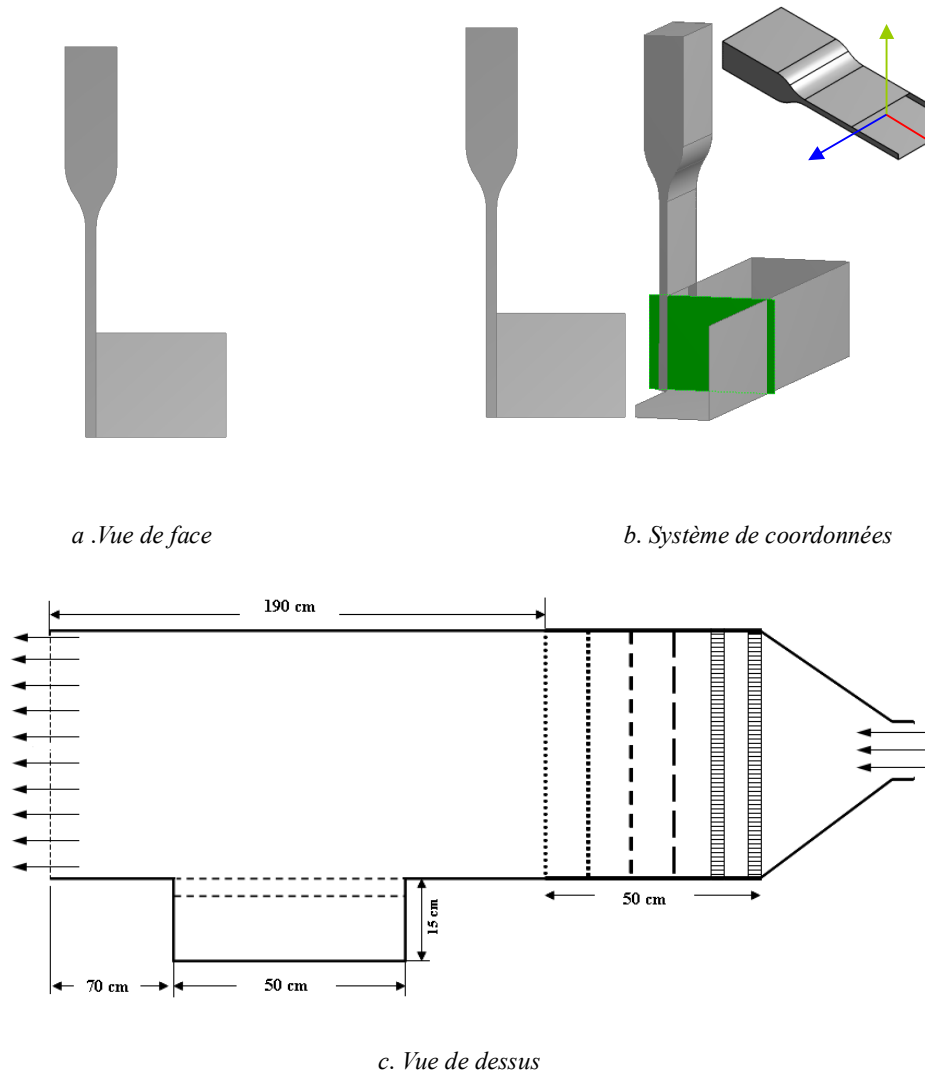


Figure 1 Croquis de la vue de face (a), la vue de dessus (c), et du système de coordonnées de la maquette (b)

Le jet pariétal est produit à la sortie d'un canal rectangulaire de section ($0,04 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$) attaché et connecté à la chambre de tranquillisation amont avec une buse rectangulaire de rapport de contraction 1/5. La surface de la paroi (de largeur 0,5 m et de hauteur 0,4 m) représente la configuration académique d'une cavité à profondeur nulle assimilée à un meuble frigorifique de vente totalement stocké (Field et Loth 2006). Le rapport d'aspect

largeur sur épaisseur (L/e) du jet vaut 12,5. Le développement du jet s'étend jusqu'à $x/e = 10$, cette distance est caractéristique des rideaux d'air dans les MFV. Ainsi, l'étude est particulièrement centrée sur la zone initiale de développement du jet pariétal bidimensionnel. Le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la buse de soufflage ($e = 0,04$ m) vaut $Re \approx 8000$. Cette valeur est située dans la gamme typique des MFV (entre 1500 et 8500 d'après Field et Loth (2004)).

Dans le circuit du courant de perturbation latérale (ELS), l'air est injecté dans un canal rectangulaire de longueur 2,4 m et de section 0,4 m (hauteur) $\times$ 0,5 m (largeur). Le contrôle de l'uniformité du courant de perturbation est assuré à travers une chambre de tranquillisation (de longueur 0,5 m à l'entrée du canal) contenant un nid d'abeille et un ensemble de plaques perforées (Figure 1). La distance séparant la dernière plaque perforée de la chambre de tranquillisation du canal et le début de l'interaction avec le jet pariétal ($z = 0,25$ m) est de 0,7 m. Le débit d'air est recyclé à 0,7 m en aval de l'interaction avec le rideau d'air. L'installation expérimentale est fabriquée en Plexiglas de haute qualité optique ce qui offre les meilleures conditions de mesure pour des techniques optiques non intrusives tel que la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV).

Dans cette étude, les vitesses de perturbation latérales (U_{lf}) choisies sont : 0 (cas du jet non perturbé), $0,5 \text{ ms}^{-1}$ et 1 ms^{-1} , équivalentes respectivement au ratio $\alpha = (U_{lf}/U_0)$ 0 ; 0,16 et 0,33. L'effet tridimensionnel du courant latéral de perturbation (ELS) sur le rideau d'air a été mis en évidence en effectuant des mesures en trois plans transversaux, $z = 0$ (plan médian), $z = 0,15$ m et $z = 0,2$ m.

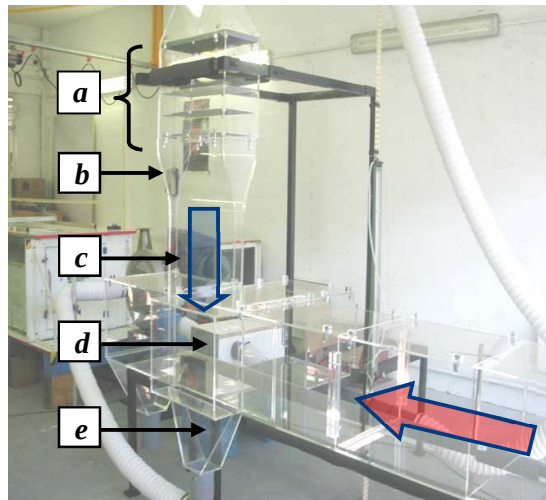
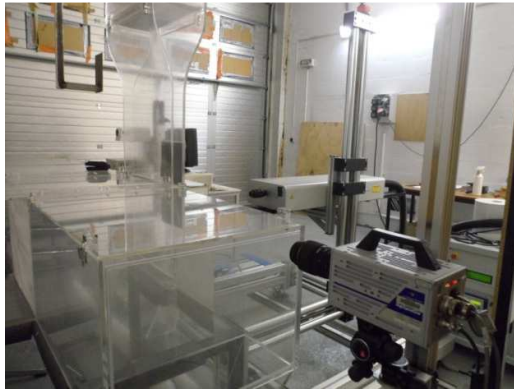


Figure 2 Maquette expérimentale à échelle réduite d'un meuble frigorifique de vente a) Chambre de tranquillisation, b) buse de soufflage à contraction lisse, c) canal rectangulaire, d) cavité (paroi), e) sortie du jet recyclé, Flèche verticale bleue : rideau d'air (jet plan principal), flèche horizontale rouge : courant de perturbation latéral (ELS)

1.2 La configuration de mesures

La visualisation des trois plans transversaux ($x - y$), $z = 0$ (plan médian), $z = 0,15$ et $z = 0,2$ m a été effectué par le montage présenté sur la Figure 3.a. La camera est positionnée orthogonalement par rapport à la nappe laser. La Figure 3.b montre l'implantation du laser et de la caméra pour les deux types de plans de mesure horizontaux ($y - z$) investigués. Pour les plans de mesure verticaux, trois champs de vision successifs sont nécessaires afin de couvrir la totalité du développement spatial du rideau d'air : un déplacement simultané du laser et de la caméra a été donc effectué dans la direction verticale du jet. La Figure 3.a montre le positionnement pour le premier champ de vision de 1024×512 pixels le plus proche de la sortie de jet pour le plan le plus proche de la perturbation $z = 0,2$ m. La visualisation a été focalisée sur la région proche de l'interaction ($z > 0$) pour les positions axiales $x/e = 3$ et $x/e = 6$.



a. Visualisation de la zone proche de la buse de soufflage, $z/L = 0,4$



b. Visualisation dans le plan horizontal ($y - z$)

Figure 3 Montage de la chaîne de mesure

2 Techniques de mesure

Deux techniques non intrusives (la vélocimétrie laser doppler LDV et la vélocimétrie par images de particules PIV) ont été utilisées pour caractériser l'effet du courant de perturbation latéral sur le jet pariétal. Pour les deux techniques de mesure, l'écoulement a étéensemencé par des particules d'huile blanche de diamètre moyen $4 \mu\text{m}$. Ces particules ont des propriétés optiques permettant une bonne réflexion de la lumière laser ce qui permet de bonnes mesure PIV et LDV. Les particules d'ensemencement sont injectées par un générateur qui est placé en amont du rideau d'air.

2.1 La Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)

Le laser Doppler utilisé est unidirectionnel, commercialisé par TSI (Shoreview, MN, USA). Le LDV est constitué d'une sonde LDP-100 dont les données brutes sont traitées par un processeur de signaux IFA 600. Ce système est non intrusif du fait qu'il n'interfère pas avec l'écoulement et il est capable de résoudre le signe et l'amplitude de la vitesse et de déterminer ainsi les vitesses moyenne et fluctuante. Le système est constitué d'un laser à diode de

puissance 50 mW dont le faisceau émis est de longueur d'onde 690 nm de couleur rouge, d'un diviseur de faisceaux, d'une cellule de Bragg (acousto-optique), un objectif de focus et de réception des rayons dispersés du point de mesure et d'un photomultiplicateur. La justesse du système est inférieure à 1%.

Pour notre cas d'étude, l'acquisition est conditionnée pour un maximum de 10000 échantillons pour chaque point de mesure avec un temps d'échantillonnage maximum de 120 s. L'acquisition des données est stoppée dès qu'un des deux événements précédents a lieu avant l'autre. Ces paramètres ont été choisis suite à des essais préliminaires balayant différentes zones de mesure. La fréquence d'acquisition varie entre 100 et 1000 Hz pour toutes les mesures. Le système est piloté par un système d'axe tridimensionnel (Charly robot) de résolution de $0,5 \times 10^{-3}$ m commandé par trois moteurs pas à pas.

2.2 La vélocimétrie par image de particules (PIV)

2.2.1 Le principe de la PIV 2D2C

Le principe de fonctionnement de la technique PIV est schématisé dans la Figure 4. Le système PIV est de type 2D2C (mesure dans le plan 2D de deux composantes de vitesse). Le plan de mesure est illuminé par une nappe laser en deux instants successifs. Les deux images acquises aux instants t et $t + \Delta t$ sont subdivisées en zones d'interrogation. Le choix de la taille des zones d'interrogation repose sur plusieurs critères, notamment la nature de l'écoulement étudié, la résolution spatiale voulue et la densité de particules dans chaque fenêtre (Keane et Adrian 1990).

L'inter-corrélation entre deux zones d'interrogation se fait par un calcul de transformée de Fourier dans le domaine spectral permettant de définir le déplacement moyen des particules sur cette zone entre les deux instants. Connaissant cette distance entre les instants t et $t + \Delta t$, on déduit donc la vitesse moyenne dans cette zone d'interrogation et pour cet intervalle de temps. Dans notre étude, on a utilisé le logiciel PIV commercial Davis 8 fourni par LaVision pour la mesure et le calcul des vitesses.

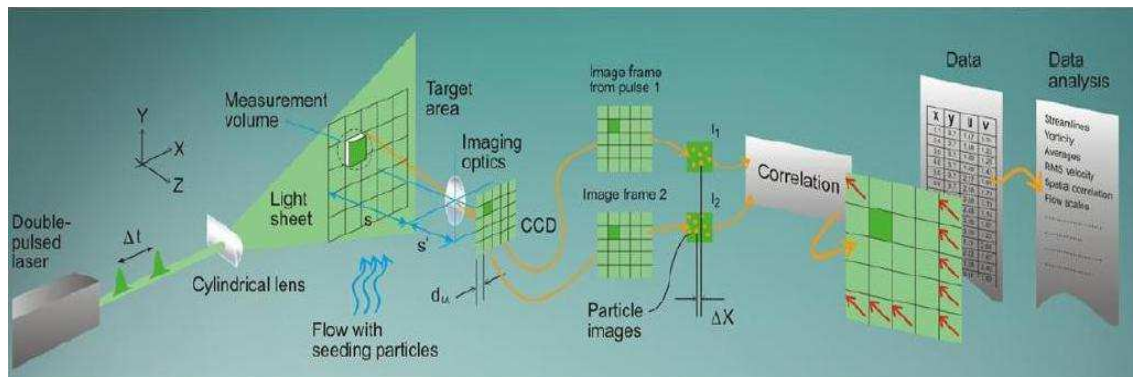


Figure 4 Principe de mesure de la technique PIV (source : Dantec Dynamics)

2.2.2 Les éléments du système PIV rapide

La caméra

La caméra utilisée, modèle "HighSpeedStar 4G" (de mémoire 4 GB), est de type CMOS (*Complementary Metal-Oxide Semiconductor*). Elle permet la capture d'image à résolution de 1024 x 1024 pixels à une fréquence de 2 kHz (6 kHz avec 512 x 512 pixels). Le temps minimum d'inter-fenêtre est de 2,3 μ s (cette valeur conditionne l'intervalle minimal possible entre deux impulsions laser Δt). Dans notre cas de mesure (2D-2C PIV), la caméra doit être positionnée à un angle 90° vs la nappe laser. La qualité des images CCD est meilleure que les images fournies par les caméras CMOS. Néanmoins, pour les applications de haute fréquence d'acquisition la caméra CMOS est mieux adaptée à ce type de mesure (Hain et al. 2007). Le capteur CMOS est basé sur le capteur actif dont chaque pixel peut être contrôlé séparément. Cette caractéristique est importante vu que des fonctions d'amplification pourraient être appliquées.

Le laser

Le laser employé est de type Nd : YLF (Fluorure d'yttrium lithium dopé au néodyme), de la marque Litron (modèle LDY 301). C'est un laser pulsé de haute fréquence (fréquence maximale 10 kHz) à double cavité excité par des diodes émettant à une longueur d'onde de 527 nm d'énergie 10 mJ/impulsion.

Le Synchroniseur

La synchronisation des signaux du laser et de la caméra se fait à travers un synchroniseur fourni par la firme Lavision. Il s'agit d'un générateur de signaux TTL d'amplitude 5 V.

L'ensemencement

L'ensemencement des particules se fait grâce à un générateur de particules placé en amont du rideau d'air. Les particules d'ensemencement doivent assurer le bon suivi de l'écoulement sans glissement, d'où un choix judicieux des particules d'ensemencement est nécessaire. Une revue de quelques particules employées pour des mesures par PIV a été fournie par Melling (1997). Une faible inertie garantie un suivi fidèle de l'écoulement. Plus précisément, un compromis doit être assuré entre les petites tailles permettant un meilleur suivi de l'écoulement et des tailles plus importantes assurant une meilleure diffusion de lumière. Le temps de réponse des particules traceurs est décrit par le nombre adimensionnel de Stokes (Stokes 1851) :

$$St_k = \frac{\tau_p U_0}{l_0} \quad (2.1)$$

Où

U_0 : est la vitesse de l'écoulement d'air loin de la buse de soufflage.

l_0 : est la dimension caractéristique (de la cavité du rideau d'air dans le cas des MFV).

τ_p : est le temps de relaxation dynamique de la particule est défini comme suit :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu} \quad (2.2)$$

Où

ρ_p : est la masse volumique de la particule

d_p : est le diamètre moyen de la particule

μ : est la viscosité dynamique du fluide porteur (air)

Les particules sont considérées comme de bons traceurs et suivent parfaitement l'écoulement pour $St \rightarrow 0$. Dans notre cas, les particules d'ensemencement utilisées sont issues de l'atomisation d'huile blanche. L'atomisation se fait par un générateur de particules de type 'Laskin nozzle'. D'après nos données :

$$\rho_p = 915 \text{ kgm}^{-3}; d_p = 4 \times 10^{-6} \text{ m}; \mu_{air} = 1,98 \times 10^{-5} \text{ kgm}^{-1} \text{ s}^{-1}; U_0 = 1 \text{ ms}^{-1}; l_0 = 0,4 \text{ m} \rightarrow St_k \approx$$

$1,10^{-4}$. On a donc un nombre de Stokes $St_k \ll 0,1$, les particules peuvent alors être considérées de bons traceurs avec des erreurs de précision de suivi de l'écoulement inférieures à 1 % (Tropea et al. 2007).

3 Fonctionnement de la maquette

À la sortie de la buse de soufflage, le jet s'épanouit en engendrant une décroissance de la vitesse du jet plan et une augmentation du débit entrainé par le mécanisme d'entraînement de l'air ambiant (confiné par le canal de l'écoulement de perturbation ELS) au niveau de la couche de cisaillement externe. Ce processus continue jusqu'à la section d'aspiration d'air recyclé situé à $x/e = 10$. La configuration d'air recyclé crée un gradient de pression favorable ($\partial P / \partial x < 0$ qui tend à accélérer le jet, mais cette accélération est faible et n'est visiblement pas perçue étant donné que la section d'aspiration (d'épaisseur 0,06 m) est plus grande que la section de soufflage ($e = 0,04$ m). Au niveau de la section d'aspiration à $x/e = 10$, le débit global d'air entrainé (Q) excède celui d'air recyclé (Q_0), le jet non perturbé se divise donc en deux portions. La partie principale du débit volumique du jet ($Q_0 = 0,05 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ à $U_0 = 3 \text{ ms}^{-1}$) est recyclée pour assurer la continuité du flux du rideau d'air tandis que la portion externe du rideau est rejetée dans le canal en créant une zone de recirculation.

3.1 Conditions initiales du jet plan

Les profils initiaux de vitesse de soufflage du rideau d'air et du courant de perturbation latéral ELS influencent le comportement du jet. Des études antérieures ont été publiées sur l'effet des conditions initiales en amont du jet sur les caractéristiques de développement du jet tel que Hussain et Clark (1977). La Figure 5 montre un profil uniforme de type (*top-hat*) à la sortie de la buse de soufflage mesuré par LDV au niveau du plan de médian ($z/L = 0$) à un nombre de Reynolds $Re = 8000$. L'intensité turbulente est inférieure à 1 %.

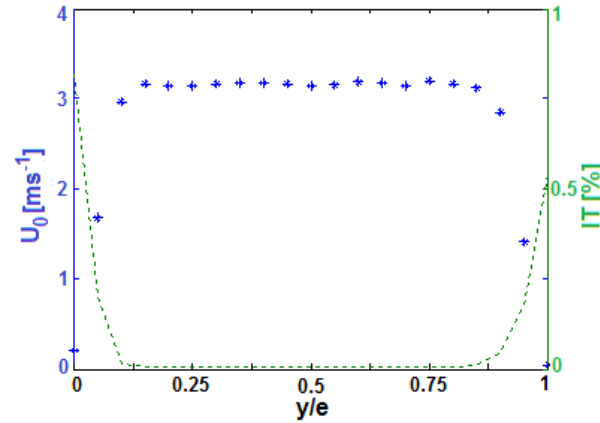


Figure 5 Profil de vitesse et d'intensité turbulente à la sortie de la buse de soufflage

3.2 Conditions initiales de l'écoulement de perturbation latéral ELS

Le profil initial du courant de perturbation U_{lfa} a été mesuré par la LDV en amont de l'interaction avec le jet plan. La vitesse de perturbation choisie est la plus faible $\approx 0,2 \text{ ms}^{-1}$. Une mesure fine de 5 mm suivant l'axe du jet (x) a été effectuée (Figure 6) dans un plan en amont de l'interaction à $z = 0,44 \text{ m}$ ($z/L = 0,88$), voir Figure 7. Pour des raisons de fortes fluctuations au niveau de la paroi dues au volume de mesure du point d'intersection des deux faisceaux LDV (lobe) et le faible taux de particules proche de la paroi, les mesures jusqu'à 3 mm de la paroi du canal (zones en couleur gris sur la Figure 6) ne sont pas fiables et ne peuvent pas être considérées. Pour simplifier la présentation, l'origine du repère cartésien est décalée dans la direction normale à la paroi au niveau de la paroi du canal de perturbation (l'origine du nouvel axe $y' = 0 \text{ m}$ correspond à $y = 0,04 \text{ m}$). La mesure fine donne une indication sur la nature de la couche limite. D'après les mesures, la couche limite est laminaire de facteur de forme $H \approx 2,29$, cette valeur est proche de la valeur de la couche limite laminaire de Blasius ($H = 2,59$), voir (Schlichting 1979).

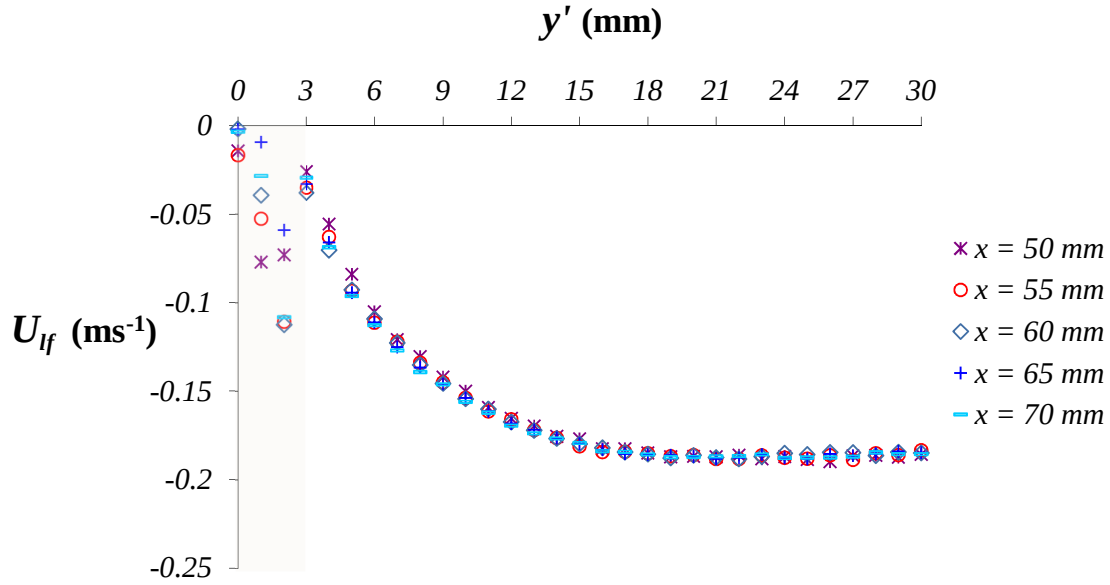
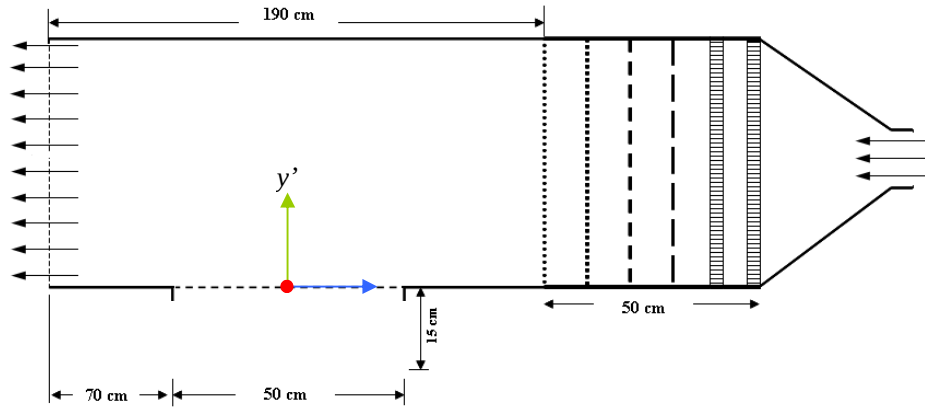


Figure 6 Profil de la vitesse moyenne du courant de perturbation à $z = 0,44 \text{ m}$



c. Vue de dessus

Figure 7 Profil de mesure LDV de la vitesse du courant de perturbation U_{lf}

L'étude de l'uniformité du courant de perturbation ELS a été effectuée dans une étude préalable pendant le travail postdoctoral du Dr Mourad Yataghene. Deux séries de mesures ont été réalisées (Figure 8), la première série permet de tracer le profil de vitesse suivant l'axe normal à la paroi du canal y' , dans ce cas la vitesse est notée U_{lf} (y'). On prend comme origine de mesure $x = 150 \text{ mm}$ et on fait varier y' de 0 (à la paroi de l'hublot en verre) jusqu'à $y' = 200 \text{ mm}$ avec un pas de $\Delta y' = 2 \text{ mm}$. Pour la deuxième série $U_{lf}(x)$ on se place à $y' = 150 \text{ mm}$ puis on fait un balayage suivant l'axe x à partir de $x = 50 \text{ mm}$ avec un pas $\Delta x = 10 \text{ mm}$. Les résultats de mesure de la vitesse moyenne et de l'intensité turbulente sont présentés sur les Figure 9 et Figure 10. Les figures montrent que

l'uniformité du profil de vitesse moyenne du courant de perturbation latéral ELS est assurée suivant les deux axes y' et x ($U_{lf} = -1,055 \text{ ms}^{-1} \pm 2,5 \%$). L'intensité turbulente correspondante est située à la valeur moyenne de $4,4 \%$ $\pm 0,1 \%$.

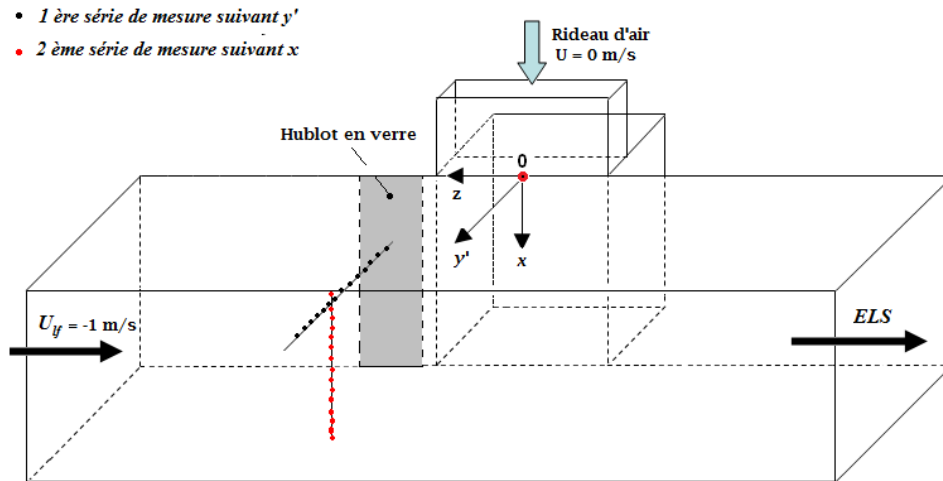


Figure 8 Séries de mesure LDV du profil de vitesse du courant de perturbation U_{lf} (Vue isométrique)

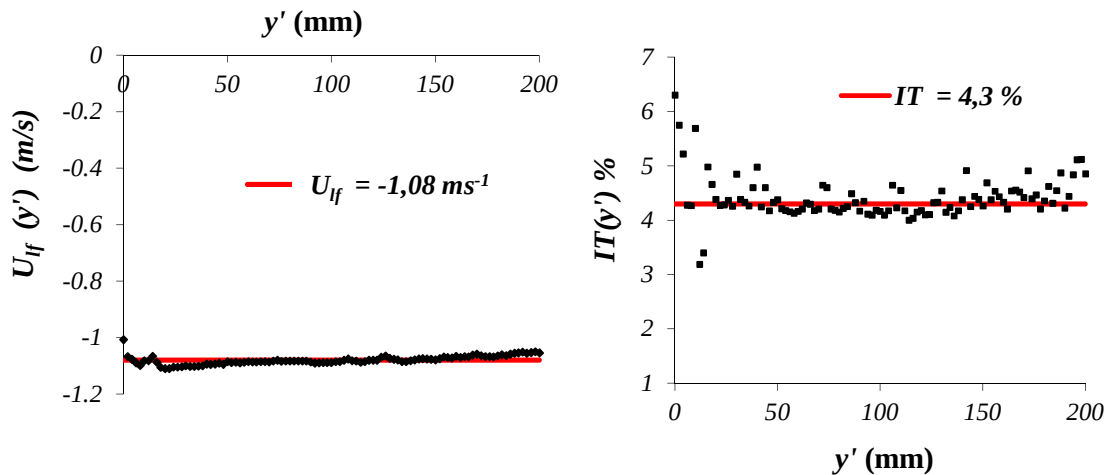


Figure 9 Profils de vitesse et de l'intensité turbulente de la 1^{ère} série de mesure

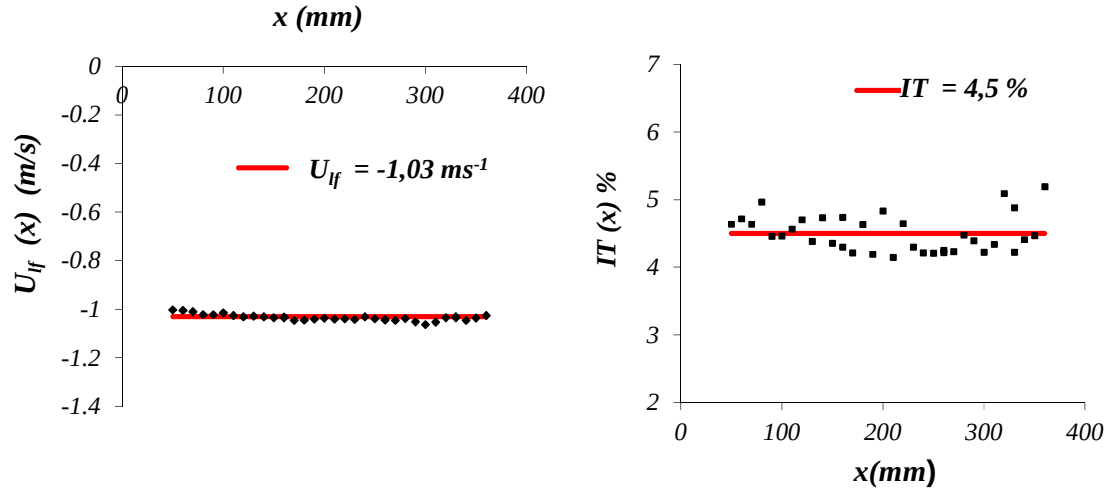


Figure 10 Profils de vitesse et d'intensité turbulente de la 2^{ème} série de mesure

4 Convergence statistique des composantes de vitesse mesurées par PIV

Le choix d'un nombre suffisant d'échantillons est une étape nécessaire avant de procéder au traitement statistique des résultats. La convergence statistique a été vérifiée pour un intervalle de confiance de l'erreur de $\pm 5 \%$. La méthode utilisée consiste à suivre, pour chaque grandeur statistique mesurée, l'évolution de la convergence statistique en un point dans la couche de mélange du jet plan, dans notre cas le point choisi est située à $x/e = 7$ et $y/e = 1,5$. Ce point est situé dans la zone d'autosimilarité du jet au niveau de la couche de cisaillement externe zone.

La convergence statistique des moments d'ordre 1 (vitesse longitudinale U) et des moments d'ordre 2 (contraintes normales $(\overline{u'u'}, \overline{v'v'})$ et de cisaillement $\overline{u'v'}$) sont présentées en Figure 11. On notera que la composante normale à la paroi de la vitesse moyenne (V) est trop faible, d'où la présentation du critère de convergence de celle-ci n'est pas pertinente. Les résultats montrent qu'un nombre d'échantillons $N = 2500$ est estimé suffisant pour une convergence satisfaisante des grandeurs statistiques. A partir de ce test, toutes les mesures PIV ont été réalisées pour 2500 champs de vitesse.

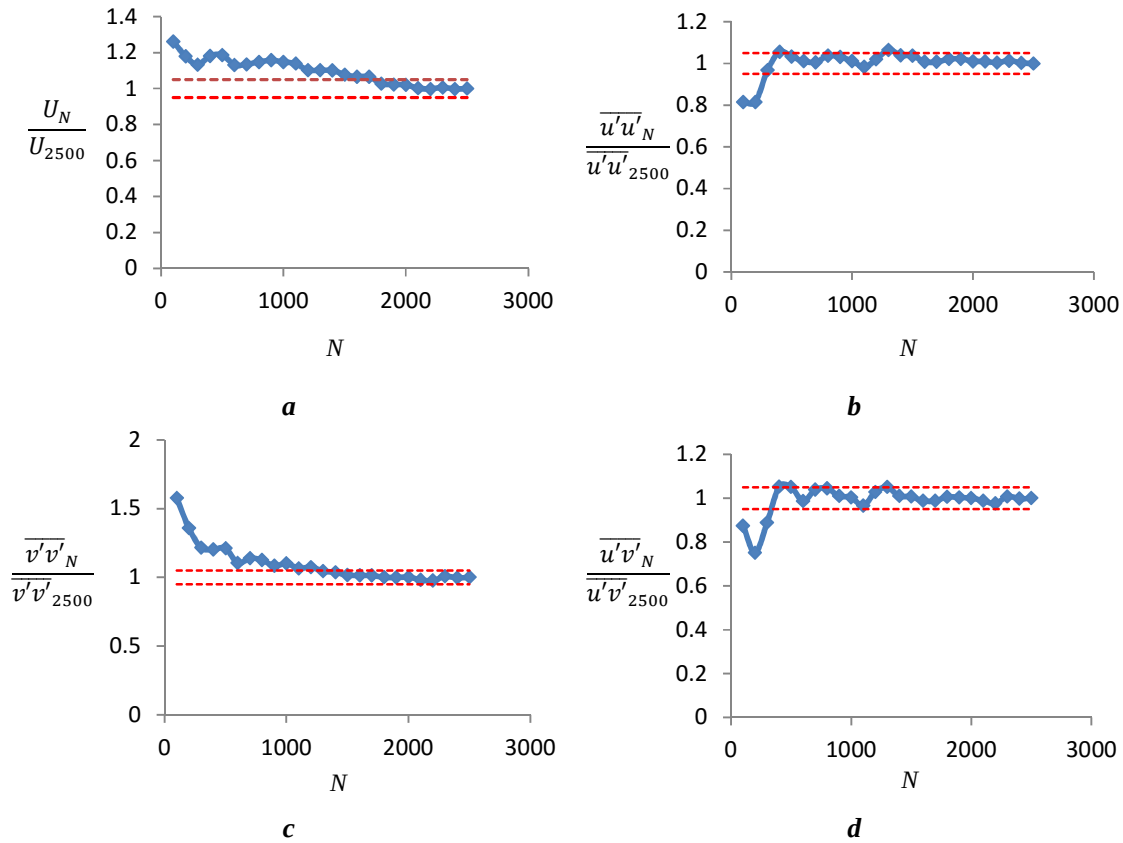


Figure 11 Convergence statistique des moments d'ordre 1 (**a**) et des moments d'ordre 2 (**b**, **c** et **d**)

5 Traitement et analyse des images PIV

5.1 Prétraitement des images PIV

Avant de procéder au calcul des vitesses à partir des images brutes, l'application de quelques techniques de prétraitement s'avère utile afin d'améliorer la détection des particules, d'éliminer les réflexions et d'assurer un bon contraste. Ceci conduit à réduire les vecteurs rejetés après le calcul de la fonction de corrélation. Ces techniques permettent aussi d'améliorer le pic de corrélation et de diminuer le bruit de fond. Parmi les techniques de prétraitement on peut citer : application d'un masque, soustraction de l'arrière-plan « *background subtraction* », application de filtres (passe haut, passe bas) etc. Dans notre étude, le prétraitement des images a consisté à utiliser les techniques de l'application d'un masque et la soustraction du background, ce dernier a été appliqué sur la totalité des images acquises en faisant la soustraction d'une image moyenne calculée à partir de 100 images de fond.

5.2 Acquisition et évaluation

La technique de corrélation peut être utilisée en mode autocorrélation (*single frame multi-exposed*) ou en mode corrélation croisée (*multiple frames single-exposed*). Afin d'accélérer le calcul du produit de convolution, on l'effectue sous le domaine fréquentiel en passant par la transformée de Fourier rapide « FFT ». Les deux images PIV (*double frame*) dans le cas de la méthode de corrélation croisée sont d'abord subdivisées en fenêtres d'interrogation sur lesquelles s'applique la FFT. La taille de ces fenêtres d'interrogation dépend de l'écoulement et d'autres paramètres optiques du système PIV. Pour assurer un choix convenable, on peut se référer à quelques critères rapportés dans la littérature comme le critère de Keane et Adrian (1992). D'après ce critère, le déplacement des particules entre deux impulsions laser ne doit pas dépasser $\frac{1}{4}$ de la taille de la fenêtre d'interrogation pour obtenir une meilleure détection du pic de corrélation. Après avoir effectué ce calcul et obtenu le champ vectoriel, on passe à l'étape de post-traitement pour validation de données qui consiste à améliorer la résolution et la justesse. La technique PIV a quand même ses limites surtout au niveau de résolution temporelle et les mesures LDV sont parfois des données complémentaires.

a) La corrélation croisée ou inter-corrélation

La technique PIV repose sur le calcul de corrélation. La corrélation croisée « *cross-correlation* », notée C (2. 3) entre deux distributions d'intensité I_a et I_b est la mesure de degré de concordance de ces deux.

$$C(\Delta x) = \int I_a(x) I_b(x + dx) dx \quad (2. 3)$$

Pour plus de détail sur la formulation mathématique, on peut se référer à Keane et Adrian (1992)

b) Estimation du déplacement sous-pixel

La mesure de la corrélation croisée discrète contient un inconvénient dans le cas où le pic de corrélation couvre une zone supérieure à un seul pixel. Dans la littérature on trouve divers algorithmes d'interpolation sous-pixel tels-que : centre de masse, interpolation parabolique, interpolation de Gauss (Raffel et al. 1998), etc. Pour un déplacement horizontal, Willert et Gharib (1991) proposent l'équation suivante :

$$\Delta x = i + \frac{1}{2} \frac{\ln C(i-1, j) - \ln C(i+1, j)}{[\ln C(i-1, j) + \ln C(i+1, j) - 2 \ln C(i, j)]} \quad (2. 4)$$

Où (i, j) est la position discrète du maximum de la corrélation-croisée.

L'algorithme de Gauss à 3-points d'interpolation (Figure 12) est le plus souvent utilisé et connu par sa justesse dans l'estimation de la position réelle du pic maximum. L'image de la particule est décrite mathématiquement suite à la diffraction en passant par l'objectif de la camera par la fonction d'Airy. Le pic de la fonction de corrélation a une forme de Gauss vu que qu'il est lui-même issu de corrélations de fonctions de Gauss.

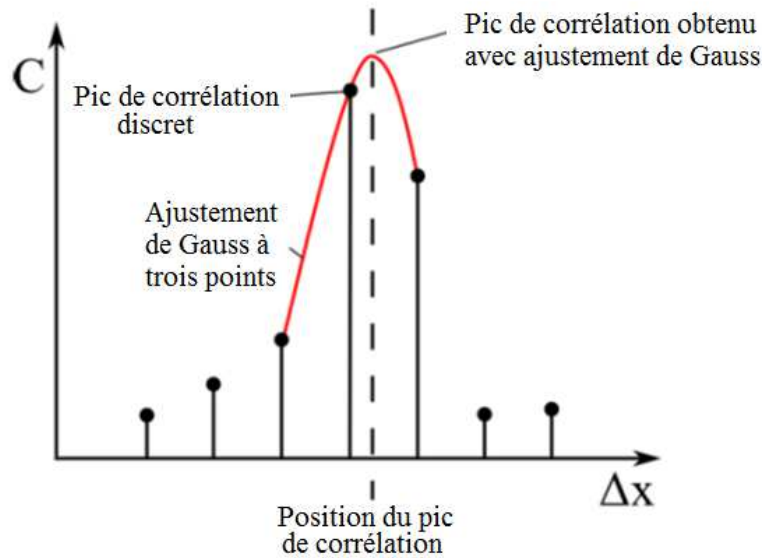


Figure 12 Interpolation sous-pixel de Gauss à trois points du pic de la fonction de corrélation d'après Sciacchitano (2014)

Le mouvement des particules dans une fenêtre d'interrogation dans la plupart du temps n'est pas uniforme. La corrélation croisée conventionnelle est basée sur le principe de la vitesse uniforme dans les fenêtres d'interrogation. Néanmoins, et vu les différentes vitesses dans la fenêtre d'interrogation, le pic de corrélation devient élargi et peut même se diviser en deux (Raffel et al. 1998). L'incertitude sur la mesure de la vitesse dans la fenêtre d'interrogation augmente avec la présence de forts gradients de vitesse cela conduit à un nombre plus élevé de vecteurs de vitesse rejetés. La technique itérative de « déformation des fenêtres d'interrogation » (Scarano 2002) consiste à adapter la forme de la fenêtre d'interrogation selon le champ de vitesse afin de compenser la perte des particules dans le plan (*in-plane loss of pairs*) due à la différence entre les gradients de vitesse. Cette technique est plus robuste et pratique surtout dans le cas d'écoulements fortement cisaillés plutôt que la méthode appliquant un simple décalage selon le déplacement moyen. La déformation est ainsi appliquée sur la totalité du champ. Cette technique qui s'appelle aussi la technique de déformation d'image a été appliquée dans le cas de notre étude.

5.3 Validation des mesures

La validation des mesures consiste à appliquer quelques critères parmi lesquels on peut trouver le rapport signal/bruit, la gamme de vitesse, la continuité des champs de vitesse, le filtre médian (Westerweel et Scarano 2005) et l'opérateur d'histogramme global. Dans notre cas, le filtre médian et la méthode du rapport signal/bruit sont les plus utilisées. Le choix des techniques de post-traitement et de validation des mesures repose sur la qualité des résultats obtenus suite à une étude préliminaire (en appliquant différentes combinaisons des critères de validation mentionnés, en changeant les paramètres de calcul de l'algorithme propre à chaque critère, etc.) et qui devrait aboutir à un minimum de vecteurs aberrants. L'emploi d'un logiciel commercial limite aussi le choix des méthodes à choisir.

6 Paramètres PIV utilisés

Un système PIV de haute cadence (10 kHz) est utilisé dans notre étude. Il est composé essentiellement d'un laser pulsé (10 mJ/pulse) Nd : YLF émettant un faisceau à une longueur d'onde de 527 nm. Une caméra CMOS de marque Photron pour l'acquisition d'image à haute fréquence de résolution $1024 \times 1024 \text{ pix}^2$. La tête laser est composée d'une combinaison de lentilles cylindriques et sphériques permettant de générer une nappe laser d'épaisseur ajustable. Une épaisseur de 1 mm a été choisie dans la section de mesure dans la zone de vision couverte par la caméra. L'intervalle de temps entre deux impulsions laser Δt est à fixer selon le type d'écoulement, dans notre cas il est fixé à 900 μs . Pour toutes les mesures, un ensemble de 2500 paires d'images ont été choisies afin d'assurer une bonne convergence des statistiques des quantités moyennes et turbulentes. La totalité du développement du jet est caractérisée après reconstruction des trois zones de mesure de dimension 1024×512 pixels chacune. Le critère de choix proposé par Keane et Adrian (1992) pour un déplacement des particules de l'ordre de $\frac{1}{4}$ de la taille des zones d'interrogation a été pris en compte. La méthode de post-traitement des images PIV utilisée est la suivante :

- Un algorithme d'inter-corrélation séquentielle à fenêtre d'interrogation décroissante allant de 32×32 pixels jusqu'à 16×16 avec un recouvrement de 50 % (les deux fenêtres d'interrogation ne sont pas adjacentes, un chevauchement de 50 % est appliqué). Ce qui aboutit à une résolution spatiale de 8 pixels correspondant à environ 3 mm. Les mesures couvrent la région de $x/e = 2$ à $x/e = 9$ (domaine limité par les réflexions sur les parois). Les paramètres expérimentaux de mesure sont résumés dans le [Tableau 1](#) :

Tableau 1: Paramètres PIV, conditions d'écoulement et plans de mesure

Fréquence	200 Hz
Intervalle de temps entre deux impulsions laser	900 μs
Champ de vision	1024×512 pixels
La vitesse à la sortie du jet	3 ms^{-1} ($Re \approx 8000$), ($\nu = 15,6 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ à 20°C)
Les vitesses de perturbation	$0,5 \text{ ms}^{-1}$, 1 ms^{-1}
Les plans de mesure	$z = 0,2 \text{ m}$; $0,15 \text{ m}$; 0 m

7 Incertitudes de mesure

L'incertitude u_r est évaluée en utilisant le théorème de la limite centrale (Coleman et Steele 1995), une méthode qui a été déjà utilisée par plusieurs auteurs (récemment Hooff et al. (2012)) pour estimer l'incertitude de mesures PIV du jet pariétal transitionnel et qui est définie comme suit :

$$u_r = \frac{1}{\sqrt{N}} Z_{\alpha/2} \frac{V_{RMS}}{V} \quad (2.5)$$

Où N est le nombre d'échantillons non corrélés. L'intervalle de confiance choisi est 95 % ce qui correspond à la valeur de $Z_{\alpha/2} = 1,96$. L'évaluation de l'incertitude pour la vitesse longitudinale à la position $x/e = 7$ donne une valeur u_r de 0,4 % dans la région interne « *inner-layer* » et 0,8 % dans la région de cisaillement externe « *outer-layer* ».

Le logiciel commercial Davis 8 de LaVision a été utilisé pour le post-traitement des données. L'effet de blocage de pic « *peak-locking effect* » a été contourné par l'application d'une petite défocalisation pour assurer un diamètre minimum de l'image de particule d_τ de l'ordre 2 pixels comme recommandé par (Westerweel 1997). L'incertitude de déplacement dans les conditions idéales est de 0,05 pixels pour les images synthétiques. L'incertitude aléatoire dans le « *timing* » est estimée à 1 ns ce qui est négligeable par rapport à l'incertitude de déplacement. L'erreur de biais est estimée pour le système PIV à 0,1 pixels (Nobach et Bodenschatz 2009; Raffel et al. 1998).

D'après Huang et al. (1997), l'erreur moyenne de biais de l'analyse de d'inter-corrélation est de l'ordre de 0,1 pixel. Pour la méthode de corrélation croisée, un choix judicieux de l'intervalle (Δt) s'avère utile afin d'assurer la bonne détection du pic de corrélation. Dans notre cas, on a choisi un intervalle de temps de 900 μs entre deux impulsions laser. Ce choix est basé sur le critère proposé par Keane et Adrian (1992).

$$\Delta t < \frac{ML_w}{4 U_m} \quad (2.6)$$

L_w : est la taille de la fenêtre d'interrogation.

M : est le facteur d'agrandissement.

U_m : est la vitesse maximale de l'écoulement.

Vérification de l'effet du blocage de pic (*Peak-locking effect*)

D'après Westerweel (2000) les images de particules doivent être de taille 2-3 pixels afin d'éviter l'effet du blocage de pic " *peak-locking* ". L'effet du *peak-locking* biaise le calcul des déplacements vers des valeurs entières de pixels (Figure 13.a). La Figure 13 montre un histogramme de déplacement en pixels pour le cas d'un écoulement turbulent en conduite (Westerweel 1997). Le choix de l'algorithme d'interpolation sous-pixel (*subpixel estimator*) permet d'atténuer l'effet du blocage de pic comme montré dans la Figure 13.b en utilisant un algorithme de Gauss au lieu du centre de masse (*centroïde*).

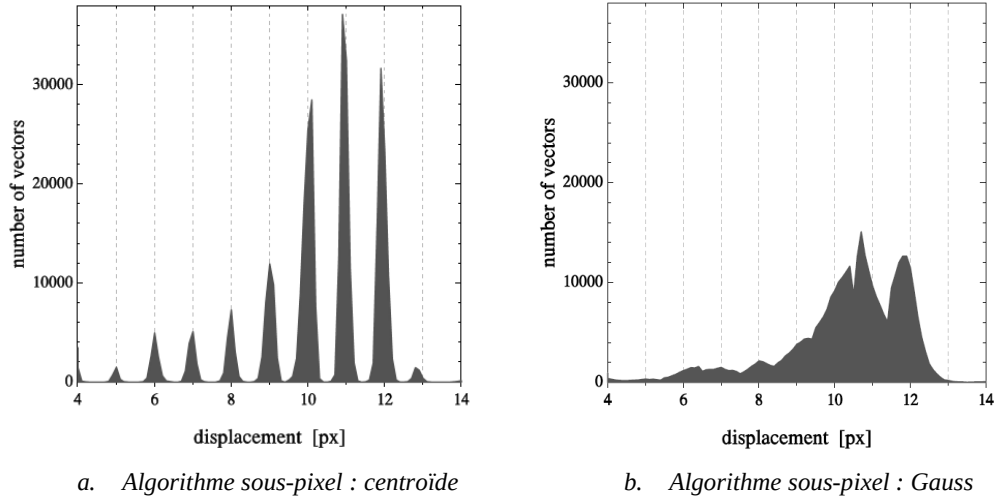


Figure 13 L'effet du Peak-locking d'après (Westerweel 1997)

Erreurs dues à la taille de l'image de particule.

L'erreur RMS du déplacement ($\sigma_{\Delta x}$) est estimée à 4 % du diamètre de l'image la particule.

$$\sigma_{\Delta x} = 0,04 \sqrt{(d_\tau^2 + d_r^2)} \quad (2.7)$$

Où d_r représente la résolution du support d'enregistrement qui est égale à la taille du pixel (*pixel pitch*). La taille du pixel est égale à $17 \times 17 \mu\text{m}^2$ dans notre cas (caméra CMOS), d_τ est la taille de l'image de particule, calculée par la formule suivante (Adrian et Westerweel 2011; Raffel et al. 1998):

$$d_\tau = \sqrt{(M d_p)^2 + d_{diff}^2} \quad (2.8)$$

Avec M : est le facteur d'agrandissement optique (la taille de l'image divisée par la taille de l'objet), d_p est le diamètre moyen des particules d'ensemencement et d_{diff} est le diamètre minimum de diffraction limitée (diamètre du disque Airy). En effet, l'intensité de l'image de la particule est de forme gaussienne, sachant que la diffraction génère un profil de la fonction d'Airy. Le diamètre de l'image diffractée de la particule est déduit de l'équation suivante (Goodman et Gustafson 1996) :

$$d_{diff} = 2,44 f_\# (M + 1) \lambda \quad (2.9)$$

$f_\#$ est le nombre d'ouverture de l'obturateur et λ est la longueur d'onde de la lumière dispersée.

Le facteur de grandissement optique de l'image M (la taille de l'image divisé par la taille de l'objet) est égal à 0,045. Le diamètre moyen de la particule d_p est égal à 4 μm . Le nombre d'ouverture de l'objectif ($f_\#$) est fixé à 4. Le laser Nd:YLF génère une longueur d'onde de l'ordre de 527 nm. Par conséquence, le diamètre de l'image de particule d_τ est de 5,4 μm . Cette valeur est inférieure à la taille du pixel et peut générer des erreurs de blocage de pic « *peak-locking effect* ». Comme remède à ce genre de problème fréquemment rencontré dans le cas des caméras CMOS vu que la taille du capteur est plus grande que celui du capteur des caméras CCD, on a appliqué une petite défocalisation comme recommandé et pratiqué dans d'autre études précédentes (Overmars et al. 2010; Sciacchitano et al. 2013). Les histogrammes des déplacements en pixels ont été vérifiés afin d'assurer que les déplacements ne sont pas biaisés à des valeurs entières de pixels. Un exemple de l'histogramme de déplacements en pixels d'un champ instantané du jet non perturbé est présenté dans la Figure 14, on peut remarquer que le calcul n'est pas biaisé vers des valeurs entières de pixels telles que -1, -2 et -3 pixel par exemple. La défocalisation d'image représente une méthode qui permet d'augmenter artificiellement le diamètre de particule efficace et d'éliminer l'effet de blocage de pic (Tropea et al. 2007). L'erreur RMS du déplacement dans le plan image, plan en pixel du capteur CMOS, $\sigma_{\Delta x}$ égale à 0,71 μm (équation (2. 7)). Cela donne une mesure de l'erreur de la vitesse $\sigma_u = 0,017 \text{ ms}^{-1}$. Le Tableau 2 résume les paramètres nécessaires de calcul de la taille de l'image de la particule. L'erreur RMS de la mesure de vitesse (σ_u) est calculée comme suit :

$$\sigma_u = \frac{\sigma_{\Delta x}}{M \Delta t} \quad (2. 10)$$

Où: Δt est l'intervalle de temps entre deux impulsions laser.

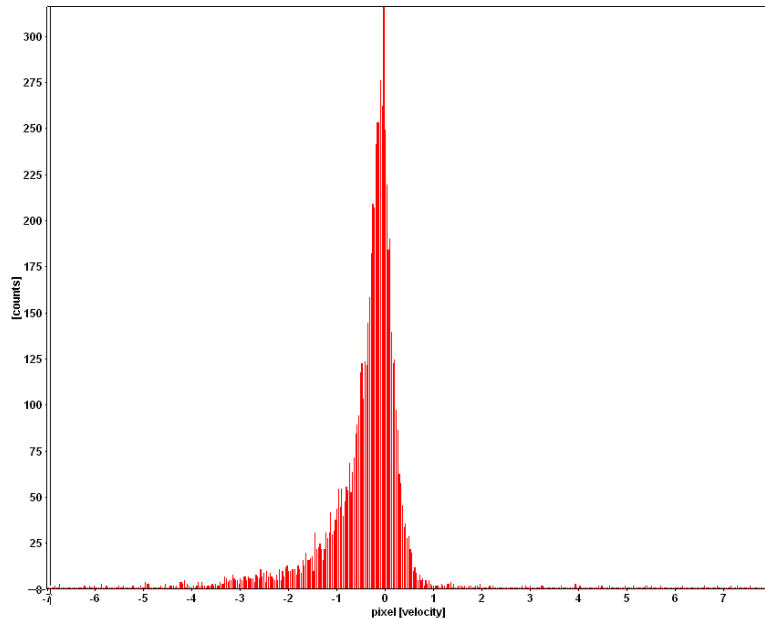


Figure 14 Histogramme des déplacements en pixels pour le cas de la composante latérale du jet pariétal non perturbé (algorithme d'interpolation sous pixel utilisé : Gauss 3 points)

Tableau 2 : Paramètres de calcul de l'image de la particule

d_p	$4 \times 10^{-6} \text{ m}$
d_r	$17 \times 10^{-6} \text{ m}$
$f_{\#}$	4 [-]
λ	$527 \times 10^{-9} \text{ m}$
M	0,045 [-]
d_{diff}	$5,4 \times 10^{-6} \text{ m}$
d_{τ}	$5,4 \times 10^{-6} \text{ m}$
$\sigma_{\Delta x}$	$0,711 \times 10^{-6} \text{ m}$
σ_u	$0,017 \text{ ms}^{-1}$

La technique de mesure à l'aide des caméras de type CMOS, caractérisée par leur relativement faible qualité d'image et faible intensité lumineuse avec une haute fréquence d'acquisition sont les principales causes d'après Stanislas et al. (2008) qui conduisent à une faible précision et justesse de mesure des systèmes PIV de haute cadence.

Conclusion

Dans ce chapitre, les paramètres PIV les plus pertinentes ont été documentés et discutés. Le bon choix et la maîtrise de ces paramètres constituent une étape essentielle et conditionnent la qualité et la justesse des mesures. Des mesures préliminaires sont essentielles pour assurer la bonne sélection des paramètres à fixer et des filtres à utiliser garantissant un minimum de vecteurs rejetés. Les étapes de prétraitement, de traitement et post-traitement des résultats issus de la PIV ont été présentées et détaillées.

Références bibliographiques

- Adrian RJ, Westerweel J (2011) Particle image velocimetry. vol 30. Cambridge University Press,
- Field BS, Loth E (2004) An Air Curtain Along a Wall With High Inlet Turbulence. *J Fluids Eng* 126:391-398
doi:10.1115/1.1758265.
- Field BS, Loth E (2006) Entrainment of refrigerated air curtains down a wall. *Exp Therm Fluid Sci* 30:175-184
doi:<http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2004.01.012>.
- Goodman JW, Gustafson RSC (1996) Introduction to Fourier Optics, Second Edition. *Opt Eng* 35:1513-1513
doi:10.1117/1.601121.
- Hain R, Kähler C, Tropea C (2007) Comparison of CCD, CMOS and intensified cameras. *Exp Fluids* 42:403-411 doi:10.1007/s00348-006-0247-1.
- Hooff T, Blocken B, Defraeye T, Carmeliet J, Heijst GJF (2012) PIV measurements of a plane wall jet in a confined space at transitional slot Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 53:499-517
doi:10.1007/s00348-012-1305-5.
- Huang H, Dabiri D, Gharib M (1997) On errors of digital particle image velocimetry. *Meas Sci Technol* 8:1427.
- Hussain AKMF, Clark AR (1977) Upstream influence on the near field of a plane turbulent jet. *Phys Fluids* 20:1416-1426 doi:<http://dx.doi.org/10.1063/1.862037>.
- Keane R, Adrian R (1992) Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Appl Sci Res* 49:191-215
doi:10.1007/BF00384623.
- Keane RD, Adrian RJ (1990) Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems. *Measurement Science and Technology*, 1:1202.
- Melling A (1997) Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Meas Sci Technol* 8:1406.
- Nobach H, Bodenschatz E (2009) Limitations of accuracy in PIV due to individual variations of particle image intensities. *Exp Fluids* 47:27-38.
- Overmars E, Warncke N, Poelma C, Westerweel J (2010) Bias errors in PIV: the pixel locking effect revisited. 15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, July 05 – 08, 2010, Lisbon, Portugal.
- Raffel M, Willert C, Kompenhans J (1998) Particle Image Velocimetry, A Practical Guide Springer New York.
- Scarano F (2002) Iterative image deformation methods in PIV. *Meas Sci Technol* 13:R1.
- Schlichting H (1979) Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, New York.
- Sciacchitano A (2014) Uncertainty quantification in particle image velocimetry and advances in time-resolved image and data analysis. TU Delft, Delft University of Technology.
- Sciacchitano A, Scarano F, Wieneke B On the universality of PIV uncertainty quantification by image matching. In: PIV13; 10th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Delft, The Netherlands, July 1-3, 2013, 2013.
- Stanislas M, Okamoto K, Kähler CJ, Westerweel J, Scarano F (2008) Main results of the third international PIV Challenge. *Exp Fluids* 45:27-71 doi:10.1007/s00348-008-0462-z.
- Stokes GG (1851) On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums vol 9. Pitt Press.
- Tropea C, Yarin AL, Foss JF (2007) Springer handbook of experimental fluid mechanics vol 1. Springer Science & Business Media.
- Westerweel J (1997) Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Meas Sci Technol* 8:1379
- Westerweel J (2000) Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry. *Exp Fluids* 29:S003-S012 doi:10.1007/s003480070002.
- Westerweel J, Scarano F (2005) Universal outlier detection for PIV data. *Exp Fluids* 39:1096-1100
doi:10.1007/s00348-005-0016-6.
- Willert CE, Gharib M (1991) Digital particle image velocimetry. *Exp Fluids* 10:181-193
doi:10.1007/BF00190388.

Experimental investigation of a plane wall jet subjected to an external lateral flow

A. Kaffel, J. Moureh, J-L. Harion et S. Russeil

Experiments in Fluids, Springer Berlin Heidelberg, 2015, 56(5), pp. 1-19

Résumé

Des mesures expérimentales utilisant la technique de mesure de vélocimétrie par images de particules PIV ont été entreprises sur une maquette à échelle réduite d'un meuble frigorifique de vente afin d'étudier le comportement aérodynamique du jet pariétal ($Re = 8000$) cisailé latéralement par un courant de perturbation externe de profil de vitesse uniforme (U_{lf}). Cette étude s'est focalisée sur la région du jet proche ($x/e < 10$), la zone dans laquelle se développe la transition vers la turbulence et où de fortes interactions entre le jet, la paroi solide et le courant de perturbation latéral (ELS) sont présentes. Trois configurations ont été étudiées : le jet non perturbé ($\alpha = U_{lf}/U_0 = 0$), le jet perturbé par un courant de perturbation de $0,5 \text{ ms}^{-1}$ ($\alpha = 0,16$) et le jet perturbé par un courant de perturbation $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$ ($\alpha = 0,33$). La totalité du jet (jusqu'à $x/e = 10$) a été balayée par la reconstruction de trois champs de vision de la camera de dimension 1024×512 pixels chacun.

L'interaction aérodynamique entre le courant de perturbation latéral et le jet pariétal a donné lieu à la formation d'une zone de circulation localisée à l'entrée de la bouche d'aspiration d'air recyclé pour $\alpha = 0,16$. Elle se déplace plus en amont pour $\alpha = 0,33$. Cette zone de circulation affecte les caractéristiques du jet produisant une diminution significative du pouvoir d'entraînement, une forte décroissance de la vitesse moyenne maximale et un faible épanouissement du jet.

Il convient de noter que cette zone de recirculation tend à remplacer le mécanisme d'entraînement par un mécanisme de mélange avec l'air ambiant, ce qui dans le cas d'un rideau d'air réfrigéré peut occasionner plus de pertes thermiques même si le bilan global du débit d'air ambiant entraîné est plus faible. Le courant latéral rapproche également la position du point d'inflexion ($y_{0,5}$) de la paroi. L'analyse de l'évolution dynamique de la couche externe du jet pariétal par PIV résolue en temps à une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz et focalisées sur la région d'apparition d'instabilités montre les modifications de topologie des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz induites par le courant latéral ELS. Pour $\alpha = 0,16$, les tourbillons de K-H se déforment et s'allongent dans la direction du jet, qui apparaissent comprimés sous l'effet du confinement exercé par le courant de perturbation externe. Pour $\alpha = 0,33$, les visualisations PIV mettent en évidence la rupture des structures tourbillonnaires secondaires entre deux structures primaires K-H consécutives. Cette rupture modifie la trajectoire des structures tourbillonnaires primaires qui, au lieu de se développer à la frontière du jet, vont se détacher pour pénétrer à l'intérieur du jet. Cette modification est mise en évidence par la présentation de contours du critère λ_{ci} qui constitue un bon indicateur pour le suivi des tourbillons. Ce changement de trajectoire des structures tourbillonnaires primaires entraîne une augmentation de la turbulence du jet en raison de l'apport énergétique de ces structures et pourra également expliquer, du moins partiellement, les diminutions constatées des phénomènes d'entraînement et d'expansion du jet.

En comparant le jet non perturbé et le jet perturbé, les résultats expérimentaux ont montré que le courant de perturbation latéral étend la région transitionnelle à des positions plus en aval du soufflage. Cet aspect pourrait être expliqué par l'apparition de structures moins cohérentes et peu organisées dans la région de cisaillement interne, le développement étant perturbé par la courant latéral, et produisant une augmentation continue de l'intensité turbulente longitudinale adimensionnelle. En conséquence, la zone autosimilaire du jet est retardée. La comparaison entre le jet perturbé et non perturbé a également permis de mieux comprendre le mécanisme d'interaction mutuelle entre la couche de cisaillement interne et la couche de cisaillement externe. Les résultats indiquent que le courant de perturbation externe (ELS) perturbe partiellement le mécanisme de formation des dipôles de vortex qui deviennent irréguliers et moins prédictifs. Ceci mène à la formation de structures moins organisées dans la couche de cisaillement interne, tant en termes de tailles qu'en intensité tourbillonnaire. Ce phénomène peut à son tour allonger la zone de transition dans la couche interne. La fréquence de passage des structures tourbillonnaires dans la couche interne est aussi réduite d'environ moitié de la fréquence du jet non perturbé. Cette étude a été poursuivie par une analyse fréquentielle et une étude par décomposition en modes orthogonaux propres (POD) publiée dans un second article.

Experimental investigation of a plane wall jet subjected to an external lateral flow

Ahmed Kaffel, Jean Moureh, Jean-Luc Harion & Serge Russeil

Experiments in Fluids

Experimental Methods and their
Applications to Fluid Flow

ISSN 0723-4864

Volume 56

Number 5

Exp Fluids (2015) 56:1-19

DOI 10.1007/s00348-015-1969-8



Your article is protected by copyright and all rights are held exclusively by Springer-Verlag Berlin Heidelberg. This e-offprint is for personal use only and shall not be self-archived in electronic repositories. If you wish to self-archive your article, please use the accepted manuscript version for posting on your own website. You may further deposit the accepted manuscript version in any repository, provided it is only made publicly available 12 months after official publication or later and provided acknowledgement is given to the original source of publication and a link is inserted to the published article on Springer's website. The link must be accompanied by the following text: "The final publication is available at link.springer.com".

Experimental investigation of a plane wall jet subjected to an external lateral flow

Ahmed Kaffel^{1,2,3} · Jean Moureh¹ · Jean-Luc Harion^{2,3} · Serge Russeil^{2,3}

Received: 8 November 2014 / Revised: 18 April 2015 / Accepted: 20 April 2015
© Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2015

Abstract The present work aims to experimentally investigate the aerodynamic behavior of a wall jet subjected to external lateral stream by means of time-resolved PIV measurement technique. The experiments are performed on a reduced-scale model representing a generic configuration of a refrigerated display cabinet by focusing on the near-field region ($x/e < 10$) where strong interactions are expected between the jet core, wall boundary and external lateral stream. Comparisons of experimental data obtained with and without external perturbation make it possible to quantify the effect of the perturbation on the time-averaged wall jet characteristics such as airflow patterns, velocity profiles, maximum velocity decay, half-width jet growth, jet entrainment, RMS velocities and coherent structures as well as those related to the development of instabilities. Temporal PIV visualizations have allowed gaining insight on the effect of external lateral perturbation at the outer edge of the jet on the topology of Kelvin–Helmholtz vortices that dominate the early stages of wall jet transition process and play a relevant role on the jet entrainment inwards. Special attention was paid to bring new knowledge of

the flow physics related to mutual interactions between outer and inner layer of the wall jet after the break-up of vortex filaments in the braid region due to the external perturbation.

Abbreviations

ELS	External lateral stream
HWA	Hot wire anemometry
LDV	Laser Doppler velocimetry
PIV	Particle image velocimetry
POD	Proper orthogonal decomposition
RDC	Refrigerated display cabinet
RMS	Root mean square

List of symbols

$Re = eU/\nu$	Reynolds number (–)
ν	Kinematic viscosity ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
x, y, z	Streamwise, wall-normal (or transverse) and spanwise (or lateral) directions in Cartesian coordinates (m)
$y_{0.5}$	Half-width lateral distance at which $U = U_m/2$ (m)
$\eta = y/y_{0.5}$	Lateral ratio (–)
n	Decay rate of the wall jet (–)
U	Mean streamwise velocity (x-component of the air curtain mean velocity) (ms^{-1})
U_m	Local streamwise maximum velocity (ms^{-1})
U_0	Nozzle exit velocity (ms^{-1})
u_r	Random uncertainty (ms^{-1})
U_{lf}	Lateral perturbation velocity (ms^{-1})
$U_{rms} = \sqrt{u^2} / U_m$	Normalized streamwise RMS velocity (–)
$\ \omega_z\ $	Vorticity magnitude (s^{-1})

Electronic supplementary material The online version of this article (doi:10.1007/s00348-015-1969-8) contains supplementary material, which is available to authorized users.

✉ Ahmed Kaffel
kaffel.ahmed@tunet.tn

Jean Moureh
jean.moureh@irstea.fr

¹ Refrigerating Process Engineering Unit, Irstea Antony, 1 rue Pierre-Gilles de Gennes - CS10030, 92761 Antony Cedex, France

² Univ Lille Nord de France, 59000 Lille, France

³ Mines Douai, EI, 59500 Douai, France

$\alpha = U_{lf}/U_0$	Lateral to nozzle exit velocity ratio (–)
e	Nozzle width (m)
L	Nozzle length (m)
L_p	Dimensionless length of potential core (–)
t	Time of acquisition (s)
t_0	Initial acquisition time history (s)
Λ_{ci}	Modified swirling strength criterion (s^{-1})
λ_{ci}	Swirling strength criterion (s^{-1})
ω_z	Vorticity (s^{-1})
IT	Turbulent intensity (%)
Q	Volume flow rate for each streamwise position ($m^3 s^{-1}$)
Q_0	Discharge at the nozzle exit ($m^3 s^{-1}$)

1 Introduction

1.1 Motivation

Within refrigerated display cabinets (RDCs) widely used in supermarkets, airflow patterns developed by air curtain devices are very important to display food at prescribed regular temperatures, while allowing an energy-saved control and an open access for customers. Due to their design, RDCs are very sensitive to ambient conditions and they are considered as the weakest link of the cold chain.

Previous studies only assessed the efficiency of the RDC in quiescent ambient conditions (Navaz et al. 2005). However, these facilities generally used in open spaces like supermarkets, are very sensitive to external perturbations generated by human activities such as pressure difference due to door opening, parasitic air drafts and action of air conditioning system. Such perturbations may strongly affect the stability, the air tightness, the transfer mechanisms and therefore the efficiency of air curtain due to a lack of confinement and an increase in energy consumption (Gaspar et al. 2011). The flow configuration of a perturbed wall jet resulting from an aerodynamic interaction with an external lateral flow has not yet been studied in detail either experimentally or numerically.

However, we can find some studies dealing with the perturbed air curtain such as the qualitative work of Rouaud and Havet (2006), but in different configuration without focusing on the fundamental aspects of the jet and the physics of Kelvin–Helmholtz (K–H) instabilities responsible of such a behavior.

This study is a first step in a research activity aiming to investigate the aerodynamic behavior in a RDC subjected to external perturbations. It focuses the case of a plane wall jet, which represents an idealized configuration of an

air curtain device operating in a fully loaded RDC. Such hypothesis also allows performing more fundamental study on the physics of an air wall jet, while avoiding more case-specific geometries used by many authors (Cao et al. 2010; Cortella 2002; Foster et al. 2005; Laguerre et al. 2012). According to typical RDC dimensions, the corresponding air curtain lengths are about ten jet widths (Field and Loth 2006). Therefore, the RDC air curtain flows reside in the transitional flow regime, which is not yet well understood. In addition to the RDC case, studying transitional disturbed wall jets can provide further understanding of the fundamental nature of the flow, leading to improvements in various practical applications where wall jets evolve in non-quiescent ambience.

1.2 Previous studies on wall jets

A wall jet is a stream of fluid blown tangentially along a wall on one side into a volume of the same fluid that is either stagnant or moving and in an open boundary with free flow on the other side. Based on an interaction between the jet and the wall, this configuration allows a better control of the jet development and trajectory by wall adherence to either enhance or suppress convective heat transfer between a surface and the fluid surrounding it. Thus, wall jet constitutes a fundamental academic case since it has a wide range of applications, such as wall cooling in combustors or in turbine blades, defrosting of vehicle windscreens, boundary layer separation control over a wing and ventilation or air conditioning in a room (Karimipناه 1998; Moureh and Flick 2005).

There are two distinct layers in the wall jet configuration: first, an inner layer located between the wall surface and the maximum in the mean velocity profile, that behaves like a viscous boundary layer; and an outer free shear layer where the turbulence of the main flow plays an important role, that is subjected to the inviscid (K–H) instability and the formation of large-scale vortices. The interaction between large-scale structures from the outer layer and inner layer leads to the eventual laminar-to-turbulent transition.

Wall jets have been characterized as being composed of a number of three distinct successive regions in the flow direction: the potential core which represents a short distance from the jet slot preserving the jet exit velocity on the middle plane, a transitional region and fully turbulent flow as indicated in Fig. 1. We can also notice the presence of a mixing region adjacent to the potential core in which the transfer mechanism of heat and momentum between the surroundings and the jet is initiated and accelerated.

The earlier experiments on a wall jet performed by Förthmann (1936) indicated that the velocity profiles in the fully developed region are self-similar. The author

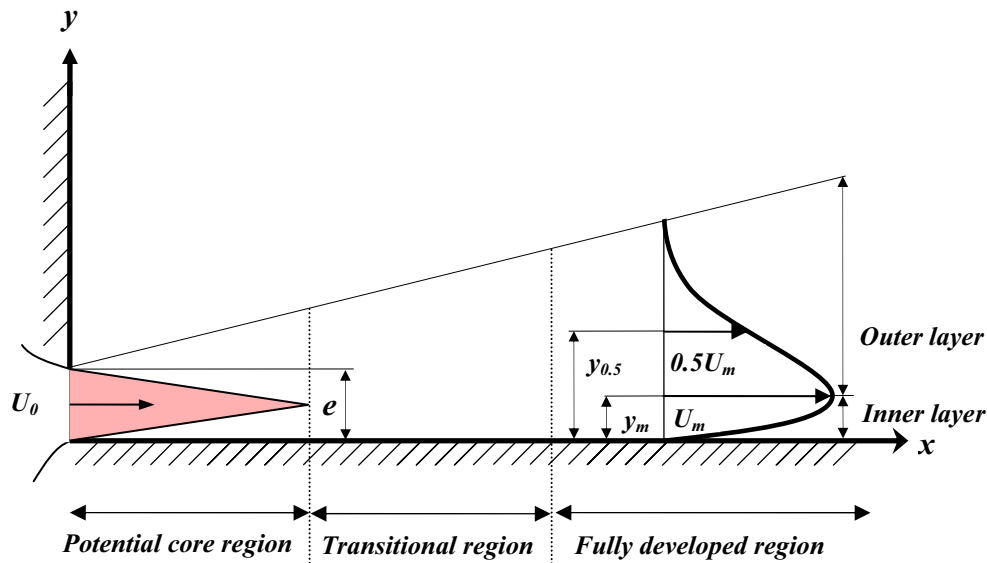


Fig. 1 Definition sketch of the plane turbulent wall jet regions

demonstrates that the velocity maximum decreases as $x^{-1/2}$, while the width of the velocity profile increases as x , where x denotes the coordinate from the jet exit plane in the streamwise direction. Glauert (1956) was the first who proposed the division of the wall jet in two separate regions from the flat boundary to the position of maximum velocity. Given the nature of the wall jet, which resembles to the boundary layer in the inner region and to the free shear in the outer layer, he realized that only one similarity solution is not feasible. The first turbulence measurements of the wall jet were conducted by Bradshaw and Gee (1960). They found that the shear stress tensor value does not vanish at the position of maximum streamwise velocity which proves the existence of interaction between inner and outer layer.

The turbulent wall jet, even with a stationary external stream, is known to be a difficult flow to characterize and to predict (Craft and Launder 2001) since it combines two features of the flow, namely the free shear jet in its outer layer and the wall bounded jet in its inner layer. Therefore, the development of the turbulent wall jet is governed by the interaction of the inner wall boundary layer characterized by small-scale structures and the outer free shear layer characterized by large-scale structures. An undeniable difficulty arises through dynamic lateral interactions with an external stream implying an additional shearing effect between the jet and its surroundings in the lateral direction, which plays an important role in the wall jet spreading.

Most of previous studies tended to focus on developed regions and established their flow measurements in the far-field of the wall jet. The behavior of the near-field region remains till now not fully understood even though it

represents a critical region due to the transitional nature of the flow regime where drastic change occurs after the core length has been consumed and when the outer free shear layer meets the inner layer.

One of the first experimental studies on transitional plane wall jets was conducted by Bajura and Catalano (1975). They found that the Kelvin–Helmholtz instability of the free shear layer plays a key role in the transition of the wall jet. The transition mechanism which contains different stages was described as formation in the free shear layer of discrete vortices, coalescence of adjacent vortices, eruption of these vortices in the ambient fluid and dispersion of the organized vortex structures by three-dimensional turbulent motions. Finally, the upstream flow retrieves its laminar flow regime waiting the next cycle triggered by the vortex pairing. This latter process dominates the initial stage of transition which is of two-dimensional feature.

Hsiao and Sheu (1996) carried out an experimental study using hot wire anemometry (HWA) and flow visualization in the Reynolds number ranging from 300 to 30,000. They found a dependence of the transition process to the Reynolds number. They also concluded that the growth of vortices originating from small perturbations in the outer shear layer serves as a trigger for the transition process. They also noticed a strong interaction between the inner and outer layer for Reynolds numbers ranging between 1500 and 5000. This effect is caused by the initial instability having a length scale on the order of the nozzle width.

The transitional process in the case of the unforced wall jet and free rectangular jet has been studied by Gogineni and Shih (1997) using laser sheet/smoke flow visualization technique for Reynolds numbers ranging from 330 to 3800.

A special interest has also been devoted to the study of the interaction between inner and outer layer. It has been shown experimentally via PIV and surface pressure measurements that the detachment of the boundary layer is due to the emergence of an adverse pressure gradient induced by the passage of vortices in the free shear layer. The inviscidly unstable detached boundary layer leads to the formation of a vortex in the inner region. They observed that a special pattern governs the initial development of the transitional wall jet which consists of double-row vortical structures formed as a result of the pairing of vortices of opposite sign in the inner and outer region. The transition process is seen to be dominated by this mutual interaction between the vortical structures. The breakdown of the flow is triggered farther downstream after the emergence of three-dimensional structures in the free shear layer. However, in contrast to the findings of Bajura and Catalano (1975) at the same Reynolds number range, the development stages and vortex pairing mechanism was not observed in their experimental work.

Gogineni et al. (1999) studied experimentally via PIV and numerically the instability mechanism of an isothermal wall jet subject to an acoustic excitation. They performed a comparison between PIV experimental results and CFD computations of the wall jet at Reynolds number 2150 and concluded that no significant difference was revealed between slip or no-slip boundary condition on the development of the wall jet. They also found as an evidence of the presence of inner and outer layer interaction that the growing outer layer instability resulted in nascent vortex pairs in the inner layer. Hence, the transition process is triggered by the interaction between these vortices. It has also been revealed that forcing the wall jet approaches the transition process further upstream; thus, the onset of three-dimensionality occurs near the nozzle exit. They also noted the production of second instabilities further downstream.

Field and Loth (2006) studied the air curtain modeled as a negatively buoyant wall jet. They used PIV measurements to define the air curtain vortex structures, and they found that a variety of eddy engulfing structures are responsible for the entrainment of ambient air into the jet. This process which arises from shear layer interaction is enhanced by high initial turbulence level in the curtains. They also studied thermal entrainment of curtains and found that the dimensionless thermal energy loss decreased with decreasing Reynolds number.

Aloysius and Wrobel (2009) used large eddy simulations to perform comparisons between wall and free turbulent jets. In wall jet configuration, the author indicated that counter-rotating vortices are formed right at the jet exhaust. The anti-clockwise vortices are caused by the shearing mechanism at jet-free boundary, while clockwise are caused by the wall effect. The merger between clockwise

and anti-clockwise vortices corresponds to the disappearance of the potential core, which is much longer for the wall jet than the free jet. As the flow progresses, the intensity of the vortices created near the wall is much stronger than the ones created by the surrounding fluid, causing the flow to cling to the wall. The clinging phenomenon restricts the jet growth. Hence, a lower rate of spread than a free jet is noticed.

The instantaneous velocity measurements through PIV technique conducted by Cao et al. (2010) in the near-wall region revealed the existence of the double-row vortex pairing structure where small-scale vortex has been detected in the near-wall region.

Recently, Hess et al. (2013) used a three-dimensional tomographic approach to get a deeper insight in the vortex roll-up and pairing process developed by the two-dimensional plane wall jet. Shear layer roll-up is observed close to the nozzle forming typical roller structures, which undergo streamwise instabilities further downstream. With increasing Reynolds number, the rollers start to interact with each other; the instabilities trigger localized vortex pairing. The obtained PIV images clearly show three different zones: the roll-up zone, where the vortex roll-up takes place, a vortex pairing zone, as well as a burst zone where the roller starts to deform.

1.3 Originality and objectives of the present work

Note that unless mentioned otherwise, all studies mentioned above were conducted for wall jets in a more or less quiescent flow. Some studies have also been extended by number of researchers to jets discharged in no-quiescent surroundings with “co-flow” (Bradbury 1965; Everitt and Robins 1978) and “cross-flow” (Andreopoulos 1985; Kelso et al. 1996; Pathak et al. 2006). However, to the best of our knowledge, no researches have been performed for jet development in surroundings with “lateral flow”.

The goal of the present work is to experimentally investigate the dynamic behavior of a wall jet subjected to external lateral stream by means of PIV measurement technique. This study is performed on a reduced-scale model representing a generic configuration of a RDC by focusing on the near-field region ($x/e < 10$) where strong interactions are expected between the jet core, wall boundary and external lateral stream.

Comparisons of experimental data obtained with and without external perturbation make it possible to quantify the effect of the perturbation on the main wall jet characteristics related to the time-averaged properties such as maximum velocity decay, growth rate, jet entrainment, self-similarity as well as those related to fluctuating velocities and the development of instabilities. Another global objective of this work is to bring new knowledge of the flow physics

concerning mutual interactions between outer and inner layer of wall jets sheared laterally.

To better conduct such work experimentally, we have resorted to the use of time-resolved PIV to study the flow dynamics. The obtained data can therefore help to gain insight on the effect of external lateral shear caused on the edge of the jet on the development of discrete Kelvin–Helmholtz vortices that dominate the early stages of wall jet transition process and play a relevant role on the jet entrainment inwards.

2 Experimental setup and procedure

2.1 Wall jet facility

The experimental setup shown in Fig. 2 is a scale-down (1:5) model of an open display cabinet with respect to Reynolds dimensionless number, defined as $Re = e U/\nu$. It represents an air curtain confining cavity subjected to an external flow under isothermal conditions. Using scale-down model as generic configuration of a RDC is very useful to characterize the fundamental nature of flow field while eliminating case-specific issues particular to each manufacturer.

The key benefits and originality of this facility is that it allows us to investigate the behavior and stability of the jet subjected to an external lateral stream (ELS) with the control of different parameters related to the jet (different Reynolds number), the ELS (different velocities) and the cavity (various depths). The cavity is of 0.4 m height and 0.5 m width with an adjustable back wall enabling different

depths ranging from 0.15 m (which corresponds to an air curtain confining a cavity) to 0 m representing a plane wall jet which corresponds to a fully stocked RDC. In this paper, only the configuration of the wall jet is considered.

The experimental device is composed of two airflow separate circuits related to the wall jet and to the external lateral stream (ELS). Airflows for both wall jet and ELS are provided by two centrifugal fans, which can deliver a nominal flow rate of $0.5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ with pressure loss of $\Delta P = 1469 \text{ Pa}$ for the air curtain and $1.25 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ for the lateral flow with $\Delta P = 1959 \text{ Pa}$. Both airflow circuits are put into two closed recycled air loops. This configuration also reduces the amount of injected tracer particles needed to achieve better measurement.

The main dimensions and the axis system are presented in Fig. 3. Cartesian coordinates are used: x axis for stream-wise direction, y axis for wall-normal direction and the third z axis for lateral or spanwise evolution. The origin is fixed at the $(x - y)$ symmetry plane of the nozzle and on the wall (Fig. 3b). In the wall jet circuit, the air jet blows from top to bottom (Fig. 3a). The rectangular settling chamber contains two honeycomb flow straighteners and four perforated screens of progressively finer mesh sizes of $4 \times 10^{-3} \text{ m}$, $3 \times 10^{-3} \text{ m}$, $2 \times 10^{-3} \text{ m}$ and $1 \times 10^{-3} \text{ m}$. They are put in order to ensure the uniformity of the mean velocity and turbulent intensity, together with a low turbulence level.

A rectangular channel (of section $0.04 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$) leading to the wall jet nozzle is connected to the settling chamber with a smooth contraction ratio of 1/5. The wall surface attached to the jet exit corresponds to the back of the cavity (0.5 m lateral, 0.4 m height). The aspect ratio (L/e) of the channel is 12.5. The wall extended to 10 jet widths downstream to better focus the initial stages of the wall jet development in the near-field region. Data were acquired in the turbulent regime at Reynolds number based on the slot exit (e) of 0.04 m thickness giving $Re \approx 8000$. For more clarity when establishing comparison with previous studies, the nozzle width which is used as the characteristics length is denoted “ e ” in this manuscript, but named differently in other works. It is defined as “ b ” by Eriksson et al. (1998), “ b_0 ” in the work of Förthmann (1936) and Rajaratnam (1976) for example, or also “ H ” for inlet height in the work of Hsiao and Sheu (1994) and Ahlman et al. (2007).

In the ELS circuit, the air is injected in a rectangular horizontal channel of dimensions 0.4 m height, 0.5 m width and 2.4 m length. To control the uniformity of the ELS flow, 0.5 m of the channel entrance has been devoted to a settling chamber composed of a honeycomb and a set of perforated plates (Fig. 3c). The distance between the last perforated plate and the beginning of the jet–cross-flow interaction is 0.7 m. At $z/L = -0.5$, located downstream the interaction with the air curtain, the air flow rate of the ELS is extracted in a channel in order to form a closed loop.

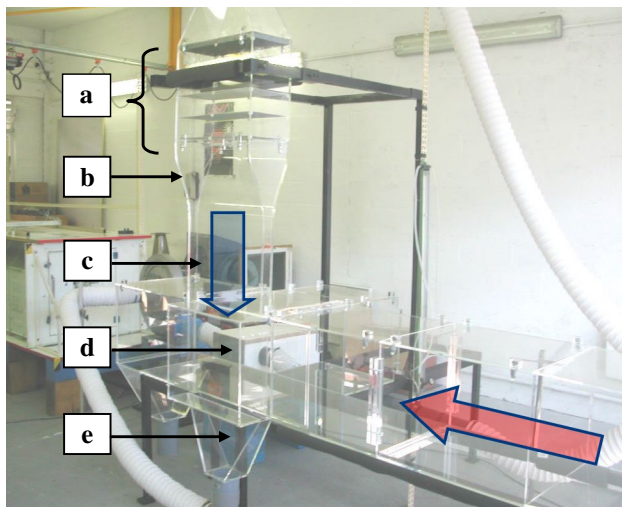
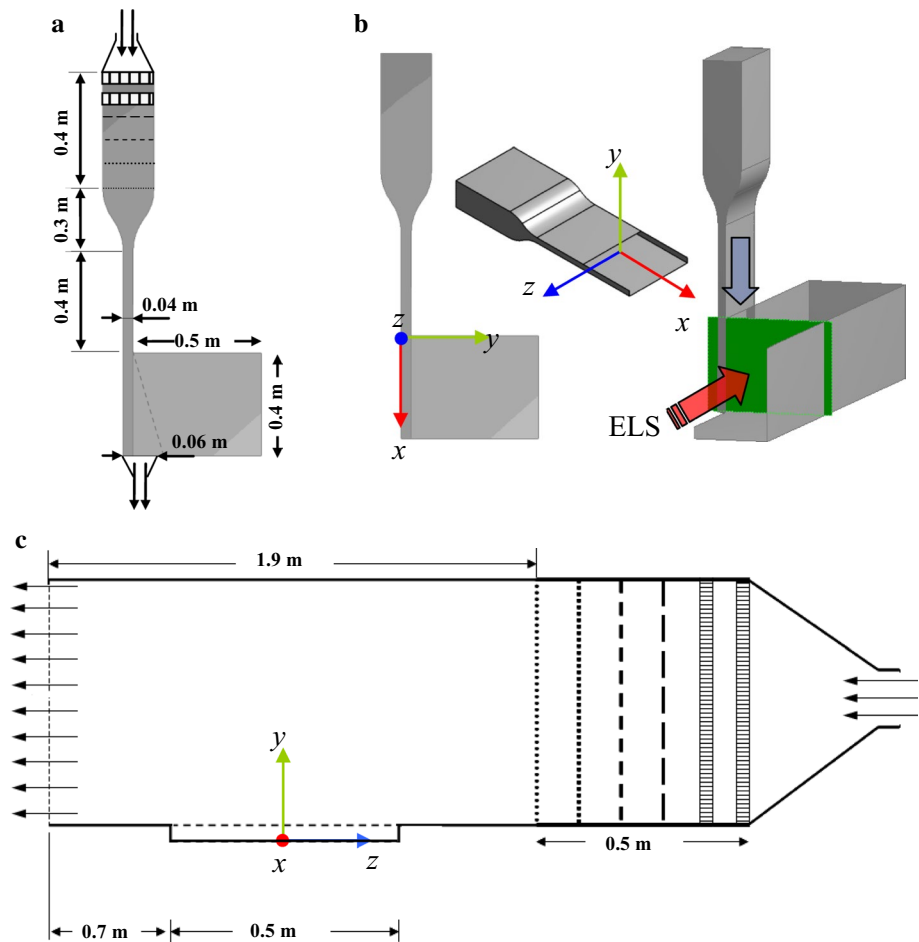


Fig. 2 Experimental scaled-down test facility of a refrigerated display cabinet. *a* Settling chamber, *b* smooth contraction nozzle, *c* rectangular channel, *d* cavity (wall), *e* exit of the recycled jet, *blue vertical arrow*: air curtain, *red horizontal arrow*: external lateral stream (ELS)

Fig. 3 Sketch of the front view (a), the top view (c) and coordinates of the measurement configuration (b)



The scale-down experimental model walls are made of Plexiglas of higher optical quality material which is advantageous for LDV and PIV image recording since the laser sheet can be directed through the wall surface attached to the wall jet, allowing the flow field to be free of optical obstructions.

In this study, three external lateral velocities (U_{lf}) have been chosen; 0 (unperturbed jet), 0.5 and 1 ms^{-1} which correspond to the ratios $\alpha = U_{lf}/U_0$ of 0, 0.16 and 0.33, respectively.

To investigate the three-dimensional effect of the ELS on the wall jet in the lateral direction, three positions were selected for PIV measurements, $z/L = 0$ (mid-plane), $z/L = 0.3$ and $z/L = 0.4$. Then, only one plane revealing the most important features of the interaction between the wall jet and the ELS will be chosen to conduct a deep investigation.

2.2 Non-intrusive experimental facilities

Two experimental techniques (Laser Doppler velocimetry “LDV” and Particle image velocimetry “PIV”) have been used to characterize the mean velocity fields and its

fluctuating components. For both techniques, the flow was seeded by white atomized oil particles of $4 \times 10^{-6} \text{ m}$ that scatter light as the flow carries them through the measurement volume of LDV or the laser sheet of PIV. The atomizer was set in a box placed in the wall jet loop before entering the settling chamber.

2.2.1 Laser Doppler velocimetry (LDV)

One-dimensional Laser Doppler velocimetry (Laservec) produced by TSI (Shoreview, MN, USA) manufacturer was used. The LDV consists of an LDP-100 probe, and the raw data are processed using an IFA 600 signal processor. This measurement technique does not interfere with the flow and is able to correctly resolve the sign as well as the magnitude of velocity and to determine mean velocity and its fluctuation. It comprised a $50 \times 10^{-3} \text{ W}$ laser diode emitting a visible red beam at $690 \times 10^{-9} \text{ m}$ wavelength, a beam splitter, a Bragg (acousto-optic) cell, a focusing and receiving lens to collect scattered light from the measurement point and a photomultiplier. The accuracy is considered to be below 1 %. For the present experiments, a maximum of 10.000 samples were specified for each point

measured, with a maximum sampling time of 120 s. The data acquisition was stopped depending on which of these two events occurred earlier. The data rate varied between 100 and 1000 Hz for all measurements. The probe was carried on an automatic three-dimensional displacement system that provides a position resolution of $\pm 0.5 \times 10^{-3}$ m in three directions.

2.2.2 Particle image velocimetry

The used high-speed PIV system (10 kHz) consists of a double pulsed (10 mJ/pulse) Nd:YLF laser (diode pumped Litron, LDY 301) emitting light at a wavelength of 527 nm and a high-frame-rate CMOS Photron camera (HighSpeed-Star 4G) for flow field imaging of 1024×1024 pix² resolution equipped with a lens of reference (AF NIKKOR 50 mm f/1.4 D) from Nikon.

The Laser head optics consists of a combination of spherical and cylindrical lenses generating a green light sheet of adjustable thickness which is equal to 1 mm in the test section. The time delay between the two laser pulses is set to 900 μ s. In all measurement cases, 2500 pairs of images are used to ascertain a good accuracy and statistical convergence of mean and turbulent quantities. The convergence of turbulent statistics of higher order is also fairly attained. The whole flow field has been covered by the combination of three fields of view of 1024×512 pixels. Following the rule of thumb proposed by Keane and Adrian (1992) so that tracer particles travel $\frac{1}{4}$ the length of the interrogation window between two laser pulses, PIV images were post-processed using decreasing sequential interrogation areas from 32×32 pixels to 16×16 pixels with 50 % overlap, resulting in a spatial resolution of 8 pixel which corresponds to velocity vector spacing of about 3 mm. Measurements in the downstream locations cover the region between $x/e = 2$ to $x/e = 9$. Experimental and measurement parameters are summarized in Table 1.

The random uncertainty of the mean velocity (u_r) which is of statistical character is assessed using the central limit theorem (Coleman and Steele 1995). Such method has been used by many authors and recently by Hooff et al. (2012) to estimate the uncertainty in PIV velocity measurements of the transitional plane wall jet in a confined area. It is defined as follows:

$$u_r = \frac{1}{\sqrt{N}} Z_{\alpha/2} \frac{V_{\text{RMS}}}{V} \quad (1)$$

where N is the number of samples, ($N = 2500$ in our case). A confidence interval of 95 % is chosen corresponding to a value of $Z_{\alpha/2} = 1.96$. The last ratio of V_{RMS} to V denotes the local mean and root mean square velocity. For the streamwise velocity of the unperturbed jet at $x/e = 7$, the calculation of uncertainty at the two peaks of the root mean

Table 1 PIV parameters, flow conditions and measurement planes

Frequency	200 Hz
Pulse delay between two laser pulses	900 μ s
Field of view	1024×512 pixels
Velocity at the nozzle exit	3 ms^{-1} ($Re \approx 8000$), ($=15.6 \times 10^{-6}$ at 20°C)
Perturbation velocities	$0.5, 1 \text{ ms}^{-1}$
Measurement planes	$z/L = 0.4, 0.3, 0$ (mid-plane)

square (RMS) velocity profile gives 0.4 % in the inner layer and 0.8 % in the outer shear layer. LaVision commercial software has been utilized to perform post-treatment of PIV measurements. In order to overcome peak-locking effect, a particle image diameter (d_t) of at least two pixels is recommended (Westerweel 1997). The uncertainty in displacement under ideal circumstances is of about 0.05 pixels for synthetic images. The random uncertainty in the timing is estimated of about 1 ns which is negligible compared to the displacement uncertainty. The systematic (bias) error is estimated for the PIV system as 0.1 pixels (Nobach and Bodenschatz 2009; Raffel et al. 1998).

2.3 Identification techniques of coherent structures

Various analysis techniques of vortices have been reviewed by Adrian et al. (2000). They established a comparison based on the effectiveness in identifying vortices. They concluded that the swirling strength criterion represents a powerful technique in the extraction of small-scale structures. The most common widespread method used to identify vortex cores is the vorticity defined as follows:

$$\omega \equiv \nabla \times u \quad (2)$$

In two-dimensional plane, the vorticity is written as follows:

$$\omega_z = \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (3)$$

The drawback of this method is that it does not permit to differentiate vortex structures and shearing effect. The local swirl strength can be found by constructing an equivalent two-dimensional velocity gradient tensor given by:

$$D = \begin{bmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} & \frac{\partial U}{\partial y} \\ \frac{\partial V}{\partial x} & \frac{\partial V}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (4)$$

The swirling strength criterion is defined as the imaginary part of a complex eigenvalue of the velocity gradient tensor (Zhou et al. 1999). Swirling strength in two-dimensional plane is obtained through the calculation of the square of the imaginary part as follows:

$$\lambda_{ci}^2 = \left(\frac{1^2}{4 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)} + \frac{1^2}{4 \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)} - \frac{1}{2} \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (5)$$

Note that gradients in the z directions are set to zero. To have more explanation about this criterion, the reader can refer to Zhou et al. (1999). Wu and Christensen (2006) suggested a modified criterion by combining the swirling strength and vorticity in order to distinguish clockwise and counterclockwise rotation which is defined as follows:

$$\Lambda_{ci}(x, y) = \lambda_{ci}(x, y) \frac{\omega_z(x, y)}{\|\omega_z(x, y)\|} \quad (6)$$

3 Results and discussion

3.1 Preliminary results of the unperturbed wall jet

A measurement of the initial velocity profile close to the nozzle is of great importance prior to each study involving jet flow structure. Reader can refer to previous studies dealing with the effect of upstream parameters in the development of the jet characteristics such as Hussain and Clark (1977). Figure 4 shows the mean streamwise velocity and streamwise turbulence intensity (IT %) profiles at the nozzle exit in the symmetry plane $z/L = 0$. Measurements are obtained by LDV at $Re = 8000$.

In order to check the characteristics of the wall jet configuration, we compare the unperturbed jet case to previous results cited in literature dealing with a plane wall jet developed in stagnant ambience. As it can be clearly seen from Fig. 5, the dimensionless mean velocity profiles of the unperturbed wall jet reach self-similarity region for $x/e > 6$ which is close to the results of AbdulNour et al. (2000), which indicate the occurrence of the self-preserving state of the jet for $x/e > 6.9$. A good fitting of

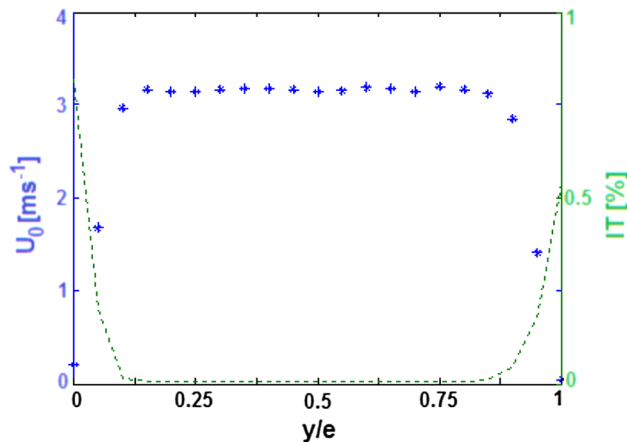


Fig. 4 Streamwise mean velocity profile and turbulence intensity at the nozzle exit

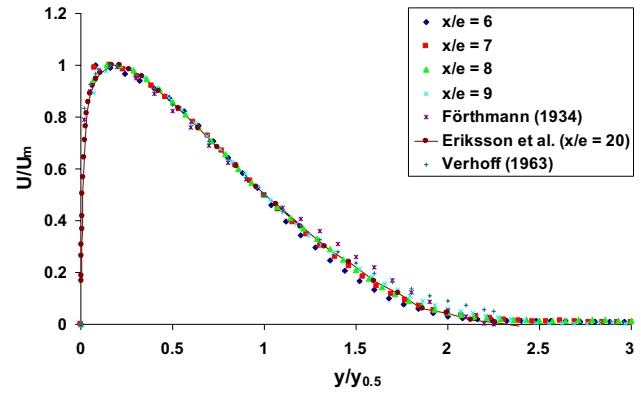


Fig. 5 Dimensionless velocity profiles of the unperturbed wall jet at $z/L = 0.4$

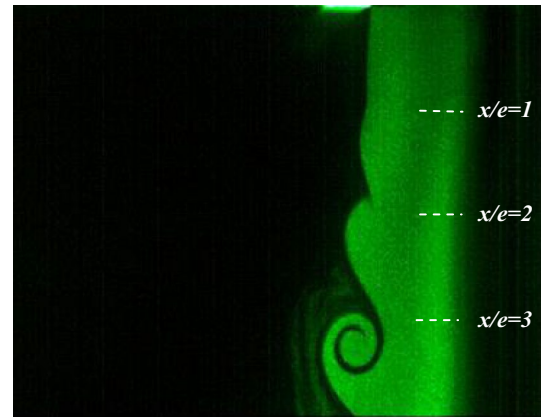


Fig. 6 PIV visualization of Kelvin-Helmholtz instability (unperturbed: $\alpha = 0$) at $z/L = 0.4$

curves is also achieved with experimental LDV results of Eriksson et al. (1998) obtained for $x/e = 20$ and with the empirical equation of Verhoff (1970) based on an error function (Eq. 7) as reported by Rajaratnam (1976), which is the result of the combination of Görtler's free jet solution and the Blasius boundary layer equation. Where $\eta = y/y_{0.5}$ and $y_{0.5} = 0.068(x + 10e)$.

$$\frac{U}{U_m} = 1.48\eta^{1/7} [1 - \text{erf}(0.68\eta)] \quad (7)$$

Figure 6 shows the onset and development of initial eddies of Kelvin-Helmholtz type. As previously mentioned, the roll-up and pairing process of the K-H instability plays a key role in the growth of the shear mixing layer. The effect of lateral perturbation on this process will be discussed later in detail in the next section of this paper.

Due to diffusion process, the jet spreads out which causes a decrease in air jet velocity and an increase in the mass flow rate of the jet by entrainment mechanisms from the outer layer. This process continues until the jet flows

approaching the return duct (of 0.06 m width) located at $x/e = 10$. In fact, the recycled configuration of the wall jet creates a favorable pressure gradient ($\partial P/\partial x < 0$) which tends to accelerate the jet. This acceleration is not perceived clearly since it is attenuated due to the larger width of the return duct. At the bottom of the cavity ($x/e = 10$) where the global volume flow rate (Q) exceeds the recirculated part (Q_0), the jet splits into two different air flow components. The main part of the jet, which corresponds to the mass flow rate of the jet ($Q_0 = 0.05 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ for $U_0 = 3 \text{ ms}^{-1}$), is retaken into the return grill to ensure the continuity of the steady flow. The outer part of the air curtain is spilled back into the channel (Fig. 8a) in order to balance the quantity of air that was entrained by the wall jet on the outside. The streamlines created by jet entrainment in the upper part of the jet and those created by the spilling back near the bottom are depicted at $z/L = 0.4$ in Fig. 8a. The entrainment mechanism leads to a two-dimensional recirculation loop which extends over the whole channel.

The three-dimensional effects have also been checked before introducing the lateral perturbation. The results concerning the velocity profiles related to $z/L = 0$ (mid-plane) and $z/L = 0.3$ are similar to profiles concerning $z/L = 0.4$ presented in Figs. 5 and 7a (data not shown).

3.2 Influence of the ELS on the wall jet characteristics

Figure 7 shows dimensional streamwise velocity profiles of the unperturbed jet (Fig. 7a) and the perturbed jet at $\alpha = 0.33$ (Fig. 7b) at streamwise positions ranging from $x/e = 2$ to $x/e = 9$. A common characteristic of the two wall jets is the broadening of the velocity profile at the free shear layer due to the entrainment of the ambient air. However, very significant modifications induced by the lateral

flow can be noted. First, small negative velocities are measured on the outer portion of the jet for the profiles between $x/e \approx 3$ and $x/e \approx 5$. This indicates the presence of a recirculation loop between these two positions and shows a very significant change in the development of primary K–H instability illustrated by the streamlines shown in Fig. 7b.

The modification of the initial development of the jet affects the entire downstream region: the altered development of the primary K–H instability largely changes the entrainment capacity of the jet which is particularly noticeable on the farthest profiles for $x/e = 8$ and $x/e = 9$. The lateral flow thus tends to move the inflection point closer to the wall.

Figure 8 illustrates the velocity field distribution and streamlines of the unperturbed and perturbed jet at $\alpha = 0.16$ and 0.33 . The whole air curtain is reconstructed from three successive PIV measurement zones as it has been mentioned earlier. It is worth mentioning that the horizontal streamlines that appear in the reconstructed figures came from the stitching process and not due to any physical effect. When subjected to ELS at $\alpha = 0.16$, the recirculation is located in the lower part close to the jet (Fig. 8b), while it covers a large part of the transverse channel for the undisturbed configuration. On further increase in the perturbation at $\alpha = 0.33$, the recirculation widens upstream between $x/e = 2.5$ and the bottom of the spanwise channel. The main observed result is the creation of an elongated recirculation loop located more upstream between $x/e = 2$ and $x/e = 5$, which strongly interacts with the whole jet flow. For actual RDC configurations, this reinforced external recirculation would enhance mixing processes between refrigerated air curtain and warm ambience implying an increase in energy consumption.

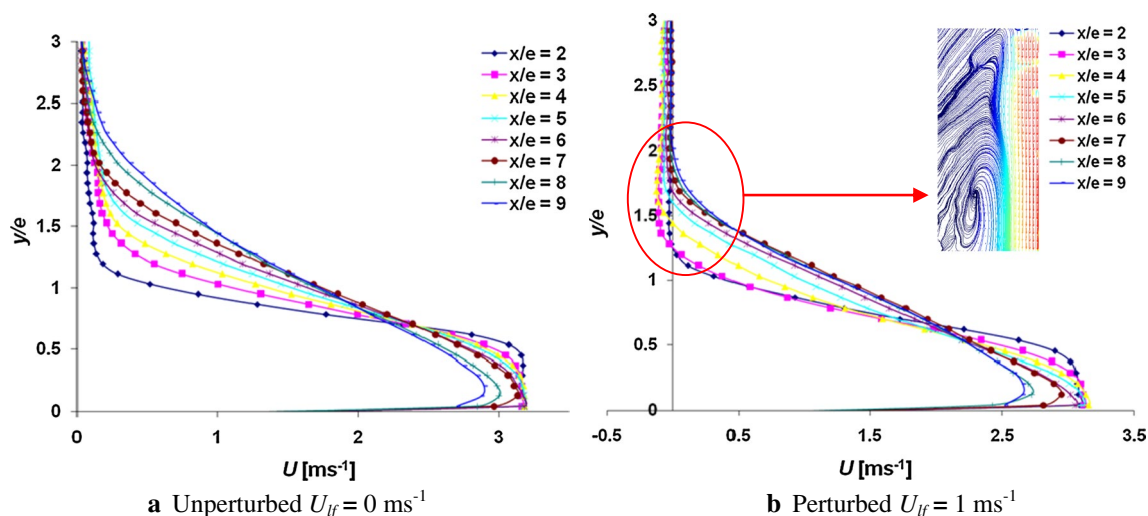


Fig. 7 Velocity profiles of the unperturbed jet (**a**) and the perturbed jet at $\alpha = 0.33$ (**b**) at $z/L = 0.4$

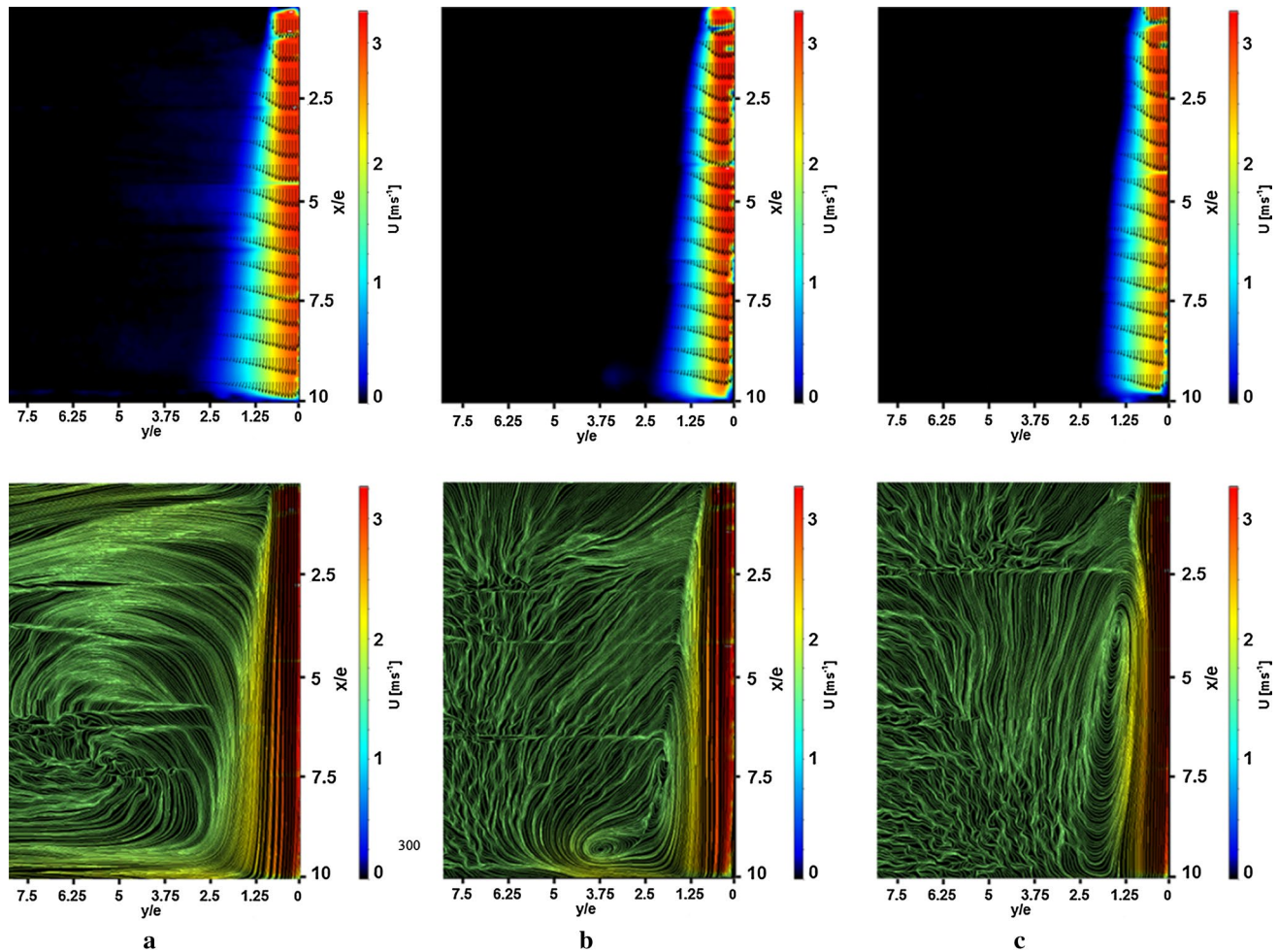


Fig. 8 Velocity fields and streamlines of the unperturbed and perturbed jet at velocities 0.5 and 1 ms⁻¹ at $z/L = 0.4$. **a** Unperturbed jet, **b** perturbed jet at $\alpha = 0.16$, **c** perturbed jet at $\alpha = 0.33$

In an attempt to investigate the three-dimensional effects of the ELS on the wall jet at $\alpha = 0.33$, Fig. 9 shows velocity fields and streamlines of the perturbed jet in three planes distant 0.05, 0.1 and 0.25 m from the lateral jet edge which correspond to $z/L = 0.4$, $z/L = 0.3$ and $z/L = 0$, respectively.

It is clearly seen that the vortex loop that has been observed in the nearest plane from the ELS at $z/L = 0.4$ (Fig. 9a) is pushed downstream at the lateral position $z/L = 0.3$. Obviously, the structure of the external recirculation is strongly affected by the interaction with the ELS which leads to its deformation, its convection near the jet outer layer and also to the apparition of a more complex three-dimensional behavior along the lateral direction.

The measurements suggest that the ELS motion undergoes a counterclockwise helical rotation (when moving along the negative z -direction) under higher aerodynamic interaction with the wall jet. As a consequence, the vortex loop that covers the whole air curtain at $z/L = 0.4$ becomes

flat and oriented horizontally in the bottom area of the jet at $z/L = 0$. This also means that the ELS has a decreasing effect on the wall jet in the lateral direction which begins to vanish in the vicinity of the mid-plane. Accordingly, we select the plane $z/L = 0.4$ to investigate the wall jet characteristics subjected to ELS throughout this study since the strongest effect is observed in this plane.

3.2.1 Global characteristics of the wall jet

Figure 10 compares the decay of the maximum streamwise velocity (U_m/U_0) with and without external perturbation. As it can be seen, a faster decay rate is observed for jet perturbed at $\alpha = 0.33$, while the jet decay at $\alpha = 0.16$ seems to be close to the unperturbed case. At $x/e = 8$, the perturbed jet decay ($U_m/U_0 = 0.85$) at $\alpha = 0.33$ is 10 % higher than unperturbed configuration ($U_m/U_0 = 0.94$). The slope of the decay rate of the perturbed jet put in the logarithmic form is found equal to $n = -0.45$ (figure not shown here);

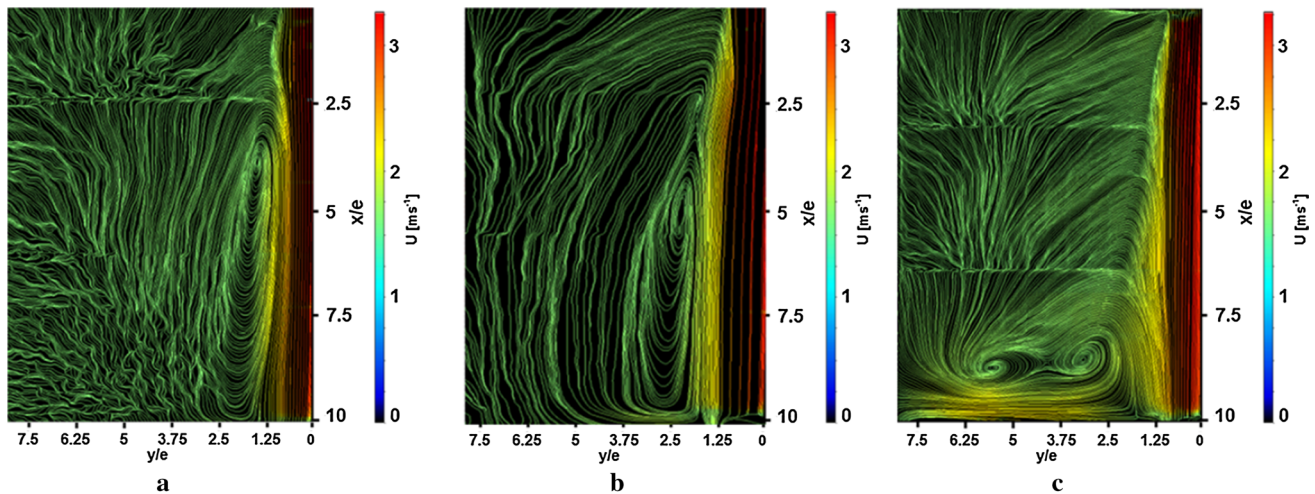


Fig. 9 Velocity fields and streamlines of the perturbed jet at perturbing velocity 1 ms^{-1} ($\alpha = 0.33$) measured in three spanwise planes at a distance of 0.05, 0.1 and 0.25 m from the lateral perturbation

($z/L = 0.4$, $z/L = 0.3$ and $z/L = 0$). **a** Perturbed jet at $z = 0.2 \text{ m}$, **b** perturbed jet at $z = 0.15 \text{ m}$, **c** perturbed jet at $z = 0 \text{ m}$ (mid-plane)

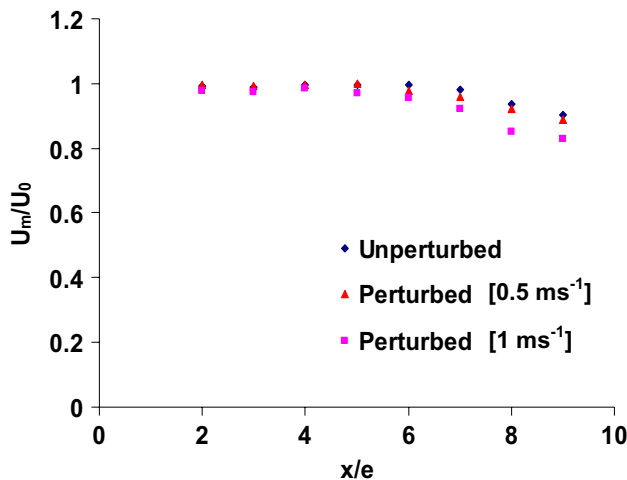


Fig. 10 Decay rate of the streamwise maximum velocity of the wall jet: influence of the lateral perturbation at $z/L = 0.4$

this value is higher than that found in the case of the unperturbed jet, $n = -0.69$. The value quoted by Schneider and Goldstein (1994) was -0.608 in the case of a non-disturbed two-dimensional wall jet developed in stagnant surroundings. Recall that, the power law form as presented earlier does not specify the downstream location from which a linear fit should be applied and without forgetting that in our case, the flow is recycled from $x/e = 10$ to the closed air jet loop. For instance, the fitting line in the case of Eriksson et al. (1998) was applied in the range between $x/e = 40$ and 150.

Concerning the potential core length, Rajaratnam (1976) reported a value of 6.5 which is very close to our value ($L_p = 6.7$) obtained for unperturbed jet. Figure 10 also

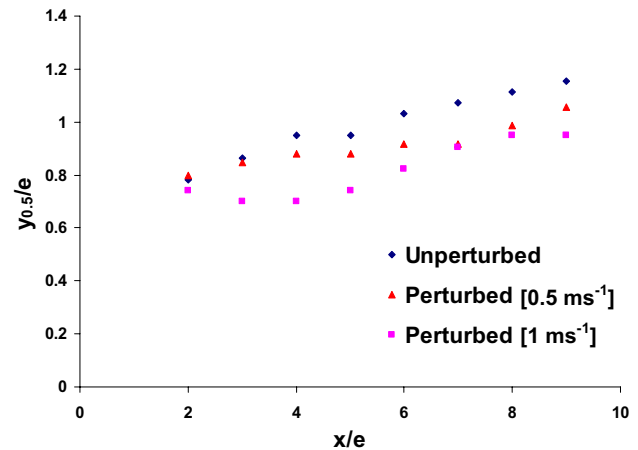


Fig. 11 Half-width growth of the of the wall jet: influence of the lateral perturbation at $z/L = 0.4$

shows that the ELS decreases the potential core length from $x/e = 6.7$ to about 6.1 at $\alpha = 0.33$. This suggests that mixing layer eddies are forced by the ELS to penetrate faster and to consume the potential core.

Figure 11 compares the evolution of the half-width growth rate with and without external perturbation. As it can be seen, just near the nozzle exit at $x/e = 2$, the three configurations have almost the same expansion value. Further downstream, values of the perturbed jet ($\alpha = 0.33$) are seen to drop down and experience a plateau-like shape with a small concavity till $x/e = 5$, whereas values related to the unperturbed jet show a linear growth. The vortex loop as previously shown in Fig. 8c, developing in the outer shear layer of the perturbed jet ($\alpha = 0.33$), due to the interaction with the ELS, could explain such lag effect in the

developing of the perturbed jet. After $x/e = 4$, both configurations almost follow the same growth rate. A quasi-linear regression approximation of these two growth rate curves gives a value of the slope $dy_{0.5}/dx = 0.051$ for the unperturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) and $dy_{0.5}/dx = 0.0402$ for the perturbed jet. Due to the confinement effect induced by the ELS, the jet exhibits lower expansion. More precisely, in the linear portion at $x/e = 8$, the ELS decreases the spread rate of the wall jet of about 15 %. Recall that values of slopes found in literature for the unperturbed case are ranging between 0.064 and 0.082 (Schneider and Goldstein 1994) by applying a linear regression in the fully developed region (Launder and Rodi 1979) which is not the case in our half-width growth rate comparison where data of the initial development region have been used to calculate the slopes.

The same lag effect can also be revealed in the curve of the perturbed jet ($\alpha = 0.16$). The half-width stagnates between $x/e = 4$ and $x/e = 7$. In this region, the expansion remains quasi-stable at very close levels before resuming its linear growth rate for $x/e > 7$. The aerodynamic interaction at this perturbing velocity takes place further downstream as it can be noticed in Fig. 8b.

Figure 12 compares the entrainment rate of the wall jet with and without lateral perturbation. We also compare our values with the equation proposed by Rajaratnam (1976) established in the development region which can be written as follows:

$$\frac{Q}{Q_0} = 1 + 0.04(x/e) + 0.046(x/e)^{0.8} \quad (8)$$

where Q_0 is the discharge at the nozzle exit and Q is the volume flow rate. Comparisons between unperturbed jet

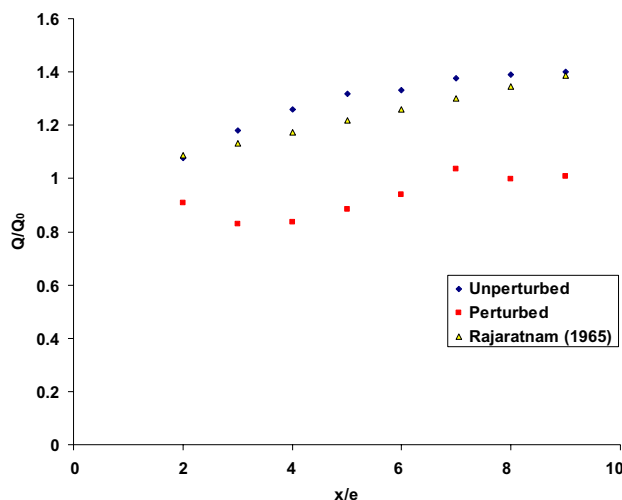


Fig. 12 Entrainment discharge rate of the unperturbed jet ($U_{lf} = 0 \text{ ms}^{-1}$) and the perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) at $z/L = 0.4$

and Rajaratnam (1976) values show that using Eq. 8 tends to underestimate the entrainment rate in the near-field region. The higher discrepancies are observed at $x/e = 5$ where Eq. 8 underestimates the jet entrainment by 9 %. On the contrary and as expected, a good agreement is obtained at $x/e = 9$, which corresponds to the end of near-field region and at $x/e = 2$ as the flow rate is close to initial jet discharge flow (Q_0). In addition to the flow regime, differences between our values and Rajaratnam (1976) curve could also be due to differences in the initial experimental conditions related to both cases at which measurements have been undertaken.

This figure also shows substantial differences for curves related to perturbed and unperturbed jet. As it can be seen, three different zones may be distinguished in the curve of the perturbed jet while a quasi-monotonic trend is observed for the unperturbed jet.

In the first zone, a concave shape is observed in the region close to the perturbed jet nozzle exit which indicates a strong aerodynamic interaction with the ELS as it has also been revealed previously in Sect. 3.2.1. In this zone, not only the perturbed jet fails to entrain air from the surroundings but it also loses air by the entrainment action induced by the external vorticity showed in Fig. 8c. As a consequence, a minimum value of $Q/Q_0 = 0.8$ is observed at $x/e = 3$. This also means that the jet loses a significant part ($\approx 35\%$) of its initial momentum flux which can strongly affect its behavior and its stability in actual RDC configurations.

From $x/e = 4$ to $x/e = 7$, a second zone is characterized by a quasi-linear trend. The curve follows nearly the same shape as the unperturbed jet but with much lower values. After that, the curve decreases again near the recycled zone at the bottom of the channel. As an indicative ratio, the entrainment drops down to about 30 % in the linear portion at $x/e = 6$ where it is believed through previous results that the flow reaches its self-preserving state.

3.2.2 Fluctuating streamwise velocities (RMS intensities)

Figure 13 displays the normalized fluctuant RMS velocity distribution $U_{rms} = \sqrt{u'^2}/U_m$ for unperturbed and perturbed wall jets, respectively. Both figures show two maxima which correspond to the inner and outer region. For the unperturbed jet, Fig. 13a, the self-similarity seems to be reached for downstream location $x/e > 6$. Except the curve of downstream location $x/e = 9$, probably affected by the outlet condition, the maximum streamwise intensity in the free shear region is found at $y/y_{0.5} \approx 0.9$. This position coincides with the position of the outer shear stress maxima (figure not shown here). This is in agreement with previous works in literature, where the position of the peak fluctuation is neighboring the maximum value

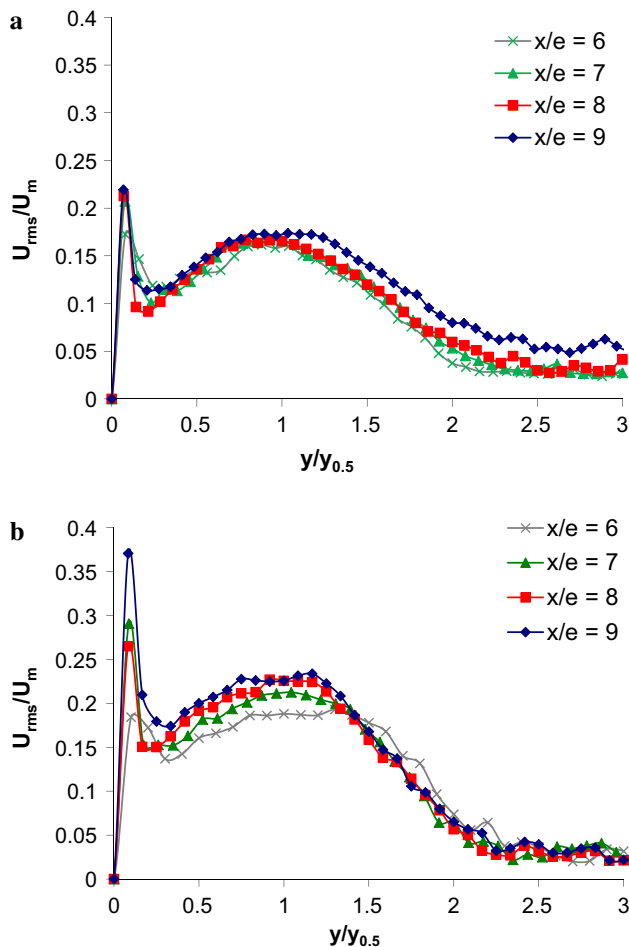


Fig. 13 Streamwise turbulent intensity distribution of the unperturbed (a) and perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) (b) at $z/L = 0.4$

of the mean velocity gradient. AbdulNour et al. (2000) reported a strongly sheared region at about $y/y_{0.5} \approx 0.8$ as well as in previous numerical investigations of Ahlman et al. (2007). In the outer shear layer, the RMS distribution of the downstream location $x/e = 9$ shows small discrepancy implying higher values. As it can be noticed, the curve distribution is broadened, the magnitude is increased and the maximum value is shifted toward higher wall-normal values. This behavior may be due to the sucking effect at the wall jet exit ($x/e = 10$) which tends to reinforce streamwise velocities in the core of the jet. If we consider that the outer shear layer of the plane wall jet resembles to the plane jet as reported by Ahlman et al. (2007), the maximum streamwise intensity which is about 0.17 is lower of about 23 % than that found by Eriksson et al. (1998) and Ahlman et al. (2007) in the case of plane wall jet. This value is lower of approximately 29 % than the range of values previously reported in the literature of plane jets in the self-preserving region which lies between

0.24 and 0.3 (Gutmark and Wygnanski 1976; Ramaprian and Chandrasekhara 1985; Stanley et al. 2002; Thomas and Prakash 1991). In the inner layer, a peak value is observed at around 0.21. This result is in good agreement with the range of values found numerically by Ahlman et al. (2007) at downstream locations between $x/e = 20$ and $x/e = 40$ and is slightly higher than that of Eriksson et al. (1998). This difference may be due to the configuration of the wall jet used in this study, more precisely, the recycling effect and the limited ambient air frontiers confined within the perturbation tunnel.

The influence of the lateral shear flow is displayed in Fig. 13b. Obviously, the ELS increases the streamwise turbulence levels in the whole jet, in the outer layer as well as in the inner layer. In the outer shear layer, a good collapse is achieved for downstream positions $x/e > 6$ at higher half-width positions $y/y_{0.5} > 1.4$. The magnitude of maximum values increases of about 40 % compared to the unperturbed jet. However, the curve distribution is broadened near the maximum values in the outer region, and the positions of these maximum values are shifted away from the wall toward ELS side. This also reveals that maximum turbulence energy which is centered in the strongly sheared region ($y/y_{0.5} \approx 0.9$) for the unperturbed jet moves away from the wall to $y/y_{0.5} = 1.2$ due to the extra shear induced by the ELS in the outer shear region.

When approaching the wall, the RMS streamwise intensity profiles for the perturbed jet fail to collapse for streamwise positions ranged from $x/e = 6$ to $x/e = 9$ (Fig. 13b). As a consequence, the increase in maximum values in the inner region is strongly dependant on the streamwise position and it varies from 12 % for $x/e = 6$ to a drastic increase of about 70 % for $x/e = 9$. This clearly indicates that the ELS extends the transitional region to higher streamwise locations. This could be explained by the apparition of less well-organized structures in the inner region yielding a continuous increase in the normalized streamwise turbulence intensity and therefore a delay of the beginning of the development region associated with self-similarity profiles. These aspects will be discussed further in the paragraph Sect. 3.4.

At the end of this section and based on the aforementioned study, it seems that the perturbed wall jet has unveiled some of its characteristics. However, the three-dimensional aspects of the external vortex loop governing the development of the outer layer of the wall jet need to be better investigated, especially in $(x - z)$ planes and $(y - z)$ planes by means of three-dimensional PIV. The aim is to have a comprehensive grasp of the role and the magnitude of the z -velocity component in this complex flow, especially within this external circulation and also in the jet core.

3.3 Analysis of the dynamical evolution of Kelvin–Helmholtz instabilities using temporal PIV visualizations

3.3.1 General flow features

To gain a deep insight into the first stages of development of K–H instabilities, we have resorted in this section to flow visualization via PIV tomography in the initial

development region focused on the near-field region of the wall jet. Subsequent snapshots related to the three cases ($\alpha = 0$, $\alpha = 0.16$ and $\alpha = 0.33$) are depicted in three columns (a, b and c), respectively, and ordered from top to bottom with a time interval of 2×10^{-3} s (Fig. 14). By capturing the dynamical evolution of the outer layer topology, this representation clearly illustrates the effect of the external perturbation on the development of K–H instabilities.

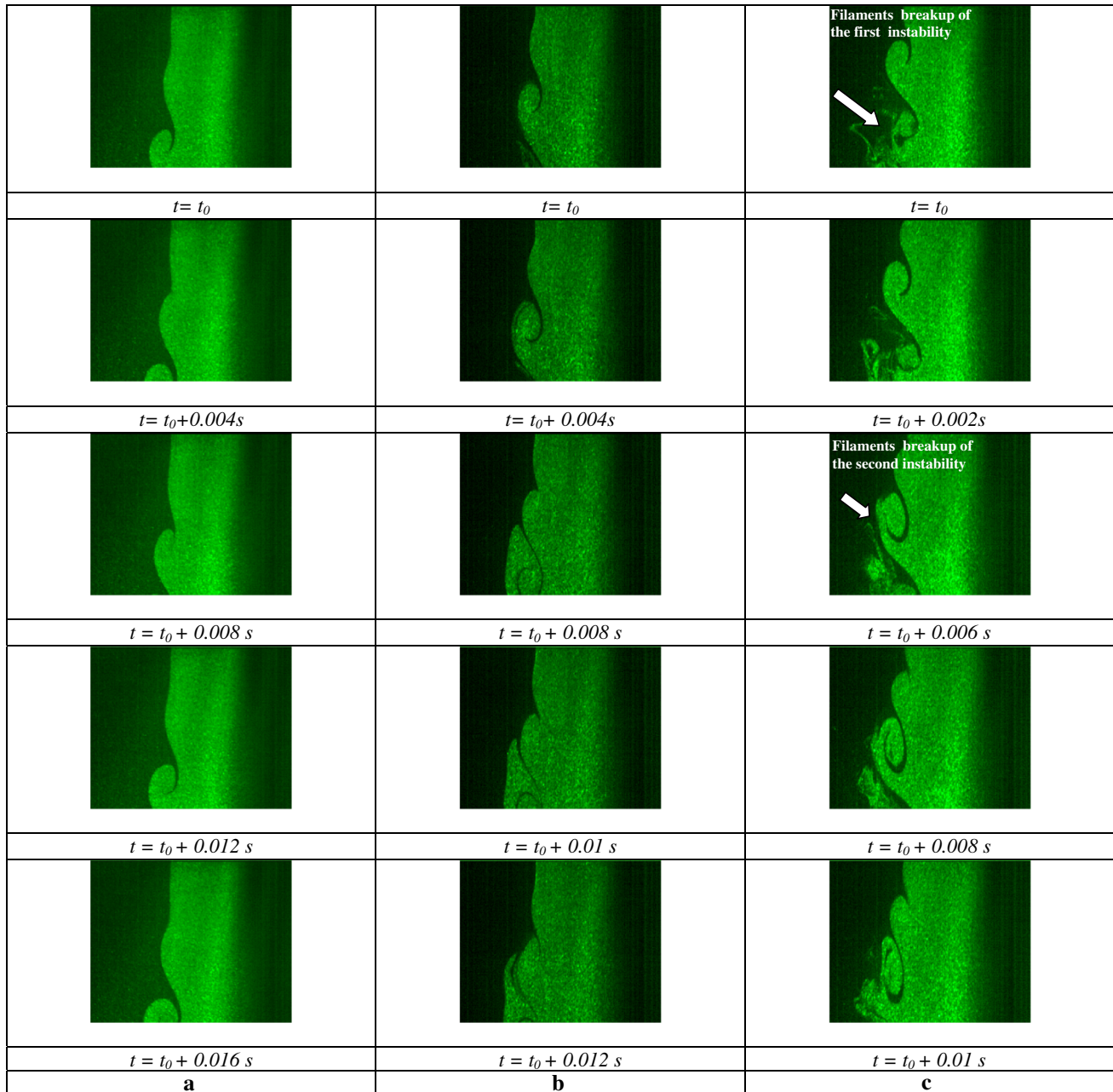


Fig. 14 PIV visualization of the onset and development of Kelvin–Helmholtz vortices at different time frames of the unperturbed wall jet ($U_{lf} = 0 \text{ ms}^{-1}$) and perturbed wall jet ($U_{lf} = 0.5 \text{ ms}^{-1}$, 1 ms^{-1})

at $z/L = 0.4$. **a** Unperturbed jet ($\alpha = 0$), **b** perturbed jet ($\alpha = 0.16$), **c** perturbed jet ($\alpha = 0.33$)

The comparison between the three columns (a, b and c) clearly shows that the ELS has a significant effect on the onset of the unsteadiness since the wavy shape of the outer layer occurs more upstream, in the immediate vicinity of the nozzle exit, for higher U_{lf} values. This might partly explain the higher decay of maximum velocity and lower values for potential core related to the perturbed jet as observed in Fig. 10.

Further downstream, the unsteadiness gives rise to Kelvin–Helmholtz instabilities which constitute the dominating factors in the development and roll-up of coherent vortices which bound the potential core. The vortex structures are characterized as “cores” and the (thin) connection between multiple vortex eddies is called the “braid region”. For unperturbed jet, it is admitted that these vortex structures may undergo pairing process (two consecutive vortices merge and form one big vortex) to form larger structures (Winant and Browand 1974), and this is the dominant mode of interaction and the principal mechanism governing the growth of the shear layer by engulfing a bigger amount of the surrounding air. The effect of the ELS on these structures is discussed in the next section.

Coherent structures in the free shear layer show the same aspect as the mixing layer. The vortex filaments are termed in the mixing layer studies as ribs and the K–H vortices as rolls. Kelvin–Helmholtz rollers are also called spanwise primary vortices. This type of vortices is considered the main contributor to the entrainment of the ambient fluid to the jet by the “pairing process” of two adjacent rollers. The gap between two successive rollers of saddle form is dubbed “braid region” (Bernal and Roshko 1986). In the braid region, special form of coherent structures or streaks exists termed by some authors as “ribs” or “filaments”.

3.3.2 Effect of ELS on the K–H instability topology

When subjected to ELS at $\alpha = 0.16$, the perturbed jet exhibits less expansion. This is clearly shown in the form and arrangement of the corresponding perturbed coherent structures. As it can be seen (Fig. 14b), the ELS induced at $\alpha = 0.16$ strongly affects the topology of the K–H vortices which become deformed and stretched in the streamwise direction and therefore appear as “compressed” under the external flow effect. Hence, it can be expected that such distortions enhance the expansion of vortices in the streamwise direction at the expense of their natural expansion in the transverse direction which in turn limits the jet spread as previously observed in Fig. 11. These streamwise distortions also enhance mutual interactions between two successive rollers. In fact, the discrete vortices observed with the unperturbed jet gives rise to mutually interacted vortices under ELS effect at $\alpha = 0.16$. More precisely, from $t = t_0$ to $t = t_0 + 0.008$ s, the two successive vortices become

closer and the stretched downstream roller partially covers up the upstream one preventing it to freely entrain ambient air. The resulting modified jet topology is consistent with our earlier findings concerning the lower jet expansion and entrainment.

Physically, the confinement effect exerted by the ELS pushed the K–H rollers to acquire a cat’s eye pattern with higher strain rate and to be in direct contact with the braid region of the upcoming instability. In the braid region, the counterclockwise (CCW) streamwise vortices (vortex filaments) tend to entrain the fluid present in the downstream K–H roller (the past roller feeds the braid region of the upcoming adjacent one). In other words, the jet consumes itself. This also suggests that the CCW vortices are no longer stretched. Hence, the spinning slows down since no excess vorticity is needed to compensate the stretching with the conservation of the angular momentum. The altered K–H instability development mechanism also leads to a lower occurrence or even suppression of the vortex pairing mechanism which played an important role in the case of the unperturbed jet. The pairing process is prevented to occur as it requires a certain distance between two successive K–H rollers where an inflection point can develop at the saddle point (point situated in the braid region midway between two adjacent K–H rollers where singularities could appear and vorticity could be accumulated). In this case, the braid region is shortened, and the saddle point where the momentum transfer occurs becomes restrained.

A higher perturbation at a lateral velocity of 1 ms^{-1} has a great influence on the flow structure showing a three-dimensional character. Through time sequence of PIV visualizations, Fig. 14c clearly shows the break-up of filaments (vortex tubes) connecting two consecutive K–H vortices which occurs at about $x/e \approx 2.5$ at $t = t_0 + 0.01$ s and followed by vortex detachment. Once detached, vortices undergo streamwise distortion and move gradually toward the wall through the jet core instead of being developed and increased in size by engulfing ambient air in the outer shear layer as in the case of the unperturbed jet. In fact, Fig. 15 which represents the contours of the swirling strength criterion λ_{ci} (Eq. 5) clearly shows the effect of the ELS in bending the swirling trajectory caused by the displacement of detached vortices within the perturbed jet at $\alpha = 0.33$.

As a consequence, this detachment and displacement of energetic roller within the jet core strongly affects the occurrence of the pairing process and thus lowers the jet entrainment and expansion. This could also explain the higher values of streamwise RMS intensities.

It is worth noticing that the dynamic behavior of the detached vortices convected toward the wall is the reverse of the lift-off process observed by Hsiao and Sheu (1994) for unperturbed jet for which the primary vortices are pulled up and depart from the wall surface. We should also

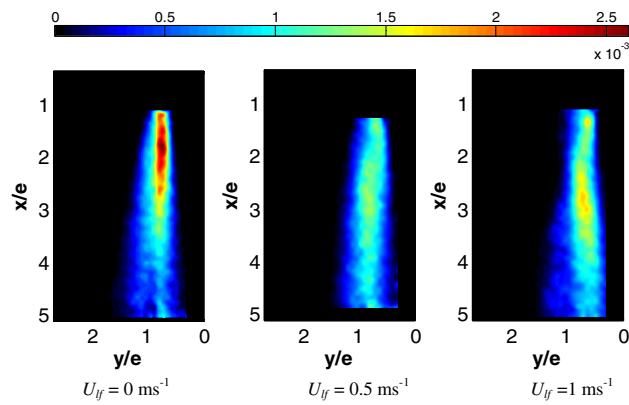


Fig. 15 Colour maps of the time-averaged swirling strength λ_{ci} of the unperturbed and perturbed jet in the near-field region ($x/e < 5$) at $z/L = 0.4$

bear in mind that these figures are plotted in a single plane ($z/L = 0.4$), so it cannot reflect the overall behavior of the air curtain subjected to the ELS. Referring to our studies that are not presented in this research, beyond this region of higher interaction and for ($z < 0$), there is no bending of vortices trajectory toward the wall.

The transitional region of the wall jet is characterized by the presence of a dipole of vortical structures. The interaction of the double counter-rotating vortex pairs in the inner and outer layer is exhibited in Fig. 16. In the following section, we will emphasize the role of these structures that has been reported by many investigators (Gogineni et al. 1999; Visbal et al. 1998) in the case of the lateral perturbation ($\alpha = 0.33$).

3.4 Near-wall flow structure interaction

According to Gogineni and Shih (1997), the initial development of the transitional wall jet is dominated by the double-row vortical structure pattern formed by a couple of inner and outer vortices of opposite sign. This behavior is caused by the detachment of the boundary layer from the wall as a result of an adverse pressure gradient induced locally by the passage of the outer shear layer vortex. Once detached, the inviscidly unstable boundary layer coalesces into a discrete vortex and strongly interacts with the outer shear layer vortex. This mutual interaction between shear and boundary layer gives rise to the emergence of a dipole formation process in a stable manner. Consequently, the whole array of vortices, including several shear layer and boundary layer vortices, begins to move as a group. This arrangement persists downstream until the emergence of the three-dimensional structure.

The interaction of the double counter-rotating vortex pairs in the inner and outer layer with ($\alpha = 0.33$) and without lateral flow is exhibited in Fig. 16. These temporal PIV

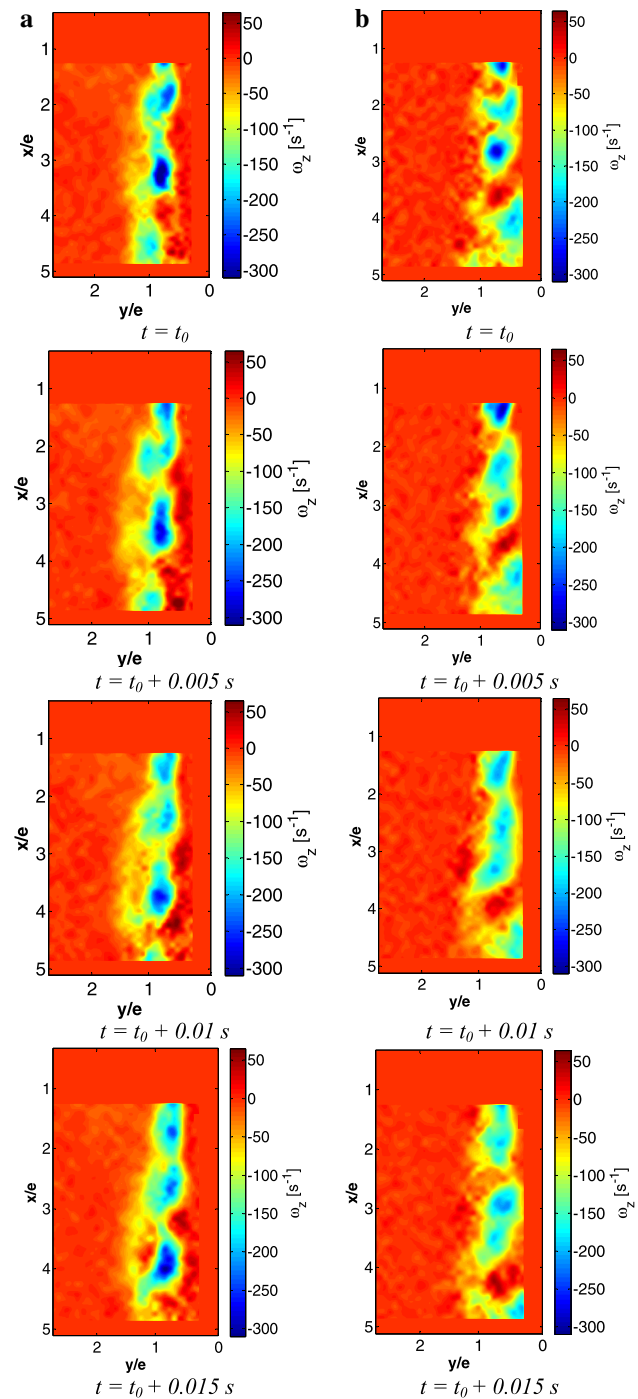


Fig. 16 Contour plots of the vorticity of the unperturbed and perturbed jet ($U_{jf} = 1 \text{ ms}^{-1}$) at $z/L = 0.4$. **a** Unperturbed jet ($\alpha = 0$), **b** perturbed jet ($\alpha = 0.33$)

results are very valuable in furthering the understanding of this vortex–wall interaction in case of wall jet subjected to lateral flow. It is worth mentioning that data masking has been applied in Fig. 16 due to reflections at the borders in the wall-normal direction from $y/e = 0$ to about $y/e = 0.3$ and also close to the nozzle exit for values above $x/e = 1.2$.

Concerning the unperturbed jet, on figure (Fig. 16a) at $t = t_0 + 0.01$ s, we can easily notice the presence of two successive dipoles between $x/e = 2$ and $x/e = 5$. The second dipole, for instance, is characterized by an outer shear layer clockwise (CW) vortex of magnitude $\omega_z = 267 \text{ s}^{-1}$. The inner layer CCW vortex is of magnitude approximately four times lower than its couple and reaches $\omega_z = 63 \text{ s}^{-1}$. In the presented sequence of the unperturbed wall jet, the maximum outer layer vortex magnitude varies from $\omega_z = 330 \text{ s}^{-1}$ to $\omega_z = 267 \text{ s}^{-1}$. In the inner layer, the vortex magnitude is in the range between $\omega_z = 44 \text{ s}^{-1}$ and $\omega_z = 75 \text{ s}^{-1}$. Regarding the perturbed jet ($\alpha = 0.33$), the formation and development of inner layer vortex is damped by the effect of lateral flow which pushes the outer layer vortex to further approach the wall as it can be clearly seen at the instantaneous figure taken at $t = t_0 + 0.005$ s (Fig. 16b). Between $x/e = 2$ and $x/e = 3$, the inner layer vortex is not developed and aborted, and hence, the two adjacent vortices of the outer shear layer begin to coalesce. Between $x/e = 3$ and $x/e = 5$, the inner layer vortex of CW rotation is found to be stretched between two CCW vortices. This clearly indicates that the external lateral perturbation partially breaks the dipole formation mechanism which becomes irregular and probably less predictive. This leads to the formation of less well-organized structures in the inner layer in size, as well as in vorticity magnitude which in turn could extend the wall jet transition in the inner layer as deduced earlier (Sect. 3.2). The ELS also affects the vorticity magnitude related to outer and inner layers which are ranged from $\omega_z = 207 \text{ s}^{-1}$, to $\omega_z = 297 \text{ s}^{-1}$, and from $\omega_z = 37 \text{ s}^{-1}$ to $\omega_z = 51 \text{ s}^{-1}$, respectively. These values appear to be slightly lower than those found in the case of the unperturbed jet. This may be explained by the lateral shearing effect on the pattern of the perturbed vortical structures which become stretched. In addition, the damping effect of the wall and the lower interaction between inner and outer vortex due to the perturbing lateral flow contribute together to this findings.

From literature, we can find similar phenomena, called as the “phase locked phenomena”. It has been described by Saffman (1992) and refer to the dominance of the outer shear layer; this explains the tendency to further consider the free shear layer to ascertain the flow control instead of the inner layer in bounded turbulent flows. Such a phenomenon has also been revealed in coaxial jets (Örlü et al. 2008). The inner vortices are trapped into the space between two successive outer layer vortices. The inner vortices also experience a “vortex tearing” effect (Fig. 17). This process may be explained by the fact that the ELS creates an adverse pressure lifting up the inner layer vortices. An inner layer vortex is found sandwiched between two CCW vortices. The passage frequency of the inner vortices is also seen to be lowered of about twice than the

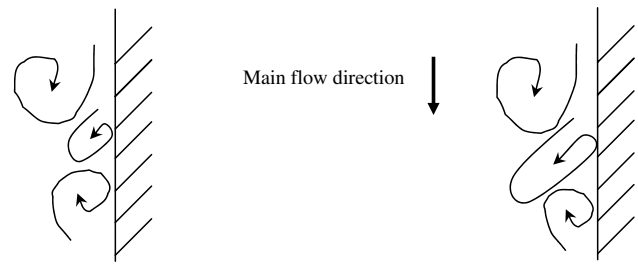


Fig. 17 Vortex tearing process

case of the unperturbed jet. The tearing process has been first described by Moore and Saffman (1975). This process occurs when a vortex of small length scale is located between two bigger eddy structures, which is our case as it has been mentioned above. The tearing process is induced by the ELS with a three-dimensional out-of-plane shearing fluctuation. Therefore, the vortex shape is modified since the vorticity is redistributed in favor of the shearing stress. The vortex tearing process is considered by (Hussain 1986; Hussain and Clark 1981) as a sub-harmonic mode.

4 Conclusions

PIV measurements have been carried out on a reduced-scale model of a RDC to investigate the aerodynamic behavior of a wall jet ($Re = 8000$) sheared laterally by an external perturbing flow induced at a uniform velocity (U_{lf}). This study focuses on the near-field region ($x/e < 10$) where the early stages of the transition process occur and strong interactions are expected between the jet core, wall boundary and external lateral stream (ELS). Three configurations $\alpha = 0$ (unperturbed wall jet), $\alpha = 0.16$ and $\alpha = 0.33$ were investigated and compared. Three PIV measurement areas covering the whole wall jet were performed to characterize the airflow patterns.

The aerodynamic interaction between the ELS and the wall jet gives rise to an external circulation loop located at the bottom of the wall jet for $\alpha = 0.16$ and more upstream for $\alpha = 0.33$. This recirculation strongly affects the wall jet characteristics yielding a significant decrease in the jet entrainment, higher decay rate of mean jet velocity, higher velocity fluctuations and lower jet expansion. The confinement effect of the ELS also tends to move the inflection point closer to the wall.

The analysis of the dynamical evolution of the outer layer of the wall jet using temporal PIV visualizations acquired at a frequency sampling rate of 10 kHz and focalized on the region of initial instability highlights the strong effect of the ELS on the topology of the K–H vortices. At $\alpha = 0.16$, the K–H vortices become deformed and stretched

in the streamwise direction and therefore appear as “compressed” under the confinement effect exerted by the external flow. At $\alpha = 0.33$, PIV visualizations clearly show the break-up of filaments (vortex tubes) connecting two consecutive K–H vortices followed by vortex detachment. The trajectory of the detached eddy structures as depicted in the average swirling strength contours λ_{ci} is found to be directed toward the wall through the jet core rather than the ambience.

In a comparison between perturbed and unperturbed wall jet, experimental results indicate that the ELS extends the transitional region to higher streamwise locations. This could be explained by the apparition of less well-organized structures in the inner region yielding a continuous increase in the normalized streamwise turbulence intensity, and therefore a delay of the beginning of the development region associated with self-similarity profiles. Comparison between perturbed and unperturbed wall jet also gives an insight into the inner and outer layer interaction mechanism. The results clearly indicate that the ELS partially breaks the dipole formation mechanism which becomes irregular and probably less predictive. This leads to the formation of less well-organized structures in the inner layer in size, as well as in vorticity magnitude, which in turn could extend the wall jet transition in the inner layer. The passage frequency of the inner vortices is also seen to be lowered of about twice than the case of the unperturbed jet. This research will be followed by a proper orthogonal decomposition (POD) and frequency analysis that will be probably the subject of a second part of a subsequent work.

References

- AbdulNour RS, Willenborg K, McGrath JJ, Foss JF, AbdulNour BS (2000) Measurements of the convection heat transfer coefficient for a planar wall jet: uniform temperature and uniform heat flux boundary conditions. *Exp Therm Fluid Sci* 22:123–131. doi:10.1016/S0894-1777(00)00018-2
- Adrian RJ, Christensen KT, Liu ZC (2000) Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. *Exp Fluids* 29:275–290. doi:10.1007/s003489900087
- Ahlman D, Brethouwer G, Johansson AV (2007) Direct numerical simulation of a plane turbulent wall-jet including scalar mixing. *Phys Fluids* 19:065102. doi:10.1063/1.2732460
- Aloysius SS, Wrobel LC (2009) Comparison of flow and dispersion properties of free and wall turbulent jets for source dynamics characterisation. *Environ Model Softw* 24:926–937. doi:10.1016/j.envsoft.2008.12.007
- Andreopoulos J (1985) On the structure of jets in a crossflow. *J Fluid Mech* 157:163–197. doi:10.1017/S0022112085002348
- Bajura RA, Catalano MR (1975) Transition in a two-dimensional plane wall jet. *J Fluid Mech* 70:773–799. doi:10.1017/S0022112075002340
- Bernal LP, Roshko A (1986) Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *J Fluid Mech* 170:499–525. doi:10.1017/S002211208600099X
- Bradbury LJS (1965) The structure of a self-preserving turbulent plane jet. *J Fluid Mech* 23:31–64. doi:10.1017/S0022112065001222
- Bradshaw B, Gee M (1960) Turbulent wall jets with and without an external stream. *Aeronautical Research Council R&M* 3252
- Cao Z, Gu B, Han H, Mills G (2010) Application of an effective strategy for optimizing the design of air curtains for open vertical refrigerated display cases. *Int J Therm Sci* 49:976–983. doi:10.1016/j.ijthermalsci.2010.01.003
- Coleman HW, Steele WG (1995) Engineering application of experimental uncertainty analysis. *AIAA J* 33:1888–1896. doi:10.2514/3.12742
- Cortella G (2002) CFD-aided retail cabinets design. *Comput Electron Agric* 34:43–66
- Craft TJ, Launder BE (2001) On the spreading mechanism of the three-dimensional turbulent wall jet. *J Fluid Mech* 435:305–326. doi:10.1017/S0022112001003846
- Eriksson JG, Karlsson RI, Persson J (1998) An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet. *Exp Fluids* 25:50–60. doi:10.1007/s003480050207
- Everitt KW, Robins AG (1978) The development and structure of turbulent plane jets. *J Fluid Mech* 88:563–583. doi:10.1017/S0022112078002281
- Field BS, Loth E (2006) Entrainment of refrigerated air curtains down a wall. *Exp Therm Fluid Sci* 30:175–184. doi:10.1016/j.expthermflusci.2004.01.012
- Förthmann E (1936) Turbulent jet expansion. National Advisory Committee for Aeronautics. Technical Memorandum
- Foster AM, Madge M, Evans JA (2005) The use of CFD to improve the performance of a chilled multi-deck retail display cabinet. *Int J Refrig* 28:698–705. doi:10.1016/j.ijrefrig.2004.12.009
- Gaspar PD, Goncalves LCC, Pitarma RA (2011) Experimental analysis of the thermal entrainment factor of air curtains in vertical open display cabinets for different ambient air conditions. *Appl Therm Eng* 31:961–969. doi:10.1016/j.applthermaleng.2010.11.020
- Glauert MB (1956) The wall jet. *J Fluid Mech* 1:625–643. doi:10.1017/S002211205600041X
- Gogineni S, Shih C (1997) Experimental investigation of the unsteady structure of a transitional plane wall jet. *Exp Fluids* 23:121–129. doi:10.1007/s003480050093
- Gogineni S, Visbal M, Shih C (1999) Phase-resolved PIV measurements in a transitional plane wall jet: a numerical comparison. *Exp Fluids* 27:126–136. doi:10.1007/s003480050337
- Gutmark E, Wygnanski I (1976) The planar turbulent jet. *J Fluid Mech* 73:465–495. doi:10.1017/S0022112076001468
- Hess D, Skupsch C, Kitzhofer J, Brücker C (2013) Volumetric investigation of vortex pairing in a wall jet in air. In: 14th European Turbulence Conference, Lyon, France, 1–4 September 2013
- Hooff T, Blocken B, Defraeye T, Carmeliet J, Heijst GJF (2012) PIV measurements of a plane wall jet in a confined space at transitional slot Reynolds numbers. *Exp Fluids* 53:499–517. doi:10.1007/s00348-012-1305-5
- Hsiao FB, Sheu SS (1994) Double row vortical structures in the near field region of a plane wall jet. *Exp Fluids* 17:291–301. doi:10.1007/BF01874407
- Hsiao FB, Sheu SS (1996) Experimental studies on flow transition of a plane wall jet. *Aeronaut J* 100:373–380
- Hussain AKMF (1986) Coherent structures and turbulence. *J Fluid Mech* 173:303–356. doi:10.1017/S0022112086001192
- Hussain AKMF, Clark AR (1977) Upstream influence on the near field of a plane turbulent jet. *Phys Fluids* 20:1416–1426. doi:10.1063/1.862037
- Hussain AKMF, Clark AR (1981) On the coherent structure of the axisymmetric mixing layer: a flow-visualization study. *J Fluid Mech* 104:263–294. doi:10.1017/S0022112081002917

- Karimipناه MT (1998) Deflection of wall-jets in ventilated enclosures described by pressure distribution. *Build Environ* 34:329–333. doi:[10.1016/S0360-1323\(98\)00030-4](https://doi.org/10.1016/S0360-1323(98)00030-4)
- Keane R, Adrian R (1992) Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Appl Sci Res* 49:191–215. doi:[10.1007/BF00384623](https://doi.org/10.1007/BF00384623)
- Kelso RM, Lim TT, Perry AE (1996) An experimental study of round jets in cross-flow. *J Fluid Mech* 306:111–144. doi:[10.1017/S0022112096001255](https://doi.org/10.1017/S0022112096001255)
- Laguerre O, Hoang MH, Osswald V, Flick D (2012) Experimental study of heat transfer and air flow in a refrigerated display cabinet. *J Food Eng* 113:310–321. doi:[10.1016/j.jfoodeng.2012.05.027](https://doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2012.05.027)
- Lauder B, Rodi W (1979) The turbulent wall jet. *Prog Aerosp Sci* 19:81–128
- Moore D, Saffman P (1975) The instability of a straight vortex filament in a strain field. *Proc R Soc Lond A Math Phys Sci* 346:413–425
- Moureh J, Flick D (2005) Airflow characteristics within a slot-ventilated enclosure. *Int J Heat Fluid Flow* 26:12–24. doi:[10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.05.018](https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.05.018)
- Navaz HK, Henderson BS, Faramarzi R, Pourmovahed A, Taugwalder F (2005) Jet entrainment rate in air curtain of open refrigerated display cases. *Int J Refrig* 28:267–275. doi:[10.1016/j.jrefrig.2004.08.002](https://doi.org/10.1016/j.jrefrig.2004.08.002)
- Nobach H, Bodenschatz E (2009) Limitations of accuracy in PIV due to individual variations of particle image intensities. *Exp Fluids* 47:27–38
- Örlü R, Segalini A, Alfredsson PH, Talamelli A (2008) On the passive control of the near-field of coaxial jets by means of vortex shedding. In: *Proceedings of the International Conference on Jets, Wakes and Separated Flows (ICJWSF-2)*, pp 1–7
- Pathak M, Dewan A, Dass AK (2006) Computational prediction of a slightly heated turbulent rectangular jet discharged into a narrow channel crossflow using two different turbulence models. *Int J Heat Mass Transf* 49:3914–3928. doi:[10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.05.001](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.05.001)
- Raffel M, Willert C, Kompenhans J (1998) Particle image velocimetry. A practical guide. Springer, New York
- Rajaratnam N (1976) *Turbulent jets*. Elsevier Scientific Pub, Co
- Ramaprian B, Chandrasekhara M (1985) LDA measurements in plane turbulent jets. *J Fluids Eng* 107:264–271
- Rouaud O, Havet M (2006) Behavior of an air curtain subjected to transversal pressure variations. *J Environ Eng* 132:263–270
- Saffman PG (1992) *Vortex dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge
- Schneider ME, Goldstein RJ (1994) Laser Doppler measurement of turbulence parameters in a two-dimensional plane wall jet. *Phys Fluids* 6:3116–3129. doi:[10.1063/1.868136](https://doi.org/10.1063/1.868136)
- Stanley S, Sarkar S, Mellado J (2002) A study of the flow-field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation. *J Fluid Mech* 450:377–407
- Thomas FO, Prakash KMK (1991) An experimental investigation of the natural transition of an untuned planar jet. *Phys Fluids A Fluid Dyn* (1989–1993) 3:90–105. doi:[10.1063/1.857867](https://doi.org/10.1063/1.857867)
- Verhoff A (1970) Steady and pulsating two-dimensional, turbulent wall jets in a uniform stream. DTIC Document
- Visbal M, Gaitonde D, Gogineni S (1998) Direct numerical simulation of a forced transitional plane wall jet. In: *29th AIAA, Fluid dynamics conference. Fluid dynamics and co-located conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics*. doi:[10.2514/6.1998-2643](https://doi.org/10.2514/6.1998-2643)
- Westerweel J (1997) Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Meas Sci Technol* 8:1379
- Winant CD, Browand FK (1974) Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. *J Fluid Mech* 63:237–255. doi:[10.1017/S0022112074001121](https://doi.org/10.1017/S0022112074001121)
- Wu Y, Christensen KT (2006) Population trends of spanwise vortices in wall turbulence. *J Fluid Mech* 568:55–76. doi:[10.1017/S002211200600259X](https://doi.org/10.1017/S002211200600259X)
- Zhou J, Adrian R, Balachandar S, Kendall T (1999) Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *J Fluid Mech* 387:353–396

TR-PIV measurements and POD analysis of the plane wall jet subjected to lateral perturbation

A. Kaffel, J. Moureh, J-L. Harion et S. Russeil

Experimental Thermal and Fluid Science, 2016, 77, 71 - 90

Résumé

Une étude expérimentale a été conduite par la technique de mesures PIV résolue en temps sur une maquette aéronautique à échelle réduite afin d'étudier le comportement aérodynamique du jet pariétal ($U_0 = 3 \text{ ms}^{-1}$, $e = 0,04 \text{ m}$, $Re = 8000$) cisailé latéralement par un courant de perturbation externe (ELS) s'écoulant à une vitesse uniforme (U_{lf}). Cette étude a été focalisée sur la région du jet proche ($x/e < 10$) dans laquelle le processus de transition a lieu et où de fortes interactions aérodynamiques ont été mises en évidence. Quatre configurations ont été étudiées et comparées: le jet pariétal non perturbé ($U_{lf} = 0 \text{ ms}^{-1}$), le jet pariétal perturbé $U_{lf} = 0,2 \text{ ms}^{-1}$, $U_{lf} = 0,5 \text{ ms}^{-1}$ et $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$, ce qui correspond aux ratios suivants ($\alpha = U_{lf}/U_0 = 0$, $\alpha = 0,06$, $\alpha = 0,16$ et $\alpha = 0,33$). La totalité du jet a été investiguée par une reconstruction de trois champs de mesures PIV afin de caractériser les lignes de courant des champs de vitesse dans le plan $z = 0,2 \text{ m}$ localisé à $0,05 \text{ m}$ du début de l'interaction avec l'écoulement latéral de perturbation. L'interaction aérodynamique entre le courant de perturbation externe ELS et le jet pariétal donne naissance à une zone de circulation externe proche du canal d'aspiration du jet pour une vitesse de perturbation latérale $U_{lf} = 0,5 \text{ ms}^{-1}$. Cette zone se déplace plus en aval pour $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$. Le courant de perturbation latérale affecte considérablement les caractéristiques du jet pariétal produisant une décroissance significative de l'entraînement du jet, de fortes fluctuations de vitesse et une plus faible expansion du jet. Des profils de fluctuations de vitesses RMS et des contraintes de cisaillement de Reynolds, ainsi que des cartographies de corrélations spatiales sont représentés et analysés. La caractéristique principale de l'effet de la perturbation latérale est l'augmentation des valeurs des moments d'ordre deux de toutes les composantes des contraintes de Reynolds. Les résultats ont montré que le courant de perturbation externe (ELS) entraîne des valeurs élevées de fluctuations RMS pour les composantes longitudinales et transversales dans les deux couches interne et externe. En outre, le courant de perturbation latéral (ELS) tend à augmenter l'anisotropie de turbulence entre les composantes normales au profit des composantes longitudinales, plus précisément pour $y/y_{0,5} < 1$. En effet, dans la région de cisaillement externe $y/y_{0,5} = 0,5$, la contrainte normale longitudinale du jet perturbé $\overline{u'u'}/U_m^2$ augmente d'environ 80 % tandis que la contrainte normale à la paroi $\overline{v'v'}/U_m^2$ présente une hausse de 37 %. D'autre part, le fort rétrécissement observé au niveau des corrélations spatiales R_{vv} autour du point de référence ($x/e ; y/e$) $\approx (3,9 ; 0,8)$ reflète la diminution des échelles de longueur correspondantes liée à la présence du courant de perturbation latéral.

Une analyse spectrale a été effectuée afin d'étudier l'effet du courant de perturbation externe (ELS) sur le développement des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Les nombres de Strouhal du jet perturbé et non perturbé ont été calculés. Les résultats ont confirmé une diminution de la fréquence qui pourrait être expliquée par l'effet inhibiteur exercé par le courant de cisaillement latéral sur le développement des structures tourbillonnaires

primaires produisant une grande modification de leur topologie. Selon les visualisations PIV, la forme très régulière des enroulements tourbillonnaires primaires de Kelvin-Helmholtz du jet non perturbé se déforme et s'étire dans le sens de l'écoulement du jet pour une vitesse de perturbation latérale $U_{lf} = 0,5 \text{ ms}^{-1}$. Pour une vitesse de perturbation $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$, les instabilités primaires se détachent à cause de la rupture des filaments secondaires entre deux structures primaires consécutives. Cette rupture affecte le mécanisme d'enroulement et d'appariement des tourbillons primaires K-H, mécanisme qui sous-tend l'expansion du rideau d'air.

La technique POD a été appliquée aux champs de vitesse PIV instantanées. Cette analyse permet d'identifier et d'extraire les structures cohérentes représentant les modes les plus énergétiques des jets non perturbé et perturbé. La perturbation joue un rôle majeur dans la redistribution énergétique entre les modes. Sous l'effet du courant de perturbation externe (ELS), la fraction énergétique du premier mode dominant diminue d'une façon significative au profit des modes intermédiaires pour les vitesses de perturbation $U_{lf} = 0,2 \text{ ms}^{-1}$ et $U_{lf} = 0,5 \text{ ms}^{-1}$, et au profit des modes d'ordre plus élevé représentant les structures de petites échelles pour la vitesse de perturbation $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$. Cette redistribution énergétique confirme que le courant de perturbation externe (ELS) impose un changement fondamental du développement des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz en perturbant leur organisation bidimensionnelle, leur topologie, leur alignement et leur fréquence de passage. Le courant de perturbation latéral (ELS) affecte également le processus d'appariement tourbillonnaire qui engendre pour un jet non perturbé la formation de grandes structures anisotropiques organisées. À l'inverse, la perturbation latérale tend à faire émerger des structures de plus petites échelles et plus isotopes notamment pour $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$ où l'effet tridimensionnel est le plus marqué et le plus prépondérant. Ces caractéristiques tendent également à étendre la zone de transition du jet perturbé à des positions plus en aval de la buse de soufflage. Par ailleurs, les visualisations PIV ont permis de mettre en lumière l'effet du courant de perturbation latéral (ELS) sur les structures secondaires. Suite à leur rupture, ces structures perdent leur alignement et se trouvent dispersées dans la direction latérale. Les structures secondaires sont convectées par le courant latéral orthogonal au jet, ce qui engendre une évolution du caractère bidimensionnel du jet. Les résultats POD du premier mode montre la forte interaction induite par le courant de perturbation externe en diminuant l'entraînement au voisinage de la buse de soufflage ce qui affaiblit l'écoulement moyen du jet. En ce qui concerne les modes 2 et 3, on remarque la présence de structures tourbillonnaires contrarotatives, ce qui reflète le processus d'interaction mutuelle survenant entre les structures tourbillonnaires des couches interne et externe et leurs sous-harmoniques. Les résultats POD ont également mis en évidence que le jet perturbé conserve la même topologie que le jet non perturbé pour les modes intermédiaires, avec cependant un contenu énergétique plus élevé.



TR-PIV measurements and POD analysis of the plane wall jet subjected to lateral perturbation



Ahmed Kaffel^{a,b,c,*}, Jean Moureh^a, Jean-Luc Harion^{b,c}, Serge Russeil^{b,c}

^a Refrigerating Process Engineering Unit, Irstea Antony, 1 rue Pierre-Gilles de Gennes – CS10030, 92761 Antony Cedex, France

^b Univ. Lille, F-59000 Lille, France

^c Mines Douai, El, F-59500 Douai, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 2 April 2015

Received in revised form 2 April 2016

Accepted 3 April 2016

Available online 9 April 2016

Keywords:

Wall jet

TR-PIV

POD

Turbulence

Coherent structures

Kelvin–Helmholtz instabilities

Strouhal number

ABSTRACT

An experimental investigation has been carried out using time resolved particle image velocimetry (TR-PIV) to investigate the aerodynamic behavior of a wall jet subjected to external lateral stream (ELS). The experiments are performed on a reduced-scale model representing a generic configuration of a refrigerated display cabinet (RDC) by focusing on the near-field region downstream the nozzle exit ($x/e < 10$) where strong interactions are expected between the jet core, wall boundary and external lateral stream. Comparisons of experimental data obtained with and without external perturbation make it possible to quantify the effect of the perturbation on the time-averaged wall jet characteristics such as airflow patterns, mean velocity and root mean square (RMS) of velocity fluctuations, Reynolds shear stress, space correlations and the development of primary and secondary instabilities. The vortex shedding frequency of the perturbed wall jet has been assessed through a spectral analysis. It was found that the Strouhal number decreases with an increase of lateral-flow velocity, indicating an inhibiting effect exerted by the lateral flow on the formation and the development of Kelvin–Helmholtz (K–H) vortices in the outer shear layer. This paper also gives an insight into the altered behavior of coherent structures related to perturbed jet in terms of topology, alignment, trajectory and vortex shedding frequency. The break-up of vortex filaments in the braid region and its effect on the pairing process and the mutual interaction between inner and outer layer vortices has also been discussed. A proper orthogonal decomposition (POD) analysis has been performed showing the role of the ELS in redistributing the energy content in favor of small length scales and in the emerging of less well-organized structures.

© 2016 Elsevier Inc. All rights reserved.

1. Introduction

Air curtain technology is widely used in several environments such as commercial entrances, oven openings and cold storage warehouses. One of the relevant applications is the refrigerated display cabinet (RDC). Within this scope, air curtain plays a key role in keeping food at prescribed regular temperatures, while allowing an energy-saved control and an open access for customers. Due to their design, RDC are very sensitive to external perturbations generated by human activities such as parasitic air draughts or the action of air conditioning system, which could strongly affect the stability, the air tightness, and the efficiency of air curtain [29]. A fully loaded RDC could reasonably be assimilated to a plane wall jet [11,27]. The problem of the perturbed wall

jets resulting from an aerodynamic interaction with an external lateral flow has not been investigated in detail until today either experimentally or numerically and still need further in-depth studies. Nevertheless, we can find some studies dealing with the perturbed air curtain like the qualitative work of Rouaud and Havet [67] but in different configuration without a special focus on the fundamental aspects of the jet and the physics of Kelvin–Helmholtz (K–H) instabilities responsible of such a behavior.

This study is part of a research work aiming to investigate the aerodynamic behavior in a RDC subjected to external perturbations. It focuses the case of a wall jet which represents an idealized configuration of an air curtain device operating in a fully loaded RDC. Such hypothesis also allows performing more fundamental study on the physics of an air wall jet, while avoiding more case-specific geometries used by many authors [19,22,28,48]. According to typical RDC dimensions, the corresponding air curtain lengths are about ten jet widths [27]. Therefore, the RDC air curtain flows reside in the transitional flow regime, which is

* Corresponding author at: Refrigerating Process Engineering Unit, Irstea Antony, 1 rue Pierre-Gilles de Gennes – CS10030, 92761 Antony Cedex, France.

E-mail address: kaffel.ahmed@tunet.tn (A. Kaffel).

Nomenclature

e	nozzle width [m]	λ_{ci}	swirling strength criterion
$Re = eU/\nu$	Reynolds number [–]	ν	kinematic viscosity [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]
St_e	Strouhal number based on the nozzle width [–]	ω_z	vorticity [s^{-1}]
t	time of acquisition [s]	Q	volume flow rate for each stream-wise position [$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$]
t_0	initial acquisition time history [s]	Q_0	discharge at the nozzle exit [$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$]
x, y, z	streamwise, wall-normal and span-wise directions in Cartesian coordinates [m]	R_{vv}	two-point correlation function of the wall-normal velocity fluctuation [–]
$y_{0.5}$	half-width Lateral distance at which $U = U_m/2$ [m]	λ_i	eigenvalues (POD mode energy)
$\eta = y/y_{0.5}$	lateral ratio [–]	$\Phi_i^k(x, y)$	eigenfunctions (POD spatial modes)
U	mean streamwise velocity [m s^{-1}]	$a_i(t)$	temporal modes
U_m	local streamwise maximum velocity [m s^{-1}]	$\underline{C}$	temporal correlation matrix $\underline{C}(t, t') = \langle u(x, y, t)u(x, y, t') \rangle$
U_0	nozzle exit velocity [m s^{-1}]	N	number of selected modes
U_{lf}	lateral perturbation velocity [m s^{-1}]	N_t	number of snapshots (the size of the eigenvalue problem)
u_r	random uncertainty [m s^{-1}]	Acronyms	
$\overline{u'u'}/U_m^2$	normalized streamwise stress [–]	CS	coherent structure
$\overline{u'v'}/U_m^2$	normalized transverse Reynolds shear stress [–]	ELS	external lateral stream
$\overline{v'v'}/U_m^2$	normalized wall-normal stress [–]	FFT	Fast Fourier Transformations
$U_{rms} = \sqrt{\overline{u'^2}}/U_m$	normalized streamwise RMS velocity [–]	HWA	Hot Wire Anemometry
$V_{rms} = \sqrt{\overline{v'^2}}/U_m$	normalized Wall normal RMS velocity [–]	LDV	Laser Doppler Velocimetry
L	nozzle length [m]	PIV	Particle Image Velocimetry
$\alpha = U_{lf}/U_0$	lateral flow-to-jet exit velocity ratio [–]	POD	proper orthogonal decomposition
$\mathcal{A}_{ci}$	modified swirling strength criterion	RDC	refrigerated display cabinet
		RMS	root mean square

not well understood. In addition to the RDC case, studying transitional disturbed wall jets can provide further understanding of the fundamental nature of the flow, leading to improvements in various practical applications where wall jets evolve in non-quiet ambient.

A wall jet is a stream of fluid blown tangentially along a wall on one side into a volume of the same fluid that is either stagnant or moving. Based on an interaction between a jet and a wall, this configuration allows a better control of the jet development and trajectory by wall adherence. A wall jet can also be used to either enhance or suppress convective heat transfer between a surface and the fluid surrounding it. Thus, wall jets constitute a fundamental academic case since it has a wide range of applications, such as wall cooling in combustors or in turbine blades, defrosting of vehicle windscreens, boundary-layer separation control over a wing, ventilation or air conditioning in a room [42,56].

The turbulent wall jet, even with a stationary external stream, is known to be a difficult flow to characterize and to predict [23] since it combines two features of the flow, namely the free shear jet in its outer layer and the wall bounded jet in its inner layer. Therefore, the development of the turbulent wall jet is governed by the interaction of the inner wall boundary layer characterized by small-scale structures and the outer free shear layer characterized by large-scale structures. An undeniable difficulty arises through dynamic lateral interactions with an external stream implying an additional shearing effect between the jet and its surroundings in the lateral direction, which plays an important role in the wall jet spreading [5,23].

There are two distinct layers in the wall jet configuration: first, an inner layer located between the wall surface and the maximum in the mean velocity profile, that behaves like a viscous boundary layer; and an outer free shear layer where the turbulence of the main flow plays an important role, that is subjected to the inviscid (K–H) instability and the formation of large scale vortices. The interaction between large-scale structures from the outer layer

and inner layer leads to the eventual laminar-to-turbulent transition.

Wall jets have been characterized as being composed of a number of three distinct successive regions in the flow direction: the potential core which represents a short distance from the jet slot preserving nearly the jet exit velocity on the middle plane, a transitional region, and fully turbulent flow as indicated in Fig. 1. We can also notice the presence of a mixing region adjacent to the potential core in which the transfer mechanism of heat and momentum between the surroundings and the jet is initiated and accelerated.

Most of previous studies [16,69,70,75,79,85] focused on developed regions and established their flow measurements in the far-field of the wall jet. The behavior of the near-field region remains till now not fully understood even though it represents a critical region due to the transitional nature of the flow regime where drastic change occurs after the core length has been consumed and when the outer free shear layer meets the inner layer.

One of the first experimental studies on transitional plane wall jets was conducted by Bajura and Catalano [8]. They found that the K–H instability of the free shear layer plays a key role in the transition of the wall jet. The transition mechanism which contains different stages was described as formation in the free shear layer of discrete vortices, coalescence of adjacent vortices, eruption of these vortices in the ambient fluid, dispersion of the organized vortex structures by three dimensional turbulent motions and finally the upstream flow retrieves its laminar flow regime waiting the next cycle triggered by the vortex pairing, this latter process dominates the initial stage of transition which is of two-dimensional feature.

The transitional process in the case of the unforced wall jet and free rectangular jet has been studied by Gogineni and Shih [31] using laser-sheet/smoke flow visualization technique in a Reynolds number ranging from 330 to 3800. It was found that the jet growth rate of the wall jet is significantly lower than that of the free jet.

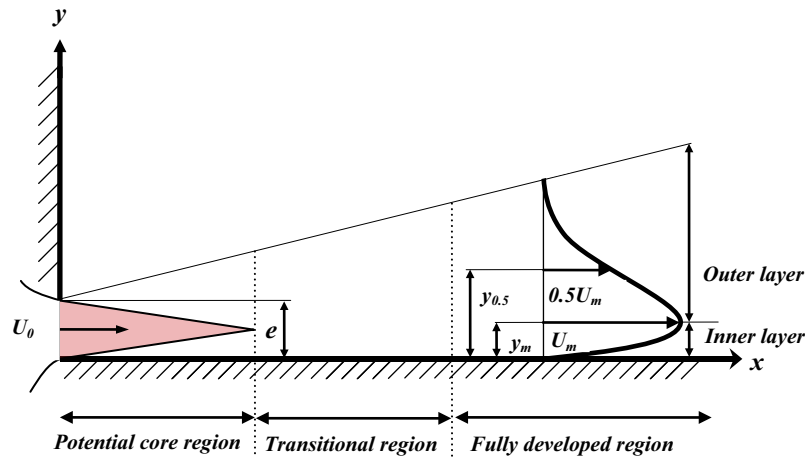


Fig. 1. Definition sketch of the plane turbulent wall jet regions.

Below the Reynolds number of 2200, the flow was found to be initially laminar. The wall jet becomes fully turbulent at the inlet for the Reynolds number 3800. By increasing the Reynolds number, they observed that the vortex formation and breakdown are approaching the jet exit. The vortex breakdown process was observed for Reynolds number situated in the range between 950 and 2200, whereas the vortex formation was detected for Reynolds number below 950. A special interest has also been devoted to the study of the interaction between the inner and outer layer. It has been shown experimentally via PIV and surface pressure measurements that the detachment of the boundary layer is due to the emergence of an adverse pressure gradient induced by the passage of vortices in the free shear layer. The inviscidly unstable detachable boundary layer leads to the formation of a vortex in the inner region. They observed that a special pattern governs the initial development of the transitional wall jet which consists of a double row vortical structure formed as a result of the pairing of vortices of opposite sign in the inner and outer region. The transition process is seen to be dominated by this mutual interaction between the vortical structures. The breakdown of the flow is triggered farther downstream after the emergence of three-dimensional structures in the free shear layer. However, in contrast to the findings of Bajura and Catalano [8] at the same Reynolds number range, the development stages and vortex pairing mechanism was not observed in their experimental work.

Aloysius and Wrobel [5] used large eddy simulations to perform comparisons between wall and free turbulent jets. In wall jet configuration, the author indicated that counter-rotating vortices are formed right at the jet exhaust. The anti-clockwise vortices are caused by the shearing mechanism at jet free boundary, while clockwise are caused by the wall effect. The merger between clockwise and anti-clockwise vortices corresponds to the disappearance of the potential core, which is much longer for the wall jet than the free jet.

The instantaneous velocity measurements through PIV technique conducted by Cao et al. [19] in the near wall region revealed the existence of the double row vortex pairing structure where small scale vortex has been detected in the near wall region.

Hooff et al. [36] have conducted an experimental study via PIV technique of the transitional plane wall jet (Re ranging from 800 to 2500) in a confined enclosure. Their study focused on two regions. The first investigated region is focused on the field close to jet nozzle where velocity gradients are strong, in order to enhance PIV spatial resolution. The second region covers the whole enclosure to have a thorough vision of the flow recirculation. Their

results revealed a great dependency of the position of the maximum velocity and jet detachment to the Reynolds number. They utilized Q criteria to extract vertical structures in the outer region of the wall jet. In the inner region the Q criteria revealed that the shearing in the boundary layer leads to the formation of positive vorticity. They noted that eddy structures number increases with Reynolds number. Hence, the Strouhal number which is a dimensionless term used to characterize vortex shedding frequency increase with higher Reynolds number.

Another widely known and powerful method was used to analyze the structure of the flow and the jet modifications due to the lateral flow. Indeed, the proper orthogonal decomposition (POD) method is able to identify the most energetic modes and the associated structures. Both PIV and POD are very often used together in several fluid flow studies [10,54,60,71,80].

To extract coherent structures buried into the flow, several methods may be used for this purpose. Various vortex-identification schemes are summarized by Kolář [47], among them we can find the widely used ones (Q , Δ , λ_2 , and λ_{ci}). Bonnet et al. [13] reviewed several methods reported in literature used to extract coherent structures in the case of free shear flow and classified them to conditional and unconditional techniques. Bonnet et al. [14] compared coherent structure eduction methods utilizing the same data base. POD was one of these methods which also include vorticity-based, Wavelets and Stochastic Estimation. Namgyal and Hall [57] employed POD technique in the near field region of a 3D wall jet measured experimentally via a stereoscopic PIV. They found that the first 5 POD modes are sufficient to reconstruct the main features of the flow.

Bernero and Fiedler [10] studied the round jet in a uniform counter-flow by combining PIV and POD. Snapshot POD method has been performed by using velocity components (energy POD) and vorticity vector components (vorticity POD). They found from energy POD that the first 10 modes contain 60% of the total turbulent kinetic energy and the first 20 modes capture 70%. For very low jet-to counter-flow velocity ratios they revealed that these percentages tend to increase but remain much lower than in cases where well-defined coherent structures with strong periodicity are present as reported by Rajaei et al. [63] where the first eight modes contain more than 96% of the fluctuation energy, reflecting the complexity of the phenomena. They also found that energy POD appeared to produce better results than vorticity POD, being able to reproduce the main features of the flow with a smaller number of modes. In fact, eigenvalues from energy POD were much higher (of about 25%) than those from vorticity POD.

Weitao et al. [81] employed time resolved POD onto PIV measurements to unveil coherent structures dynamics buried into the turbulent flow in the near field region of a round jet. They found that the first six modes capture over 50% of the total energy in the 0–100 Hz frequency region.

Shim et al. [71] studied coherent structures of a plane water jet in the initial and interaction region up to the streamwise normalized position $x/e = 9$ (X/h in Shim et al. [71]). Direct POD method has been applied to extract coherent motions. The first mode was found to capture about 10% of the energy in velocity fluctuations in all measurement regions ($0 < x/e < 9$). The second and third mode contain about 7% in region I ($0 < x/e < 4.4$) and II ($2.2 < x/e < 6.6$) while they represent about 6% in region III ($4.4 < x/e < 9$). The reconstruction of the first two POD modes in the initial region has enabled the identification of symmetrical counter-rotating vortical structures that have been documented in many previous studies. They also employed λ_{ci} method to analyze the vortex dynamics since vorticity is not a suitable method to identify vortices due to the high shear caused by mean flow field tending to mask the embedded vortical structures.

POD has also been applied by Peltier et al. [61] to results measured by Large-Scale Particle Image Velocimetry in order to study the meandering behavior of four jets having different inflow conditions. POD modes containing 80% of the total mean fluctuating kinetic energy has been used. Coherent structures have been identified using a criteria based on the residual velocity [47]. They also chose to employ the snapshot POD method as documented by Sirovich [72] since it is faster and more appropriate than the classical POD when a large number of velocity vectors (highly resolved spatially) are available for a limited number of samples (measurement fields). Three types of coherent structures among 9000 computed modes have been revealed through the study of POD modes. Their results revealed the presence of two instability modes, varicose and sinuous; the latter one is responsible of the meandering effect.

The large scale coherent structure (CS) is the cornerstone element that explains the entrainment process as revealed by investigators such as Crow and Champagne [24], Brown and Roshko [18] and Hussain [38]. The control of the flow leads to the necessity of manipulating these CSs regarding their crucial role in the entrainment and in the mixing of the ambient fluid. But how do these eddy structures evolve when they are subjected to an external lateral flow in the case of a plane wall jet?

Note that unless mentioned otherwise, all studies mentioned above were conducted for wall jets in a more or less quiescent flow. More recently, some studies have also been extended by number of researchers to jets discharged in no-quiescent surroundings with “co-flow” [15,26,86] and “cross-flow” [6,45,59]. However to the best of our knowledge, no researches have been performed for jet development in surroundings with “lateral flow”.

The objective of the present work is to experimentally investigate the aerodynamic behavior of a wall jet subjected to external lateral stream by means of PIV measurement technique. This study was performed on a reduced-scale model representing a generic configuration of a RDC by focusing on the near field region ($x/e < 10$) where strong interactions are expected between the jet core, wall boundary and external lateral stream.

Comparisons of experimental data obtained with and without external perturbation make it possible to quantify the effect of the perturbation on the main wall jet characteristics related to mean velocities, turbulence profiles and the development of instabilities.

To better conduct such study experimentally we have resorted to the use of the time-resolved high speed PIV followed by the employment of the POD method to identify coherent structures and to study flow dynamics. The obtained data can therefore help to gain insight on the effect of external lateral shear caused on the

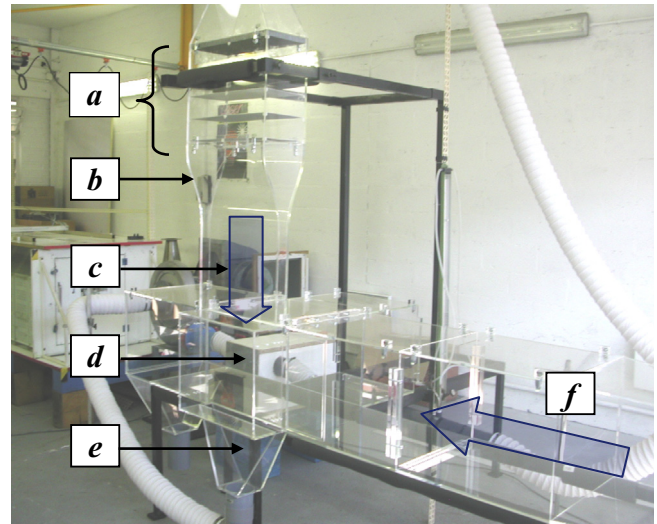


Fig. 2. Experimental scaled-down test facility of a refrigerated display cabinet (RDC) (a) settling chamber, (b) smooth contraction nozzle, (c) air curtain, (d) cavity (wall), (e) exit of the recycled jet, (f) external lateral stream (ELS).

edge of the jet on the development of discrete K–H vortices that dominate the early stage of wall jet transition process and play a relevant role on the jet entrainment inwards.

2. Experimental setup and procedure

2.1. Wall jet facility

The experimental setup shown in Fig. 2 has a scale-down (1:5) of an open display cabinet with respect to Reynolds dimensionless number, defined as $Re = eU/\nu$, where e is the nozzle exit width ($e = 0.04$ m), U is the reference velocity (≈ 3 ms^{−1}) and ν is the kinematic viscosity. It represents an air curtain confining cavity subjected to an external flow under isothermal conditions. Using scale-down model as generic configuration of a RDC is very useful to characterize the fundamental nature of flow field while eliminating case-specific issues particular to each manufacturer.

The key benefits and originality of this facility is that it allows us to investigate the behavior and stability of the wall jet subject to an external lateral stream (ELS) with the control of different parameters related to the jet (different Reynolds numbers), the ELS (different lateral velocities) and the cavity (various depths). The cavity is of 0.4 m height and 0.5 m width (equal to the jet width) with an adjustable back wall to obtain different depths ranging from 0.15 m which corresponds to an air curtain confining a cavity to 0 m representing a wall jet which corresponds to a fully stocked RDC. In this paper, only the configuration of the wall jet is considered.

The experimental device is composed of two airflow separate circuits related to the wall jet and to the external lateral stream. Airflows for both wall jet and ELS are provided by two centrifugal fans, which can deliver a nominal flow rate of 0.5 m³ s^{−1} with pressure loss of $\Delta P = 1469$ Pa for the air curtain, and 1.25 m³ s^{−1} for the lateral flow with $\Delta P = 1959$ Pa. Both airflow circuits are put into two closed recycled air loops. This configuration also reduces the amount of injected tracer particles needed to achieve better measurement.

In the wall jet circuit, the air jet blows from top to bottom (Fig. 3). The air flow is supplied to the settling chamber by a nozzle divergent. The rectangular settling chamber contains two honeycomb flow straighteners and four screens of progressively finer mesh sizes from 4×10^{-3} m to 1×10^{-3} m to ensure the uniformity

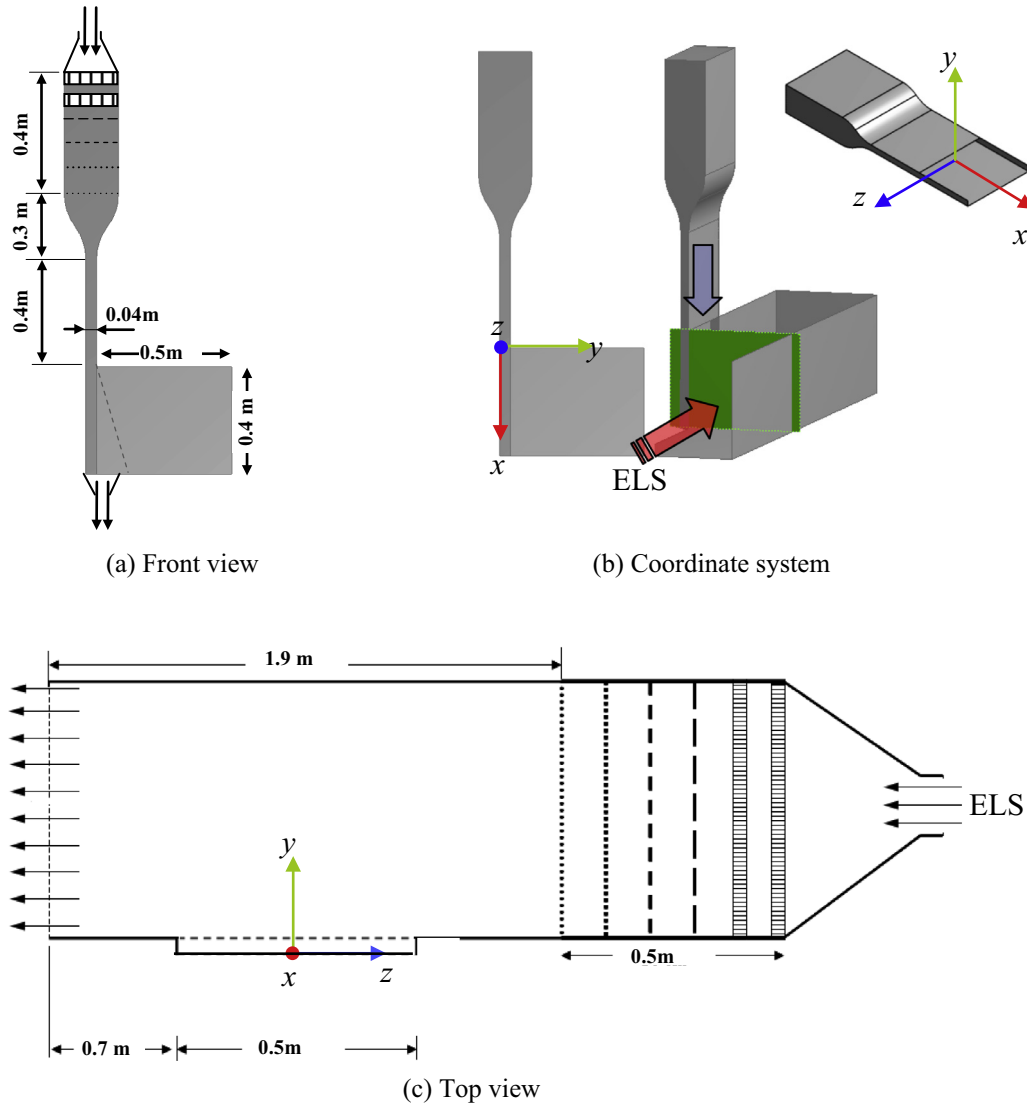


Fig. 3. Sketch of the front view (a), the top view (c), and coordinates of the measurement configuration (b).

of the mean velocity and low turbulence level. The main dimensions and the axis system are presented in Fig. 3. Cartesian coordinates are used, x axis for streamwise direction, y axis for wall-normal direction and the third z axis for lateral or span-wise evolution, the origin is fixed at the (x–y) symmetry plane of the nozzle and on the wall (Fig. 3b and c).

A rectangular channel (of section $0.04 \text{ m} \times 0.5 \text{ m}$) leading to the wall jet nozzle (of width $e = 0.04 \text{ m}$) is connected to the settling chamber with a smooth contraction ratio of 1/5. The wall surface attached to the jet exit corresponds to the back of the cavity (0.5 m lateral, 0.4 m height). The aspect ratio (L/e) of the cavity is 12.5. The wall extended to 10 jet widths downstream to better focus the initial stages of the wall jet development in the near-field region.

In the ELS circuit, the air is injected in a rectangular horizontal channel of dimensions 0.4 m height, 0.5 m width and 2.4 m length. To control the uniformity of the ELS flow, 0.5 m of the channel entrance has been devoted to a settling chamber composed of a honeycomb and a set of perforated plates. The ELS-jet interaction begins at $z = 0.25 \text{ m}$, 0.7 m downstream the ELS settling chamber. At $z = -0.95 \text{ m}$, located 0.7 m downstream the ELS-jet interaction, the air flow rate of the ELS is extracted in a channel in order to form a closed loop.

The scale-down experimental model walls were made of Plexiglas of higher optical quality material which is advantageous for LDV and PIV image recording since the laser sheet can be directed through the wall surface attached to the wall jet, allowing the flow field to be free of optical obstructions.

In this study four external lateral velocities (U_{lf}) have been chosen; 0 ms^{-1} (unperturbed wall jet), 0.2 ms^{-1} , 0.5 ms^{-1} and 1 ms^{-1} which correspond to the ratios $\alpha = U_{lf}/U_0$ of 0, 0.06, 0.16 and 0.33 respectively.

Preliminary results (data not shown) indicate that the ELS have a decreasing 3D effect on the wall jet in the lateral direction from the beginning of the interaction ($z = 0.25 \text{ m}$) to the mid plane ($z = 0 \text{ m}$). Accordingly, we select the plane $z = 0.2 \text{ m}$ located at 0.05 m from the beginning of the interaction with the lateral flow to investigate the wall jet characteristics since the strongest effect is observed in this plane.

2.2. Non-intrusive experimental facilities

Two experimental techniques (Laser Doppler Velocimetry “LDV” and Particle Image Velocimetry “PIV”) have been used to characterize the mean velocity fields and its fluctuating components. For both techniques, the flow was seeded by white atomized

oil particles of mean arithmetic diameter of about $4\text{ }\mu\text{m}$ that scatter light as the flow carries them through the measurement volume of LDV or the laser sheet of PIV. The atomizer was set in a box placed in the wall jet loop before entering the settling chamber.

2.2.1. Laser Doppler Velocimetry (LDV)

One-dimensional Laser Doppler Velocimetry (Laserverc) produced by TSI (Shoreview, MN, USA) manufacturer was used. The LDV consists of an LDP-100 probe and the raw data are processed using an IFA 600 signal processor. This measurement technique does not interfere with the flow and is able to correctly resolve the sign as well as the magnitude of velocity and to determine mean velocity and its fluctuations. It comprised a $50 \times 10^{-3}\text{ W}$ laser diode emitting a visible red beam at $690 \times 10^{-9}\text{ m}$ wavelength, a beam splitter, a Bragg (acousto-optic) cell, a focusing and receiving lens to collect scattered light from the measurement point and a photomultiplier. The accuracy is considered to be below 1%. For the present experiments, a maximum of 10,000 samples was specified for each point measured, with a maximum sampling time of 120 s. The data acquisition was stopped depending on which of these two events occurred earlier. The data rate varied between 100 and 1000 Hz for all measurements. The probe was carried on an automatic three-dimensional displacement system that provides a position resolution of $\pm 0.5 \times 10^{-3}\text{ m}$ in three directions. LDV was used only to measure initial conditions of nozzle exit velocity and turbulent intensity (published in a previous research [41]). All of the obtained data presented in this paper came from PIV acquisitions.

2.2.2. Particle Image Velocimetry

A high speed PIV system (10 kHz) which consists of a double pulsed (10 mJ/pulse) Nd:YLF laser emitting light of 527 nm wavelength and a high speed CMOS Photron camera for flow field imaging of $1024 \times 1024\text{ pixels}^2$ resolution with an objective Nikon (50 mm) were used.

The Laser head optics consists of a combination of spherical and cylindrical lenses generating a green light sheet of adjustable thickness which is equal to 1 mm in the test section. The sampling frequency is 200 Hz and in all measurement cases, 2500 pairs of images are used to ascertain a good accuracy and statistical convergence of mean and turbulent quantities. The evolution of mean and second order moments of the velocity based on the number of samples shows a statistical convergence within 5% for all monitored quantities for 2500 velocity samples. The convergence of turbulent statistics of higher order is also fairly attained. The whole flow field has been covered by the combination of three fields of view of $1024 \times 512\text{ pixels}$. Following the rule of thumb proposed by Keane and Adrian [44] so that tracer particles travel $\frac{1}{4}$ the length of the interrogation window between two laser pulses, PIV images were post-processed using decreasing sequential interrogation areas from $32 \times 32\text{ pixels}$ to $16 \times 16\text{ pixels}$ with 50% overlap, with a time delay between the two laser pulses set to $900\text{ }\mu\text{s}$, resulting in a spatial resolution of 8 pixel which

corresponds to velocity vector spacing of about 3 mm. Measurements in the downstream locations cover the region between $x/e = 2$ and $x/e = 9$. Experimental and measurements parameters are summarized in Table 1.

The random uncertainty of the mean velocity u_r which is of statistical character is assessed using the central limit theorem [20]. Such method has been used by many authors and recently by Hooff et al. [36] to estimate the uncertainty in PIV velocity measurements of the transitional plane wall jet in a confined area. It is defined as follows:

$$u_r = \frac{1}{\sqrt{N}} Z_{\alpha/2} \frac{V_{RMS}}{V} \quad (1)$$

where N is the number of uncorrelated samples, ($N = 2000$ in our case). A confidence interval of 95% is chosen corresponding to a value of $Z_{\alpha/2} = 1.96$. The last ratio of V_{RMS} to V , denotes the local mean and root mean square velocity. For the streamwise velocity of the unperturbed jet at $x/e = 7$, the calculation of uncertainty at the two peaks of the root mean square (RMS) velocity profile gives 0.44% in the inner layer and 0.9% in the outer shear layer. LaVision commercial software has been utilized to perform post treatment of PIV measurements. In order to overcome peak locking effect a particle image diameter (d_τ) of at least two pixels is recommended [82]. The uncertainty in displacement under ideal circumstances is of about 0.05 pixels for synthetic images. The random uncertainty in the timing is estimated of about 1 ns which is negligible compared to the displacement uncertainty. The systematic (bias) error is estimated for the PIV system as 0.1 pixels [58,62].

2.3. Identification techniques of coherent structures

Various analysis techniques of vortices have been reviewed by Adrian et al. [2]. They established a comparison based on the effectiveness in identifying vortices. They concluded that the swirling strength criterion represents a powerful technique in extraction of small scale structures. The most common widespread method used to identify vortex cores is the vorticity defined as follows:

$$\omega \equiv \nabla \times u \quad (2)$$

In 2D plane configuration, the vorticity is written as follows:

$$\omega_z = \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (3)$$

The drawback of this method is that it does not permit to differentiate vortex core and shearing effect. The local swirl strength can be found by constructing an equivalent two-dimensional velocity gradient tensor given by:

$$D = \begin{bmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} & \frac{\partial U}{\partial y} \\ \frac{\partial V}{\partial x} & \frac{\partial V}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (4)$$

The swirling strength criterion is defined as the imaginary part of a complex eigenvalue of the velocity gradient tensor Zhou et al. [87]. Swirling strength in 2D plane configuration is obtained through the calculation of the square of the imaginary part as follows:

$$\lambda_{ci}^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (5)$$

Note that gradients in the z directions are set to zero. To have more explanation about this criterion, the reader can refer to Zhou et al. [87].

Wu and Christensen [84] suggested a modified criterion by combining the swirling strength and vorticity in order to distinguish clockwise and counter-clockwise rotation which is defined as follows:

Table 1
PIV parameters, flow conditions and measurement planes.

Frequency	200 Hz
Pulse delay between two laser pulses	900 μs
Field of view	$1024 \times 512\text{ pixels}$
Velocity at the nozzle exit	3 m s^{-1} ($Re \approx 8000$), ($\nu = 15.6 \times 10^{-6}$ at 20°C)
Perturbation velocities	0.2 m s^{-1} , 0.5 m s^{-1} , 1 m s^{-1}
Measurement planes	$z = 0.2\text{ m}$, 0.15 m , 0 m

$$\Lambda_{ci}(x, y) = \lambda_{ci}(x, y) \frac{\omega_z(x, y)}{\|\omega_z(x, y)\|} \quad (6)$$

3. Results and discussion

3.1. Preliminary results of the unperturbed wall jet

3.1.1. Mean flow

A measurement of the initial velocity profile close to the nozzle is of great importance prior to each study involving jet flow structure. The assessment of initial conditions effect on the jet development has drawn the attention of many researchers in various jet configurations such as Hussain and Clark [39], Russ and Strykowski [68] and Bogey and Bailly [12]. At the nozzle exit in the symmetry plane $z = 0$, measurements obtained by LDV (figure shown in Kaffel et al. [41]) exhibit a mean velocity profile with boundary layers of shape factor (H) equal to 2.14 which is very close to the laminar boundary layer of Blasius ($H = 2.59$). The turbulent intensity at the nozzle exit is found below 0.75% at both edges of the nozzle exit.

In order to check the characteristics of the wall-jet configuration, we compare the unperturbed jet case to previous results cited in literature dealing with a plane wall jet developed in stagnant ambience. As it can clearly be seen in Fig. 4, the dimensionless mean velocity profiles of the unperturbed wall-jet reach self-similarity region for $x/e > 6$ which is close to the result of AbdulNour et al. [1] who indicates the occurrence of the self-preserving state of the jet for $x/e > 6.9$. A good collapse of curves is also achieved with experimental LDV results of Eriksson et al. [25] obtained for $x/e = 20$ and with the empirical equation of Verhoff [79] based on an error function (Eq. (7)) as reported by Rajaratnam [64] which is the result of the combination of Görtler's free jet solution and the Blasius boundary layer equation:

$$\frac{U}{U_m} = 1.48\eta^{1/7}[1 - \text{erf}(0.68\eta)] \quad (7)$$

where $\eta = y/y_{0.5}$ and $y_{0.5} = 0.068(x + 10e)$.

However, additional velocity profiles for higher streamwise locations are needed to check the occurrence of the self-preserving state of the jet especially close to the wall.

Fig. 5 shows the onset and development of initial eddies of Kelvin–Helmholtz type for the unperturbed jet. The roll-up and pairing process of the K–H instability plays a key role in the growth of the shear mixing layer. The effect of lateral perturbation on this process will be discussed later in details in the next section of this paper.

Due to diffusion process, the jet spreads out which causes a decrease in air jet velocity and an increase of the mass flow rate

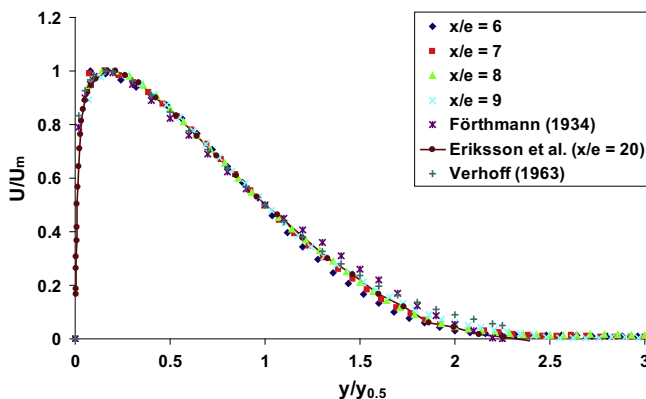


Fig. 4. Dimensionless velocity profiles of the unperturbed wall jet at $z = 0.2$ m.

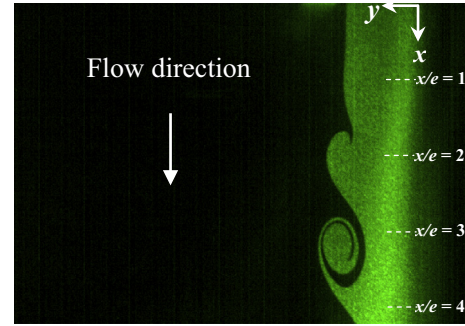


Fig. 5. PIV visualization of Kelvin–Helmholtz instability (unperturbed jet $U_{lf} = 0 \text{ m s}^{-1}$).

of the jet by entrainment mechanisms from the outer layer. This process continues until the jet flows approaching the return duct located at $x/e = 10$. In fact, the recycled configuration of the wall jet creates a favorable pressure gradient ($\partial P/\partial x < 0$) which tends to slightly accelerate the jet. At the bottom of the cavity ($x/e = 10$) where the global volume flow rate (Q) exceeds the recirculated part (Q_0), the jet splits into two different air flow components. The main part of the jet, which corresponds to the mass flow rate of the jet ($Q_0 = 0.05 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ for $U_0 = 3 \text{ m s}^{-1}$), is retaken into the return grill to ensure the continuity of the steady flow. The outer part of the air curtain is spilled back into the channel (Fig. 8a) in order to balance the quantity of air that was entrained by the wall jet on the outside. The streamlines created by jet entrainment in the upper part of the jet and those created by the spilling back near the bottom form a closed loop as can be seen in Fig. 8a. The entrainment mechanism leads to a two-dimensional recirculation loop which extends over the whole channel, further details can be found in Kaffel et al. [41].

3.1.2. Primary and secondary instability structures

Fig. 5 shows the onset and development of initial eddies of Kelvin–Helmholtz type that dominate the early stages of wall jet transition process and play a relevant role in enhancing mixing and entrainment in the outer layer between the jet and the ambience. For unperturbed jet, it is admitted that, these vortex structures may undergo pairing process (two consecutive vortices merge and form one big vortex) to form larger structures and this is the dominant mode of interaction governing the growth of the shear layer by entraining a bigger amount of the surrounding air.

Coherent structures in the free shear layer show the same aspect as the mixing layer. The gap between two successive rollers of saddle form is dubbed “braid region”. In the braid region, special form of coherent structures or streaks exists termed by some authors as “ribs” or “filaments”.

Temporal PIV visualisations depicted in Fig. 6 obtained in a horizontal plane ($x/e = 3$) and focused on a narrow field close to the perturbation source ($0 \text{ m} < z < 0.25 \text{ m}$) clearly show the mushroom topology of these filaments which behave as counter-rotating streamwise vortices. As can be seen, these secondary instability structures which are stretched by the primary K–H rollers contribute to the entrainment mechanism of the unperturbed jet and to the continuous grow-up of mixing layer. The same pattern has also been reported by Gogineni and Shih [31]. They observed via flow visualization technique a mushroom-shaped protrusion subjected to strong stretching by two neighboring vortices emerging at $x/h = 11$ (h is the slot width) in the transitional regime.

The topology of vortex filaments has been reported by some investigators such as Bernal and Roshko [9] who proposed a model which consists of a single hairpin-shaped vortex filament which loops continuously in back and forth between two adjacent rollers.

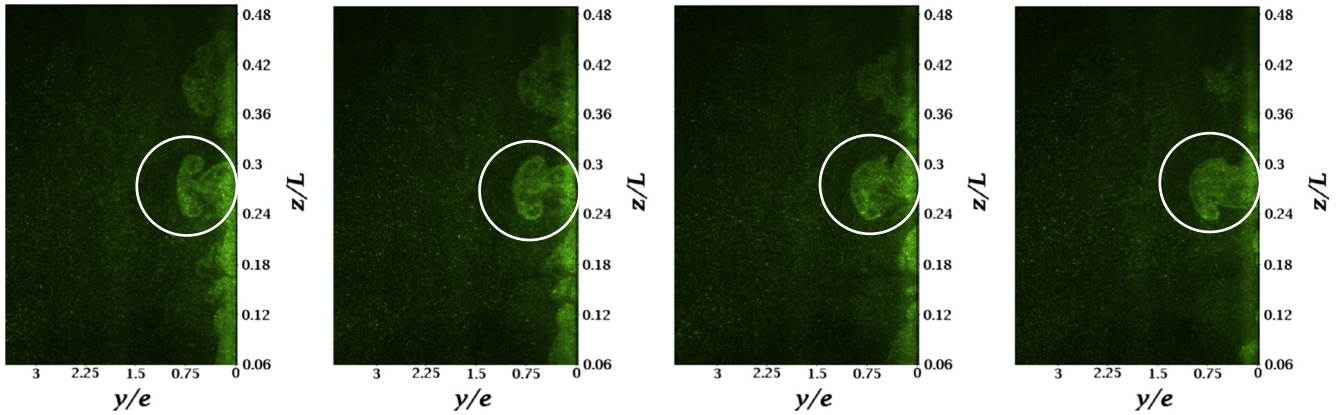


Fig. 6. PIV visualization sequence of the unperturbed jet taken at time step 0.005 s (Frequency = 200 Hz) of the secondary K-H instability at the cross-stream plane $x/e = 3$.

Hussain [38] suggested that the braid region is formed by a packet of discrete vortices called “ribs”. The stretching of ribs deforms the primary spanwise vortices as mentioned by Jimenez [40]. In the braid region, the jet core is in a depression state which gives rise to ambient fluid engulfment towards the jet core [4,35]. The effect of the lateral perturbation on the primary and secondary instability structures are discussed in details in the next section.

3.2. Influence of the ELS on the wall jet characteristics

3.2.1. Mean flow

Fig. 7 shows dimensional streamwise velocity profiles of the unperturbed jet (Fig. 7a) and the perturbed jet at $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ (Fig. 7b) at streamwise positions ranging from $x/e = 2$ to $x/e = 9$. A common characteristic of the two wall jets is the broadening of the velocity profile at the free shear layer due to the entrainment of the ambient air. However, very significant modifications induced by the lateral flow can be noted. First, negative velocities are measured on the outer portion of the jet for the profiles between $x/e \approx 3$ and $x/e \approx 5$. This indicates the presence of a recirculation loop between these two positions and especially shows a very significant change in the development of the primary K-H instability, illustrated by the streamlines shown in Fig. 7b. This modification of the initial development of the jet affects the entire downstream region: the altered development of the primary K-H instability largely changes the entrainment capacity of the jet, which is especially noticeable on the farthest profiles for $x/e = 8$

and $x/e = 9$. Thus, the lateral flow tends to move the inflection point closer to the wall.

The inflection point in the outer shear layer is a principal factor of the triggered instability, this implies that the potential core length will certainly be affected. As can be seen, the transition process as mentioned previously by Bajura and Catalano [8] will move further upstream the vortex structure interaction, this will be discussed later in detail. Recall that, in the inviscid instability mechanism of a shear flow there must be an inflection point in the velocity profile which satisfies the following condition $d^2U/dy^2 = 0$ [66]. According to Mele et al. [52], the plane wall jet also consists of two instability modes; the viscous mode in the inner layer and the inviscid modes in the outer region, the latter govern the development of vortical structures.

Fig. 8 illustrates the velocity field distribution and streamlines of the unperturbed and perturbed jet at a lateral velocity U_{lf} of 0.5 m s^{-1} and 1 m s^{-1} . The whole air curtain is reconstructed from three PIV measurement zones as it has been mentioned earlier. When subjected to ELS at $U_{lf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$, the recirculation is located in the lower part close to the jet (Fig. 8b), while it covers a large part of the transverse channel for the unperturbed configuration. Further increase of the perturbation at $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ implies the creation of an elongated recirculation loop located more upstream between $x/e = 2$ and $x/e = 10$ which strongly interacts with the whole jet flow. For actual RDC configurations working under ELS, the interaction between the air curtain and the ambient gives rise to a “mixture mechanism” instead of “entrainment

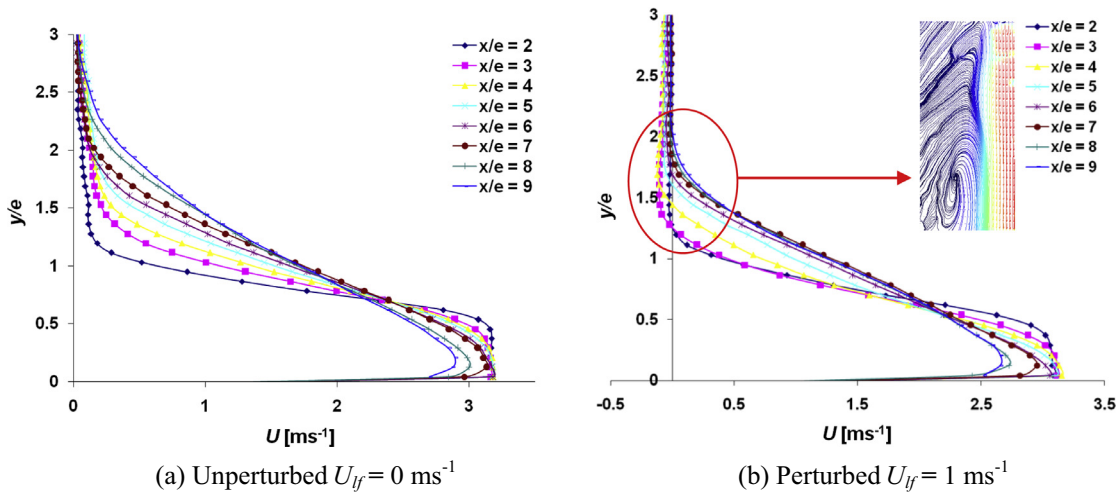


Fig. 7. Velocity profiles of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet at $\alpha = 0.33$ (b) at $z = 0.2 \text{ m}$.

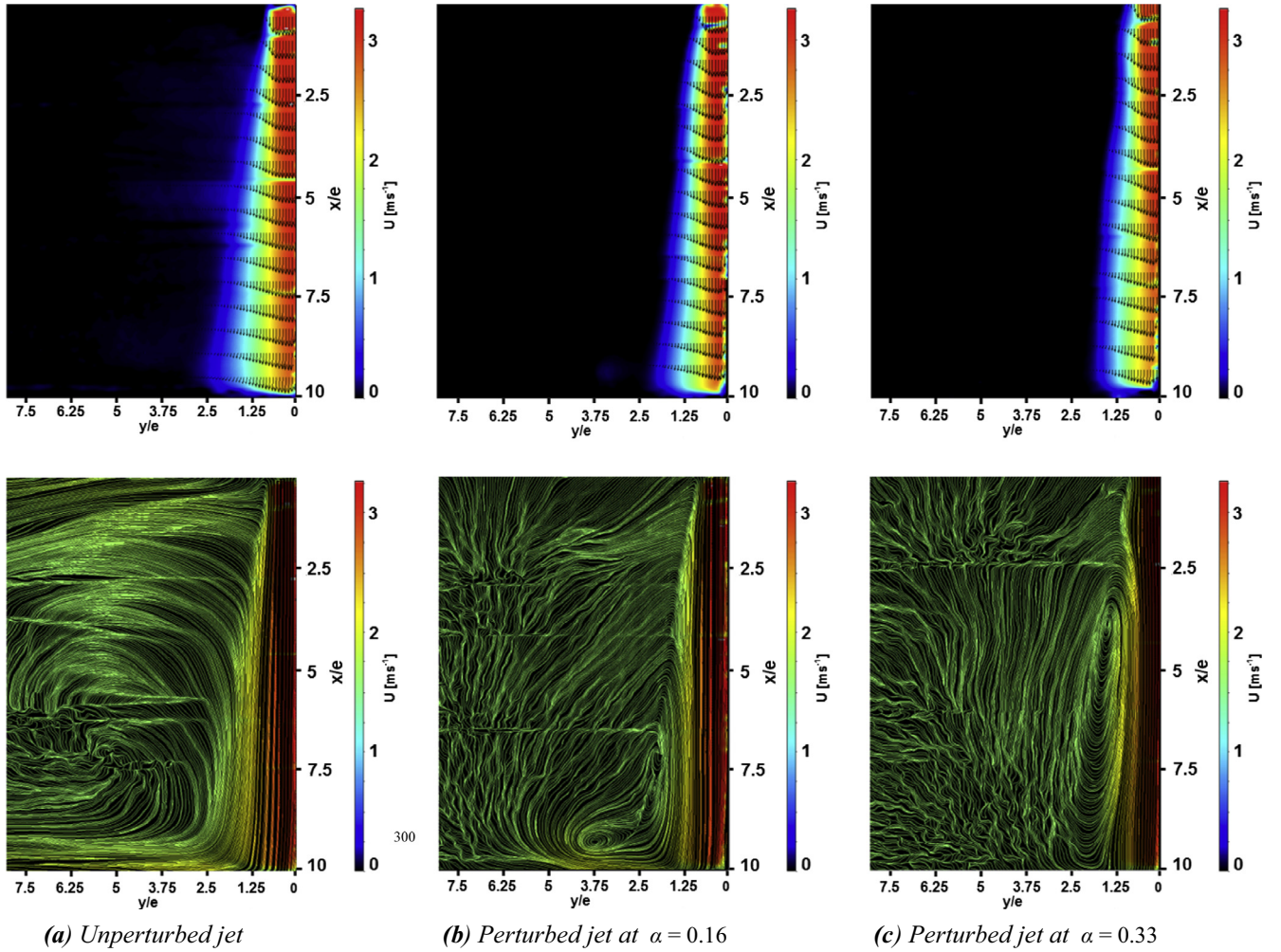


Fig. 8. Velocity fields and streamlines of the perturbed and unperturbed jet at velocities 0.5 m s^{-1} and 1 m s^{-1} at $z = 0.2 \text{ m}$.

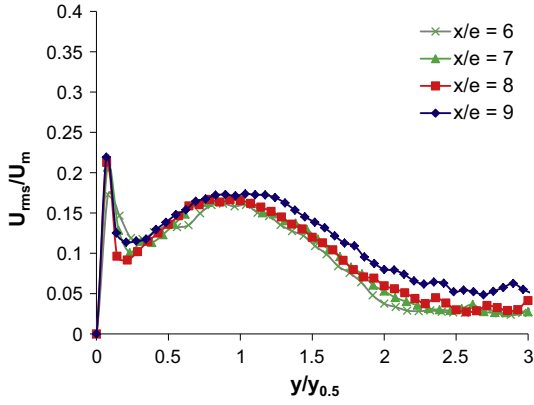
mechanism”, implying more cold air leakage over spilled in the ambient. This increases the energy consumption of the RDC, while decreasing the thermal confinement efficiency of the air curtain with higher food temperatures within the chilled compartment. It also amplifies the “cold feet” effect which is highly undesirable in supermarkets with respect to the comfort of the customers. However, to quantify these additional thermal exchanges, there is a need to perform a numerical study in a non-isothermal case related to a cold wall jet flowing in a warm ambient with and without lateral perturbation.

3.2.2. Fluctuating velocities

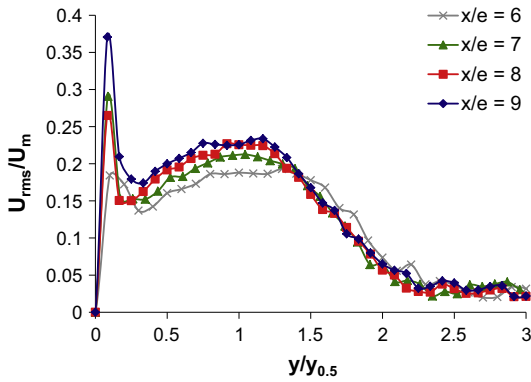
Fig. 9 displays the normalized fluctuant RMS velocity distribution $U_{rms} = \sqrt{u'^2}/U_m$ for unperturbed and perturbed wall jets. Both figures show two maxima which correspond to the inner and outer region. For the unperturbed jet, Fig. 9a, the self-similarity seems to be reached for downstream location $x/e > 6$. Except the curve of downstream location $x/e = 9$ probably affected by the outlet condition, the maximum streamwise intensity in the free shear region is found at $y/y_{0.5} \sim 0.9$. This position coincides with the position of the outer shear stress maxima presented earlier. This is in agreement with previous works in literature, where the position of the peak fluctuation is neighboring the maximum value of the mean velocity gradient. AbdulNour et al. [1] reported a strongly sheared region at about $y/y_{0.5} \sim 0.8$ as well as in previous experimental and numerical investigations Ahlman et al. [3]. In the outer shear layer,

the RMS distribution of the downstream location $x/e = 9$ shows small discrepancy implying higher values. As can be noticed, the curve distribution is broadened, the magnitude is increased and the maximum value is shifted towards higher wall-normal values. If we consider that the outer shear layer of the plane wall jet resembles to the plane jet as reported by Ahlman et al. [3], the maximum streamwise intensity which is about 0.17, is lower of about 23% than that found by Eriksson et al. [25] and Ahlman et al. [3] in the case of plane wall jet. This value is lower of approximately 29% than the range of values previously reported in the literature of plane jets in the self-preserving region which lies between 0.24 and 0.3 [33,65,73,77]. In the inner layer, a peak value is observed at around 0.21. This result is in good agreement with the range of values found numerically by Ahlman et al. [3] at downstream locations between $x/e = 20$ and $x/e = 40$ and is slightly higher than that of Eriksson et al. [25]. This difference may be due to the configuration of the wall jet used in this study, more precisely, the recycling effect and the limited ambient air frontiers confined within the perturbation tunnel.

The influence of the lateral shear flow is displayed in Fig. 9b. Obviously, the ELS increases the streamwise turbulence levels in the whole jet including in the outer layer as well as in the inner layer. In the outer shear layer, a good collapse is achieved for downstream positions $x/e > 6$ at higher half-width positions $y/y_{0.5} > 1.4$ and the magnitude of maximum values increase of about 40% compared to the unperturbed jet. However, the curve distribution is broadened near the maximum values in the outer



(a) Streamwise turbulent intensity distribution of the unperturbed jet



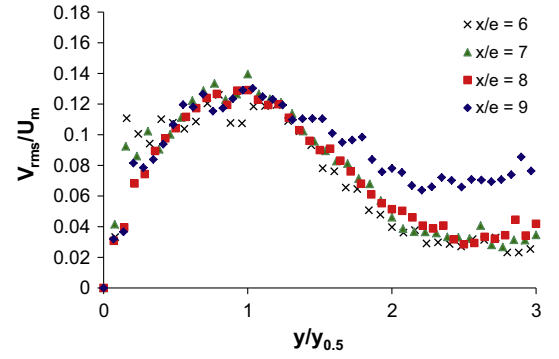
(b) Streamwise turbulent intensity distribution of the perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$)

Fig. 9. Streamwise turbulent intensity distribution of the unperturbed (a) and perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$) (b).

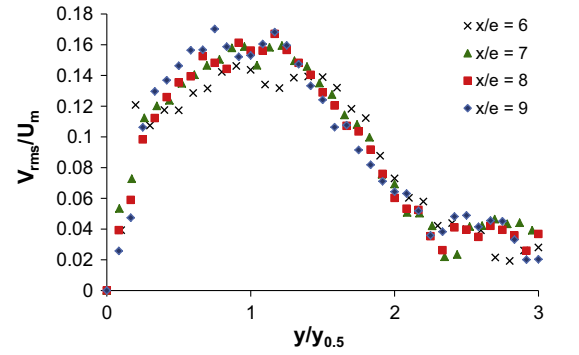
region, and the positions of these maximum values are shifted away from the wall towards ELS side. This also reveals that maximum turbulence energy which is centred in the strongly sheared region ($y/y_{0.5} \approx 1$) for the unperturbed jet moves away from the wall to $y/y_{0.5} = 1.2$ due to the extra shear induced by the ELS in the outer shear region.

When approaching the wall, the RMS streamwise intensity profiles for the perturbed jet fail to collapse for streamwise positions ranged from $x/e = 6$ to 9 (Fig. 9b). As a consequence, the increase of maximum values in the inner region is strongly dependant on the streamwise position and it varies from 12% for $x/e = 6$ to a drastic increase of about 70% for $x/e = 9$. This behavior could probably be attributed to the fact that ELS extends the transitional region to higher streamwise locations. This could be explained by the apparition of less well-organized structures in the inner region yielding a continuous increase of the normalized streamwise turbulence intensity and therefore a delay of the beginning of the development region associated to self-similarity profiles. However, additional velocity profiles for higher streamwise locations are needed to check the right occurrence of the self-preserving state of the perturbed jet.

Fig. 10 displays the normalized fluctuant wall-normal RMS velocity distribution $V_{rms} = \sqrt{v'^2}/U_m$ for unperturbed and perturbed wall jets. Except few scattered values close to the wall as shown in Fig. 10a, the self-similarity form is believed to occur for downstream positions $x/e > 6$. The profile at $x/e = 9$ deviates at



(a) Scaled wall-normal turbulent intensity distribution of the unperturbed jet

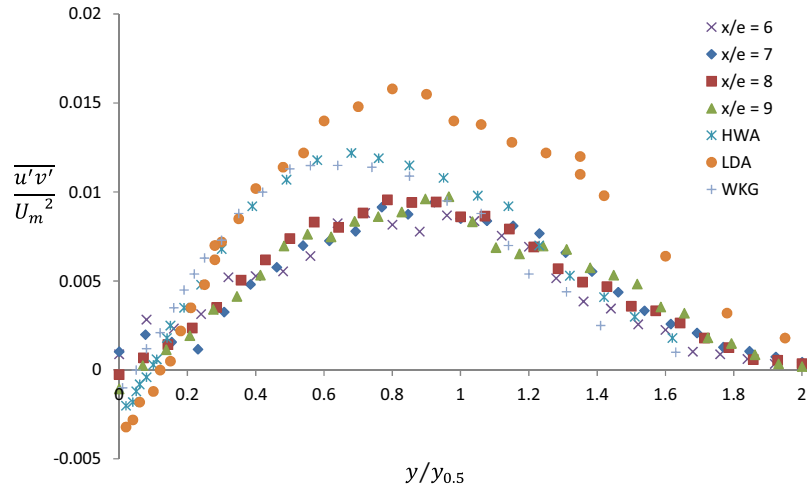


(b) Scaled wall-normal turbulent intensity distribution of the perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$)

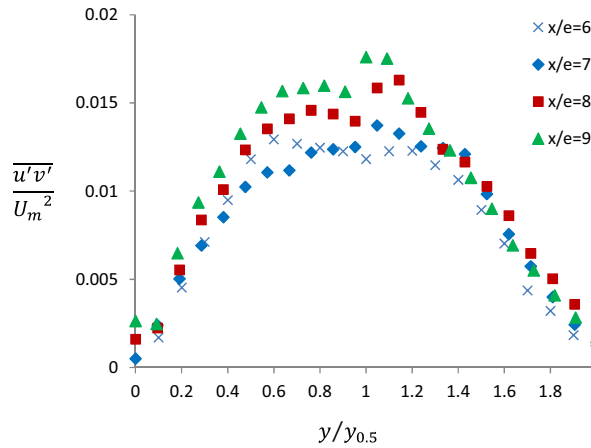
Fig. 10. Scaled wall-normal turbulent intensity distribution of the unperturbed (a) and perturbed jet (b).

wall-normal location $y/y_{0.5} = 1.3$ and shows increasing values that exceeds far from the wall, this fact may be due, as it has been discussed earlier, to the surroundings where the impact of a the non-recycled part of the flow at the bottom of the channel (at $x/e = 10$) rises fluctuant intensities. The maximum value is about 0.13 which is lower of 19% than the peak value of Eriksson et al. [25] and lower of approximately 31% than that found numerically by Ahlman et al. [3] and in the same order with results of Gutmark and Wygnanski [33] when taking into account the resemblance of the outer shear layer of the plane wall jet to the plane jet as pointed out by Ahlman et al. [3]. In consistence with the well-known properties of the turbulent free shear flows, the values of the streamwise fluctuant intensity remain higher than the two other directions, in our case, the wall-normal component. In Fig. 10b, the wall-normal intensity distribution of the perturbed wall jet is seen to preserve its self-similarity form for $x/e > 6$ even for far downstream locations. The curve plotted at $x/e = 9$ is seen to collapse fairly well with other upstream profiles. Thereby, the lateral flow reduces the lateral expansion of the wall jet and this prevents any interaction that could occur near the recycling zone. Fig. 10b also reveals that the perturbation increases the maximum fluctuant turbulence of about 23% from 0.13 to 0.16. Based upon the foregoing results, we can conclude that the main features induced by the ELS are the increase in both streamwise and wall-normal RMS components and the broadening of profiles which mean higher jet turbulent energy fluxes.

Fig. 11 displays the normalized transverse shear stress $\overline{u'v'}/U_m^2$ for unperturbed and perturbed wall jets respectively. For the unperturbed wall jet (Fig. 11a) the self-similarity form is believed



(a) Dimensionless profiles of the Reynolds shear stress of the unperturbed jet
(WKG : George et al. (2000), LDA (Ref. [43]), HWA (Venâs et al. 1999))



(b) Dimensionless profiles of the Reynolds shear stress of the perturbed jet ($U_{ij} = 1 \text{ ms}^{-1}$)

Fig. 11. Dimensionless profiles of the Reynolds shear stress of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet (b). (See above-mentioned references for further information.)

to occur for downstream positions $x/e > 6$. Comparisons with different authors show that our data collapse well with the experiments of George et al. [30] and experimental work done using Hot Wire Anemometry [78] in the outer shear layer for higher lateral values ($y/y_{0.5} > 1$). In the inner layer, the curves begin to deviate from experimental data at about $y/y_{0.5} = 1.5$. The main discrepancy lies in the peak value which is seen to decrease and to move further away from the wall. This could be partially explained by the confinement effect due to the wall bounded configuration around the wall jet since the ambience domain is delimited by the duct used to flow the ELS. The issue of similarity of Reynolds shear stress poses a great challenge for investigators. The scaling adapted to plot this figure is the outer scaling which is considered not capable of achieving a better fit of curves according to many authors as it has been discussed earlier in the introduction. It worth to be mentioned here that among the main characteristics of the wall jet is the position of zero shear stress which is observed to be shifted from the maximum mean velocity. This behavior reflects the commonly known feature of interaction between the inner and the outer layer. However, in our case, the sign inversion of the shear stress profile is not perceived for all curves since it is limited to higher streamwise values ($x/e = 8$ and 9). The lack of higher

spatial resolution needed to capture values in the near wall region can partially explain the non-zero values at the wall especially for lower streamwise values associated to thin inner layer. Another explanation for this discrepancy may also be attributed to the recycled configuration of the wall jet which plays a role in the delay of the boundary layer development since it creates a favorable pressure gradient ($\partial P/\partial x < 0$).

Fig. 11b illustrates the effect of the ELS on the Reynolds shear stress profiles. The striking feature is the loss of the self-similarity especially in the jet core for $0.3 < y/y_{0.5} < 1.2$, where the maximum values increase of about 35% between $x/e = 6$ and $x/e = 9$ and the positions of these peak values are slightly shifted away from the wall towards ELS side ($y/y_{0.5} > 1$). As observed in Fig. 11b this lack of similarity underlines the fact that the ELS extends the transitional region to higher streamwise locations. As a consequence, a substantial increase of the Reynolds shear stress profiles is observed downstream of the end of the potential core which in turn implies a delay of the beginning of the development region associated to self-similarity profiles.

Due to the confinement effect exerted by the ELS, the perturbed jet exhibits lower expansion, this lower jet expansion associated to lower jet entrainment observed in Fig. 11 may indicate that the

external shear induced by the ELS on the outer layer can strongly affect the onset and the dynamic behavior of Kelvin–Helmholtz instabilities that play the primary role in jet entrainment and jet expansion mechanisms.

Fig. 11b also shows that the negative near wall values that has been observed in the case of the unperturbed jet especially at streamwise locations $x/e = 8$ and $x/e = 9$ doesn't appear in the perturbed case. This behavior is consistent with the lag effect observed in Fig. 8c related to the development of the perturbed jet. But it may also suggests that the pairing process observed by many authors for unperturbed wall jet and recently by [34] resulting from the mutual interaction mechanism of the inner and outer layer has been altered. A possible dominance of the inviscid layer over the viscous inner layer may explain this behavior.

Reynolds stress tensors in outer scaling taken at streamwise location $x/e = 7$ are overlaid in Fig. 12. As can be seen, the main feature of the perturbation effect is the increase of the turbulence level for all Reynolds stress components with peak values in the outer shear layer shifted further far from the wall. Moreover, the ELS also tends to increase turbulence anisotropy between normal components in favor of the longitudinal component, more precisely for $y/y_{0.5} < 1$. In fact, in the outer shear layer at $y/y_{0.5} = 0.5$, the perturbed streamwise normal stress $\overline{u'u'}/U_m^2$ is seen to increase of about 80%, while the wall-normal stress $\overline{v'v'}/U_m^2$ shows an increase of about 37%. Furthermore, it is clearly seen that the perturbation tends to make the curve of the shear stress tensor $\overline{u'v'}/U_m^2$ asymmetric with a maximum much closer to the wall. The maximum value of the perturbed jet exhibits a variation of about 45%. The position of maximum shear stress of the unperturbed jet of half-width $y/y_{0.5} = 0.9$ corresponds to that of the peak streamwise intensity in the outer shear region as previously mentioned.

3.2.3. Two-point correlation functions

Apart from the distribution of the velocity fluctuations, it would be useful to provide additional data in order to characterize the turbulent flow field and to deepen our understanding on the effect of the lateral flow on the scales of the coherent structures. The well-known space correlation functions can be obtained by simultaneously observing the velocity fluctuations at two neighboring points in the flow field. These correlation functions can be defined at a specified reference position (x_0, y_0) for the streamwise component as follows:

$$R_{uu} = \frac{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u'(x, y) \times u'(x_0, y_0)}{u_{RMS}(x, y) \times u_{RMS}(x_0, y_0)} \quad (8)$$

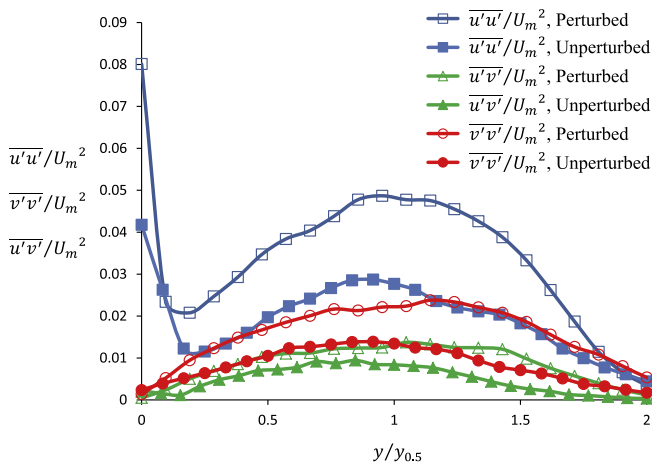


Fig. 12. Profiles of shear and normal Reynolds stresses at $x/e = 7$.

where N is the sampling size of the acquired PIV velocity fields, $N = 2500$ in our case.

Fig. 13 show isocontours of the space correlation function R_{vv} at the point $(x/e, y/e) \approx (3.9, 0.8)$ for the unperturbed and perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$) respectively. These contours illustrate the quality of PIV acquisition and the statistical convergence of data. The complex pattern of the correlation function R_{vv} is also noticeable.

For the unperturbed jet, wall-normal correlation contours R_{vv} exhibit a high level of spatial organization. Two areas of negative correlation level are observed upstream and downstream of the positive values contours related to the reference point. These contours areas of opposite signs and with almost the same order of magnitude may delimit coherent structures resulting from mutual interaction between outer and inner layer which play the most important role in the transition process [31]. These streamwise structures are also known to be important for enhancing mixing and entrainment in the outer layer between the jet and the ambience. For unperturbed jet, these structures are aligned parallel to the wall and stretched out symmetrically in the transverse direction. However, for perturbed jet the trajectory of these structures seem to be deviated towards the wall in the streamwise direction. Thus, the rise in the turbulence level observed in Section 3.2.2 may probably be a consequence of penetration of the vortices into the jet. Note that, these structures are less stretched in the outer shear layer and appear as compressed by the confinement effect exerted by the lateral flow.

For perturbed jet configuration depicted in Fig. 13 the related coherent structures delimited by the isocontours seem to have lower size than those related to unperturbed configuration. This could be explained by the inhibiting effect exerted by the lateral flow on the development of the primary (K–H vortices) and secondary vortices generated in the outer and the inner layer. The revealed features of the development of these vortices under lateral flow effect, in term of topology, length scales and trajectory could help to understand the differences concerning the energy distribution between modes in the next POD analysis (Section 3.2.5).

3.2.4. Strouhal number of Kelvin–Helmholtz instability

Fast Fourier Transformations (FFT) has been applied to the streamwise fluctuant velocity at downstream location $x/e = 3$ in the free shear layer ($y/e = 1.3$) in order to study the effect of the perturbing lateral flow on the development of Kelvin–Helmholtz instability. The obtained spectra using periodogram method (Fig. 14) revealed a peak frequency of 47.5 Hz in the case of unperturbed jet and peak frequencies of 36.5 Hz and 27 Hz when

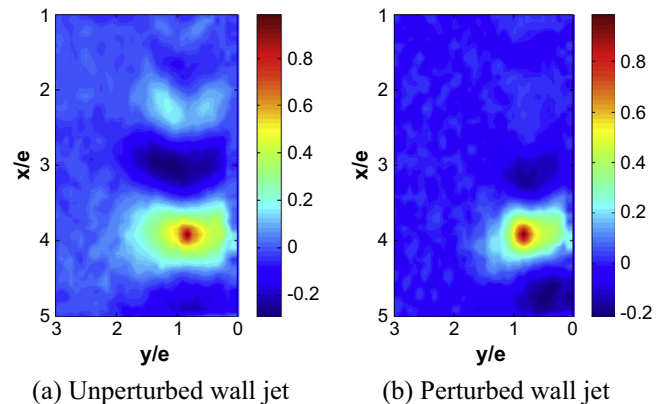


Fig. 13. Isocontours of the space correlation function R_{vv} in the shear layer of the unperturbed (a) and the perturbed wall jet at $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ (b) at the measurement point $(x/e, y/e) \approx (3.9, 0.8)$.

sheared laterally by the ELS jet blowing at two increasing velocities of $U_{lf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ and $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$. It can also be observed that for the perturbed cases, the peak frequency evolution is also associated with a production of a more significant part of energy for low frequencies, which results in more secondary peaks for the perturbed configurations. The main peak frequencies correspond to calculated Strouhal numbers (based on nozzle width) of 0.6, 0.45, and 0.36 which is defined as follows:

$$St_e = \frac{f \times e}{U_0} \quad (9)$$

where f is the peak frequency, e is the nozzle width and U_0 is the nozzle exit velocity.

The evolution of Strouhal numbers along the jet axis for three streamwise positions $x/e = 3$, $x/e = 5$ and $x/e = 7$ at $y/e = 1.3$ are shown in Fig. 15 for unperturbed and perturbed jets. As can be seen, the Strouhal number decreases with increasing downstream locations, this trend is similar to that observed in the case of unperturbed free plane jets [74,76]. At $U_{lf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$, the evolution is a little bit different from the two other curves since St tends to stabilize from $x/e = 5$. This may be due to a noisy signal which makes the differentiation of the peak a difficult task, even at a higher sampling rate, PIV technique has its drawbacks compared to single point measurement techniques. It should be noted that the spectral analysis has been performed on an area of interest of 1024×128 pixels for each streamwise position at a sampling rate of 10 kHz.

The reduction in the shedding frequency could be explained by the inhibiting effect exerted by the lateral flow on the development of the primary vortices. In fact, the ELS strongly affects the topology of the K–H instability as depicted in Fig. 16 obtained from PIV visualizations. As can be seen, the nearly circular shape of K–H instability for unperturbed jet becomes deformed and elongated with the streamwise direction at $U_{lf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ and detached at $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ due to the break-up of filaments in the braid region between two Kelvin–Helmholtz rollers. This can affect the mechanism of roll-up and pairing of K–H vortices which are responsible of the large spread of air curtain. The lateral flow enables an active control of vortex formation.

3.2.5. Coherent structures identification via POD analysis

POD technique is an efficient tool to extract the dominant structures in the flow. Once extracted, the velocity field is reconstructed

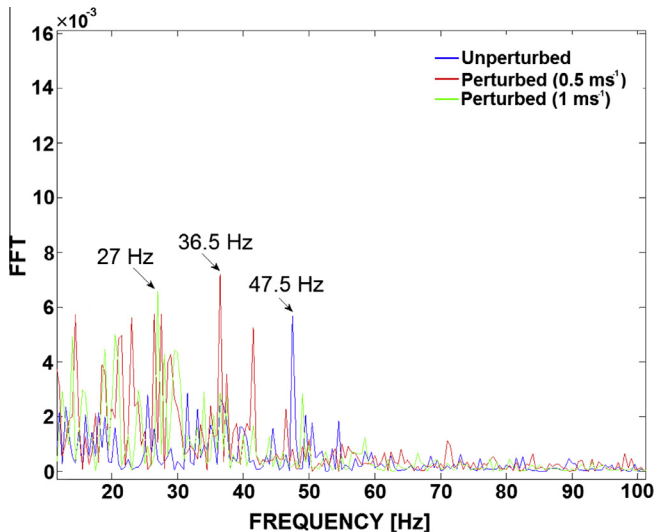


Fig. 14. FFT of unperturbed and perturbed jet at $(x/e, y/e) = (3, 1.3)$.

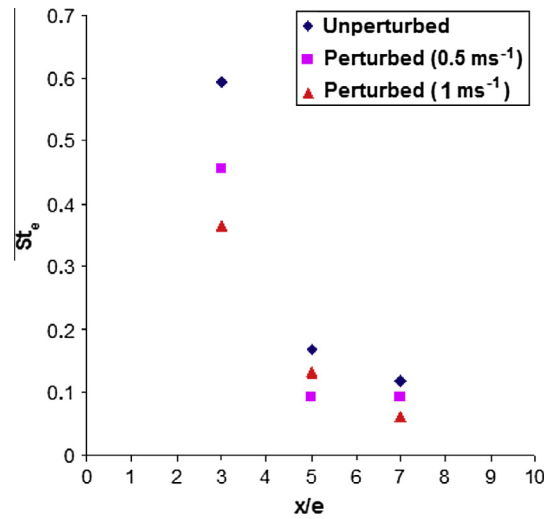


Fig. 15. Strouhal number evolution at $y/e = 1.3$.

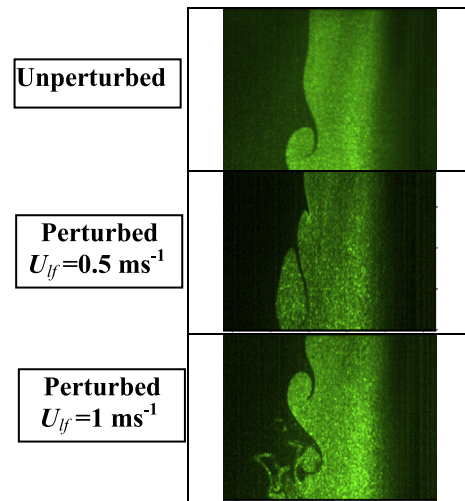


Fig. 16. Kelvin Helmholtz instability topology.

based on these most energetic structures. The POD method is also known as the *Karhunen–Loève* expansion. According to Lumley [51] who was the first to introduce this method in fluid mechanics, a coherent structure corresponds to a spatiotemporal object whose projection on the flow velocity is maximal in terms of least square. In our study POD technique is implemented in the near-field of a plane wall jet at a measurement plane distant of 0.05 m from the perturbation flow.

POD technique employed in this study to investigate coherent structures of the lateral perturbed plane wall jet is that of Sirovich [72] known as “Snapshot” method. In the 2D measurement plane, the velocity $u(x, y, t)$ is written in the following form:

$$u^k(x, y, t) = \sum_{i=1}^N a_i(t) \Phi_i^k(x, y) \quad (10)$$

k indicates the velocity component ($k = 1, 2$).

The main idea is to find a set of orthogonal basis $\Phi(x, y)$ which better describes the random flow. In a mathematical point of view we seek to maximize the following term:

$$\frac{\langle (u, \Phi)^2 \rangle}{(\Phi, \Phi)} \quad (11)$$

where $(\cdot, \cdot)$ is the scalar product and $\overline{\cdot}$ is the time average.

In other words, POD consists of searching a function that maximizes (in a mean square sense) the projection of the velocity field. In the case of “snapshot” method, the reformulation of this maximization equation reverts to simply solving an eigenvalue problem in this form:

$$\underline{C}a = \lambda a \quad (12)$$

where λ_i are the eigenvalues and $\underline{C}$ represents the temporal correlation matrix defined as follows.

$$\underline{C}(t, t') = \langle u(x, y, t)u(x, y, t') \rangle \quad (13)$$

The eigenvalues λ_i corresponds to the energy of mode of index «i» and a_i are the associated eigenvectors also called temporal modes. Hence, spatial modes are deduced by projection.

$$\Phi(x, y) = \sum_{i=1}^{N_t} a(t_i)u(x, y, t_i) \quad (14)$$

Depending on the desired energy level, we can easily rebuild using (Eq. (9)) the velocity fields on a finite number of selected modes “N” which represent the dominant structures of the flow. For Further details about this method, the reader is referred to Cordier and Bergmann [21].

From the 2500 instantaneous velocity fields used in this study, a set of 1250 snapshots with the order of 100 Hz frequency sampling rate have been used to perform POD analysis.

The relative energy content $\lambda_i / \sum_{i=1}^N \lambda_i$ [%] in the first 40 modes can be seen in Fig. 17 for unperturbed and perturbed jets. The lower modes represent large-scale coherent structures, while the higher modes represent small-scale structures with probably some random and noisy events.

For the unperturbed jet, the energy distribution shows a clear dominance of the first mode which represents 14.7% of the total energy and is 3.7 times more energetic than the second mode. This can reflect a high level of spatial and temporal organization between the 2D mean flow and K–H vortices characterizing their similar topologies, trajectories and alignment of their rotational axis and time scales. It can also reveal the presence of a privileged direction governing the development of coherent structures related to primary (Fig. 5) and secondary instabilities (Fig. 6). Consequently, a substantial drop in energy content is seen between the two first modes followed by a much lower energy decay rate from mode 2 onward. The so-called degeneration type behavior in which two successive modes evolve in pair showing similar energy have been observed for both unperturbed (modes (2;3) and modes (6;7)) and perturbed case (i.e. modes (2;3), (5;6) and (7;8) at $U_{jf} = 0.2 \text{ m s}^{-1}$, modes (6;7) at $U_{jf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ and modes (2;3) at $U_{jf} = 1 \text{ m s}^{-1}$). This trend has been documented in other configurations like wake flows and planar jet flows [49] reflecting the same physical mode which could be attributed to the dipole formation

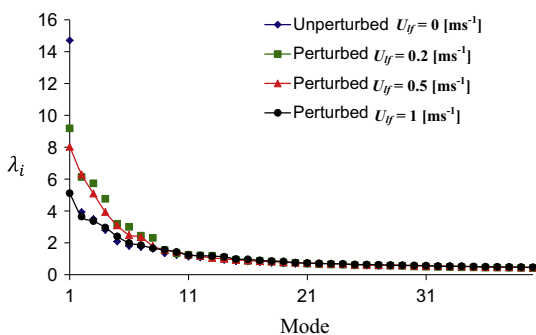


Fig. 17. Energy contribution of each mode of the unperturbed and perturbed jets.

Table 2

Sum of energies of the spatial eigenmodes.

Sum of energies [%]	Unperturbed jet $U_{jf} = 0 \text{ m s}^{-1}$	Perturbed jet $U_{jf} = 0.2 \text{ m s}^{-1}$	Perturbed jet $U_{jf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$	Perturbed jet $U_{jf} = 1 \text{ m s}^{-1}$
1	14.70	9.17	8.03	5.11
1+...+10	34.76	34.41	31.29	21.31
1+...+100	70.92	73.99	73.07	65.09

process generated by the inner-outer layer interaction as indicated by Gogineni et al. [32].

The perturbation plays a major role in the energy redistribution between modes. Due to ELS effect, the energy part of the first modes for perturbed jet are considerably reduced which in turn lowers the difference between the two first modes. The higher are the lateral velocity, the smaller are the energy part of the first mode. However, curves related to $U_{jf} = 0.2 \text{ m s}^{-1}$ and $U_{jf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ show similar trend which differs from the curve related to $U_{jf} = 1 \text{ m s}^{-1}$. For $U_{jf} = 0.2$ and 0.5 m s^{-1} the major part of the reduction of the energy part of the mode 1, when compared to the unperturbed jet, is essentially redistributed in favor of intermediate modes comprised between the second and the eighth mode. For the highest lateral perturbing velocity at $U_{jf} = 1 \text{ m s}^{-1}$, this redistribution is more homogenous and tends to increase the energy content of all higher-order modes (Table 2) without favoring some specific modes.

Plotting POD eigenspectra (evolution of the eigenvalues in log-log plot) of the unperturbed (blue solid line) and perturbed jets reveals further interesting aspects (Fig. 18). From the mode index $n = 20$, the curve of the unperturbed jet seems to be closer to the slope of exponential decay proportional to $n^{-11/9}$. Such trend has been reported in several previous studies. As proposed by Knight and Sirovich [46], an analogy exist with the $-5/3$ decay law of Kolmogorov. By assimilating the mode number to a wave number, the decay law in the inertial sub-range is put in the form $\lambda^{(n)} \propto n^{-11/9}$. This proves an organized two-dimensional behavior of the wall jet for the unperturbed case. The curve relative to the perturbed jet deviates from the $-11/9$ slope with higher disturbance ($U_{jf} = 1 \text{ m s}^{-1}$). This trend may be explained by the fact that the flow loses its bi-dimensionality and that the energy is redistributed in favor of small scale structures of three-dimensional behavior. For low and intermediate disturbance level ($U_{jf} = 0.2 \text{ m s}^{-1}$, $U_{jf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$), the energy is redistributed in favor of the first 8 modes at the expense of dissipative scales, hence, the slope is slightly decreasing.

This energy redistribution suggests that the ELS can fundamentally alter the K–H vortices development by disrupting their two-dimensional organization, topology, alignment and trajectories. It can also affect the vortex merging process which naturally yields

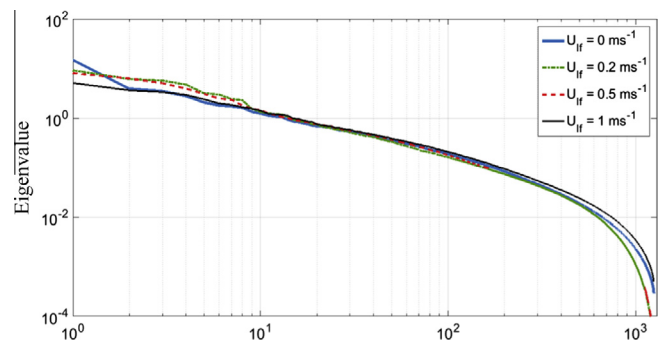


Fig. 18. POD Eigenvalue spectra of the unperturbed and perturbed jets.

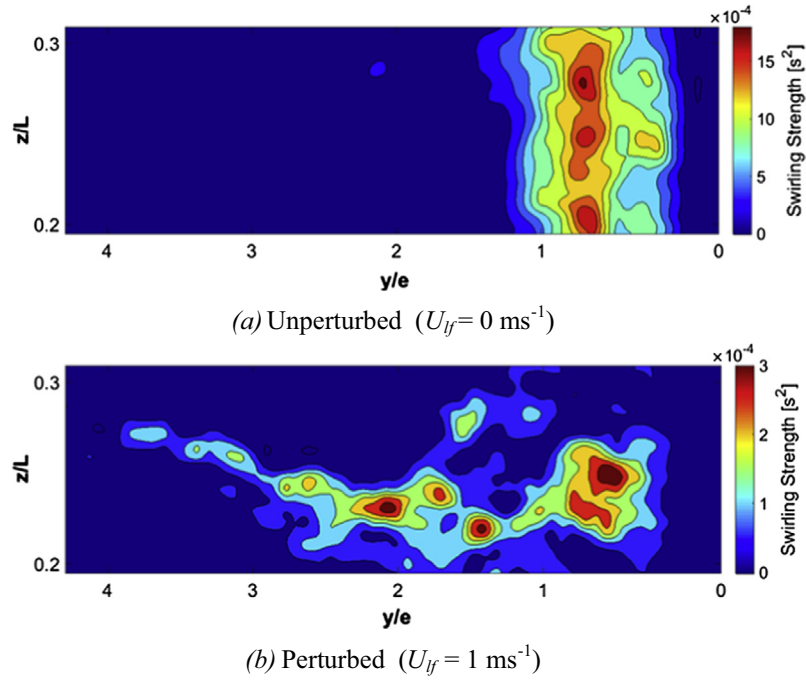


Fig. 19. Contour plot of the time average swirling strength of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet (b) at $x/e = 6$.

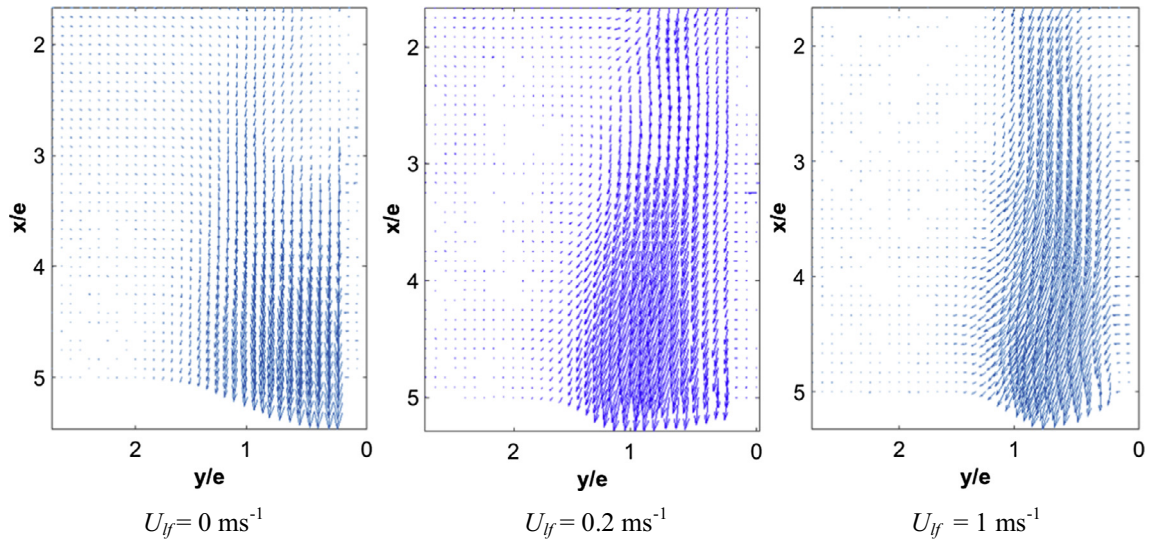


Fig. 20. The first mode of the unperturbed ($U_{jf} = 0 \text{ m s}^{-1}$) and perturbed jet ($U_{jf} = 0.2 \text{ m s}^{-1}$ and $U_{jf} = 1 \text{ m s}^{-1}$).

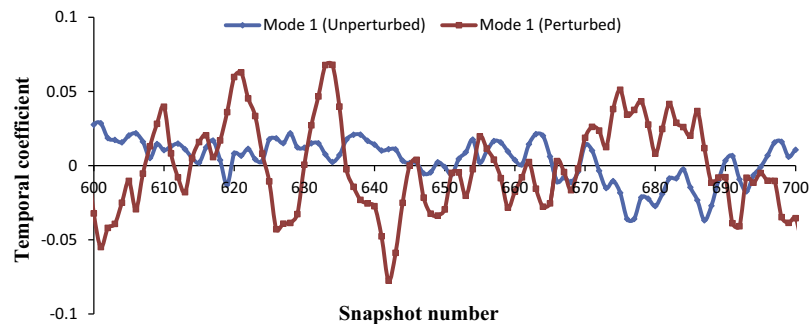


Fig. 21. Example of the time evolution over 100 snapshots of POD expansion coefficient (a_1) of the first mode for both unperturbed and perturbed jet at $U_{jf} = 1 \text{ m s}^{-1}$.

the formation of larger anisotropic organized scales for unperturbed jets while intensifying their swirling strength when they are convected downstream. Conversely, the lateral perturbation tends to emerge a more isotropic and less well-organized smaller structures especially for $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ where the three-dimensional effect is more pronounced. The ELS also affects the secondary instabilities (vortex filaments) as observed in the cross-flow horizontal plane (y - z) at $x/e = 6$ (Fig. 19) comparing

contours of the time average swirling strength with and without perturbation. For unperturbed jet (Fig. 19a), the quasi-straight line formed by these vortices axis which is parallel to the jet slot clearly indicates the position of the external shear layer and therefore illustrates its two-dimensional flow aspect. Under the ELS effect (Fig. 19b), the initially straight outer shear layer of the jet is strongly distorted. Therefore, the flow loses its initially two-dimensional character and becomes highly disordered, with very

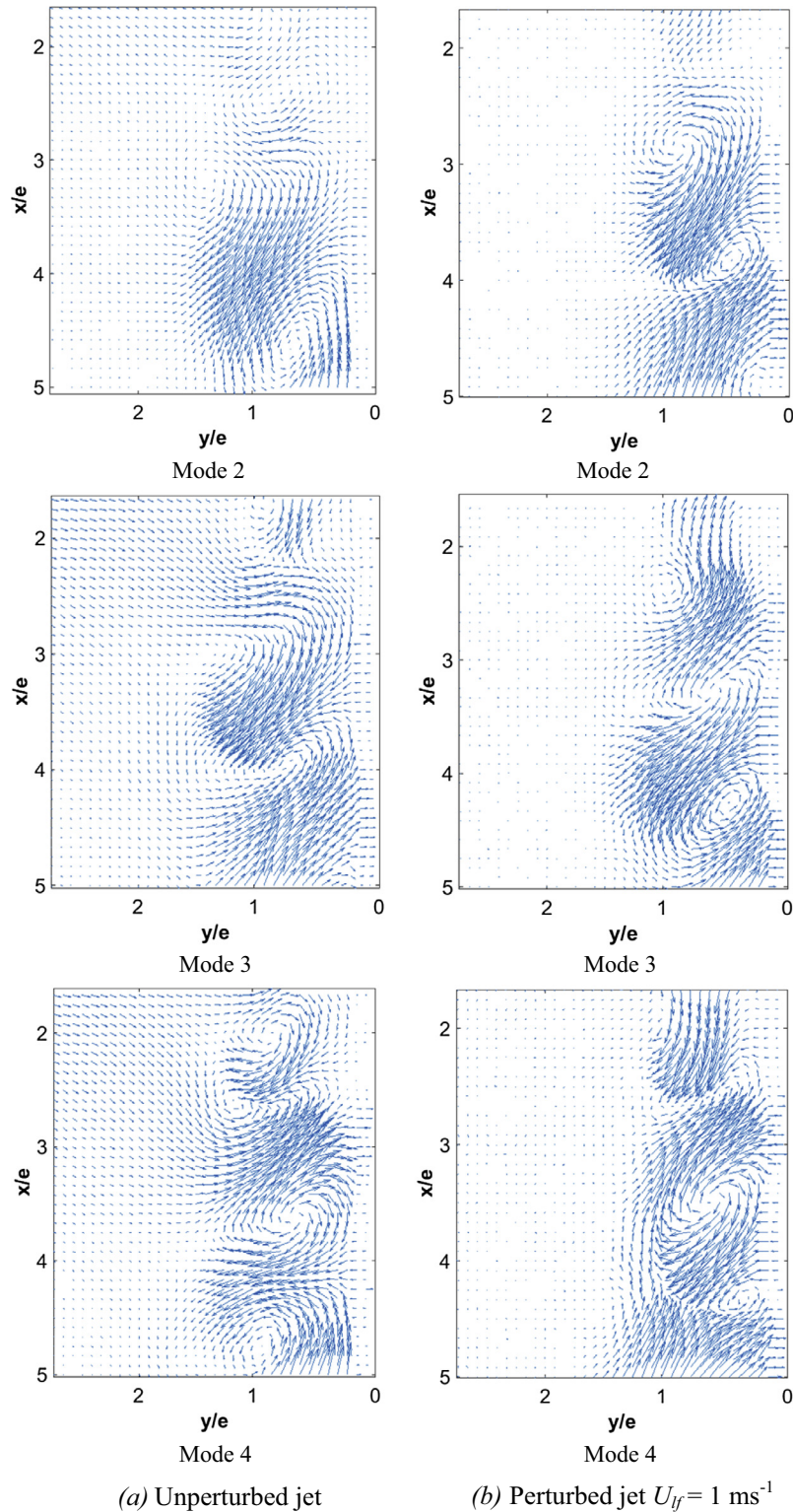


Fig. 22. Eigen function vector plots of the second, third and fourth modes of the unperturbed jet (a) and the perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$) (b).

little evidence of the position of the external shear layer with respect to the wall. We can also notice smaller swirling strength values (Eq. (5)) which reflect higher velocity gradients of vortices due to the strong shear effect induced by the lateral flow.

Fig. 19b clearly shows the breaking-down of the alignment of the vortex filaments by the lateral perturbation. As a consequence, the broken secondary instabilities are drawn away far from the jet boundaries. This may suggest a break-up of the vortex filaments connecting K–H vortices in the braid region as can be seen in a temporal PIV visualization (Fig. 16). In this region the jet core is in a depression state which gives rise to ambient fluid engulfment towards the jet core [4,35]. Thus, the break-up of these structures lowers the jet entrainment and affects the pairing process [83] which constitutes the principal mechanism governing the growth of the shear layer. It can also affect the dipole formation process leading to the emergence in a stable manner of a couple of outer and inner vortices with opposite sign which helps the flow to become well-organized in the near field region [37]. Consequently, the ELS leads to the emergence of less well-organized structures which in turn could extend the wall jet transition to turbulence as deduced earlier (Section 3.2.2).

Much earlier visual observations of streamwise vortices had previously been documented by Bradshaw [17] and Miksad [55]. Several numerical and analytical studies have been conducted to investigate these streamwise vortices and to gain more insight into their onset and development such as Lin and Corcos [50], Ashurst and Meiburg [7] and Metcalfe et al. [53]. In the latter study, the direct Navier–Stokes simulations have been used. Results showed

that upstream non-uniformities in the spanwise primary vortices are responsible of the emergence of streamwise counter-rotating vortices in the braid region. They also noticed that the pairing of the primary span-wise vortices may prevent the triggering of the three-dimensional instability. This remark is in agreement with our findings where the flow structure loses its bi-dimensionality after the break-up of the pairing process of K–H rollers by the lateral flow.

Fig. 20 depicts the mode “1” associated to the mean flow for unperturbed and perturbed jet at $U_{lf} = 0.2 \text{ m s}^{-1}$ and 1 m s^{-1} . This figure clearly shows the strong effect induced by the ELS on the jet entrainment at the vicinity of the jet nozzle which in turn lowers the mean jet flow rate. This could be explained by the fact that the entrainment occurs at the outer shear layer at low velocity levels which can be easily disturbed by the external lateral flow. The strong effect induced by the ELS on the outer shear layer topology (Fig. 19b) also confirms this finding. The first mode also characterizes a sort of jet pulsation. This behavior is supported by plotting the time evolution of the expansion coefficient (a_1) of both unperturbed and perturbed jet (Fig. 21). In fact, figure (Fig. 21) shows the appearance of cycling events of higher amplitude. The first mode is also responsible of the shortened potential core where mixing layer eddies are forced by the ELS to penetrate and consume the potential core [41].

Fig. 22 shows the eigenfunction vector plots of the second, third and fourth modes of the unperturbed and perturbed jet ($U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$). It's clearly seen that these modes govern the development of the shear layer vortices.

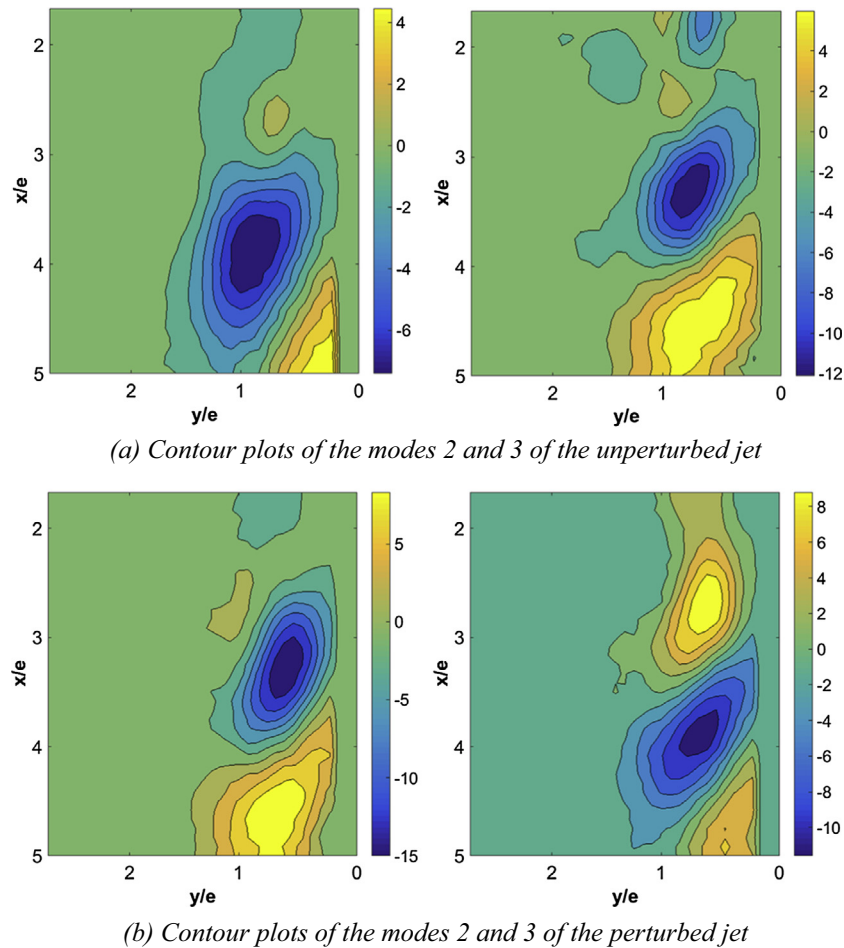


Fig. 23. Contour plots of the POD modes (streamwise; eigenvectors ϕ_x) 2 and 3 of the unperturbed (a) and perturbed jet at $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ (b).

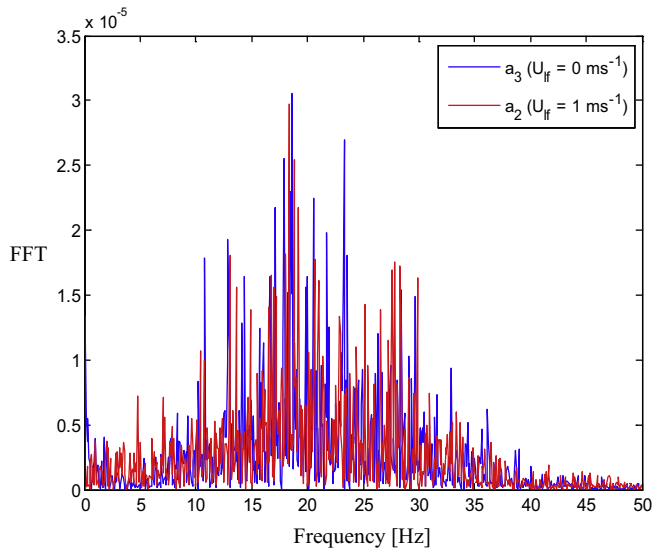


Fig. 24. FFT distribution of the third temporal POD mode (a_3) of the unperturbed jet and the second temporal POD mode (a_2) of the perturbed jet at $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$.

Fig. 23 depicts the proper orthogonal modes 2 and 3 of the unperturbed and perturbed jet at $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$. These modes illustrate the presence of alternate counter rotating vortices reflecting the mutual interaction process occurring between outer and inner layer vortices and their sub-harmonics. It seems that both modes 2 and 3 for unperturbed and perturbed jets represent similar vertical structures, which are only slightly shifted in the downstream direction. Note that the topology of mode 3 of the unperturbed jet (Fig. 23a) is similar to that of the mode 2 for perturbed jet (Fig. 23b). In addition, these two modes show similar temporal Fast Fourier Transformation (FFT) distribution (plotted without windowing) and very close peak values as can be seen in Fig. 24. These spatial and temporal similarities between the mode n for unperturbed jet and the mode $n - 1$ for perturbed jet are further supported for the intermediate modes related to $n = 3$ and $n = 4$ (data not shown). This indicates that perturbed jet conserve the same topology for intermediate modes related to unperturbed jet but with higher energy content.

4. Conclusions

An experimental study has been performed via TR-PIV technique on a reduced-scale model to investigate the aerodynamic behavior of a wall jet ($U_0 = 3 \text{ m s}^{-1}$, $e = 0.04 \text{ m}$, $Re = 8000$) sheared laterally by an external perturbing flow induced at a uniform velocity (U_{lf}). This study focuses on the near field region ($x/e < 10$) where the early stages of the transition process occur and strong interactions are expected between the jet core, wall boundary and external lateral stream (ELS). Four configurations: $U_{lf} = 0 \text{ m s}^{-1}$ (Unperturbed wall jet), $U_{lf} = 0.2 \text{ m s}^{-1}$, $U_{lf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ and $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ were investigated and compared. Three PIV measurement areas covering the whole wall jet were performed to characterize the airflow patterns and velocity characteristics in the plane $z = 0.2 \text{ m}$ located at 0.05 m from the beginning of the interaction with the lateral flow.

The aerodynamic interaction between the ELS and the wall jet gives rise to an external circulation loop located at the bottom of the wall jet for $U_{lf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ and more upstream for $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$. This recirculation strongly affects the wall jet characteristics yielding a significant decrease in the jet entrainment, higher velocity fluctuations and lower jet expansion. The confinement

effect of the ELS also tends to move the inflection point closer to the wall.

Profiles of RMS velocities, Reynolds shear stress and space correlations are also depicted and analyzed. The main feature of the perturbation effect is the increase of turbulence values for all Reynolds stress components. The results show that the ELS entrains higher RMS values for both streamwise and wall-normal components in inner and outer layer regions. Furthermore, the ELS also tends to increase turbulence anisotropy between normal components in favor of the longitudinal component, more precisely for $y/y_{0.5} < 1$. In fact, in the outer shear layer at $y/y_{0.5} = 0.5$, the perturbed streamwise normal stress $\overline{u'u'}/U_m^2$ is seen to increase of about 80%, while the wall-normal stress $\overline{v'v'}/U_m^2$ shows an increase of about 37%. On the other hand, the strong shrinkage observed in the space correlation functions R_{vv} around the reference point located at $(x/e, y/e) \approx (3.9, 0.8)$ reflects the decrease of the corresponding length scales due to the ELS effect.

In order to study the effect of the perturbing lateral flow on the development of Kelvin–Helmholtz instability, a spectral analysis has been carried out to calculate Strouhal number for perturbed and unperturbed jets. The results confirm the reduction in the shedding frequency for perturbed jet which could be explained by the inhibiting effect exerted by the lateral flow on the development of the primary vortices causing strong modifications in their topology. According to PIV visualizations, the more or less circular shape of K–H instability for unperturbed jet becomes deformed and elongated with the streamwise direction at $U_{lf} = 0.5 \text{ m s}^{-1}$ and detached at $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ due to the break-up of filaments in the braid region between two Kelvin–Helmholtz rollers. This can affect the mechanism of roll-up and pairing of K–H vortices which are responsible of the large spread of air curtain.

POD technique was performed on instantaneous PIV snapshots, revealing a powerful role as a mathematical tool to identify and extract coherent structures representing the most energetic modes of both unperturbed and perturbed jets. The perturbation plays a major role in the energy redistribution between modes. Due to ELS effect, the energy part of the first dominant mode is considerably reduced for the profit of intermediate modes for $U_{lf} = 0.2 \text{ m s}^{-1}$ and 0.5 m s^{-1} and for higher modes representing small scale structures for $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$. This energy redistribution can suggest that ELS can fundamentally alter the K–H vortices development by disrupting their two-dimensional organization, topology, alignment, trajectories and shedding frequency. It can also affect the vortex merging process which naturally yields to the formation of larger anisotropic organized scales for unperturbed jet. Conversely, the lateral perturbation tends to emerge a more isotropic and less-well organization of smaller structures with no privileged direction especially for $U_{lf} = 1 \text{ m s}^{-1}$ where the three dimensional effect is more pronounced. All these features could extend the transitional region for perturbed jet to higher streamwise locations. PIV visualizations clearly show that ELS also affects the secondary instabilities by breaking-down their alignment in the lateral direction. The broken secondary instabilities are then drawn away, far from the jet boundaries. Therefore, the flow loses its initially two-dimensional character and becomes highly disordered, with very little evidence of the position of the external shear layer.

POD results concerning the first mode illustrate the strong effect induced by the ELS in reducing the jet entrainment at the jet nozzle vicinity which in turn lowers the mean jet flow rate. The results concerning modes 2 and 3 show the presence of alternate counter rotating vortices reflecting the mutual interaction process occurring between outer and inner layer vortices and their sub-harmonics. POD results also indicate that perturbed jet conserve the same topology for intermediate modes related to unperturbed jet but with higher energy content.

References

- [1] R.S. AbdulNour, K. Willenborg, J.J. McGrath, J.F. Foss, B.S. AbdulNour, Measurements of the convection heat transfer coefficient for a planar wall jet: uniform temperature and uniform heat flux boundary conditions, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 22 (2000) 123–131, [http://dx.doi.org/10.1016/S0894-1777\(00\)00018-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0894-1777(00)00018-2).
- [2] R.J. Adrian, K.T. Christensen, Z.C. Liu, Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields, *Exp. Fluids* 29 (2000) 275–290, <http://dx.doi.org/10.1007/s003489900087>.
- [3] D. Ahlman, G. Brethouwer, A.V. Johansson, Direct numerical simulation of a plane turbulent wall-jet including scalar mixing, *Phys. Fluids* 19 (2007) 065102, <http://dx.doi.org/10.1063/1.2732460>.
- [4] M. Alnahhal, T. Panidis, The effect of sidewalls on rectangular jets, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 33 (2009) 838–851, <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2009.03.001>.
- [5] S.S. Aloysius, L.C. Wrobel, Comparison of flow and dispersion properties of free and wall turbulent jets for source dynamics characterisation, *Environ. Model. Softw.* 24 (2009) 926–937, <http://dx.doi.org/10.1016/j.envsoft.2008.12.007>.
- [6] J. Andreopoulos, On the structure of jets in a crossflow, *J. Fluid Mech.* 157 (1985) 163–197, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112085002348>.
- [7] W.T. Ashurst, E. Meiburg, Three-dimensional shear layers via vortex dynamics, *J. Fluid Mech.* 189 (1988) 87–116.
- [8] R.A. Bajura, M.R. Catalano, Transition in a two-dimensional plane wall jet, *J. Fluid Mech.* 70 (1975) 773–799, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112075002340>.
- [9] L.P. Bernal, A. Roshko, Streamwise vortex structure in plane mixing layers, *J. Fluid Mech.* 170 (1986) 499–525, <http://dx.doi.org/10.1017/S002211208600099X>.
- [10] S. Bernero, E.H. Fiedler, Application of particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition to the study of a jet in a counterflow, *Exp. Fluids* 29 (2000) S274–S281, <http://dx.doi.org/10.1007/s003480070029>.
- [11] P. Bhattarjee, E. Loth, Simulations of laminar and transitional cold wall jets, *Int. J. Heat Fluid Flow* 25 (2004) 32–43, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2003.11.001>.
- [12] C. Boge, C. Bailly, Influence of nozzle-exit boundary-layer conditions on the flow and acoustic fields of initially laminar jets, *J. Fluid Mech.* 663 (2010) 507–538, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112010003605>.
- [13] J.P. Bonnet, J. Lewalle, M. Glauser, Coherent structures: past, present and future, in: *Advances in Turbulence VI*, Springer, 1996, pp. 83–90.
- [14] J.P. Bonnet et al., Collaborative testing of eddy structure identification methods in free turbulent shear flows, *Exp. Fluids* 25 (1998) 197–225, <http://dx.doi.org/10.1007/s003480050224>.
- [15] L.J.S. Bradbury, The structure of a self-preserving turbulent plane jet, *J. Fluid Mech.* 23 (1965) 31–64, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112065001222>.
- [16] B. Bradshaw, M. Gee, Turbulent Wall Jets With and Without an External Stream, HM Stationery Office, 1962.
- [17] P. Bradshaw, The effect of initial conditions on the development of a free shear layer, *J. Fluid Mech.* 26 (1966) 225–236, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112066001204>.
- [18] G.L. Brown, A. Roshko, On density effects and large structure in turbulent mixing layers, *J. Fluid Mech.* 64 (1974) 775–816, <http://dx.doi.org/10.1017/S002211207400190X>.
- [19] Z. Cao, B. Gu, H. Han, G. Mills, Application of an effective strategy for optimizing the design of air curtains for open vertical refrigerated display cases, *Int. J. Therm. Sci.* 49 (2010) 976–983, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2010.01.003>.
- [20] H.W. Coleman, W.G. Steele, Engineering application of experimental uncertainty analysis, *AIAA J.* 33 (1995) 1888–1896, <http://dx.doi.org/10.2514/3.12742>.
- [21] L. Cordier, M. Bergmann, Proper orthogonal decomposition: an overview, in: *Lecture Series 2002–04, 2003–03 and 2008–01 on Post-Processing of Experimental and Numerical Data*, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2008, VKI, 2008, p. 46.
- [22] G. Cortella, CFD-aided retail cabinets design, *Comput. Electron. Agric.* 34 (2002) 43–66.
- [23] T.J. Craft, B.E. Launder, On the spreading mechanism of the three-dimensional turbulent wall jet, *J. Fluid Mech.* 435 (2001) 305–326, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112001003846>.
- [24] S.C. Crow, F.H. Champagne, Orderly structure in jet turbulence, *J. Fluid Mech.* 48 (1971) 547–591, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112071001745>.
- [25] J.G. Eriksson, R.I. Karlsson, J. Persson, An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet, *Exp. Fluids* 25 (1998) 50–60, <http://dx.doi.org/10.1007/s003480050207>.
- [26] K.W. Everitt, A.G. Robins, The development and structure of turbulent plane jets, *J. Fluid Mech.* 88 (1978) 563–583, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112078002281>.
- [27] B.S. Field, E. Loth, Entrainment of refrigerated air curtains down a wall, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 30 (2006) 175–184, <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2004.01.012>.
- [28] A.M. Foster, M. Madge, J.A. Evans, The use of CFD to improve the performance of a chilled multi-deck retail display cabinet, *Int. J. Refrig.* 28 (2005) 698–705, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jirefrig.2004.12.009>.
- [29] P.D. Gaspar, L.C.C. Goncalves, R.A. Pitarma, Experimental analysis of the thermal entrainment factor of air curtains in vertical open display cabinets for different ambient air conditions, *Appl. Therm. Eng.* 31 (2011) 961–969, <http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2010.11.020>.
- [30] W.K. George, H. Abrahamsson, J. Eriksson, R.I. Karlsson, L. Löfdahl, M. Wosnik, A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream, *J. Fluid Mech.* 425 (2000) 367–411, <http://dx.doi.org/10.1017/S002211200000224X>.
- [31] S. Gogineni, C. Shih, Experimental investigation of the unsteady structure of a transitional plane wall jet, *Exp. Fluids* 23 (1997) 121–129, <http://dx.doi.org/10.1007/s003480050093>.
- [32] S. Gogineni, M. Visbal, C. Shih, Phase-resolved PIV measurements in a transitional plane wall jet: a numerical comparison, *Exp. Fluids* 27 (1999) 126–136, <http://dx.doi.org/10.1007/s003480050337>.
- [33] E. Gutmark, I. Wygnanski, The planar turbulent jet, *J. Fluid Mech.* 73 (1976) 465–495, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112076001468>.
- [34] D. Hess, C. Skupsch, J. Kitzhofer, C. Brücker, Volumetric investigation of vortex pairing in a wall jet in air, in: 14th European Turbulence Conference, 1–4 September, Lyon, France, 2013.
- [35] G.J. Hitchman, A.B. Strong, P.R. Slawson, G.D. Ray, Turbulent plane jet with and without confining end walls, *AIAA J.* 28 (1990) 1699–1700, <http://dx.doi.org/10.2514/3.10460>.
- [36] T. Hooff, B. Blocken, T. Defraeye, J. Carmeliet, G.J.F. Heijst, PIV measurements of a plane wall jet in a confined space at transitional slot Reynolds numbers, *Exp. Fluids* 53 (2012) 499–517, <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-012-1305-5>.
- [37] F.B. Hsiao, S.S. Sheu, Double row vortical structures in the near field region of a plane wall jet, *Exp. Fluids* 17 (1994) 291–301, <http://dx.doi.org/10.1007/BF01874407>.
- [38] A.K.M.F. Hussain, Coherent structures and turbulence, *J. Fluid Mech.* 173 (1986) 303–356, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112086001192>.
- [39] A.K.M.F. Hussain, A.R. Clark, Upstream influence on the near field of a plane turbulent jet, *Phys. Fluids* 20 (1977) 1416–1426, <http://dx.doi.org/10.1063/1.862037>.
- [40] J. Jimenez, A spanwise structure in the plane shear layer, *J. Fluid Mech.* 132 (1983) 319–336, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112083001639>.
- [41] A. Kaffel, J. Moureh, J.-L. Harion, S. Russeil, Experimental investigation of a plane wall jet subjected to an external lateral flow, *Exp. Fluids* 56 (2015) 1–19, <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-015-1969-8>.
- [42] T. Karimipanh, Turbulent Jets in Confined Spaces: Application in Mixing Ventilation: Experimental and Numerical Studies, 1996.
- [43] R.I. Karlsson, J. Eriksson, J. Persson, LDV Measurements in a Plane Wall Jet in a Large Enclosure, DTIC Document, 1992.
- [44] R. Keane, R. Adrian, Theory of cross-correlation analysis of PIV images, *Appl. Sci. Res.* 49 (1992) 191–215, <http://dx.doi.org/10.1007/BF00384623>.
- [45] R.M. Kelso, T.T. Lim, A.E. Perry, An experimental study of round jets in crossflow, *J. Fluid Mech.* 306 (1996) 111–144, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112096001255>.
- [46] B. Knight, L. Sirovich, Kolmogorov inertial range for inhomogeneous turbulent flows, *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 1356–1359.
- [47] V. Kolář, Vortex identification: new requirements and limitations, *Int. J. Heat Fluid Flow* 28 (2007) 638–652, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.03.004>.
- [48] O. Laguerre, M.H. Hoang, V. Osswald, D. Flick, Experimental study of heat transfer and air flow in a refrigerated display cabinet, *J. Food Eng.* 113 (2012) 310–321, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2012.05.027>.
- [49] G. Lehnasch, J. Jouanguy, J.P. Laval, J. Delville, POD based reduced-order model for prescribing turbulent near wall unsteady boundary condition, in: M. Stanislas, J. Jimenez, I. Marusic (Eds.), *Progress in Wall Turbulence: Understanding and Modeling*, ERCOFTAC Series, vol. 14, Springer, Netherlands, 2011, pp. 301–308, http://dx.doi.org/10.1007/978-90-481-9603-6_31.
- [50] S. Lin, G. Corcos, The mixing layer: deterministic models of a turbulent flow. Part 3. The effect of plane strain on the dynamics of streamwise vortices, *J. Fluid Mech.* 141 (1984) 139–178.
- [51] J.L. Lumley, Toward a turbulent constitutive relation, *J. Fluid Mech.* 41 (1970) 413–434, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112070000678>.
- [52] P. Mele, M. Morganti, M.F. Scibilia, A. Lasek, Behavior of wall jet in laminar-to-turbulent transition, *AIAA J.* 24 (1986) 938–939, <http://dx.doi.org/10.2514/3.9367>.
- [53] R.W. Metcalfe, S.A. Orszag, M.E. Brachet, S. Menon, J.J. Riley, Secondary instability of a temporally growing mixing layer, *J. Fluid Mech.* 184 (1987) 207–243, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112087002866>.
- [54] K.E. Meyer, J.M. Pedersen, O. Özcan, A turbulent jet in crossflow analysed with proper orthogonal decomposition, *J. Fluid Mech.* 583 (2007) 199–227, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112007006143>.
- [55] R.W. Miksad, Experiments on the nonlinear stages of free-shear-layer transition, *J. Fluid Mech.* 56 (1972) 695–719.
- [56] J. Moureh, D. Flick, Airflow characteristics within a slot-ventilated enclosure, *Int. J. Heat Fluid Flow* 26 (2005) 12–24, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.05.018>.
- [57] L. Namgyal, J.W. Hall, Coherent streamwise vortex structures in the near-field of the three-dimensional wall jet, *J. Fluids Eng.* 135 (2013) 061204, <http://dx.doi.org/10.1115/1.4023855>.
- [58] H. Nobach, E. Bodenschatz, Limitations of accuracy in PIV due to individual variations of particle image intensities, *Exp. Fluids* 47 (2009) 27–38.
- [59] M. Pathak, A. Dewan, A.K. Dass, Computational prediction of a slightly heated turbulent rectangular jet discharged into a narrow channel crossflow using

- two different turbulence models, *Int. J. Heat Mass Transfer* 49 (2006) 3914–3928, <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.05.001>.
- [60] J. Pedersen, K. Meyer, POD analysis of flow structures in a scale model of a ventilated room, *Exp. Fluids* 33 (2002) 940–949, <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-002-0514-8>.
- [61] Y. Peltier, S. Erpicum, P. Archambeau, M. Piroton, B. Dewals, Meandering jets in shallow rectangular reservoirs: POD analysis and identification of coherent structures, *Exp. Fluids* 55 (2014) 1–16, <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-014-1740-6>.
- [62] M. Raffel, C. Willert, J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry, A Practical Guide*, Springer, New York, 1998.
- [63] M. Rajaei, S.K. Karlsson, L. Sirovich, Low-dimensional description of free-shear-flow coherent structures and their dynamical behaviour, *J. Fluid Mech.* 258 (1994) 1–29.
- [64] N. Rajaratnam, *Turbulent Jets*, Elsevier Scientific Pub. Co, 1976.
- [65] B. Ramaprian, M. Chandrasekhara, LDA measurements in plane turbulent jets, *J. Fluids Eng.* 107 (1985) 264–271.
- [66] L. Rayleigh, On the stability, or instability, of certain fluid motions, *Proc. Lond. Math. Soc.* 1 (1879) 57–72.
- [67] O. Rouaud, M. Havet, Behavior of an air curtain subjected to transversal pressure variations, *J. Environ. Eng.* 132 (2006) 263–270.
- [68] S. Russ, P.J. Strykowski, Turbulent structure and entrainment in heated jets: the effect of initial conditions, *Phys. Fluids A: Fluid Dyn.* (1989–1993) 5 (1993) 5, <http://dx.doi.org/10.1063/1.858678>.
- [69] M. Schneider, R. Goldstein, Laser Doppler measurement of turbulence parameters in a two-dimensional plane wall jet, *Phys. Fluids* (1994–present) 6 (1994) 3116–3129.
- [70] W. Schwarz, W. Cosart, The two-dimensional turbulent wall-jet, *J. Fluid Mech.* 10 (1961) 481–495.
- [71] Y.M. Shim, R.N. Sharma, P.J. Richards, Proper orthogonal decomposition analysis of the flow field in a plane jet, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 51 (2013) 37–55, <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.06.014>.
- [72] L. Sirovich, Turbulence and the dynamics of coherent structures. I – Coherent structures. II – Symmetries and transformations. III – Dynamics and scaling, *Q. Appl. Math.* 45 (1987) 561–571.
- [73] S. Stanley, S. Sarkar, J. Mellado, A study of the flow-field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation, *J. Fluid Mech.* 450 (2002) 377–407.
- [74] P.R. Suresh, S.K. Das, T. Sundararajan, Influence of Reynolds number on the evolution of a plane air jet issuing from a slit, *J. Fluids Eng.* 129 (2007) 1288–1296, <http://dx.doi.org/10.1115/1.2776959>.
- [75] A. Tailland, J. Mathieu, Jet parietal, *J. Mecanique* 6 (1967) 03–131.
- [76] F.O. Thomas, V.W. Goldschmidt, Structural characteristics of a developing turbulent planar jet, *J. Fluid Mech.* 163 (1986) 227–256, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112086002288>.
- [77] F.O. Thomas, K.M.K. Prakash, An experimental investigation of the natural transition of an untuned planar jet, *Phys. Fluids A: Fluid Dyn.* (1989–1993) 3 (1991) 90–105, <http://dx.doi.org/10.1063/1.857867>.
- [78] B. Venås, H. Abrahamsson, P.Å. Krogstad, L. Löfdahl, Pulsed hot-wire measurements in two- and three-dimensional wall jets, *Exp. Fluids* 27 (1999) 210–218, <http://dx.doi.org/10.1007/s003480050346>.
- [79] A. Verhoff, Steady and Pulsating Two-Dimensional, Turbulent Wall Jets in a Uniform Stream, DTIC Document, 1970.
- [80] R. Vernet, L. Thomas, L. David, Analysis and reconstruction of a pulsed jet in crossflow by multi-plane snapshot POD, *Exp. Fluids* 47 (2009) 707–720, <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-009-0730-6>.
- [81] B. Weitao, S. Yasuhiko, O. Koji, M. Haruki, Time-resolved proper orthogonal decomposition of the near-field flow of a round jet measured by dynamic particle image velocimetry, *Meas. Sci. Technol.* 14 (2003) L1.
- [82] J. Westerweel, Fundamentals of digital particle image velocimetry, *Meas. Sci. Technol.* 8 (1997) 1379.
- [83] C.D. Winant, F.K. Browand, Vortex pairing: the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number, *J. Fluid Mech.* 63 (1974) 237–255, <http://dx.doi.org/10.1017/S0022112074001121>.
- [84] Y. Wu, K.T. Christensen, Population trends of spanwise vortices in wall turbulence, *J. Fluid Mech.* 568 (2006) 55–76, <http://dx.doi.org/10.1017/S002211200600259X>.
- [85] I. Wygnanski, Y. Katz, E. Horev, On the applicability of various scaling laws to the turbulent wall jet, *J. Fluid Mech.* 234 (1992) 669–690.
- [86] J. Youssef, Étude expérimentale d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant, ISAE-ENSMa Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers, 2012.
- [87] J. Zhou, R. Adrian, S. Balachandar, T. Kendall, Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow, *J. Fluid Mech.* 387 (1999) 353–396.

Conclusion générale et perspectives

Cette étude a été effectuée sur une maquette aéraulique à échelle réduite d'un meuble frigorifique de vente (MFV). Le comportement aérodynamique du jet pariétal ($Re = 8000$) cisailé latéralement par un courant de perturbation externe de profil de vitesse uniforme (U_{lf}) a été étudié et analysé. Dans cette première approche, l'étude s'est concentrée sur une configuration de jet pariétal, sans cavité, ce qui permet d'une part une comparaison des caractéristiques du jet pariétal non perturbé avec la bibliographie ; et d'autre part de quantifier les effets de l'écoulement latéral pour lequel il n'existe à ce jour et à notre connaissance que très peu de résultats publiés. L'étude expérimentale est centrée sur la région du jet proche de la sortie ($x/e < 10$) qui correspond à la zone dans laquelle se développent les instabilités et le processus de transition vers la turbulence. Dans cette zone, de fortes interactions ont été observées entre le jet, la paroi solide et le courant de perturbation latéral (ELS).

Dans le [chapitre 1](#), les caractéristiques générales des meubles frigorifiques de vente et les paramètres d'étude du jet plan pariétal (distribution de vitesse, décroissance de la vitesse maximale, expansion du jet et débit entraîné) ont été rapportés, documentés et analysés. Une revue bibliographique a été présentée sur la technique de filtration en modes orthogonales propres POD appliquée pour l'identification des structures liées aux instabilités de Kelvin-Helmholtz. Ces structures tourbillonnaires ont un rôle prédominant dans le phénomène d'entraînement et de mélange du jet avec le milieu ambiant. Une revue sur les jets en écoulement transverse à la fin de ce chapitre vient compléter l'analyse des phénomènes physiques mis en œuvre dans ce type d'écoulements et mettent en lumière les structures tourbillonnaires qui peuvent émerger et interagir suite à l'interaction aérodynamique.

Le [chapitre 2](#) est consacré à la présentation du dispositif expérimental et des méthodes de mesure. Le protocole expérimental ainsi que la démarche suivie et les paramètres utilisés sont présentés et expliqués. La convergence statistique des vitesses et des quantités fluctuantes de deuxième ordre a été testée et vérifiée afin de s'assurer du bon choix du nombre d'échantillons nécessaire pour obtenir des résultats fiables. Les conditions initiales du jet à la sortie de la buse de soufflage (uniformité du profil de vitesse, niveau de turbulence) ont été tracées et analysées. Ce chapitre se clôture par le l'estimation de l'incertitude de mesures de la technique PIV utilisée.

Le [chapitre 3](#), qui a fait l'objet d'une première publication, examine le comportement aérodynamique du jet plan pariétal cisailé latéralement par un courant de perturbation externe (ELS). Les mesures ont été effectuées sur la maquette à échelle réduite à 1/5 d'un meuble frigorifique de vente en focalisant l'étude sur la région transitionnelle

($x/e \leq 10$). Cette zone est caractérisée par de fortes interactions entre le rideau d'air (jet pariétal) et le courant de perturbation latéral. Les données expérimentales pour les cas des jet non perturbé et perturbé ont permis de mettre en évidence l'effet de la perturbation sur les caractéristiques moyennées du jet pariétal (distribution du flux d'air, profils de vitesse, taux de décroissance de vitesse maximale, croissance de la demi-épaisseur du jet ou épanouissement du jet, vitesses fluctuantes RMS). Les résultats montrent, en présence du courant de perturbation externe (ELS), une diminution significative du pouvoir d'entraînement, une forte décroissance de la vitesse moyenne maximale du cœur potentiel et un faible épanouissement du jet. Les structures cohérentes et le développement des instabilités ont été étudiées à travers des séquences de visualisations temporelles PIV qui ont permis de mieux comprendre l'effet de la perturbation externe sur la structuration des instabilités de type Kelvin-Helmholtz jouant un rôle essentiel dans le processus de transition vers la turbulence du jet. En présence du courant de cisaillement externe (ELS), cette zone de transition est largement modifiée. Une attention particulière a été portée à la compréhension des mécanismes d'interactions mutuelles entre les couches interne et externe du jet pariétal au niveau de la région proche de la paroi. Les résultats montrent que le courant de perturbation externe (ELS) brise partiellement le mécanisme de formation des dipôles de vortex qui devient irrégulier et moins prédictif. Ceci a abouti à la formation de structures moins organisées dans la couche de cisaillement interne, tant en termes de tailles que d'intensité des structures tourbillonnaires. Ce phénomène conduit à l'allongement de la zone de transition.

Le **chapitre 4** constitue une deuxième partie et une suite de l'analyse des phénomènes physiques sous l'effet de la perturbation latérale. Les résultats ont été publiés dans un deuxième article en mettant l'accent sur l'identification des structures cohérentes du jet pariétal perturbé par le courant latéral (ELS) via la technique POD appliquée aux données acquises par la vélocimétrie laser résolue en temps (TR-PIV). Les profils de fluctuations de vitesses, les contraintes de cisaillement de Reynolds et les corrélations spatiales ont été présentés et analysés. L'étude a montré que le courant de perturbation latérale (ELS) engendre une augmentation des valeurs de la turbulence de toutes les composantes des contraintes de Reynolds. Le courant de perturbation latéral (ELS) tend à augmenter l'anisotropie de turbulence entre les composantes normales au profit des composantes longitudinales. Des valeurs élevées de fluctuations RMS pour les composantes longitudinales et transversales dans les deux couches interne et externe ont été aussi notées. Les contours des corrélations spatiales R_{vv} ont reflété la diminution des échelles de longueur caractéristiques correspondantes. Les résultats ont confirmé la diminution de la fréquence qui pourrait être expliquée par l'effet inhibiteur exercé par le courant de cisaillement latéral sur le développement des structures tourbillonnaires primaires, produisant une large modification dans leur topologie. Il a été observé que la forme des structures primaires issues des instabilités de Kelvin-Helmholtz du jet non perturbé est déformée et étirée dans le sens de l'écoulement du jet à la vitesse de perturbation $U_{lf} = 0,5 \text{ ms}^{-1}$. Pour une vitesse de perturbation $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$, les instabilités primaires se détachent à cause de la rupture des filaments secondaires, produites par deux structures primaires consécutives. Cette rupture modifie la trajectoire des structures tourbillonnaires primaires qui, au lieu de se développer à la frontière du jet, vont se détacher pour pénétrer à l'intérieur du jet. Ce changement de trajectoire des structures primaires entraîne une augmentation de la turbulence du jet en raison de l'apport énergétique de ces structures et pourra également expliquer, du moins partiellement, les diminutions constatées des phénomènes d'entraînement et d'expansion du jet.

L'analyse POD a montré que le courant de perturbation latéral (ELS) provoque une redistribution énergétique des structures tourbillonnaires primaires de Kelvin-Helmholtz en perturbant leur organisation bidimensionnelle, leur topologie, leur alignement et leur fréquence de passage.

À l'issue de ce travail de thèse, les éventuelles pistes de recherche à poursuivre afin d'approfondir nos connaissances sur les mécanismes d'interaction aérodynamiques du jet perturbé sont proposées ci-dessous.

Le jet plan pariétal constitue une configuration académique simplifiée et modélisée du cas particulier d'un meuble frigorifique de vente totalement rempli de denrées. De ce fait, quelques pistes envisageables de développement et de poursuite de ce travail peuvent se résumer dans les points suivants :

- 1) Compléter les mesures effectuées par des mesures complémentaires, notamment dans des plans positionnés dans le jet plan, mais plus en aval du courant latéral. Ceci permettrait une compréhension plus globale des interactions entre le rideau d'air et le courant de perturbation.
- 2) Réaliser des mesures complémentaires notamment dans la zone proche paroi en vue de caractériser les évolutions de la vitesse longitudinale mais également des caractéristiques turbulentes dans cette zone à fort gradient. L'objectif est de pouvoir quantifier la contrainte à la paroi d'un jet pariétal cisaillé latéralement. Les résultats obtenus dans le cadre de ce travail de thèse portant sur une augmentation globale de la turbulence dans le jet ainsi que le rapprochement du point d'inflexion à la paroi laissent supposer une augmentation de la contrainte à la paroi, ce qui va de pair avec l'augmentation du coefficient de transfert. Cette tendance peut s'avérer très bénéfique pour un grand nombre d'applications industrielles de jets pariétaux anisothermes associés à des échanges de chaleur au niveau de la paroi.
- 3) Compléter l'étude en étudiant d'autres configurations représentant les meubles frigorifiques de vente (MFV), notamment en incluant une cavité derrière le jet plan, ce qui représenterait de façon plus réaliste les configurations réelles. La maquette utilisée pour cette thèse a été conçue avec la possibilité d'inclure une cavité à paroi amovible de façon à permettre plusieurs choix de profondeurs. Une pré-étude de configuration présentant une cavité a été entamée à la fin de la période de travail thèse mais les premiers éléments de résultats n'ont pas pu être inclus au mémoire vu la complexité et la richesse des phénomènes qui apparaissent et qui nécessitent plus d'investigations et d'analyses. D'autres résultats issus des travaux du Post-doctorant, Dr Mourad Yataghene en 2010 ont été publiés récemment. Ils seraient donc pertinents de continuer cette analyse afin d'apporter de nouvelles connaissances dans le cas d'un jet perturbé confinant une cavité à plusieurs profondeurs. Cette étude permettra de constituer une base de connaissances large d'un MFV et pourrait alors permettre de concevoir des MFV intelligents s'adaptant par exemple en fonction de la charge (correspondant à différentes profondeurs de la cavité) pour agir en contrôle passif ou actif afin d'assurer la meilleure stabilité du rideau d'air et donc son efficacité maximale.

- 4) Compléter l'analyse par une étude par simulations numériques tridimensionnelles en priorisant une approche LES permettant de caractériser finement les structurations tourbillonnaires, leurs évolutions, leurs interactions mutuelles et les modifications induites par le courant latéral. En premier temps, la validation de ce modèle sera effectuée par des comparaisons avec les données expérimentales. Ensuite, ce modèle pourra être utilisé pour simuler des configurations industrielles plus complexes de jets pariétaux évoluant dans des ambiances perturbées associés à des transferts de chaleur ou de matière.

Annexe

Sommaire

1 Topographie champs POD reconstruits	2
1.1 Topographie champs POD reconstruits du jet sans perturbation.....	2
1.2 Topographie champs POD reconstruits du jet perturbé à $0,5 \text{ ms}^{-1}$	3
1.3 Topographie champs POD reconstruits du jet perturbé à 1 ms^{-1}	4
2 Comparaison des modes du jet non perturbé et perturbé.....	5
a) MODE 1	5
b) MODE 2	6
c) MODE 3	7
d) MODE 4.....	8

Table des figures

Figure 1 Champs POD reconstruits du jet non perturbé.....	2
Figure 2 Champs POD reconstruits du jet perturbé à $0,5 \text{ ms}^{-1}$	3
Figure 3 Champs de vitesse POD reconstruits du jet perturbé à 1 ms^{-1}	4
Figure 4 Topographie du mode 1	5
Figure 5 Topographie du mode 2	6
Figure 6 Topographie du mode 3	7
Figure 7 Topographie du mode 4	8

1 Topographie champs POD reconstruits

1.1 Topographie champs POD reconstruits du jet sans perturbation

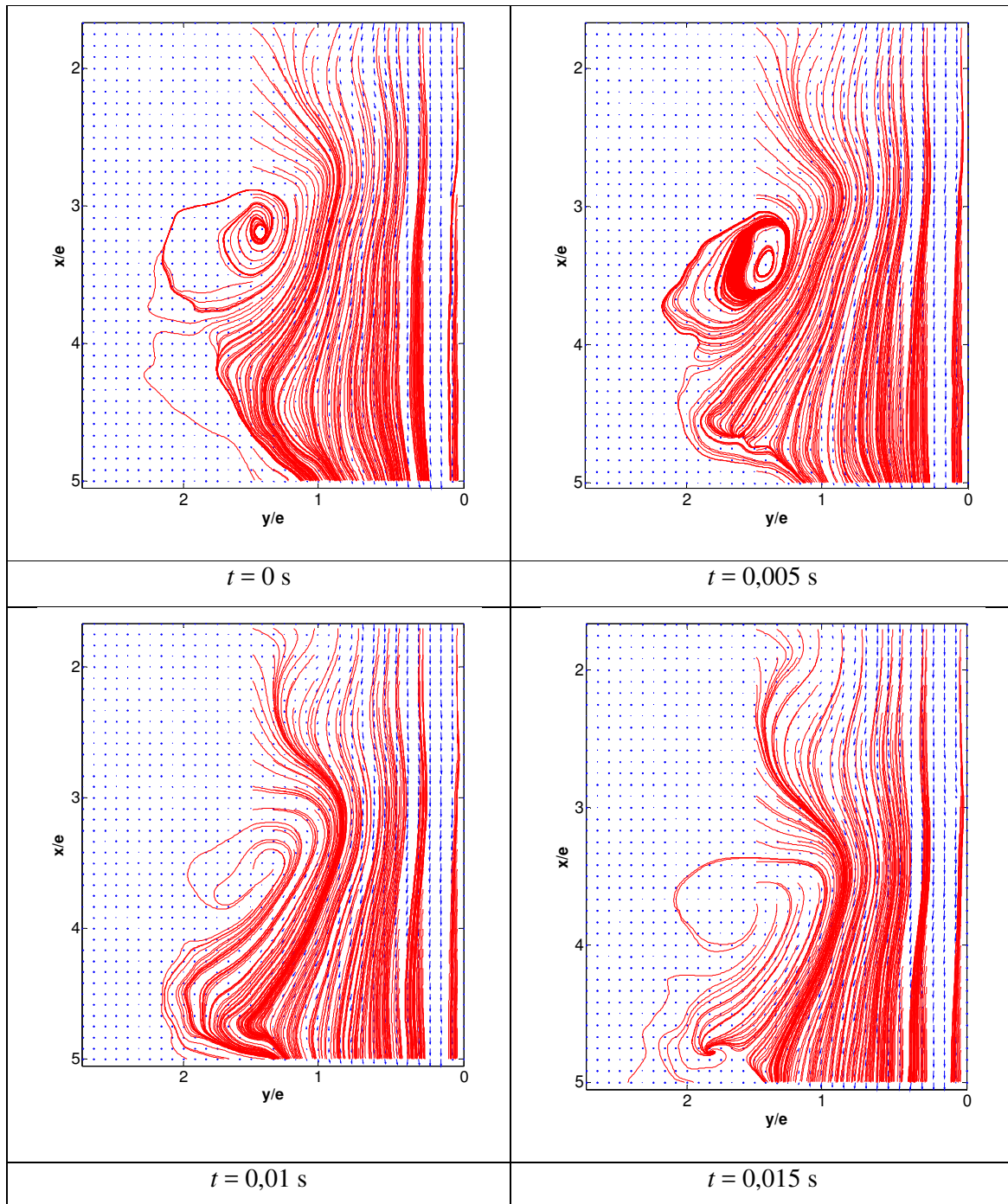


Figure 1 Champs POD reconstruits du jet non perturbé

1.2 Topographie champs POD reconstruits du jet perturbé à $0,5 \text{ ms}^{-1}$

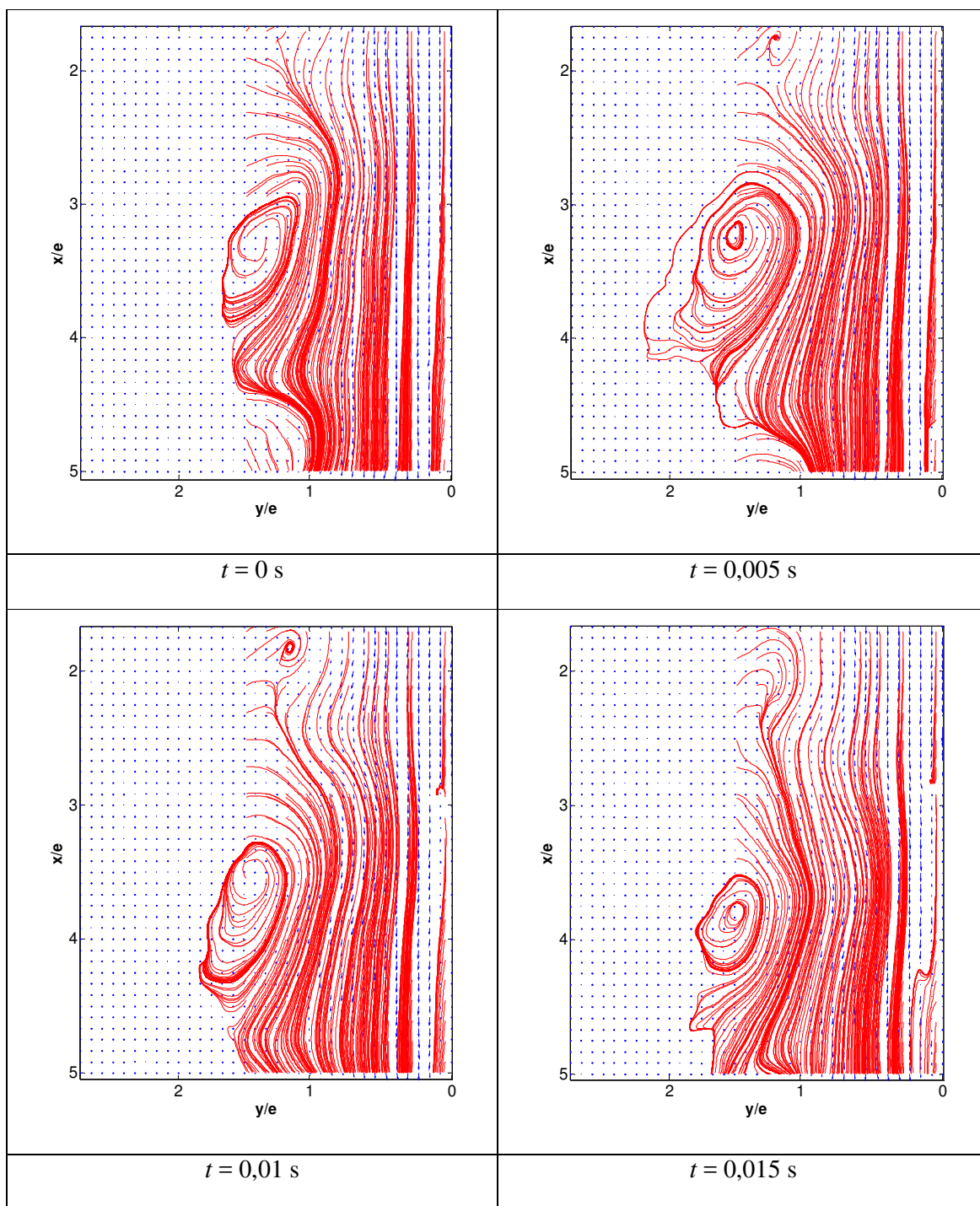


Figure 2 Champs POD reconstruits du jet perturbé à $0,5 \text{ ms}^{-1}$

1.3 Topographie champs POD reconstruits du jet perturbé à 1 ms^{-1}

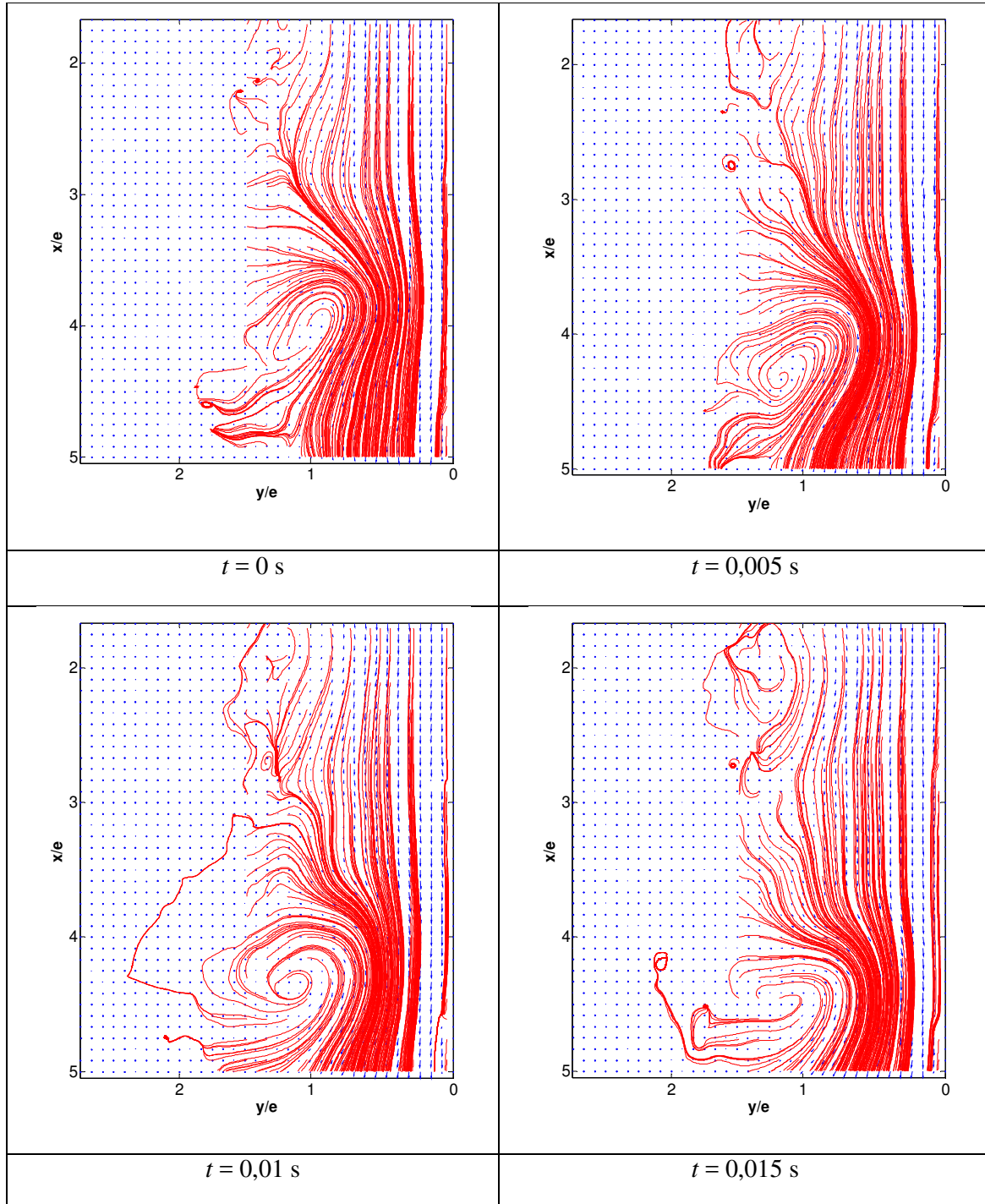


Figure 3 Champs de vitesse POD reconstruits du jet perturbé à 1 ms^{-1}

2 Comparaison des modes du jet non perturbé et perturbé

a) MODE 1

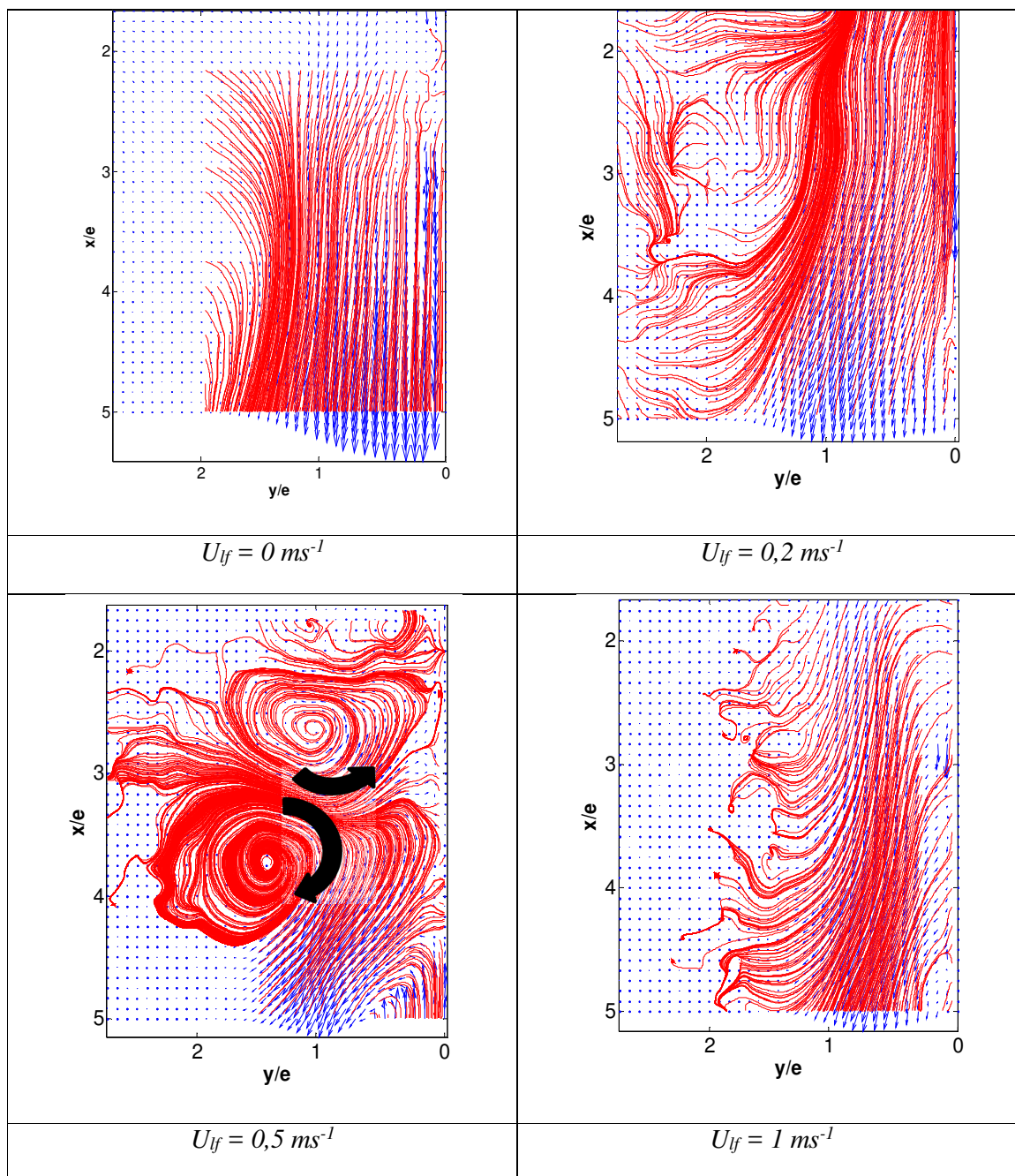


Figure 4 Topographie du mode 1

b) MODE 2

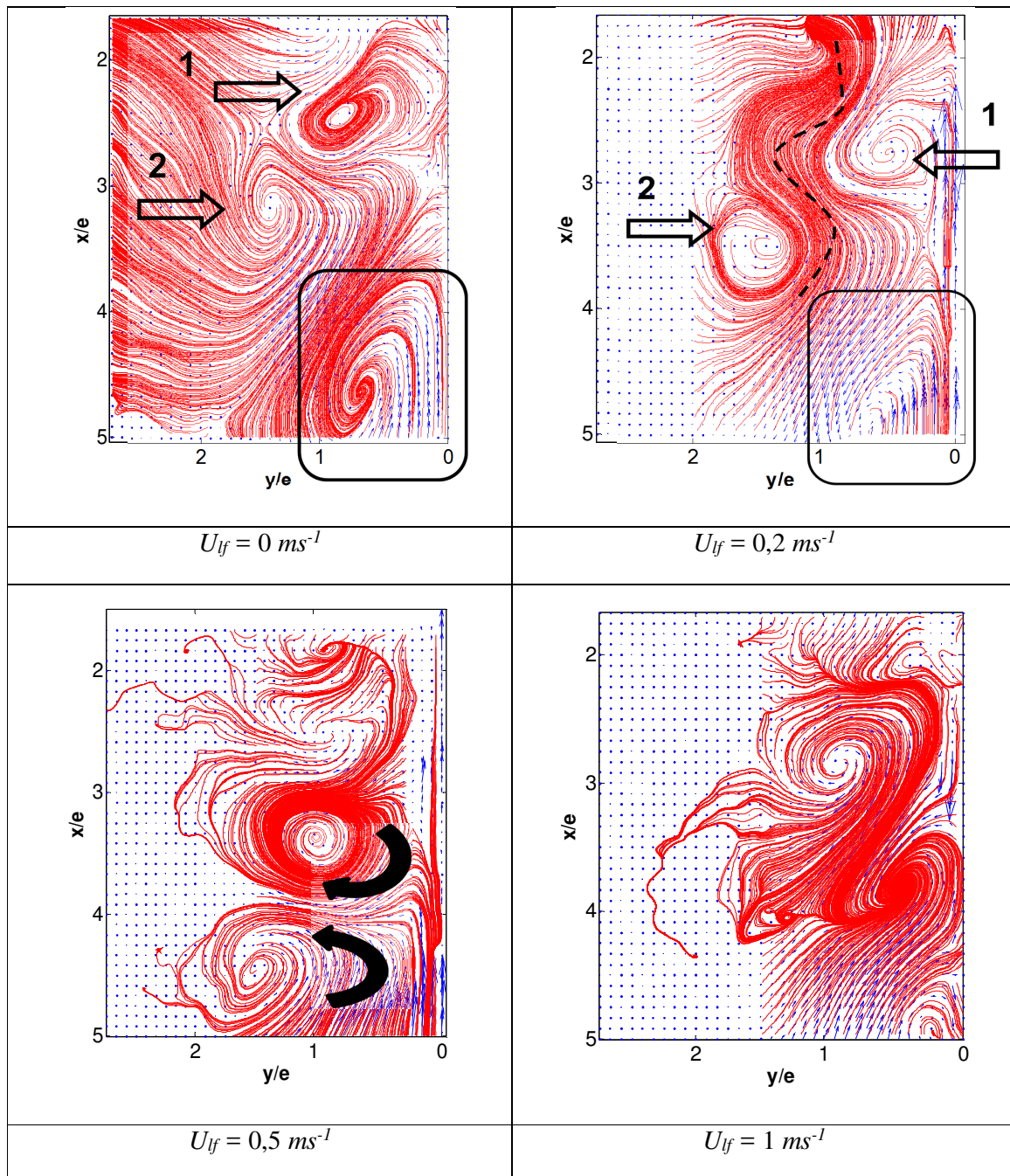


Figure 5 Topographie du mode 2

c) MODE 3

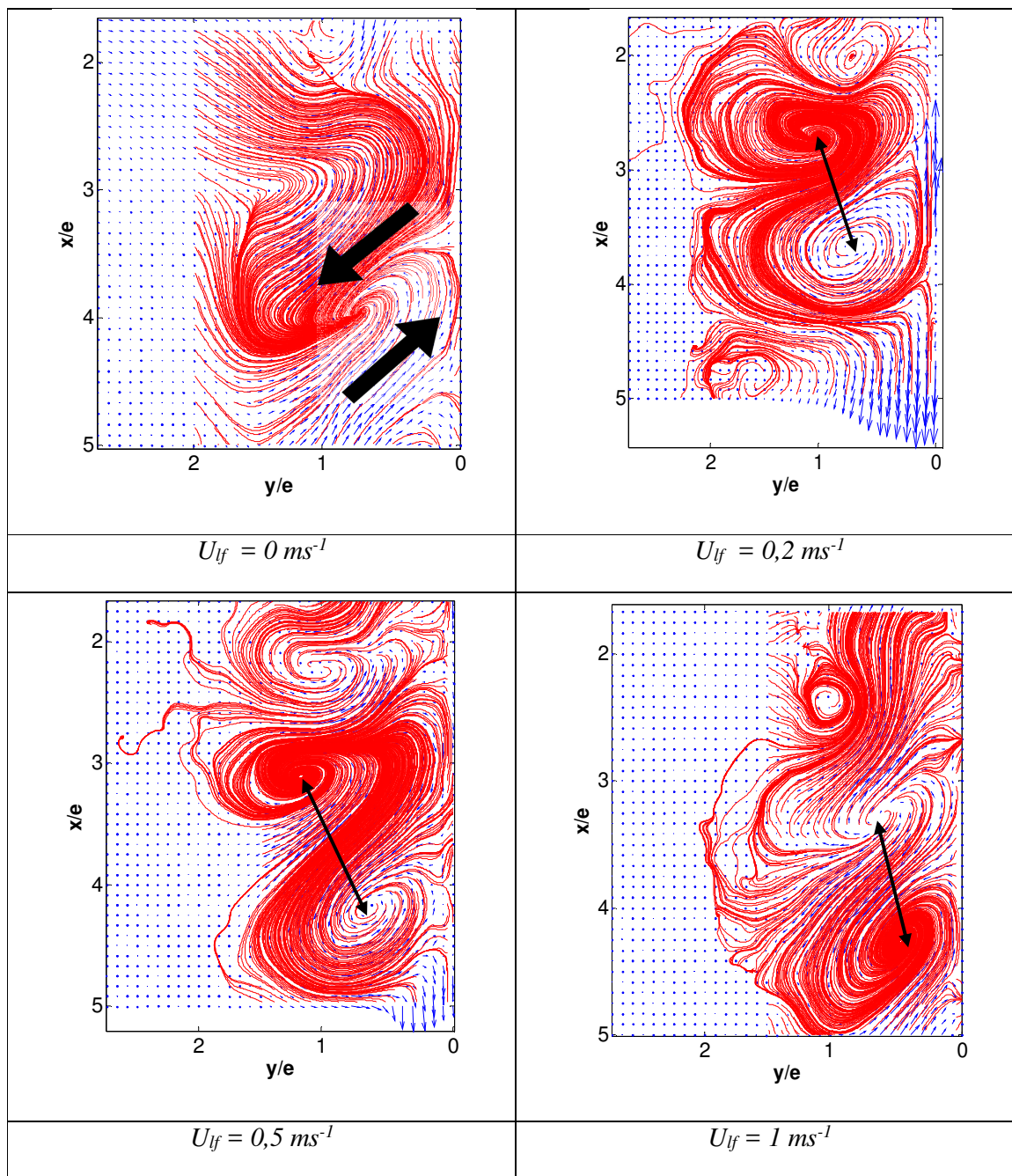


Figure 6 Topographie du mode 3

d) MODE 4

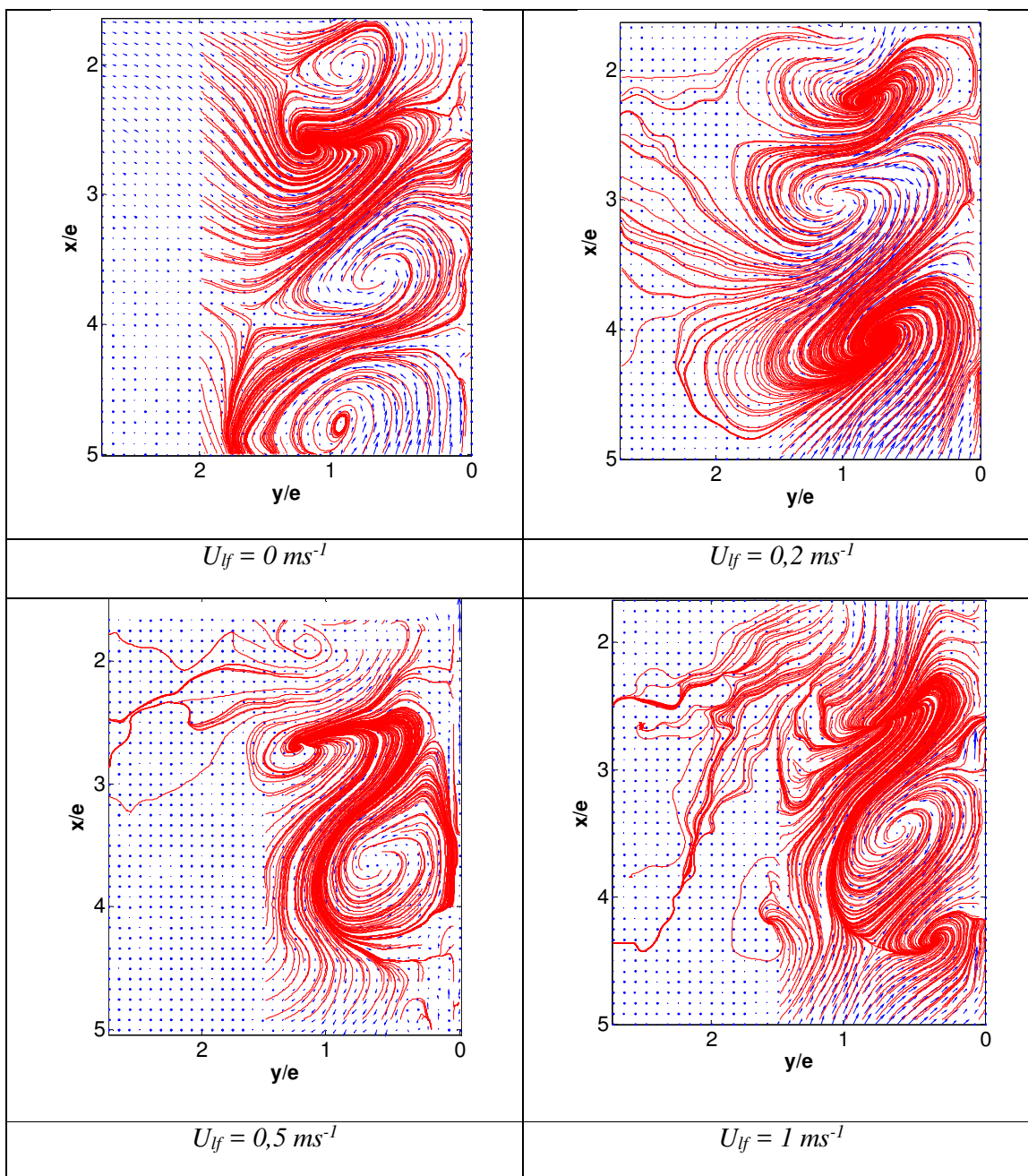


Figure 7 Topographie du mode 4

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF PLANE WALL JET: APPLICATION TO VERTICAL REFRIGERATED DISPLAY CABINET

A. Kaffel, J. Moureh, J-L. Harion et S. Russeil

3rd IIR International Conference on Sustainability and the Cold Chain on 23 to 25 June 2014 in London, UK

Résumé

L'effet du courant de perturbation latéral (ELS) de profil de vitesse uniforme (U_{lf}) sur le jet pariétal ($Re = 8000$) représentant un cas idéal d'un meuble frigorifique de vente (MFV) totalement rempli de denrées a été étudié par une approche expérimentale PIV. Cette étude a mis en évidence l'effet du courant de perturbation latéral sur la diminution de l'épanouissement du jet, ce qui engendre un affaiblissement du pouvoir d'entraînement et un rétrécissement de l'épaisseur de la couche de mélange. Cet aspect est favorable pour le cas des MFV surtout en diminuant la quantité d'air entraînée par le rideau malgré que ça ne représente pas une tendance globale, étant donné que la mesure d'un seul plan ne reflète pas tout le comportement du rideau d'air. Les résultats ont montré que la décroissance de la vitesse maximale décroît avec la vitesse du courant de perturbation, par conséquent la longueur du cône potentiel décroît aussi. Les cartographies des champs de vitesse présentent une zone de recirculation à la partie inférieure du canal du courant de perturbation à la vitesse de $0,5 \text{ ms}^{-1}$ ($\alpha = U_{lf}/U_0 = 0,16$). L'augmentation de la vitesse de perturbation jusqu'à $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$ engendre un déplacement de la zone de recirculation plus en amont du rideau d'air entre $x/e = 2$ and $x/e = 5$, cependant son influence s'étend sur la totalité du rideau. Il a été également démontré en effectuant une analyse spectrale que le nombre de Strouhal décroît avec des vitesses élevées du courant de perturbation latéral (ELS). Ce comportement a été expliqué par la modification des structures d'instabilité Kelvin-Helmholtz qui subissent une déformation à la vitesse $U_{lf} = 0,5 \text{ ms}^{-1}$ et un détachement à $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$ provoquant une réduction de fréquence à cause de la rupture des filaments reliant deux structures tourbillonnaires primaires consécutives. La rupture de filaments brise le mécanisme d'enroulement et d'appariement des structures primaires, mécanisme qui sous-tend l'expansion du rideau d'air.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF PLANE WALL JET: APPLICATION TO VERTICAL REFRIGERATED DISPLAY CABINET

*A. KAFFEL^{(a), (b), (c)}, J. MOUREH^(a), J-L. HARION^{(b), (c)}, S. RUSSEIL^{(b), (c)}

^(a) Refrigerating Process Engineering Unit, Irstea Antony, 1 rue Pierre-Gilles de Gennes - CS10030
92761 Antony Cedex, France

^(b) Univ Lille Nord de France, F-59000 Lille, France

^(c) Mines Douai, EI, F-59500 Douai, France

*(Corresponding author: Ahmed.kaffel@irstea.fr)

ABSTRACT

This paper examines the aerodynamic behavior of a plane wall jet exposed to a lateral perturbing flow. The key benefit of this investigation is to bring new knowledge which helps in designing better air curtains operating in disturbed environments. For this purpose, a new experimental setup is achieved which consists of one-fifth scale model of a real refrigerated display cabinet (RDC) enabling the control of the ambiance, the cavity (zero-depth in the present paper) and the jet. PIV measurements of the flow development characteristics such as mean velocity, spread and decay rate have been performed. Results show the role of the perturbing lateral flow in the reduction of engulfed ambient air into the air curtain. Instantaneous PIV results show that the perturbed flow strongly affect the formation, development process and frequency shedding of Kelvin-Helmholtz vortices in the shear layer in the near field region.

NOMENCLATURE

x, y, z	Streamwise, wall-normal and span-wise directions in Cartesian coordinates	(m)
$y_{0.5}$	Lateral distance at which $U = U_m/2$	(m)
e	Nozzle width	(m)
ν	Kinematic viscosity	(m ² s ⁻¹)
U_0	Nozzle exit velocity	(ms ⁻¹)
U	Local velocity	(ms ⁻¹)
U_m	Local maximum velocity	(ms ⁻¹)
U_{lf}	Lateral flow velocity	(ms ⁻¹)
f	Vortex shedding frequency	(s ⁻¹)
St_e	Strouhal number $St_e = fe/U_0$	(-)
Re	Reynolds number	(-)

ACRONYMS

RDC	Refrigerated Display Cabinet
ELS	External Lateral Stream
PIV	Particle Image Velocimetry

1. INTRODUCTION

The use of air curtains is of major importance in several fields such as air conditioned areas, dust and humidity control, commercial entrances, etc. Air curtains are also used for cold storage purposes. In our case we are interested in refrigerated display cabinets (RDC). Airflow patterns developed by air curtains devices are very important to keep food at prescribed regular temperatures, while allowing an energy-saved control

and an open access for customers. Due to their design, RDC are very sensitive to ambient conditions and they are considered as the weakest link of the cold chain. A fully loaded RDC can reasonably be simplified to an academic configuration of a plane wall jet. Previous studies only assessed the efficiency of the RDC in quiescent ambient conditions. However, these facilities generally used in open spaces like supermarkets, are very sensitive to external perturbations generated by human activities such as pressure difference due to door opening, parasitic air draughts, action of air conditioning system, etc. Such perturbations strongly affect the stability, the air tightness, the transfer mechanisms and therefore the efficiency of air curtain due to a lack of confinement which leads to an increase of energy consumption (Gaspar *et al.*, 2011). This study is a first step in a research activity aiming to investigate the aerodynamic behavior in a RDC subjected to external perturbation. It focuses on the case of a wall jet which represents an idealized configuration of an air curtain device operating in a fully loaded RDC. Such hypothesis also allows performing more fundamental study on the physics of an air wall jet, while avoiding more case-specific geometries used by many authors (Cortella, 2002, Laguerre *et al.*, 2012). According to typical RDC dimensions, the corresponding air curtain lengths are about ten jet widths. Therefore, RDC air curtain flows reside in the transitional flow regime (Field and Loth, 2006), which is not yet well understood. In addition to the RDC case, studying transitional disturbed wall jets can provide further understanding of the fundamental nature of the flow, leading to improvements in various practical applications where wall jets evolve in non-quiescent ambience.

There are two distinct layers in the wall jet configuration as first proposed by Glauert (1956): an inner layer located between the wall and the maximum in the velocity profile, that behaves like a viscous boundary layer; and an outer free shear layer where the turbulence of the main flow plays an important role, that is subjected to the inviscid Kelvin-Helmholtz instability and the development of large scale vortices. The interaction between large scale structures from the outer layer and inner layer influences the laminar-to-turbulence transition. The first turbulence measurements of the wall jet were conducted by Bradshaw and Gee (1960). They found that the shear stress tensor value doesn't vanish at the position of maximum streamwise velocity which proves the existence of interaction between inner and outer layers. One of the earliest experimental studies on transitional plane wall jets was conducted by Bajura and Catalano (1975). They found that the Kelvin-Helmholtz instability of the free shear layer plays a key role in the transition of the wall jet. Hsiao and Sheu (1996) carried out an experimental study using hot wire anemometry and flow visualization ($300 < Re < 30,000$). They found that the growth of vortices originating from small perturbations in the outer shear layer serves as a trigger for the transition process.

Field and Loth (2006) studied the air curtain modeled as a negatively-buoyant wall jet. They used particle image velocimetry (PIV) visualization as an experimental tool to define the air curtain vortex structures, they found that a variety of eddy engulfing structures are responsible of the entrainment of ambient air into the jet, this process which arises from shear layer interaction is enhanced by high initial turbulence level in the curtain jet. The instantaneous velocity measurements through PIV technique conducted by Cao *et al.* (2010) in the near wall region revealed the existence of the double row vortex pairing structure where small scale vortex has been detected in the near wall region. Recently, Hoof *et al.* (2012) have conducted an experimental study via PIV technique of the transitional plane wall jet (Reynolds number ranging from 800 to 2500) in a confined enclosure. They used Q criterion (a scalar used to visualize vortex regions, they are detected where $Q > 0$ which means that the vorticity magnitude dominates the rate of strain, see Hunt *et al.*, 1988) to extract vortical structures in the outer region of the wall jet, They noted that eddy structures number increases with Reynolds number. Hence, the Strouhal number increases with higher Reynolds number.

The aim of the present work is to experimentally investigate the aerodynamic behavior of a wall jet subjected to external lateral stream by means of PIV measurement technique. This study will be performed on a reduced-scale model representing a generic configuration of a RDC by focusing on the near field region (x/e which denotes the ratio between vertical height and jet width < 10), where strong interactions are expected between the jet core, wall boundary and external lateral stream.

2. EXPERIMENTAL SETUP AND PROCEDURE

The experimental setup shown in (Figure 1.A) is a scaled-down (1:5) model of a vertical open refrigerated display cabinet (RDC). It represents an air curtain confining a cavity subjected to an external flow under

isothermal conditions. Using scaled-down model as generic configuration of a RDC is very useful to characterize the fundamental nature of flow field while eliminating case-specific issues particular to each manufacturer. The key benefits and originality of this facility is that it allows us to investigate the behavior and stability of the wall jet subject to an external lateral stream (ELS) with the control of different parameters related to the jet (different Reynolds number), the ELS (different velocities) and the cavity (various depths). The cavity is of 40 cm height and 50 cm width with an adjustable back wall to obtain different depths ranging from 15 cm which corresponds to an air curtain confining a cavity to 0 cm representing a wall jet which corresponds to a fully stocked RDC. In this paper only the configuration of the wall jet is considered. The origin of the coordinate is fixed on the wall at the mid-plane of the nozzle. A definition schematic and measurement configuration of the facility are shown in (Figure1.B). Cartesian coordinates are used, x axis for streamwise direction, y axis for lateral or wall-normal direction and the third z axis for span-wise evolution. Data were acquired in the turbulent regime at Reynolds number of about 8000 (see eq. (1), the slot exit (e) is equal to 4 cm). Measurements have been carried out using a high speed 2D2C PIV system which consists of a double pulsed (10mJ/pulse) Nd:YLF laser emitting light of 527 nm wavelength, a high speed CMOS Photron camera for flow field imaging of 1024×1024 pix² resolution with an objective Nikon (50 mm). In all measurement cases 2500 pairs of images are used to provide a good accuracy and statistical convergence of mean and turbulent quantities, convergence of turbulent statistics of higher order are also fairly attained. The whole flow field has been covered by the combination of three fields of view of 1024×512 pixels. Measurements in the downstream locations cover the region between x/e = 2 and x/e = 9. Experimental parameters are summarized in the table below.

$$Re = \frac{U_0 \cdot e}{\nu} \quad (1)$$

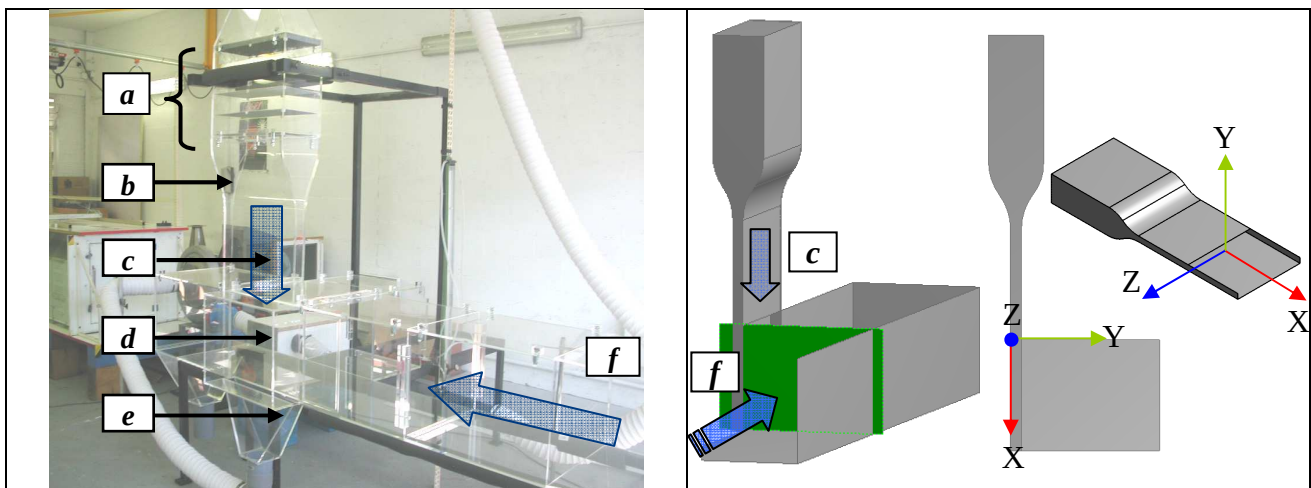


Figure 1. A) Experimental scaled-down test facility of a refrigerated display cabinet (left-hand side)
a) settling chamber, b) smooth contraction nozzle, c) air curtain, d) cavity (wall), e) exit of the recycled jet, f) external lateral stream (ELS); B) Measurement plane and coordinates (right-hand side)

Table1.PIV parameters

Frequency	200 Hz
Pulse delay between two laser pulses	900 μs
Field of view	1024×512 pixels
Velocity at the nozzle exit	3 ms ⁻¹ (Re ≈ 8000), (ν = 15.6 × 10 ⁻⁶ at 20°C)
Perturbing velocities	0 ms ⁻¹ (unperturbed), 0.2 ms ⁻¹ , 0.5 ms ⁻¹ , 1 ms ⁻¹
Acquisition plane	z = 20 cm

3. PIV VISUALIZATION OF THE UNPERTURBED WALL JET

Figure 2 shows the onset and development of initial eddies of Kelvin-Helmholtz (K-H) type. The roll-up and pairing process of the K-H instability plays a key role in the growth of the shear mixing layer. The effect of lateral perturbation on this process will be shown later.

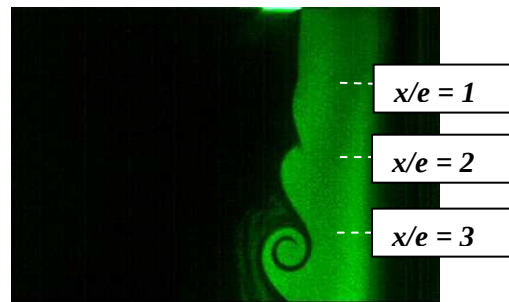


Figure 2 Instantaneous PIV visualisation of Kelvin-Helmholtz instability

4. RESULTS OF THE WALL JET SUBJECT TO THE ELS

4.1. Dimensional profiles of the wall jet subject to ELS of 1ms^{-1}

Figure 3 shows dimensional streamwise velocity profiles of the unperturbed jet (left hand side) and the perturbed jet at 1ms^{-1} (right hand side) at axial positions ranging from $x/e = 2$ to $x/e = 9$. A common characteristic of the wall jet is the broadening of the velocity profile at the free shear layer due to the entrainment of the ambient air. This enlargement of the mixing layer is accompanied by an increase of the boundary layer which continues to grow as a result of the friction at the wall. As it can be noticed the velocity profiles exhibits negative values in the case of the perturbed jet. This is due to the presence of a recirculation loop between the two axial positions $x/e = 2$ and $x/e = 5$. The lateral flow also tends to move the inflection point closer to the wall.

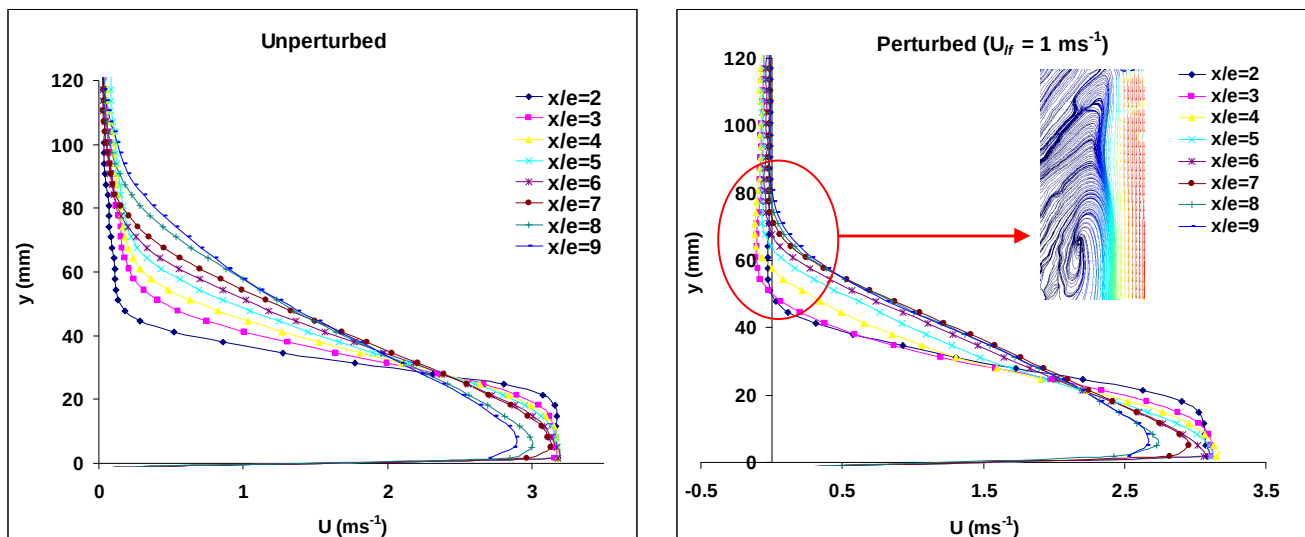


Figure 3 Dimensional profiles of the unperturbed jet (left hand side) and the perturbed jet at 1ms^{-1} (right hand side)

4.2 Velocity fields and streamlines

Figure 4 illustrates the velocity field distribution and streamlines of the unperturbed and perturbed jet at velocity speed of 0.5ms^{-1} and 1ms^{-1} . The whole air curtain is reconstructed from three PIV measurement zones as it has been mentioned earlier. As the jet moves downstream, its mass flow rate increases by entrainment mechanisms from the outer layer. At the return duct located at $x/e = 10$, the global flow rate

exceeds the recirculated part. Therefore, the jet splits into two different air flow components. The main part of the jet is drawn into the return grill while the non sucked outer part of the air curtain is spilled back into the channel in order to balance the quantity of air that was entrained by the wall jet. The streamlines created by jet entrainment in the upstream part of the jet and those created by the spilling back near the bottom form a global weak two dimensional recirculation which covers the whole channel boundaries as it can be shown in (Figure 4.a). Once the perturbation is introduced at a speed of 0.5 ms^{-1} , the air curtain begins to roll up at the lower part of the channel. Further increase of the perturbation rate at 1 ms^{-1} creates a recirculation loop situated between $x/e = 2$ and $x/e = 5$ which also extends over the entire jet as already mentioned in the previous paragraph. Affected by the ELS which come shearing the air curtain, the thickness of the mixing layer decreases and the entrainment of the ambient air is reduced.

4.3 Decay rate of the maximum streamwise velocity

Figure 5 shows a higher decay rate of the perturbed wall jet determined by plotting U_m/U_0 as a function of x/e . The potential core vary from $x/e = 6.7$ in the case of the unperturbed jet to about 6.1 when the jet is perturbed at 1 ms^{-1} . Rajaratnam (1976) reported a value of 6.5 in the case of a plane wall jet in a non-recycled quiescent ambient. The perturbed jet is characterized by lower expansion. This suggests that eddies are forced by the lateral perturbing jet to penetrate faster and to consume the potential core leading to an increase of turbulent diffusion. The continual growth and trajectory of turbulent eddies in the free shear layer is no longer conserved. This trend will be confirmed later by tracking their path. The slope of the decay rate of the perturbed jet plotted in the logarithmic form is found equal to -0.45 (figure not shown here), this value is higher than that found in the case of the unperturbed jet, where the slope is found equal to -0.69. The value quoted by Schneider and Goldstein (1994) was -0.608 in the case of a non disturbed two-dimensional wall jet in stagnant surroundings. Recall that, the determination of the slope depends on the downstream location from which a linear fit should be applied. For instance, the fitting line in the case of (Eriksson *et al.*, 1998) was applied in the range between $x/e = 40$ and 150.

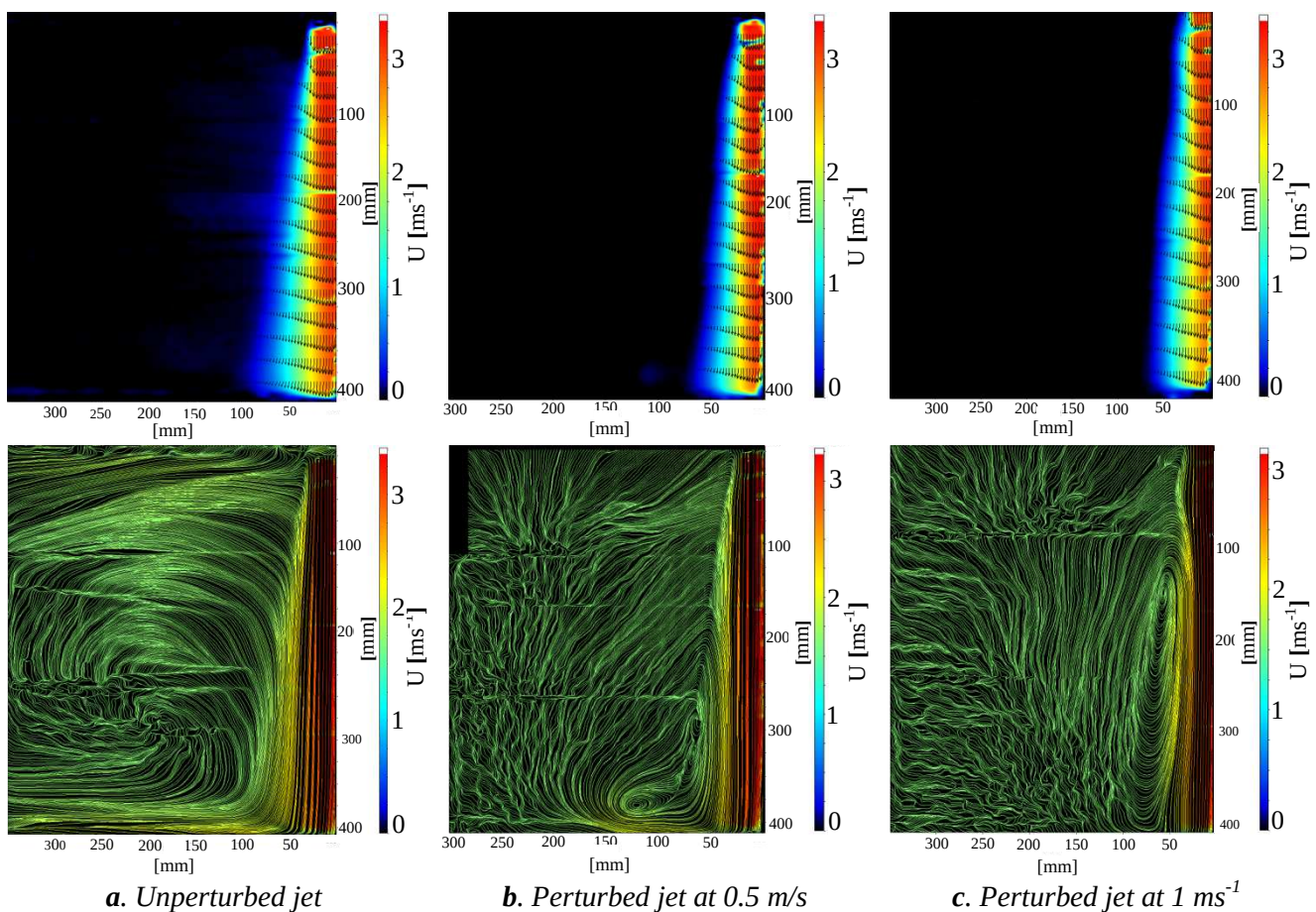


Figure 4 Velocity fields and streamlines of the perturbed and unperturbed jet at velocities 0.5 ms^{-1} and 1 ms^{-1}

4.4 Spread rate

Figure 6 shows the evolution of the half-width growth rate of the perturbed wall jet at 1 ms^{-1} . As it can be seen, just near the nozzle exit at $x/e = 2$ both the unperturbed and perturbed jet have almost the same expansion value. Further downstream, values of the perturbed jet are seen to drop down. The effect of the vortex loop as previously shown in Figure 4.c developing in the shear layer of the disturbed jet is responsible of the concave curve shape between the two downstream locations $x/e = 2$ and $x/e = 5$, a plateau-like shape is noticed at streamwise positions $x/e = 3$ and $x/e = 4$. Further downstream, the curve follows the same increasing slope trend like the unperturbed jet. It seems like that the perturbed jet undergoes a phase lag due to the higher aerodynamic interaction which will be recovered further downstream for $x/e > 4$.

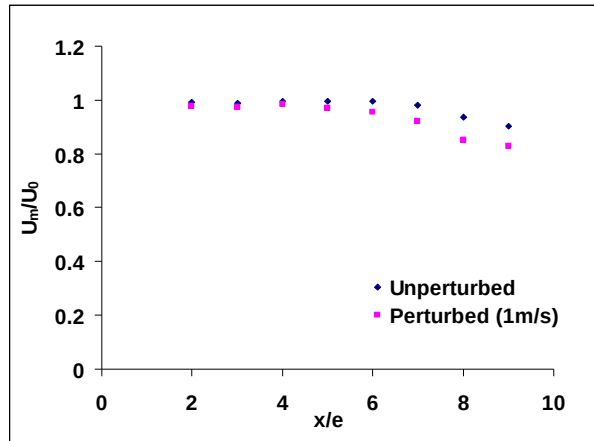


Figure 5 Decay rate of the streamwise velocity

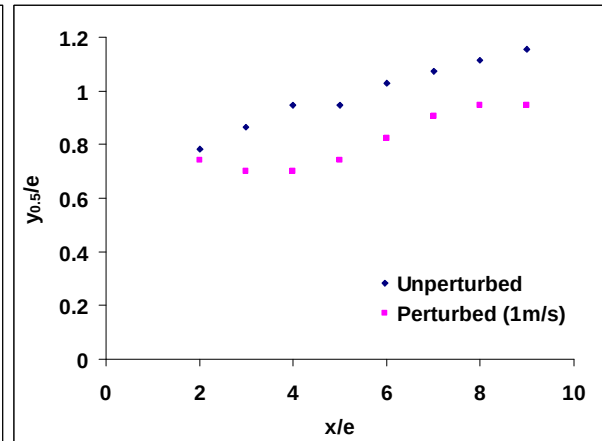


Figure 6 Half- width growth of the perturbed

Therefore, the ELS plays a retarding effect on the spread rate of the perturbed jet. As an indication to the lower lateral expansion of the perturbed jet, in the linear portion at $x/e = 8$, the ELS decreases the spread rate of the wall jet of about 15 %. A linear regression approximation of these two curves may be applied even though the zone where the jet is believed to attain its self-similarity is very short. For $x/e > 5$ a growth rate value of 0.05 is obtained which is lower than that quoted by many authors (the slope is equal to 0.07 in the case of Eriksson *et al.*, 1998). This discrepancy may be also due the configuration of the recycled wall jet.

4.5 Spectral analysis of Kelvin-Helmholtz instability

Fast Fourier Transformations (FFT) has been applied to the streamwise fluctuant velocity at downstream location $x/e = 3$ in the free shear layer ($y/e = 1.3$) in order to study the effect of the perturbing span-wise channel flow on the development of Kelvin-Helmholtz instability. The obtained spectra (Figure 7) revealed a peak frequency of 47.5 Hz in the case of undisturbed jet and 36.5 Hz and 27 Hz when disturbed laterally by the ELS jet blowing at two increasing velocities (0.5 ms^{-1} and 1 ms^{-1}). These values correspond to calculated Strouhal numbers (based on nozzle width) of 0.6, 0.45, and 0.36. The Strouhal number based on the nozzle width is defined as follows:

$$St_e = \frac{fe}{U_0} \quad (2)$$

Where f is the peak frequency, e is the nozzle width and U_0 is the nozzle exit velocity. The engulfment of ambient air is significantly reduced by the ELS effect. The reduction in the shedding frequency might be explained by the break-up of the mechanism of roll-up and pairing of K-H vortices which are responsible of the large spread of air curtain. In fact, the ELS affect the topology of the K-H instability as depicted in Figure 9. K-H instability becomes deformed and elongated with the streamwise direction at $U_{lf} = 0.5 \text{ ms}^{-1}$ and detached at $U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$ due to the break-up of filaments in the braid region (region situated between two Kelvin-Helmholtz rollers). The lateral flow enables an active control of vortex formation. The evolution of Strouhal number along the jet axis for three streamwise positions $x/e = 3$, $x/e = 5$ and $x/e = 7$ is shown in

figure 8. As it can be seen the Strouhal number decreases with increasing downstream locations, this trend is similar to that observed in the case of unperturbed free plane jets. At $U_{lf} = 0.5 \text{ ms}^{-1}$, the evolution is a little bit different from the two other curves since it tends to stabilize from $x/e = 5$. This may be due to a noisy signal which makes the differentiation of the peak a difficult task, even at a higher sampling rate, PIV technique has its drawbacks compared to single point measurement techniques. It should be noted that the spectral analysis has been performed on an area of interest of 1024×128 pixels for each streamwise position at a sampling rate of 10 kHz. In a real RDC, the Strouhal number which characterizes the vortex shedding frequency is desired to be as lesser as possible, since the entrainment of the ambient air occurs in the shearing interface where indentation and protrusion develop and contribute to the widening of the mixing layer of the air curtain.

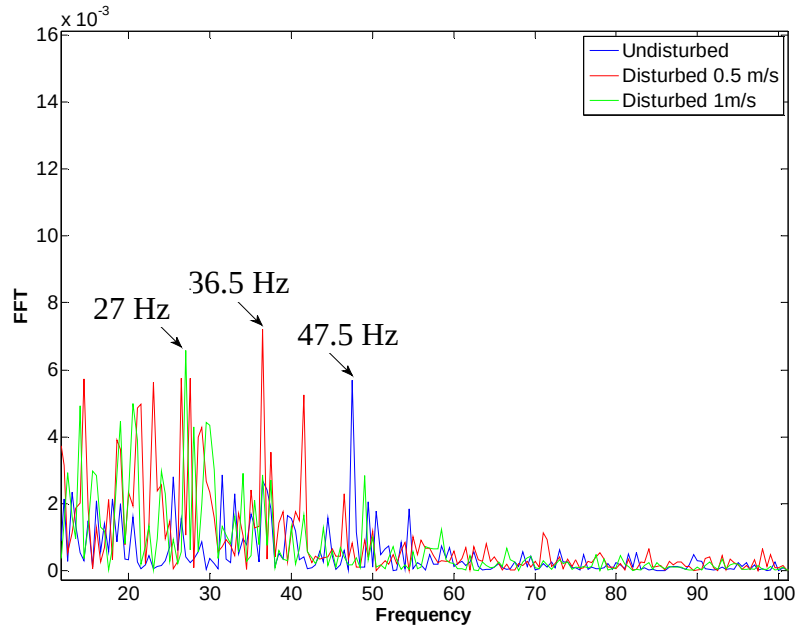


Figure 7 FFT of undisturbed and disturbed jet at $x/e = 3$ and $y/e = 1.3$

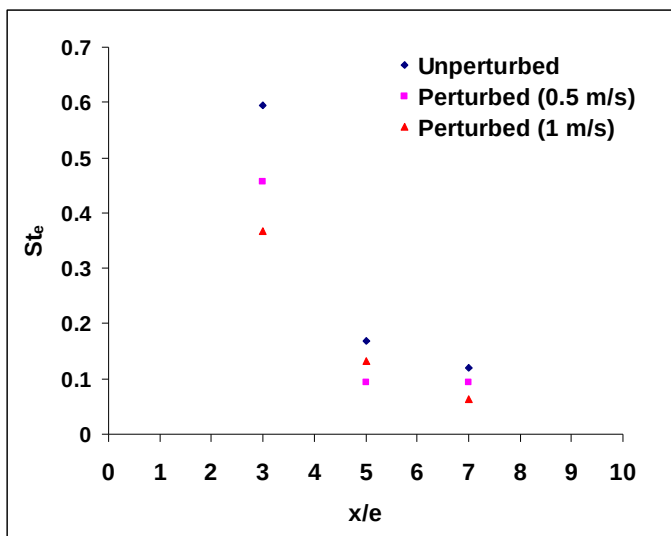


Figure 8 Streamwise evolution of Strouhal number

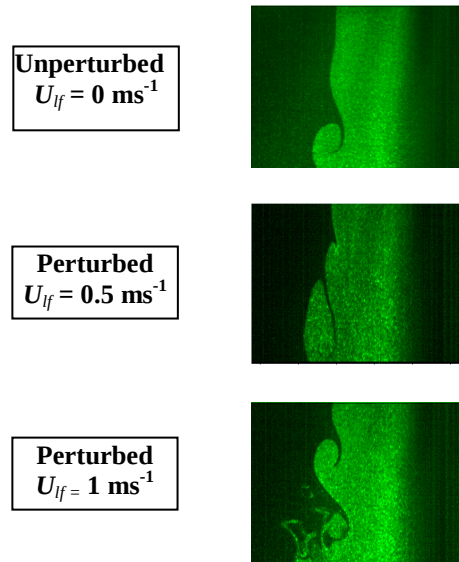


Figure 9 Kelvin Helmholtz instability topology

5 CONCLUSIONS

In this study the effect of the ELS on the wall plane jet applied to a RDC has been investigated experimentally via PIV measurements. This study has revealed that the lateral perturbation has largely affected the jet expansion leading to a significant decrease in the entrainment strength and a weakening in the mixing layer thickness. This effect is favoured especially by decreasing the amount of the ambient air entrained by the air curtain. The lateral flow also tends to move the inflection point closer to the wall. The velocity decay rate is higher in the case of the perturbed jet, hence the length of the potential core decreases. The velocity vector maps covering the whole air curtain show a recirculation loop at the lower part of bottom of the perturbation channel at a velocity of 0.5m.s^{-1} . Further increase in the velocity to 1 ms^{-1} leads to a displacement of the recirculation loop upstream the air curtain to be situated between $x/e = 2$ and $x/e = 5$, however its influence extends to cover the entire air curtain. It's found through a spectral analysis that the Strouhal number decreases with increasing ELS velocity. This behavior has been explained by the altered K-H instability topology which experiences a deformation at $U_{lf} = 0.5\text{ ms}^{-1}$ and a detachment at $U_{lf} = 1\text{ ms}^{-1}$ causing a reduction in the shedding frequency due to the break-up of the roll-up and pairing mechanism which are responsible of the large spread of air curtain.

REFERENCES

1. Gaspar P. D, Carrilho Gonçalves L.C, Pitarma R.A. 2011, Experimental analysis of the thermal entrainment factor of air curtains in vertical open display cabinets for different ambient air conditions. *Applied Thermal Engineering* 31: 961-969.
2. Cortella G, 2002, CFD-aided retail cabinets design. *Computers and Electronics in Agriculture* 34: 43-66.
3. Laguerre O, Hoang M.H, Osswald V, Flick D. 2012, Experimental study of heat transfer and air flow in a refrigerated display cabinet, *Journal of Food Engineering* 113: 310-321.
4. Field B.S and Loth E. 2006, Entrainment of refrigerated air curtains down a wall, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30 (3): 175-184.
5. Glauert M. B, 1956, The wall jet, *Journal of Fluid Mechanics* 1(6): 625-643.
6. Bradshaw P and Gee M. T, 1960, Turbulent wall-jets with and without external stream, Aeronautics Research Council Reports and Memoranda No. 3252.
7. Bajura, R. A. and Catalano, M. R. 1975, Transition in a Two-Dimensional Plane Wall Jet, *Journal of Fluid Mechanics* 70, Part 4: 773-799.
8. Hsiao FB, Sheu SS. 1996, Experimental studies on flow transition of a plane wall jet. *Aeronautical Journal* 100 (999):373-380.
9. Cao Z, Gu B, Han H, Mills G. 2010, Application of an effective strategy for optimizing the design of air curtains for open vertical refrigerated display cases. *International Journal of Thermal Sciences* 49 (6): 976-983.
10. van Hooff T, Blocken B, Defraeye T, Carmeliet J, van Heijst, G.J.F. 2012a, PIV measurements of a plane wall jet in a confined space at transitional slot Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 53(2): 499-517.
11. Hunt, J.C.R., Wray, A.A., Moin, P., 1988. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center for Turbulence Research Report CTR-S88*, pp. 193-208
12. Rajaratnam N. 1976, *Turbulent Jets*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 303p.
13. Eriksson J.G, Karlsson R.I. and Persson J. 1998, An experimental study of a two-dimensional plane turbulent wall jet, *Experiments In Fluids* 25: 50-60.

Analyse des structures des écoulements et des instabilités développées par un rideau d'air cisailé latéralement par un courant externe: application au cas des meubles frigorifiques de vente

Résumé

Dans cette étude, le comportement aérodynamique du jet pariétal ($Re = 8000$) cisailé latéralement par un courant de perturbation externe de profil de vitesse uniforme (U_{lf}) a été étudié et analysé. Les expérimentations ont été réalisées par PIV et LDV sur une maquette aéraulique isotherme à échelle réduite d'un meuble frigorifique de vente. L'étude est centrée sur la région du jet située à proximité de la section de soufflage ($x/e < 10$) qui correspond à la zone dans laquelle se développent les instabilités et le processus de transition vers la turbulence.

L'analyse des résultats obtenus avec et sans perturbation a mis en évidence que la perturbation entraîne une diminution significative du pouvoir d'entraînement du jet, une forte décroissance de la vitesse moyenne maximale, un faible épanouissement du jet et une augmentation globale des valeurs des moments d'ordre deux de toutes les composantes des contraintes de Reynolds. Les résultats ont montré que le courant de perturbation externe entraîne des valeurs élevées de fluctuations RMS pour les composantes longitudinales et transversales dans les deux couches interne et externe. L'analyse de l'évolution dynamique de la couche externe du jet pariétal par PIV résolue en temps à une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz et focalisée sur la région d'apparition d'instabilités montre les modifications de topologie des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz (K-H) induites par le courant latéral ELS. Pour ($U_{lf} = 0,5 \text{ ms}^{-1}$), les tourbillons de K-H se déforment et s'allongent dans la direction du jet. Pour ($U_{lf} = 1 \text{ ms}^{-1}$), les visualisations PIV mettent en évidence la rupture des structures tourbillonnaires secondaires entre deux structures primaires K-H consécutives. Cette rupture modifie la trajectoire des structures tourbillonnaires primaires qui, au lieu de se développer à la frontière du jet, vont se détacher pour pénétrer à l'intérieur du jet. Cette rupture affecte également le mécanisme d'appariement tourbillonnaire qui sous-tend l'expansion du jet et qui engendre pour un jet non perturbé la formation de grandes structures anisotropes organisées.

La comparaison entre les jets perturbé et non perturbé a également permis de mieux comprendre le mécanisme d'interaction mutuelle entre la couche de cisaillement interne et la couche de cisaillement externe. Les résultats indiquent que le courant de perturbation externe brise partiellement le mécanisme de formation des dipôles de vortex qui deviennent irréguliers et moins prédictifs. Ceci mène à la formation de structures moins organisées dans la couche de cisaillement interne, tant en termes de tailles qu'en intensité tourbillonnaire. Ce phénomène conduit à l'allongement de la zone de transition et retarde donc l'apparition de la zone auto-similaire du jet. L'application de la technique POD montre que la perturbation joue un rôle majeur dans la redistribution énergétique entre les modes. Le courant de perturbation impose un changement fondamental du développement des structures tourbillonnaires de Kelvin-Helmholtz en perturbant leur organisation bidimensionnelle, leur topologie, leur alignement et leur fréquence de passage, entraînant une diminution du nombre de Strouhal. Cette diminution pourrait être expliquée par l'effet inhibiteur exercé par courant de cisaillement latéral sur le développement des structures primaires. Les corrélations spatiales R_{vv} reflètent la diminution des échelles de longueur dans le cas d'un jet perturbé.

Mots clés : *Jet pariétal, rideau d'air, jet perturbé, instabilités de Kelvin-Helmholtz, structures cohérentes, meuble frigorifique de vente, TR-PIV, POD.*