



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par :

Mme SALIMA KAISSOUN

le jeudi 14 juin 2018

Titre :

Mécanismes de transfert aéraulique au travers d'ouvertures: application à l'efficacité du confinement dynamique d'enceintes de chantier

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

M. ERIC CLIMENT

Rapporteurs :

M. NICOLAS RIMBERT, UNIVERSITÉ LORRAINE

M. OLIVIER VAUQUELIN, AIX-MARSEILLE UNIVERSITE

Membre(s) du jury :

M. ERIC SERRE, CNRS MARSEILLE, Président

M. ERIC CLIMENT, INP TOULOUSE, Membre

M. LUC LAFANECHERE, EDF LYON, Membre

REMERCIEMENTS

La présente thèse de doctorat a été effectuée à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN, site CEA-Saclay) en collaboration avec EDF-Division de l'Ingénierie du Parc, de la Déconstruction et de l'Environnement (DIPDE) sous la direction scientifique de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). L'originalité et l'aspect innovant de cette thèse pourront être appréciés tout au long de ce mémoire.

Au terme de ce travail de thèse long et stimulant de trois ans et demi, c'est très sincèrement que je souhaite remercier les personnes qui m'ont aidé dans cette entreprise.

Je souhaite tout d'abord adresser mes plus profonds remerciements à l'ensemble des membres de mon jury de thèse qui ont consenti à consacrer de leur temps à l'évaluation de mes travaux. Je remercie, tout particulièrement, Monsieur Eric SERRE, Directeur de recherche CNRS, pour avoir assuré la présidence du jury. J'adresse aussi mes sincères remerciements à Monsieur Olivier VAUQUELIN, Professeur des Universités à l'Université d'Aix-Marseille, et à Monsieur Nicolas RIMBERT, Maître de conférences et HDR à l'Université de Lorraine, pour avoir assuré la lourde tâche de rapporteurs.

Je tiens à exprimer mon plus grand respect et ma reconnaissance à mon directeur de thèse, Monsieur Eric CLIMENT, Professeur des universités à l'Université de Toulouse et directeur de l'IMFT. Ses conseils avisés ainsi que son ouverture d'esprit ont largement contribué à l'aboutissement de ce travail. J'ai pu par ailleurs apprécier au cours de notre collaboration ses qualités humaines et ses encouragements constants qui ont été d'un grand soutien.

Je remercie chaleureusement mes encadrants à l'IRSN Madame Corinne PREVOST, chargée d'études au laboratoire LEMAC à l'IRSN, et Monsieur Laurent RICCIARDI, adjoint au chef de service SCA à l'IRSN, pour m'avoir accordé leur confiance et leur soutien. Leurs conseils, leurs encouragements, leur disponibilité ainsi que les efforts qu'ils ont consentis ont très largement contribué au bon déroulement de ma thèse. Qu'ils soient assurés ici de ma profonde gratitude.

Mes remerciements vont également à Monsieur Luc LAFANECHERE, Chef du Service Conception des installations à EDF-DIPDE, pour la collaboration fructueuse que nous avons eue ensemble au cours de ce travail. J'ai pu profiter de ses connaissances approfondies dans le domaine du démantèlement. En outre, cette collaboration a manifesté l'intérêt industriel et applicatif de ces travaux de recherche.

Je tiens à remercier, dans le cadre de mon travail à l'IRSN, Monsieur Laurent BOUILLOUX, chef du Service de Confinement et de l'Aérodispersion des polluants (SCA), pour m'avoir accueilli au sein de ses équipes. Mes remerciements vont également à Monsieur Jérôme RICHARD, Chef du Laboratoire d'Etudes et de Modélisation en Aérodispersion et Confinement (LEMAC) pour m'avoir permis de réaliser ce travail de recherche dans d'excellentes conditions, tant sur le plan matériel que humain.

J'aimerais sincèrement remercier Nadia LIATIMI, Deborah HARE et Florent DANY pour leur disponibilité et support technique sur la partie expérimentale de ce travail. Merci à Thomas Gélain, ingénieur calculs au LEMAC, pour ses conseils dans le domaine de la CFD et du calcul numérique. Je remercie aussi tous mes collègues du LEMAC pour leur convivialité et leur bonne humeur dans tous les moments passés ensemble.

Je remercie également Madame Pierrette BARBRESO et Monsieur Nicolas RENON de CALMIP (centre de calcul de Toulouse Aerospace) pour leur aide et leurs efforts dans la mise en place de mes calculs numériques dans le supercalculateur de Toulouse. Mes remerciements vont également à Madame Annaig PEDRONO et à Monsieur Kevin LARNIER de l'IMFT pour m'avoir formée à l'utilisation du code recherche JADIM.

Merci à mes amis Nadia, Déborah, Laura et Davide qui ont su me soutenir durant cette aventure.

Enfin, Je remercie de tout cœur Mohamed et ma famille pour leur amour, leurs encouragements et pour tout ce qu'ils m'ont apporté.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
1 Synthèse bibliographique	4
1.1 Confinement dans les enceintes nucléaires	4
1.1.1 Généralités sur le confinement	4
1.1.2 Sas de chantiers nucléaires et critères de confinement.....	5
1.1.2.1 Présentation des sas de chantiers nucléaires	5
1.1.2.2 Critères de confinement dynamique.....	8
1.2 Ecoulements et rétrodiffusion des polluants aux ouvertures	9
1.2.1 Ecoulement de confinement dynamique aux ouvertures.....	9
1.2.2 Rétrodiffusion des polluants aux ouvertures	13
1.2.2.1 Définition et sources de rétrodiffusion	13
1.2.2.2 Travaux sur la rétrodiffusion aux grandes ouvertures	15
1.3 Modélisation de la turbulence.....	18
1.3.1 La turbulence	18
1.3.1.1 Propriétés.....	19
1.3.1.2 Cascade énergétique	19
1.3.2 Modélisation de la turbulence.....	20
1.3.2.1 Simulation directe numérique DNS	21
1.3.2.2 Simulation des grandes échelles LES.....	22
1.3.2.2.1 Principe de la LES	22
1.3.2.2.2 Modèles de sous mailles.....	24
1.3.2.3 Modélisation statistique RANS.....	26
1.3.2.3.1 Modèles à viscosité turbulente	29
1.3.2.3.2 Modélisation instationnaire URANS.....	33
1.4 Jets plans turbulents.....	36
1.4.1 Structure des jets plans turbulents	37
1.4.2 Décroissance des jets plans libres turbulents	39
1.4.3 Décroissance des jets plans turbulents impactant	41
1.5 Conclusion	43
2 Etudes numériques et expérimentales préliminaires	46
2.1 Comparaison des méthodes URANS et DNS sur une configuration 2D simplifiée	46
2.1.1 Hypothèses de calcul	46
2.1.2 Comparaison des solutions URANS vs DNS	49
2.1.3 Discussion	52
2.2 Approche tridimensionnelle numérique et expérimentale	52
2.2.1 Approche expérimentale 3D « globale »	52

2.2.2	Approche numérique 3D « globale » : simulations URANS.....	55
2.2.3	Approche numérique 3D « locale » : simulations URANS	59
2.2.4	Discussion	63
2.3	Conclusion	63
3	Mise en œuvre du dispositif expérimental.....	64
3.1	Perturbations et grandeurs d'intérêt	64
3.1.1	Description des perturbations.....	64
3.1.1.1	Ecoulement permanent transverse à l'ouverture.....	65
3.1.1.2	Ecoulement permanent à contre-courant.....	65
3.1.1.3	Déplacement d'un obstacle devant l'ouverture : écoulement instationnaire.....	66
3.1.2	Grandeurs d'intérêt.....	66
3.1.2.1	Grandeurs aérauliques.....	67
3.1.2.1	Coefficient de rétrodiffusion.....	68
3.2	Présentation du dispositif expérimental.....	69
3.2.1	Enceinte expérimentale	69
3.2.2	Dispositifs de production des perturbations	72
3.2.2.1	Perturbation liée aux jets turbulents.....	72
3.2.2.2	Perturbation liée au mouvement d'un obstacle	74
3.2.3	Dispositif de visualisation des écoulements et de PIV	76
3.3	Détermination des grandeurs d'intérêt de l'étude	77
3.3.1	Mesure des grandeurs aérauliques.....	77
3.3.2	Détermination du débit d'extraction et du coefficient de rétrodiffusion.....	80
3.4	Conclusion	85
4	Résultats expérimentaux	86
4.1	Introduction	86
4.1.1	Quantification de la rétrodiffusion.....	86
4.1.1.1	Description des expériences.....	86
4.1.1.2	Exemple d'évolution temporelle des concentrations C_{int} et C_{ext}	87
4.1.1.3	Incertitudes sur la mesure du coefficient de rétrodiffusion	89
4.1.1.4	Incertitudes sur la mesure du paramètre V/U_{deb}	90
4.1.1.5	Grilles expérimentales	91
4.1.2	Visualisation laser et PIV	92
4.2	Influence des conditions aérauliques à l'ouverture	93
4.2.1	Perturbation de type jet pariétal interne 'transverse'	93
4.2.1.1	Montage expérimental.....	93
4.2.1.2	Evolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de V/U_{deb}	96
4.2.2	Perturbation de type jet externe 'transverse'	97
4.2.2.1	Expériences de visualisation et de PIV : perturbation de type jet externe 'transverse'.....	97
4.2.2.1.1	Description de l'essai et montage expérimental	97

4.2.2.1.2	Résultats de visualisation et champs de vitesse	99
4.2.2.2	Quantification de la rétrodiffusion : perturbation de type jet pariétal externe 'transverse'	103
4.2.2.2.1	Montage expérimental	103
4.2.2.2.2	Evolution globale du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$	105
4.2.3	Perturbation de type jet libre interne à contre-courant	107
4.2.3.1	Montage expérimental	107
4.2.3.2	Evolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$	110
4.2.4	Perturbation liée au déplacement transversal d'une plaque devant l'ouverture	111
4.2.4.1	Expériences de visualisation et PIV	112
4.2.4.1.1	Description de l'essai et montage expérimental	112
4.2.4.1.2	Résultats de visualisation et champs de vitesse	113
4.2.4.2	Quantification de la rétrodiffusion	116
4.2.4.2.1	Montage expérimental	116
4.2.4.2.2	Evolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$	117
4.2.5	Discussion	118
4.3	Influence des caractéristiques de l'ouverture	120
4.3.1	Effet de l'épaisseur de l'ouverture : perturbation de type jet pariétal interne	120
4.3.2	Effet de l'épaisseur de l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque	121
4.3.3	Effet du matériau de la paroi frontale contenant l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque	122
4.3.4	Effet de la forme de l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque	124
4.3.5	Synthèse	125
4.4	Conclusion	126
5	Résultats des simulations numériques CFD	127
5.1	Comparaison de simulations URANS et LES : cas du perturbateur interne à contre-courant 128	
5.1.1	Paramètres des simulations	128
5.1.2	Condition initiale	131
5.1.3	Résultats LES vs URANS	133
5.1.4	Discussion	138
5.2	Simulations LES et RANS	138
5.2.1	Définition et critères de visualisation des structures cohérentes	139
5.2.2	Configuration 1 : Perturbation de type du jet libre interne à contre-courant	140
5.2.2.1	Paramètres des simulations	140
5.2.2.2	Résultats du calcul LES	141
5.2.2.3	Comparaison des champs moyens RANS et LES	149
5.2.2.4	Discussion	152
5.2.3	Configuration 2 : perturbation de type jet pariétal externe	152
5.2.3.1	Paramètres des simulations	152

5.2.3.2	Résultats du calcul LES	156
5.2.3.3	Comparaison des champs moyens RANS et LES	163
5.2.4	Configuration 2 : perturbation du jet pariétal interne	167
5.2.4.1	Paramètre des simulations	167
5.2.4.2	Résultats des simulations LES	169
5.2.4.3	Comparaison des champs moyens RANS et LES	177
5.2.4.4	Discussion	182
5.3	Conclusion	183
CONCLUSIONS & PERSPECTIVES		184
ANNEXES		188
A.	Expériences de Visualisation laser : perturbation du niveau de dépression de l'enceinte	188
A.1.	Description de l'expérience	188
A.2.	Résultats de visualisations laser	189
B.	Evolution du coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ en fonction de $V/U_{déb}$	193
B.1.	Influence des conditions aérauliques à l'ouverture	193
B.1.1.	Perturbation de type jet pariétal interne 'transverse'	193
B.1.2.	Perturbation de type jet pariétal externe 'transverse'	195
B.1.3.	Perturbation de type jet libre interne à contre-courant	196
B.1.4.	Perturbation du déplacement transversal d'une plaque devant l'ouverture	198
B.2.	Influence des caractéristiques de l'ouverture	198
B.2.1.	Effet de l'épaisseur de l'ouverture : perturbation de type jet pariétal interne 'transverse'	198
B.2.2.	Effet de l'épaisseur de l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque	199
B.2.3.	Effet du matériau de la paroi frontale : perturbation liée au déplacement de la plaque	200
B.2.4.	Effet de la forme de l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque	200
C.	Généralités sur la PIV et la visualisation laser	201
D.	Technique de traçage gazeux	203
D.1.	Principe de la technique	203
D.2.	Spectrométrie de masse	205
BIBLIOGRAPHIE		206

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : sas d'intervention à parois souples.....	6
Figure 1.2 : sas d'intervention à parois rigides transparentes.....	7
Figure 1.3 : sas d'intervention en parois métalliques.....	7
Figure 1.4 : système de contrôle des faibles dépressions (SMARTDOG).....	8
Figure 1.5 : ouverture sur une paroi infinie à bords effilés (image de gauche), ouverture à bords épais (image de droite).....	9
Figure 1.6 : évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse pour $U_{déb} \in [0 ; 3 \text{ m.s}^{-1}]$	11
Figure 1.7 : évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse pour $U_{déb} \in [0 ; 100 \text{ m.s}^{-1}]$..	12
Figure 1.8 : coefficients de décharge pour différents orifices indiqués par (Lencastre, 1999)	13
Figure 1.9 : configuration des écoulements au droit d'orifices à bords non profilés et arêtes vives ; orifice mince (image de gauche) et orifice épais (image de droite) (Idelcik, 1969).....	14
Figure 1.10 : rétrodiffusion dans le sillage d'un obstacle	14
Figure 1.11 : représentation schématique de la configuration étudiée	16
Figure 1.12 : comparaison des lignes de courant de l'écoulement pour les modèles (de gauche à droite) $SST k - \omega$, $RNG k - \epsilon$ et $k - \epsilon$ standard à $Re = 10^5$	16
Figure 1.13 : comparaison des lignes de courant de l'écoulement en aval de l'obstacle à $Re = 10^4$ A) pour les modèles $SST k - \omega$, B) $RNG k - \epsilon$ et C) $k - \epsilon$ standard	17
Figure 1.14 : Représentation schématique du spectre de turbulence et de la cascade énergétique (Sagaut, Deck, & Terracol, 2013).....	20
Figure 1.15 : Principe des méthodes RANS et LES (Ruprecht, Helmrich, & Buntic, 2003)	21
Figure 1.16 : Décomposition du spectre entre échelles résolues ($\kappa \leq \kappa_C$) et modélisées ($\kappa \geq \kappa_C$) ..	22
Figure 1.17 : Représentation schématique d'un signal expérimental d'un écoulement turbulent (Roberts & Webster, 2002).....	26
Figure 1.18 : Répartition des contraintes de cisaillement et turbulentes (normalisées par la contrainte totale, τ_y) dans le cas d'un écoulement dans un canal. Lignes continues, $Re = 13750$; lignes discontinues, $Re = 5\ 600$ (Moser, Kim, & Mansour, 1999)	28
Figure 1.19 : Grandeur instantanée et résolue par l'approche URANS.....	34
Figure 1.20 : Lignes de courant dans le cas d'un écoulement au passage d'un cube ($Re_h = 40\ 000$) (Laccarino, Ooi, Durbin, & Behnia, 2003); a) données expérimentales (Hussein & Martinuzzi, 1996); b) LES (Shah, 1998); c) RANS en régime permanent (Laccarino, Ooi, Durbin, & Behnia, 2003); d) moyenne temporelle d'un RANS instationnaire (Laccarino, Ooi, Durbin, & Behnia, 2003)	35
Figure 1.21 : Représentation schématique d'un jet plan libre turbulent (Rajaratnam, 1976)	36
Figure 1.22 : Visualisation par tomographie laser de jets plans : (à gauche) jet libre : $Re = 1700$ (Meyer, 1989); (à droite) jet en impact, $Re = 1300$ (Maurel, 2001).....	37
Figure 1.23 : Visualisation de la structure d'un jet plan et représentation schématique de son écoulement moyen (Youssef, 2012)	38

Figure 1.24 : Représentation schématique du cône potentiel	39
Figure 1.25 : Evolution du coefficient de décroissance n de la vitesse axiale en fonction du rapport de forme α (Awbi, 1991)	40
Figure 1.26 - Représentation schématique d'un jet plan pariétal turbulent (Rajaratnam, 1976). ...	41
Figure 1.27 : structure du jet plan turbulent impactant une paroi.....	42
Figure 1.28 : influence du rapport H/h sur l'évolution de la demi-largeur du jet bu - $Re = 27000$ (Maurel , 2001)	43
Figure 1.29 : visualisations par fumée d'un écoulement en aval d'une plaque fine non profilée ; a) $Re = 1,5 \times 10^3$; b) $Re = 2,2 \times 10^3$; c) $Re = 2,1 \times 10^4$ (Ruderich & Fernholz, 1986).....	44
Figure 1.30 : lignes de courant de l'écoulement moyen autour d'un obstacle rectangulaire, calcul LES $Re = 10^5$: influence du rapport de forme du rectangle ; a) 1 : 1,5 ; b) 1 : 2 ; c) 1 : 3 ; d) 1 : 4 (Yu & Kareem, 1998)	45
Figure 2.1: représentation schématique de la géométrie bidimensionnelle simulée et des conditions aux limites	47
Figure 2.2 : maillages utilisés pour les calculs URANS ; a), b) maillage grossier et zoom sur l'ouverture ; c), d) maillage raffiné et zoom sur l'ouverture	48
Figure 2.3 : maillage utilisé pour les calculs DNS ; a) vue d'ensemble ; b) zoom sur la zone proche de l'ouverture ; c) zoom sur le bloc de l'ouverture	48
Figure 2.4 : écoulement initial entrant à l'ouverture, avant activation de la perturbation - champs de la norme de vitesse ; a) simulation RANS stationnaire b) champ instantané de la DNS.....	49
Figure 2.5 : champs instantanés convergés du scalaire passif, après activation de la perturbation interne transverse - calculs URANS, $V_0/U_{max} = 1 ; 2 ; 5 ; 10$	50
Figure 2.6 : profils de vitesse à l'ouverture sans et avec perturbation - calculs URANS ; $V_0/U_{max} = 2 ; V_0/U_{max} = 5 ; V_0/U_{max} = 10$	50
Figure 2.7 : champs instantanés de scalaire passif et de vecteurs de vitesse obtenus par les simulations DNS - zoom sur l'ouverture, $V_0/U_{max} = 1,2 ; 4,4 ; 5 ; 10$	51
Figure 2.8 : géométrie et dimensions de l'enceinte utilisée pour les expériences préliminaires	53
Figure 2.9 : banc expérimental utilisé pour les essais exploratoires de visualisation laser	53
Figure 2.10 : dispositif de visualisation laser centré sur l'ouverture.....	54
Figure 2.11 : représentation schématique de la perturbation interne.....	54
Figure 2.12 : visualisations instantanées laser d'échappements tourbillonnaires ; a) $\Delta P_{enceinte} = 0,5 \text{ Pa}$; b) $\Delta P_{enceinte} = 1 \text{ Pa}$; c) $\Delta P_{enceinte} = 3 \text{ Pa}$	55
Figure 2.13 : domaine de calcul et conditions aux limites.....	56
Figure 2.14 : maillage hybride ; a) coupe dans le plan vertical médian de l'ouverture ; b) coupe dans le plan horizontal médian de l'ouverture	56
Figure 2.15 : simulation de la perturbation interne seule - champ instantané de vecteurs de vitesse dans le plan vertical médian de l'ouverture (vue de côté) - cas $V_0 = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	57
Figure 2.16 : simulation de la perturbation interne seule - champ de scalaire passif ; a) plan vertical médian de l'ouverture ; b) plan horizontal médian de l'ouverture	58

Figure 2.17 : effet de la perturbation et de l'extraction de l'enceinte - champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture ; a) $V_0 = 6,5 \text{ m.s}^{-1}$; b) $V_0 = 20 \text{ m.s}^{-1}$...	59
Figure 2.18 : activation de la perturbation et de l'extraction de l'enceinte - profils de vitesse sur la ligne verticale médiane de l'ouverture (sans perturbation ; $V_0 = 6,5 \text{ m.s}^{-1}$; $V_0 = 20 \text{ m.s}^{-1}$).....	59
Figure 2.19 : représentation schématique du domaine 3D de faibles dimensions	60
Figure 2.20 : domaine simulé et conditions aux limites dans le plan horizontal médian de l'ouverture (vue du dessus).....	60
Figure 2.21 : maillage hexaédrique utilisé pour l'approche « 3D locale », plan horizontal médian à l'ouverture.....	61
Figure 2.22 : champs instantanés du scalaire passif et des vecteurs de vitesse dans le plan horizontal médian de l'ouverture ; a) instant de pic de rétrodiffusion ; b) instant de reprise du traceur vers l'intérieur de l'enceinte.....	62
Figure 2.23 : profils de vitesse à l'ouverture (sans perturbation ; $V_0/U_{max} = 2,5$; $V_0/U_{max} = 4$) ...	62
Figure 3.1 : présentation schématique de l'orientation des écoulements dans le cas d'un écoulement perturbateur transverse situé à l'extérieur de l'enceinte (zoom sur l'ouverture)	65
Figure 3.2 : présentation schématique de l'orientation des écoulements dans le cas d'un écoulement perturbateur transverse situé à l'intérieur de l'enceinte (zoom sur l'ouverture)	65
Figure 3.3 : présentation schématique de l'orientation des écoulements dans le cas d'un écoulement perturbateur à contre-courant (zoom sur l'ouverture).....	66
Figure 3.4 : présentation schématique de l'orientation des écoulements dans le cas du déplacement d'un obstacle devant l'ouverture (zoom sur l'ouverture)	66
Figure 3.5 : représentation schématique de l'enceinte expérimentale et de la paroi frontale amovible.....	70
Figure 3.6 : emplacement des orifices sur la maquette expérimentale	70
Figure 3.7 : ventilateur centrifuge assurant l'extraction de l'air de l'enceinte	71
Figure 3.8 : vue de face de l'enceinte expérimentale et de l'ouverture de référence (rectangulaire et à travers une paroi rigide).....	71
Figure 3.9 : configuration expérimentale du cas de la perturbation interne sous forme de jet libre frontal à contre-courant - vue du dessus.....	72
Figure 3.10 : configuration expérimentale du cas de la perturbation interne sous forme de jet turbulent pariétal - vue du dessus.....	73
Figure 3.11 : configuration expérimentale du cas de la perturbation externe sous forme de jet turbulent pariétal - vue du dessus.....	73
Figure 3.12 : schémas de la buse de soufflage	74
Figure 3.13 : représentation schématique de la plaque se déplaçant à l'extérieur de l'enceinte ...	75
Figure 3.14 : visualisation de la plaque en mouvement devant l'ouverture	75
Figure 3.15 : système de support et de déplacement de la plaque ; motorisation pas à pas sur un rail de déplacement.....	76
Figure 3.16 : montage expérimental pour les expériences de visualisation et de vélocimétrie laser	77
Figure 3.17 : nappe laser verticale, visualisation de l'écoulement entrant à l'ouverture	77

Figure 3.18 : principe de fonctionnement de l'élément déprimogène (aile de mesure) - vue de dessus	79
Figure 3.19 : orifices de mesure sur l'aile de mesure DEBIMO	79
Figure 3.20 : schéma d'installation de l'aile de mesure.....	79
Figure 3.21 : détermination du débit d'air parcourant un système ventilé.....	80
Figure 3.22 : schéma de la détermination du débit d'extraction de l'enceinte par le traçage gazeux à l'hélium	82
Figure 3.23 : schéma de la détermination des concentrations $C_{int\acute{e}q}$ (ppm) et $C_{ext\acute{e}q}$ (ppm) par traçage gazeux à l'hélium.....	83
Figure 3.24 : système d'analyse par spectrométrie de masse hélium, acquisition et enregistrement des données.....	84
Figure 3.25 : montage expérimental pour le traçage gazeux à l'hélium	84
Figure 4.1 : suivi temporel de la concentration en hélium du mélange air/hélium dans l'ensemble enceinte-réseau d'extraction ($C_{int} - C_{air}$)	88
Figure 4.2 : suivi temporel de la concentration en hélium du mélange air/hélium ($C_{ext} - C_{air}$) à l'extérieur de l'enceinte, autour de l'ouverture, lors de l'essai de perturbation par déplacement de la plaque devant l'ouverture	88
Figure 4.3 : schéma du montage expérimental de l'essai de perturbation par jet pariétal interne 'transverse' ; (a) principe de mesure de la concentration C_{int} (vue de dessus) ; (b) mesure de la vitesse de perturbation - zoom à l'ouverture (vue de dessus) ; (c) position des préleveurs aux bords de l'ouverture - mesure de C_{ext} (vue de face).....	94
Figure 4.4 : maquette expérimentale équipée pour l'essai de quantification de la rétrodiffusion, perturbation par jet pariétal interne transverse.....	95
Figure 4.5 : montage expérimental global pour l'essai de quantification de la rétrodiffusion.....	95
Figure 4.6 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ pour $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}; 1 \text{ m.s}^{-1}; 1,5 \text{ m.s}^{-1}$; influence des conditions aérauliques pour le cas de la perturbation de type jet pariétal interne	97
Figure 4.7 : représentation schématique du montage expérimental - perturbation jet turbulent externe transverse.	98
Figure 4.8 : disposition du système de visualisation laser-caméra pour l'essai du jet turbulent externe transverse	98
Figure 4.9: visualisation des champs externes instantanés successifs (de gauche à droite) dans le plan vertical médian de l'ouverture, configuration 1 - $V/U_{déb} = 11,3$	100
Figure 4.10 : visualisation des champs externes instantanés successifs (de gauche à droite) dans le plan vertical médian de l'ouverture, configuration 2 - $V/U_{déb} = 8,3$	101
Figure 4.11 : visualisation des champs externes instantanés successifs (de gauche à droite) dans le plan vertical médian de l'ouverture, configuration 3 - $V/U_{déb} = 6,8$	101
Figure 4.12 : visualisation des champs externes instantanés successifs (de gauche à droite) dans le plan vertical médian de l'ouverture, configuration 4 - $V/U_{déb} = 5$	102

Figure 4.13 : champs instantanés de diffusion lumineuse du traceur à l'intérieur de l'enceinte ; a) $V/U_{déb} = 8,3$; b) $V/U_{déb} = 11,3$. La flèche jaune désigne l'ouverture	102
Figure 4.14 : champ moyen des vecteurs vitesse par PIV dans le plan vertical médian de l'ouverture (intérieur de l'enceinte) ; a) $V/U_{déb} = 8,3$; b) $V/U_{déb} = 11,3$	103
Figure 4.15 : schéma du montage expérimental de l'essai de perturbation par jet pariétal externe 'transverse' ; (a) principe de mesure de la concentration C_{int} (vue de dessus) ; (b) mesure de la vitesse de perturbation - zoom à l'ouverture (vue de dessus) ; (c) position des préleveurs aux bords de l'ouverture - mesure de C_{ext} (vue de face)	104
Figure 4.16: dispositif pour la quantification de la rétrodiffusion, perturbation par jet pariétal externe transverse	105
Figure 4.17 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ pour $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; 1 m.s^{-1} ; $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ - Influence des conditions aérauliques pour la perturbation du type jet pariétal externe	107
Figure 4.18 : schéma du montage expérimental de l'essai de perturbation par jet libre interne 'à contre-courant' ; (a) principe de mesure de la concentration C_{int} (vue de dessus) ; (b) mesure de la vitesse de perturbation - zoom à l'ouverture (vue de dessus)	108
Figure 4.19 : position des préleveurs aux bords et devant l'ouverture - mesure de C_{ext}	109
Figure 4.20 : maquette équipée pour l'essai de quantification de la rétrodiffusion lors de la perturbation par jet libre interne à contre-courant	109
Figure 4.21 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - influence des conditions aérauliques ; $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; 1 m.s^{-1} ; $1,5 \text{ m.s}^{-1}$, perturbation du jet libre interne à contre-courant	111
Figure 4.22: représentation schématique du montage expérimental - essai du déplacement d'une plaque devant l'ouverture	112
Figure 4.23 : illustration de l'essai de visualisation de fumigène lors du déplacement de la plaque	113
Figure 4.24 : représentation schématique de l'ensemble caméra-laser pour l'essai du déplacement de la plaque, vue du dessus	113
Figure 4.25 : champs instantanés externes des vecteurs vitesse obtenus par PIV dans le plan horizontal médian de l'ouverture ; la flèche jaune désigne le passage de la plaque devant l'ouverture	114
Figure 4.26 : visualisation des champs externes instantanés (de gauche à droite) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - $U_{déb} = 0,3 \text{ m.s}^{-1}$, $V/U_{déb} = 2$	115
Figure 4.27 : visualisation des champs externes instantanés (de gauche à droite) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$, $V/U_{déb} = 1,2$	115
Figure 4.28 : schéma du montage expérimental de l'essai de perturbation par plaque mobile devant l'ouverture ; (a) principe de mesure de la concentration C_{int} (vue de dessus) ; (b) position des préleveurs aux bords et devant l'ouverture rectangulaire/circulaire - mesure de C_{ext} (vue de face)	117

Figure 4.29 : dispositif de quantification de la rétrodiffusion, perturbation externe de la plaque mobile, ouverture rectangulaire sur paroi rigide $e = 5 \text{ mm}$	117
Figure 4.30 : courbe d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - perturbation de la plaque mobile ; ouverture rectangulaire d'épaisseur 5 mm	118
Figure 4.31 : courbes d'évolutions du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ pour $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ - influence de la configuration de la perturbation (jets turbulents)	119
Figure 4.32 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - influence de l'épaisseur de l'ouverture $e = 2 \text{ mm}$ et $e = 5 \text{ mm}$ - perturbation du jet pariétal interne	121
Figure 4.33 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - perturbation de la plaque mobile ; influence de l'épaisseur de l'ouverture $e = 2 \text{ mm}$ et $e = 5 \text{ mm}$	122
Figure 4.34 : dispositif de quantification de la rétrodiffusion pour une perturbation externe de la plaque mobile devant une ouverture rectangulaire sur paroi souple	123
Figure 4.35 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - perturbation de la plaque mobile ; influence du matériau de la paroi contenant l'ouverture - souple (vinyle) et rigide ($e = 5 \text{ mm}$)	123
Figure 4.36 : dispositif de quantification de la rétrodiffusion pour une perturbation externe de la plaque mobile et une ouverture circulaire sur paroi souple	124
Figure 4.37 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ pour une perturbation de la plaque mobile ; influence de la forme de l'ouverture - circulaire vs rectangulaire (matériau souple).....	125
Figure 5.1- Supercalculateur EOS - CALMIP	127
Figure 5.2 - Domaine de calcul - perturbateur de type jet libre interne à contre-courant	128
Figure 5.3 - Coupes horizontales dans les plans médians des maillages 'URANS et 'LES' ; a) maillage 'URANS' ; b) maillage 'LES' ; c) zoom sur l'ouverture - maillage 'URANS' ; d) zoom sur l'ouverture - maillage 'LES'- cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant.....	129
Figure 5.4 : Coupes verticales dans les plans médians des maillages URANS et LES ; a) maillage RANS ; b) maillage LES - cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant	129
Figure 5.5 : conditions aux limites imposées au domaine fluide - cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant	130
Figure 5.6 : champs de la norme de vitesse et de pression dans les plans médians de l'ouverture - écoulement initial entrant à l'ouverture (calcul RANS) ; a) coupe horizontale, b) coupe verticale, c) champ de pression - coupe verticale.....	132
Figure 5.7 : champs de la norme de vitesse dans le plan vertical médian de l'ouverture - écoulement initial entrant à l'ouverture (calcul RANS) ; a) champ LES instantané à $t = 10,5 \text{ s}$; b) moyenne temporelle des champs LES	132
Figure 5.8 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, modèle LES ; a) $t = 0,19 \text{ s}$; b) $t = 0,34 \text{ s}$; c) $t = 0,52 \text{ s}$; d) $t = 0,77 \text{ s}$	134
Figure 5.9 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, modèle LES ; a) $t = 0,96 \text{ s}$; b) $t = 1,42 \text{ s}$; c) $t = 1,63 \text{ s}$; d) $t = 1,86 \text{ s}$	134

Figure 5.10 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, modèle LES ; a) $t = 0,19$ s ; b) $t = 0,34$ s ; c) $t = 0,52$ s ; d) $t = 0,77$ s	135
Figure 5.11 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, modèle LES ; a) $t = 0,96$ s ; b) $t = 1,42$ s ; c) $t = 1,63$ s ; d) $t = 1,86$ s	135
Figure 5.12 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, modèle URANS ; a) $t = 0,1$ s ; b) $t = 1,42$ s ; c) $t = 1,6$ s ; d) $t = 1,86$ s	136
Figure 5.13 : Champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (z)) dans le plan vertical médian de l'ouverture à $t = 1,86$ s , a) LES instantanée ; b) URANS instantanée.	137
Figure 5.14 : Champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (z)) dans le plan vertical médian de l'ouverture à $t = 1,86$ s , a) LES instantanée ; b) URANS instantanée	137
Figure 5.15 : Champs instantanés de vecteurs vitesse axiale (suivant (z)) à $t = 1,86$ s dans le plan vertical médian - zoom sur l'ouverture, a) LES instantanée ; b) URANS instantanée	138
Figure 5.16 : visualisation instantanée d'une couche de mélange d'après (Brown & Roshko, 1974)	139
Figure 5.17: champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, simulation 'LES' ; a) $t = 0,8$ s ; b) $t = 1,8$ s ; c) $t = 3,8$ s ; d) $t = 4,2$ s	142
Figure 5.18 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 5$ s ; b) $t = 6$ s ; c) $t = 7$ s ; d) $t = 7,4$ s	142
Figure 5.19 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 8,4$ s ; b) $t = 8,6$ s ; c) $t = 9$ s ; d) $t = 9,12$ s	143
Figure 5.20 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 0,8$ s ; b) $t = 1,8$ s ; c) $t = 3,8$ s ; d) $t = 4,2$ s	144
Figure 5.21 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 5$ s ; b) $t = 6$ s ; c) $t = 7$ s ; d) $t = 7,4$ s	144
Figure 5.22 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 8,4$ s ; b) $t = 8,6$ s ; c) $t = 9$ s ; d) $t = 9,12$ s	145
Figure 5.23 : structure globale de l'écoulement, simulation LES à $t = 5$ s ; a) champ de scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture ; b) iso-surfaces du critère Q ($Q = 5200 \text{ s}^{-2}$) colorées par la concentration en scalaire passif.	146
Figure 5.24 : simulation LES instantanée à $t = 5$ s - plan vertical médian de l'ouverture a) iso-contours du module de vorticité ; b) iso-surfaces du critère Q ($Q = 5200 \text{ s}^{-2}$) colorées par la concentration en scalaire passif	147
Figure 5.25 : simulation LES instantanée à $t = 5$ s - plan horizontal médian de l'ouverture a) iso-contours du module de vorticité ; b) iso-surfaces du critère Q ($Q = 5200 \text{ s}^{-2}$) colorées par la concentration en scalaire passif	147
Figure 5.26 : simulation LES instantanée à $t = 8,6$ s - plan vertical médian de l'ouverture ; a) champ de scalaire passif ; b) iso-surfaces du critère Q ($Q = 5200 \text{ s}^{-2}$) colorées par le scalaire passif ; a) iso-contours du module de vorticité ; d) champ de vitesses axiales (suivant (z))	148
Figure 5.27 : champs instantanés de vitesse axiale (suivant (z)) dans le plan vertical médian - zoom sur l'ouverture ; $t = 4,2$ s ; $t = 5$ s ; $t = 8,6$ s ; $t = 9,12$ s	149

Figure 5.28 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (z)) dans le plan vertical médian de l'ouverture - résultat LES instantané ; a) t = 8,6 s ; b) t = 9,12 s	151
Figure 5.29 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (z)) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - résultat LES instantané ; a) t = 8,6 s ; b) t = 9,12 s.	151
Figure 5.30 : domaine de calcul et conditions aux limites associées - perturbateur de type jet pariétal externe.....	152
Figure 5.31 : coupe horizontale dans le plan médian des maillages RANS et LES ; a) maillage RANS ; b) maillage LES ; c) zoom sur l'ouverture RANS ; d) zoom sur l'ouverture LES - cas des jets perturbateurs pariétaux externe et interne	153
Figure 5.32 : coupe verticale dans le plan médian des maillages RANS et LES ; a) maillage RANS ; b) maillage LES	154
Figure 5.33 : condition initiale du calcul LES (calcul RANS) - plan horizontal médian de l'ouverture, a) champ de la norme de vitesse ; b) champ de scalaire passif.....	156
Figure 5.34 : structure globale de l'écoulement, iso-surfaces du critère Q ($Q = 27000 \text{ s}^{-2}$) colorées par la norme de la vitesse - simulation LES à t = 5,66 s ; a) vue 3D ; b) plan vertical médian de la fente d'injection ((xy) en z = 0,51 m)	157
Figure 5.35 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) t = 0,4 s ; b) t = 1 s ; c) t = 2,8 s ; d) t = 3 s	158
Figure 5.36 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) t = 3,2 s ; b) t = 3,6 s ; c) t = 4,2 s ; d) t = 4,6 s.....	158
Figure 5.37 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) t = 5,18 s ; b) t = 5,2 s ; c) t = 5,6 s ; d) t = 5,66 s.....	159
Figure 5.38 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) t = 5,67 s ; b) t = 5,68 s ; c) t = 5,7 s ; d) t = 5,75 s	159
Figure 5.39 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) t = 5,76 s ; b) t = 5,77 s ; c) t = 5,8 s ; d) t = 5,84 s	160
Figure 5.40 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant t = 5,75 s - cas du perturbateur de type jet pariétal externe ; a) iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) b) iso-contours de scalaire passif dans le plan vertical au niveau du 2ème bord de l'ouverture (plan yz avec x = 0,585 m.....	161
Figure 5.41 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant t = 5,75 s - plan horizontal inférieur de l'ouverture (plan xz en y = 0,21 m) ; a) scalaire passif ; b) vitesse verticale suivant l'axe (z) ; c) composante ω_x de la vortacité ; d) composante ω_z de la vortacité.....	162
Figure 5.42 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant t = 5,75 s - plan horizontal médian de l'ouverture (plan xz en y = 0,25 m) ; a) scalaire passif ; b) vitesse verticale suivant l'axe (z) ; c) composante ω_x de la vortacité ; d) composante ω_z de la vortacité.....	162
Figure 5.43 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - résultats 'LES' instantanés, jet perturbateur pariétal externe ; a) t = 5,6 s ; b) t = 5,75 s.....	164

Figure 5.44 : champs de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan horizontal médian de l'ouverture, cas du jet perturbateur pariétal externe ; a) moyenne temporelle des résultats LES à $t = 5,75$ s ; b) solution RANS.	165
Figure 5.45 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan vertical médian de la fente d'injection, cas du jet perturbateur pariétal externe à $t = 5,6$ s et $t = 5,75$ s, simulations LES.....	166
Figure 5.46 : champ de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan vertical médian de la fente d'injection, jet perturbateur pariétal externe - résultat LES moyenné dans le temps à $t = 5,75$ s.	167
Figure 5.47 : domaine de calcul et conditions aux limites associées - perturbateur de type jet pariétal interne	168
Figure 5.48 : condition initiale du calcul LES (calcul RANS) - champ de scalaire passif sur le plan horizontal médian de l'ouverture.....	169
Figure 5.49 : structure globale de l'écoulement, iso-surfaces du critère Q ($Q = 33000 \text{ s}^{-2}$) colorées par la norme de la vitesse - simulation LES à $t = 6,15$ s ; a) vue 3D ; b) plan vertical médian de la fente d'injection ((xy) en $z = 0,495$ m)	170
Figure 5.50 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 0,77$ s ; b) $t = 0,81$ s ; c) $t = 0,86$ s ; d) $t = 1,27$ s.....	171
Figure 5.51 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 1,4$ s ; b) $t = 1,54$ s ; c) $t = 1,56$ s ; d) $t = 2$ s.....	171
Figure 5.52 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 2,2$ s ; b) $t = 3,4$ s ; c) $t = 3,42$ s ; d) $t = 3,8$ s	172
Figure 5.53 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 3,9$ s ; b) $t = 4,24$ s ; c) $t = 4,52$ s ; d) $t = 4,54$ s	172
Figure 5.54 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 4,56$ s ; b) $t = 4,57$ s ; c) $t = 5,47$ s ; d) $t = 5,74$ s.....	173
Figure 5.55 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 5,75$ s ; b) $t = 5,99$ s ; c) $t = 6$ s ; d) $t = 6,01$ s.....	173
Figure 5.56 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 6,09$ s ; b) $t = 6,16$ s.....	174
Figure 5.57 : mise en évidence de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2$ s ; a) iso-surfaces du critère Q ($Q = 15000 \text{ s}^{-2}$) b) iso-contours de scalaire passif dans plan vertical au 2ème bord de l'ouverture (plan yz avec $x = 0,585$ m)	175
Figure 5.58 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2$ s - plan horizontal médian de l'ouverture (plan xz en $y = 0,25$ m) ; a) scalaire passif ; b) vitesse suivant l'axe (z) ; c) norme de la vortacité ; d) composante ω_z de la vortacité	176
Figure 5.59 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2$ s - plan horizontal médian de l'ouverture, composante ω_x de la vortacité.....	176

Figure 5.60 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2 \text{ s}$ - plan horizontal inférieur de l'ouverture (plan xz en $y = 0,21 \text{ m}$) ; a) scalaire passif ; b) vitesse suivant l'axe (z) ; c) norme de la vorticité ; d) composante ω_z de la vorticité	177
Figure 5.61 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2 \text{ s}$ - plan horizontal inférieur de l'ouverture, composante ω_x de la vorticité	177
Figure 5.62 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - résultats 'LES' instantanés, cas du jet perturbateur pariétal interne à $t = 2,2 \text{ s}$; $t = 4,52 \text{ s}$ et $t = 6,15 \text{ s}$	179
Figure 5.63 : champs de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan vertical médian de la fente d'injection, jet perturbateur pariétal interne à $t = 2,2 \text{ s}$, $t = 4,52 \text{ s}$ et $t = 6,15 \text{ s}$	180
Figure 5.64 : champs de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan horizontal médian de l'ouverture, jet perturbateur pariétal interne ; a) moyenne temporelle des résultats LES � $t = 6,15 \text{ s}$; b) simulation RANS	181
Figure 5.65 : champs de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan vertical médian de la fente d'injection, jet perturbateur pariétal interne ; a) moyenne temporelle des résultats LES � $t = 6,15 \text{ s}$; b) solution stationnaire RANS	182
Figure 0.1 : représentation schématique du montage expérimental - perturbation du niveau de la dépression dans l'enceinte.....	188
Figure 0.2 : disposition du système de visualisation laser-caméra pour l'essai de la perturbation du niveau de dépression dans l'enceinte.....	189
Figure 0.3 : �volution temporelle du niveau de dépression dans l'enceinte durant un essai de perte/reprise brusque du confinement dynamique (période $T = 2 \text{ s}$; 3 s)	190
Figure 0.4 : suivi des champs instantanés du traceur de l'écoulement (rétrodiffusé) dans le plan vertical médian de l'ouverture pendant un cycle de perte/reprise brusque du confinement dynamique - (lecture de la gauche vers la droite).....	190
Figure 0.5 : �volution temporelle du niveau de dépression dans l'enceinte durant un essai de perte/reprise périodique du confinement dynamique (période $T = 10 \text{ s}$)	191
Figure 0.6 : suivi temporel des champs instantanés du traceur de l'écoulement (rétrodiffusé) dans le plan vertical médian de l'ouverture pendant un cycle de perte/reprise (lent) du confinement dynamique - (lecture de la gauche vers la droite).....	192
Figure 0.7 : principe de la vélocimétrie par images de particules [source : dantecdynamics].....	201
Figure 0.8 : �valuation des mesures PIV par calculs d'inter-corrélations	202
Figure 0.9 : schéma de principe du traçage à l'hélium par spectrométrie de masse	204
Figure 0.10: principe de la spectrométrie de masse dans le cadre du traçage gazeux à l'hélium ...	205

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : caractéristiques des ouvertures étudiées	11
Tableau 1.2 : Coefficients du modèle standard $k - \epsilon$ (Launder & Spalding, 1974).....	31
Tableau 2.1 : description des maillages bidimensionnels URANS et DNS	47
Tableau 2.2 : grille des simulations URANS et DNS	49
Tableau 2.3 : valeurs imposées aux conditions limites du domaine simulé.	57
Tableau 2.4 : grille des simulations, approche 3D locale	61
Tableau 4.1 : plan d'expériences - influence des conditions aérodynamiques à l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion	91
Tableau 4.2 : plan d'expériences - influence des caractéristiques de l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion	92
Tableau 4.3 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal interne transverse $U_{deb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$	96
Tableau 4.4 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal interne transverse $U_{deb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$	96
Tableau 4.5 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal interne transverse $U_{deb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$	96
Tableau 4.6 : grille expérimentale des essais de visualisation et de PIV - perturbation du jet turbulent externe transverse.	99
Tableau 4.7 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal externe transverse $U_{deb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$	105
Tableau 4.8 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal externe transverse $U_{deb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$	106
Tableau 4.9 : écoulement initial entrant à l'ouverture- perturbation du jet pariétal externe transverse $U_{deb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$	106
Tableau 4.10 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet libre interne à contre-courant $U_{deb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$	110
Tableau 4.11 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet libre interne à contre-courant $U_{deb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$	110
Tableau 4.12 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet libre interne à contre-courant $U_{deb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$	110
Tableau 4.13 : caractéristiques liées à l'écoulement initial entrant à l'ouverture, perturbation du jet libre interne - $U_{deb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; ouverture rectangulaire $e = 2 \text{ mm}$	120
Tableau 5.1 : Caractéristiques des maillages URANS et LES - cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant	130
Tableau 5.2 - Valeurs imposées aux conditions aux limites ; cas du perturbateur de type jet libre interne.....	131
Tableau 5.3 : valeurs imposées aux conditions aux limites	141

Tableau 5.4 : vitesses perturbatrices issues de la solution LES ; vitesses instantanées et moyennes dans le temps - cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant	150
Tableau 5.5 : caractéristiques des maillages URANS et LES- cas des perturbateurs de type jets pariétaux externe/interne	154
Tableau 5.6 : valeurs imposées aux conditions aux limites - cas du perturbateur de type jet pariétal externe	155
Tableau 5.7 : vitesses perturbatrices issues de la simulation LES ; vitesses instantanées et vitesses moyennées dans le temps - cas du perturbateur de type jet pariétal externe.....	163
Tableau 5.8 : valeurs imposées aux conditions aux limites - cas du perturbateur de type jet pariétal interne.....	168
Tableau 5.9 : vitesses perturbatrices issues de la simulation LES ; vitesses instantanées et moyennes temporelles - cas du perturbateur de type jet pariétal interne	178
Tableau 0.1 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion - perturbation du jet pariétal interne - $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$	193
Tableau 0.2 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal interne - $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$	194
Tableau 0.3 : paramètres aérauliques et coefficients ($V, V/U_{déb}$) de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal interne - $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$	194
Tableau 0.4 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficient de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal externe - $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$	195
Tableau 0.5 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal externe - $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$	195
Tableau 0.6 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal externe - $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$	196
Tableau 0.7 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet libre interne - $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$	196
Tableau 0.8 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet libre interne - $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$	197
Tableau 0.9 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet libre interne - $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$	197
Tableau 0.10 : paramètres aérauliques et coefficients de rétrodiffusion, perturbation de la plaque mobile - ouverture rectangulaire $e = 5 \text{ mm}$	198
Tableau 0.11 : paramètres aérauliques ($V, V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet libre interne - $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; ouverture rectangulaire $e = 2 \text{ mm}$	199
Tableau 0.12 : paramètres aérauliques et coefficients de rétrodiffusion, perturbation de la plaque mobile - ouverture rectangulaire $e = 2 \text{ mm}$	199
Tableau 0.13 : paramètres aérauliques et coefficients de rétrodiffusion, perturbation de la plaque mobile - ouverture rectangulaire sur paroi souple	200
Tableau 0.14 : paramètres aérauliques et coefficients de rétrodiffusion, perturbation de la plaque mobile - ouverture circulaire sur paroi souple.	200

NOMENCLATURE

Acronymes

CFD	Computational Fluid Dynamics
CETREVE	CENTRE TECHNIQUE DE REFERENCE EN VENTILATION ET EPURATION
IMFT	Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
IRSN	Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire
EDF-DIPDE	Division de l'Ingénierie du Parc, de la Déconstruction et de l'Environnement
DES	Detached Eddy Simulation
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
LES	Large Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
PIV	Particle Image Velocimetry
SST	Shear Stress Transport
WALE	Wall-Adapting Local Eddy Viscosity
SMARTDOG	Système de Mesure et Alarme garantissant la non-Rétrodiffusion

Lettres latines

a	longueur de l'ouverture	(m)
b	largeur de l'ouverture	(m)
C_{air}	concentration de l'hélium présent dans l'air ambiant	(ppm)
C_0	concentration en hélium pur	(ppm)
C_D	coefficient de décharge	(ppm)
$\bar{C}_{int\acute{e}q}$	concentration moyenne de l'hélium à l'équilibre à l'intérieur de l'enceinte	(ppm)
$\bar{C}_{ext\acute{e}q}$	concentration moyenne de l'hélium à l'équilibre à l'extérieur de l'enceinte	(ppm)
D_ϕ	diffusivité turbulente	(m ² .s ⁻¹)
D_c	diamètre de la veine du fluide contractée à l'ouverture	(m)
D_h	diamètre hydraulique de l'ouverture	(m)

dt	pas de temps de calcul	(sans unité)
e	épaisseur de l'ouverture	(m)
E_M	efficacité de confinement d'une enceinte	(%)
h	largeur de la buse d'injection	(m)
k	énergie cinétique turbulente	($m^2 \cdot s^{-2}$)
K_M	coefficient de transfert au point M	($s \cdot m^{-3}$)
$K_{rétro}$	coefficient de rétrodiffusion	(%)
L	longueur de la buse d'injection	(m)
P_{ext}	pression à l'extérieur de l'enceinte	(Pa)
P_{int}	pression à l'intérieur de l'enceinte	(Pa)
$P_{opening}$	pression dans le domaine numérique externe	(Pa)
ΔP	différentiel de pression de part et d'autre de l'ouverture	(Pa)
$\Delta P_{enceinte}$	dépression dans l'enceinte	(Pa)
Q	second invariant du gradient de vitesse, critère Q	(s^{-1})
Q_{ouv}	débit à l'ouverture	($m^3 \cdot s^{-1}$)
$Q_{extract}$	débit d'extraction de l'enceinte	($m^3 \cdot s^{-1}$)
$Q_{perturb}$	débit de perturbation	($m^3 \cdot s^{-1}$)
q_0	débit d'hélium pur injecté dans l'enceinte	($m^3 \cdot s^{-1}$)
Re	nombre de Reynolds	(sans unité)
Sc_t	nombre de Schmidt turbulent	(sans unité)
S_{ij}	tenseur de déformation	(s^{-1})
S_{ouv}	section de l'ouverture	(m^2)
$U_{déb}$	vitesse débitante de confinement dynamique à l'ouverture	($m \cdot s^{-1}$)
U_{max}	vitesse maximale à l'ouverture	($m \cdot s^{-1}$)
$U_{extract}$	vitesse d'extraction de l'enceinte	($m \cdot s^{-1}$)
$U_{r(a)}$	incertitude relative sur la grandeur a	(sans unité)
$U_{a(a)}$	incertitude absolue sur la grandeur a	(unité de a)
V	vitesse de perturbation à l'ouverture	($m \cdot s^{-1}$)
V_0	vitesse de perturbation en sortie de la buse d'injection	($m \cdot s^{-1}$)

Lettres grecques

ξ	coefficient de perte de charge à l'ouverture	(sans unité)
ρ	masse volumique	(kg. m ⁻³)
ν	viscosité cinématique	(m ² . s ⁻¹)
ν_t	viscosité cinématique turbulente	(m ² . s ⁻¹)
ε_c	coefficient de contraction de l'écoulement	(sans unité)
λ	coefficient de perte de charge linéaire	(sans unité)
Δ	rugosité de la paroi	(m)
ϵ	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	(m ² . s ⁻³)
ω	fréquence ou taux de dissipation spécifique	(s ⁻¹)
κ_c	nombre d'onde de coupure	(m ⁻¹)
μ	viscosité dynamique	(kg. m ⁻¹ . s ⁻¹)
μ_t	viscosité dynamique turbulente	(kg. m ⁻¹ . s ⁻¹)
Φ	variable additionnelle, scalaire passif	(sans unité)
$ \Omega $	module de vortacité	(s ⁻¹)
ω_x	composante x de la vortacité	(s ⁻¹)
ω_z	composante z de la vortacité	(s ⁻¹)

INTRODUCTION

Les chantiers de maintenance et d'assainissement dans les centrales nucléaires nécessitent la mise en place d'enceintes ventilées autour des zones contaminées afin de limiter la propagation de la contamination à l'environnement extérieur. Ces enceintes sont mises en dépression au moyen de systèmes d'extraction, par rapport au local dans lequel elles sont implantées, selon le principe du confinement dynamique : l'air entre dans l'enceinte au travers des ouvertures qui peuvent être soit inhérentes à la conception de l'enceinte (inétanchéités au niveau des jointures de portes, de jonctions scotchées, des rideaux à lamelle,...), soit accidentelles (déchirures, trous,...). Toutefois, en raison des activités d'exploitation qui se déroulent à l'intérieur voire à l'extérieur de l'enceinte (entrées et sorties des opérateurs et du matériel, déplacements d'air internes ou externes, dégagement thermique interne, sillages causés par le matériel ou par le mouvement des opérateurs), il est possible que l'écoulement au droit d'une ouverture soit perturbé et subisse des inversions locales et instationnaires conduisant ainsi à transporter la contamination à l'extérieur de l'enceinte, phénomène appelé communément « rétrodiffusion ». Les enceintes en parois souples imposent le plus souvent le recours à des valeurs de pression différentielle de part et d'autre de l'ouverture relativement faibles et par conséquent des valeurs de vitesses aux ouvertures faibles, ce qui peut favoriser les inversions locales et temporaires de l'écoulement et provoquer ainsi le phénomène de rétrodiffusion des polluants.

Cette thèse s'inscrit dans une thématique d'intérêt commun entre l'IRSN et EDF-DIPDE sur l'évaluation de la pertinence des critères aérauliques actuellement retenus pour garantir l'efficacité du confinement dynamique des sas de chantiers utilisés lors des opérations de maintenance ou de démantèlement. L'étude porte d'une part sur l'identification et la compréhension des phénomènes physiques et des paramètres géométriques ou dynamiques entrant en jeu dans l'apparition de la rétrodiffusion, d'autre part sur l'investigation et la reproduction des configurations et des conditions aérodynamiques, dans le champ proche des ouvertures, pouvant conduire au phénomène de rétrodiffusion dans le cas d'un polluant gazeux. La question soulevée dans la thèse est celle de l'explication des conditions requises pour l'apparition de ce phénomène. En effet, reproduire expérimentalement et numériquement ce phénomène permettra d'augmenter notre capacité à le comprendre, le prévoir et donc l'éviter.

Les ouvertures auxquelles nous nous intéressons sont celles susceptibles d'être rencontrées dans les sas de chantiers nucléaires. Il s'agit de fentes rectangulaires à parois rigides ou souples minces (quelques millimètres d'épaisseur) et à bords non-profilés (arêtes à angle vif). Le diamètre hydraulique de ce type d'ouvertures ne dépasse pas 10 cm.

Une double approche est engagée dans la thèse : une approche expérimentale incluant les techniques de visualisation, de vélocimétrie laser et de traçage gazeux, et une approche numérique, faisant appel à la CFD, en confrontant diverses modélisations de la turbulence : RANS, URANS, LES et DNS.

Objectifs et démarche

Les principaux objectifs de cette thèse sont d'étudier les mécanismes pouvant conduire à une éventuelle rétrodiffusion de contaminants gazeux au travers d'une ouverture d'enceinte de confinement et, par conséquent, au transfert de la contamination vers l'extérieur de l'enceinte. Il s'agit, plus précisément, de caractériser, au moyen d'expérimentations et de simulations

numériques, les écoulements d'air et la quantité de polluant émise à l'extérieur de l'enceinte en fonction :

- de la vitesse débitante à l'ouverture, liée à l'écoulement de confinement dynamique,
- des perturbateurs de l'écoulement de confinement dynamique,
- et des caractéristiques de l'ouverture.

Au-delà de la caractérisation qualitative et quantitative des phénomènes présents à l'ouverture pouvant conduire à la rétrodiffusion, l'objectif de la thèse est aussi d'évaluer, à travers des simulations numériques par la CFD, la capacité des différents modèles de turbulence à reproduire numériquement ce phénomène fortement instationnaire. Des enseignements sur la pertinence des critères aérauliques seront ainsi extraits pour les configurations étudiées. De manière plus applicative, il s'agit de déduire des critères locaux à l'ouverture associés à un risque de rétrodiffusion ainsi que des préconisations plus globales, sur l'efficacité du confinement dynamique, émises en fonction des différentes configurations étudiées.

La démarche choisie dans la thèse tend à mettre en œuvre une étude analytique à l'échelle locale d'une enceinte de confinement de faible volume en comparaison avec le volume des sas réels. Le phénomène de rétrodiffusion aux ouvertures des sas de chantier nucléaire n'étant pas étudié dans la littérature, la démarche suivie a consisté dans un premier temps à mettre en place des expérimentations et des simulations numériques exploratoires qui ont eu pour but d'observer le phénomène et de le simuler numériquement dans différentes configurations (2D, 3D) en utilisant différentes approches de simulation de la turbulence (DNS, RANS, URANS). Sur la base de ces éléments, un dispositif expérimental final a été dimensionné et mis en œuvre. Des campagnes de mesures portant sur la caractérisation quantitative et qualitative du phénomène ont alors été mises en place et des simulations numériques de type URANS, RANS et LES ont été conduites sur les configurations les plus favorables au phénomène de rétrodiffusion.

Moyens expérimentaux et numériques

Les moyens expérimentaux reposent principalement sur l'utilisation de deux techniques de mesure. La technique de traçage gazeux, basée sur le principe de dilution d'un gaz dans un autre, a permis de détecter et de quantifier la quantité de gaz traceur rétrodiffusée à l'extérieur de l'enceinte. Par ailleurs, des techniques optiques ont été mises en œuvre afin de visualiser les écoulements de part et d'autre de l'ouverture, après ensemencement à l'aide d'un fumigène. Quelques plans de mesures ont également été réalisés par la technique de vélocimétrie par images de particules (PIV).

Les simulations numériques basées sur les modèles RANS, URANS et LES ont été réalisées avec le logiciel commercial ANSYS CFX. Les simulations numériques LES ont été menées en mode parallèle en utilisant 120 cœurs du supercalculateur EOS attribués par le centre de calcul CALMIP de l'université de Toulouse. Par ailleurs, quelques simulations numériques directes (DNS) dans une configuration bidimensionnelle ont été conduites avec le code JADIM, code de recherche développé à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT).

Organisation du mémoire

Le présent manuscrit est principalement organisé en cinq chapitres.

Le chapitre 1 constitue la revue bibliographique de cette thèse et est scindé en deux parties. La première partie traite des principes et critères de confinement dans les enceintes nucléaires ainsi que des travaux sur la rétrodiffusion des polluants aux grandes ouvertures. La deuxième partie est une synthèse bibliographique sur les modèles de turbulence utilisés dans la thèse, ainsi que sur les jets turbulents qui constitueront, dans toute la thèse, la source principale de perturbation de l'écoulement de confinement dynamique.

Le chapitre 2 est dédié à la présentation des travaux numériques et expérimentaux préliminaires visant à appréhender, pour la première fois, le phénomène de rétrodiffusion sur différentes géométries d'enceintes de confinement, dans le cas où la perturbation de l'écoulement de confinement dynamique est située à l'intérieur de l'enceinte.

Le chapitre 3 est consacré à la présentation du banc expérimental et des moyens de mesure utilisés pour réaliser les expériences de traçage gazeux et de visualisation des écoulements. Les différentes configurations et perturbations retenues ainsi que les paramètres d'intérêt de l'étude sont définis dans ce chapitre ; les protocoles de mesure servant à déterminer chacun de ces paramètres y sont également détaillés.

Le chapitre 4 porte sur les essais expérimentaux réalisés grâce au dispositif expérimental présenté dans le chapitre 3. Les résultats des expériences de quantification des phénomènes de rétrodiffusion pour les différentes configurations retenues sont présentés, de même que les expériences de visualisation de l'écoulement de rétrodiffusion réalisées sur quelques configurations.

Enfin, dans le chapitre 5, on présente les résultats de simulations numériques LES et RANS conduites sur trois configurations de perturbations différentes, pour lesquelles une rétrodiffusion significative a été mesurée lors des expériences de quantification.

1 Synthèse bibliographique

Dans la première partie de ce chapitre, nous présentons en premier lieu les principes de confinement appliqués dans les enceintes nucléaires en général, et dans les sas de chantier de démantèlement et d'assainissement en particulier. Nous mettons l'accent sur les différents critères de confinement retenus par les exploitants en France ainsi que les recommandations décrites dans les normes et dans les guides spécifiques de ce domaine. Nous explicitons ensuite, après une description générale des écoulements d'air produits au niveau d'une ouverture, le phénomène de rétrodiffusion de polluant susceptible de s'y produire : nous détaillons ainsi les mécanismes physiques pouvant expliquer ce phénomène ainsi que ses origines possibles. Les différents travaux réalisés sur la rétrodiffusion aux grandes ouvertures sont aussi présentés.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la description des écoulements turbulents et à la présentation des modèles de turbulence RANS, URANS, LES et DNS, testés dans le cadre de cette thèse. Le but, par la suite, sera d'identifier le modèle le plus adapté à la présente problématique en termes de précision et de coût de calcul. Ce chapitre s'achève par présentation des jets plans turbulents qui constitueront, dans toute la thèse, la source principale de perturbation de l'écoulement de confinement dynamique.

1.1 Confinement dans les enceintes nucléaires

1.1.1 Généralités sur le confinement

Le guide de ventilation des installations nucléaires (CEA-CETREVE, 1987) et la norme internationale ISO 17873 sur les installations nucléaires (ISO-17873, 2004) décrivent les critères de conception et d'exploitation des systèmes de ventilation des installations nucléaires ; les définitions et les principes présentés ci-après sont traités dans ces deux documents.

En général, une enceinte est un système qui permet d'assurer la séparation entre un volume de travail caractérisé ou un milieu intérieur contenant des produits dangereux (radioactifs, toxiques, contaminants, etc.) et un espace environnant ou milieu extérieur dans lequel se trouvent généralement des opérateurs humains. Une enceinte de confinement est une enceinte conçue pour empêcher la dissémination de produits contenus dans le milieu intéressé vers le milieu extérieur. Suivant les natures et caractéristiques des produits mis en œuvre, les enceintes de confinement peuvent être équipées de dispositifs de protection gamma et/ou neutronique.

Le confinement dynamique, assuré par un ou plusieurs systèmes de ventilation, est défini comme une technique consistant à maintenir un sens préférentiel d'écoulement de l'air depuis les zones présentant les risques les plus faibles vers les zones présentant les risques les plus élevés, au travers d'une ouverture séparant deux zones physiques (par exemple, une enceinte contenant des polluants et l'extérieur de cette enceinte). Le confinement dynamique a pour but de limiter la dispersion de la matière radioactive en cas de rupture du confinement statique (barrières physiques) au moyen d'un système de ventilation qui permet également d'assurer les fonctions suivantes :

- l'assainissement de l'atmosphère de l'enceinte, en assurant un taux de renouvellement de la zone d'intervention,
- l'évacuation des fumées et des gaz toxiques en cas de mise en œuvre de découpes par points chauds.

Deux types de confinement dynamique sont mis en œuvre dans le milieu nucléaire :

- au niveau de l'ensemble du bâtiment (ventilation dite générale), en imposant des différences de pression entre locaux, depuis l'environnement extérieur vers les locaux les plus à risque de contamination ;
- au plus près des matières radioactives (ventilation dite locale), en maintenant une vitesse d'air minimale aux ouvertures des enceintes de confinement, ou en maintenant une vitesse d'aspiration suffisante pour les dispositifs de captage à la source (non abordés par la suite).

Dans le premier cas, le confinement dynamique peut être interne ou externe :

- le confinement dynamique interne entre les locaux d'un bâtiment est assuré par une ventilation générale qui maintient une cascade de dépressions entre les locaux, de manière à imposer un sens de circulation de l'air depuis les locaux à risque potentiel de dissémination radioactive moins élevé vers les locaux à risque potentiel plus élevé. L'objectif est de traiter et de surveiller la contamination atmosphérique au plus près de la source émettrice ;
- le confinement dynamique vis-à-vis de l'environnement externe est caractérisé par le maintien d'une dépression significative à l'intérieur du bâtiment de manière à collecter les déchets gazeux en vue de leur épuration.

Dans le deuxième cas, les systèmes de ventilation sont mis en œuvre pour assurer un confinement dynamique aux ouvertures. Il s'agit dans ce cas soit d'ouvertures occasionnelles nécessaires à l'exploitation de l'enceinte de confinement, comme celles des portes et trappes, soit d'ouvertures accidentelles créées par exemple lors de l'arrachement d'un gant sur une boîte à gants.

Pour ce qui est des ouvertures occasionnelles, chaque situation doit être étudiée au cas par cas, en fonction du risque potentiel de contamination, du type de l'enceinte, de la conception de sa ventilation et de l'influence des perturbateurs. En ce qui concerne les ouvertures accidentelles, il s'agit d'une rupture de la barrière de confinement : les conséquences de la fuite d'un contaminant dans ce cas présentent donc un degré de gravité plus important car ces ouvertures sont généralement situées à l'interface entre le procédé et le local d'exploitation. Là encore, les solutions doivent être étudiées au cas par cas, en fonction de la géométrie de l'ouverture et des risques associés (contamination directe, incendie, explosion...).

La norme (ISO-17873, 2004) mentionne, pour le cas particulier du confinement dynamique aux ouvertures fortuites ou accidentelles, qu'il s'avère très difficile de dégager des recommandations précises. Compte tenu des spécificités propres à chaque installation, chaque cas doit être examiné séparément et validée, si besoin est, par une étude expérimentale. Dans le cas précis de notre étude, on s'intéressera aux sas de chantiers de démantèlement et d'assainissement.

1.1.2 Sas de chantiers nucléaires et critères de confinement

1.1.2.1 Présentation des sas de chantiers nucléaires

D'une manière générale, un sas de confinement de chantier, appelé aussi « sas d'intervention ou sas de travail », a pour objectif d'assurer le confinement dynamique et statique d'un milieu de travail où existe un risque de dispersion de contamination atmosphérique, soit sous forme d'aérosols, soit sous forme de gaz selon la nature des opérations devant s'y dérouler. Ce sas permet d'éviter toute dispersion de contamination atmosphérique vers l'extérieur de la zone de travail ou d'intervention, et d'empêcher ainsi toute contamination atmosphérique et surfacique des locaux environnants, ou toute contamination corporelle et interne des travailleurs extérieurs au sas. On présente, ci-après, les différents types de sas d'intervention pouvant exister sur les chantiers de démantèlement ainsi que les avantages et inconvénients de chacun (AREVA, 2012) :

- sas d'intervention en parois souples : il s'agit de nappes en polyéthylène ou PVC souples (vinyle) fixées par des adhésifs ou des œillets sur une structure de montage (Figure 1.1). Ce type de sas dont l'une des caractéristiques principales est d'être léger, nécessite peu de moyens, à la fois pour son montage et pour son démontage. La rapidité de sa mise en œuvre et son coût réduit sont ses principaux avantages. Il peut être adapté, de par sa souplesse, aux endroits exigus et encombrés. Sa faible résistance mécanique et sa fragilité face aux coupures, déchirures ou simplement accentuée par vieillissement du vinyle, constituent ses principaux inconvénients.



Figure 1.1 : sas d'intervention à parois souples

- sas d'intervention à parois rigides transparentes : ce système modulaire est constitué de panneaux rigides du type polycarbonate translucide et interchangeables, procurant une résistance mécanique moyenne. La surface interne de la zone de travail est généralement protégée à l'aide de vinyle. Dans les zones encombrées, un panneau ou demi panneau peut être remplacé par du vinyle souple. Ce type de sas, rapide à monter, possède l'avantage d'être léger,

rigide (bonne résistance mécanique) et réutilisable. Il est adapté aux grands volumes comme le montre la Figure 1.2. Le coût du montage et le volume conséquent des déchets issus de ce type de sas restent ses principaux inconvénients.



Figure 1.2 : sas d'intervention à parois rigides transparentes

- sas d'intervention en parois métalliques (Figure 1.3) : ce système convient pour des montages de très longue durée et/ou lorsqu'une résistance mécanique ou chimique est requise. La surface interne des parois de la zone de travail est généralement protégée à l'aide de vinyle. Les principaux avantages de ce type de sas sont leur très bonne tenue au vieillissement, leur bonne résistance aux produits chimiques ainsi que leur très bonne résistance mécanique. Le coût et la nécessité de disposer de compétences spécifiques pour leur montage restent les principaux inconvénients des sas métalliques.



Figure 1.3 : sas d'intervention en parois métalliques

L'étude est essentiellement focalisée sur des enceintes de confinement ayant des parois rigides de faible épaisseur (quelques millimètres). Elles peuvent s'apparenter aux sas souples en termes de risques importants de rétrodiffusion des polluants, de par les faibles dépressions qui y sont imposées (afin de ne pas détériorer le matériau du sas), et les ouvertures et/ou inétanchéités déjà existantes ou celles pouvant être induites accidentellement.

1.1.2.2 Critères de confinement dynamique

Les exigences de conception des confinements statiques ou stato-dynamiques de chantier dépendent des risques de dissémination radioactive sous la forme gazeuse ou particulaire, générés par les chantiers. Ainsi, à chaque sas de chantier, conformément à la norme (ISO-17873, 2004), est associée une classe de confinement qui peut être nommée C1 (risques très faibles) à C4 (risques très élevés). La classe de confinement d'un sas de chantier est donc toujours associée aux opérations prévues au sein de ce confinement.

Des critères de dépression imposée dans le sas et/ou de vitesse (à sens préférentiel) mesurée aux ouvertures sont retenus par les exploitants en fonction du chantier mis en place. Ces critères sont inspirés des valeurs préconisées par la norme avec quelques adaptations liées aux particularités des chantiers de démantèlement.

La norme (ISO-17873, 2004) traite essentiellement du confinement dans les laboratoires et usines. Elle préconise un écart de pression minimal de l'ordre de 40 Pa entre zones adjacentes de classifications différentes, et des valeurs de dépression (par rapport à une pression de référence à l'extérieur du bâtiment) d'autant plus élevées que le risque de contamination est important : entre 80 et 100 Pa pour les zones à risque de contamination modéré (classe C2), entre 120 et 140 Pa pour les zones à risque élevé (classe C3) et entre 220 et 300 Pa pour les zones présentant un très fort potentiel de contamination (classe C4). La norme rappelle que, dans le passé, des vitesses d'air minimales au niveau des ouvertures étaient recommandées ($0,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour tous types de contaminants, sauf pour le plutonium 238 et le tritium : 1 m.s^{-1} et $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ respectivement), et précise que chaque cas doit dorénavant être étudié spécifiquement.

EDF-DIPDE adapte ses critères sur le confinement dynamique du chantier selon que ce dernier est dans un volume en dépression (plusieurs daPa) par rapport à l'extérieur ou non. Dans le premier cas, un confinement statique ou une vérification du sens de l'air sont suffisants pour les chantiers à faible risque radiologique (C1, C2). Pour les chantiers à risque moyen (C3), un critère de vitesse minimale au droit des inétanchéités ($0,5 \text{ m.s}^{-1}$) est retenu ; pour des risques plus élevés (C4), des dépressions minimales allant de 40 à 80 Pa sont imposées dans le sas. Dans le second cas (sas à l'extérieur ou dans un volume qui n'est pas en dépression), les exigences sur le confinement dynamique sont plus élevées ; les chantiers de classes C2 et C3 sont en dépression significative, entre 20 et 80 Pa et ceux de la classe C4 sont en dépression entre 60 et 100 Pa (Lafanechère, 2009).

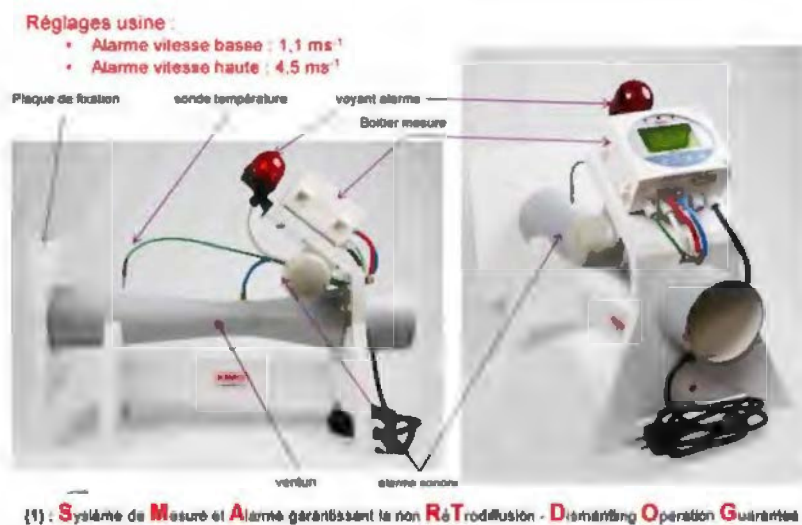


Figure 1.4 : système de contrôle des faibles dépressions (SMARTDOG)

Le CEA et AREVA retiennent des dépressions minimales de 20 à 40 Pa entre zones (AREVA, 2012) (CEA, 2011), et des critères de vitesse aux ouvertures identiques à ceux évoqués dans la norme (ISO-17873, 2004). De ce fait, le CEA a conçu un système breveté (SMARTDOG¹) de contrôle des faibles dépressions dans les sas souples, qui consiste à surveiller la valeur de la vitesse de l'écoulement au travers d'un orifice calibré de 10 cm de diamètre connecté au sas (Figure 1.4).

1.2 Ecoulements et rétrodiffusion des polluants aux ouvertures

1.2.1 Ecoulement de confinement dynamique aux ouvertures

Le coefficient de perte de charge reliant le différentiel de pression ΔP (Pa) de part et d'autre d'une ouverture au carré de la vitesse moyenne de l'écoulement au travers celle-ci, est défini par la relation suivante :

$$\Delta P = \xi \rho \frac{U_{déb}^2}{2}$$

Avec $\Delta P = P_{ext} - P_{int}$ et $U_{déb}$ ($m \cdot s^{-1}$), la vitesse débitante au droit de l'ouverture.

Le coefficient de perte de charge des ouvertures dans une paroi infinie est donné par des relations empiriques (Idelcik, 1969) liant ce coefficient au nombre de Reynolds de l'écoulement et aux caractéristiques de l'ouverture.

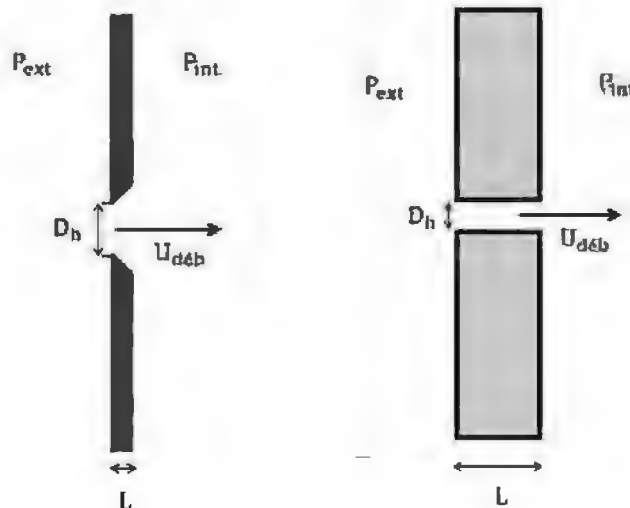


Figure 1.5 : ouverture sur une paroi infinie à bords effilés (image de gauche), ouverture à bords épais (image de droite)

Les ouvertures telles que présentées sur la (Figure 1.5) sont caractérisées par le rapport entre la profondeur L (qui correspond ici à l'épaisseur de la paroi) et le diamètre hydraulique D_h : L/D_h . Quatre cas de figure sont dissociés en fonction de ce rapport et de la valeur du nombre de Reynolds ($Re = \frac{U_{déb} D_h}{\nu}$) ($Re \geq 10^5$ ou $Re \leq 10^5$).

¹ SMARTDOG : Système de Mesure et Alarme garantissant la non-Rétrodiffusion

Les ouvertures dites à bords effilés, (paroi mince et bords à arêtes vives) sont caractérisées par un rapport $L/D_h = 0$ à $0,015$. Le coefficient de perte de charge lié à ce type d'ouvertures est déterminé par les relations :

$$- \xi(\text{Re}) = \frac{1}{\varepsilon_c^2(\text{Re})} \text{ pour } \text{Re} < 10^5$$

$$- \xi = 2,85 \text{ pour } \text{Re} > 10^5$$

Où ε_c représente le coefficient de contraction de l'écoulement défini comme étant le rapport de la section contractée de la veine fluide à l'entrée D_c sur la section totale de l'ouverture D_h (Figure 1.9) :

$$\varepsilon_c = \frac{D_c}{D_h}$$

Le coefficient de perte de charge, lié aux ouvertures minces, ne dépend que du taux de contraction de la veine fluide dû à son passage par l'ouverture et ce, pour un écoulement modérément turbulent ($\text{Re} < 10^5$). Pour ce qui est d'un écoulement fortement turbulent ($\text{Re} > 10^5$), le coefficient de perte de charge est constant $\xi = 2,85$.

Par ailleurs, les ouvertures dites à bords épais ou profondes sont caractérisées par le rapport $0,015 < L/D_h < 4$. Le coefficient de perte de charge lié à ce type d'ouvertures est déterminé par les relations :

$$- \xi = 0,342 \times \frac{1}{\varepsilon_c^2(\text{Re})} \times \xi' \left(\frac{L}{D_h} \right) + \lambda \left(\text{Re}, \frac{\Delta}{D_h} \right) \times \frac{L}{D_h}, \text{ pour } \text{Re} < 10^5$$

$$- \xi = \xi' \left(\frac{L}{D_h} \right) + \lambda \left(\text{Re}, \frac{\Delta}{D_h} \right) \times \frac{L}{D_h}, \text{ pour } \text{Re} > 10^5$$

Où Δ représente la rugosité de la paroi, ξ' un coefficient lié à la forme d'entrée de l'ouverture (les bords épais font diminuer la vitesse du jet dans l'ouverture) et $\lambda \frac{L}{D_h}$ le coefficient de perte de charge par frottement sur toute la profondeur de l'ouverture.

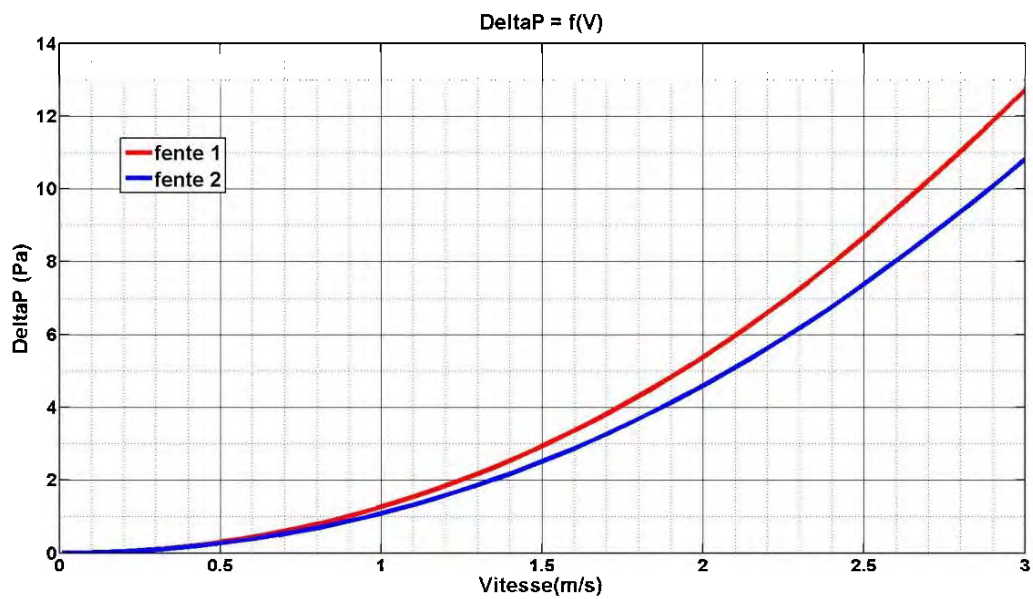
On remarque que pour les ouvertures dans une paroi infinie dites épaisses et pour $\text{Re} < 10^5$, le coefficient de perte de charge dépend du coefficient de contraction du fluide ε ainsi que du coefficient de perte de charge linéaire $\lambda \frac{L}{D_h}$. Dans le cas d'un écoulement fortement turbulent ($\text{Re} > 10^5$), le coefficient de perte de charge ne dépend plus de la contraction de la veine de l'écoulement; il ne dépend que du coefficient de perte de charge linéaire $\lambda \frac{L}{D_h}$ et d'un coefficient ξ' lié aux ouvertures épaisses et dépendant de $\frac{L}{D_h}$.

On compare l'évolution du différentiel de pression ΔP (Pa) en fonction de la vitesse débitante à l'ouverture pour deux types de fente ; une fente à bords minces ($L/D_h = 0,0088$) et une fente à bords épais ($L/D_h = 0,53$). Les caractéristiques des deux fentes étudiées sont détaillées dans Tableau 1.1.

Tableau 1.1 : caractéristiques des ouvertures étudiées

	Fente 1	Fente 2
Longueur	50 cm	
Largeur	3 cm	
Diamètre hydraulique D_h	0,0566 m	
Profondeur L	0,5 mm	3 cm
Rapport L/D_h	0,0088 ($L/D_h < 0,015$)	0,53 ($0,015 < L/D_h < 4$)

Ci-dessous est tracée, pour les deux fentes explicitées dans le Tableau 1.1, l'évolution de ΔP en fonction de la vitesse débitante à l'ouverture $U_{déb}$. La Figure 1.6 montre l'évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse moyenne à l'ouverture, pour les deux fentes étudiées, dans une gamme de faibles vitesses $U_{déb} \in [0 ; 3 \text{ m.s}^{-1}]$, alors que la Figure 1.7 présente ladite évolution pour une gamme beaucoup plus large des vitesses $U_{déb} \in [0 ; 100 \text{ m.s}^{-1}]$.

Figure 1.6 : évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse pour $U_{déb} \in [0 ; 3 \text{ m.s}^{-1}]$

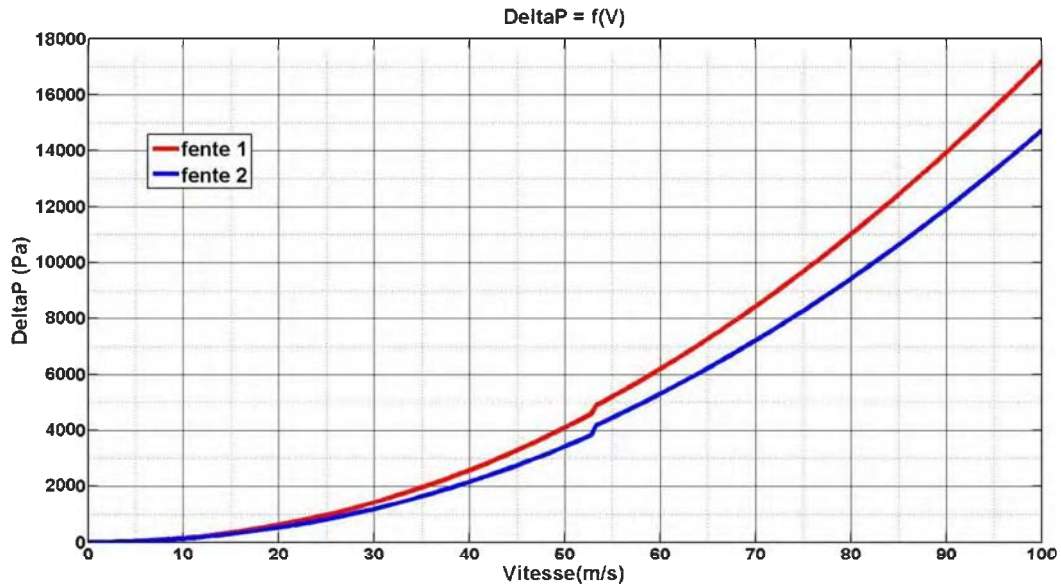


Figure 1.7 : évolution de la perte de charge en fonction de la vitesse pour $U_{déb} \in [0 ; 100 \text{ m.s}^{-1}]$

On peut constater, à travers les deux graphes (Figure 1.6 et Figure 1.7) d'évolution $\Delta P = f(U_{déb})$, que la fente 2, caractérisée par des bords épais, présente moins de perte de charge que la fente 1 à bords minces et ce, pour toute la gamme du nombre de Reynolds donnée par les corrélations de (Idelcik, 1969). Le passage à un nombre de Reynolds supérieur à 10^5 est constaté dans la Figure 1.7 à $U_{déb} = 53 \text{ m.s}^{-1}$. Notons que les vitesses débitantes maximales qui intéresseront notre étude par la suite, ne dépassent pas $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$ et que les ouvertures étudiées sont minces.

Par ailleurs, d'autres auteurs comme (Eheridge & Sandbergs, 1996), (Carlier & Révéniéras, 1986) et (Lencastre, 1999), utilisent le coefficient de décharge C_D , également nommé « coefficient de débit », pour relier le débit entrant dans un orifice au différentiel de pression de part et d'autre de ce dernier, par l'équation d'orifice :

$$Q_{ouv} = C_D S_{ouv} \left(\frac{2 |\Delta P|}{\rho} \right)^{1/2}$$

Où S_{ouv} est la section de l'orifice. Le coefficient de décharge est donc relié au coefficient de perte de charge par la relation suivante :

$$\xi = \frac{1}{C_D^2}$$

Pour (Carlier & Révéniéras, 1986) et (Lencastre, 1999), la valeur du coefficient de décharge est fonction des phénomènes de décollement de l'écoulement en entrée et de la taille de l'orifice, l'influence de la taille de l'orifice étant toutefois négligeable. Pour des orifices à arêtes vives (contraction complète de l'écoulement), une valeur de $C_D = 0,6$ est ainsi généralement adoptée. Si les décollements sont supprimés sur tout ou une partie de la section de l'orifice (contraction incomplète de l'écoulement), soit parce que les arêtes de l'orifice sont plus ou moins profilées, soit parce que l'orifice est attenant à une paroi épaisse (avec $2 < L/D_h < 3$), le coefficient de décharge est alors augmenté et par conséquent les pertes de charge diminuées. Les valeurs du coefficient de décharge pour plusieurs types d'ouvertures sont données dans la Figure 1.8 :

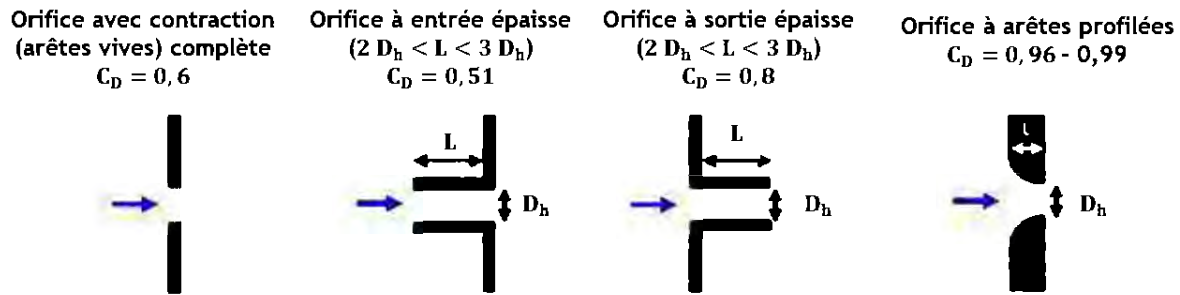


Figure 1.8 : coefficients de décharge pour différents orifices indiqués par (Lencastre, 1999)

Dans la même optique, (Eheridge & Sandbergs, 1996) avancent que, pour une ouverture à paroi mince ($L/D_h \ll 1$) et à bords non-profilés dans un plan infini, positionnée dans un écoulement uniforme, les points de décollement de l'écoulement sont fixés par les bords vifs de l'ouverture et par conséquent la structure de l'écoulement à travers celle-ci est la même quel que soit le nombre de Reynolds (sauf bien sûr pour les Reynolds très bas ; $Re < 100$). Ainsi, le coefficient de décharge pour une ouverture à bord mince est constant et vaut 0,611. Cette valeur est proche de celle donnée par (Idelcik, 1969), dans le cas des ouvertures minces $L/D_h = 0$ à 0,015, dans un écoulement fortement turbulent ($Re > 10^5$) où $\xi = 2,85$ soit $C_D = 0,59$.

1.2.2 Rétrodiffusion des polluants aux ouvertures

1.2.2.1 Définition et sources de rétrodiffusion

Le terme de rétrodiffusion désigne le transfert d'un polluant à l'extérieur de l'enceinte de confinement (Prévost & Laborde, 1997). D'après (Berne, 1997), la rétrodiffusion des polluants gazeux recouvre plusieurs phénomènes physiques de nature différente :

- l'action de la diffusion, aux échelles micro et macroscopiques,
- les effets de décollement,
- les effets de sillage,
- les phénomènes perturbateurs du confinement dynamique (inhomogénéité du champ de vitesse, effets thermiques, perturbateurs additionnels...).

Action de la diffusion moléculaire et turbulente :

On sait que dans un milieu au repos comme dans un écoulement, les écarts de concentration tendent à s'atténuer sous l'action de phénomènes microscopiques caractérisés par l'agitation aléatoire des molécules de gaz (diffusion moléculaire), ou macroscopiques caractérisés par les fluctuations de l'écoulement turbulent (diffusion turbulente). Ces effets s'exercent dans toutes les directions et tendent donc à faire remonter les polluants en amont de leur source. Ils se rencontrent, à des degrés divers, dans tous les types d'écoulement. Les effets de la diffusion moléculaire sont négligeables devant les effets de la diffusion turbulente.

Effets de décollement :

Ces effets sont par contre directement liés à la nature de l'écoulement de l'air dans les ouvertures des enceintes de confinement. Ces ouvertures n'étant en général pas spécialement profilées, elles se présentent comme des orifices à bords plus ou moins vifs sur le passage de l'air (Figure 1.9). Il est bien connu que, dans cette situation, la veine gazeuse (D_c désigne le diamètre de contraction de la veine gazeuse au passage par l'orifice) a tendance à se décoller des parois en formant des tourbillons au droit ou en aval de l'orifice, comme illustré sur la Figure 1.9 :

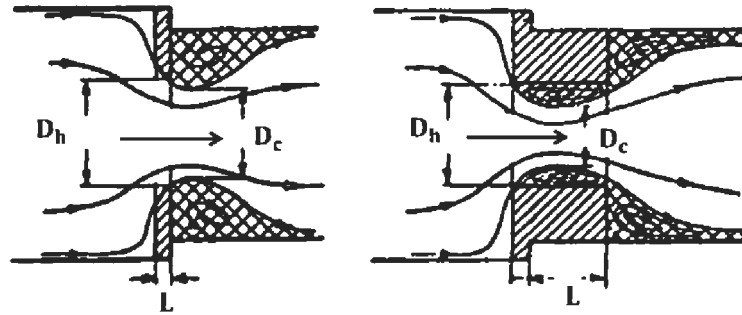


Figure 1.9 : configuration des écoulements au droit d'orifices à bords non profilés et arêtes vives ; orifice mince (image de gauche) et orifice épais (image de droite) (Idelcik, 1969)

On conçoit que, par le jeu de ces tourbillons, un polluant puisse remonter l'écoulement principal et s'échapper du dispositif de confinement. Un second phénomène peut également intervenir : le passage d'un écoulement au droit d'une arête est générateur de turbulence, d'où une diffusion turbulente accrue et une intensité de "rétrodiffusion", au sens du paragraphe précédent, plus importante.

Effets de sillage :

Ces effets sont liés à la présence d'un obstacle (par exemple, le corps d'un opérateur) devant une ouverture du confinement. Suivant la vitesse de l'écoulement, la forme et les dimensions de l'obstacle, il peut se former en aval de celui-ci des recirculations stables, susceptibles de transporter le polluant à l'extérieur du dispositif de confinement.

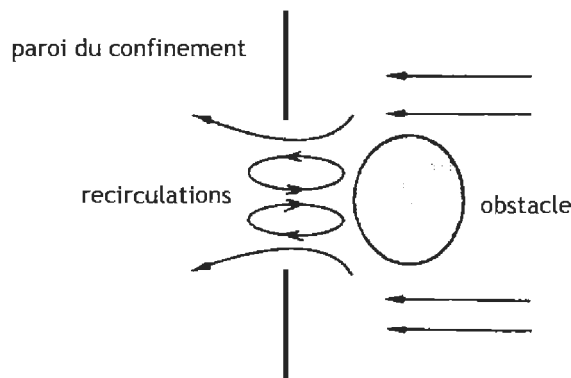


Figure 1.10 : rétrodiffusion dans le sillage d'un obstacle

(Berne, 1997) ajoute que, parmi les trois causes de rétrodiffusion recensées ci-avant, les deux dernières font intervenir des phénomènes complexes qui ne sont pas accessibles analytiquement. En revanche, pour la première cause, il existe des solutions analytiques simples de problèmes de diffusion d'une espèce gazeuse dans un écoulement uniforme. Il constate cependant qu'il reste un travail considérable à accomplir sur les deux axes d'études suivants :

- les effets de décollement et de sillage aux ouvertures des enceintes de confinement
- les phénomènes perturbateurs du confinement dynamique (inhomogénéité du champ de vitesse, effets thermiques, perturbateurs additionnels...).

1.2.2.2 Travaux sur la rétrodiffusion aux grandes ouvertures

Divers travaux ont été menés sur le confinement dynamique des systèmes présentant des ouvertures de dimensions importantes, de type parois frontales de sorbonnes et de hottes ventilées, ou de type ronds de gants et ronds de sacs de boîtes à gants.

Les sorbonnes et les hottes ventilées sont des enceintes de confinement de type laboratoire qui, comme les sas de chantiers, consistent à limiter la propagation des polluants vers les opérateurs. Ce sont des espaces de travail partiellement fermés et ventilés par l'induction d'un courant d'air à travers une ouverture de travail réglable, où sont dilués les polluants de l'air et où est assurée, au moyen d'un système d'extraction, l'évacuation des polluants.

Plusieurs études sur les sorbonnes et les hottes de laboratoires ont montré que le fait d'imposer une vitesse débitante de $0,5 \text{ m.s}^{-1}$, comme recommandé par la norme ISO-17873 par le passé, ne garantissait pas l'efficacité du confinement dynamique. En effet, plusieurs paramètres entrent en jeu et peuvent entraîner une rétrodiffusion de polluant au niveau des ouvertures. Les travaux expérimentaux de (Johnson & Fletcher, 1996) menés sur l'ouverture de dimensions $0,36 \text{ m} \times 1,2 \text{ m}$ d'une sorbonne montrent que la présence d'un opérateur devant celle-ci, de par son dégagement thermique et ses mouvements, peut conduire à des fuites plus ou moins importantes jusqu'à sa zone de respiration. Le confinement dynamique est testé, dans ce cas, par la technique de traçage, en injectant un gaz traceur à l'intérieur de la sorbonne étudiée.

Ce même auteur montre aussi que la fermeture et l'ouverture de la paroi frontale à une fréquence imposée induit des pics de concentration du gaz traceur à l'extérieur de la sorbonne. L'auteur observe que ces pics correspondent à l'ouverture de la paroi coulissante et sont d'autant moins importants que l'opérateur est éloigné de l'enceinte ; une distance minimale comprise entre $0,6 \text{ m}$ et 1 m est requise pour réduire ces phénomènes de rétrodiffusion. Enfin, les concentrations mesurées à l'extérieur sont maximales à des vitesses frontales comprises entre $0,4 \text{ m.s}^{-1}$ et $0,6 \text{ m.s}^{-1}$.

Les travaux numériques de (Karaismail & Celik, 2010) réalisés sur la présence d'un obstacle bidimensionnel elliptique devant l'ouverture (Figure 1.11), montrent que cet effet est négligeable voire inexistant si la distance entre la paroi et l'opérateur est suffisamment grande ($0,75 \times a$, avec 'a' la dimension de l'obstacle). En effet, la contraction de l'écoulement à l'entrée de l'enceinte et la taille des tourbillons dans le sillage de l'obstacle entraînent une recirculation sous la forme de deux vortex limitée dans la zone entre l'opérateur et l'obstacle. Notons que les simulations ont été réalisées avec différents modèles de turbulence RANS, et que le modèle SST $k - \omega$ a été capable de capter la non-stationnarité et la non-symétrie de la paire de tourbillons présents dans le sillage de l'obstacle devant l'ouverture dans le cas d'un nombre de Reynolds modérément turbulent ($Re = 10^4$), contrairement aux modèles $k - \epsilon$ standard et RNG $k - \epsilon$ qui ont prédit un sillage stationnaire et symétrique (Figure 1.13). Toutefois, pour un nombre de Reynolds fortement turbulent $Re = 10^5$, ces trois modèles ont montré des tourbillons stationnaires et symétriques dans le sillage de l'obstacle étant ainsi incapables de restituer le détachement tourbillonnaire dans le sillage (Figure 1.12).

On montrera, dans la suite du manuscrit, que les modèles RANS seront incapables de restituer les instabilités liées à l'écoulement de rétrodiffusion.

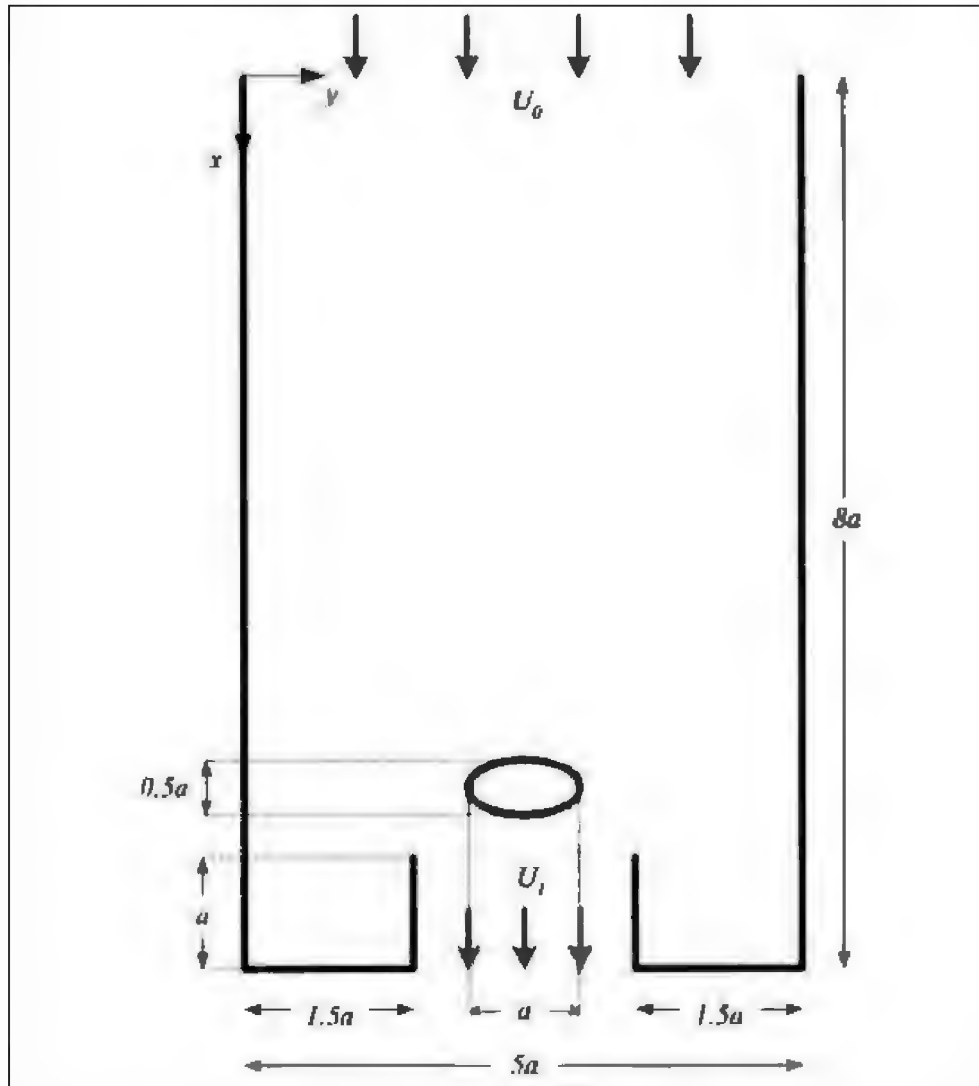


Figure 1.11 : représentation schématique de la configuration étudiée

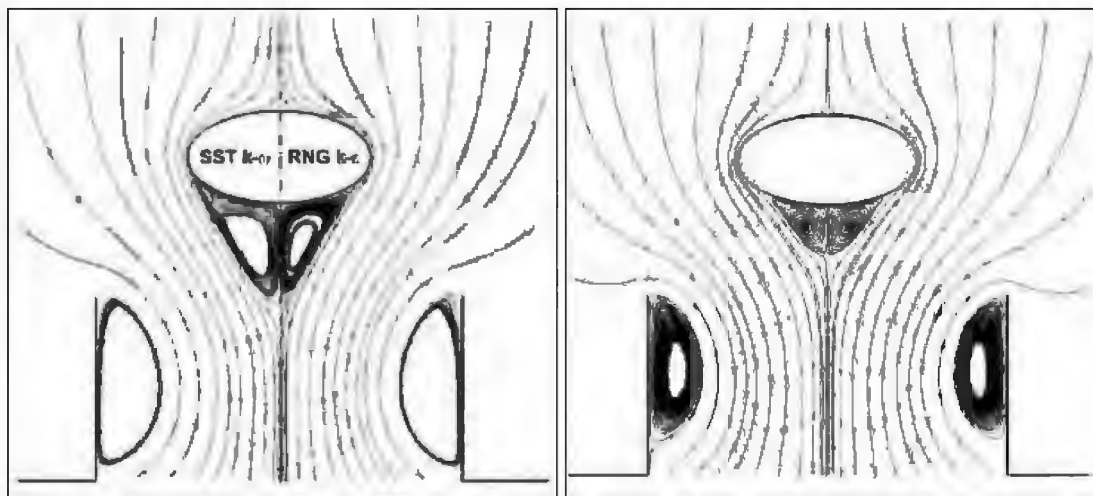


Figure 1.12 : comparaison des lignes de courant de l'écoulement pour les modèles (de gauche à droite) SST $k-\omega$, RNG $k-\epsilon$ et $k-\epsilon$ standard à $Re = 10^5$

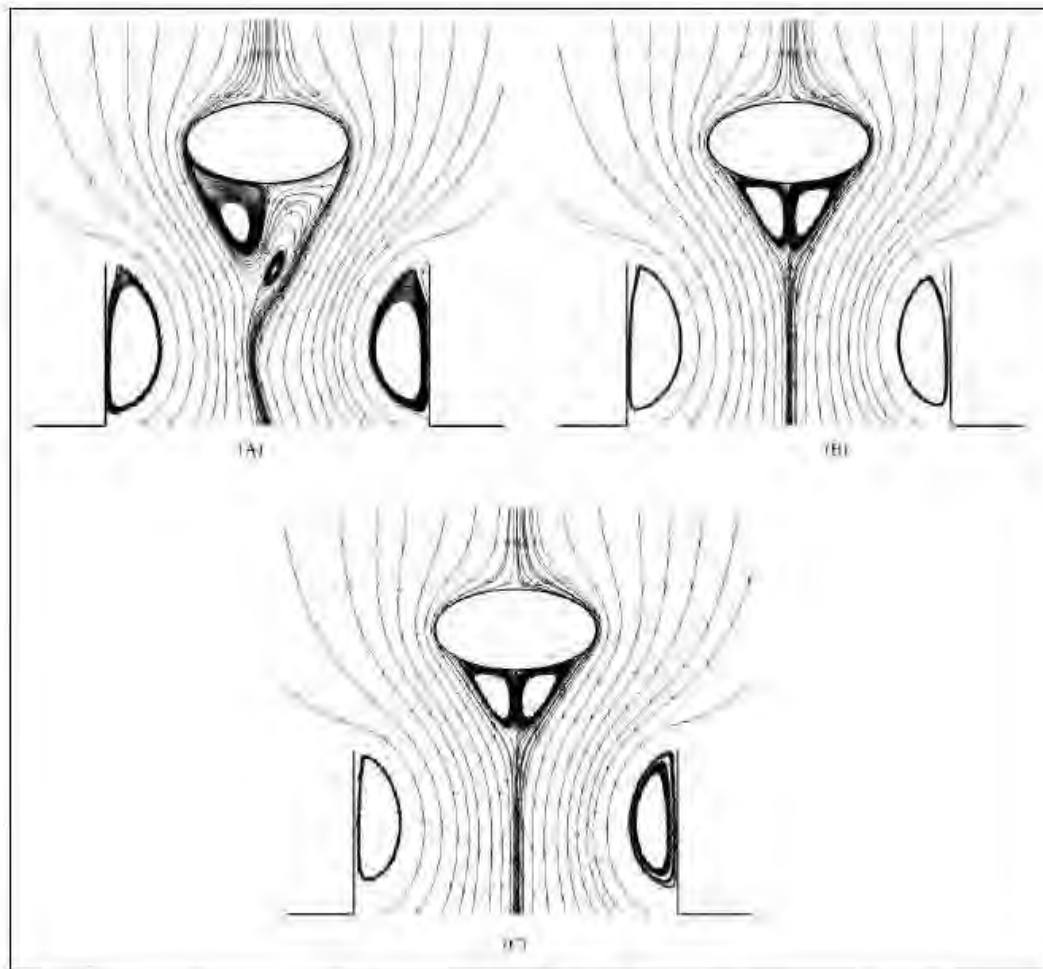


Figure 1.13 : comparaison des lignes de courant de l'écoulement en aval de l'obstacle à $Re = 10^4$ A) pour les modèles SST $k - \omega$, B) RNG $k - \epsilon$ et C) $k - \epsilon$ standard

Au même titre que les hottes ventilées, les boîtes à gants sont des enceintes de confinement munies de systèmes d'extraction qui permettent aux opérateurs de manipuler de façon sûre des produits toxiques ou radioactifs depuis l'extérieur de l'enceinte, au moyen de gants fixés de manière étanche sur des ronds de gants aménagés dans les parois de l'enceinte. Les études expérimentales menées à l'IRSN sur ce type d'enceintes dans des situations accidentelles de rupture de gants ou de sacs (Prévost, 2002), (Prévost, 2006) montrent qu'il peut y avoir de la rétrodiffusion de contaminants au niveau des ronds de gant (diamètre de 156 mm) et des ronds de sacs (diamètre de 250 mm), par exemple en cas de dégagement thermique à l'intérieur de l'enceinte.

Par ailleurs, dans le cadre de l'étude de la robustesse des dispositifs de confinement, des essais type de déplacement d'un obstacle devant l'ouverture d'une sorbonne ont été réalisés suivant la norme européenne prEN 14175 (Galland & Martin, Évaluation des sorbottes selon la norme EN 14175, 2008) et repris par (Cesard, 2012). Il s'agit de vérifier dans cet essai l'impact du passage d'une personne ou d'un courant d'air sur l'efficacité de confinement du dispositif. A cet effet, une plaque rectangulaire est déplacée latéralement devant la façade de la sorbonne à une vitesse de $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$: des fuites liées aux passages de la plaque ont été mesurées devant l'ouverture.

Dans le but de caractériser l'efficacité de confinement d'une enceinte, on introduit les grandeurs de coefficient de transfert et d'efficacité de confinement, ces grandeurs sont déterminées par la technique de traçage gazeux (annexe D). Le transfert d'un aérocontaminant au travers d'une barrière de confinement dynamique peut être caractérisé par le coefficient de transfert K_M entre une source potentielle de contamination et un point M quelconque à l'extérieur de l'enceinte. A

l'équilibre des concentrations, les mesures de concentration d'équilibre C_M aux différents points M à l'extérieur de l'enceinte étudiée, permettent de déterminer les coefficients de transfert de polluant K_M en ces mêmes points, définis par l'expression suivante (Prévost, 1998) :

$$K_M = \frac{C_M}{q_0}$$

Où C_M représente la concentration de traceur à l'équilibre au point M à l'extérieur de l'enceinte (g.m^{-3}), et q_0 (g.s^{-1}) le débit d'émission du gaz traceur à la source, à l'intérieur de l'enceinte. Finalement, le coefficient de transfert K_M s'exprime en s.m^{-3} ou h.m^{-3} .

Pour des conditions opératoires fixées (régime de ventilation du système, configuration de l'enceinte de confinement, du sas ...), K_M est constant ; il est donc possible, à partir de la connaissance du débit de contaminant et du coefficient de transfert (préalablement déterminé par traçage), de déterminer la concentration de polluant inhalée par un individu à son poste de travail ou détectée par un dispositif de surveillance radiologique.

L'efficacité de confinement E_M (%) d'une enceinte vis-à-vis d'un aérocontaminant est définie par l'expression :

$$E_M (\%) = 1 - \frac{C_M}{C_{int}}$$

C_M et C_{int} s'expriment (g.m^{-3}) et correspondent, respectivement, aux concentrations en traceur mesurées à l'extérieur, en un point M et à l'intérieur de l'enceinte de confinement étudié.

La recherche bibliographique sur les critères liés à l'efficacité du confinement dynamique des sas de chantiers nucléaires et sur les travaux numériques et expérimentaux relatifs aux ouvertures a explicitement montré qu'il n'existe aucune étude scientifique consacrée aux ouvertures de type fentes fines telles que celles potentiellement présentes au niveau des sas. De plus, les normes précisent qu'il est indispensable d'étudier chaque cas de manière indépendante. Le phénomène de rétrodiffusion n'étant pas non plus étudié dans la littérature, une démarche expérimentale et numérique sera donc adoptée dans le cadre de la thèse.

Enfin, la revue bibliographique sur les différents modèles de turbulence utilisés dans le cadre de l'étude sera explicitée dans la section 1.3.2. Une présentation sur les jets plans turbulents, libres et pariétaux, sera aussi donnée dans ce qui suit (1.4), étant donné que les perturbateurs de l'écoulement à l'ouverture sont principalement liés ce type d'écoulement.

1.3 Modélisation de la turbulence

1.3.1 La turbulence

Les écoulements rencontrés dans l'industrie ou tout simplement au quotidien sont pour la plupart dominés par des mouvements chaotiques : la turbulence. Au-delà de la diffusion moléculaire, les transferts de masse, de quantité de mouvement et de chaleur sont ainsi essentiellement favorisés par ce mode d'écoulement. Malheureusement, le mouvement turbulent est très complexe et présente la plupart du temps des caractéristiques tridimensionnelles et instationnaires. Ce mouvement consiste en la superposition de tourbillons dont le spectre de taille est très large. Celui-ci s'étend des grosses structures dont la taille dépend de la géométrie du domaine et qui correspond à des fluctuations de basses fréquences, jusqu'aux petites structures associées à des fluctuations de hautes fréquences dont l'échelle est celle de la dissipation visqueuse.

1.3.1.1 Propriétés

La turbulence peut être caractérisée par les propriétés suivantes :

- Caractère instationnaire et non-linéaire : la complexité des écoulements turbulents est due à la coexistence dans l'écoulement de mouvements à des échelles très différentes ; l'énergie de l'écoulement est transférée entre ces différentes échelles par des mécanismes non-linéaires. Ce transfert d'énergie s'effectue en moyenne, et dans le cas des écoulements tridimensionnels, depuis les grandes structures cohérentes jusqu'aux plus petites. La taille des grandes structures est limitée par la géométrie de l'écoulement. Leur énergie provient de l'écoulement moyen. La taille des plus petites structures est liée aux effets visqueux (échelle de Kolmogorov).
- Caractère imprédictible : la turbulence est sensible aux conditions initiales et aux conditions aux limites, et bien que les équations de Navier-Stokes soient déterministes, il est impossible de prédire le comportement d'un écoulement à long terme. Ceci demanderait une précision infinie sur les conditions initiales et aux limites.
- Caractère dissipatif : la viscosité du fluide est à l'origine de la dissipation de l'énergie cinétique contenue dans les grandes échelles. La transformation d'énergie cinétique en énergie interne s'effectue au niveau des échelles dissipatives (petites échelles).
- Caractère tridimensionnel et rotationnel : même si l'écoulement moyen est bidimensionnel, les fluctuations induites par la turbulence sont nécessairement tridimensionnelles et le champ de vitesse est rotationnel.
- Caractère diffusif : les écoulements turbulents ont la propriété de favoriser le mélange et la diffusion de quantité de mouvement, de chaleur et de masse. Le mélange est beaucoup plus efficace que pour les écoulements laminaires (régis uniquement par la diffusion moléculaire).

1.3.1.2 Cascade énergétique

Les écoulements turbulents présentent une large gamme d'échelles de longueur, de vitesse et de temps caractéristiques. Ainsi, la production de la turbulence s'effectue à grandes échelles (principalement liées à la géométrie de la configuration de l'écoulement) tandis que les petits tourbillons réalimentés par l'interaction des plus grands, sont responsables de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. Ces structures cohérentes jouent un rôle majeur dans les mécanismes de transfert d'énergie. On parle encore de cascade d'énergie des grandes échelles, où elle est produite, vers les petites où elle est dissipée. Ce phénomène se produit lorsque la turbulence est pleinement développée, c'est-à-dire pour des écoulements à hauts nombres de Reynolds.

Les grosses structures (faible nombre d'onde) sont porteuses d'énergie. Celles-ci se "cassent" en des structures de plus en plus fines par transfert d'énergie. Ce processus continue jusqu'à ce que la structure soit assez fine (grand nombre d'onde) pour que les effets de viscosité puissent agir et que la dissipation ait lieu par transfert de l'énergie cinétique turbulente en énergie interne. Ce processus de cascade d'énergie, a été énoncé par Richardson en 1922 (Richardson, 1922) et a été complété par Kolmogorov en 1941 (Kolmogorov A. N., 1940).

Au cours de la cascade de Kolmogorov (Figure 1.14), les grosses structures se décomposent en structures de plus en plus fines et l'énergie injectée dans les grosses structures (ε_I) est transférée vers des structures plus fines (ε_T) avant d'être dissipée en chaleur dans les structures de Kolmogorov (ε). L'hypothèse d'équilibre local exprime l'égalité entre les quantités ε_I , ε_T et ε .

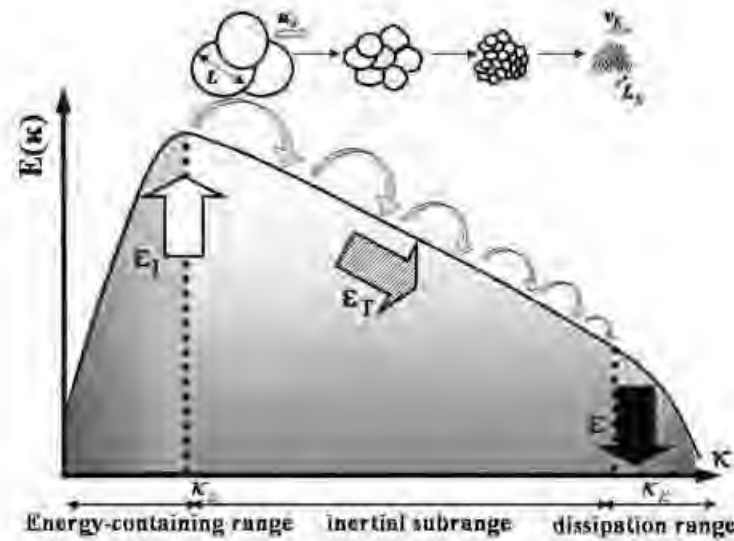


Figure 1.14 : Représentation schématique du spectre de turbulence et de la cascade énergétique (Sagaut, Deck, & Terracol, 2013).

1.3.2 Modélisation de la turbulence

Afin de ne pas avoir à calculer explicitement toutes les échelles de la turbulence explicitées précédemment (cf. Figure 1.14) et toutes les structures tourbillonnaires d'un écoulement turbulent, on a recours à plusieurs techniques de modélisation présentant chacune leurs avantages et inconvénients

Historiquement, ce sont les méthodes de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) qui ont été les premières utilisées car elles ont pour principal avantage d'être peu coûteuses en termes de puissance de calcul. Avec ces méthodes, on simule l'impact de la turbulence et le mélange induit par les petites échelles sur le champ moyen. Ces méthodes ne permettent pas de comprendre la turbulence en elle-même à l'inverse des méthodes de Simulation des Grandes Echelles (ou LES) ou de simulation numérique directe (DNS). Les principes de ces deux méthodes sont présentés sur la Figure 1.15.

Avec les méthodes RANS, on modélise tout l'écoulement fluctuant alors qu'avec la Simulation des Grandes Echelles (LES), on ne modélise que les petites structures et on calcule explicitement les grosses structures. Les méthodes LES sont donc plus précises que les méthodes RANS puisqu'elles ne modélisent pas tout l'écoulement fluctuant. En revanche, elles coûtent plus cher numériquement.

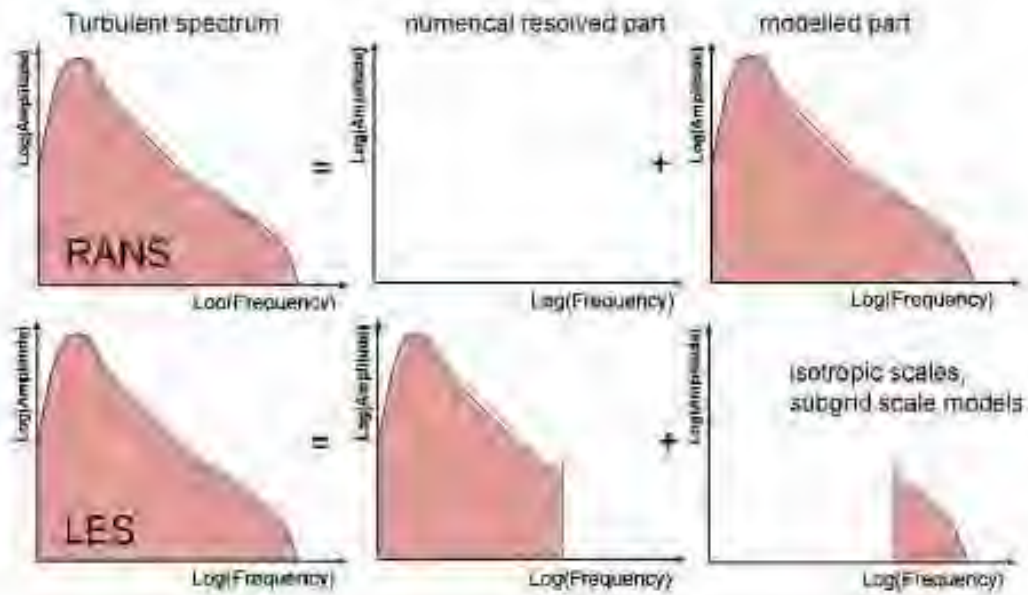


Figure 1.15 : Principe des méthodes RANS et LES (Ruprecht, Helmrich, & Buntic, 2003)

1.3.2.1 Simulation directe numérique DNS

La Simulation Numérique Directe 'DNS' (Direct Numerical Simulation) est une méthode qui permet de résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes sans aucun modèle de turbulence à partir d'un jeu de conditions aux limites et de conditions initiales. Elle présente ainsi l'avantage de donner accès à toutes les quantités instantanées et locales considérées dans l'écoulement.

Ainsi, toute la gamme d'échelles est résolue explicitement. Son inconvénient majeur est son coût de calcul. En effet, l'absence de modèle requiert d'avoir des mailles de l'ordre des échelles dissipatives, de même pour le pas de temps. Or, il découle des travaux de Kolmogorov que, plus le nombre de Reynolds d'un écoulement est élevé, plus les petites échelles sont séparées des grandes. De plus, un tel niveau de résolution nécessite l'utilisation de schémas numériques d'ordre élevé et peu dissipatifs.

La DNS demande donc une très fine discrétisation spatiale du domaine. Le nombre de points sur une grille tridimensionnelle est de l'ordre de $Re^{9/4}$ et le temps de calcul est proportionnel à $Re^{11/4}$ (Beugre, 2010). Malgré la très haute-précision de la DNS, celle-ci souffre de ses besoins en termes de maillage et de pas de temps qui ne permettent pas son utilisation pour des applications à haut nombre de Reynolds adaptées à des configurations industrielles. En dépit de son intérêt pratique restreint, la DNS reste néanmoins un outil précieux pour la compréhension de mécanismes élémentaires. Celle-ci a permis d'apporter des détails sur la physique des écoulements dont un exemple est la description détaillée de la couche limite obtenue par Spalart en 1988 (Spalart P. R., 1988). La DNS a aussi permis d'évaluer certaines grandeurs utiles à la modélisation statistique RANS (décrite dans la suite du manuscrit) et qui ne pouvaient être mesurées expérimentalement. De plus, la DNS peut servir de référence pour des écoulements turbulents à faible nombre de Reynolds et gouvernés par d'autres mécanismes physiques tels que les effets de flottabilité.

La capacité et la performance des calculateurs actuels ne cessent de progresser mais ne permettent pas encore de sonder des écoulements complexes et à hautes vitesses à partir de cette méthode. Néanmoins, celle-ci permet de mieux comprendre les comportements turbulents dans des configurations simples. Une alternative à cette méthode est de simuler uniquement les grandes échelles et de modéliser les petites, il s'agit alors de la Simulation des Grandes Echelles LES (Large Eddy Simulation).

1.3.2.2 Simulation des grandes échelles LES

La difficulté de simuler numériquement les écoulements turbulents est due au large spectre d'échelles spatio-temporelles présentes dans ces écoulements lorsque le nombre de Reynolds est grand.

Avec la simulation des grandes échelles, seules les plus grandes échelles sont résolues, alors que l'effet des petites échelles est modélisé, rendant ainsi les calculs à grand nombre de Reynolds réalisables. Cette approche repose sur le fait que les grandes structures de l'écoulement n'ont pas un comportement universel. En effet, les grosses structures sont affectées par les conditions aux limites et sont par conséquent dépendantes de la configuration étudiée. Leur dynamique instationnaire doit alors être résolue à partir des équations de Navier-Stokes filtrées. Par ailleurs, dans cette approche on suppose que l'essentiel de l'énergie cinétique de l'écoulement ainsi que ses propriétés de transport sont contenues dans les grandes échelles. Les petites échelles sont modélisées en supposant qu'elles ont un comportement universel et essentiellement dissipatif.

La simulation des grandes échelles se situe en quelque sorte à mi-chemin entre la DNS et les méthodes statistiques (RANS).

Les modèles LES ont dans un premier temps été développés pour des applications météorologiques et se sont par la suite étendus à une large gamme d'écoulements, dont les écoulements confinés. Le coût plus élevé par rapport aux modèles RANS et le traitement délicat des zones de proche-paroi en font un outil encore peu utilisé dans l'industrie mais qui présente un fort potentiel de développement.

1.3.2.2.1 Principe de la LES

Comme le spectre de la turbulence homogène isotrope suggère qu'à partir d'un certain nombre de Reynolds, il y a une séparation nette entre les grosses et les petites structures (Figure 1.16), il est naturel d'introduire un filtre passe-bas en fréquence (passe-haut en échelles turbulentes) pour sélectionner et résoudre les grandes échelles, alors que les petites sont modélisées.

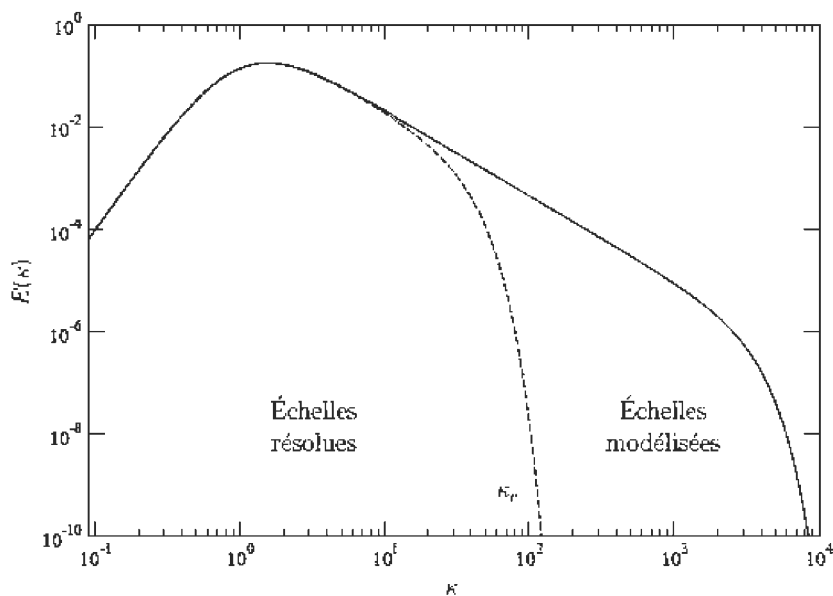


Figure 1.16 : Décomposition du spectre entre échelles résolues ($\kappa \leq \kappa_c$) et modélisées ($\kappa \geq \kappa_c$)

Pour un nombre de Reynolds suffisamment important, la distinction entre échelles résolues et échelles modélisées se fait en imposant un nombre d'onde de coupure κ_c dans la zone inertielle du

spectre comme illustré sur la Figure 1.16 . On introduit donc un filtrage spatial que l'on applique aux équations de Navier-Stokes.

Les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible sans forces de volume s'écrivent :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (1-1)$$

Avec la condition d'incompressibilité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1-2)$$

Où ρ et P sont la masse volumique et la pression. τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses, qui pour un fluide newtonien et incompressible, peut s'exprimer en fonction du tenseur de déformation $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ et de la viscosité cinématique ν :

$$\tau_{ij} = 2\nu S_{ij} \quad (1-3)$$

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1-4)$$

Dans l'approche LES, le champ de vitesse est décomposé en grandes et petites échelles :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (1-5)$$

où \bar{u}_i représente la partie résolue du champ de vitesse (grandes échelles) et u'_i la partie liée aux échelles de sous-maille.

Le filtrage spatial se traduit mathématiquement par un produit de convolution. Si l'on note $\langle \cdot \rangle$ l'opérateur de filtrage, basé sur la fonction g (un filtre gaussien par exemple) :

$$\langle f \rangle(x_0, y_0, z_0) = \int f(x, y, z) g(x - x_0, y - y_0, z - z_0) dx dy dz \quad (1-6)$$

On obtient alors les équations de Navier-Stokes filtrées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u \rangle_j) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\langle u \rangle_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u \rangle_j \langle u \rangle_i) = \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \langle P \rangle + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \tau \rangle_{ij} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle (u - \langle u \rangle)_j (u - \langle u \rangle)_i \rangle) \end{array} \right.$$

(1-7)

Conceptuellement, il faut noter que la largeur du filtre est approximativement égale à la taille locale des mailles : les structures plus grandes que les mailles sont explicitement résolues, les structures plus petites sont filtrées et leur effet est modélisé. De ce fait, pour que le maillage permette de résoudre effectivement les structures qui portent l'énergie, il est donc nécessaire que la taille des mailles soit assez faible pour correspondre à un nombre d'onde inclus dans la zone inertielle du spectre (Figure 1.16).

Le terme $\langle (u - \langle u \rangle)_j (u - \langle u \rangle)_i \rangle$ est le tenseur de sous maille. Il représente les effets des petites échelles sur les grandes échelles c'est à dire les effets de structures exclues par le filtrage sur les structures résolues.

1.3.2.2.2 Modèles de sous mailles

En LES, les échelles non résolues ne font pas l'objet d'une modélisation pointue. Le principal but du modèle de sous-maille est d'imiter le phénomène de transfert d'énergie des structures résolues vers les structures plus fines (cascade d'énergie).

Pour modéliser $\langle (u - \langle u \rangle)_j (u - \langle u \rangle)_i \rangle$, on utilise classiquement une hypothèse de type viscosité turbulente. Cette approche simple ne peut donner de bons résultats que si le maillage est assez fin pour que les structures non représentées (structures plus petites que les mailles) soient effectivement assez petites et isotropes. On écrit alors :

$$\langle (u - \langle u \rangle)_j (u - \langle u \rangle)_i \rangle = \nu_{\text{sous-maille}} \langle S \rangle_{ij} \quad (1-8)$$

Avec $\langle S \rangle_{ij}$ le tenseur des déformations calculé à partir de la vitesse résolue $\langle u \rangle$.

Ici $\nu_{\text{sous-maille}}$ est une viscosité liée à l'effet des petites structures qui ne sont pas résolues par le maillage utilisé. Son calcul peut être fait de différentes façons.

Modèle de Smagorinsky

Pour la fermeture des équations (1-7), il faut modéliser $\nu_{\text{sous-maille}}$. Historiquement, Smagorinsky (Smagorinsky, 1963) proposa le premier modèle de sous maille, basé sur une approche de type longueur de mélange, encore largement utilisé aujourd'hui. Le principe de cette modélisation est similaire au principe du modèle à longueur de mélange de Prandtl. Il consiste à relier $\nu_{\text{sous-maille}}$ au tenseur de déformation $\langle S \rangle_{ij}$ résolu à une échelle de longueur caractéristique :

$$\nu_{\text{sous-maille}} = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \langle S \rangle_{ij} \langle S \rangle_{ij}} \quad (1-9)$$

Δ est la dimension caractéristique du filtre qui dans le cas d'un maillage cartésien s'exprime :

$\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{\frac{1}{3}}$ où Δ_x, Δ_y et Δ_z représentent la taille des mailles dans les directions x, y et z respectivement. Dans le cas d'une turbulence isotrope et homogène, la valeur recommandée pour le paramètre C_s est d'environ 0,2 (Gatski, Hussaini, & Lumley, 1996), (Clark, Ferziger, & Reynolds, 1979).

Cependant, cette valeur n'est pas universelle, et semble dépendre du type d'écoulement, du nombre de Reynolds et de la résolution. Par exemple, pour un écoulement en canal, (Deardorff, 1970) a montré que $C_s = 0,1$.

En général, là où la turbulence n'est ni isotrope ni homogène, l'usage du paramètre C_s constant ne semble plus approprié. La modélisation d'écoulements avec des zones de transition à la turbulence développée, comme par exemple au voisinage des parois ou dans une couche de mélange, nécessite l'utilisation d'une procédure qui ajuste le paramètre C_s , ce qui a conduit au développement des modèles dynamiques.

Modèle Dynamique

Ce modèle poursuit les idées de celui de Smagorinsky. Le principe est de faire varier la constante C_s qui devient auto-adaptative selon les caractéristiques locales et instantanées de l'écoulement. Pour cela, (Germano, Piomelli, Moin, & Cabot, 1991), (Germano, 1992) se sont basés sur la similitude d'échelle entre les plus petites échelles du champ résolu et les plus grandes échelles du champ résiduel.

Pour déterminer la constante, on suppose que le maillage est assez fin pour que le comportement des structures de sous-maille vis-à-vis des structures résolues soit identique au comportement des plus petites structures résolues vis-à-vis de structures résolues de taille immédiatement supérieure (on retrouve le concept de cascade énergétique). Autrement dit, étant donné un maillage de taille de maille Δ_2 et un filtre explicite \mathcal{G}_1 de largeur $\Delta_1 > \Delta_2$, on suppose que l'on peut écrire pour les structures non résolues et filtrées implicitement par la taille des mailles :

$$\tau_{\text{sous-maille},ij} = \nu_{\text{sous-maille}} \langle S \rangle_{ij} \quad (1-10)$$

Avec

$$\begin{cases} \tau_{\text{sous-maille},ij} = \langle (u - \langle u \rangle)_j (u - \langle u \rangle)_i \rangle \\ \nu_{\text{sous-maille}} = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \langle S \rangle_{ij} \langle S \rangle_{ij}} \end{cases}$$

Et $\tau_{\text{sous-maille}}$ le tenseur des contraintes de sous-maille.

et, avec la même constante C_s , pour les structures résolues et filtrées explicitement par le filtre \mathcal{G}_1 :

$$\tau_{\Delta_1,ij} = \nu_{\Delta_1} \mathcal{G}_1(\langle S \rangle_{ij}) \quad (1-11)$$

Avec

$$\begin{cases} \tau_{\Delta_1,ij} = \mathcal{G}_1 \left((u - \mathcal{G}_1(\langle u \rangle))_j (u - \mathcal{G}_1(\langle u \rangle))_i \right) \\ \nu_{\Delta_1} = (C_s \Delta_1)^2 \sqrt{2 \mathcal{G}_1(\langle S \rangle_{ij}) \mathcal{G}_1(\langle S \rangle_{ij})} \end{cases}$$

Dans cette dernière relation, toutes les variables sont calculables (variables résolues et variables explicitement filtrées), ce qui permet de déterminer C_s . On peut alors utiliser la valeur obtenue pour calculer $\nu_{\text{sous-maille}}$.

1.3.2.3 Modélisation statistique RANS

L'observation d'un signal expérimental issu d'un écoulement turbulent fait apparaître des fluctuations qui rendent la description instantanée difficile (Figure 1.17). La répétition de cette expérience un "assez grand" nombre de fois permettra, d'un point de vue statistique, en moyennant les signaux instantanés obtenus, de retrouver le signal moyen "lisse". On définit ainsi la moyenne d'ensemble.

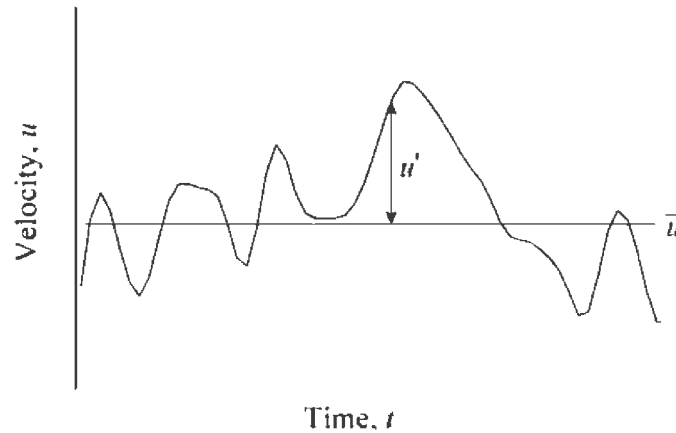


Figure 1.17 : Représentation schématique d'un signal expérimental d'un écoulement turbulent (Roberts & Webster, 2002)

Considérons les équations de Navier-Stokes, pour un écoulement incompressible sans forces de volume (1-1) et (1-2).

La démarche adoptée ici consiste à mettre de côté le mouvement instantané du fluide, dans le but d'exprimer les équations du champ moyen. La difficulté de simuler toutes les petites structures de l'écoulement est donc éliminée. La taille de maille, ainsi que la valeur des pas de temps pour des études instationnaires, augmentent significativement. Cette approche est donc moins coûteuse en temps de calcul que la DNS et la Simulation des Grandes Echelles, ceci expliquant sa grande utilisation dans le monde industriel.

Néanmoins, notons tout de suite que cette approche présente un fort degré d'empirisme, rendant alors la méthode peu fiable dans certaines configurations et le choix du modèle de fermeture non-universel.

Les équations du champ moyen sont obtenues en introduisant une décomposition des variables du problème à traiter :

$$\phi(x_i, t) = \bar{\phi}(x_i) + \phi'(x_i, t) \quad (1-12)$$

Où $\bar{\phi}(x_i)$ est la moyenne du paramètre $\phi(x_i, t)$ sur une durée d'observation T très supérieure au temps caractéristique de la turbulence :

$$\overline{\phi}(x_i) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i, t) dt \quad (1-13)$$

Avec $\phi = \{u_i, P, T\}$

La durée d'observation doit être longue comparativement à l'échelle de temps de la turbulence ; théoriquement elle doit tendre vers l'infini. Cependant, si elle est assez grande, la valeur moyenne n'en dépend plus. Cette décomposition appelée décomposition de Reynolds (1894), a été introduite par Boussinesq (1872).

On suppose dans cette décomposition que les valeurs fluctuantes sont centrées, c'est à dire que leurs valeurs moyennes sont nulles. Les propriétés les plus utilisées sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{(\phi)} &= \overline{\overline{\phi} + \phi'} = \overline{\overline{\phi}} + \overline{\phi'} = \overline{\overline{\phi}} \quad \text{donc } \overline{\phi'} = 0 \\ \overline{\lambda \phi} &= \lambda \overline{\phi} \\ \overline{\phi \psi} &= \overline{\overline{\phi} \overline{\psi}} + \overline{\phi' \psi'} \end{aligned} \quad (1-14)$$

Notons au passage que l'application de la moyenne de Reynolds conduit à une perte importante d'information. Il devient alors illusoire d'essayer d'obtenir par cette approche un modèle capable de reproduire correctement tous les phénomènes, dans toutes les configurations. Cette réflexion renvoie à la notion d'universalité des modèles. Les décompositions des variables du problème, $u_i = \overline{u}_i + u'_i$ et $P_i = \overline{P}_i + P'_i$ sont introduites dans les équations précédentes (1-1) et (1-2).

On obtient alors :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1-15)$$

Et

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial \overline{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (1-16)$$

que l'on peut mettre sous la forme suivante en utilisant le fait que $\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0$:

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{\tau}_{ij} - \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (1-17)$$

Les deux équations (1-15) et (1-17) représentent les équations de Navier-Stokes moyennées RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes). On remarque que l'équation de bilan moyennée (1-17) est

similaire à celle écrite pour l'écoulement instantané (1-1), à l'exception du terme ajouté $\overline{u_i' u_j'}$ correspondant au tenseur de Reynolds et ayant la dimension d'une contrainte.

On note ainsi que la turbulence apporte une contribution supplémentaire à l'équation de quantité de mouvement de l'écoulement. Néanmoins, les contributions des contraintes de cisaillement et des contraintes liées à la turbulence ne sont pas de même nature. En effet, les effets visqueux sont dominants dans la région proche des parois, alors que pour des régions qui en sont éloignées, la contrainte turbulente a une contribution plus importante (Figure 1.18).

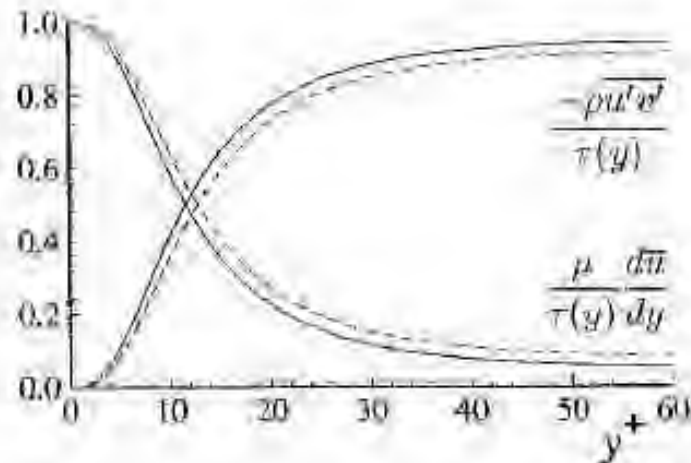


Figure 1.18 : Répartition des contraintes de cisaillement et turbulentes (normalisées par la contrainte totale, $\tau(y)$) dans le cas d'un écoulement dans un canal. Lignes continues, $Re = 13750$; lignes discontinues, $Re = 5600$ (Moser, Kim, & Mansour, 1999)

Le tenseur de Reynolds fait donc apparaître six termes supplémentaires $\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}, \overline{u'v'}, \overline{u'w'}$ et $\overline{v'w'}$ s'ajoutant aux variables habituelles u, v, w et P . Il y a donc dix inconnues pour quatre équations. La décomposition de Reynolds a permis d'écrire un certain nombre d'équations pour les inconnues du problème. Cependant, on introduit à chaque étape des inconnues supplémentaires. Il s'agit alors de fermer le problème en introduisant des modèles pour les inconnues supplémentaires.

La simulation numérique sur la base des équations moyennées (Reynolds Averaged Navier-Stokes ou RANS) s'est avérée, jusqu'à aujourd'hui, indispensable pour la grande majorité des problèmes industriels.

On distingue généralement deux grandes classes de modèles :

- les modèles à viscosité turbulente (modèles du premier ordre) basés sur l'hypothèse de Boussinesq qui consiste à modéliser directement les tensions de Reynolds à l'aide d'une viscosité effective ;
- les modèles du second ordre : les tensions de Reynolds sont calculées par résolution d'équations supplémentaires, la modélisation portant sur les moments d'ordre supérieur.

Pour les modèles du premier ordre, on introduit la classification suivante selon le nombre d'équations d'évolutions supplémentaires du modèle :

- modèle à 0 équation ou modèle algébrique (longueur de mélange),
- modèle à 1 équation (k , énergie cinétique turbulente),
- modèle à 2 équations ($k - l$, $k - \epsilon$, $k - \omega$, ...).

On ne présentera ici que les modèles à viscosité turbulente.

1.3.2.3.1 Modèles à viscosité turbulente

L'approche de la modélisation statistique de la turbulence nécessite la fermeture du système d'équations régissant le mouvement moyen. Généralement, les méthodes de fermeture sont classées en fonction du nombre d'équations supplémentaires à résoudre. La stratégie adoptée par les modèles du premier ordre repose sur le concept de viscosité turbulente présenté par Boussinesq en 1877 (Boussinesq, 1877). Ce concept est basé sur l'observation que le transfert de la quantité de mouvement dans un écoulement turbulent est fortement dominé par le mélange des grosses structures. Cette viscosité est notée μ_t et relie linéairement le tenseur de Reynolds à l'écoulement moyen :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \overline{k} \delta_{ij} \quad (1-18)$$

Où \overline{k} est l'énergie cinétique turbulente :

$$\overline{k} = \frac{1}{2} \overline{u'_k u'_k} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (1-19)$$

Et δ_{ij} est le symbole de Kronecker où $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$

La relation (1-18) repose sur des hypothèses simplificatrices relatives à l'écoulement et sa turbulence.

- l'instantanéité de la réponse de la turbulence à une variation du champ moyen, c'est à dire la non prise en compte de l'histoire de la déformation et de la turbulence ;
- la localité, la turbulence étant influencée que par son voisinage immédiat,
- la faible inhomogénéité ;
- la linéarité de cette loi de comportement entraînant une surestimation de la production de la turbulence. La trop forte diffusivité turbulente est ainsi à l'origine de la dissipation anticipée des structures turbulentes.

Ce dernier point est probablement celui qui fait le plus défaut à cette approche. En effet, la relation (1-18) est bien adaptée à la reproduction des composantes de cisaillement $\overline{u'v'}$, et $\overline{v'w'}$ qui sont produites respectivement par le cisaillement dû au sillage et à la couche limite. En revanche, elle est incapable de distinguer les trois composantes diagonales, prédisant tout simplement $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} = \frac{2}{3} k$. On comprendra mieux que les modèles du premier ordre ne puissent marcher dans toutes les situations.

La viscosité turbulente est déterminée par :

$$\mu_t = \rho u_t l \quad (1-20)$$

Où u_t et l représentent respectivement une vitesse et une longueur caractéristique de la turbulence locale. Ainsi, le point clé des modèles de turbulence est d'estimer ces deux échelles de la turbulence afin d'approcher au mieux la valeur de μ_t . Le modèle de turbulence sera d'autant plus complexe qu'il cherchera à se rapprocher au plus près de la réalité, à savoir tenir compte des effets de la convection, de la production et de la dissipation de la turbulence le long de l'écoulement.

Modèles de fermeture à une équation de transport

Les modèles de fermeture à une équation de transport reposent sur l'hypothèse de Boussinesq, et permettent d'ôter le problème d'une viscosité turbulente nulle au milieu d'une couche de mélange. Dans ce modèle la viscosité turbulente est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie cinétique turbulente (Kolmogorov A. , 1940) :

$$\mu_t = C_k \rho l \sqrt{\bar{k}} \quad (1-21)$$

Cette approche est ainsi basée sur la détermination en tout point de l'écoulement de l'énergie cinétique turbulente :

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\rho}{2} \overline{u'_j u'_i u'_i} + \overline{P' u'_j} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \mu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \quad (1-22)$$

Le terme de gauche représente la variation totale de l'énergie cinétique turbulente et est équilibré par (termes de gauche à droite) :

- la diffusion visqueuse de l'énergie cinétique turbulente par la viscosité,
- la diffusion de l'énergie cinétique turbulente par effet des fluctuations de vitesse et de pression,
- l'interaction avec l'écoulement moyen. Cette énergie, cédée par l'écoulement moyen, est appelée terme de production et noté P_k ,
- le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente sous forme de chaleur, noté $\bar{\epsilon}$, terme puits dans l'équation de k , il conduit donc toujours à la décroissance de l'énergie fluctuante.

Le terme de diffusion est modélisé, par un terme de diffusion par gradient :

$$-\left(\frac{\rho}{2} \overline{u'_j u'_i u'_i} + \overline{P' u'_j} \right) = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \quad (1-23)$$

où μ_T est la viscosité turbulente et σ_k le nombre de Prandtl turbulent. De la même manière, le terme de production est modélisé à partir de la définition de la viscosité turbulente (1-18) :

$$P_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (1-24)$$

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente est écrite à partir d'une analogie avec l'équation de transport de l'énergie cinétique (approche phénoménologique). On cherche donc à équilibrer le transport du taux de dissipation par un terme de convection, un terme source, un terme puits, de la diffusion visqueuse et turbulente. On peut ainsi écrire :

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \bar{\epsilon} \quad (1-25)$$

Ce modèle dispose finalement de cinq équations pour les cinq fonctions scalaires \bar{u}_i , \bar{p} et \bar{k} . Ce modèle reste incomplet car nécessitant de prescrire l'échelle de longueur en tout point, ce qui reste difficile pour des géométries complexes et des écoulements inhomogènes.

Modèle de fermeture à deux équations de transport

Le modèle de fermeture $k - \epsilon$ présenté par W.P. Jones et B.E. Launder en 1974 (Jones & Launder, 1974), est l'un des plus utilisés dans le monde industriel. La viscosité turbulente est donnée par l'expression :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{\bar{k}^2}{\bar{\epsilon}} \quad (1-26)$$

et est donc écrite par combinaison de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation qui lui-même s'écrit :

$$\bar{\epsilon} = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} \quad (1-27)$$

\bar{k} et $\bar{\epsilon}$ sont estimés tous deux par leur équation de transport. Respectivement :

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial \bar{k}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \bar{\epsilon} \\ \rho \left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_i} \right) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_j} \right] + \frac{\bar{\epsilon}}{k} (C_{1\epsilon} P_k - C_{2\epsilon} \rho \bar{\epsilon}) \end{aligned} \quad (1-28)$$

$C_{1\epsilon}$ et $C_{2\epsilon}$ sont des constantes. σ_k et σ_ϵ sont les nombres de Prandtl, respectivement pour k et ϵ . Les constantes impliquées dans ce modèle, ont été déterminées dans les configurations de référence suivantes :

Tableau 1.2 : Coefficients du modèle standard $k - \epsilon$ (Launder & Spalding, 1974)

$C_\mu = 0,09$	loi logarithmique en paroi
$C_{1\epsilon} = 1,44$	déformation ou cisaillement uniforme
$C_{2\epsilon} = 1,92$	décroissance turbulente isotrope
$\sigma_\epsilon = 1$	comparaison avec expérience jet-sillage
$\sigma_k = 1,3$	comparaison avec expérience jet-sillage

Il s'avère être un des modèles les plus répandus dans les applications pratiques à l'usage de l'ingénieur (écoulements dans des conduites par exemple). Utilisé en dehors d'écoulements cisailés simples pour lesquels il fut initialement conçu, il conduit à des résultats qui, sans être toujours quantitativement corrects, restent le plus souvent qualitativement représentatifs.

Ce modèle est d'autre part basé sur une dépendance locale et surtout linéaire des contraintes turbulentes vis-à-vis du champ moyen. De ce fait, le modèle a tendance à surestimer les contraintes turbulentes (en leur donnant un aspect diffusif qu'elles n'ont généralement pas) et la viscosité

turbulente dans les zones de fort cisaillement (couche limite, couche de mélange). D'autre part, cette linéarité fait que ce modèle n'a quasiment aucune chance de bien reproduire des écoulements complexes, en particulier tridimensionnels.

De plus, l'équation du taux de dissipation est une forme approchée, obtenue à partir d'arguments dont certains sont purement intuitifs. Pour cela, il paraît moins adapté aux écoulements plus complexes (recirculation, anisotropie forte) que le modèle RNG.

Modèle RNG $k - \epsilon$

Le modèle de turbulence RNG $k - \epsilon$ (Choudhury, 1993) est obtenu à partir de l'équation instantanée de Navier-Stokes en utilisant une technique mathématique appelée "groupe de renormalisation" (RNG). Il s'agit donc d'un modèle standard amélioré. Le modèle fait apparaître des constantes différentes de celles du modèle standard $k - \epsilon$:

$$C_\mu = 0,0845; \sigma_k = \sigma_\epsilon = 0,7179; C_{1\epsilon} = 1,42; C_{2\epsilon} = 1,68$$

et des termes supplémentaires dans les équations de transport de k et ϵ . L'élimination de la longueur présente dans ce modèle est effectuée pour décrire le plus fidèlement possible la variation de la viscosité effective en fonction du nombre de Reynolds local. Ceci permet ainsi au modèle une adaptation à des écoulements à faible Reynolds et proches des parois. Le principe de ce modèle est de quantifier les effets des structures turbulentes de petite échelle. Cette approche s'appuie sur l'hypothèse d'universalité des petites échelles (on fait l'hypothèse que, quelle que soit la configuration de l'écoulement, les petites structures se comportent de façon identique.), (Kolmogorov A. N., 1940). Les grosses structures sont conservées mais à la différence de la Simulation des Grandes Echelles qui résout de façon déterministe les équations de Reynolds pour ces échelles, le modèle RNG $k - \epsilon$ introduit deux équations de transport pour k et ϵ similaires au modèle standard.

Ce modèle a pour intérêt majeur d'aboutir à des résultats plus réalistes dans des régions de fort gradient en ne produisant pas de diffusivité excessive ce qui corrige le $k - \epsilon$ standard. Ceci est très important dans les cas où l'écoulement subit des accélérations ou des décélérations importantes (conduite en présence d'un convergent ou d'un divergent) ou lorsqu'il existe des décollements ou des zones de recirculation.

Modèle $k - \omega$

Ce modèle a été proposé par Wilcox en 1988 et repose sur l'utilisation d'une échelle caractéristique des gros tourbillons, $\omega = \frac{\epsilon}{k}$ et sur une hypothèse linéarité entre la viscosité turbulente et le cisaillement du champ moyen. La viscosité turbulente est donnée dans ce cas par la relation suivante :

$$\mu_t = \alpha \frac{k}{\omega} \tag{1-29}$$

où α est un coefficient permettant de diminuer l'influence de la viscosité turbulente en effectuant une correction pour les bas Reynolds. Les équations de transport pour k et ϵ présentées précédemment deviennent :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k \tag{1-30}$$

et

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega \quad (1-31)$$

où G représente la génération d'énergie cinétique turbulente ou de ω , selon l'indice utilisé, due au gradient de vitesse moyenne. Γ_k et Γ_ω représentent la diffusivité effective de k et ω , respectivement. Y_k et Y_ω représentent la dissipation de k et ω par la turbulence.

Ce modèle donne de meilleurs résultats que le modèle $k - \epsilon$ pour des écoulements caractérisés par des gradients de pression adverses en estimant mieux la position des décollements. Par contre, ce modèle est très sensible au niveau de turbulence de l'écoulement externe à la couche limite. Tel quel, ce modèle ne peut pas être utilisé pour des écoulements externes. L'efficacité de ce modèle pour résoudre l'écoulement dans la région proche de la paroi a soulevé l'idée de la combinaison de deux modèles de turbulence, le modèle $k - \omega$ pour résoudre la région affectée par les effets visqueux, et le modèle $k - \epsilon$ pour résoudre l'écoulement dans des régions éloignées des parois. On parle alors de modèles hybrides, tel que le modèle $SST k - \omega$.

Modèle SST $k - \omega$

Le modèle Shear Stress Transport $k - \omega$, proposé par Menter (Menter, 1994) en 1994 est un modèle hybride, c'est à dire utilisant des modèles de turbulence différents pour la région proche paroi et dans le reste de l'écoulement. La transition d'un modèle vers l'autre se fait progressivement. L'approche $k - \omega$ est utilisée pour prédire l'écoulement dans la région affectée par la viscosité alors que l'approche $k - \epsilon$ est utilisée pour l'autre partie de l'écoulement. Une fonction permet d'assurer la transition continue d'un modèle à l'autre.

Les équations de transport du modèle $SST k - \omega$ sont similaires aux équations (1-30) et (1-31) utilisées par le modèle $k - \omega$ standard. Ce modèle est particulièrement satisfaisant (tout au moins en écoulement isotherme) près des zones de séparation.

1.3.2.3.2 Modélisation instationnaire URANS

Dans certaines configurations industrielles d'écoulement, il est très important de connaître l'évolution temporelle du champ de vitesse. Seules les méthodes déterministe et semi-déterministe sont adaptées à l'obtention de cette information, alors que la méthode statistique par essence ne l'est pas. En effet, le champ résolu correspond à la moyenne temporelle par ergodicité². Le champ résolu ne contient donc aucune information temporelle, et aucune information instationnaire n'est disponible.

Malgré cela, certaines méthodes ont été mises en place depuis les années 1990 et sont basées sur la modification du modèle RANS sur des bases plus ou moins empiriques afin de résoudre les instationnarités à grande échelle. Parmi l'ensemble des méthodes disponibles, la méthode URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes) s'est répandue avec succès dans le monde industriel. Cette méthode consiste à résoudre les équations d'un modèle RANS classique en conservant un terme instationnaire en $\partial / \partial t$ (1-17) sans modification des constantes impliquées dans les modèles. Cependant, ce terme doit tendre vers zéro dans le cas d'un écoulement statistiquement stationnaire. Or, des simulations URANS ont montré leurs capacités à capturer des structures cohérentes à grande échelle dans diverses configurations d'écoulement. L'approche URANS permet de résoudre les instationnarités de l'écoulement qui se produisent sur des échelles de temps plus

² L'hypothèse d'ergodicité suppose que l'opérateur de moyenne statistique est équivalent à un opérateur de moyenne temporelle.

importantes que celles mises en jeu dans la turbulence (Figure 1.19). L'approche URANS permet de résoudre des phénomènes instationnaires dont la fréquence propre est clairement séparée des fréquences de l'agitation turbulente.

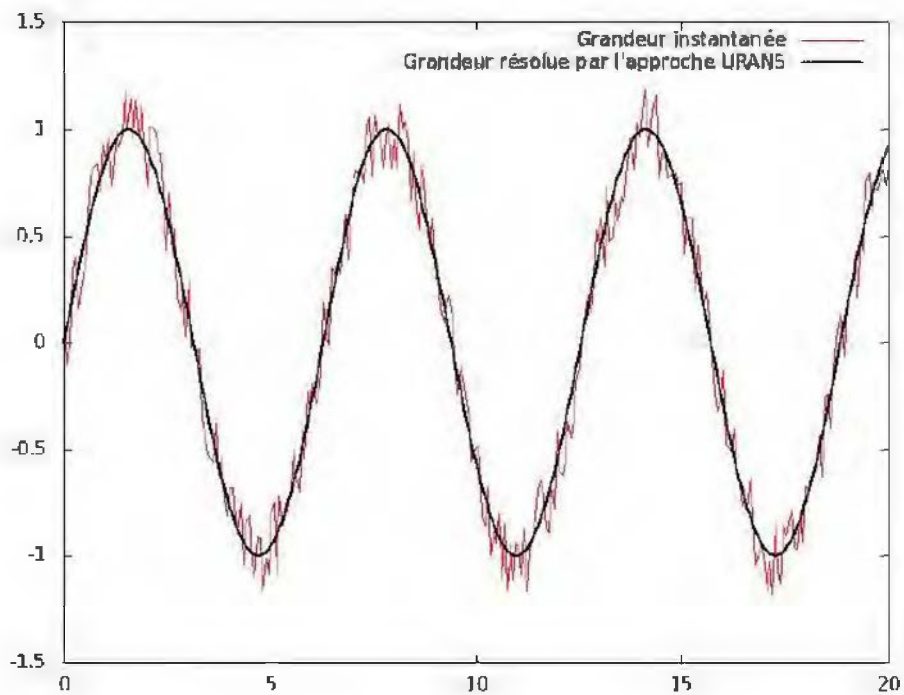


Figure 1.19 : Grandeur instantanée et résolue par l'approche URANS

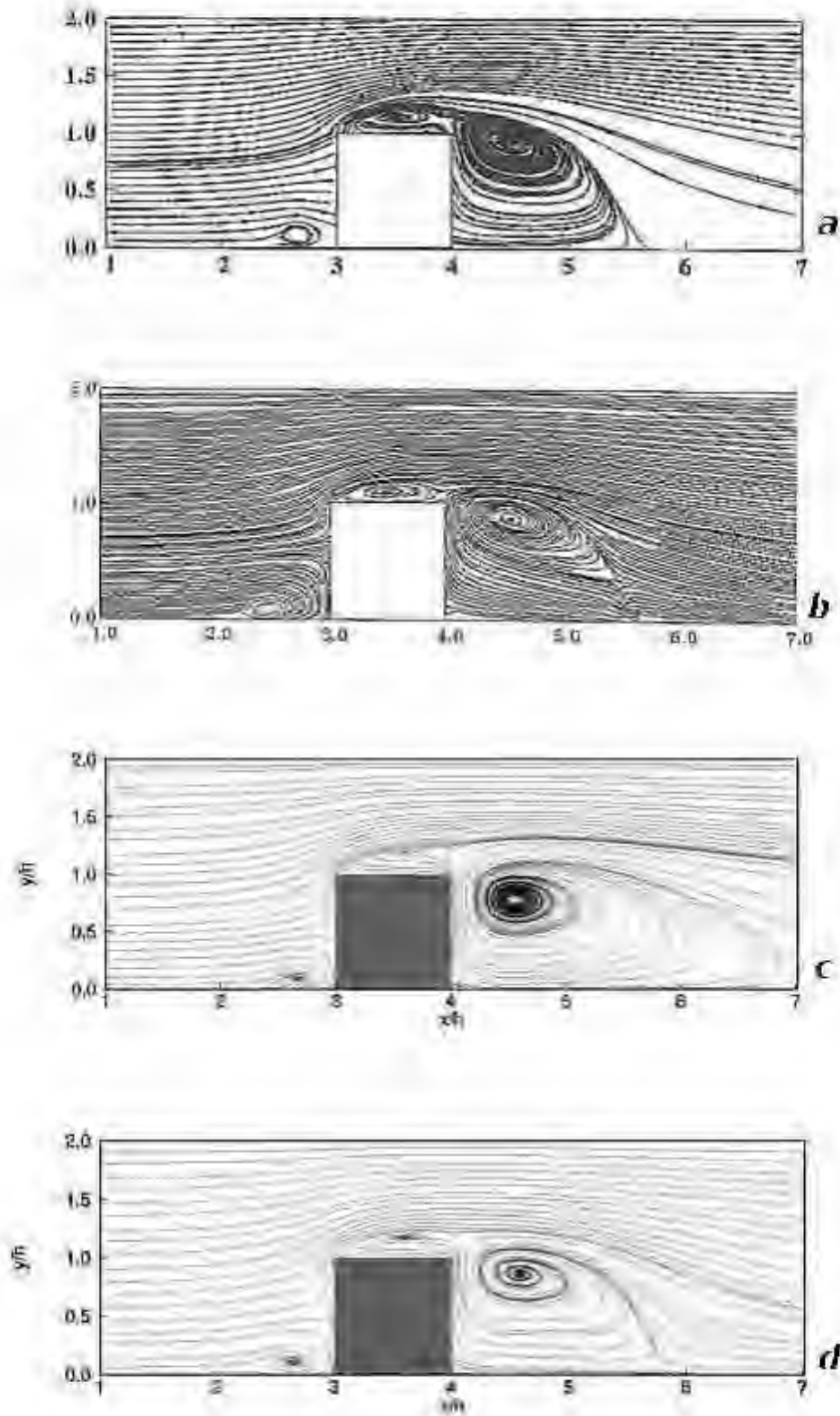


Figure 1.20 : Lignes de courant dans le cas d'un écoulement au passage d'un cube ($Re_h = 40\,000$) (Laccarino, Ooi, Durbin, & Behnia, 2003); a) données expérimentales (Hussein & Martinuzzi, 1996); b) LES (Shah, 1998); c) RANS en régime permanent (Laccarino, Ooi, Durbin, & Behnia, 2003); d) moyenne temporelle d'un RANS instationnaire (Laccarino, Ooi, Durbin, & Behnia, 2003)

Dans le cas où l'on s'intéresse au champ aérodynamique moyen (dans le temps) d'un écoulement caractérisé par une génération suivie d'une convection d'instabilités, il est préférable de résoudre le problème de façon instationnaire. Les résultats obtenus sont plus proches des valeurs expérimentales. Ceci est le cas par exemple d'un écoulement au passage d'un cube posé sur une

paroi. Une résolution en régime stationnaire entraîne une sous-estimation du coefficient de traînée et une surestimation de la région de recirculation dans le sillage de l'obstacle (Figure 1.20).

Etant donné que l'URANS requiert moins de ressources de calcul que la Simulation des Grandes Echelles et la DNS et qu'il est capable de donner des informations intéressantes dans plusieurs domaines d'application, comme par exemple la convection naturelle et mixte (Hanjalic, Kenjeres, & Durst, 1996), l'énergétique (Benhamadouche & Laurence, 2003), l'étude de compresseur (Gourdain, Burguburu, & Leboeuf, 2005), (Niazi, 2000), des sillages (Laccarino, Ooi, Durbin, & Behnia, 2003), des marches descendantes (Dejoan, Jang, & Leschziner, 2005), (Fadai-Ghotbi, 2007), il est largement utilisé et joue un rôle important dans l'industrie.

Cependant, dans les cas d'écoulements fortement décollés, comme dans le cas des sillages de cylindres, l'URANS ne permet pas d'obtenir les caractéristiques de l'écoulement dans la direction transverse à l'écoulement principal (Spalart P., 2009).

1.4 Jets plans turbulents

On présente, dans cette partie la structure des jets plans turbulents, libres, pariétaux et impactant. On explicite également les relations de décroissance de la vitesse moyenne axiale de ces jets.

Le jet est un écoulement de fluide produit par une source continue issue d'une buse de forme variable qui débouche dans un milieu ambiant libre ou confiné et qui peut être animé d'une vitesse inférieure ou supérieure à celle du jet en sortie de buse.

Les jets plans font partie de la famille des écoulements cisailés libres selon la classification classique des écoulements turbulents proposée par (Chassaing, 2000). On parle de jet plan lorsque celui-ci est issu d'un orifice de forme rectangulaire dont le rapport de forme longueur/largeur est très grand. L'épanouissement transversal du jet sera négligé pour un rapport de forme $\alpha \geq 20$ et l'écoulement pourra être considéré bidimensionnel en moyenne (Rajaratnam, 1976): les valeurs moyennes de l'écoulement obtenues dans un plan donné sont identiques dans tous les autres plans parallèles. Un jet non-confiné issu d'une buse dont le rapport d'aspect géométrique est inférieur à 20 perdra progressivement son aspect bidimensionnel. On parle de jet noyé ou immergé lorsque celui-ci débouche dans un milieu ambiant constitué du même fluide que le jet. Un jet est dit 'libre' (Figure 1.21) lorsqu'il se développe loin des parois, ce qui signifie que les conditions limites sont théoriquement repoussées à l'infini. La Figure 1.22 présente des visualisations par tomographie laser d'un jet plan libre et d'un jet plan en présence d'un impact sur une paroi. Un jet pariétal est un écoulement qui s'effectue tangentiellement à une surface plane.

On s'intéressera dans cette partie à la structure d'un jet plan turbulent ainsi qu'aux lois d'évolution décrivant la décroissance de la vitesse longitudinale dans l'axe du jet dans le cas du jet libre et du jet pariétal.

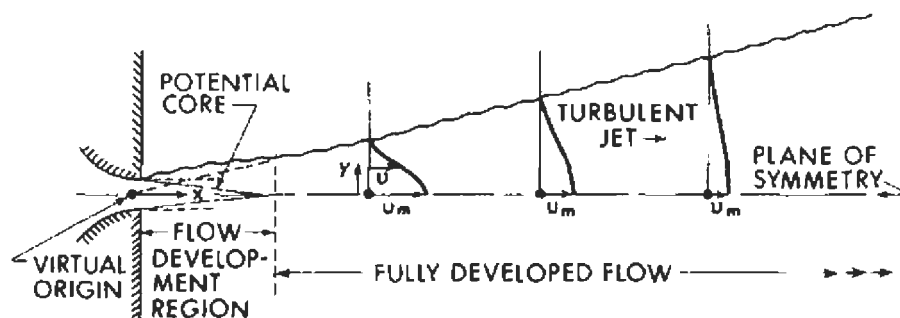


Figure 1.21 : Représentation schématique d'un jet plan libre turbulent (Rajaratnam, 1976)

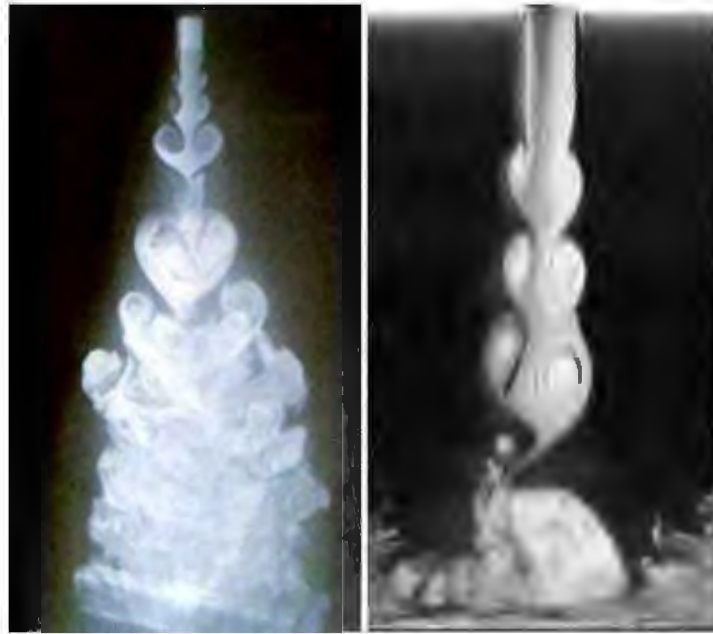


Figure 1.22 : Visualisation par tomographie laser de jets plans : (à gauche) jet libre : $Re = 1700$ (Meyer, 1989); (à droite) jet en impact, $Re = 1300$ (Maurel , 2001)

1.4.1 Structure des jets plans turbulents

La Figure 1.23 montre une visualisation de la structure d'un jet plan et une représentation schématique de son écoulement moyen. Le jet plan est issu d'une buse de grande longueur L devant sa largeur h débitant avec une vitesse U_0 dans un milieu ambiant immobile. La direction longitudinale x est la direction de l'épanouissement du jet, la direction latérale y est normale au plan de symétrie et la direction z est la direction de l'envergure. L'épanouissement transversal (suivant z) du jet est négligeable et l'écoulement est strictement bidimensionnel en moyenne dans le plan $x\hat{O}y$. Le jet présente un plan de symétrie $x\hat{O}z$. Le nombre de Reynolds du jet, basé sur la vitesse moyenne sur l'axe en sortie de buse U_0 et sur la largeur de la buse h , est défini comme suit :

$$Re_h = \frac{U_0 h}{\nu} \quad (1-32)$$

ν étant la viscosité cinématique du fluide.

U_m est introduite comme étant la composante longitudinale de la vitesse moyenne sur l'axe du jet telle que : $U_m = \langle u(x,0) \rangle$. L'épanouissement (l'expansion longitudinale) du jet est accompagné d'une diminution progressive de la vitesse axiale U_m en fonction de la distance à l'injection. Cette diminution de la vitesse résulte du cisaillement induit par le gradient de vitesse qui existe entre le jet lui-même et le milieu ambiant. Ceci provoque l'entraînement du fluide environnant dans le jet. Il est souvent difficile de quantifier et de visualiser l'expansion latérale (suivant y) du jet, celle-ci n'ayant pas de frontière physique bien déterminée. Pour cela, la demi-largeur b_u du jet est introduite ; elle est définie par l'évolution axiale de la position du point où la composante longitudinale est égale à la moitié de la vitesse axiale U_m comme suit :

$$\langle u(x, b_u) \rangle = \frac{1}{2} \langle u(x, 0) \rangle = \frac{1}{2} U_m(x) \quad (1-33)$$

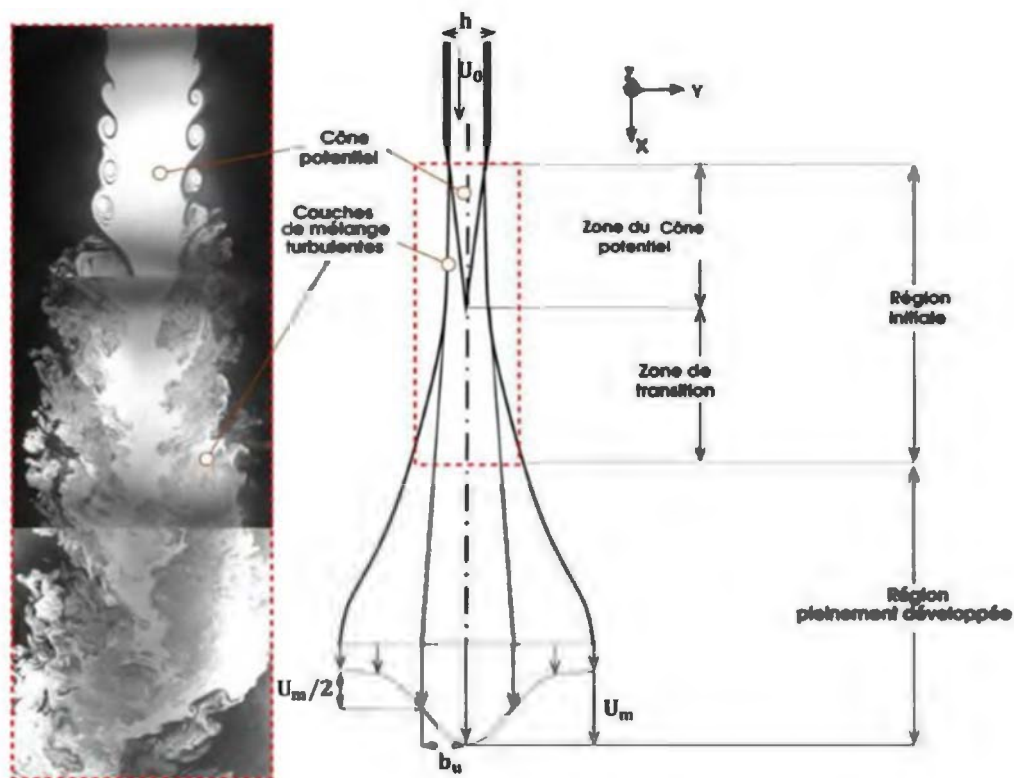


Figure 1.23 : Visualisation de la structure d'un jet plan et représentation schématique de son écoulement moyen (Youssef, 2012)

L'écoulement d'un jet libre plan est composé de trois zones caractéristiques successives :

- zone du cône potentiel,
- zone de transition,
- zone développée d'évolution auto-similaire.

La zone du cône potentiel des jets subsoniques définie par $0 \leq x \leq X_c$ (cf. Figure 1.24) se partage en deux parties : la zone de noyau potentiel et la zone de mélange qui entoure le noyau potentiel.

La région du noyau potentiel (sous forme de secteur angulaire) est théoriquement caractérisée par une vitesse du jet identique à 1% près à la vitesse axiale en sortie de buse U_0 .

D'après (Sunyach & Mathieu, 1969), la vitesse doit vérifier $0,9975 \leq \frac{U}{U_0} \leq 1$. La composante latérale de la vitesse moyenne est proche de zéro : $\frac{V(x,y)}{U_0} \sim 0$.

Ce noyau est caractérisé par l'absence de cisaillement : il en résulte qu'aucun mélange ne se produit dans cette partie du jet. Le noyau potentiel est entouré par une région de mélange dû au cisaillement induit par le jet en mouvement et le fluide environnant, cette zone prend fin lorsque les couches de mélange se rejoignent sur l'axe du jet à $x = X_c$.

La longueur du cône potentiel est généralement constante quel que soit le régime de l'écoulement. Cependant, plusieurs études ont montré que cette longueur est comprise entre $4h$ et $6h$ et qu'elle dépend des conditions initiales d'injection (profil initial de vitesse, turbulence en entrée, type d'injection) ; (Lepicovsky, 1986) obtient une valeur de $4h$ pour la longueur du cône potentiel alors

que (Hussain & Thompson, 1980) et (Antonia & Zhao, 2001) mesurent une longueur de $5h$ tandis que (Beltaos & Rajaratnam, 1973) et (Thomas & Goldschmidt, 1986) obtiennent une valeur de $6h$.

La longueur du cône potentiel est influencée par l'intensité de turbulence en sortie de buse ; une augmentation de l'intensité de turbulence entraîne une diminution de cette longueur et un taux de turbulence supérieur à 20% devrait supprimer la présence du noyau potentiel (Awbi, 1991).

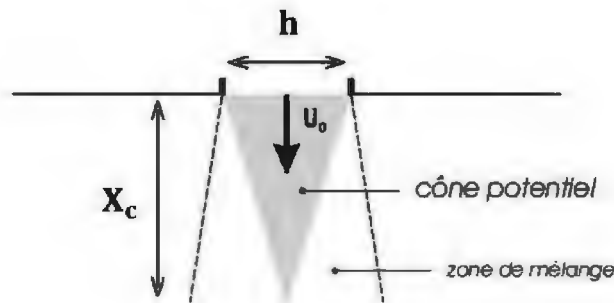


Figure 1.24 : Représentation schématique du cône potentiel

La zone du cône potentiel constitue, avec la zone de transition, une partie appelée zone initiale (Figure 1.23). La zone de transition est identifiée par l'apparition de structures tourbillonnaires liées au regroupement de deux couches de mélange situées de part et d'autre de l'axe de symétrie du jet.

On y observe la décroissance de la vitesse axiale et l'épaississement du jet. Les grandes contraintes de cisaillement à la frontière du jet génèrent également de la turbulence et permettent l'entraînement du fluide ambiant et par conséquent le mélange. C'est dans cette zone que les tourbillons primaires de Kelvin-Helmholtz évoluent, et que les effets tridimensionnels de l'écoulement commencent à apparaître. Cette zone prend fin lorsqu'un état de turbulence pleinement développée apparaît pour l'écoulement de type jet plan. C'est donc une zone de transition entre deux types d'écoulement (couche de mélange et jet) dans laquelle les caractéristiques de la turbulence sont fortement modifiées avec beaucoup d'intermittence, une forte croissance de l'énergie cinétique turbulente et une modification profonde de sa répartition en échelle. Dans la région initiale, région d'établissement de l'écoulement, le comportement de l'écoulement ne présente pas encore une similitude de type jet.

La zone développée est caractérisée par un écoulement turbulent pleinement développé ainsi que par l'affinité des profils de la vitesse moyenne. Dans cette zone pleinement établie, l'écoulement contient un spectre continu d'échelles tourbillonnaires où les grands tourbillons interagissent avec les petites structures d'où la prépondérance de la diffusion turbulente. Des caractéristiques comme le taux d'expansion ou la forme de la décroissance de la vitesse sur l'axe du jet se révèlent pratiquement indépendantes du nombre de Reynolds.

1.4.2 Décroissance des jets plans libres turbulents

Dans la région pleinement développée, le comportement du jet plan ne dépend plus des conditions particulières qui l'ont engendré, mais seulement de la vitesse d'entraînement et de la quantité de mouvement à la source du jet. La région pleinement développée se caractérise par l'épanouissement du jet plan dans la direction latérale (suivant y). Quelles que soient les conditions initiales du jet en sortie, et notamment la forme du profil de vitesse, le mélange turbulent de la quantité de mouvement conduit à une forme proche d'une distribution gaussienne du profil de vitesse moyenne. Son élargissement progressif s'accompagne de la diminution de la vitesse moyenne sur l'axe du jet dans la direction longitudinale (suivant x). Ce comportement est piloté

par la conservation de la quantité de mouvement du jet et par le phénomène d'entraînement (dû à la viscosité du fluide) du fluide environnant, tous deux conduisant à l'augmentation du débit volumique du jet le long de son épanouissement.

Dans cette partie, on s'intéresse à l'évolution de la composante longitudinale de la vitesse moyenne sur l'axe de symétrie du jet. (Awbi, 1991) propose de représenter la décroissance de la vitesse axiale sous la forme d'une loi de puissance :

$$\frac{U_m}{U_0} \sim \frac{1}{x^n} \quad (1-34)$$

La puissance n dépend de la forme de la buse, notamment de son rapport de forme géométrique $\alpha = L/h$.

La Figure 1.25 représente l'évolution de la puissance n en fonction du rapport de forme α . Pour des buses dont le rapport de forme est proche de l'unité (buses carrées), la décroissance de la vitesse axiale du jet est proportionnelle à $\frac{1}{x}$. Puis n décroît jusqu'à une valeur minimum de 0,33 obtenue pour $\alpha = 10$. Pour des rapports de formes supérieurs à 20, donc pour des jets plans bidimensionnels, la puissance n atteint une valeur de $\frac{1}{2}$. La vitesse longitudinale sur l'axe de symétrie du jet s'écrit donc (Rajaratnam, 1976):

$$\frac{U_m(x)}{U_0} \sim \frac{C_1}{\sqrt{\frac{x-x_0}{h}}} \quad (1-35)$$

Où C_1 est une constante empirique et x_0/h est l'origine fictive qui, pour des raisons pratiques est fixée à 0.

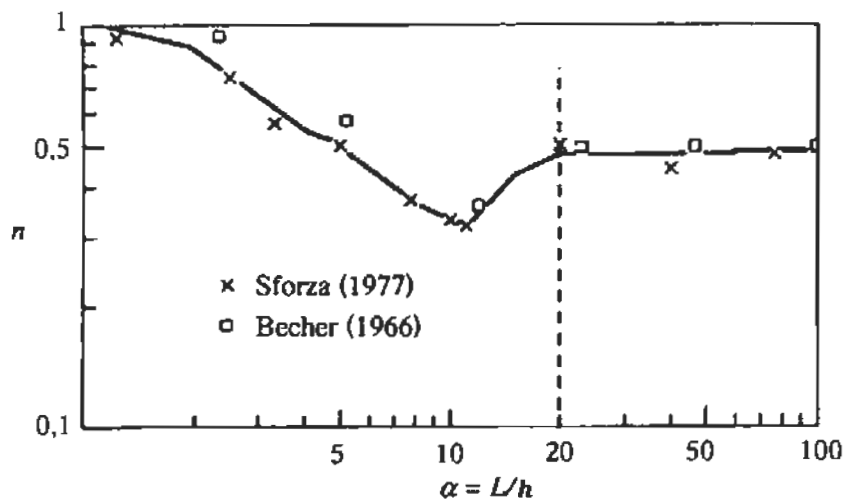


Figure 1.25 : Evolution du coefficient de décroissance n de la vitesse axiale en fonction du rapport de forme α (Awbi, 1991)

Plusieurs auteurs (Namer & Otugen, 1988), (Ribault, Sarkar, & Stankey, 1999) se sont intéressés à la détermination de la constante C_1 qui dépend très fortement des conditions initiales et des conditions aux limites de chaque étude, notamment du nombre de Reynolds du jet. Selon les spécificités de chaque étude, C_1 a été estimée entre 1,92 et 2,99. (Maurel, 2001) et (Guyonnaud)

proposent de fixer la valeur de C_1 respectivement à 2,37 et 2,50. Rajaratnam (Rajaratnam, 1976) obtenait $3,12 \leq C_1 \leq 3,78$.

Ce même auteur a proposé, pour les jets plans libres turbulents, une loi d'évolution de la vitesse axiale du jet comme suit :

$$\frac{U_m(x)}{U_0} \sim \frac{3,50}{\sqrt{\frac{x}{h}}} \quad (1-36)$$

La même loi de décroissance de la vitesse axiale est proposée par (Rajaratnam & Subramanya, 1967) pour un jet plan pariétal turbulent (cf. Figure 1.26) pour $\frac{x}{h} \geq 100$.

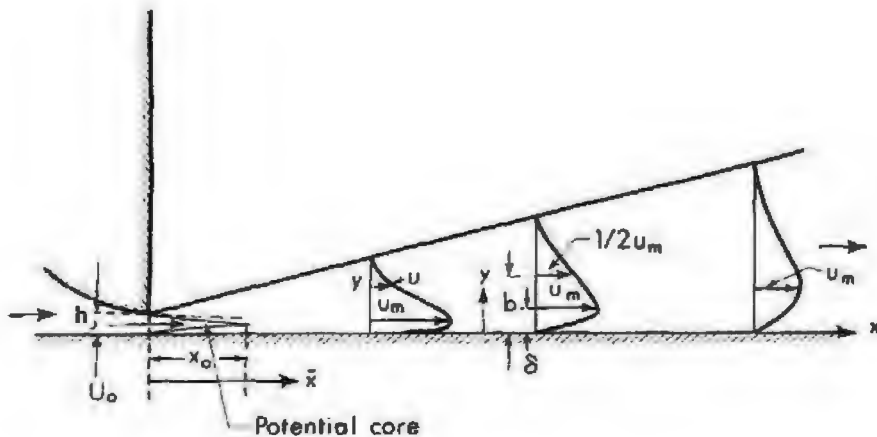


Figure 1.26 - Représentation schématique d'un jet plan pariétal turbulent (Rajaratnam, 1976).

1.4.3 Décroissance des jets plans turbulents impactant

Certaines configurations ou installations présentent un impact du jet, généralement lorsqu'une plaque plane située dans le plan orthogonal fait obstacle à l'écoulement du jet libre. La Figure 1.27 illustre un jet plan impactant issu d'une buse rectangulaire (de longueur L et de largeur h) débitant avec une vitesse U_0 dans un milieu ambiant immobile. On introduit la demi-largeur de la buse b définie par $b = h/2$ et la hauteur d'impact H qui représente la distance entre la sortie de buse et l'impact.

L'écoulement du jet plan impactant est décomposé en quatre zones successives ; une zone de cône potentiel, une zone de transition, une zone pleinement développée et d'une zone d'impact. Les caractéristiques des trois premières zones sont détaillées dans la section 1.4.1 ci-avant.

Par ailleurs, la zone d'impact est caractérisée par la diminution rapide de la vitesse axiale et par une augmentation de l'intensité turbulente. Des changements de directions brusques apparaissent entraînant la formation de jets de paroi qui se développent de part et d'autre de l'axe de symétrie du jet.

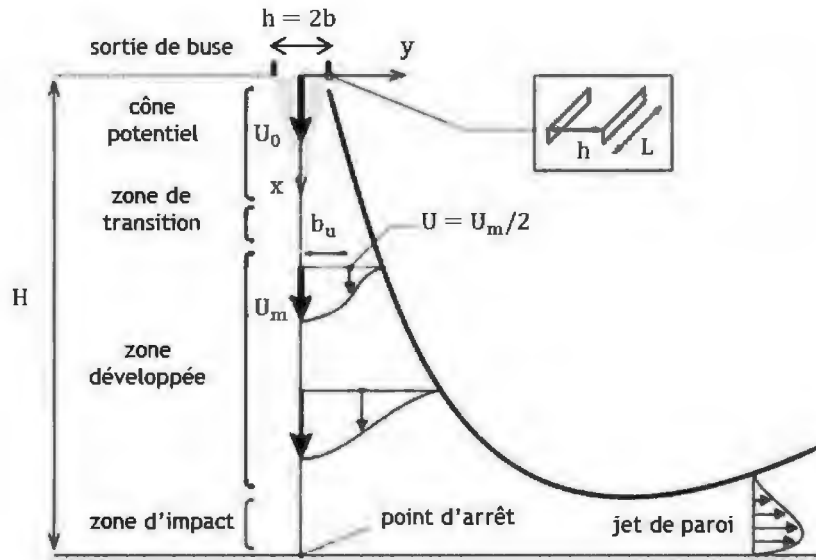


Figure 1.27 : structure du jet plan turbulent impactant une paroi

Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'évolution de la vitesse axiale U_m dans la zone développée (avant l'impact) du jet impactant. Beltaos et Rajaratnam (Beltaos & Rajaratnam, 1973) ont étudié le jet en impact avec un rapport H/h tel que $31 \leq H/h \leq 67,5$ et pour des nombres de Reynolds compris entre 5270 et 9400. Ils proposent, en utilisant les résultats d'Abramovich (Abramovich, 1963), une formulation analytique de la décroissance de la vitesse moyenne axiale U_m et de l'évolution de la demi largeur b_u pour $0,2 \leq x/H \leq 0,65$:

$$\frac{U_m(x)}{U_0} \sqrt{\frac{H}{h}} = 2,5 \left(\frac{x}{H}\right)^{-1/2} \quad (1-37)$$

$$\frac{b_u(x)}{H} = 0,10 \left(\frac{x}{H} + 0,15\right) \quad (1-38)$$

L'influence du rapport H/h sur l'évolution de la demi-largeur b_u du jet plan impactant a été étudiée par (Maurel, 2001) pour un nombre de Reynolds fixé à 27000 et $H/h = 5 ; 15 ; 25 ; 50$ (Figure 1.28). On constate que la demi-largeur du jet b_u augmente avec le rapport H/h .

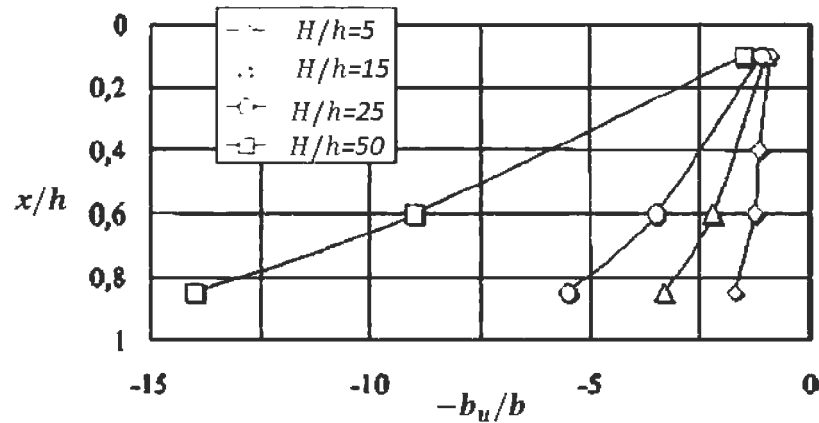


Figure 1.28 : influence du rapport H/h sur l'évolution de la demi-largeur du jet b_u - $Re = 27000$ (Maurel , 2001)

1.5 Conclusion

Il est important de noter qu'il n'a pas encore été identifié dans la littérature des travaux de recherche directement liés au problème de rétrodiffusion aux petites ouvertures rencontrées dans les sas de chantier. Le peu d'études expérimentales réalisées jusqu'ici portent sur l'efficacité de confinement au niveau des grandes ouvertures d'enceintes de confinement spécifiques (sorbonnes, hottes et boîtes à gants), restreintes à des conditions opératoires propres à ce type d'enceintes. Ces études ne sont en aucun cas généralisables à tout type d'ouverture et encore moins aux sas de chantier.

Par ailleurs, il convient de souligner qu'aucune étude numérique n'a été développée dans le cadre des phénomènes de rétrodiffusion, compte tenu du caractère fortement instationnaire des inversions locales de l'écoulement au niveau de l'ouverture, et du manque de validation des modèles de turbulence pour ces écoulements. Cependant, il existe de nombreuses études, notamment numériques, sur les écoulements fortement décollés présentant des géométries (marche descendante, obstacle, corps non profilé) similaires aux géométries des ouvertures pouvant être rencontrées dans les sas de chantier, comme les écoulements en aval de corps non profilés (Ruderich & Fernholz, 1986) (Figure 1.29), (Siller & Fernholz, 2001) ou autour d'obstacles non profilés (Yu & Kareem, 1998) (Figure 1.30).

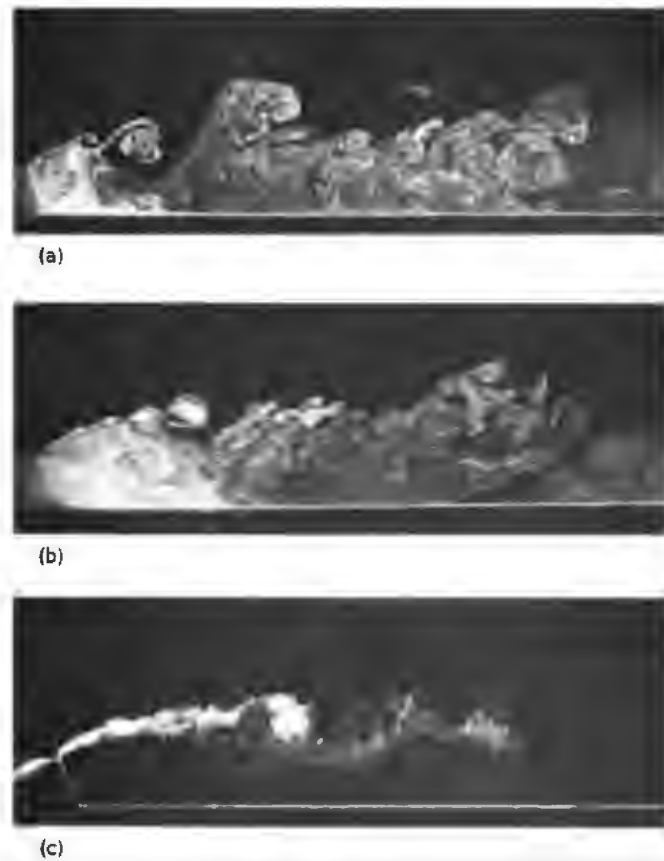


Figure 1.29 : visualisations par fumée d'un écoulement en aval d'une plaque fine non profilée ; a) $Re = 1,5 \times 10^3$; b) $Re = 2,2 \times 10^3$; c) $Re = 2,1 \times 10^4$ (Ruderich & Fernholz, 1986)

La structure de ces écoulements fortement décollés pourrait s'apparenter à l'écoulement lié aux phénomènes de la rétrodiffusion. De ce fait, les approches et méthodes, notamment numériques, utilisées pour visualiser et décrire ces écoulements pourraient inspirer notre étude. Toutefois, tous ces écoulements sont caractérisés par le décollement en aval de l'obstacle. Le cas de figure étudié dans notre cas est un peu plus complexe ; le détachement, dans le cas de la rétrodiffusion, se produit en amont de l'obstacle (l'ouverture dans notre cas).

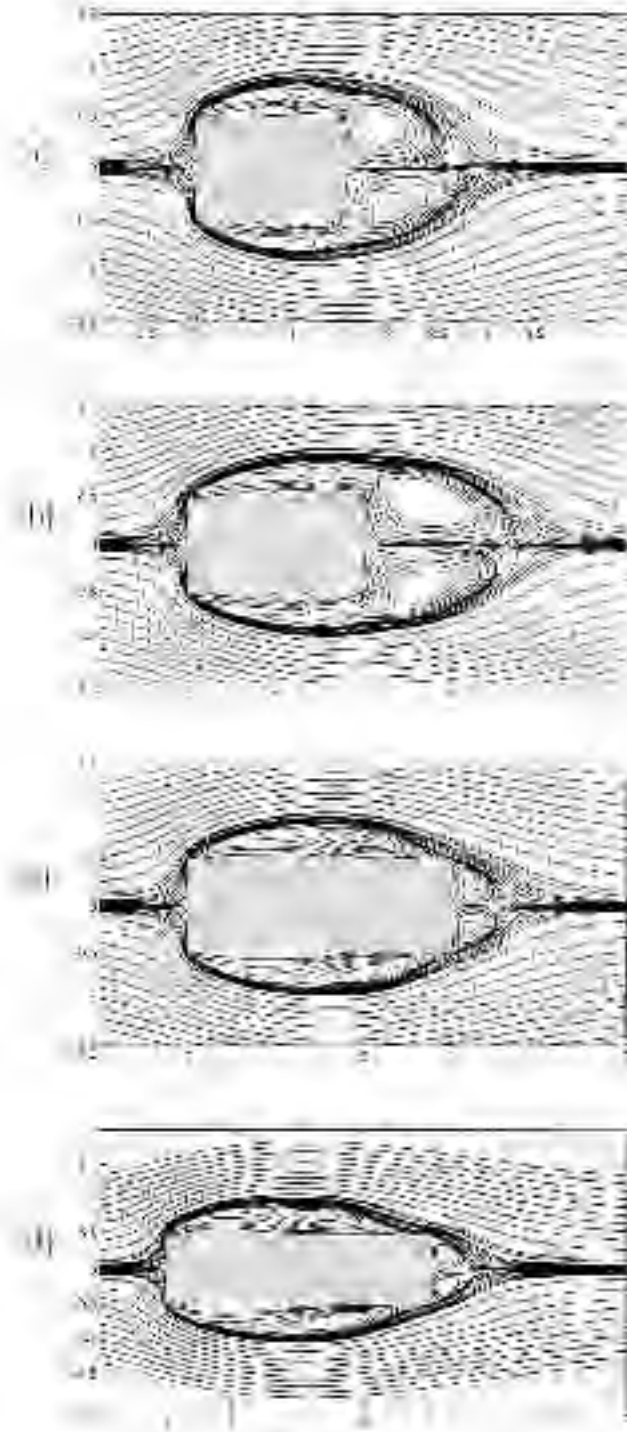


Figure 1.30 : lignes de courant de l'écoulement moyen autour d'un obstacle rectangulaire, calcul LES $Re = 10^5$ - influence du rapport de forme du rectangle ; a) 1 : 1,5 ; b) 1 : 2 ; c) 1 : 3 ; d) 1 : 4 (Yu & Kareem, 1998)

2 Etudes numériques et expérimentales préliminaires

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats des études numériques et expérimentales préliminaires. L'objectif de ces études est d'une part d'identifier les configurations et scénarios pouvant reproduire le phénomène de rétrodiffusion aux ouvertures et, d'autre part d'identifier les méthodes numériques de modélisation de la turbulence capables de reproduire ce phénomène. Ces études nous permettront, in-fine, de dimensionner un banc expérimental final correspondant aux configurations de perturbations retenues.

Trois approches différentes, tendant à appréhender le phénomène de rétrodiffusion, sont étudiées dans ce chapitre. Dans un premier temps, une approche numérique est conduite sur une géométrie 2D simplifiée, afin d'observer les effets d'une perturbation aéroulque interne, sous la forme d'un écoulement additionnel transverse à l'écoulement entrant à l'ouverture. Cette approche est conduite en confrontant des résultats de simulations URANS et DNS obtenus respectivement avec le code commercial ANSYS-CFX et le code de recherche JADIM. Dans un second temps, des approches tridimensionnelles expérimentale et numérique sont menées sur une enceinte expérimentale de $0,4 \text{ m}^3$. La perturbation étudiée est aussi de nature aéroulque et interne à l'enceinte, mais la direction de l'écoulement au niveau de l'ouverture a été choisie majoritairement à contre-courant de l'écoulement entrant. Des visualisations qualitatives de la rétrodiffusion sont réalisées par tomographie laser sur des plans de mesure à l'ouverture et des simulations URANS permettant de caractériser les écoulements à proximité de l'ouverture. Enfin, afin de pouvoir étudier ces écoulements à l'échelle locale, une dernière approche numérique est menée sur un volume fluide de plus faible volume (100 cm^3), localisé autour de l'ouverture étudiée.

2.1 Comparaison des méthodes URANS et DNS sur une configuration 2D simplifiée

On souhaite confronter, dans cette partie, deux méthodes numériques de résolution de la turbulence. Les résultats de calculs URANS (obtenus avec un modèle de turbulence (SST $k - \omega$) sont comparés aux résultats de calculs DNS (simulation numérique directe). Compte tenu des coûts de calcul importants de la DNS, les simulations numériques sont réalisées sur un domaine de calcul bidimensionnel, en considérant une perturbation aéroulque interne perpendiculaire à l'écoulement au droit de l'ouverture.

2.1.1 Hypothèses de calcul

La géométrie simulée est un domaine simplifié autour d'une ouverture de 2 cm de largeur et de 2 mm d'épaisseur (Figure 2.1). L'écoulement entrant au travers de l'ouverture (vitesse U_{max} ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) au centre) est obtenu en imposant une vitesse débitante sortante (U_{extract} ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)) au niveau de la paroi arrière du domaine (« extraction »). Un écoulement perturbateur est ensuite introduit de manière transversale, en imposant une vitesse entrante et une vitesse sortante V_0 ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) respectivement sur les faces droite (« entrée ») et gauche (« sortie ») du domaine, situées à 20 cm de l'ouverture. Un scalaire passif est également injecté à l'entrée et transporté par l'écoulement. Sur les frontières du domaine externe une condition de pression de sortie 'Outlet' est imposée avec une pression de référence égale à 0 Pa. Deux valeurs de pas de temps de calcul ont été considérées pour les simulations URANS : 10^{-2} s et 10^{-3} s . Des résultats similaires sont obtenus pour les deux valeurs de pas de temps. Enfin, le pas de temps initial des calculs DNS est fixé à 10^{-4} s ; le pas de temps est ensuite adapté par le code de calcul à chaque itération pour respecter les critères de stabilité numérique.

Un maillage cartésien irrégulier est utilisé dans les simulations URANS (Figure 2.2). Le maillage est raffiné dans le champ proche de l'ouverture, les mailles étant de plus en plus fines vers les bords de cette dernière et les parois adjacentes. La sensibilité au maillage a été testée en mettant en place

des simulations comparatives avec un autre maillage plus raffiné, notamment autour de l'ouverture. La description des deux maillages est explicitée dans le Tableau 2.1. Aucune différence n'a été constatée sur les résultats de calcul avec ces deux maillages.

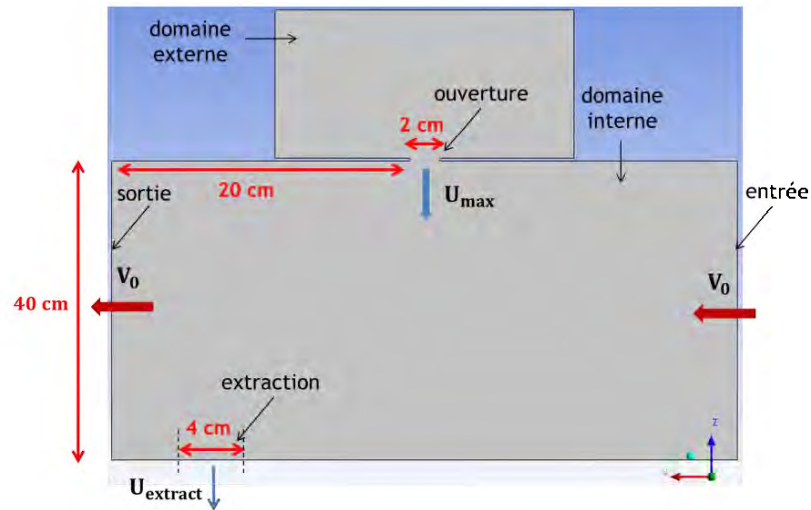


Figure 2.1: représentation schématique de la géométrie bidimensionnelle simulée et des conditions aux limites

Un maillage cartésien sous la forme de blocs est utilisé pour les calculs DNS. Le domaine de calcul est divisé en trois blocs suivant (x) et trois blocs suivant (y) (Figure 2.3- b). Hormis le bloc du domaine externe, les mailles sont uniformes dans chaque bloc et une certaine densité des mailles y est appliquée. La zone contenant l'ouverture est délimitée par un bloc carré d'arête égale à 3 cm, très raffiné, avec une taille des cellules uniforme égale à $0,2 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm}$ (Figure 2.3- c). Notons que le maillage de la DNS, choisi ici, est le mieux adapté aux vitesses imposées (des maillages moins raffinés n'ayant pas permis d'atteindre la convergence du calcul DNS).

Tableau 2.1 : description des maillages bidimensionnels URANS et DNS

Maillage	Nombre de mailles	Taille de la plus petite maille à l'ouverture	Taille de la plus grande maille à l'ouverture
URANS Grossier	94 000	$0,4 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm}$	$0,5 \text{ mm} \times 0,3 \text{ mm}$
URANS Raffiné	173 000	$0,3 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm}$	$0,4 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm}$
DNS	405 000	$0,2 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm}$	

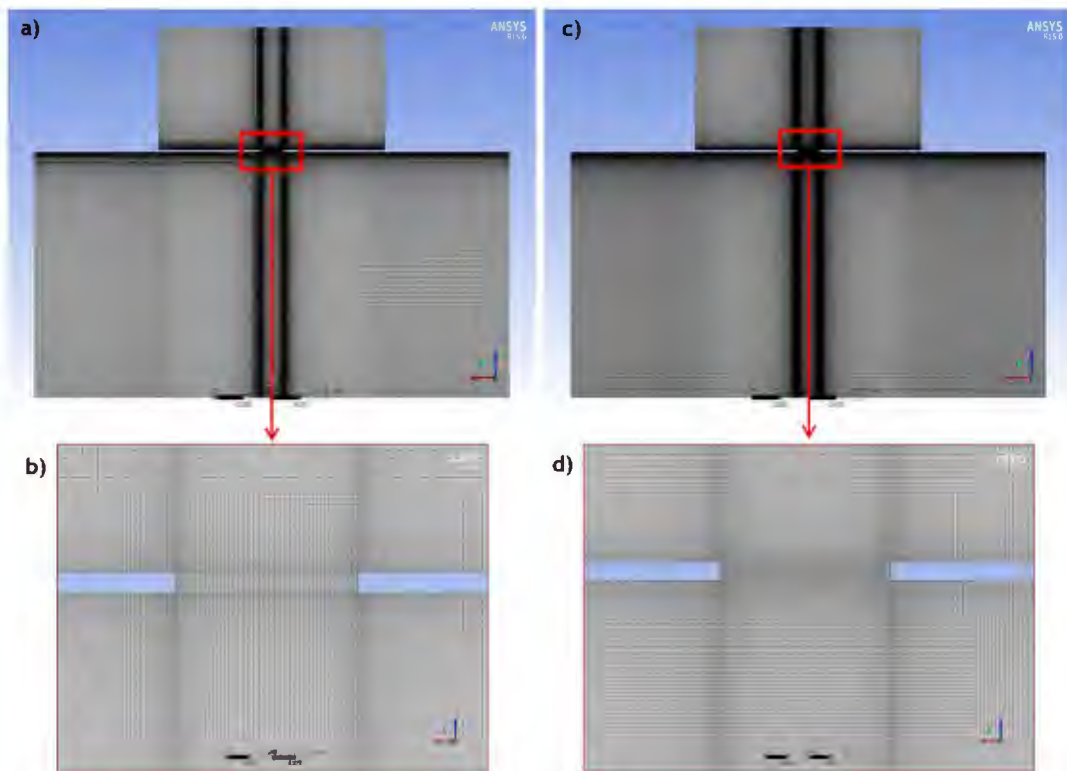


Figure 2.2 : maillages utilisés pour les calculs URANS ; a), b) maillage grossier et zoom sur l'ouverture ; c), d) maillage raffiné et zoom sur l'ouverture

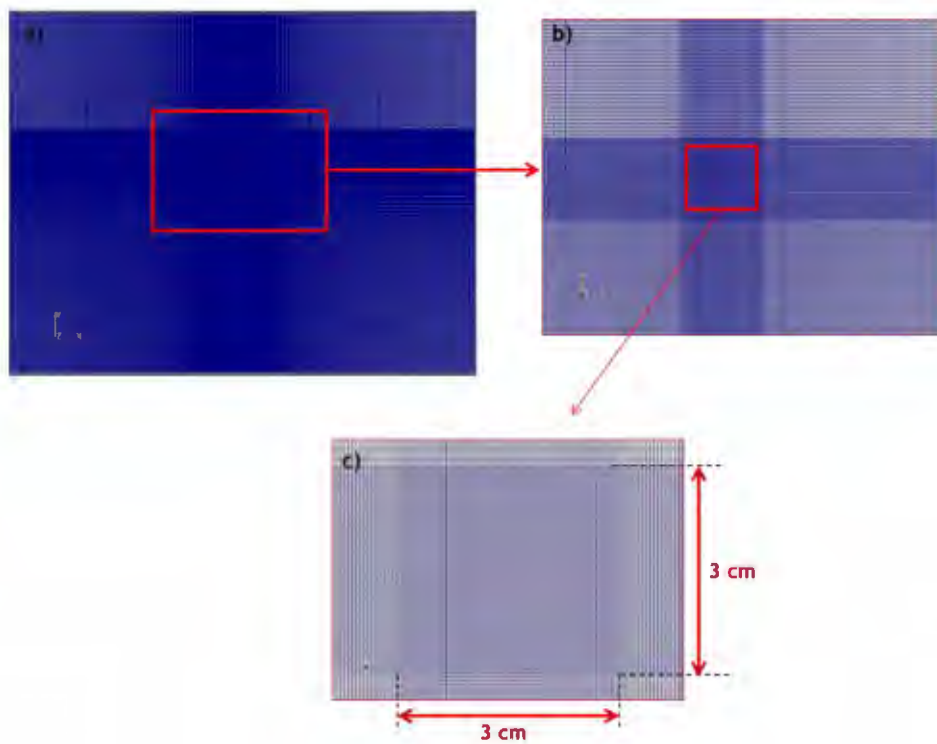


Figure 2.3 : maillage utilisé pour les calculs DNS ; a) vue d'ensemble ; b) zoom sur la zone proche de l'ouverture ; c) zoom sur le bloc de l'ouverture

2.1.2 Comparaison des solutions URANS vs DNS

On présente les résultats de simulations URANS et DNS pour plusieurs ratios V_0/U_{\max} où V_0 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) est la vitesse de perturbation à l'injection et U_{\max} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) la vitesse maximale de l'écoulement initial relevée localement au centre de l'ouverture (Figure 2.1).

Une grille des simulations est détaillée dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2 : grille des simulations URANS et DNS

Configuration	V_0 ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	U_{extract} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	U_{\max} ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	V_0/U_{\max}	Méthode numérique
Sans perturbation	-	0,5	1,7	-	RANS
Perturbation interne transverse	1,7			1	URANS
	2			1,2	DNS
	3,4			2	URANS
	7,5			4,4	DNS
	8,5			5	URANS/DNS
	17			10	URANS/DNS

On impose à l'extraction du domaine fluide une vitesse moyenne $U_{\text{extract}} = 0,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. La dépression résultante dans le domaine 2D est de l'ordre de $\Delta P_{\text{enceinte}} = -2 \text{ Pa}$ et la vitesse maximale au centre de l'ouverture U_{\max} est égale à $1,7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ (Figure 2.4). Les résultats de la simulation RANS servent de condition initiale des calculs URANS incluant l'écoulement initial et la perturbation transverse.

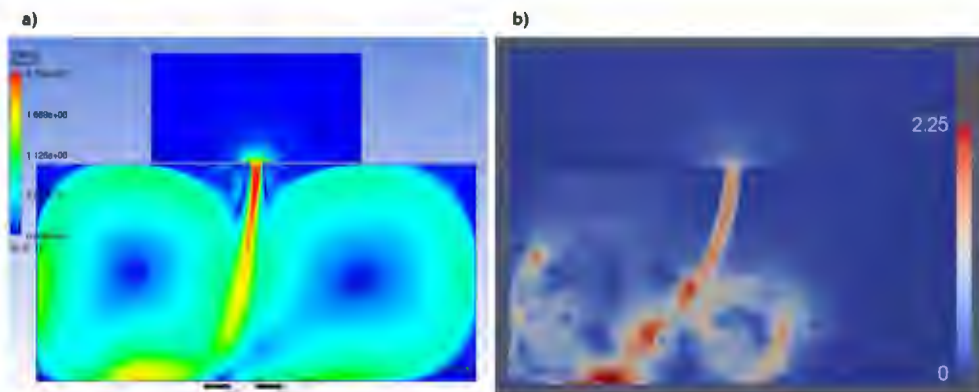


Figure 2.4 : écoulement initial entrant à l'ouverture, avant activation de la perturbation - champs de la norme de vitesse ; a) simulation RANS stationnaire b) champ instantané de la DNS

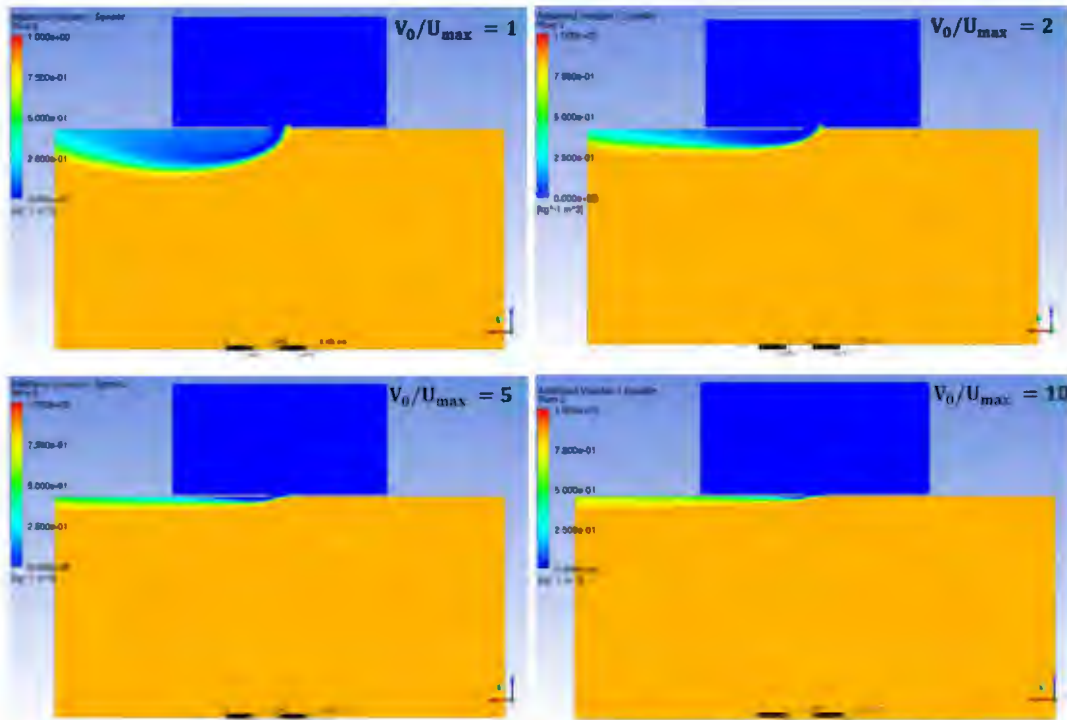


Figure 2.5 : champs instantanés convergés du scalaire passif, après activation de la perturbation interne transverse - calculs URANS, $V_0/U_{\max} = 1 ; 2 ; 5 ; 10$

Les champs de traceur présentés sur la Figure 2.5 ne montrent aucune inversion de l'écoulement à l'ouverture en dépit des valeurs très importantes des vitesses de perturbation (ratio s'élevant jusqu'à $V_0/U_{\max} = 10$). De plus, les structures turbulentes dans le plan bidimensionnel sont inexistantes.

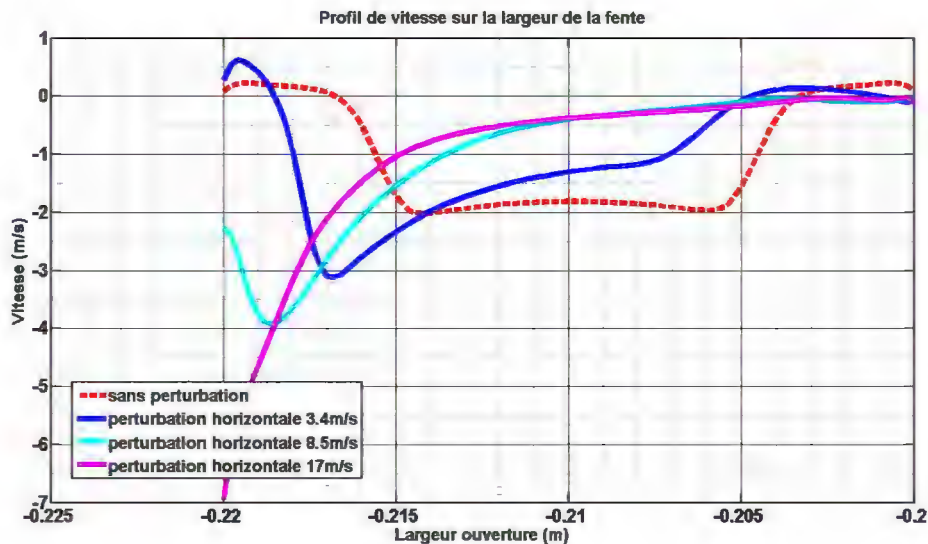


Figure 2.6 : profils de vitesse à l'ouverture sans et avec perturbation - calculs URANS ; $V_0/U_{\max} = 2 ; 5 ; 10$

Sur la Figure 2.6, sont tracés les profils des vitesses (suivant l'axe z) à l'ouverture pour les cas sans et avec perturbation. Pour les cas incluant la perturbation, les ratios présentés sont $V_0/U_{\max} = 2 ; 5 ; 10$. On peut constater que l'écoulement transversal induit une déformation du profil de

vitesse à l'ouverture au niveau du premier bord qui rencontre la perturbation transverse. Ce profil de vitesse est d'autant plus aplati que la perturbation est importante.

La Figure 2.7 présente des résultats de simulation DNS obtenus avec le code JADIM. Il s'agit de champs instantanés de scalaire passif et de vecteurs de vitesse pour différents ratios V_0/U_{\max} . Les instants présentés dans la Figure 2.7 représentent, dans le cas où il y a de la rétrodiffusion, des instants de pic de rétrodiffusion. Les champs instantanés, sont tous extraits de simulations correspondant au moins à 50 000 itérations.

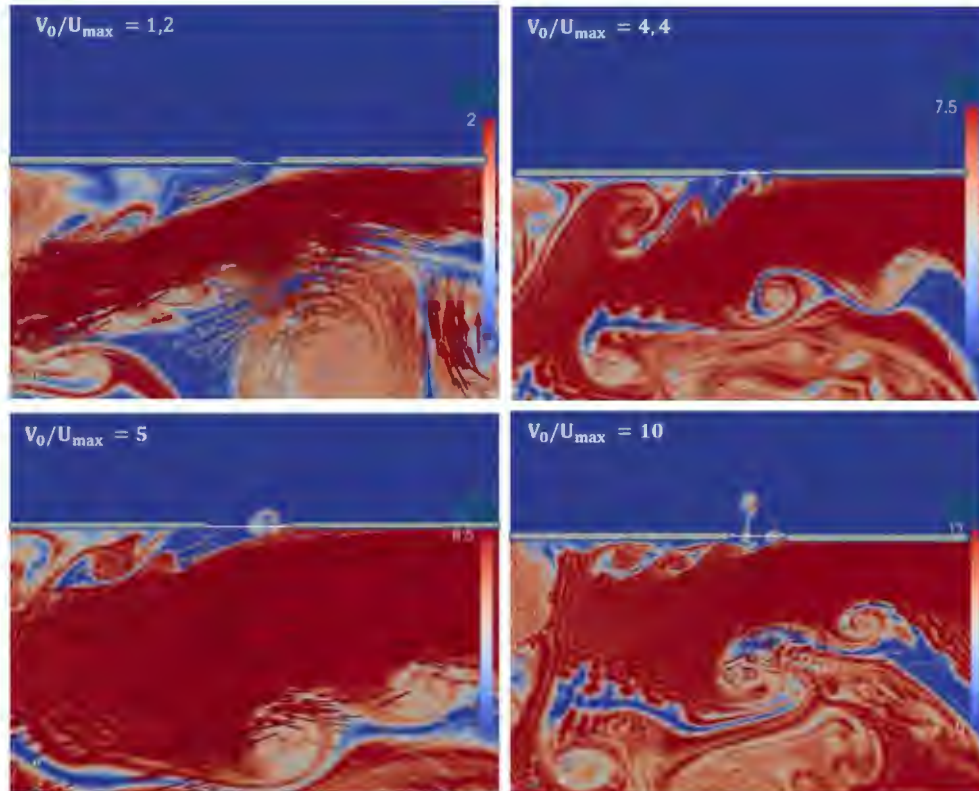


Figure 2.7 : champs instantanés de scalaire passif et de vecteurs de vitesse obtenus par les simulations DNS - zoom sur l'ouverture, $V_0/U_{\max} = 1,2 ; 4,4 ; 5 ; 10$

Contrairement aux simulations URANS, les champs instantanés du scalaire passif, issus de la solution DNS, présentent des structures tourbillonnaires bidimensionnelles liées à l'écoulement perturbateur. Le décollement de l'écoulement à l'ouverture et l'apparition de la rétrodiffusion dépendent du ratio V_0/U_{\max} étudié.

On remarque qu'il n'y a pas de formation de tourbillons à l'ouverture pour $V_0/U_{\max} = 1,2$. Un début de décollement et une reprise du tourbillon sont constatés pour $V_0/U_{\max} = 4,4$. Pour $V_0/U_{\max} = 5$ le tourbillon formé vers le bord ne s'échappe pas, il est aspiré vers l'intérieur du domaine. Un décollement de l'écoulement vers les bords est constaté pour $V_0/U_{\max} = 10$ et un tourbillon se détache complètement de l'ouverture avant de diffuser dans le domaine externe.

La simulation directe montre l'existence d'une zone de mélange dans le champ proche de l'ouverture à l'intérieur du domaine (Figure 2.7). Ceci constitue la zone de rencontre entre l'écoulement principal et l'écoulement perturbateur transverse. Le cisaillement entre les deux écoulements constitue une couche de mélange dans laquelle se forment les tourbillons susceptibles de se détacher au niveau des bords de l'ouverture. Le détachement total de tourbillons a lieu sur l'ouverture 2D pour un rapport $V_0/U_{\max} = 10$ (dans les conditions de notre étude).

2.1.3 Discussion

L'approche URANS conduite sur une perturbation aéraulique pariétale interne au sein d'une géométrie bidimensionnelle n'a pas permis de restituer les structures turbulentes de l'écoulement perturbateur transverse. La simulation URANS instationnaire donne des résultats proches d'une solution stationnaire et fournit les champs moyens de l'écoulement.

La simulation DNS, retranscrit, quant à elle, les instabilités de l'écoulement qui conduisent à l'inversion et au décollement de l'écoulement au niveau des bords de l'ouverture. Ce décollement conduit à la formation de tourbillons qui peuvent s'échapper (rétrodiffusion) de l'ouverture en fonction du rapport de la vitesse perturbatrice et de la vitesse entrante à l'ouverture.

En plus de la nécessité d'avoir des conditions aérauliques favorables à l'ouverture, la solution DNS montre l'importance des caractéristiques géométriques du domaine simulé et de l'ouverture dans l'apparition de la rétrodiffusion. La simulation DNS montre que la paroi interne longée par la perturbation et les bords de l'ouverture constituent un élément indispensable à la formation des instabilités.

Enfin, notons bien qu'il s'agit ici d'une géométrie bidimensionnelle ; la cascade énergétique est donc inversée (les petites structures alimentent les plus grosses) et la turbulence ne se comporte pas comme la turbulence tridimensionnelle réelle. Le transfert d'énergie s'effectue en moyenne, dans le cas des écoulements bidimensionnels, depuis les petites structures cohérentes jusqu'aux plus grandes. D'où la nécessité d'étudier, par la suite, des géométries tridimensionnelles plus proches de la réalité.

2.2 Approche tridimensionnelle numérique et expérimentale

On souhaite reproduire dans cette partie le phénomène de rétrodiffusion sur des géométries tridimensionnelles. Des perturbations aérauliques internes, perpendiculaires ou parallèles à l'écoulement de confinement dynamique à l'ouverture, sont étudiées. Dans un premier temps, des approches expérimentale et numérique sont conduites sur un domaine de dimensions moyennes présentant des spécificités géométriques ayant un rôle important dans l'apparition de la rétrodiffusion. Cette étude constitue une approche 3D que l'on qualifiera de « globale ». En second lieu, une approche numérique sera suivie pour un domaine tridimensionnel de très faibles dimensions localisé autour d'une fente rectangulaire. On qualifiera cette approche de « locale ». Etant donné les coûts de calcul importants de la DNS, on ne réalisera, dans la partie numérique, que des simulations URANS.

2.2.1 Approche expérimentale 3D « globale »

Cette approche consiste à créer une perturbation aéraulique sous la forme d'une agitation turbulente interne dont la direction initiale est perpendiculaire à celle de l'écoulement au travers l'ouverture. L'objectif est de réaliser des visualisations par tomographie laser du traceur rétrodiffusé sur le plan vertical médian de l'ouverture.

Les expériences sont réalisées sur une enceinte ventilée (ancienne boîte à gants expérimentale) de volume $(0,8 \times 0,8 \times 0,6 \text{ m}^3)$. L'ouverture étudiée est de forme rectangulaire et de dimensions $10 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$. Elle est située sur la paroi frontale de l'enceinte, dans le coin supérieur gauche, comme indiqué sur la Figure 2.8. Son épaisseur est égale à 5 mm.

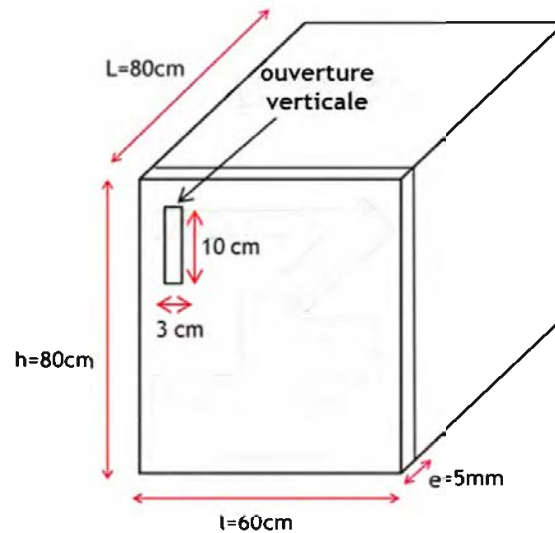


Figure 2.8 : géométrie et dimensions de l'enceinte utilisée pour les expériences préliminaires

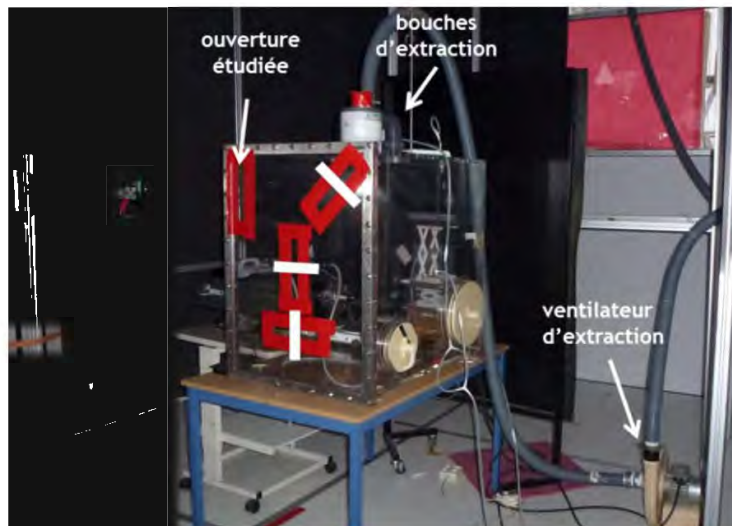


Figure 2.9 : banc expérimental utilisé pour les essais exploratoires de visualisation laser

La mise en dépression de l'enceinte est assurée par un ventilateur centrifuge et l'air arrive par l'ouverture étudiée (Figure 2.9). La Figure 2.10 montre le dispositif de visualisation mis en place autour de l'enceinte destiné à réaliser des plans laser verticaux au centre de l'ouverture étudiée. Le traceur de l'écoulement (fumée) est injecté à l'intérieur de l'enceinte ; l'ouverture est éclairée par une nappe laser verticale centrée sur l'axe de symétrie de l'ouverture. Les images sont enregistrées par une caméra CCD de fréquence maximale égale à 10 Hz.

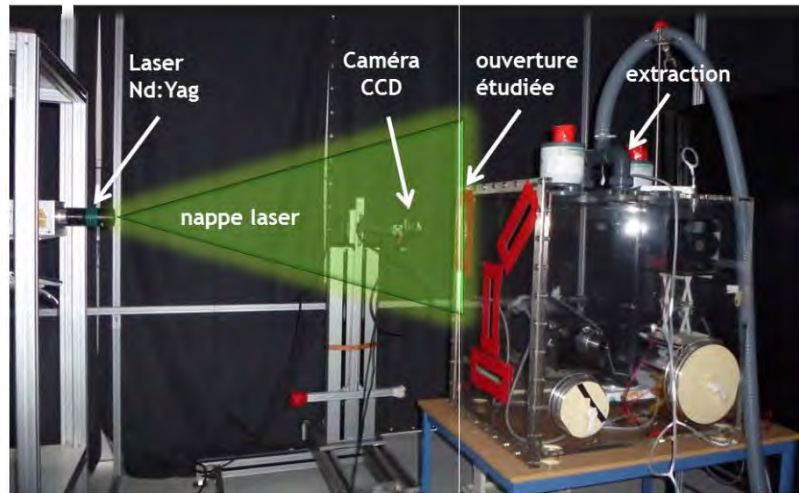


Figure 2.10 : dispositif de visualisation laser centré sur l'ouverture

La perturbation aéroulique interne est assimilée à un flux d'air additionnel à celui déjà existant à l'ouverture (écoulement dû à l'extraction). Cet écoulement additionnel est créé par un ventilateur axial placé à l'intérieur de l'enceinte à la hauteur de l'ouverture (Figure 2.11). La perturbation aéroulique interne est un écoulement fortement turbulent dont la direction, en aval du ventilateur, est perpendiculaire à celle de l'écoulement entrant à l'ouverture. La vitesse axiale de perturbation mesurée à la sortie du ventilateur axial est égale à $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

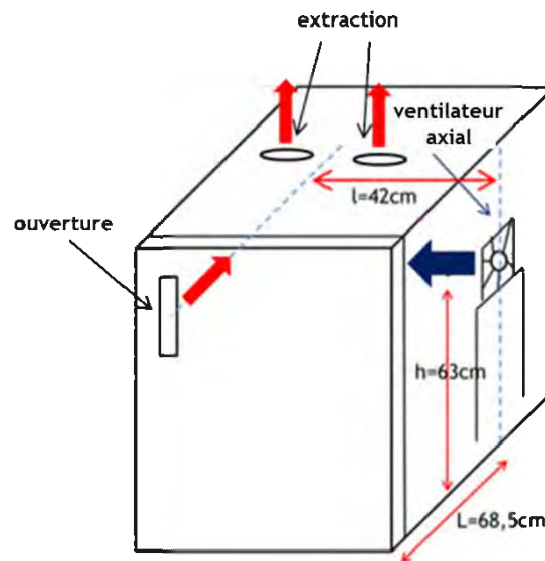


Figure 2.11 : représentation schématique de la perturbation interne.

Les dépressions initiales dans l'enceinte ($\Delta P_{\text{enceinte}}$) varient entre $0,5 \text{ Pa}$ et 7 Pa , entraînant des vitesses U_{max} mesurées localement au centre de l'ouverture respectivement comprises entre $0,65 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $2,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La perturbation créée par le ventilateur axial dans le volume de l'enceinte est traduite à l'ouverture par des fluctuations de vitesse locales et instantanées qui tendent à perturber la vitesse entrante au droit de l'ouverture. Des échappements tourbillonnaires ont pu être enregistrés dans le plan vertical médian de l'ouverture pour des dépressions dans l'enceinte s'élevant à $5,5 \text{ Pa}$. Cette dépression interne se traduit à l'ouverture par une vitesse maximale U_{max} égale à $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

On choisit de présenter des résultats de visualisations instantanées par tomographie laser pour des dépressions initiales dans l'enceinte égales à 0,5 Pa, 1 Pa et 3 Pa. Les vitesses entrantes maximales U_{\max} mesurées au centre de l'ouverture sont respectivement égales à $0,65 \text{ m.s}^{-1}$, $0,9 \text{ m.s}^{-1}$ et $1,6 \text{ m.s}^{-1}$. Les champs de traceurs présentés dans la Figure 2.12 représentent pour chaque dépression présente dans l'enceinte un événement de rétrodiffusion.

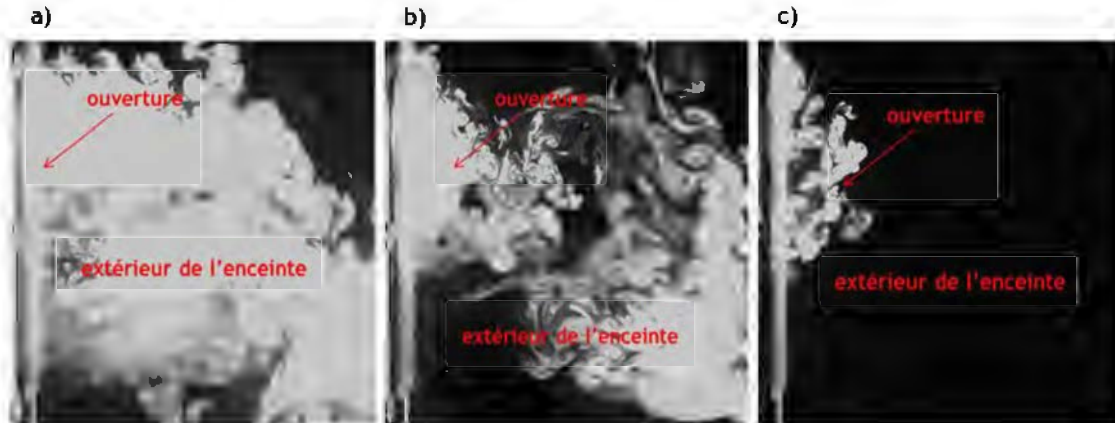


Figure 2.12 : visualisations instantanées laser d'échappements tourbillonnaires ; a) $\Delta P_{\text{enceinte}} = 0,5 \text{ Pa}$; b) $\Delta P_{\text{enceinte}} = 1 \text{ Pa}$; c) $\Delta P_{\text{enceinte}} = 3 \text{ Pa}$

Etant donné les difficultés rencontrées pour mesurer et quantifier les fluctuations provoquées par le ventilateur axial dans le champ proche de l'ouverture, un circuit secondaire de soufflage-extraction simulant la perturbation aéraulique interne a été mis en place. Ce nouveau dispositif, engendrant un flux tournant dans l'enceinte, est utilisé seulement pour les simulations numériques (2.2.2). Cet écoulement additionnel est supposé reproduire un écoulement transverse par rapport à celui au droit de l'ouverture. Néanmoins, on montrera dans la section suivante que l'écoulement additionnel n'arrive pas dans la direction transverse à l'ouverture, mais est plutôt dirigé à contre-courant de l'écoulement entrant au droit de celle-ci. Cette configuration est étudiée par simulation numérique URANS afin de déterminer l'orientation de la perturbation et la valeur de sa vitesse à l'ouverture.

2.2.2 Approche numérique 3D « globale » : simulations URANS

L'approche « numérique 3D globale » consiste à réaliser des simulations numériques URANS sur l'enceinte expérimentale pour une perturbation interne provenant d'un conduit circulaire de soufflage (Figure 2.13). Ce conduit est placé au même endroit que le ventilateur axial utilisé pour les essais expérimentaux (Figure 2.11).

Le maillage utilisé est un maillage hybride non-uniforme (structuré/non structuré) contenant au total 10 800 000 de cellules, avec 400 000 cellules hexaédriques à l'ouverture et au niveau du conduit circulaire du jet de soufflage, et 10 400 000 cellules tétraédriques dans le reste de l'enceinte et le domaine externe (Figure 2.14). Le maillage est hautement raffiné à l'ouverture, notamment vers les bords, et aux alentours de celle-ci ; un raffinement est aussi appliqué au niveau des parois adjacentes à l'ouverture qui constituent un passage privilégié pour la perturbation arrivant au droit de l'ouverture.

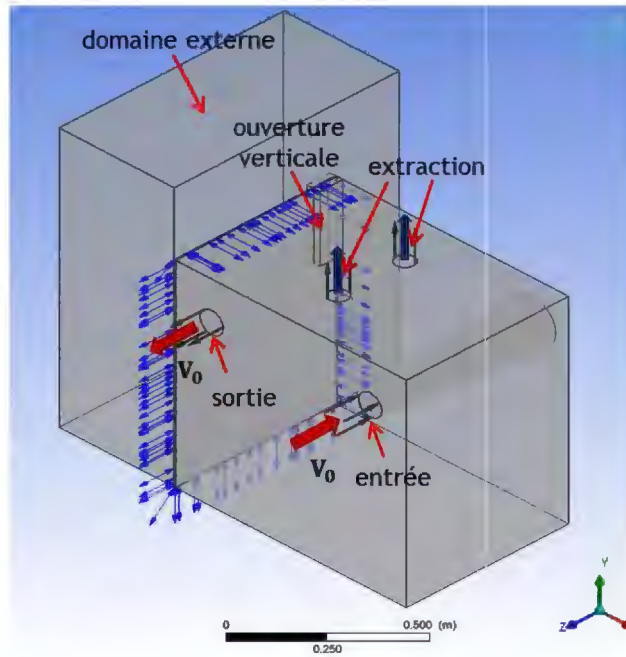


Figure 2.13 : domaine de calcul et conditions aux limites

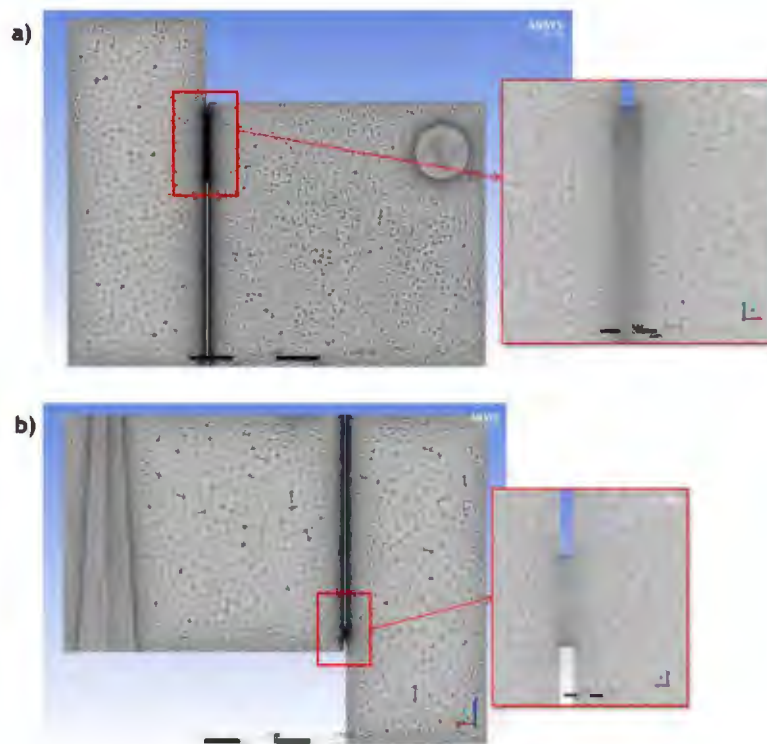


Figure 2.14 : maillage hybride ; a) coupe dans le plan vertical médian de l'ouverture ; b) coupe dans le plan horizontal médian de l'ouverture

Une condition d'entrée est appliquée au niveau du soufflage du réseau secondaire de perturbation avec une injection du scalaire passif Φ . Une condition de sortie est appliquée à l'extraction du réseau de perturbation ainsi qu'à l'extraction de l'enceinte. Le domaine à l'extérieur de l'enceinte est caractérisé par une condition limite 'Opening' où est imposée une pression statique de référence égale à 0 Pa (Figure 2.13). Le pas de temps des calculs URANS est égal à 10^{-2} s.

Le Tableau 2.3 détaille les conditions imposées aux limites du domaine fluide simulé pour l'ensemble des simulations réalisées.

Tableau 2.3 : valeurs imposées aux conditions limites du domaine simulé.

Frontière	Condition imposée
Extraction de l'enceinte	Condition de sortie, débit volumique imposé $Q_{\text{extract}} = 14,4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$
Injection de la perturbation	Condition d'entrée, débits volumiques imposés $Q_{\text{perturb}} = 110 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} ; 360 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$, $\Phi = 1$ Vitesses débitantes (conduit de soufflage) $V_0 = 6,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Reprise de la perturbation	Condition de sortie, débits volumiques imposés $Q_{\text{perturb}} = 110 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1} ; 360 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$
Domaine extérieur	'Opening' ; $P_{\text{opening}} = 0 \text{ Pa}$, $\Phi = 0$

Tout d'abord on caractérise la perturbation seule (l'extraction de l'enceinte est désactivée) dans le but de déterminer la direction privilégiée de l'écoulement perturbateur créé, loin de l'ouverture, dans l'axe perpendiculaire. La vitesse moyenne de perturbation à travers le conduit de soufflage est $V_0 = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La Figure 2.15 présente le champ instantané des vecteurs de vitesse de la perturbation dans le plan vertical médian de l'ouverture. La Figure 2.15 montre que la perturbation arrive par la partie haute de l'ouverture et que les vitesses sont essentiellement dirigées au droit de cette dernière.

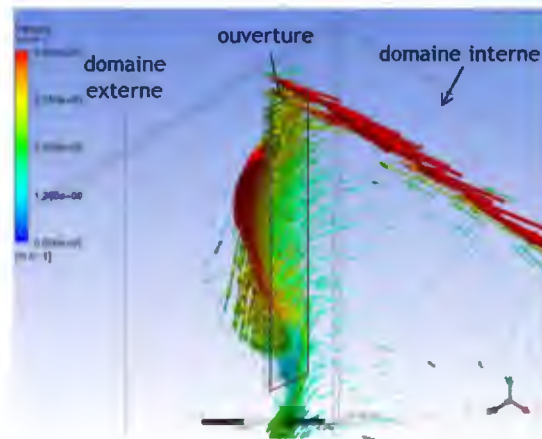


Figure 2.15 : simulation de la perturbation interne seule - champ instantané de vecteurs de vitesse dans le plan vertical médian de l'ouverture (vue de côté) - cas $V_0 = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

La Figure 2.16 présente le champ instantané de scalaire passif (traceur de l'écoulement) sur les plans médians de l'ouverture vertical (Figure 2.16- a) et horizontal (Figure 2.16- b).

On peut constater que la perturbation interne est un jet dont l'axe est perpendiculaire à celui de l'écoulement entrant à l'ouverture. Ce jet impacte la paroi d'en face et la longe pour arriver au droit de l'ouverture par la partie haute. Notons que la vitesse du jet perturbateur initialement de $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ l'ouverture est désormais de $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Figure 2.15) et très fluctuante. Finalement, on peut conclure que, dans ce cas de figure, l'écoulement perturbateur dans le champ proche de l'ouverture est essentiellement à contre-courant de l'écoulement entrant à l'ouverture.

On étudie, à présent, la configuration combinant l'extraction de l'enceinte et la perturbation. Les deux débits de soufflage présentés dans le Tableau 2.3 et correspondant à des vitesses de soufflage $V_0 = 6,5 \text{ m.s}^{-1}, 20 \text{ m.s}^{-1}$ sont appliqués à l'écoulement perturbateur. Les calculs URANS sont initialisés à partir d'une solution RANS de l'écoulement initial sans perturbation. Dans cet état initial, la vitesse entrante maximale relevée au centre de l'ouverture est égale à $0,8 \text{ m.s}^{-1}$ et la dépression résultante dans le domaine est de l'ordre de $0,6 \text{ Pa}$.

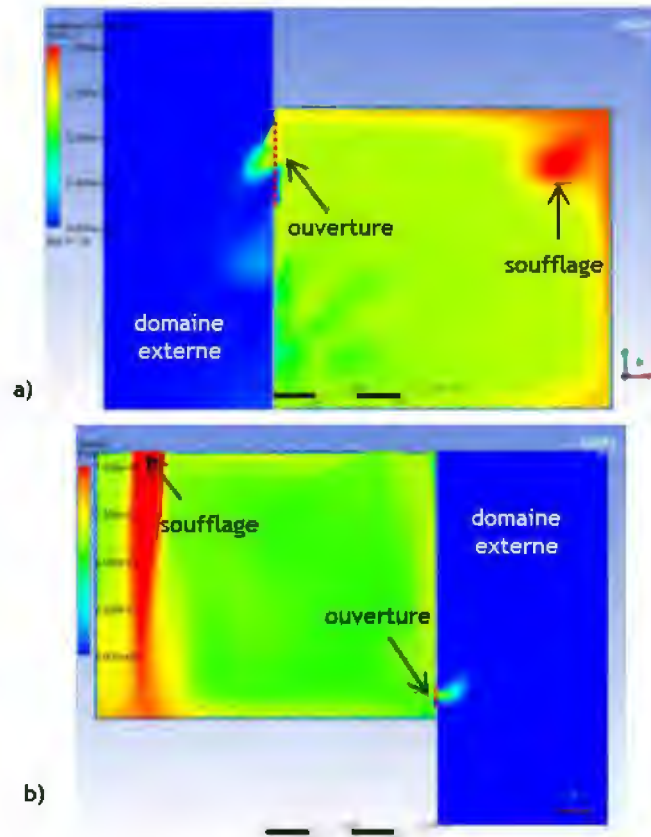


Figure 2.16 : simulation de la perturbation interne seule - champ de scalaire passif ; a) plan vertical médian de l'ouverture ; b) plan horizontal médian de l'ouverture

Les champs instantanés de scalaire passif (Figure 2.17) correspondant à la combinaison de l'extraction de l'enceinte et de la perturbation montrent une compétition entre les deux. Le phénomène de rétrodiffusion est surtout visible dans la partie supérieure de l'ouverture. Ce phénomène semble dû à la localisation de l'ouverture et des parois environnantes.

Les profils de vitesses (Figure 2.18) sont tracés sur la ligne verticale médiane de l'ouverture pour le cas sans perturbation (vitesse entrante) et pour les deux cas de compétition entre écoulements ($V_0 = 6,5 \text{ m.s}^{-1}, 20 \text{ m.s}^{-1}$). Le profil de vitesse entrante à l'ouverture ayant initialement une valeur moyenne de $0,8 \text{ m.s}^{-1}$ a été déformé par l'effet de la perturbation et a engendré des vitesses d'inversion externe à l'ouverture atteignant un pic de $1,6 \text{ m/s}$ pour le cas de la perturbation la plus importante ($V_0 = 20 \text{ m.s}^{-1}$).

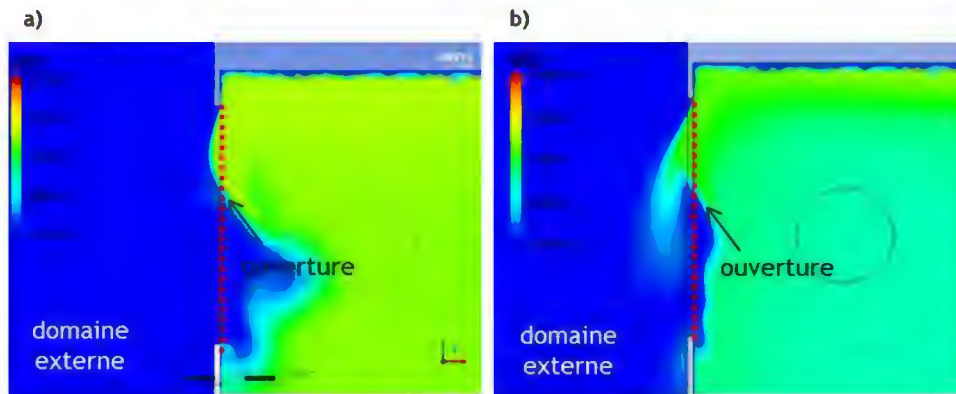


Figure 2.17 : effet de la perturbation et de l'extraction de l'enceinte - champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture ; a) $V_0 = 6,5 \text{ m.s}^{-1}$; b) $V_0 = 20 \text{ m.s}^{-1}$

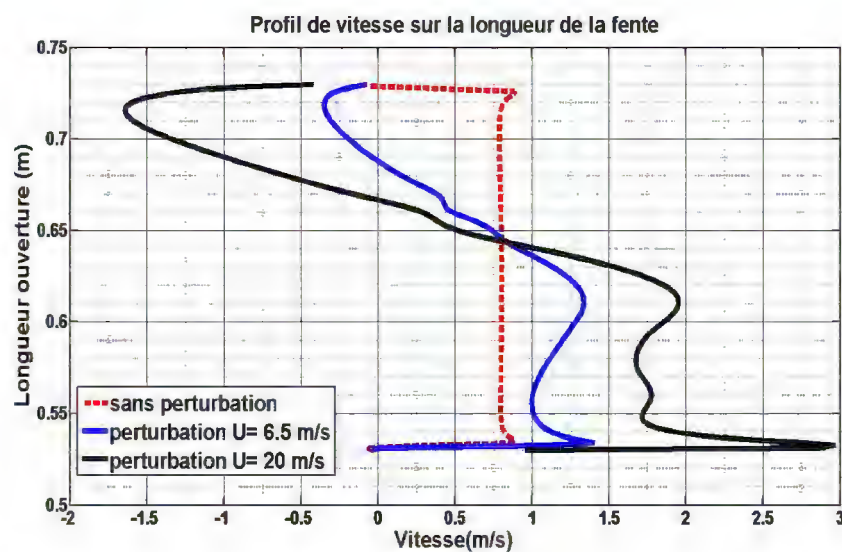


Figure 2.18 : activation de la perturbation et de l'extraction de l'enceinte - profils de vitesse sur la ligne verticale médiane de l'ouverture (sans perturbation ; $V_0 = 6,5 \text{ m.s}^{-1}$; $V_0 = 20 \text{ m.s}^{-1}$)

Compte tenu de la géométrie étudiée la perturbation, dirigée à l'injection perpendiculairement à l'écoulement entrant à l'ouverture, arrive au droit de cette dernière à contre-courant. Ce cas de figure représente finalement une perturbation aéraulique interne parallèle à l'ouverture, et non transverse, traduite par une compétition directe entre les deux écoulements mis en jeu. Cette compétition fait l'objet ci-après d'une étude à plus petite échelle, sur une géométrie de faibles dimensions localisée autour de l'ouverture (approche qualifiée de « 3D locale »).

2.2.3 Approche numérique 3D « locale » : simulations URANS

L'approche « 3D numérique locale » consiste à réaliser des simulations numériques URANS sur une géométrie de faibles dimensions avec des perturbations internes parallèles à l'écoulement entrant à l'ouverture. La géométrie simulée est un domaine de faible volume ($3 \text{ cm} \times 7 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$) localisé autour d'une ouverture rectangulaire de 2 mm d'épaisseur et de dimensions $5 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ (Figure 2.19). Une condition de vitesse entrante $V_0 \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$ est imposée à l'entrée du domaine et un scalaire passif est injecté à l'entrée puis transporté par l'écoulement entrant. Une condition de vitesse sortante est imposée à la sortie du domaine ainsi qu'à l'extraction (Figure 2.20). Sur les limites du domaine externe une condition de pression de sortie 'Outlet' est imposée (pression de référence 0 Pa). Un pas de temps égal à 10^{-2} s est appliqué aux calculs URANS.

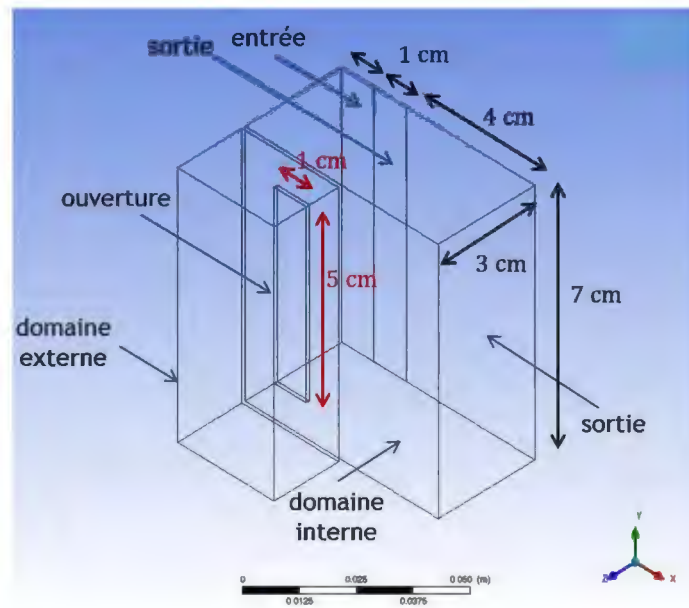


Figure 2.19 : représentation schématique du domaine 3D de faibles dimensions

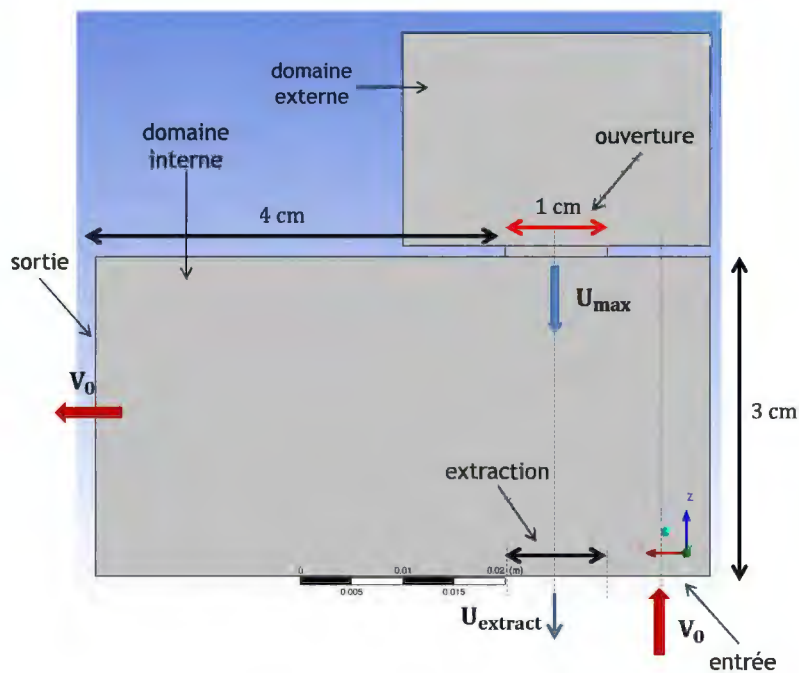


Figure 2.20 : domaine simulé et conditions aux limites dans le plan horizontal médian de l'ouverture (vue du dessus)

Le maillage utilisé est hexaédrique non uniforme avec un nombre de mailles autour de 5 millions. Comme pour la géométrie bidimensionnelle présentée dans la section 2.1.1, le maillage est raffiné à l'ouverture et dans les zones interne et externe autour. Des cellules de plus en plus fines sont placées vers les bords de cette dernière et sur la paroi interne adjacente sur laquelle vient s'impacter l'écoulement perturbateur interne (Figure 2.21).

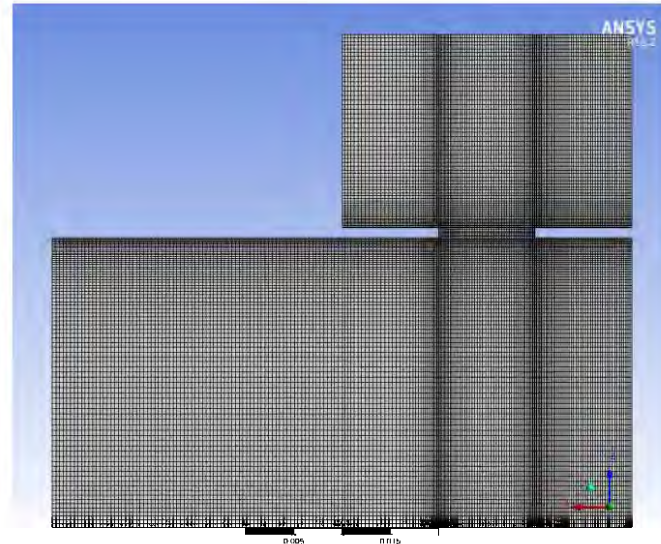


Figure 2.21 : maillage hexaédrique utilisé pour l'approche « 3D locale », plan horizontal médian à l'ouverture

Une grille des simulations est présentée dans le Tableau 2.4.

Tableau 2.4 : grille des simulations, approche 3D locale

Configuration	V_0 (m. s ⁻¹)	U_{extract} (m. s ⁻¹)	U_{max} (m. s ⁻¹)	V_0/U_{max}	Méthode de turbulence
Sans perturbation	-	0,5	1,2	-	RANS
Perturbation interne parallèle et à contre-courant	3			2,5	URANS
	5			4	URANS

On impose à l'extraction du domaine fluide une vitesse moyenne $U_{\text{extract}} = 0,5 \text{ m. s}^{-1}$. L'analyse de la simulation RANS de l'écoulement initial à l'ouverture sans perturbation montre que la vitesse maximale relevée au centre de l'ouverture est égale à $U_{\text{max}} (\text{m. s}^{-1}) = 1,2 \text{ m. s}^{-1}$ et la dépression résultante dans le domaine est de l'ordre de 1,4 Pa. La solution RANS sert de condition initiale pour les calculs URANS suivants.

On présente les champs instantanés de scalaire passif et de vecteurs de vitesse dans le plan horizontal médian de l'ouverture pour le rapport $V_0/U_{\text{max}} = 2,5$ (Figure 2.22). Deux instants différents de la simulation sont présentés : le premier correspond à un instant où la vitesse perturbatrice est orientée à l'extérieur de l'enceinte, ce qui correspond à un instant d'inversion de l'écoulement (Figure 2.22- a), le deuxième instant correspond à l'aspiration de l'écoulement à l'intérieur de l'enceinte (Figure 2.22- b). La recirculation de l'écoulement est parfaitement visible au niveau du premier bord rencontrant la perturbation et l'écoulement entrant est accentué vers le deuxième bord (Figure 2.22- b). Les résidus de traceur qui a diffusé dans le domaine externe que l'on peut constater sur la Figure 2.22- b sont issus d'instantanés antérieurs de la simulation.

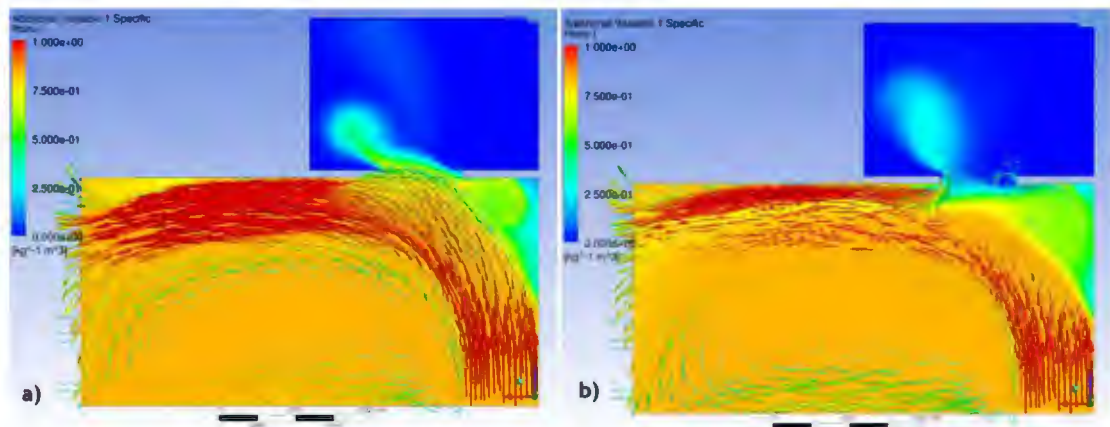


Figure 2.22 : champs instantanés du scalaire passif et des vecteurs de vitesse dans le plan horizontal médian de l'ouverture ; a) instant de pic de rétrodiffusion ; b) instant de reprise du traceur vers l'intérieur de l'enceinte

Les profils de vitesse à l'ouverture sont tracés sur la ligne centrale horizontale de l'ouverture (Figure 2.23) pour trois cas :

- cas de l'écoulement initial entrant à l'ouverture sans perturbation ;
- cas avec la perturbation ; $V_0/U_{\max} = 2,5$ où $V_0 = 3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.
- cas avec la perturbation ; $V_0/U_{\max} = 4$ où $V_0 = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Les deux profils de vitesse correspondant à $V_0/U_{\max} = 2,5$ et $V_0/U_{\max} = 4$ représentent des instants de pics de rétrodiffusion. On peut constater que le profil de vitesse initialement orienté à l'intérieur du domaine (suivant $-z$) avec $U_{\max} = -1,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ s'est inversé en présence de la perturbation et s'oriente suivant l'axe (z) . La vitesse de rétrodiffusion maximale atteinte instantanément au centre de l'ouverture est égale à $0,25 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $V_0/U_{\max} = 2,5$ et $0,75 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour $V_0/U_{\max} = 4$.

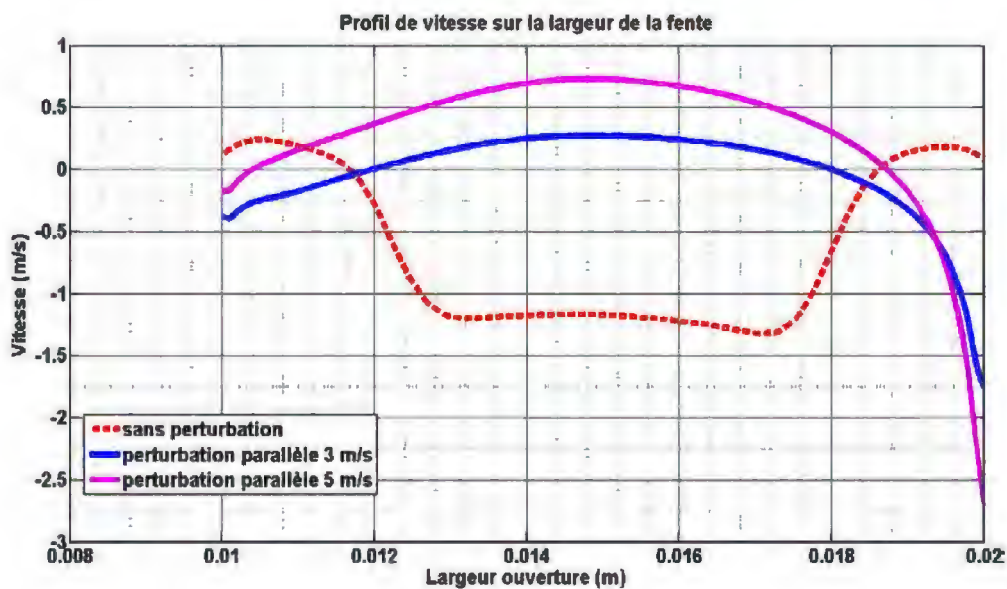


Figure 2.23 : profils de vitesse à l'ouverture (sans perturbation ; $V_0/U_{\max} = 2,5$; $V_0/U_{\max} = 4$)

2.2.4 Discussion

L'approche « 3D globale » expérimentale constitue le point de départ d'une démarche visant à reproduire le phénomène de rétrodiffusion au niveau d'une ouverture de type fente rectangulaire. La visualisation par la tomographie laser dans le plan à l'ouverture apparaît comme une méthode de détection qualitative du phénomène. On a montré qu'un écoulement additionnel à l'intérieur de l'enceinte est une source potentielle de rétrodiffusion. En effet, la turbulence créée notamment au niveau du champ proche de l'ouverture peut modifier l'écoulement initial (écoulement de confinement dynamique) et engendrer des fluctuations de vitesse spatiales et temporelles susceptibles de donner lieu aux décollements de l'écoulement à l'ouverture.

Les résultats issus de l'approche numérique « 3D globale » ont montré que la modélisation URANS est capable de reproduire, du moins très grossièrement, les transferts aérauliques instationnaires entrant/sortant au niveau de l'ouverture (Figure 2.17), et ce, pour une perturbation interne arrivant à contre-courant vers l'ouverture. Cependant, la nature tourbillonnaire de l'écoulement porteur du traceur rétrodiffusé, clairement observée sur les champs de visualisation laser (Figure 2.12), n'a pas pu être restituée par une modélisation statistique de la turbulence de type URANS.

L'hypothèse de la compétition entre deux écoulements à contre-courant à l'ouverture est donc validée comme source potentielle d'apparition de la rétrodiffusion. Cette hypothèse a également été corroborée par les résultats de l'approche numérique « 3D locale ». Cette dernière a démontré qu'une perturbation interne arrivant dans l'axe parallèle à l'écoulement à l'ouverture et dans le sens inverse de l'écoulement de confinement dynamique est susceptible de donner lieu à des inversions instationnaires et locales de l'écoulement à l'ouverture.

2.3 Conclusion

Les résultats des études préliminaires bidimensionnelle et tridimensionnelle présentés dans ce chapitre fournissent des éléments importants pour la mise en place des études expérimentales et numériques à mener. Les écoulements perturbateurs internes transverses et à contre-courant constituent des configurations à étudier. On considérera donc pour la suite de l'étude des écoulements perturbateurs internes et externes dont la direction est soit perpendiculaire, soit parallèle à l'écoulement entrant à l'ouverture. On s'intéressera également, dans les chapitres suivants, à d'autres types de perturbations (déplacement externe d'obstacle, perturbation du niveau de dépression de l'enceinte) inspirés directement des scénarios susceptibles de se produire in-situ dans les chantiers de démantèlement.

Par ailleurs, les simulations numériques des configurations expérimentales à étudier devront tenir compte du caractère tridimensionnel des écoulements. Pour cela, l'approche DNS sera mise de côté et des simulations LES, moins coûteuses mais avec un degré important de résolution de la turbulence, seront utilisées. L'approche URANS ne sera pas pour autant délaissée, puisqu'elle a démontré sa capacité à fournir les champs de l'écoulement moyen et à reproduire, ne serait-ce que grossièrement, des inversions locales de l'écoulement à l'ouverture pour certaines configurations. Ce dernier point a été constaté dans le cas d'écoulements perturbateurs fortement turbulents dans des domaines avec des spécificités géométriques (parois, coins, obstacles) favorables à l'apparition de la rétrodiffusion.

En ce qui concerne le choix de la géométrie de la maquette finale, on optera, compte tenu des résultats visualisés dans ce chapitre, pour une enceinte expérimentale de volume moyen. L'ouverture étudiée, sous la forme d'une fente, sera centrée sur la paroi frontale de l'enceinte. Les dimensions internes de l'enceinte permettront d'obtenir à l'ouverture des écoulements pleinement développés non contraints par des obstacles. Ceci nous permettra de n'étudier que l'influence des conditions purement aérauliques sur l'apparition du phénomène de rétrodiffusion.

Enfin, l'importance qu'ont revêtit les bords de l'ouverture dans les résultats des études présentées dans ce chapitre, nous conduit à considérer l'effet des caractéristiques géométriques de l'ouverture sur le phénomène de rétrodiffusion.

3 Mise en œuvre du dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la présentation du banc expérimental final et de ses constituants. Les différents éléments ayant motivé le dimensionnement et la mise en œuvre du dispositif sont également explicités.

Nous avons montré dans la revue bibliographique (1.2.2) que les effets de décollement aux ouvertures sont parmi les phénomènes physiques pouvant conduire à l'apparition d'une rétrodiffusion de polluant. Il a également été montré, dans le chapitre 2, que la perturbation de l'écoulement entrant à l'ouverture était la principale cause de son inversion et de son décollement. En effet, les études expérimentales et numériques préliminaires présentées dans le chapitre 2 ont montré que des perturbations de nature aéroulque sont susceptibles de générer de la rétrodiffusion aux ouvertures, selon l'intensité et l'orientation de l'écoulement perturbateur par rapport à l'écoulement assurant le confinement dynamique de l'enceinte. En effet, une perturbation sous la forme d'un écoulement transverse ou à contre-courant par rapport à l'écoulement entrant à l'ouverture peut conduire à l'apparition de la rétrodiffusion. Etant donné que les sillages d'obstacle sont considérés parmi les principales sources de rétrodiffusion, notons que la présence d'obstacles dans le champ proche des ouvertures est très fréquente dans les enceintes de confinement des chantiers nucléaires. Enfin, il est important de noter que les différentes perturbations peuvent avoir lieu aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de ces enceintes.

Sur la base de ces considérations, nous avons dimensionné une maquette expérimentale permettant d'étudier plusieurs configurations de perturbations aéroulques. La mise en œuvre du banc expérimental a pour objectif de réaliser d'une part des expériences de visualisation et de vélocimétrie laser, d'autre part des expériences de quantification de la rétrodiffusion pour les différentes configurations étudiées.

On commencera par présenter dans ce chapitre les différentes perturbations retenues et par définir les grandeurs d'intérêt de l'étude. Ensuite, on présentera l'ensemble des composants du banc expérimental incluant d'une part l'enceinte expérimentale, d'autre part les dispositifs de production des perturbations ainsi que les montages expérimentaux et l'instrumentation mis en œuvre autour de l'enceinte.

Les techniques et protocoles de mesure servant à déterminer chacune des quantités physiques représentative de l'étude seront aussi détaillés, et les montages expérimentaux dédiés à la mise en œuvre des techniques de vélocimétrie laser et de traçage gazeux seront décrits

3.1 Perturbations et grandeurs d'intérêt

Les perturbations retenues pour la suite de l'étude sont inspirées des éléments présentés dans le chapitre 2 sur les études expérimentales et numériques préliminaires. Elles sont aussi liées aux scénarios accidentels ou à ceux inhérents aux opérations pouvant avoir lieu à l'intérieur et à l'extérieur des sas de chantiers de démantèlement.

3.1.1 Description des perturbations

Les perturbations mises en œuvre, dans le cadre de l'étude, sont toutes de nature aéroulque. Deux familles de perturbation sont étudiées : d'une part l'écoulement lié au mouvement d'un obstacle

devant l'ouverture, d'autre part les écoulements cisailés de type jets turbulents. Ces derniers sont divisés en plusieurs perturbations qui diffèrent selon leur orientation par rapport à l'ouverture et par conséquent par rapport à l'écoulement entrant au droit de celle-ci.

3.1.1.1 Écoulement permanent transverse à l'ouverture

L'écoulement permanent transverse à l'ouverture est un jet pariétal turbulent se propageant le long de la paroi qui supporte l'ouverture. La direction longitudinale du jet est perpendiculaire à la direction de l'écoulement de confinement dynamique entrant au droit de l'ouverture. Il peut être situé à l'extérieur de l'enceinte de confinement (Figure 3.1) ou à l'intérieur de celle-ci (Figure 3.2).

Cette perturbation correspond au cas pratique d'un flux d'air quelconque arrivant transversalement vers l'ouverture. Ce dernier peut s'apparenter dans le cas réel à un procédé de soufflage transverse ayant lieu à l'intérieur ou à l'extérieur de l'enceinte de chantier.

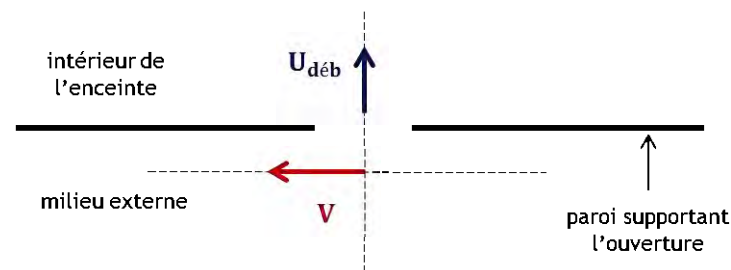


Figure 3.1 : présentation schématique de l'orientation des écoulements dans le cas d'un écoulement perturbateur transverse situé à l'extérieur de l'enceinte (zoom sur l'ouverture)

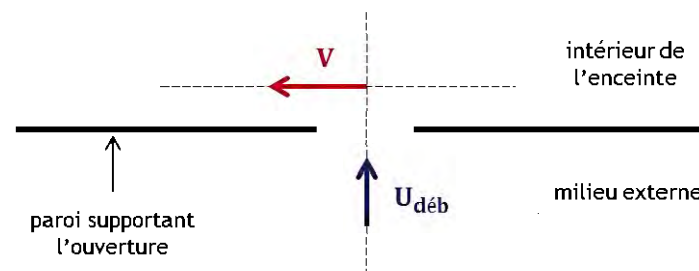


Figure 3.2 : présentation schématique de l'orientation des écoulements dans le cas d'un écoulement perturbateur transverse situé à l'intérieur de l'enceinte (zoom sur l'ouverture)

3.1.1.2 Écoulement permanent à contre-courant

L'écoulement perturbateur permanent à contre-courant est un jet libre turbulent qui se situe à l'intérieur de l'enceinte de confinement et qui fait face à l'écoulement entrant à l'ouverture. Les directions des deux écoulements sont confondues et leur sens opposés (Figure 3.3). Cette configuration représente une compétition directe entre les deux écoulements mis en jeu.

Ce type de perturbation simule un flux d'air arrivant au droit de l'ouverture, en raison de mouvements aérauliques ou mécaniques à l'intérieur de l'enceinte, du fait des opérations de démantèlement. Il peut s'agir d'un procédé de soufflage produit à l'intérieur de l'enceinte. Cette

situation d'écoulement à contre-courant peut également se présenter en cas d'écoulement ascendant (panache) induit par un dégagement thermique à l'intérieur de l'enceinte et dirigé vers une ouverture située au plafond.

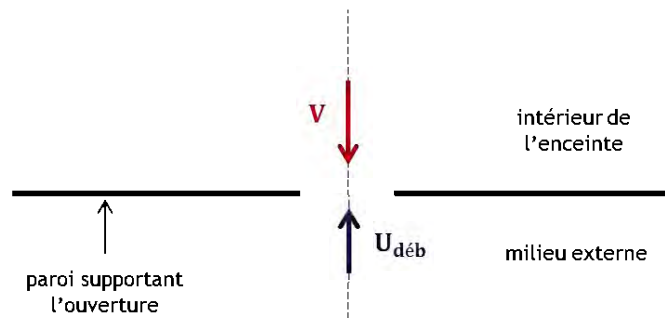


Figure 3.3 : présentation schématique de l'orientation des écoulements dans le cas d'un écoulement perturbateur à contre-courant (zoom sur l'ouverture)

3.1.1.3 Déplacement d'un obstacle devant l'ouverture : écoulement instationnaire

L'écoulement lié au mouvement d'un obstacle (sous la forme d'une plaque fine rectangulaire) devant l'ouverture est orienté dans la direction transversale à l'axe de l'ouverture (Figure 3.4). Cette perturbation représente le passage d'un opérateur ou le mouvement d'un objet à l'extérieur de l'enceinte, en face de l'ouverture. Cette configuration est inspirée de l'essai établi dans la norme prEN 14175-3 :2003 (Galland & Martin) sur les sorbonnes qui consiste à simuler le mouvement d'un opérateur (ou d'un courant d'air) par le déplacement d'une plaque mobile effectuant, devant l'enceinte, un aller-retour avec une vitesse égale à $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

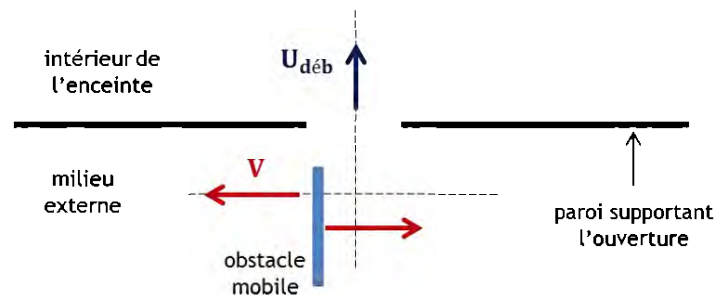


Figure 3.4 : présentation schématique de l'orientation des écoulements dans le cas du déplacement d'un obstacle devant l'ouverture (zoom sur l'ouverture)

3.1.2 Grandeurs d'intérêt

Les quantités physiques qui nous intéressent permettent de quantifier trois éléments essentiels sur lesquels est basée notre étude :

- l'écoulement principal de confinement dynamique à l'ouverture ;
- l'écoulement perturbateur à l'ouverture ;
- la rétrodiffusion.

3.1.2.1 Grandeurs aérauliques

Les paramètres liés à l'écoulement principal de confinement dynamique de l'enceinte sont le débit d'extraction de l'enceinte Q_{extract} ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$), la vitesse débitante à travers l'ouverture $U_{\text{déb}}$ ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) et le niveau de dépression dans l'enceinte $\Delta P_{\text{enceinte}}$ (Pa). Ces trois grandeurs sont liées.

D'après les éléments présentés dans la revue bibliographique (chapitre 1), la vitesse débitante à l'ouverture et la dépression de l'enceinte constituent des paramètres clés utilisés dans les normes de sûreté nucléaire comme critères d'efficacité de confinement dynamique des enceintes de chantiers. Des critères de mise en dépression et/ou de maintien de vitesse minimale au droit des ouvertures sont utilisés. Pour ce qui est des ouvertures fines ou des inétanchéités, un critère de vitesse minimale entrante aux ouvertures est préconisé par certains exploitants. Même si la norme ISO 17873 (2004) conseille d'étudier à présent chaque situation au cas par cas, les valeurs minimales le plus souvent recommandées dans le milieu du nucléaire pendant de nombreuses années étaient les suivantes :

- $U_{\text{déb}} = 0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour tous types de polluants hormis le plutonium 238 et le tritium,
- $U_{\text{déb}} = 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le plutonium 238,
- $U_{\text{déb}} = 1.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le tritium.

Sur la base de ces éléments, trois valeurs de vitesses moyennes de l'écoulement au droit de l'ouverture étudiée ont donc été retenues pour notre étude : $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $1,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Le niveau de dépression dans l'enceinte est relié directement à la vitesse débitante entrante à l'ouverture par le coefficient de perte de charge qui ne dépend que du nombre de Reynolds de l'écoulement entrant et des caractéristiques géométriques de l'ouverture (chapitre 1) :

$$\Delta P_{\text{enceinte}} = \xi \rho \frac{U_{\text{déb}}^2}{2}$$

La mesure directe de la dépression de l'enceinte est réalisée pendant les essais.

Étant donné que l'admission de l'air dans l'enceinte se fait uniquement via l'ouverture étudiée, le débit d'extraction de l'enceinte Q_{extract} ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) est relié à la vitesse débitante au droit de l'ouverture par la relation :

$$Q_{\text{extract}} = Q_{\text{ouv}} = U_{\text{déb}} \times S_{\text{ouv}} \tag{3-1}$$

où Q_{ouv} ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) est le débit d'air entrant au droit de l'ouverture et S_{ouv} (m^2) la section de l'ouverture.

Le paramètre aéraulique relatif à l'écoulement perturbateur, qu'il se présente sous la forme d'un jet turbulent ou qu'il résulte du mouvement d'un obstacle, est la vitesse de perturbation résultante à l'ouverture que l'on note V ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$).

Dans le cas des perturbations de type jets turbulents, la vitesse de perturbation locale V ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) résulte de la décroissance du jet turbulent. Cette vitesse (transverse ou à contre-courant) est mesurée localement à l'ouverture dans le plan horizontal médian. La position du point de mesure varie d'une perturbation à une autre. Le débit initial de la perturbation et la vitesse du jet à l'injection sont notés respectivement Q_{perturb} ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) et V_0 ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$).

Pour ce qui est de la perturbation induite par le mouvement de l'obstacle devant l'ouverture, la vitesse de perturbation $V(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$ est transversale. Elle est considérée induite par le déplacement de l'obstacle à l'ouverture et le champ des vitesses associé à ce mouvement est déterminé dans le plan horizontal médian de l'ouverture.

Les deux grandeurs aérauliques explicitées ci-dessus nous permettent de définir un nouveau critère d'efficacité de confinement sur lequel se basera l'étude expérimentale (chapitre 4). Il s'agit d'un paramètre aéraulique adimensionnel, permettant de caractériser les conditions aérauliques à l'ouverture, défini comme le rapport entre la vitesse de perturbation à l'ouverture et la vitesse débitante initiale au droit de celle-ci : $V/U_{déb}$.

On cherchera à montrer dans le chapitre 4 que, contrairement aux critères utilisés jusqu'ici (vitesse minimale à l'ouverture et/ou de dépression minimale dans l'enceinte), le rapport adimensionnel $V/U_{déb}$ semble le meilleur paramètre à utiliser comme critère garantissant l'absence de rétrodiffusion à l'ouverture quel que soit le type de perturbation aéraulique mis en œuvre et les caractéristiques de l'ouverture étudiée.

3.1.2.2 Coefficient de rétrodiffusion

Sur la base des définitions du coefficient de transfert et de l'efficacité de confinement présentées dans le chapitre 1, on définit un coefficient dit 'de rétrodiffusion' propre à notre étude.

Il s'agit d'un coefficient qui permet de déterminer le rapport entre la concentration du traceur dans le mélange air/traceur rétrodiffusé localement à l'ouverture et la concentration du traceur dans le mélange air/traceur à l'intérieur de l'enceinte en extraction. Ce coefficient s'exprime en pourcentage et est défini par la relation :

$$K_{rétro} (\%) = \frac{\bar{C}_{ext\acute{e}q} - C_{air}}{\bar{C}_{int\acute{e}q} - C_{air}} \quad (3-2)$$

$\bar{C}_{int\acute{e}q}$ représente la concentration moyenne à l'équilibre du traceur dans le mélange gazeux air/traceur à l'intérieur de l'enceinte. $\bar{C}_{ext\acute{e}q}$ représente la concentration moyenne à l'équilibre du traceur dans le mélange gazeux air/traceur rétrodiffusé à l'extérieur de l'enceinte. C_{air} est la concentration du gaz traceur présent naturellement dans l'air ambiant (5 ± 2 ppm dans le cas de l'hélium). Les concentrations s'expriment en partie par million volumique (ppm). Le terme de concentration désigne donc ici, par abus de langage, une fraction volumique.

Le coefficient de rétrodiffusion permettra de donner pour chaque scénario étudié, une référence commune quant à la quantité rétrodiffusée mesurée et, par conséquent, de comparer les essais entre eux.

Notons qu'il s'agit d'une grandeur permettant de comparer chacun des scénarios entre eux selon les différentes configurations de perturbation et selon les caractéristiques géométriques de l'ouverture. Cette grandeur reste relative et ne peut en aucun cas constituer une valeur absolue étant donné que le prélèvement de la concentration autour de l'ouverture est local. Une enveloppe contenant l'enceinte aurait permis de déterminer la quantité rétrodiffusée totale mais celle-ci ne pouvait être mise en œuvre sans apporter des perturbations aérauliques supplémentaires.

La détermination des grandeurs d'intérêt est explicitée dans la section 3.3. Les dispositifs, l'instrumentation, ainsi que les techniques utilisées y sont aussi détaillés.

3.2 Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est mis en œuvre dans l'objectif de réaliser des expériences qualitatives et quantitatives sur le phénomène de rétrodiffusion, dans les différentes configurations de perturbation explicitées précédemment (3.1.1). Le montage expérimental complet est constitué de plusieurs dispositifs :

- l'enceinte expérimentale et son réseau aéraulique d'extraction,
- les dispositifs de production des perturbations,
- les dispositifs expérimentaux pour les expériences de visualisation/PIV et de traçage gazeux,
- l'ensemble des appareils de mesure (vitesse, pression, débit).

3.2.1 Enceinte expérimentale

Il a été montré, à l'issue des études préliminaires (chapitre 2), que l'étude des phénomènes de rétrodiffusion à l'ouverture nécessitait de maîtriser les paramètres géométriques et surtout aérodynamiques. Les caractéristiques géométriques et les dimensions de l'enceinte expérimentale ont donc été choisies judicieusement.

D'une part, l'enceinte ne peut être que de taille réduite en comparaison avec les sas de chantiers, de forme relativement simple et sans obstacles internes afin d'éviter toute autre perturbation (de nature géométrique) que celle provoquée volontairement à l'ouverture par l'écoulement perturbateur. D'autre part, elle doit être adaptée au besoin de générer des perturbations, loin de l'ouverture, sous la forme de jets turbulents libres et pariétaux. Ainsi, une maquette expérimentale de volume égal à $0,3 \text{ m}^3$ a été construite. Elle est équipée d'un réseau d'extraction connecté à un ventilateur centrifuge. L'accès à la maquette est aisé de façon à pouvoir mettre en œuvre les différentes perturbations et les différentes techniques de mesure.

La maquette expérimentale est une enceinte étanche et entièrement transparente en PMMA (Plexiglass) à parois lisses, de forme parallélépipédique et de dimensions internes $1,2 \text{ m} \times 0,5 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$. Ces dimensions permettent d'obtenir des longueurs suffisantes pour que le jet turbulent perturbateur soit dans un régime pleinement développé, au moment d'atteindre l'ouverture.

Hormis la paroi frontale, les parois de l'enceinte ont toutes une épaisseur de 12 mm, ce qui assure sa tenue mécanique lors de la mise en dépression. Notons que toutes les parois de l'enceinte sont solidaires, sauf les parois frontale et arrière. En effet, la paroi frontale, de surface $1,06 \text{ m} \times 0,36 \text{ m}$ et contenant l'ouverture, est amovible, transparente et d'épaisseur comprise entre 2 mm et 5 mm ; 2 mm étant l'épaisseur minimale possible assurant la non déformation de la paroi du fait de l'effet des dépressions imposées (dépression maximale de 10 Pa). Pour chaque campagne d'essais, la paroi frontale amovible étudiée est vissée à un cadre solidaire du reste de l'enceinte, et dont l'épaisseur est égale à celle des autres parois (12 mm) (Figure 3.5). A noter cependant que certains essais ont été réalisés en remplaçant la paroi frontale rigide par une paroi souple en vinyle.

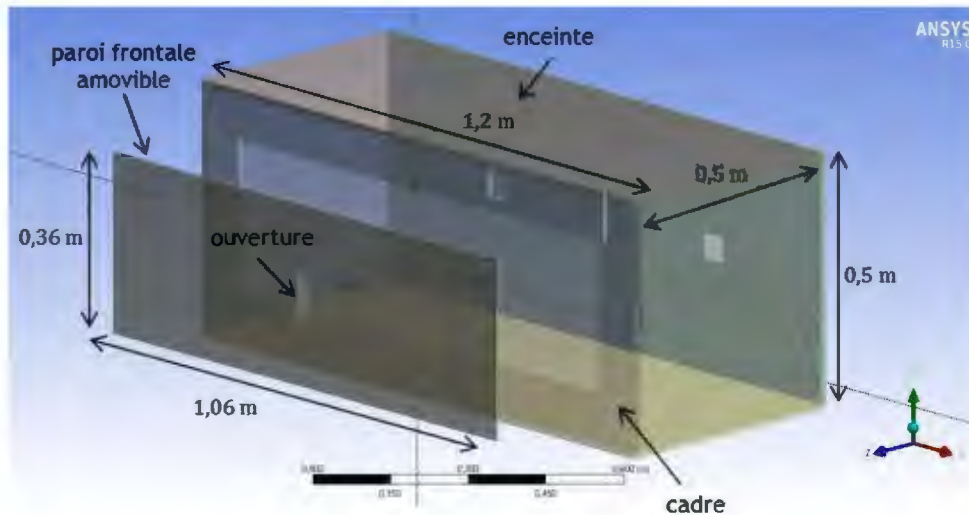


Figure 3.5 : représentation schématique de l'enceinte expérimentale et de la paroi frontale amovible

La paroi arrière supporte deux bouches d'extraction ; elle est aussi amovible pour garantir l'accès à l'intérieur de l'enceinte (nettoyage, entrée/sortie du matériel, positionnement du système d'ensemencement, mise en place de l'émission du gaz traceur...). En dehors de la paroi frontale contenant l'ouverture, les parois de l'enceinte sont toutes équipées de différents matériels : la paroi latérale droite est munie d'une traversée étanche de type Pneurop DN40 aux deux extrémités et d'une traversée étanche pour le passage d'un tuyau de diamètre externe 8 mm (tuyau d'émission du gaz traceur). La paroi latérale droite et la paroi arrière sont chacune équipées d'un orifice rectangulaire permettant d'y placer la buse d'injection des jets perturbateurs internes (Figure 3.6). La paroi arrière, la paroi supérieure (plafond) et la paroi inférieure (sol) sont équipées chacune de deux prises de pression statique, de diamètre interne égal à 4 mm, centrées par rapport à l'axe vertical médian de l'ouverture. Les six prises de pression sont reliées en un seul point de mesure de la dépression dans l'enceinte.

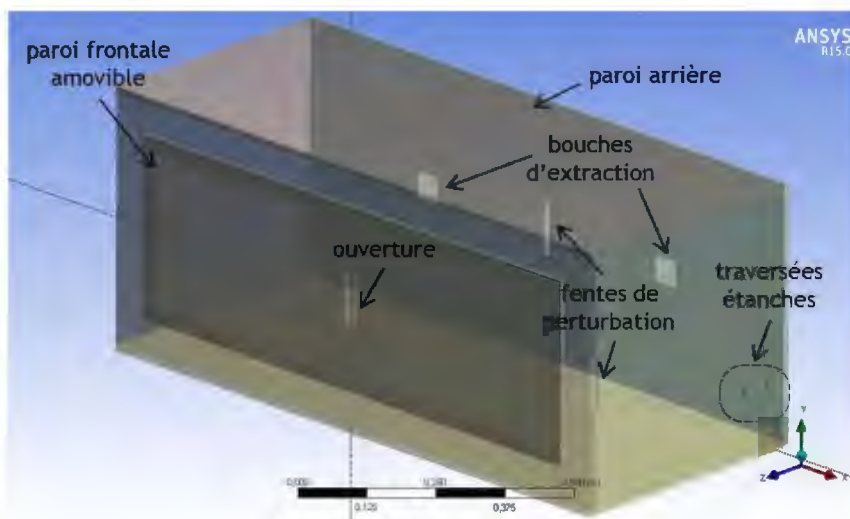


Figure 3.6 : emplacement des orifices sur la maquette expérimentale

L'extraction d'air est assurée par un réseau d'extraction global constitué de deux conduits circulaires raccordés à l'enceinte par deux bouches identiques de forme carrée et de

dimensions $0,05 \text{ m} \times 0,05 \text{ m}$, centrées par rapport à l'axe médian de l'enceinte. La mise en dépression de l'enceinte est assurée par un ventilateur centrifuge d'extraction (Plastifer VSB-14) muni d'un variateur de fréquence $0 - 50 \text{ Hz}$ (Figure 3.7). Il est dimensionné en prenant en compte les pertes de charge dans le réseau d'extraction. Les débits d'extraction de l'enceinte varient en fonction de la dimension de l'ouverture étudiée et de la vitesse entrante imposée à cette dernière : le débit maximal théorique est de l'ordre de $100 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Néanmoins, on étudiera essentiellement des débits plus faibles, de l'ordre de quelques $\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$.

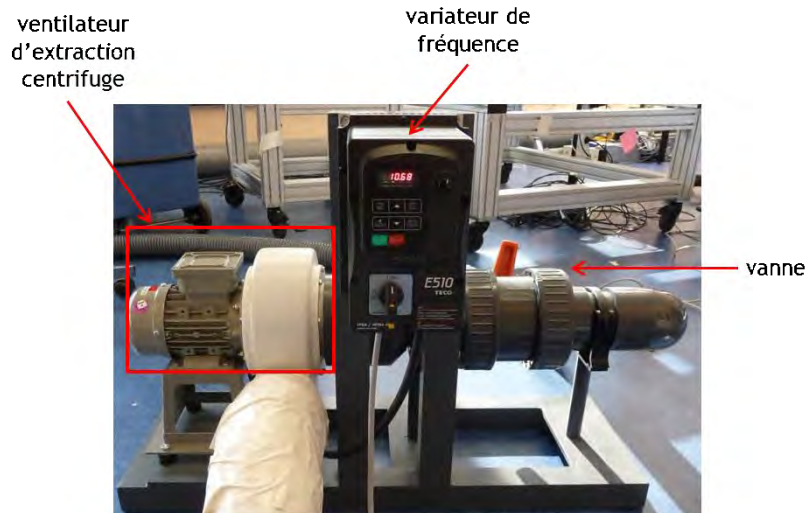


Figure 3.7 : ventilateur centrifuge assurant l'extraction de l'air de l'enceinte

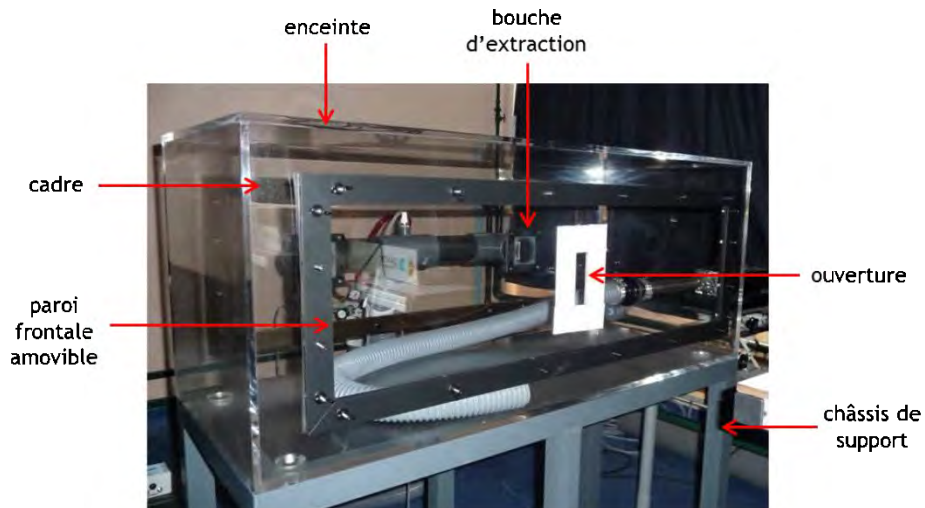


Figure 3.8 : vue de face de l'enceinte expérimentale et de l'ouverture de référence (rectangulaire et à travers une paroi rigide)

Plusieurs types d'ouverture sont étudiés. L'influence de paramètres tels que la forme géométrique, l'épaisseur et le matériau de la paroi frontale est ainsi étudiée pour des conditions aérauliques à l'ouverture fixées. Afin de réaliser cette étude paramétrique, le choix d'un cas de référence s'est porté sur une ouverture rectangulaire, de dimensions $10 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ et d'épaisseur 5 mm , dans un matériau rigide en PMMA (Figure 3.8). Le diamètre hydraulique de cette ouverture rectangulaire est défini comme suit :

$$D_h = \frac{2 a b}{a + b}$$

avec a et b respectivement la longueur et la largeur de l'ouverture. Pour la fente de référence, le diamètre hydraulique est donc égal à $D_h = 46$ mm.

Par la suite, on s'intéressera à deux formes d'ouverture, rectangulaire et circulaire, et à deux types de parois frontales contenant l'ouverture, une paroi rigide en PMMA (plexiglass) et une paroi souple en vinyle. Enfin, trois épaisseurs de paroi au niveau de l'ouverture seront étudiées : $e = 2$ mm, 5 mm (paroi rigide) et $e = 0,4$ mm (paroi souple).

3.2.2 Dispositifs de production des perturbations

3.2.2.1 Perturbation liée aux jets turbulents

Le dispositif de production des perturbations aérauliques sous la forme de jets plans turbulents est composé de deux parties : le réseau aéraulique produisant la perturbation et la buse de soufflage du jet. Le circuit aéraulique lié à la perturbation peut être fermé ou ouvert, en fonction de la configuration du perturbateur, interne ou externe à l'enceinte expérimentale.

La production des écoulements perturbateurs additionnels sous la forme de jets est assurée par un ventilateur centrifuge fonctionnant en soufflage. Le ventilateur, muni d'un variateur de fréquence $0 - 50$ Hz, peut atteindre un débit maximal en sortie de la buse d'environ $130 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ tout en tenant compte des pertes de charge induites par le réseau aéraulique de la perturbation et par le système de mesure du débit de la perturbation. La perturbation interne, qu'elle soit sous la forme d'un jet pariétal ou d'un jet libre, est intégrée à un réseau aéraulique fermé. Le circuit fermé (en rouge sur la Figure 3.9 et la Figure 3.10), permet de maintenir l'enceinte en dépression. Ceci est réalisé en extrayant le même débit que celui qui est injecté au niveau de la fente pariétale ou celle faisant face à l'ouverture. On évite ainsi l'apport continu de masse par le soufflage qui mettrait l'enceinte en surpression et modifierait notre scénario.

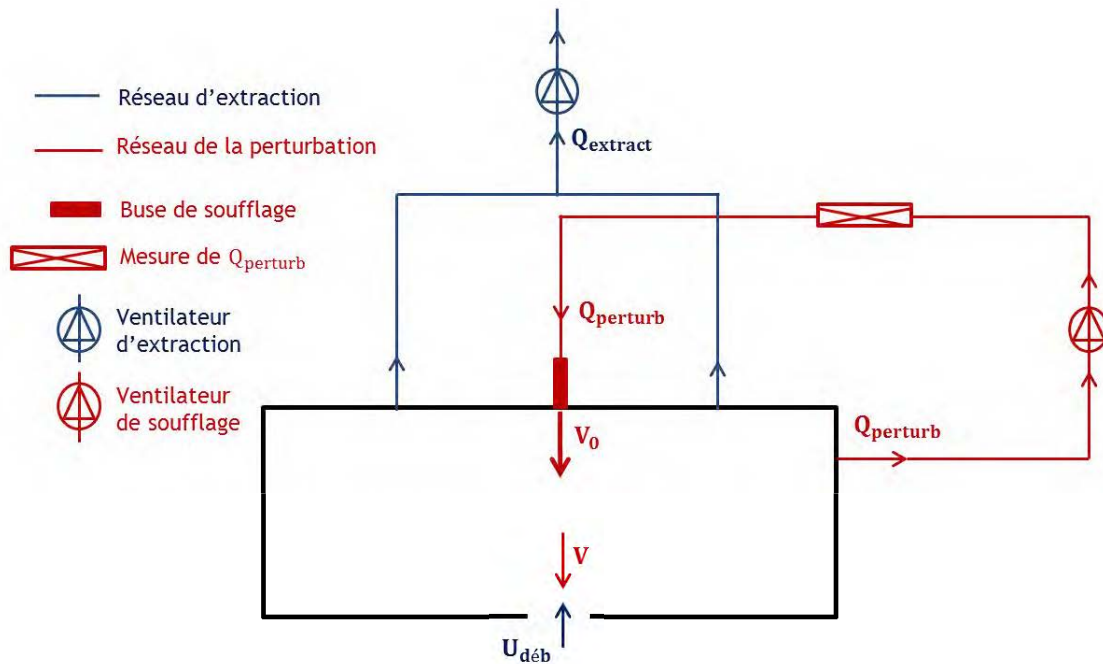


Figure 3.9 : configuration expérimentale du cas de la perturbation interne sous forme de jet libre frontal à contre-courant - vue du dessus

Rappelons qu'il ne s'agit que de mettre en compétition les deux écoulements d'origines différentes : le premier est lié au confinement dynamique de l'enceinte et le second est issu de la perturbation aéraulique. La perturbation externe, elle, est reliée à un réseau de ventilation externe comme illustré sur la Figure 3.11. L'admission au niveau du ventilateur centrifuge se fait à l'air ambiant.

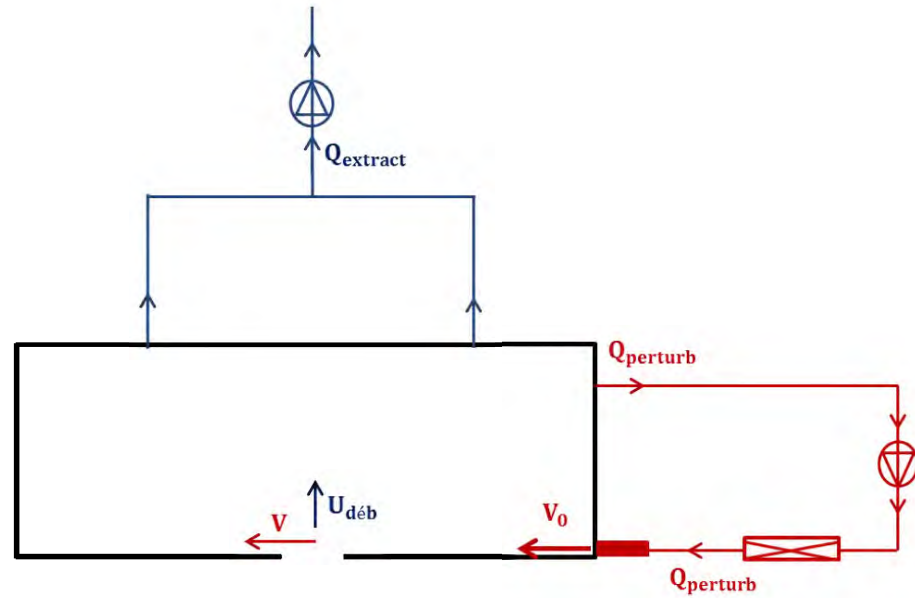


Figure 3.10 : configuration expérimentale du cas de la perturbation interne sous forme de jet turbulent pariétal - vue du dessus

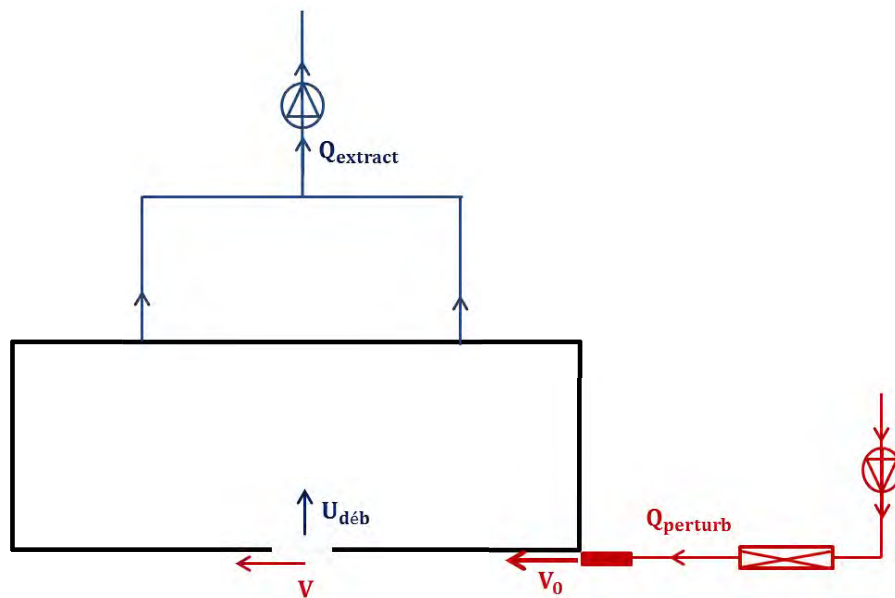


Figure 3.11 : configuration expérimentale du cas de la perturbation externe sous forme de jet turbulent pariétal - vue du dessus

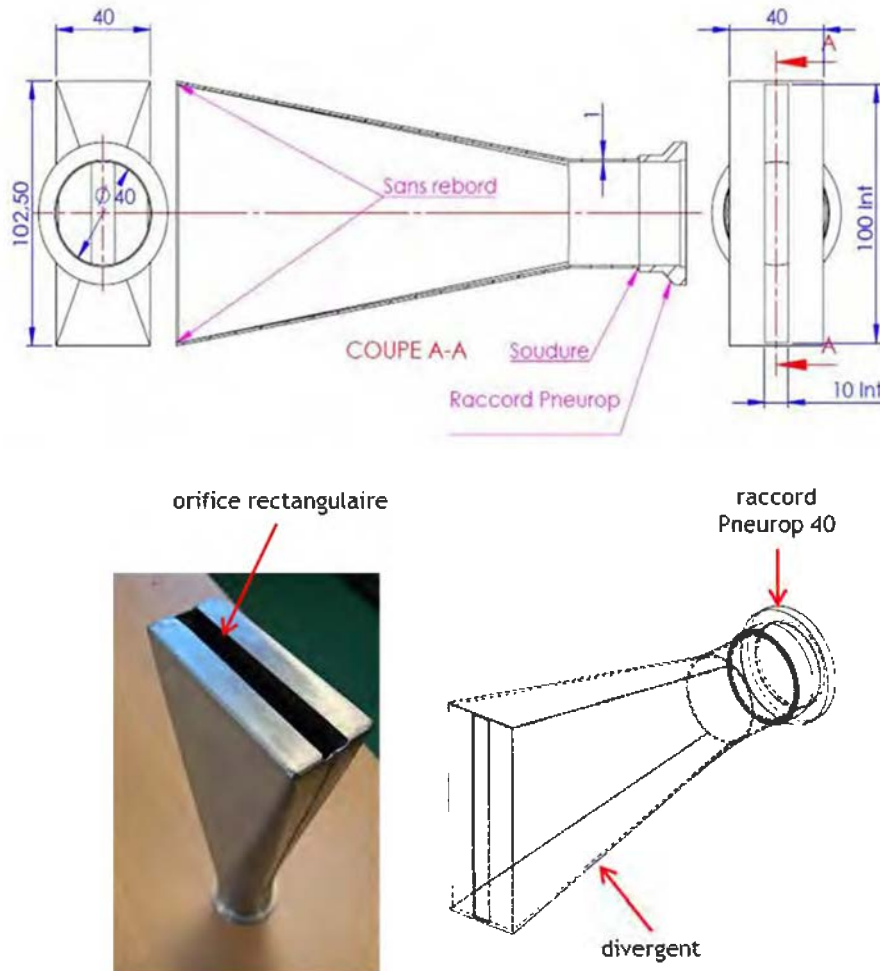


Figure 3.12 : schémas de la buse de soufflage

Afin d'assurer l'injection des jets perturbateurs, un orifice de dimensions $10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ est intégré à une buse en acier à la forme d'un divergent, un raccord de type Pneurop 40 soudé à la buse permet son montage sur le conduit de soufflage (Figure 3.12). La paroi frontale de la buse est plate afin que cette dernière puisse être fixée à la paroi de l'enceinte, au niveau de l'un ou l'autre des deux orifices dont est pourvue l'enceinte. Des orifices de mêmes dimensions $10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ sont disposés au niveau de la paroi arrière et de la paroi latérale (Figure 3.6).

3.2.2.2 Perturbation liée au mouvement d'un obstacle

Afin de reproduire le mouvement devant l'ouverture, un système de déplacement d'une plaque contrôlé par un programmeur a été mis en place.

Le système de déplacement est constitué de quatre composants :

- une plaque perturbatrice,
- un module linéaire (rail de déplacement),
- une motorisation pas à pas,
- un contrôleur de mouvement.

L'obstacle mobile est une plaque rectangulaire rigide de dimensions $0,42\text{ m} \times 0,32\text{ m}$, de $2,5\text{ mm}$ d'épaisseur. Elle est placée pendant les essais à une distance $X = 2,5\text{ cm}$ de la paroi frontale contenant l'ouverture (Figure 3.13).

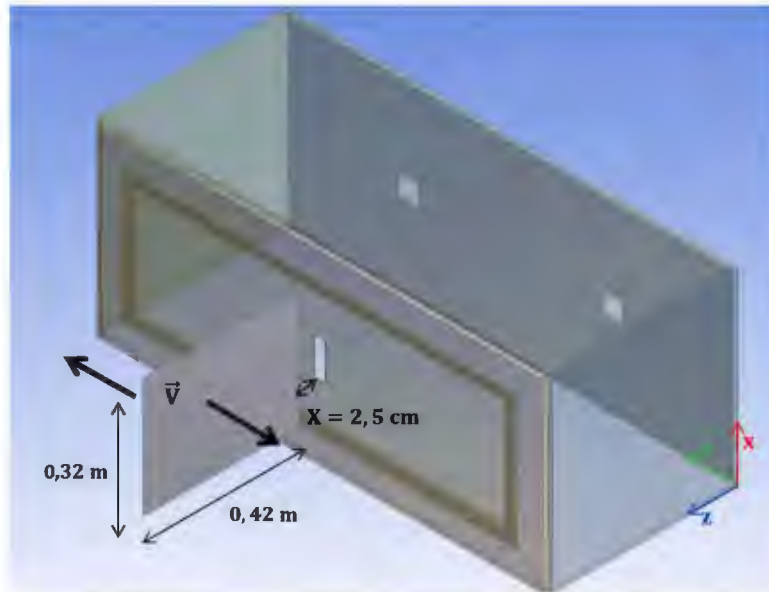


Figure 3.13 : représentation schématique de la plaque se déplaçant à l'extérieur de l'enceinte

La plaque est fixée à une platine qui est solidaire d'un système de rail de déplacement/moteur pas à pas (Figure 3.14, Figure 3.15).

Le rail de déplacement est un module linéaire compact muni d'un système d'entraînement par courroie et doté d'une platine fixée par rainures. Le module linéaire a une longueur de 55 cm . Le mouvement de l'ensemble platine/plaque est assuré par un moteur pas à pas LAM Technologies M1233041 (couple 1.1 Nm , diamètre 56 mm). La vitesse, la position et les temps d'arrêt sont pilotés par un contrôleur de mouvement DS 3044 programmable.

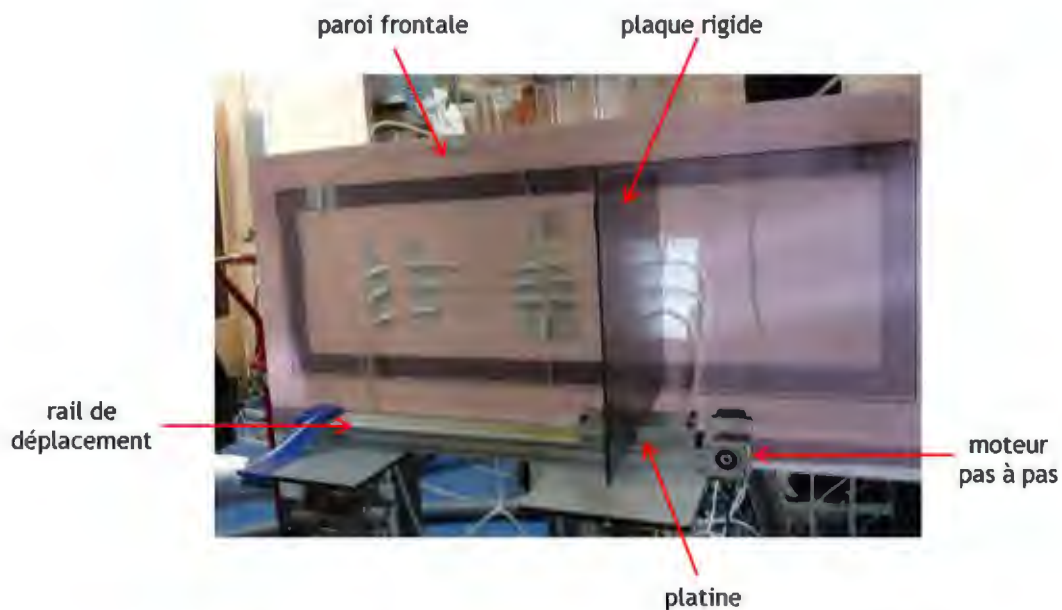


Figure 3.14 : visualisation de la plaque en mouvement devant l'ouverture

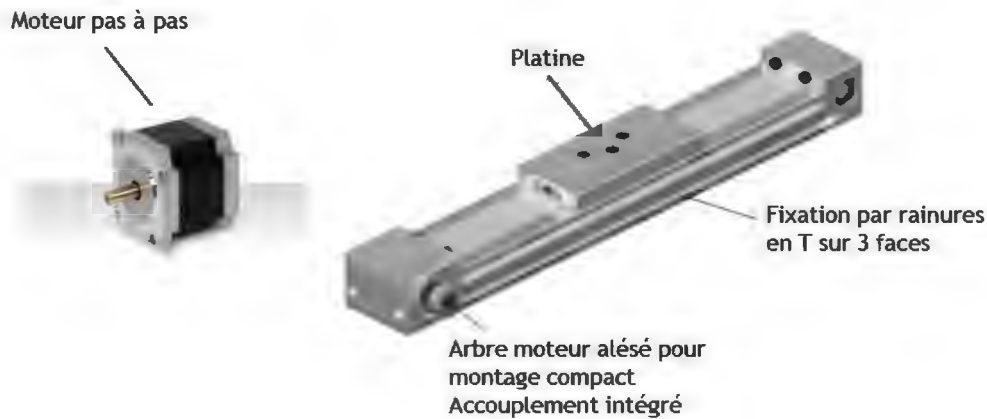


Figure 3.15 : système de support et de déplacement de la plaque ; motorisation pas à pas sur un rail de déplacement

Une seule configuration du mouvement de plaque est utilisée dans notre étude ; elle correspond au maximum de déplacement de la plaque compte tenu du couple du moteur et de la longueur du rail de déplacement. Cette configuration est la suivante : il s'agit d'un mouvement d'aller-retour continu de la plaque de part et d'autre du centre de l'ouverture. La course maximale parcourue par la platine lors d'un aller ou d'un retour est égale à 37,5 cm ; la durée d'un aller-retour est égale à 2 s, avec un temps d'arrêt entre les deux de 500 ms. La vitesse maximale de l'ensemble platine/plaque est estimée à $0,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

3.2.3 Dispositif de visualisation des écoulements et de PIV

Un dispositif de visualisation laser et de mesures PIV est mis en œuvre. Généralement, une chaîne de mesure par tomographie laser et par PIV comprend :

- une source lumineuse,
- un générateur de particules pour tracer l'écoulement,
- une caméra pour enregistrer le déplacement du traceur (la résolution, la capacité de stockage et la fréquence doivent être adaptées aux besoins de l'étude),
- un système de pilotage et de synchronisation de l'ensemble source lumineuse/caméra et un système de numérisation et de traitement des images.

Comme l'illustre la Figure 3.16, l'éclairage est réalisé à l'aide d'un laser pulsé de type Nd:YAG. Ce laser émettant dans le vert à 532 nm est doté d'une énergie maximale de 800 mJ par pulsation et d'une fréquence maximale de 15 Hz. Le laser possède deux cavités permettant d'avoir deux pulsations lumineuses séparées d'un intervalle de temps à régler en fonction de l'ordre de grandeur des vitesses que l'on souhaite mesurer, et chaque pulsation dure 4 ns. L'épaisseur de la nappe laser doit être la plus fine possible (Figure 3.17). Elle est aussi réglable en fonction de la qualité du champ de particules souhaitée, généralement de 1 mm – 3 mm. On utilise, pour l'ensemencement de l'écoulement étudié, des particules d'huile pour fumigène produites par un générateur de particules SAFEX® F2001 Plus fourni par la société Dantec Dynamics. Le diamètre des particules produites par ce générateur est égal à $1 \mu\text{m}$ selon le fabricant. Le matériel d'acquisition des images comprend une caméra numérique Flowsense EO 4M, équipée d'un capteur CCD (Charge Coupled Device) de 2048×2048 pixels, la taille du pixel étant de $7,4 \mu\text{m}$. La caméra a une résolution de 14 bit, c'est-à-dire qu'elle est capable de détecter 2^{14} niveaux de gris. Sa fréquence maximale d'acquisition est de 10 Hz. Le buffer de la caméra a une capacité de 1000 images par acquisition et ce dernier est déclenché en synchronisation avec chaque pulsation du laser. Enfin, le pilotage, la

synchronisation du système laser-caméra et le traitement des images sont réalisés à l'aide du logiciel Dynamic studio V3.4.

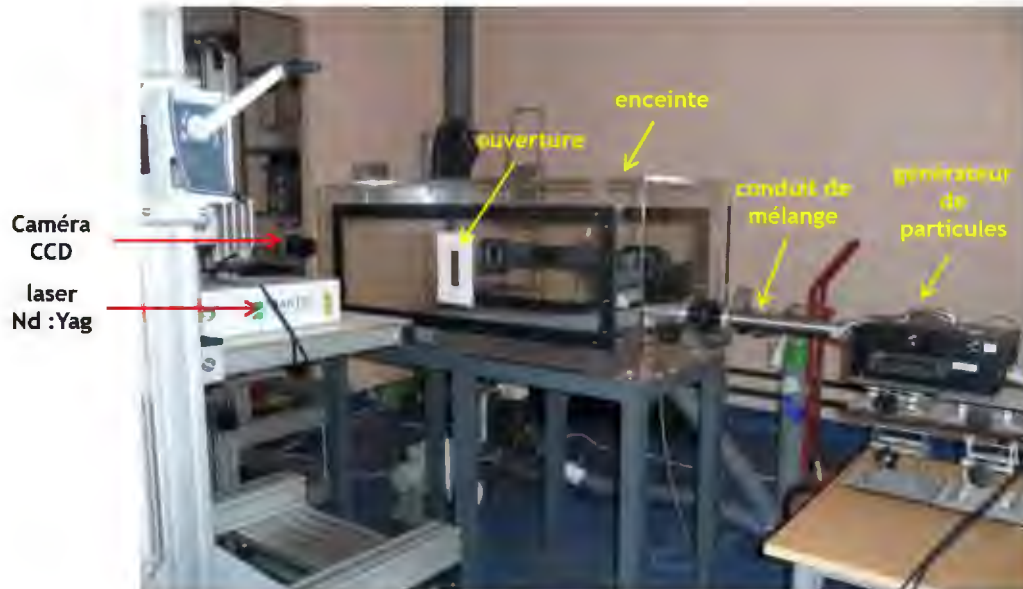


Figure 3.16 : montage expérimental pour les expériences de visualisation et de vélocimétrie laser

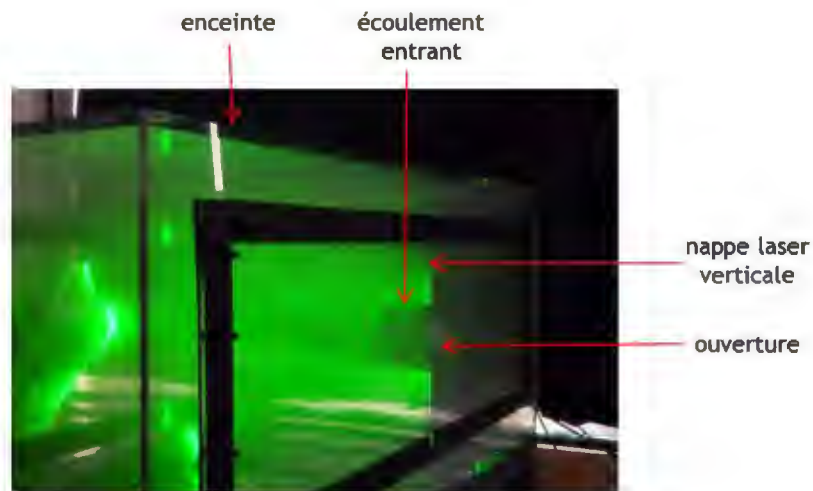


Figure 3.17 : nappe laser verticale, visualisation de l'écoulement entrant à l'ouverture

3.3 Détermination des grandeurs d'intérêt de l'étude

3.3.1 Mesure des grandeurs aérauliques

Mesure de la dépression dans l'enceinte

Une mesure continue de la dépression dans l'enceinte expérimentale (par rapport à la pression dans le local) est réalisée tout au long des essais à l'aide d'un transmetteur de pression différentielle Furness modèle FCO332 échelonné entre -20 Pa et $+20$ Pa pour les besoins de l'étude. Le capteur de pression utilisé permet la mesure et l'affichage direct avec une acquisition en temps réel de la pression à l'aide du logiciel FCS487 data logger. Le transmetteur de pression a été calibré par le

constructeur de telle manière à avoir une très haute précision, notamment pour la gamme des dépressions étudiées dans l'enceinte qui s'étend de 0,3 Pa à 3 Pa. Les incertitudes associées sont respectivement égales à $\pm 0,1\%$ et $\pm 1\%$. Le capteur de pression utilisé peut mesurer des faibles valeurs de dépression jusqu'à 0,04 Pa, rencontrées lors des essais de mouvement de l'obstacle devant l'ouverture. L'incertitude s'élève dans ce cas à $\pm 7\%$.

Mesure du débit de la perturbation

La mesure du débit de la perturbation aéraulique sous la forme de jets plans turbulents est réalisée à l'aide d'une aile de mesure de débit d'air DEBIMO de KIMO fonctionnant sur le principe de l'élément déprimogène (débit fonction de la pression différentielle). L'élément de mesure est sous la forme de profilé en aile d'avion limitant les pertes de charge et les turbulences (Figure 3.18). L'aile est munie d'orifices de mesure répartis à équidistance sur la longueur utile permettant le contrôle du débit moyen (Figure 3.19).

Généralement, l'installation de cet élément de mesure se fait par insertion d'une ou de plusieurs ailes dans la gaine où l'on souhaite mesurer le débit. Une longueur droite minimale doit être respectée en amont et en aval de l'élément de mesure comme l'illustre la Figure 3.20 ; une longueur droite nécessaire supérieure à 5 fois le diamètre du conduit est requise en amont de l'élément de mesure et supérieure à 3 fois le diamètre en aval de ce dernier.

Dans notre cas, une aile de mesure 100 mm de long a été installée dans une gaine rigide de section circulaire et de diamètre DN100. Cette gaine rigide est insérée au réseau secondaire de soufflage de la perturbation (Figure 3.9, Figure 3.10, Figure 3.11). Elle est associée à un transmetteur de pression différentielle Furness modèle FCO332 (± 20 Pa).

Le différentiel entre les deux prise de pression est défini par :

$$\Delta P = P_t - P_s$$

Où P_t et P_s sont respectivement la pression totale et la pression statique, exprimées en Pa.

On obtient le débit mesuré Q ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) par l'aile par la relation suivante :

$$Q = C_M \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho}} \times S \times 3600$$

C_M représente le coefficient de l'élément déprimogène ; la valeur théorique pour l'aile de mesure est donnée par le constructeur : $C_M = 0,8165$;

S (m^2) est la section de la gaine où s'effectue la mesure ;

ρ ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$) est la masse volumique de l'air $\rho = 1,18 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ à 20°C .

Le constructeur estime la précision globale du système de mesure entre 3 à 5 % de la mesure en plus de la précision du capteur de pression utilisé. Pour notre étude, le capteur de pression choisi a une erreur comprise entre 0,02% et 1 % pour la gamme des pressions mesurées aux bornes de l'aile DEBIMO (entre 19 Pa et 0,3 Pa).

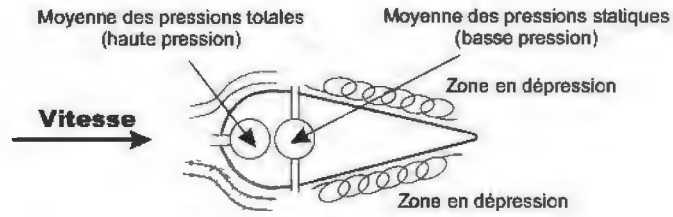


Figure 3.18 : principe de fonctionnement de l'élément déprimogène (aile de mesure) - vue de dessus

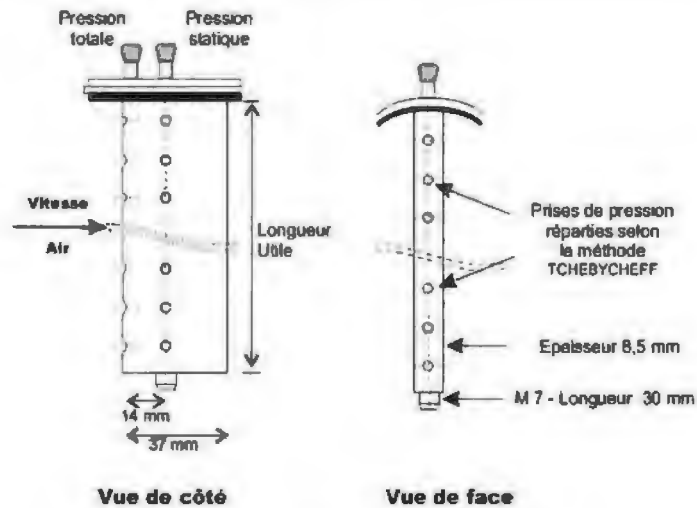


Figure 3.19 : orifices de mesure sur l'aile de mesure DEBIMO

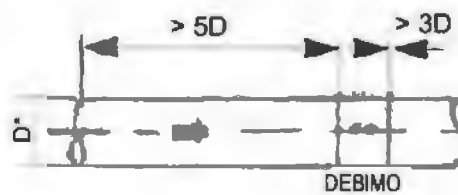


Figure 3.20 : schéma d'installation de l'aile de mesure

Mesure de la vitesse de perturbation résultante à l'ouverture

Pour les perturbateurs liés aux jets turbulents, la vitesse de perturbation est mesurée localement à l'ouverture et la position du point de mesure varie d'une perturbation à une autre (jet pariétal interne/externe, jet libre interne à contre-courant). Cette mesure est réalisée à l'aide d'un thermo-hygro-anémomètre KIMO VT210TF de type sonde de vitesse à fil chaud. La gamme des vitesses pouvant être mesurées par cet anémomètre s'élève jusqu'à 30 m.s^{-1} et la plage des vitesses de perturbation mesurées dans le cadre de notre étude s'étend entre $0,5 \text{ m.s}^{-1}$ et 10 m.s^{-1} , valeurs pour lesquelles la sonde présente, respectivement, des incertitudes entre 11% et 1%. Par ailleurs, la détermination de la vitesse perturbatrice à l'ouverture dans le cas du mouvement de la plaque devant l'ouverture est réalisée grâce à la mesure PIV du champ de vitesse induit par le déplacement de l'obstacle face à l'ouverture.

3.3.2 Détermination du débit d'extraction et du coefficient de rétrodiffusion

Le débit d'extraction de l'enceinte et le coefficient de rétrodiffusion sont tous les deux déterminés par la technique de traçage gazeux.

De manière générale, cette technique est principalement utilisée pour caractériser l'aéroulque d'un local ou encore pour étudier le transport des contaminants. Le traçage gazeux consiste à marquer, au moyen d'une substance convenablement choisie, les flux de gaz parcourant le système que l'on étudie, et à mesurer l'évolution dans l'espace et dans le temps des concentrations résultantes.

Le principe de cette technique est détaillé dans l'annexe D. Cette technique permet d'obtenir deux types d'informations :

- d'une part une information sur les paramètres de fonctionnement statique et dynamique du système lui-même (débit d'air, taux de renouvellement,...),
- d'autre part une information sur l'interaction entre le système et son environnement (coefficients de transfert ou de rétrodiffusion,...).

Détermination du débit d'extraction de l'enceinte

La mesure d'un débit d'air Q à l'aide d'un traceur gazeux est basée sur le principe de dilution d'une quantité connue de gaz traceur injectée dans un système (conduit de ventilation, enceinte ventilée,..) dans lequel circule ce débit Q . La mesure de la concentration en gaz résultante est effectuée en un point de prélèvement où le mélange entre l'air et le traceur est homogène. Le principe est schématisé sur la Figure 3.21 :

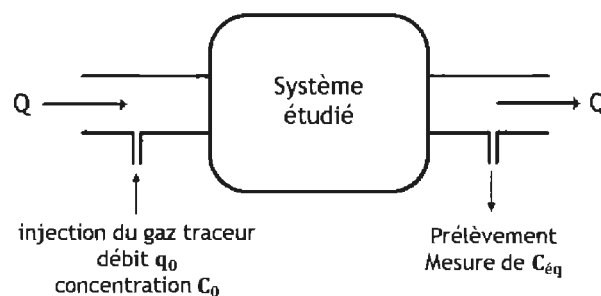


Figure 3.21 : détermination du débit d'air parcourant un système ventilé

Le débit de gaz Q ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$) parcourant le système étudié est obtenu à partir de la relation du bilan en gaz traceur lorsque l'équilibre de l'écoulement dans le système étudié est établi :

$$Q C_{\text{air}} + q_0 C_0 = (Q + q_0) C_{\text{éq}} \quad (3-3)$$

Avec,

Q : débit de gaz dans le système ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$),

q_0 : débit de gaz injecté ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$),

$C_{\text{éq}}$: concentration en traceur mesurée à l'équilibre (ppm),

C_{air} : concentration en gaz traceur présent naturellement dans l'air, $C_{\text{air}} = 5 \pm 2$ ppm pour l'hélium,

C_0 : concentration en traceur pour le gaz injecté (ppm).

Les concentrations s'expriment en ppm (partie par million, volumique). Le gaz traceur étant injecté à l'état pur, $C_0 = 10^6$ ppm, et q_0 étant négligeable devant Q , le débit est alors obtenu à partir de la relation :

$$Q = \frac{q_0}{C_{\text{éq}} - C_{\text{air}}} \times 10^6 \quad (3-4)$$

Le dispositif permettant de déterminer la valeur de $C_{\text{éq}}$ (ppm), illustré sur la Figure 3.22, est essentiellement constitué d'une partie émission du gaz traceur, une partie détection et analyse, et une dernière partie relative à l'affichage, à l'acquisition et à l'enregistrement de données numériques liées à la réponse du spectromètre de masse.

Dans un premier temps, un débit de gaz traceur constant et contrôlé q_0 ($\text{NL} \cdot \text{h}^{-1}$) est injecté dans l'enceinte à l'aide d'une bouteille de gaz contenant de l'hélium pur munie d'un détendeur et d'un système d'injection disposé en aval du détendeur. Ce dernier, garantissant un débit constant et continu, est composé d'un débitmètre volumique BROOKS 5850E ($0 - 45 \text{ NL} \cdot \text{h}^{-1}$, $P_1/P_2 = 4 \text{ à } 5 / P_{\text{atm}}$) relié à un coffret d'affichage et de régulation BROOKS instrument (4 voies - modèle 0254).

Dans un second temps, le prélèvement est réalisé en l'aval de l'enceinte, dans le conduit d'extraction, à une distance suffisante afin d'obtenir un mélange homogène. Le mélange air/hélium prélevé (de concentration $C_{\text{éq}}$) est acheminé grâce à une pompe de prélèvement vers un spectromètre de masse Alcatel modèle ASM102S à sortie logarithmique afin d'être analysé. L'analyse du mélange prélevé donne lieu à un signal numérique en volts proportionnel à la concentration $C_{\text{éq}}$ (ppm). Un système d'acquisition 'Labview' permet de visualiser en temps réel le signal en volts et de l'enregistrer pour le convertir ultérieurement en valeurs de concentration à l'aide des courbes d'étalonnage du spectromètre de masse utilisé.

Notons que l'étalonnage du spectromètre de masse est effectué au moyen de deux étalons gazeux d'hélium, les teneurs en hélium des deux gaz étalons encadrant la valeur de $C_{\text{éq}}$ que l'on souhaite mesurer. Deux à trois étalonnages sont réalisés pendant la même série d'essais ; la courbe d'étalonnage finale est obtenue en établissant la moyenne de ces étalonnages.

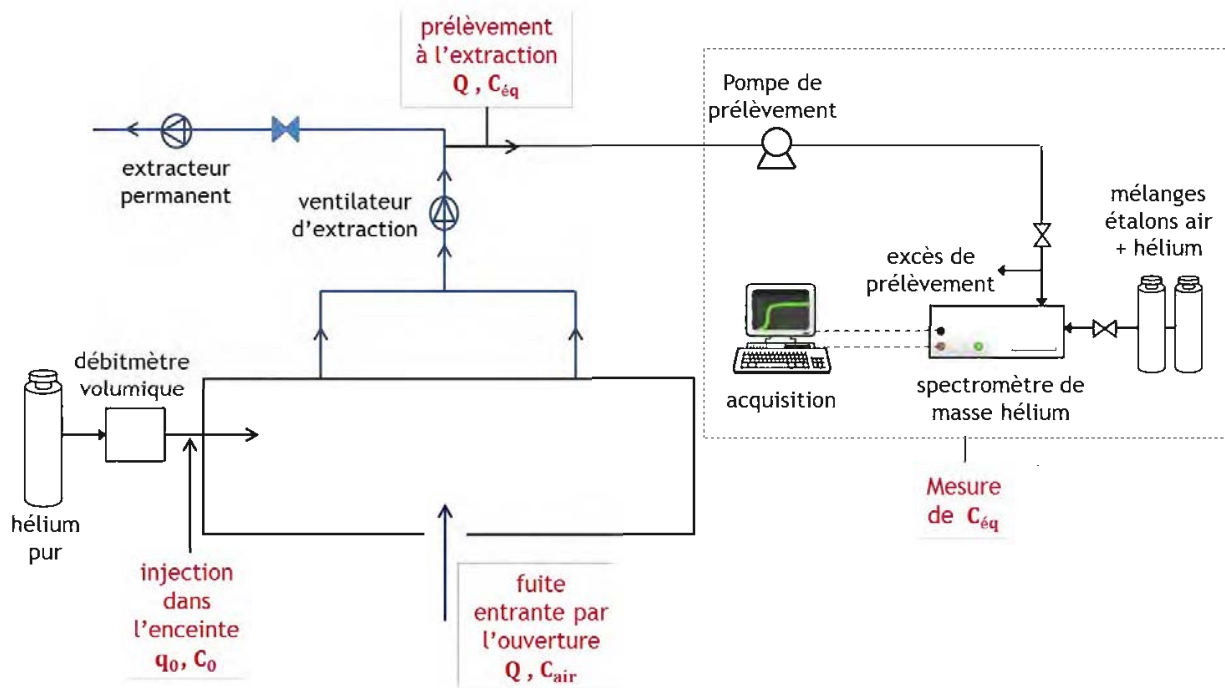


Figure 3.22 : schéma de la détermination du débit d'extraction de l'enceinte par le traçage gazeux à l'hélium

Détermination du coefficient de rétrodiffusion : $\bar{C}_{int\acute{e}q}$ et $\bar{C}_{ext\acute{e}q}$

Le calcul du coefficient de rétrodiffusion passe par la détermination des grandeurs $\bar{C}_{int\acute{e}q}$ et $\bar{C}_{ext\acute{e}q}$ correspondant à la concentration moyenne à l'équilibre en hélium dans le mélange air/hélium, respectivement dans l'enceinte et à l'extérieur de l'enceinte localement autour l'ouverture (mélange rétrodiffusé). L'obtention des grandeurs $C_{int\acute{e}q} (ppm)$ et $C_{ext\acute{e}q} (ppm)$ passe par les mêmes étapes que pour la mesure de la concentration $C_{\acute{e}q} (ppm)$ dans le cadre de la détermination du débit d'extraction de l'enceinte. Le dispositif et l'instrumentation mis en œuvre restent identiques durant toutes les étapes d'injection de gaz traceur, de détection, d'analyse, d'acquisition et de conversion des données. Les étapes de l'injection de l'hélium dans l'enceinte et du prélèvement du mélange de concentration C_{int} dans la gaine d'extraction ne changent pas. C_{int} et $C_{\acute{e}q}$ (concentration destinée à la mesure du débit d'extraction de l'enceinte) désignent la même concentration.

Ainsi, le prélèvement du mélange gazeux air/hélium lié à la mesure de $C_{int\acute{e}q}$ est analysé par un spectromètre de masse ASM102S à sortie logarithmique alors que le mélange hélium/air relatif à la concentration $C_{ext\acute{e}q}$ est prélevé au point de collecte d'un ensemble de préleveurs disposés localement sur la périphérie de l'ouverture ; le nombre et le positionnement des préleveurs dépendent de la perturbation étudiée. L'analyse du mélange gazeux prélevé à l'ouverture est réalisée grâce à un spectromètre de masse Alcatel modèle ASM100 à sortie linéaire. Les systèmes d'analyse par spectrométrie de masse sont illustrés sur la Figure 3.24.

Les étapes d'acquisition, d'enregistrement et de conversion des données numériques en valeurs de concentration en ppm sont identiques à celles explicitées ci-dessus pour l'obtention du débit d'extraction de l'enceinte.

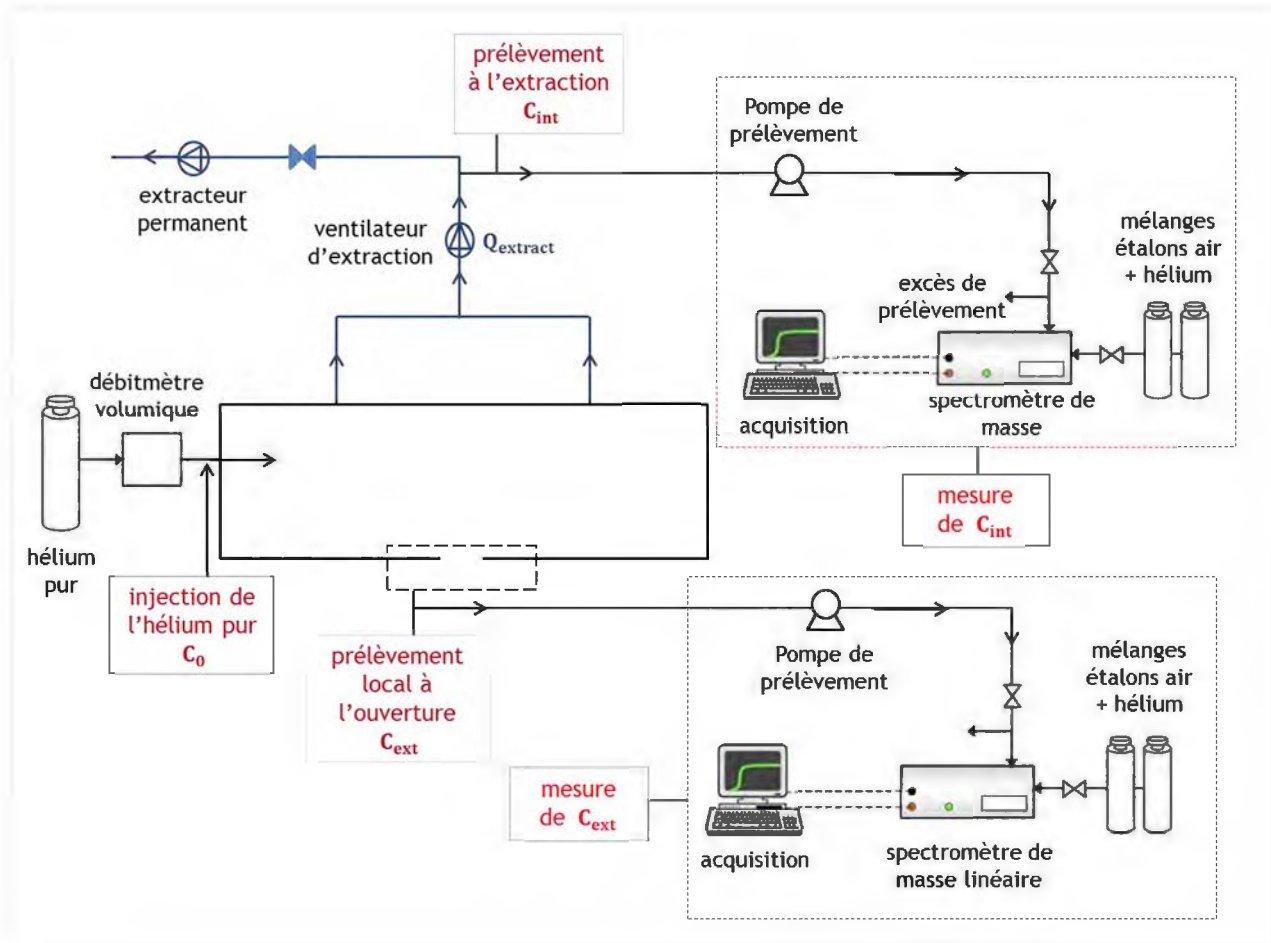


Figure 3.23 : schéma de la détermination des concentrations $C_{\text{int}\text{éq}}$ (ppm) et $C_{\text{ext}\text{éq}}$ (ppm) par traçage gazeux à l'hélium

Notons que les valeurs attendues pour la mesure de $C_{\text{int}\text{éq}}$ sont supérieures à 1000 ppm et celles mesurées dans le cadre de la détermination de $C_{\text{ext}\text{éq}}$ ne dépassent pas une centaine de ppm dans le cas de figure le plus favorable à la rétrodiffusion³. Une illustration du montage expérimental globale du traçage gazeux est présentée sur la Figure 3.25.

³ Les spectromètres de masse Alcatel modèle ASM102S ont une capacité qui peut aller jusqu'à des concentrations de l'ordre de 10 000 ppm ; pour cela, ils sont munis d'une sortie logarithmique. Les spectromètres de masse Alcatel modèle ASM100 peuvent analyser des signaux proportionnels à des concentrations jusqu'à 1000 ppm seulement. Ils sont utilisés avec une sortie linéaire du signal.

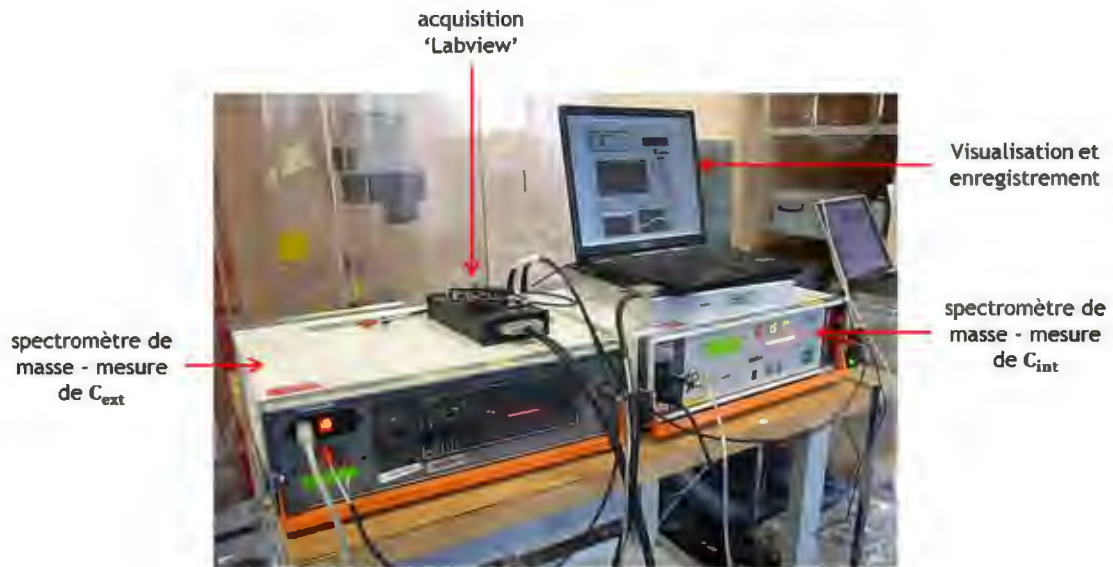


Figure 3.24 : système d'analyse par spectrométrie de masse hélium, acquisition et enregistrement des données

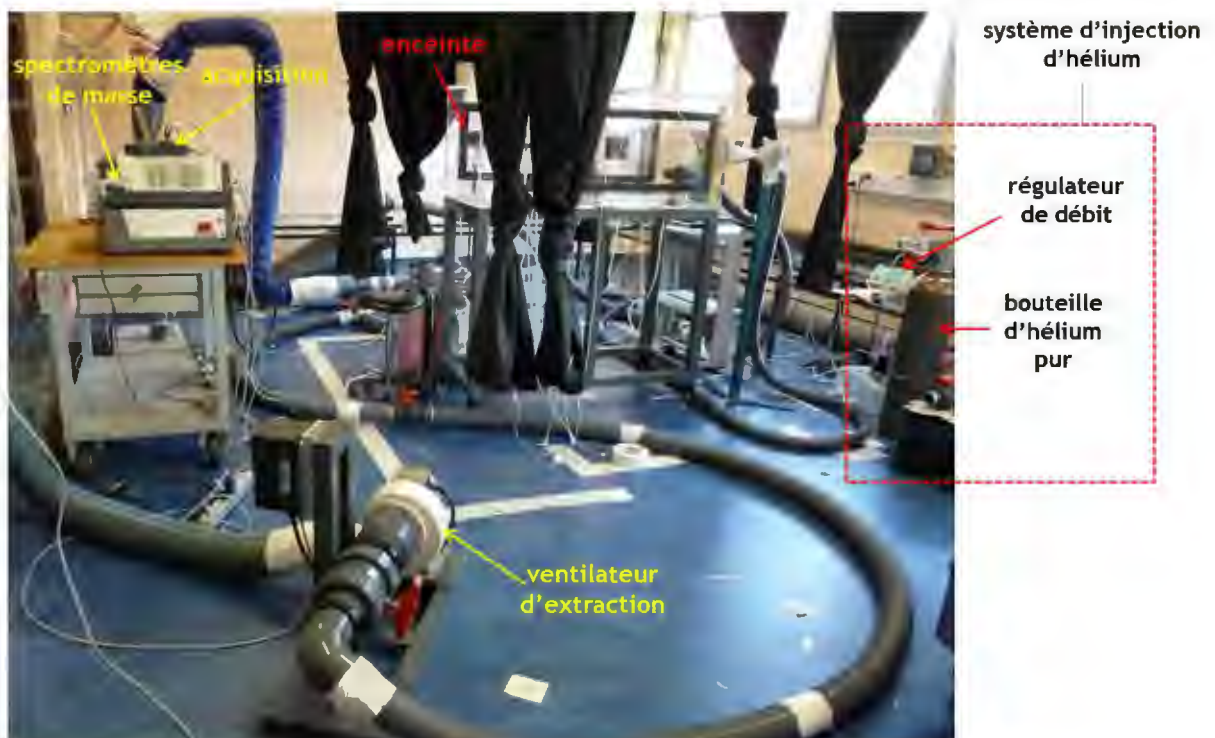


Figure 3.25 : montage expérimental pour le traçage gazeux à l'hélium

3.4 Conclusion

Le banc expérimental que nous avons dimensionné est adapté à la mise en œuvre de perturbateurs aérauliques continus ou transitoires au cours du temps, internes ou externes à l'enceinte en dépression, perpendiculaires ou arrivant au droit des ouvertures retenues. Le dimensionnement de la maquette finale et des différents dispositifs et montages mis en place autour ont été détaillés dans ce chapitre.

Les grandeurs d'intérêt de l'étude définies dans ce chapitre sont principalement les vitesses en compétition à l'ouverture, la dépression dans l'enceinte, les débits d'extraction et de perturbation, ainsi que le paramètre quantifiant la rétrodiffusion à l'ouverture. La définition de paramètres adimensionnels uniques, comme le coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}}(\%)$ et le paramètre aéraulique $V/U_{\text{déb}}$, permettra d'établir, pour un même type de perturbation, une comparaison entre les différentes conditions aérauliques produites à l'ouverture.

Ce dispositif expérimental permettra de réaliser des expériences de tomographie et de vélocimétrie laser, ainsi que des expériences de quantification de la rétrodiffusion. Les résultats issus de ces expériences seront présentés dans le chapitre suivant. On cherchera, par le biais de ces résultats, à déterminer l'effet des conditions aérodynamiques à l'ouverture sur le comportement du coefficient de rétrodiffusion et ce, pour plusieurs types de perturbations et pour différentes géométries d'ouvertures. Un large panel de conditions aérauliques et géométriques à l'ouverture sera ainsi étudié.

Des simulations numériques seront également conduites sur la géométrie de la maquette finale et les résultats seront présentés dans le chapitre 5. Le but sera d'identifier la meilleure approche de résolution et de modélisation de la turbulence capable de reproduire le phénomène étudié.

4 Résultats expérimentaux

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation de l'ensemble des résultats des essais expérimentaux réalisés grâce au dispositif présenté dans le chapitre 3. Les essais incluent des expériences de visualisation et de vélocimétrie laser ainsi que des expériences de quantification des phénomènes de rétrodiffusion par la technique du traçage gazeux.

4.1.1 Quantification de la rétrodiffusion

Les expériences de quantification de la rétrodiffusion ont pour objectif d'établir des abaques d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction, d'une part des conditions aérauliques dans le champ proche de l'ouverture, d'autre part, des paramètres et des caractéristiques géométriques de l'ouverture.

L'influence des conditions aérauliques à l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion est étudiée pour l'ouverture de référence, rigide, rectangulaire, de dimensions $10\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ et d'épaisseur $e = 5\text{ mm}$, soumis à des perturbations appliquées sous la forme de jets turbulents :

- jets pariétaux transverses interne et externe ;
- jet libre interne à contre-courant.

L'influence des caractéristiques de l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion est aussi étudiée pour les perturbations transversales liées au déplacement de la plaque externe et au jet pariétal interne. L'étude inclut ainsi l'effet de la forme géométrique, de l'épaisseur de la paroi frontale contenant l'ouverture, ainsi que du matériau de cette paroi (rigide ou souple).

Au total, cinq campagnes de mesures ont été menées :

- campagne n°1 : mesures liées à une perturbation de type jet pariétal interne ;
- campagne n°2 : mesures liées à une perturbation de type jet pariétal externe ;
- campagne n°3 : mesures liées à une perturbation de type jet libre interne ;
- campagne n°4 : mesures liées à une perturbation de type plaque mobile externe ;
- campagne n°5 : étude de l'influence des paramètres de l'ouverture pour une perturbation de type jet pariétal interne et une perturbation par plaque mobile.

4.1.1.1 Description des expériences

L'ensemble de l'instrumentation utilisée pour la technique du traçage gazeux est présenté dans le Chapitre 3.

Lors de la mise en extraction de l'enceinte expérimentale, le suivi de sa dépression est mesuré par un capteur de pression différentielle. Une quantité $q_0(\text{l.h}^{-1})$ d'hélium pur est injectée en continu dans l'enceinte. Deux sondes de prélèvement reliées aux spectromètres de masse sont placées en deux points différents : dans la gaine d'extraction et à l'extérieur de l'enceinte (dans le champ proche de l'ouverture). Il s'agit d'assurer le suivi temporel de la concentration en hélium en ces deux points de prélèvement pendant toute la durée de l'essai.

Le premier point de prélèvement renseigne sur la concentration en hélium du mélange gazeux air/hélium dans l'enceinte et dans la gaine d'extraction de cette dernière. Le deuxième point de prélèvement permet d'enregistrer la concentration en hélium du mélange gazeux air/hélium rétrodiffusé sous l'effet de la perturbation.

Une fois l'équilibre de la concentration en hélium atteint dans l'enceinte et dans la gaine d'extraction, le signal temporel détecté reste stable et la valeur moyenne de la concentration en hélium à l'équilibre est notée $\bar{C}_{int\acute{e}q}$ (ppm). Cette valeur permet de déterminer le débit d'air entrant à travers l'ouverture Q_{ouv} ($m^3 \cdot h^{-1}$), et par conséquent la vitesse débitante $U_{déb}$ ($m \cdot s^{-1}$) par la relation :

$$Q_{ouv} = \frac{q_0}{\bar{C}_{int\acute{e}q} - C_{air}} \times 10^6 \quad (4-1)$$

C_{air} représente la concentration en hélium présente dans l'air et q_0 est exprimé en $m^3 \cdot h^{-1}$.

Plusieurs préleveurs sont disposés localement autour de l'ouverture sur la paroi frontale. Ils sont, par la suite, reliés en un seul point de collecte vers la sonde du deuxième spectromètre de masse. Ce dernier fournit, après analyse et traitement des données, la valeur moyenne de la concentration en hélium à l'équilibre du mélange soumis à la rétrodiffusion ; cette concentration est notée $\bar{C}_{ext\acute{e}q}$ (ppm). Le nombre des tuyaux de prélèvement et leur disposition autour de l'ouverture dépendent de la perturbation étudiée. La vitesse perturbatrice mesurée à l'ouverture en différents points choisis selon l'emplacement du flux perturbateur testé est notée V ($m \cdot s^{-1}$).

Les valeurs de $\bar{C}_{int\acute{e}q}$ (ppm) et $\bar{C}_{ext\acute{e}q}$ (ppm) permettent de déterminer, pour chaque essai réalisé, le coefficient de rétrodiffusion :

$$K_{r\acute{e}tro} (\%) = \frac{\bar{C}_{ext\acute{e}q} - C_{air}}{\bar{C}_{int\acute{e}q} - C_{air}}$$

La répétabilité des mesures a été vérifiée : chaque point de mesure des courbes de rétrodiffusion est systématiquement issu d'une moyenne de deux répétitions. La reproductibilité des résultats a également été vérifiée sur des journées différentes au cours desquelles les conditions expérimentales ont légèrement varié (variation de la température ambiante, réétalonnage et dérive des spectromètres de masse, redémarrage des appareils de mesure, repositionnement des points de mesure, etc.).

On définit le seuil de détection de la rétrodiffusion pour toutes les configurations présentées dans ce chapitre ; la concentration d'hélium minimale du mélange air/hélium (rétrodiffusé) détecté à l'ouverture, à l'extérieur de l'enceinte, est $\bar{C}_{ext\acute{e}q} - C_{air} = 1 \text{ ppm } (\pm 50\%)$. Le coefficient de rétrodiffusion minimale mesuré est de l'ordre de $K_{r\acute{e}tro} = 0,1 \% (\pm 50\%)$.

4.1.1.2 Exemple d'évolution temporelle des concentrations C_{int} et C_{ext}

A titre d'illustration, on présente un exemple d'évolution temporelle des deux concentrations C_{int} et C_{ext} mesurées respectivement à l'intérieur et à l'extérieur de l'enceinte. Cet exemple est extrait d'un résultat d'essai de perturbation 'transversale' du déplacement de la plaque devant l'ouverture de dimensions $10 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ disposée sur une paroi frontale en matériau souple. Trois vitesses débitantes sont étudiées à l'ouverture, elles correspondent à trois équilibres de la concentration en hélium dans l'enceinte et dans le réseau d'extraction (Figure 4.1). En effet, le changement du débit d'extraction engendre un nouvel équilibre de la concentration ; le débit d'extraction est progressivement augmenté, ce qui induit une diminution de la concentration en hélium du mélange gazeux air/hélium dans l'enceinte. La Figure 4.2 illustre l'évolution temporelle de la concentration en hélium du mélange gazeux prélevé à l'extérieur de l'enceinte, localement autour de l'ouverture.

Pour chaque vitesse débitante imposée à l'ouverture, le mouvement de la plaque est enclenché durant une dizaine de minutes, ce qui engendre l'augmentation progressive de la concentration jusqu'à l'atteinte d'un équilibre de la quantité rétrodiffusée. L'arrêt de la perturbation conduit à la diminution progressive de la concentration jusqu'à une valeur nulle.

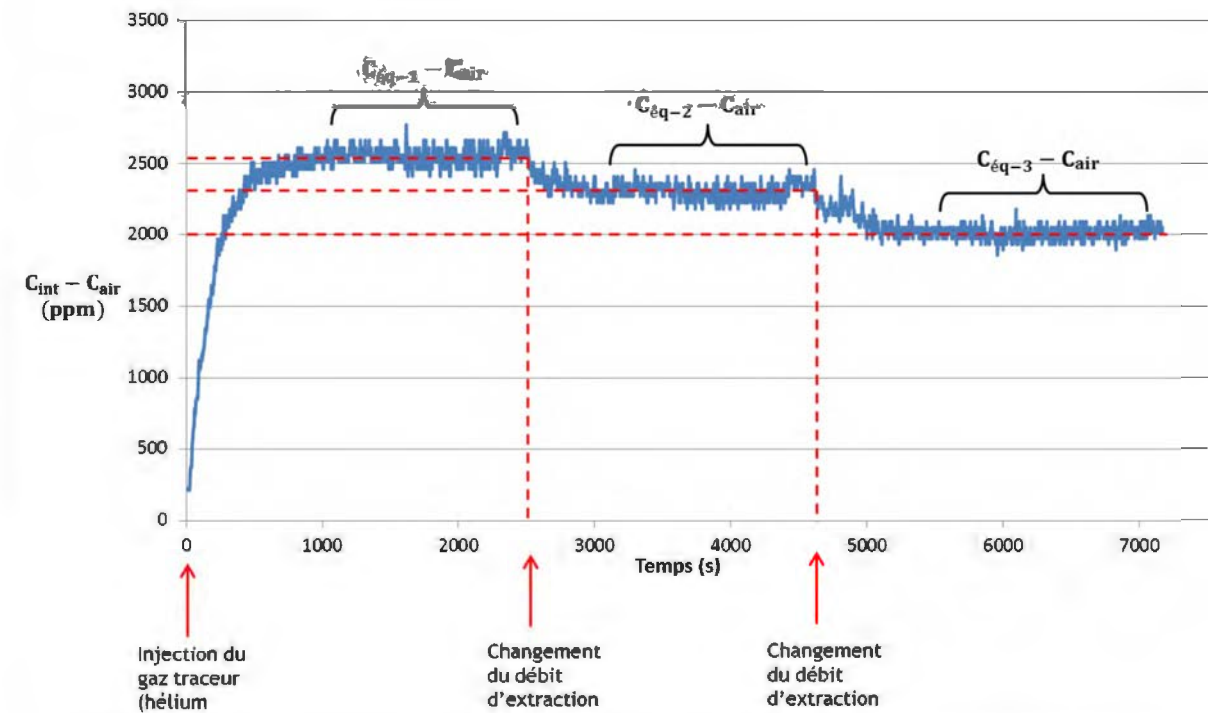


Figure 4.1 : suivi temporel de la concentration en hélium du mélange air/hélium dans l'ensemble enceinte-réseau d'extraction ($C_{int} - C_{air}$)

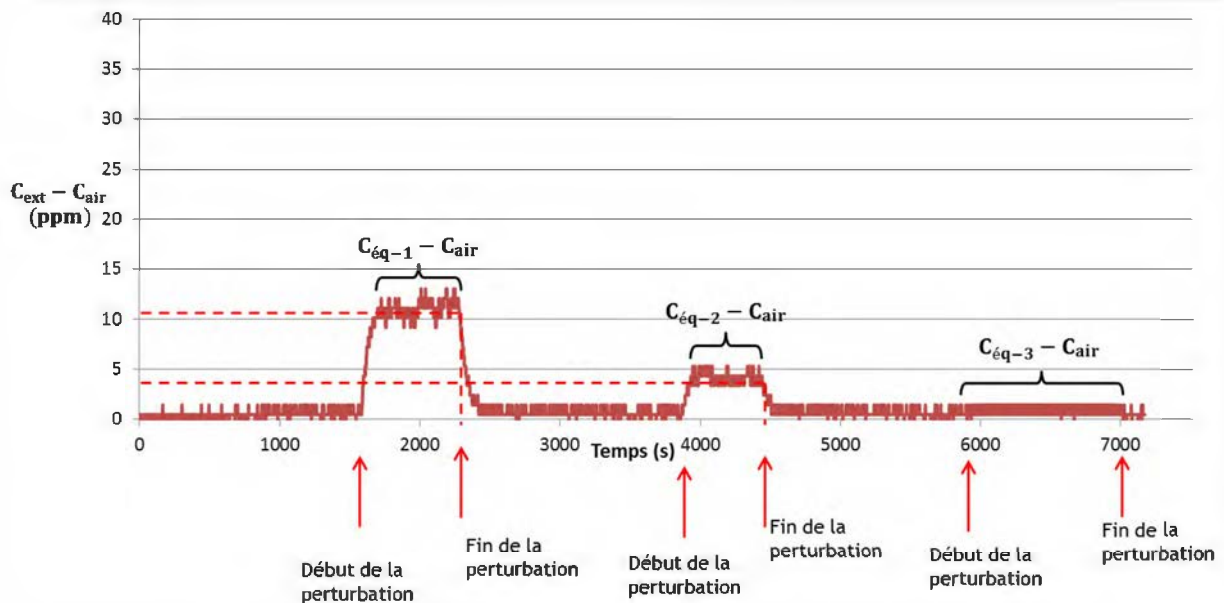


Figure 4.2 : suivi temporel de la concentration en hélium du mélange air/hélium ($C_{ext} - C_{air}$) à l'extérieur de l'enceinte, autour de l'ouverture, lors de l'essai de perturbation par déplacement de la plaque devant l'ouverture

4.1.1.3 Incertitudes sur la mesure du coefficient de rétrodiffusion

L'objectif de cette partie est de déterminer l'incertitude sur la mesure du coefficient de rétrodiffusion, noté $K_{\text{rétro}}$, liée au traçage gazeux à l'hélium. L'incertitude considérée $U_{r(K_{\text{rétro}})}$ est une incertitude relative élargie, exprimée en pourcentage, avec un coefficient d'élargissement $k_e = 2$ correspondant à un intervalle de confiance de 95 %. Elle se calcule avec la méthode de propagation des incertitudes en considérant les différentes incertitudes parfaitement indépendantes entre elles.

On écrit l'incertitude $U_{r(K_{\text{rétro}})}$ à partir de l'expression du coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}}$ (%) :

$$K_{\text{rétro}} (\%) = \frac{\bar{C}_{\text{ext}\acute{e}\text{q}} - C_{\text{air}}}{\bar{C}_{\text{int}\acute{e}\text{q}} - C_{\text{air}}}$$

Notons $\Delta C_{\text{int}\acute{e}\text{q}} = \bar{C}_{\text{int}\acute{e}\text{q}} - C_{\text{air}}$ et $\Delta C_{\text{ext}\acute{e}\text{q}} = \bar{C}_{\text{ext}\acute{e}\text{q}} - C_{\text{air}}$

Où $\bar{C}_{\text{int}\acute{e}\text{q}}$ correspond à la concentration moyenne à l'équilibre à l'intérieur de l'enceinte et $\bar{C}_{\text{ext}\acute{e}\text{q}}$ correspond à la concentration moyenne à l'équilibre, mesurée localement autour de l'ouverture, à l'extérieur de l'enceinte.

L'incertitude relative élargie $U_{r(K_{\text{rétro}})}$ sur le coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}}$ s'écrit :

$$U_{r(K_{\text{rétro}})} = \pm 2 \sqrt{\left[\frac{U_{r(\Delta C_{\text{int}\acute{e}\text{q}})}}{2} \right]^2 + \left[\frac{U_{r(\Delta C_{\text{ext}\acute{e}\text{q}})}}{2} \right]^2}$$

Les principales sources d'incertitudes à considérer lors de la mesure d'une concentration en hélium d'un mélange gazeux air/hélium sont généralement dues à l'instrumentation de mesure, au milieu ambiant et à l'échantillon à analyser.

L'incertitude relative élargie $U_{r(\Delta C_{\text{int}})}$, avec un coefficient d'élargissement $k_e = 2$, liée à la mesure de $\Delta C_{\text{int}\acute{e}\text{q}}$ s'écrit :

$$U_{r(\Delta C_{\text{int}\acute{e}\text{q}})} = \pm 2 \sqrt{\frac{\begin{aligned} &|E_J(C_{\text{air}})|^2 + \left[\frac{U_{\text{CSE}}(C_{\text{air}})}{2} \right]^2 + 2 \cdot \left[\frac{U_{\text{ME}}(C_{\text{air}})}{2} \right]^2 + \\ &|E_J(\bar{C}_{\text{int}\acute{e}\text{q}})|^2 + \left[\frac{U_{\text{CSE}}(\bar{C}_{\text{int}\acute{e}\text{q}})}{2} \right]^2 + 2 \cdot \left[\frac{U_{\text{ME}}(\bar{C}_{\text{int}\acute{e}\text{q}})}{2} \right]^2 + [\sigma]^2 \end{aligned}}{(\Delta C_{\text{int}\acute{e}\text{q}})^2}}$$

Où $E_J(C_{\text{air}})$ (ppm) et $E_J(\bar{C}_{\text{int}\acute{e}\text{q}})$ (ppm) représentent les dérives de justesse du spectromètre de masse par rapport aux concentrations C_{air} et $\bar{C}_{\text{int}\acute{e}\text{q}}$ respectivement ; il s'agit de la dérive entre deux étalonnages, pour chaque valeur de concentration mesurée. La dérive de justesse est estimée par la différence entre les valeurs issues du premier et du second étalonnage. $U_{\text{CSE}(C)}$ (ppm) est l'incertitude liée à l'instrumentation utilisée pour la mesure de C (ppm), c'est à dire celle de l'ensemble spectromètre-acquisition-logiciel ; elle est fixée à 4 %.

$U_{\text{ME}(C)}$ (ppm) est l'incertitude liée aux mélanges étalons utilisés dans la mesure de la concentration C (ppm) ; elle est fixée à 2 % par le fournisseur des bouteilles air/hélium.

σ (ppm) correspond à la dispersion de la série de mesure des concentrations lorsque l'équilibre est stable autour d'une valeur moyenne.

Les mêmes termes sont utilisés pour déterminer l'incertitude relative élargie liée à la mesure de la concentration d'hélium à l'ouverture $\Delta C_{\text{ext}\acute{e}\text{q}}$.

La relation est la suivante :

$$U_{r(\Delta C_{\text{ext}\acute{e}\text{q}})} = \pm 2 \sqrt{\frac{|E_{J(C_{\text{air}})}|^2 + \left[\frac{U_{\text{CSE}(C_{\text{air}})}}{2}\right]^2 + 2 \cdot \left[\frac{U_{\text{ME}(C_{\text{air}})}}{2}\right]^2 + |E_{J(\bar{C}_{\text{int}})}|^2 + \left[\frac{U_{\text{CSE}(\bar{C}_{\text{ext}\acute{e}\text{q}})}}{2}\right]^2 + 2 \cdot \left[\frac{U_{\text{ME}(\bar{C}_{\text{ext}\acute{e}\text{q}})}}{2}\right]^2 + [\sigma]^2}{(\Delta C_{\text{ext}\acute{e}\text{q}})^2}}$$

4.1.1.4 Incertitudes sur la mesure du paramètre $V/U_{\text{déb}}$

L'incertitude relative élargie liée à la détermination du ratio $V/U_{\text{déb}}$, exprimée avec un facteur d'élargissement k égal à 2, s'écrit comme suit :

$$U_{r(V/U_{\text{déb}})} = \pm 2 \sqrt{\left[\frac{U_{r(U_{\text{déb}})}}{2}\right]^2 + \left[\frac{U_{r(V)}}{2}\right]^2}$$

$U_{\text{déb}}$ ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) est la vitesse débitante à l'ouverture, elle est déterminée à partir du débit d'extraction de l'enceinte par la relation :

$$U_{\text{déb}} = \frac{Q_{\text{extract}}}{S_{\text{ouv}}}$$

(4-2)

Où S_{ouv} (m^2) est la section de l'ouverture étudiée.

L'incertitude relative élargie $U_{r(U)}$ de la vitesse débitante est donc égale à l'incertitude relative élargie du débit d'extraction de l'enceinte $U_{r(Q_{\text{extract}})}$.

Le débit d'extraction de l'enceinte étant déterminé par le biais du traçage gazeux à l'hélium par la relation (4-1), l'incertitude relative élargie sur la valeur de $U_{\text{déb}}$ s'écrit alors :

$$U_{r(U_{\text{déb}})} = \pm 2 \sqrt{\left[\frac{U_{r(Q_0)}}{2}\right]^2 + \left[\frac{U_{r(\Delta C_{\text{int}})}}{2}\right]^2}$$

L'incertitude relative du débitmètre d'injection d'hélium utilisé $U_{r(Q_0)}$ est de 0,53 %.

L'incertitude absolue sur la vitesse mesurée V ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) par l'anémomètre à fil chaud est fournie par le constructeur par la relation $U_{a(V)} (\text{m} \cdot \text{s}^{-1}) = 0,0087 V + 0,051$

L'incertitude relative $U_{r(V)} = \frac{U_{a(V)}}{V}$ est d'autant plus élevée que la vitesse de perturbation V mesurée à l'ouverture est faible : elle varie sur la gamme des vitesses perturbatrices étudiées entre 1,5 % (pour $V = 8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) et 5 % (pour $V = 1,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

4.1.1.5 Grilles expérimentales

On présente les deux grilles expérimentales qui récapitulent la totalité des campagnes de mesure réalisées dans le cadre de la quantification de la rétrodiffusion par la technique du traçage gazeux à l'hélium. La première grille (Tableau 4.1) concerne les campagnes de mesure dédiées à la caractérisation de l'influence des conditions aérodynamiques présentes à l'ouverture, sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre adimensionnel $V/U_{\text{déb}}$. La deuxième grille (Tableau 4.2) quant à elle, recense la totalité des paramètres étudiés pour la détermination de l'influence des caractéristiques de l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion, en fonction du paramètre $V/U_{\text{déb}}$.

Tableau 4.1 : plan d'expériences - influence des conditions aérodynamiques à l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion

Configuration de la Perturbation	Conditions aérodynamiques à l'ouverture		Caractéristiques de l'ouverture
	Vitesse débitante à l'ouverture $U_{\text{déb}}$ ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Vitesse de perturbation à l'ouverture V ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	
Jet pariétal interne 'transverse'	0,5	$1,3 \leq V \leq 3$	<u>Ouverture de référence :</u> Rectangulaire 10 cm × 3 cm Epaisseur $e = 5 \text{ mm}$ Matériau rigide (plexiglass)
	1	$2,5 \leq V \leq 5,4$	
	1,5	$4 \leq V \leq 8$	
Jet pariétal externe 'transverse'	0,5	$1,6 \leq V \leq 4,6$	
	1	$3,5 \leq V \leq 7,5$	
	1,5	$5,5 \leq V \leq 9,3$	
Jet libre interne 'à contre-courant'	0,5	$0,5 \leq V \leq 2$	
	1	$1 \leq V \leq 3$	
	1,5	$1,6 \leq V \leq 4$	
Plaque mobile 'externe'	$0,2 \leq U_{\text{déb}} \leq 0,7$	0,6	

Tableau 4.2 : plan d'expériences - influence des caractéristiques de l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion

Configuration de la Perturbation	Caractéristiques de l'ouverture			Conditions aérodynamiques à l'ouverture	
	matériau	Forme et dimensions	Épaisseur paroi e (mm)	Vitesse débitante à l'ouverture $U_{\text{déb}}$ ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Vitesse de perturbation à l'ouverture V ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
Plaque mobile 'externe'	Rigide (plexiglass)	Rectangulaire 10 cm \times 3 cm	5 mm	$0,2 \leq U_{\text{déb}} \leq 0,7$	0,6
			2 mm		
	Souple (vinyle)	Rectangulaire 10 cm \times 3 cm	0,4 mm		
		Circulaire $D = 4,6$ cm			
Jet pariétal interne 'transverse'	Rigide (plexiglass)	Rectangulaire 10 cm \times 3 cm	5 mm	0,5	$1,3 \leq V \leq 3$
			5 mm		

4.1.2 Visualisation laser et PIV

Les expériences réalisées dans le cadre de la visualisation laser et de la PIV sont conduites sur l'ouverture de référence, rectangulaire, de dimensions 10 cm \times 3 cm, centrée sur une paroi rigide et d'épaisseur $e = 5$ mm. Le dispositif caméra-laser mis en œuvre lors des essais de visualisation et de PIV est présenté dans le chapitre 3.

Deux types de perturbations sont étudiés dans cette partie:

- la perturbation liée à la présence d'un écoulement externe perpendiculaire à l'écoulement entrant à l'ouverture.
- la perturbation du niveau de dépression de l'enceinte liée aux variations du débit d'extraction. Les résultats de visualisation liés à ce perturbateur sont présentés dans l'annexe A.

Pour la première configuration, deux perturbateurs sont étudiés :

- le perturbateur externe continu de type jet turbulent ;
- le perturbateur externe de type déplacement d'une plaque devant l'ouverture.

Plusieurs ratios $V/U_{\text{déb}}$ sont étudiés pour les deux perturbations aérauliques citées.

Les résultats de tomographie laser et de PIV sont présentés en amont des expériences de quantification associées. Ces expériences ont été mises en place dans le but d'explorer le phénomène pour quelques configurations de perturbations et de conditions aérauliques avant de débiter les expériences de quantification de la rétrodiffusion. C'est pour cela que les essais de visualisation laser et de PIV n'ont pas été réalisés pour toutes les configurations étudiées dans le cadre de la quantification.

4.2 Influence des conditions aérauliques à l'ouverture

4.2.1 Perturbation de type jet pariétal interne transverse

On étudie dans cette partie l'influence des conditions aérauliques à l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}(\%)$ en fonction du paramètre adimensionnel $V/U_{déb}$, et ce, pour un écoulement perturbateur de type jet pariétal interne 'transverse'. Trois vitesses débitantes à l'ouverture, $U_{déb}$, sont étudiées, $0,5 \text{ m.s}^{-1}$, 1 m.s^{-1} et $1,5 \text{ m.s}^{-1}$, pour une gamme des vitesses perturbatrices à l'ouverture V s'étendant de $1,3 \text{ m.s}^{-1}$ à 8 m.s^{-1} (Tableau 4.1).

4.2.1.1 Montage expérimental

Le schéma Figure 4.3 illustre une vue du dessus du montage expérimental ; le déroulement des expériences est détaillé dans le paragraphe 4.1.1.1. La buse d'injection de l'écoulement perturbateur est positionnée à l'intérieur de l'enceinte, l'axe de propagation de la perturbation est perpendiculaire à l'axe de l'ouverture. Le jet pariétal turbulent perturbateur est issu d'un circuit fermé (circuit rouge, Figure 4.3- a). Ce montage effectué en boucle de recirculation permet d'éviter toute surpression dans l'enceinte. La position des préleveurs autour de l'ouverture est illustrée sur la Figure 4.3- c et sur la Figure 4.4. Ainsi, neuf préleveurs de diamètre 3 mm sont disposés à 3 mm en retrait du bord de l'ouverture opposé à la buse, à l'extérieur de l'enceinte. Des tests préliminaires réalisés sur différentes configurations de position des préleveurs autour de l'ouverture en fonction de la perturbation testée ont permis d'optimiser chaque fois l'emplacement des préleveurs en termes de captage du traceur rétrodiffusé. Par ailleurs, on démontrera dans le chapitre 5, par le biais de résultats de simulations numériques, que le détachement des structures tourbillonnaires se fait essentiellement au niveau de ce bord de l'ouverture, opposé à la buse de soufflage de l'écoulement perturbateur.

Enfin, la vitesse perturbatrice V (m.s^{-1}) est mesurée à l'intérieur de l'enceinte, au niveau du bord directement sous l'effet du flux perturbateur, à 3 cm de la paroi contenant l'ouverture (Figure 4.3- b). Une illustration du montage expérimental global des essais de quantification par traçage gazeux est présentée sur la Figure 4.5.

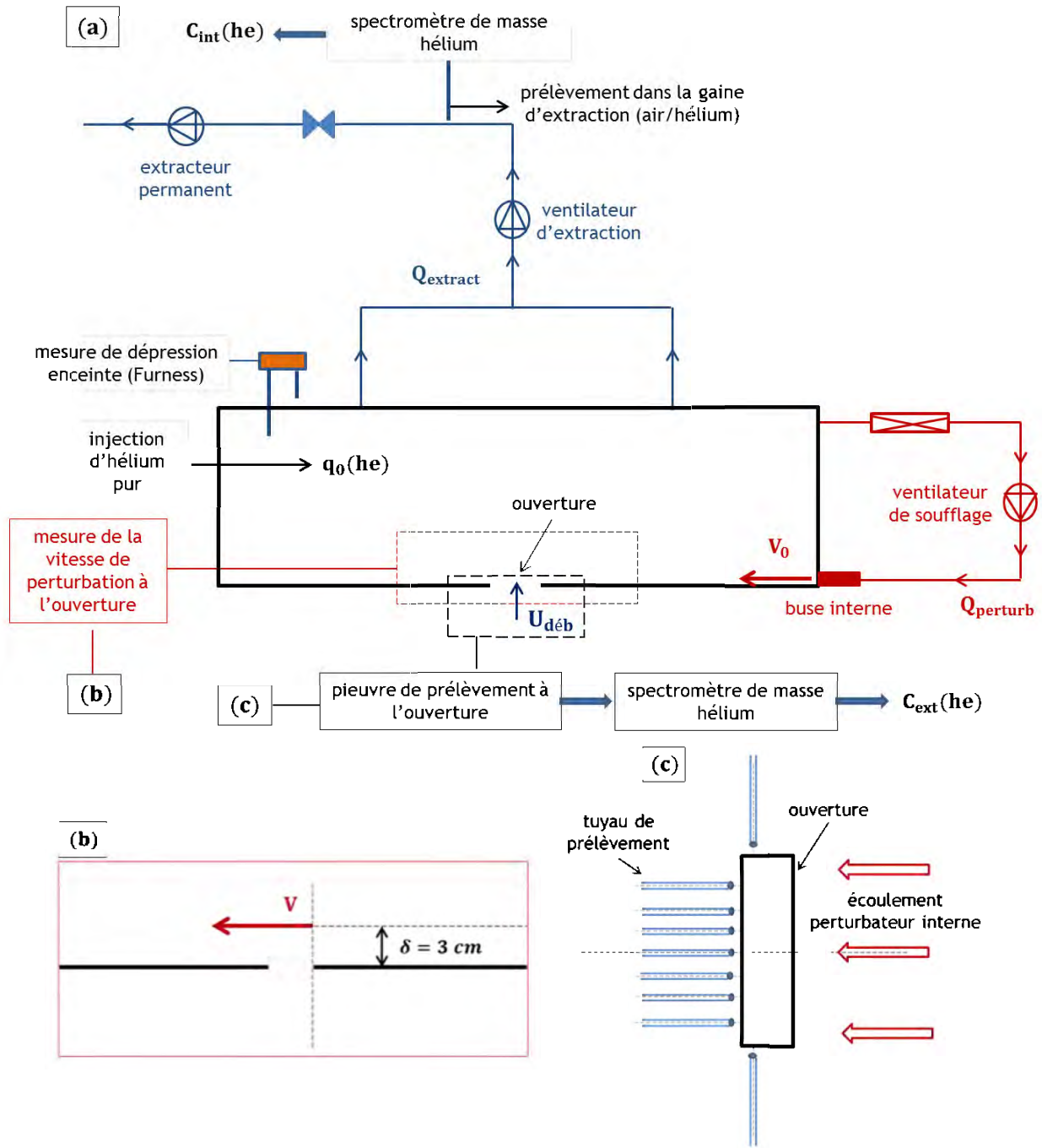


Figure 4.3 : schéma du montage expérimental de l'essai de perturbation par jet pariétal interne 'transverse' ; (a) principe de mesure de la concentration C_{int} (vue de dessus) ; (b) mesure de la vitesse de perturbation - zoom à l'ouverture (vue de dessus) ; (c) position des préleveurs aux bords de l'ouverture - mesure de C_{ext} (vue de face)

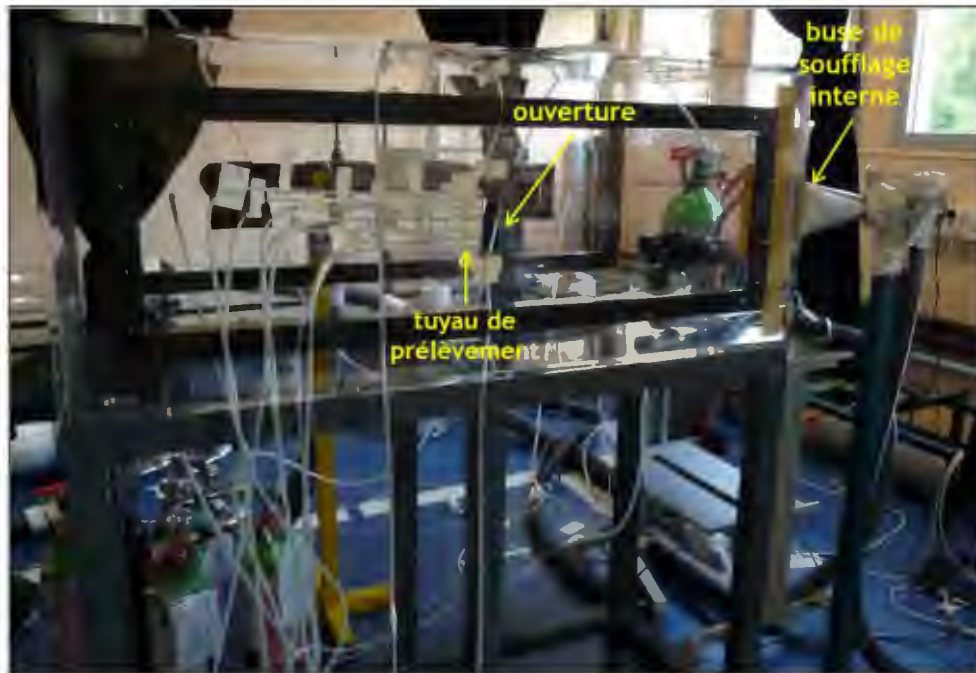


Figure 4.4 : maquette expérimentale équipée pour l'essai de quantification de la rétrodiffusion, perturbation par jet pariétal interne transverse

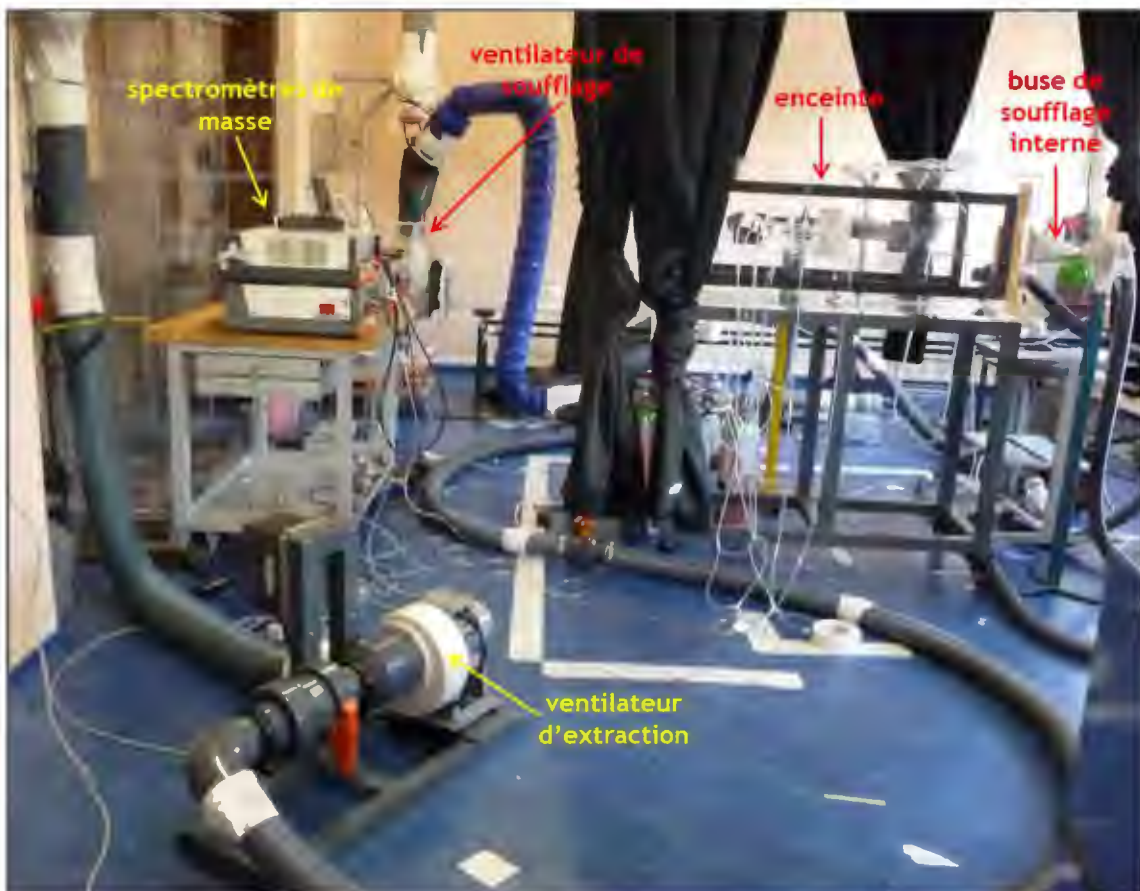


Figure 4.5 : montage expérimental global pour l'essai de quantification de la rétrodiffusion

4.2.1.2 Evolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$

On présente, l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ pour les trois vitesses débitantes à l'ouverture : $U_{déb} = 0,52 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 5,4\%$), $U_{déb} = 1,03 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 6,4\%$) et $U_{déb} = 1,52 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 5,58\%$). Les caractéristiques de l'écoulement initial entrant à l'ouverture pour chacune des vitesses sont présentées, respectivement, dans les Tableau 4.3, Tableau 4.4 et Tableau 4.5. Les valeurs de la vitesse de perturbation à l'ouverture, du paramètre adimensionnel $V/U_{déb}$ ainsi que les valeurs du coefficient de rétrodiffusion associées à chaque vitesse $U_{déb}$, sont présentées, respectivement, dans les annexes B.1.1.1, B.1.1.2 et B.1.1.3.

Tableau 4.3 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal interne transverse $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	4,63 ($\pm 0,53\%$)
$\Delta C_{int_{éq}}$ (ppm)	831 ($\pm 5,35\%$)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	5,57 ($\pm 5,4\%$)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	0,52 ($\pm 5,4\%$)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	0,31 ($\pm 0,93\%$)

Tableau 4.4 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal interne transverse $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	9,256 ($\pm 0,53\%$)
ΔC_{int} (ppm)	832,77 ($\pm 5,45\%$)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	11,12 ($\pm 6,4\%$)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	1,03 ($\pm 6,4\%$)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	1,26 ($\pm 0,24\%$)

Tableau 4.5 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal interne transverse $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	13,9 ($\pm 0,53\%$)
ΔC_{int} (ppm)	847 ($\pm 5,57\%$)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	16,38 ($\pm 5,58\%$)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	1,52 ($\pm 5,58\%$)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	2,74 ($\pm 0,11\%$)

L'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre aéraulique adimensionnel $V/U_{déb}$ dans le cas d'un perturbateur de type jet pariétal interne transverse pour différentes vitesses entrantes à l'ouverture est présentée sur la Figure 4.6.

On remarque que l'apparition du phénomène de rétrodiffusion se fait pour les trois vitesses débitantes étudiées, aux alentours de $V/U_{\text{déb}} = 2,5 \pm 0,2$.

On constate aussi que les trois courbes de rétrodiffusion obtenues pour chacune des vitesses testées sont confondues dans l'intervalle $V/U_{\text{déb}} \leq 4$. On peut avancer que sur cette partie du graphe, il n'y a pas d'effet des conditions aérauliques à l'ouverture sur la valeur du coefficient de rétrodiffusion. Au-delà de cette valeur, les courbes ne sont plus confondues et l'on constate des écarts non-négligeables sur les valeurs du coefficient de rétrodiffusion d'une vitesse débitante à une autre. Par exemple, pour un même ratio $V/U_{\text{déb}} = 5,2$, le taux de rétrodiffusion est d'autant plus important que la vitesse débitante est petite.

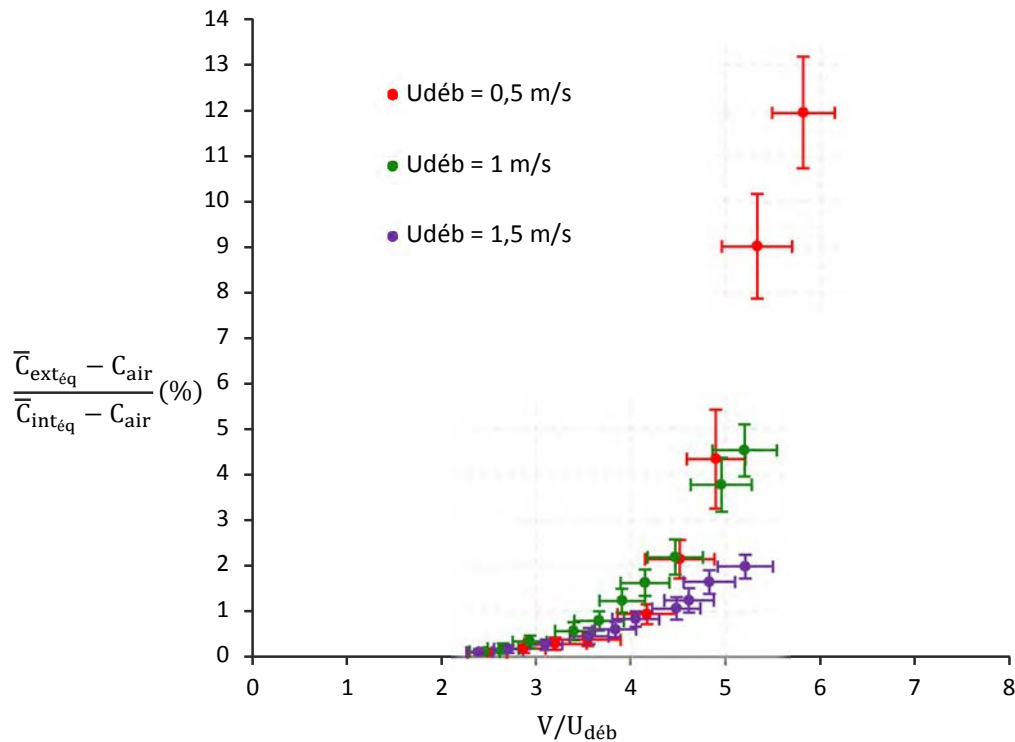


Figure 4.6 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{\text{déb}}$ pour $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; 1 m.s^{-1} ; $1,5 \text{ m.s}^{-1}$; influence des conditions aérauliques pour le cas de la perturbation de type jet pariétal interne

4.2.2 Perturbation de type jet externe 'transverse'

4.2.2.1 Expériences de visualisation et de PIV : perturbation de type jet externe 'transverse'

On réalise dans cette partie, des expériences de visualisation laser (rétrodiffusion d'un fumigène à l'extérieur de l'enceinte) et de vélocimétrie laser, dans le cas d'une perturbation aéraulique sous forme de jet turbulent transversal positionné à l'extérieur de l'enceinte.

4.2.2.1.1 Description de l'essai et montage expérimental

Le schéma dans la Figure 4.7 illustre une vue de dessus du montage expérimental. La buse d'injection de la perturbation est de dimensions $10\text{cm} \times 1\text{cm}$; elle est placée à deux distances différentes, $d_1 = 45 \text{ cm}$ et $d_2 = 24 \text{ cm}$ du centre de l'ouverture. Dans les deux cas, l'axe vertical de la buse est parallèle à la paroi contenant l'ouverture. La vitesse perturbatrice $V \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$ est mesurée à 3 cm de la paroi latérale contenant l'ouverture. On notera $V_1 \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$ et $V_2 \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$ les

vitesse de perturbation résultantes à l'ouverture liées respectivement aux distances d_1 et d_2 . La vitesse de soufflage mesurée à la sortie de la buse est $V_0 = 25,5 \text{ m.s}^{-1}$. L'ensemble laser-caméra est placé de telle manière à réaliser des plans verticaux au centre de l'ouverture comme illustrés sur la Figure 4.8.

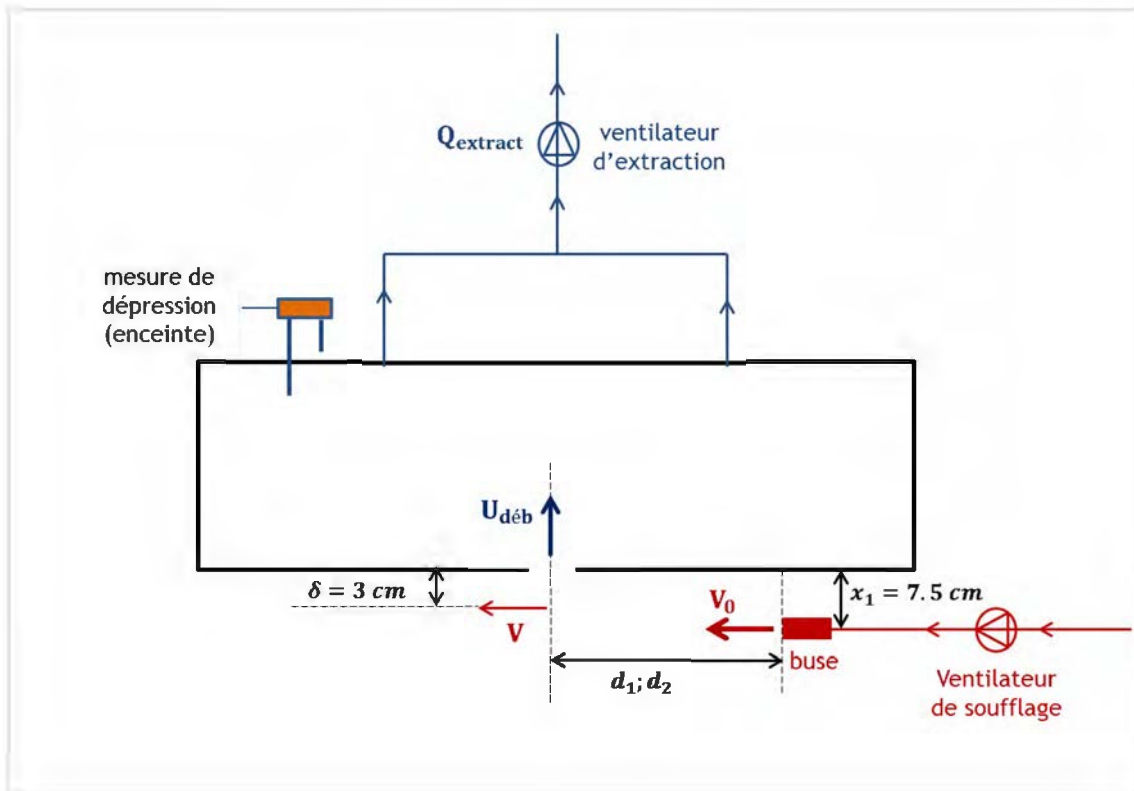


Figure 4.7 : représentation schématique du montage expérimental - perturbation jet turbulent externe transverse.

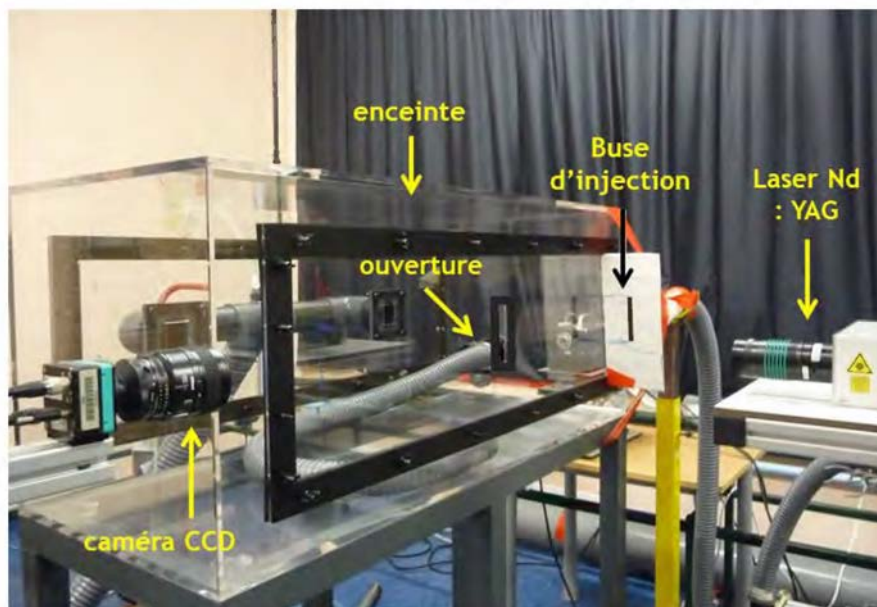


Figure 4.8 : disposition du système de visualisation laser-caméra pour l'essai du jet turbulent externe transverse

Les plans de visualisation de la rétrodiffusion sont réalisés à l'extérieur de l'enceinte tandis que les plans de mesures PIV sont réalisés à l'intérieur de l'enceinte. Deux débits d'extraction de l'enceinte sont imposés ; pour chaque débit d'extraction, deux vitesses de perturbation V_1 ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) et V_2 ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) sont étudiées. Une grille des expériences est présentée dans le Tableau 4.6.

Tableau 4.6 : grille expérimentale des essais de visualisation et de PIV - perturbation du jet turbulent externe transverse.

Config.	Type de l'essai	Q_{extract} ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$)	$\Delta P_{\text{enceinte}}$ (Pa)	$U_{\text{déb}}$ ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Distance d (cm)	V ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	$V/U_{\text{déb}}$
1	Visualisation + PIV	6,5	0,4	0,6	$d_2 = 24$	6,8	11,3
2	Visualisation + PIV	6,5	0,4	0,6	$d_1 = 45$	5	8,3
3	Visualisation	10,8	1,3	1	$d_2 = 24$	6,8	6,8
4	Visualisation	10,8	1,3	1	$d_1 = 45$	5	5

4.2.2.1.2 Résultats de visualisation et champs de vitesse

L'analyse qualitative des champs instantanés de diffusion lumineuse du traceur rétrodiffusé à l'extérieur de l'enceinte (Figure 4.9, Figure 4.10, Figure 4.11, Figure 4.12) montre davantage de quantité de fumigène rétrodiffusé dans le cas du ratio $V/U_{\text{déb}} = 11,3$: on note ainsi que la quantité de traceur rétrodiffusé diminue pour les faibles valeurs de $V/U_{\text{déb}}$. On peut aussi constater que l'échappement émis sous une forme tourbillonnaire a lieu de manière instationnaire sur toute la longueur de l'ouverture. Il est important de noter qu'il s'agit ici de visualisations bidimensionnelles. Compte-tenu du caractère tridimensionnel du phénomène, il se peut qu'aux mêmes instants présentés ici, la rétrodiffusion soit plus ou moins intense dans d'autres plans de l'ouverture. Toutefois, la visualisation du plan vertical central nous permet de retrouver parfaitement la tendance attendue quant à la comparaison des résultats pour différents rapports $V/U_{\text{déb}}$.

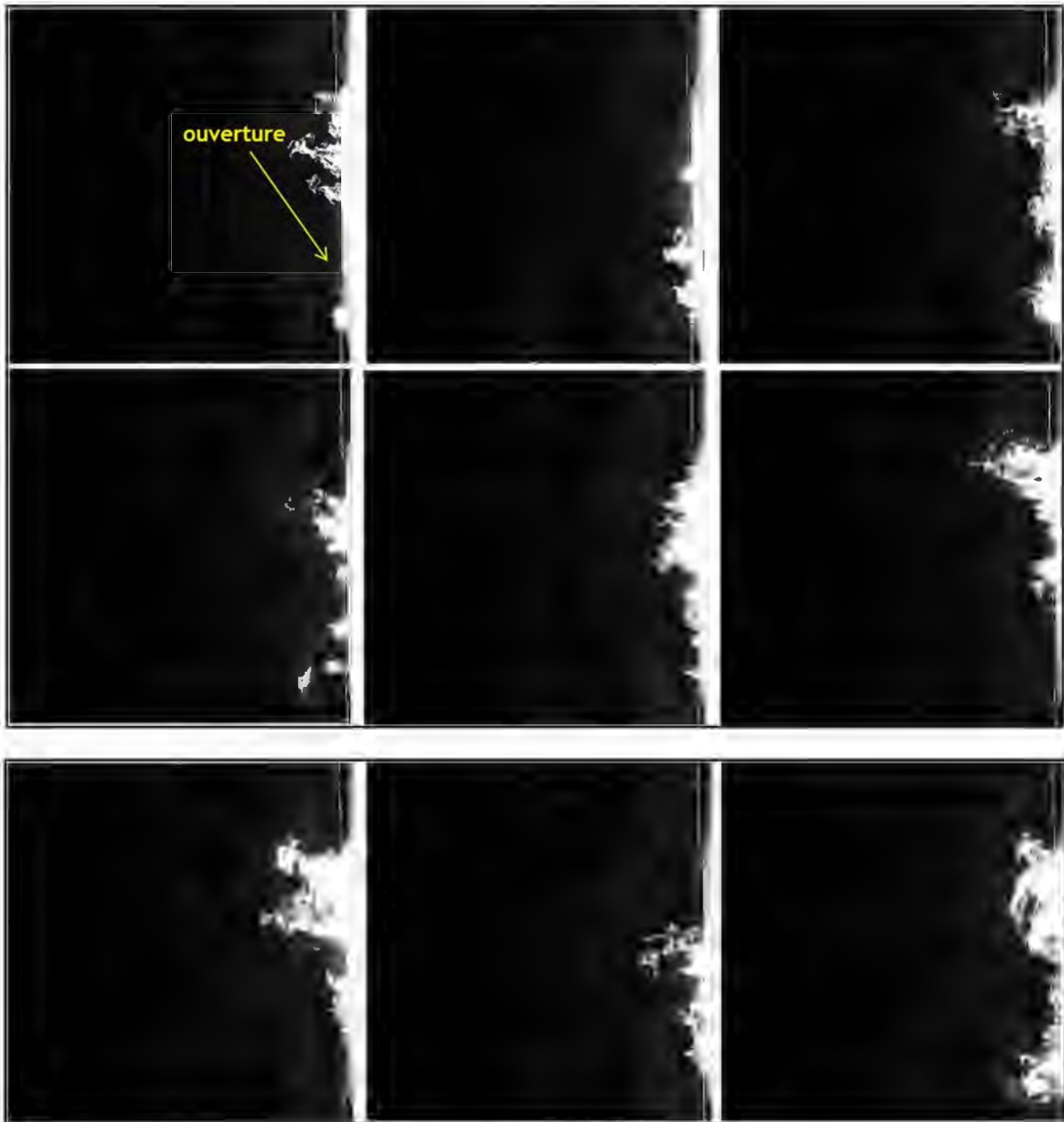


Figure 4.9: visualisation des champs externes instantanés successifs (de gauche à droite) dans le plan vertical médian de l'ouverture, configuration 1 - $V/U_{deb} = 11,3$



Figure 4.10 : visualisation des champs externes instantanés successifs (de gauche à droite) dans le plan vertical médian de l'ouverture, configuration 2 - $V/U_{deb} = 8,3$



Figure 4.11 : visualisation des champs externes instantanés successifs (de gauche à droite) dans le plan vertical médian de l'ouverture, configuration 3 - $V/U_{deb} = 6,8$



Figure 4.12 : visualisation des champs externes instantanés successifs (de gauche à droite) dans le plan vertical médian de l'ouverture, configuration 4 - $V/U_{déb} = 5$

On présente, dans la Figure 4.13, les champs instantanés de diffusion lumineuse des particules du fumigène à l'intérieur de l'enceinte, dans le plan vertical médian de l'ouverture. Les configurations 1 ($V/U_{déb} = 11,3$) et 2 ($V/U_{déb} = 8,3$) sont étudiées (Tableau 4.6).

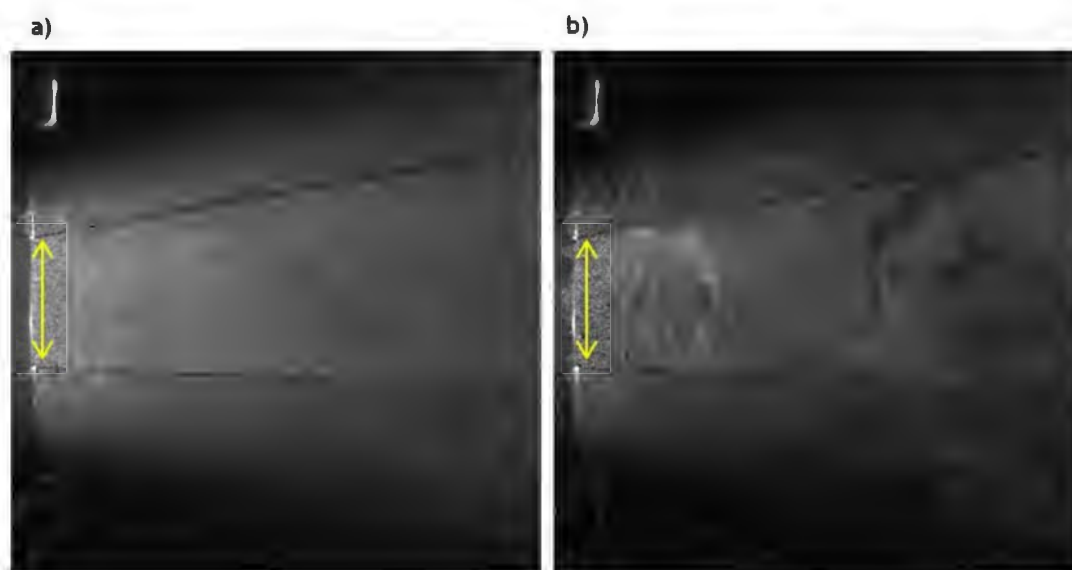


Figure 4.13 : champs instantanés de diffusion lumineuse du traceur à l'intérieur de l'enceinte ; a) $V/U_{déb} = 8,3$; b) $V/U_{déb} = 11,3$. La flèche jaune désigne l'ouverture

Les champs d'intensités lumineuses émises par le traceur (Figure 4.13) montrent un écoulement produit à l'intérieur de l'enceinte, plus turbulent dans le cas d'un rapport $V/U_{déb} = 11,3$. Une analyse PIV est appliquée aux doublets d'images de particules lumineuses pour les configurations 1 ($V/U_{déb} = 11,3$) et 2 ($V/U_{déb} = 8,3$). Le temps entre deux impulsions pour chaque configuration est, respectivement, $\Delta t = 600 \mu s$ et $\Delta t = 1000 \mu s$ pour une fréquence d'acquisition des images égale à 10 Hz. Une moyenne statistique est réalisée sur 300 images pour chaque configuration de l'écoulement afin d'obtenir un champ statistique moyen de l'écoulement à l'intérieur de l'enceinte. La Figure 4.14 montre le champ moyen des vecteurs de vitesse dans le plan vertical médian de l'ouverture. Les champs de vecteurs de vitesse laissent clairement apparaître un écoulement sortant divisé en deux parties convergeant vers l'extérieur de l'enceinte. Les vitesses

moyennes sortantes dans les deux configurations, configuration 1 ($V/U_{déb} = 11,3$) et configuration 2 ($V/U_{déb} = 8,3$), sont respectivement de l'ordre de $0,33 \text{ m.s}^{-1}$ et $0,2 \text{ m.s}^{-1}$.

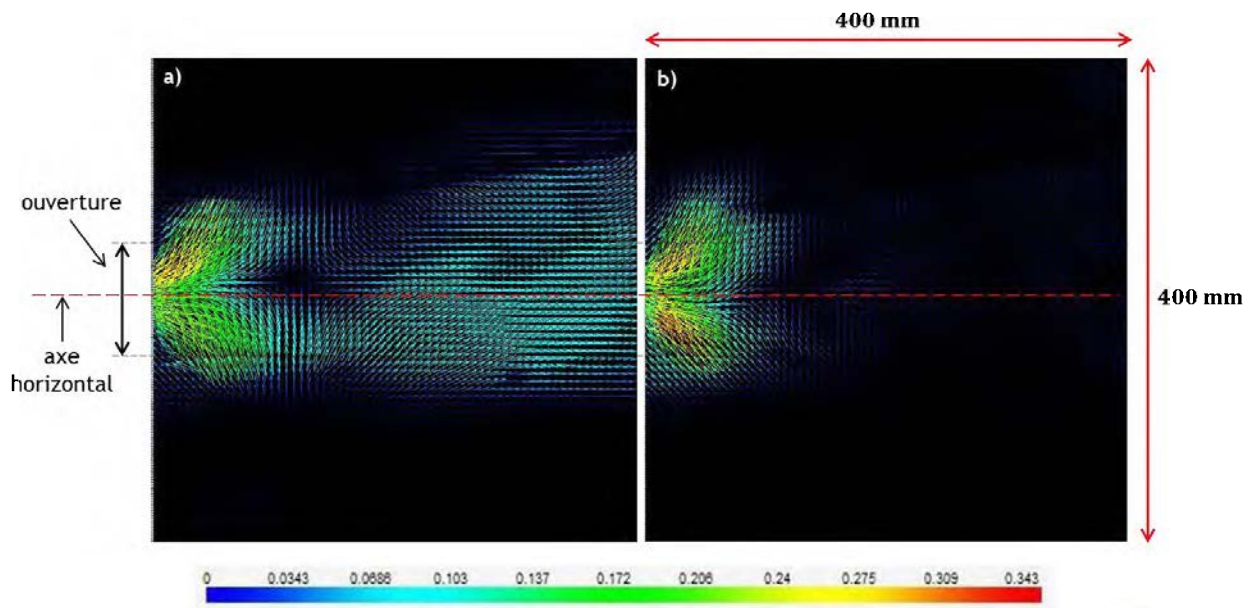


Figure 4.14 : champ moyen des vecteurs vitesse par PIV dans le plan vertical médian de l'ouverture (intérieur de l'enceinte) ; a) $V/U_{déb} = 8,3$; b) $V/U_{déb} = 11,3$

4.2.2.2 Quantification de la rétrodiffusion : perturbation de type jet pariétal externe 'transverse'

On étudie dans cette partie l'influence des conditions aérauliques sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}(\%)$ en fonction de $V/U_{déb}$ pour un perturbateur de type jet pariétal externe 'transverse'. Trois vitesses débitantes à l'ouverture $U_{déb}$ sont étudiées, $0,5 \text{ m.s}^{-1}$, 1 m.s^{-1} et $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour une gamme des vitesses perturbatrices à l'ouverture $V (\text{m.s}^{-1})$ comprise entre $1,6 \text{ m.s}^{-1}$ et 9 m.s^{-1} (Tableau 4.1).

4.2.2.2.1 Montage expérimental

Le schéma dans la Figure 4.15 illustre une vue du dessus du montage expérimental ; le déroulement des expériences est détaillé dans la section (4.1.1.1). La buse d'injection de la perturbation est positionnée à l'extérieur de l'enceinte ; l'axe de propagation de la perturbation est perpendiculaire à l'axe de l'ouverture (Figure 4.16). La perturbation aéraulique émise sous forme de jet pariétal turbulent est issue d'un circuit ouvert (circuit rouge, Figure 4.15 - a). Une vue de face de la position des préleveurs au niveau de l'ouverture est fournie sur la figure Figure 4.15- c).

Neuf préleveurs de diamètre 3 mm sont disposés sur le bord opposé à la buse, en retrait de 3 mm de l'ouverture, à l'extérieur de l'enceinte. A l'instar de la perturbation précédente, le choix de l'emplacement des préleveurs au niveau de l'ouverture découle de tests préliminaires réalisés en vue d'optimiser ce choix. Enfin, la vitesse perturbatrice $V (\text{m.s}^{-1})$ est mesurée au niveau du 1^{er} bord soumis à l'écoulement perturbateur, à l'extérieur de l'ouverture, à 3 cm de la paroi contenant l'ouverture (Figure 4.15- b).

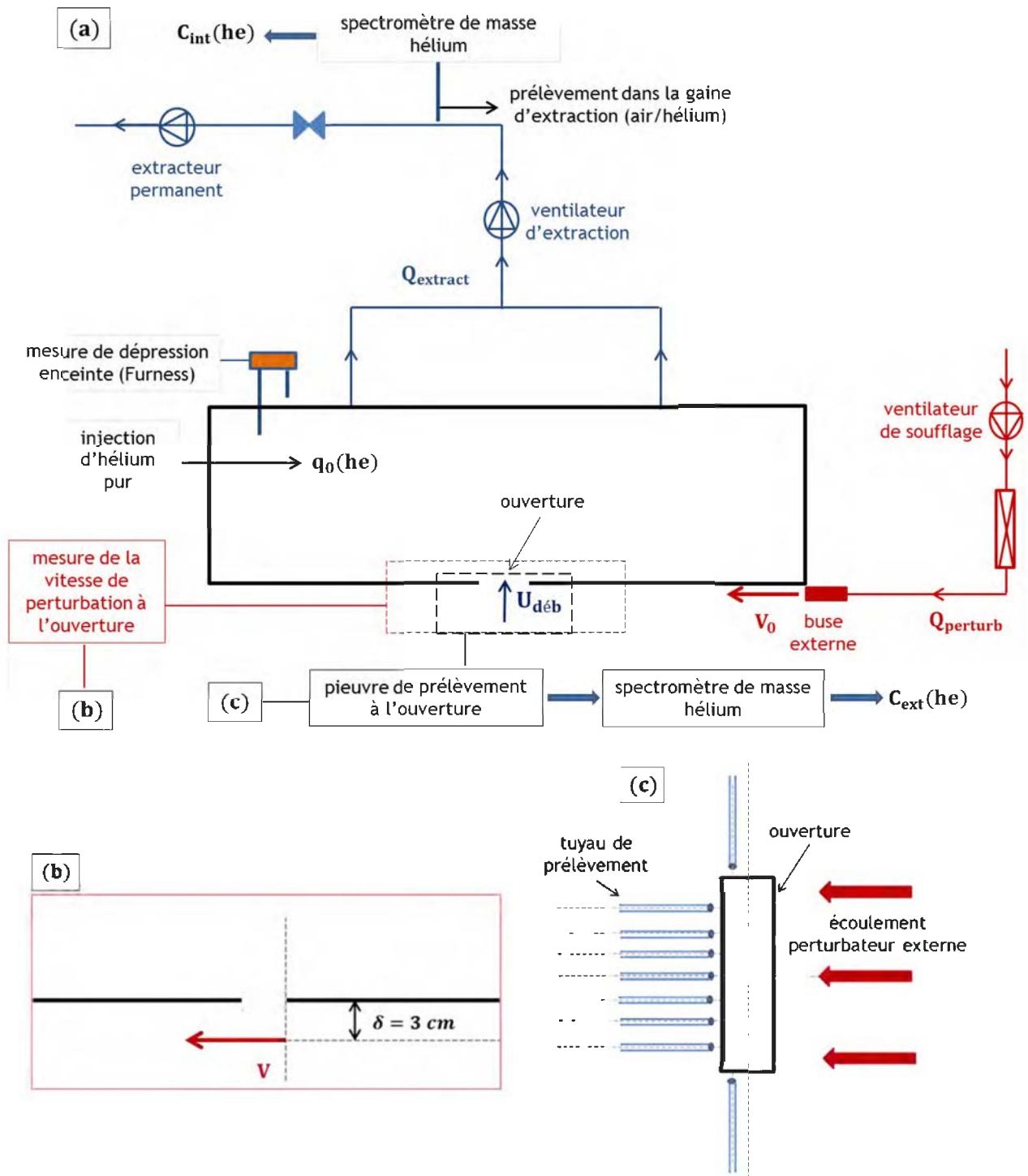


Figure 4.15 : schéma du montage expérimental de l'essai de perturbation par jet pariétal externe 'transverse' ; (a) principe de mesure de la concentration C_{int} (vue de dessus) ; (b) mesure de la vitesse de perturbation - zoom à l'ouverture (vue de dessus) ; (c) position des préleveurs aux bords de l'ouverture - mesure de C_{ext} (vue de face)

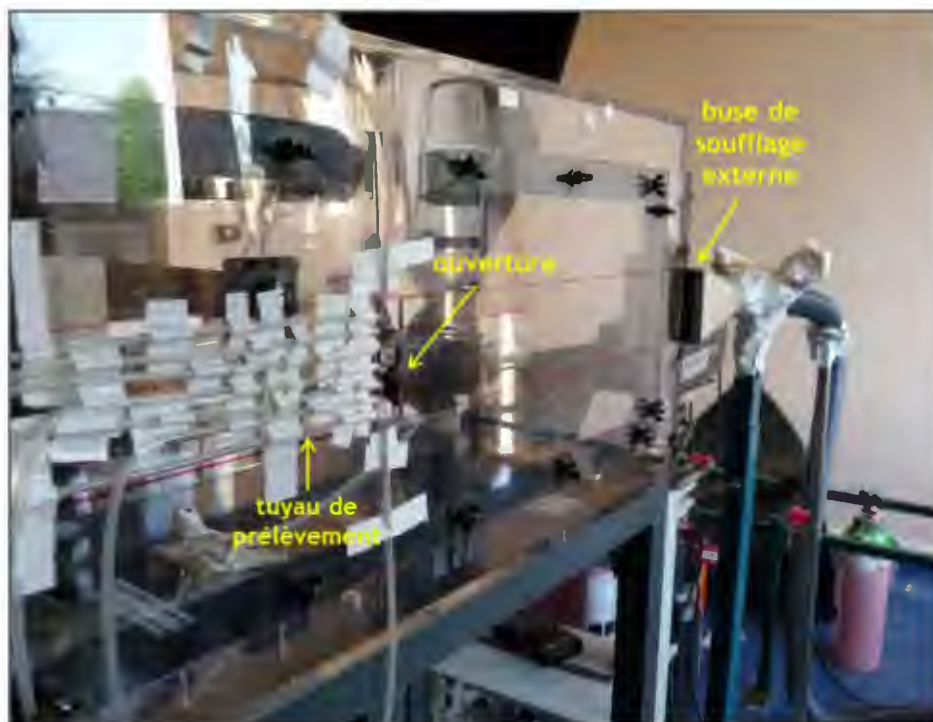


Figure 4.16: dispositif pour la quantification de la rétrodiffusion, perturbation par jet pariétal externe transverse

4.2.2.2.2 Evolution globale du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$

De la même manière que pour la perturbation du jet pariétal interne transverse (section 4.2.1), l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ est étudiée, pour la perturbation du jet pariétal externe transverse. Trois vitesses débitantes à l'ouverture sont testées : $U_{déb} = 0,49 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 8,4\%$), $U_{déb} = 1,03 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 5,3\%$) et $U_{déb} = 1,55 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 8,3\%$).

Les caractéristiques de l'écoulement initial entrant à l'ouverture pour chacune de ces vitesses sont présentées, respectivement, dans les Tableau 4.7, Tableau 4.8 et Tableau 4.9. Les valeurs de la vitesse de perturbation à l'ouverture, du paramètre adimensionnel $V/U_{déb}$ ainsi que les valeurs du coefficient de rétrodiffusion associé à chaque vitesse $U_{déb}$, sont présentées, respectivement, dans les annexes B.1.2.1, B.1.2.2 et B.1.2.3.

Tableau 4.7 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal externe transverse $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	15,55 ($\pm 0,53\%$)
ΔC_{int} (ppm)	2940 ($\pm 8,4\%$)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	5,3 ($\pm 8,4\%$)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	0,49 ($\pm 8,4\%$)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	0,3 ($\pm 0,97\%$)

Tableau 4.8 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet pariétal externe transverse $U_{déb} = 1 \text{ m. s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	31,10 (±0,53%)
ΔC_{int} (ppm)	2785 (±5,3%)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	11,17 (±5,3%)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	1,03 (±5,3%)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	1,4 (±0,21%)

Tableau 4.9 : écoulement initial entrant à l'ouverture- perturbation du jet pariétal externe transverse $U_{déb} = 1,5 \text{ m. s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	46,656 (±0,53%)
ΔC_{int} (ppm)	2781,7 (±8,3%)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	16,8 (±8,3%)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	1,55 (±8,3%)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	3,4 (± 0,08%)

La Figure 4.17 illustre l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre aérodynamique adimensionnel $V/U_{déb}$ dans le cas d'un perturbateur de type jet pariétal externe transverse pour les trois vitesses débitantes à l'ouverture.

On peut clairement constater que les trois courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion sont confondues (aux incertitudes près). L'apparition du phénomène de rétrodiffusion se fait aux alentours de $V/U_{déb} = 3,5 \pm 0,25$. On peut conclure qu'il n'y a pas d'influence des conditions aérodynamiques à l'ouverture sur le taux de rétrodiffusion sur l'ensemble de la gamme $V/U_{déb}$ étudiée, pour une perturbation de type jet pariétal externe 'transverse'.

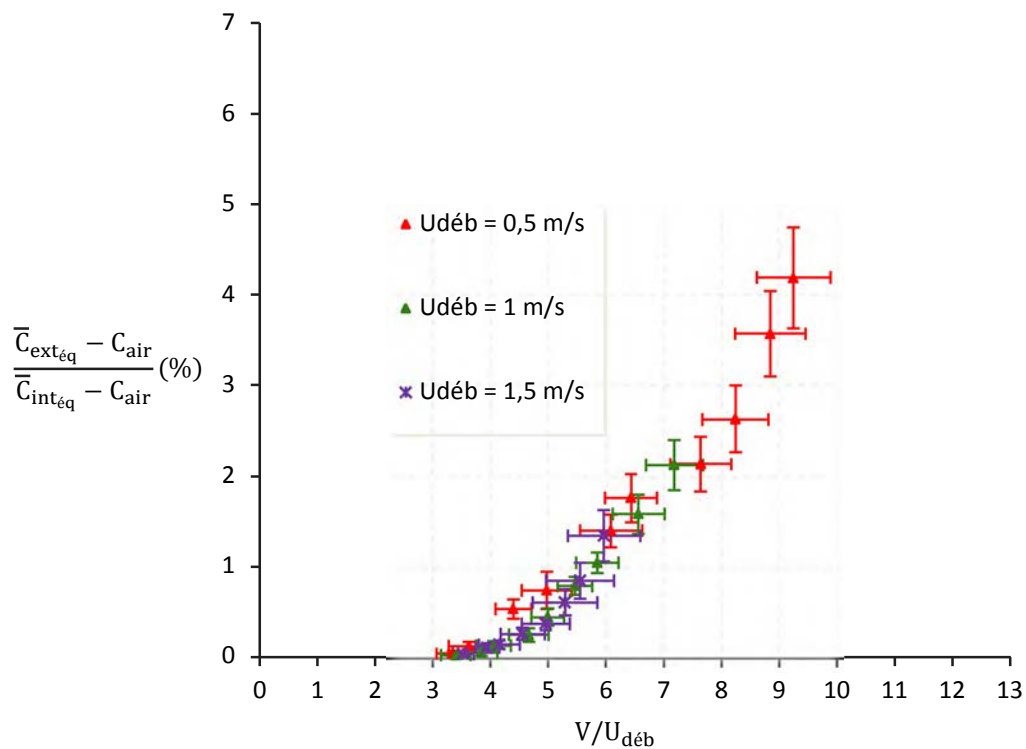


Figure 4.17 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{\text{déb}}$ pour $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; 1 m.s^{-1} ; $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ - Influence des conditions aérauliques pour la perturbation du type jet pariétal externe

4.2.3 Perturbation de type jet libre interne à contre-courant

On étudie l'influence des conditions aérauliques à l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}}(\%)$ en fonction de $V/U_{\text{déb}}$ pour un perturbateur de type jet libre interne à contre-courant.

Trois vitesses débitantes à l'ouverture, $U_{\text{déb}}$, sont étudiées, $0,5 \text{ m.s}^{-1}$, 1 m.s^{-1} et $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour une gamme des vitesses perturbatrices à l'ouverture V comprise entre $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ et 4 m.s^{-1} . Une grille expérimentale détaillée est présentée dans le Tableau 4.1.

4.2.3.1 Montage expérimental

Le montage expérimental est illustré dans la Figure 4.18. La buse d'injection de la perturbation est placée à l'extérieur de l'enceinte, au centre de la paroi arrière (Figure 4.20). L'axe longitudinal de la perturbation et l'axe médian de l'ouverture sont confondus et les deux écoulements sont de sens opposés. Le jet libre turbulent perturbateur est issu d'un circuit fermé (en rouge sur la Figure 4.18), ce qui permet d'éviter toute surpression dans l'enceinte.

Une vue de face de la position des préleveurs autour de l'ouverture est présentée sur la Figure 4.19. On dénombre 16 préleveurs de diamètre 3 mm placés sur la périphérie à 3 mm en retrait des bords de l'ouverture, et 3 préleveurs espacés de manière équidistante placés à 2,5 cm à l'extérieur, en face de l'ouverture. Le choix de l'emplacement des préleveurs découle une fois de plus des tests préliminaires permettant d'optimiser le captage de la rétrodiffusion dans le cas de cette

perturbation. Enfin, la vitesse perturbatrice V ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) est mesurée à l'intérieur de l'enceinte au centre de l'ouverture, à 3 cm de la paroi latérale contenant celle-ci (Figure 4.15 - b).

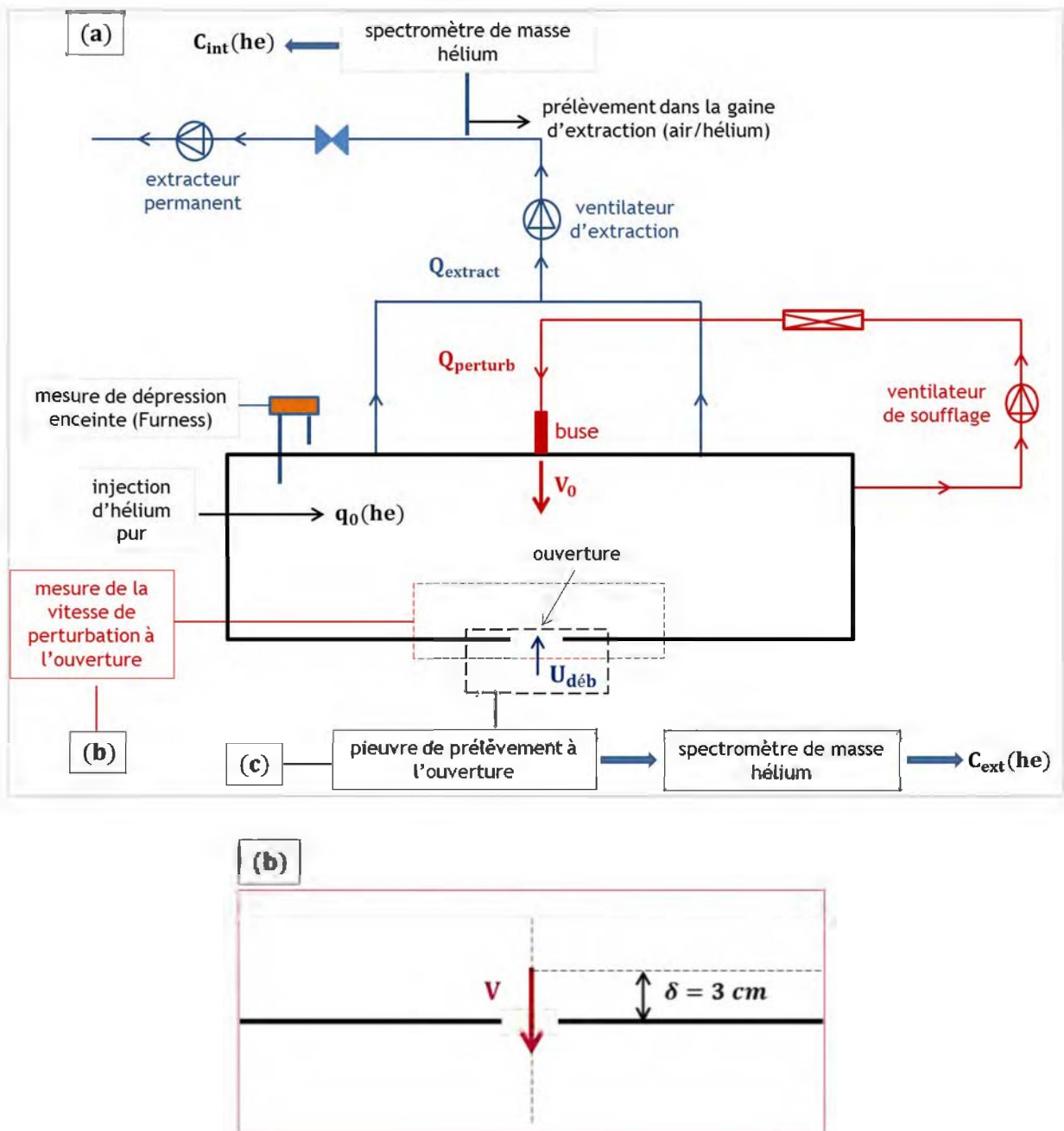


Figure 4.18 : schéma du montage expérimental de l'essai de perturbation par jet libre interne 'à contre-courant' ; (a) principe de mesure de la concentration C_{int} (vue de dessus) ; (b) mesure de la vitesse de perturbation - zoom à l'ouverture (vue de dessus)

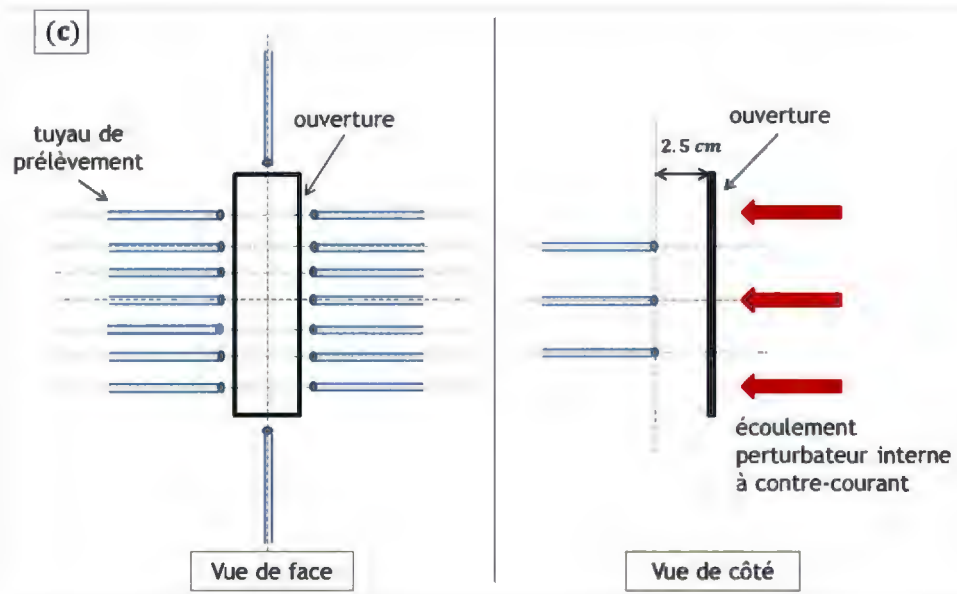


Figure 4.19 : position des préleveurs aux bords et devant l'ouverture - mesure de C_{ext}

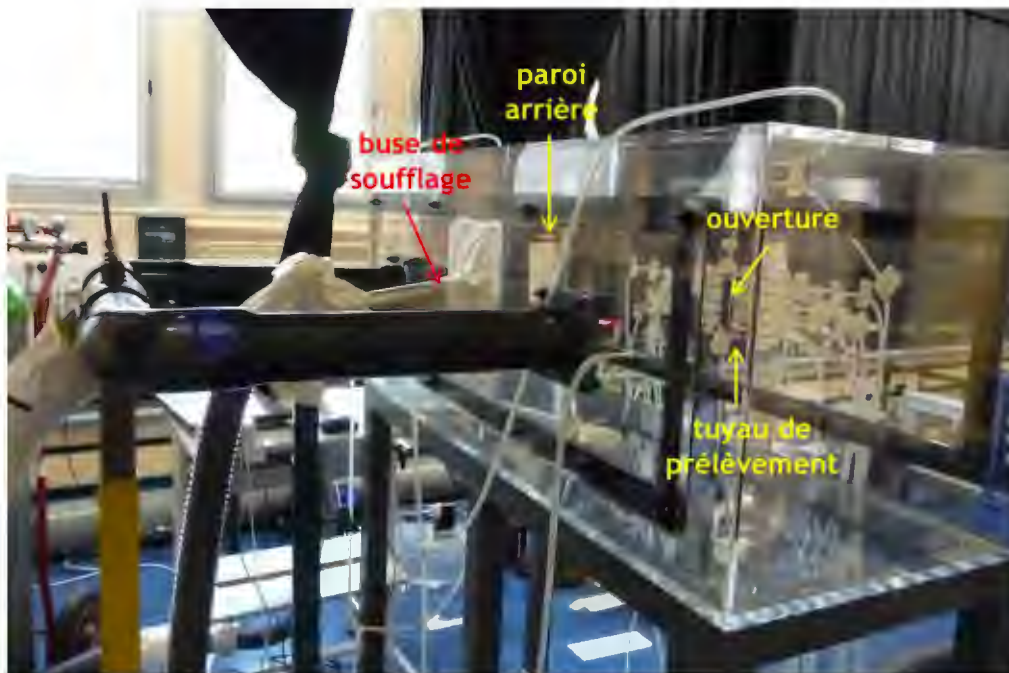


Figure 4.20 : maquette équipée pour l'essai de quantification de la rétrodiffusion lors de la perturbation par jet libre interne à contre-courant

4.2.3.2 Evolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$

Comme pour les perturbateurs des jets pariétaux interne et externe, l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ est étudiée dans le cas de la perturbation du jet libre interne à contre-courant pour trois vitesses débitantes à l'ouverture : $U_{déb} = 0,51 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 7,72\%$), $U_{déb} = 1,04 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 18,14\%$) et $U_{déb} = 1,56 \text{ m.s}^{-1}$ ($\pm 5,4\%$).

Les caractéristiques de l'écoulement initial entrant à l'ouverture pour chacune de ces vitesses sont présentées, respectivement, dans les Tableau 4.10, Tableau 4.11 et Tableau 4.12. Les valeurs de la vitesse de perturbation à l'ouverture, du paramètre adimensionnel $V/U_{déb}$ ainsi que les valeurs du coefficient de rétrodiffusion associées à chaque vitesse $U_{déb}$, sont présentées, respectivement, dans les annexes B.1.3.1, B.1.3.2 et B.1.3.3.

Tableau 4.10: écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet libre interne à contre-courant $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	4,63 ($\pm 0,53\%$)
ΔC_{int} (ppm)	845,6 ($\pm 7,71\%$)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	5,47 ($\pm 7,72\%$)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	0,51 ($\pm 7,72\%$)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	0,3 ($\pm 1,01\%$)

Tableau 4.11 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet libre interne à contre-courant $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	9,256 ($\pm 0,53\%$)
ΔC_{int} (ppm)	822,41 ($\pm 18,14\%$)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	11,26 ($\pm 18,14\%$)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	1,04 ($\pm 18,14\%$)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	1,4 ($\pm 0,21\%$)

Tableau 4.12 : écoulement initial entrant à l'ouverture - perturbation du jet libre interne à contre-courant $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$

q_0 (Nl. h ⁻¹)	13,884 ($\pm 0,53\%$)
ΔC_{int} (ppm)	821,51 ($\pm 5,4\%$)
$Q_{extract}$ (m ³ . h ⁻¹)	16,9 ($\pm 5,4\%$)
$U_{déb}$ (m. s ⁻¹)	1,56 ($\pm 5,4\%$)
$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	2,73 ($\pm 0,11\%$)

Le graphe d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre adimensionnel $V/U_{déb}$ dans le cas d'un perturbateur de type jet libre interne à contre-courant, pour différentes vitesses entrantes à l'ouverture, est présenté dans la Figure 4.21.

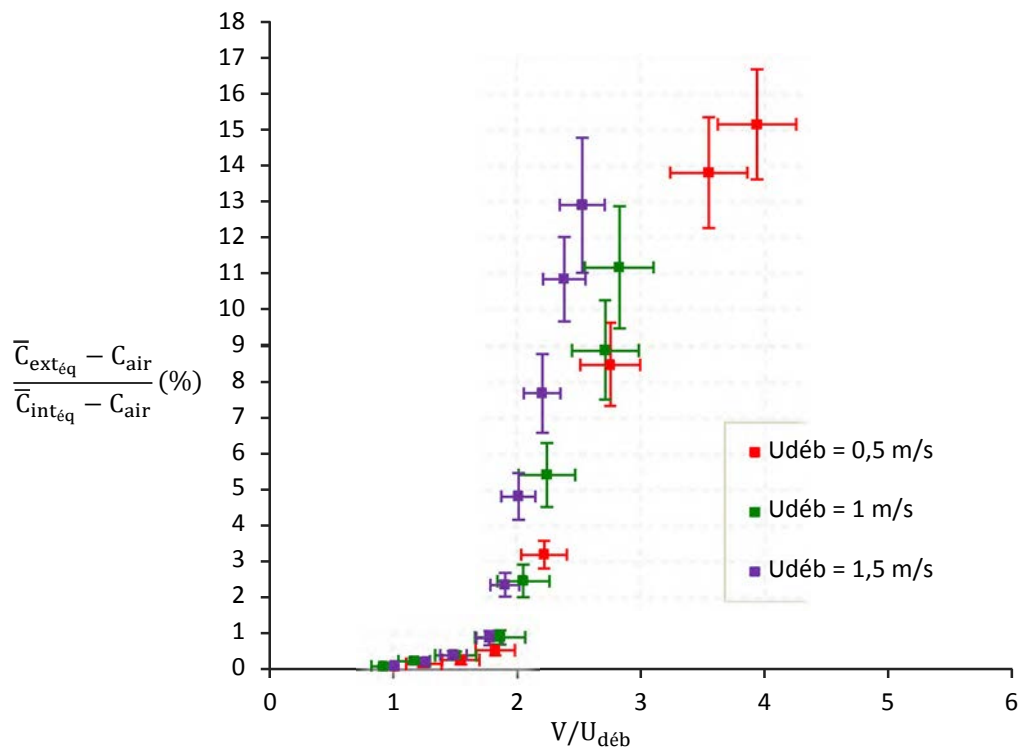


Figure 4.21 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - influence des conditions aérauliques ; $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; 1 m.s^{-1} ; $1,5 \text{ m.s}^{-1}$, perturbation du jet libre interne à contre-courant

On peut constater que quelle que soit la vitesse débitante à l'ouverture, le déclenchement du phénomène de rétrodiffusion s'effectue pour une vitesse perturbatrice du même ordre de grandeur que la vitesse débitante à l'ouverture $V/U_{déb} \sim 1$. On remarque aussi que les trois courbes d'évolution sont confondues pour $V/U_{déb} \leq 1,8 \pm 0,2$.

Au-delà de cette valeur, pour $2 \leq V/U_{déb} \leq 4$, les points de mesure sont plus ou moins dispersés. On peut toutefois déduire que l'évolution du taux de rétrodiffusion est plutôt similaire, aux incertitudes près, quelle que soit la vitesse de confinement dynamique imposée à l'ouverture.

Dans tous les cas, la partie du graphe où $V/U_{déb} \leq 2$ montre clairement que les conditions aérauliques à l'ouverture n'ont aucun effet sur les courbes de rétrodiffusion. Notons que, dans cette partie-là du graphe, le taux de rétrodiffusion ne dépasse pas 1 %.

4.2.4 Perturbation liée au déplacement transversal d'une plaque devant l'ouverture

On étudie, dans cette partie, une perturbation aéraulique externe liée au déplacement d'une plaque devant l'ouverture où l'axe du mouvement est transversal à l'axe de l'ouverture. On réalise des visualisations du phénomène de rétrodiffusion ainsi que des champs de vitesse de l'écoulement induit par le déplacement de la plaque à l'extérieur de l'enceinte.

4.2.4.1 Expériences de visualisation et PIV

4.2.4.1.1 Description de l'essai et montage expérimental

Le fonctionnement de l'ensemble système de déplacement/plaque est détaillé dans le chapitre 3. La Figure 4.22 et la Figure 4.23 illustrent respectivement une représentation schématique et une vue globale du montage expérimental. La plaque perturbatrice est placée à $X = 2,5$ cm de l'ouverture. L'ensemble laser-caméra est disposé de telle manière à réaliser à l'extérieur de l'enceinte, des plans de visualisation et de mesure par PIV horizontaux, comme illustrés sur la Figure 4.24.

La vitesse perturbatrice transverse V induite à l'ouverture par le déplacement de la plaque est mesurée grâce à l'étude des vecteurs de vitesse (PIV) réalisée sur le plan horizontal médian de l'ouverture. Deux vitesses débitantes à l'ouverture sont étudiées : $U_{\text{déb-1}} = 0,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $U_{\text{déb-2}} = 0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

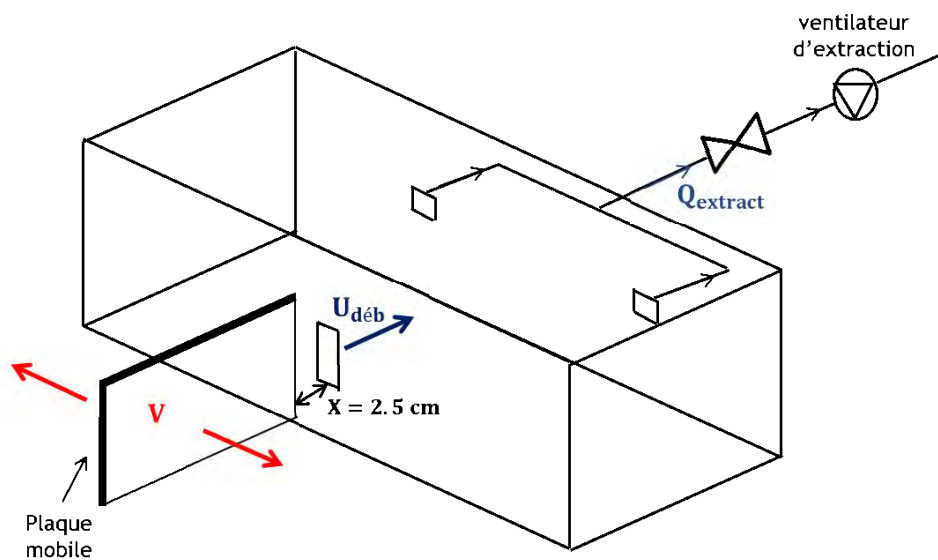


Figure 4.22: représentation schématique du montage expérimental - essai du déplacement d'une plaque devant l'ouverture

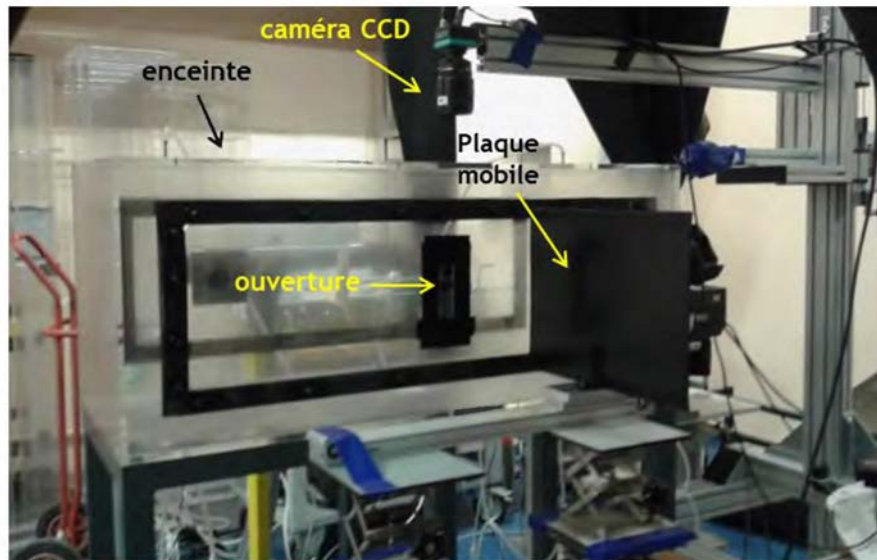


Figure 4.23 : illustration de l'essai de visualisation de fumigène lors du déplacement de la plaque

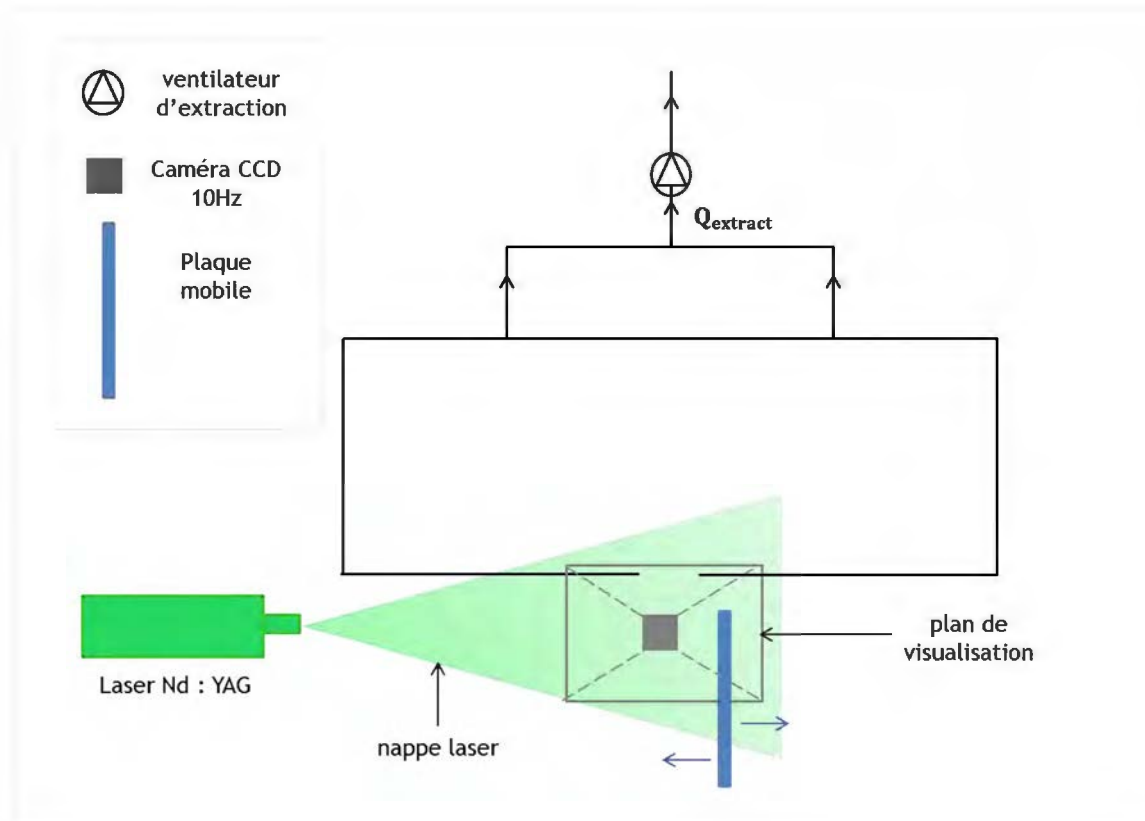


Figure 4.24 : représentation schématique de l'ensemble caméra-laser pour l'essai du déplacement de la plaque, vue du dessus

4.2.4.1.2 Résultats de visualisation et champs de vitesse

On présente sur la Figure 4.25, les champs instantanés de vitesse acquis dans le plan horizontal médian à l'ouverture induits par le déplacement de la plaque. Afin de réaliser ces essais, un ensemencement homogène et continu est maintenu à l'extérieur de l'enceinte lors du mouvement de la plaque. Une analyse PIV est appliquée aux doublets d'images de particules lumineuses. Une durée entre deux impulsions laser fixée à $\Delta t = 800 \mu s$ est requise dans le cas de cette configuration.

Même s'il s'agit ici de champs instantanés, nous pouvons estimer une vitesse résultante à l'ouverture égale à $V = 0,6 \text{ m.s}^{-1}$.

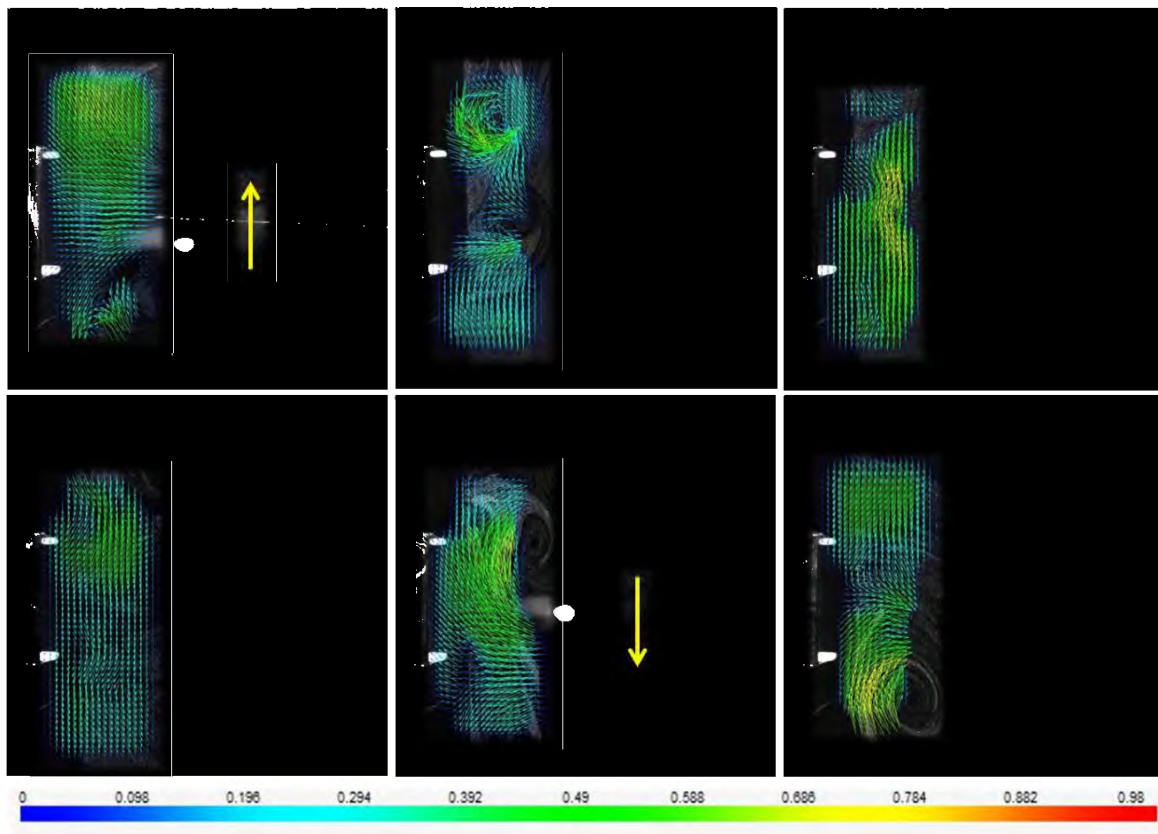


Figure 4.25 : champs instantanés externes des vecteurs vitesse obtenus par PIV dans le plan horizontal médian de l'ouverture ; la flèche jaune désigne le passage de la plaque devant l'ouverture

Dans ce qui suit, les deux rapports étudiés pour la visualisation de la rétrodiffusion sont $V/U_{\text{déb}} = 2$ et $V/U_{\text{déb}} = 1,2$, associés aux vitesses entrantes à l'ouverture $U_{\text{déb}} = 0,3 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$.

Dans le cas des Figure 4.26 et Figure 4.27, les plans de visualisation du traceur soumis au phénomène de rétrodiffusion sont réalisés à l'extérieur de l'enceinte pour un ensemencement de l'écoulement d'air produit à l'intérieur de celle-ci.

Les champs de traceur instantanés visualisés sur les figures ci-dessous (Figure 4.26, Figure 4.27) sont acquis juste après le passage de la plaque. Les visualisations obtenues (Figure 4.26) pour une vitesse $U_{\text{déb}} = 0,3 \text{ m.s}^{-1}$ montrent des détachements tourbillonnaires parfaitement observables à l'extérieur de l'enceinte, contrairement au cas de $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ (Figure 4.27) où l'on peut observer de légers vortex ne parvenant toutefois pas à s'échapper complètement à travers l'ouverture. Dans les deux cas, on constate que le décollement des tourbillons est produit au niveau des bords de l'ouverture.

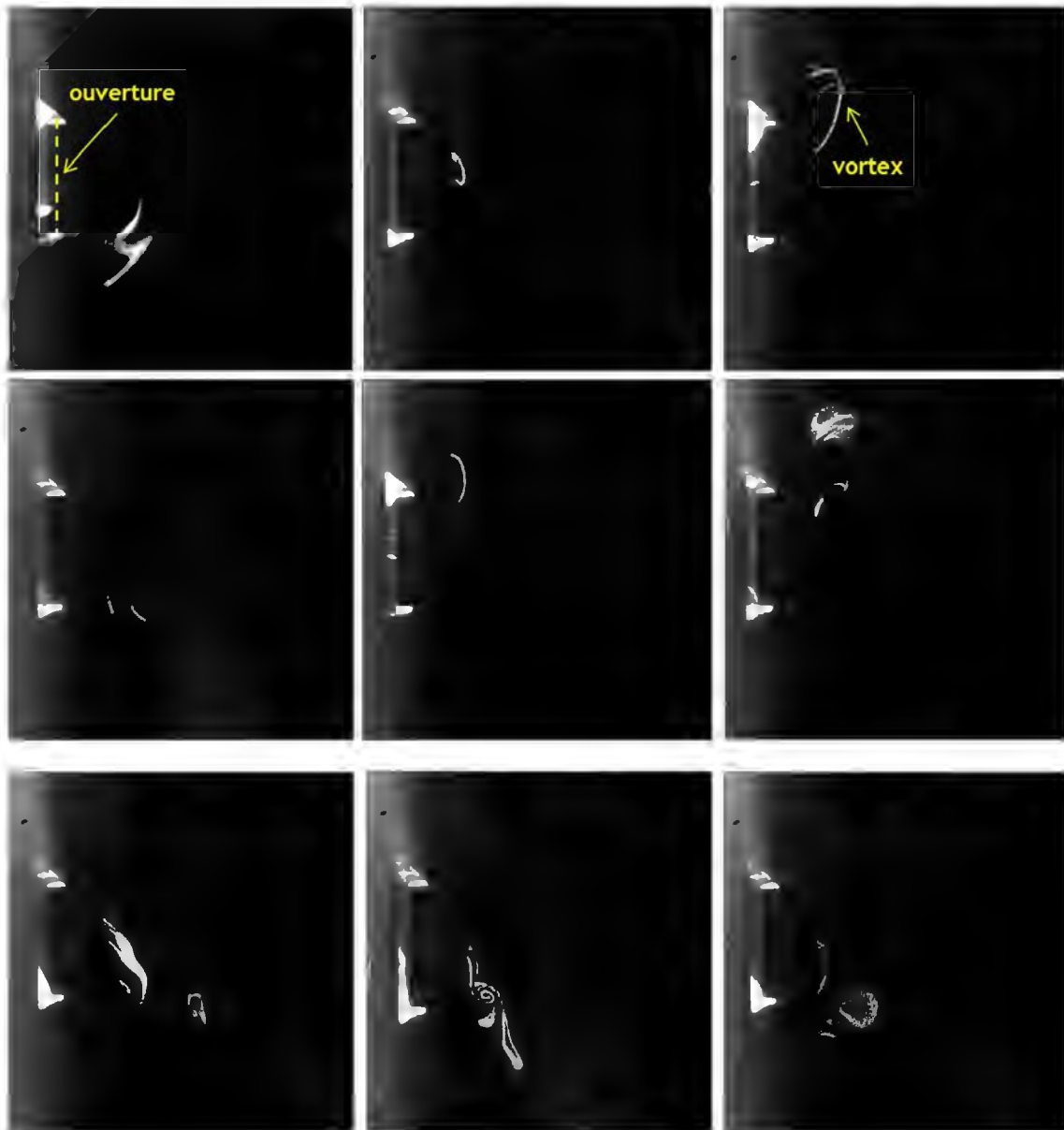


Figure 4.26 : visualisation des champs externes instantanés (de gauche à droite) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - $U_{\text{déb}} = 0,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $V/U_{\text{déb}} = 2$

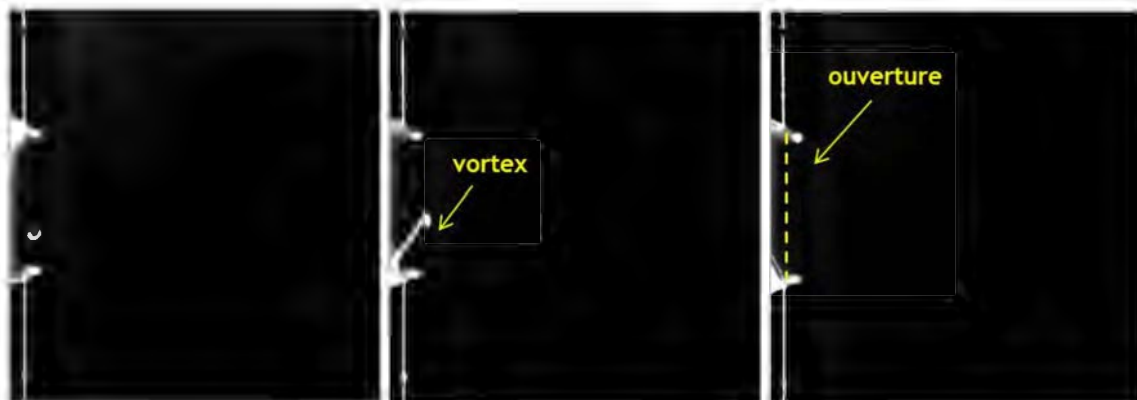


Figure 4.27 : visualisation des champs externes instantanés (de gauche à droite) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $V/U_{\text{déb}} = 1,2$

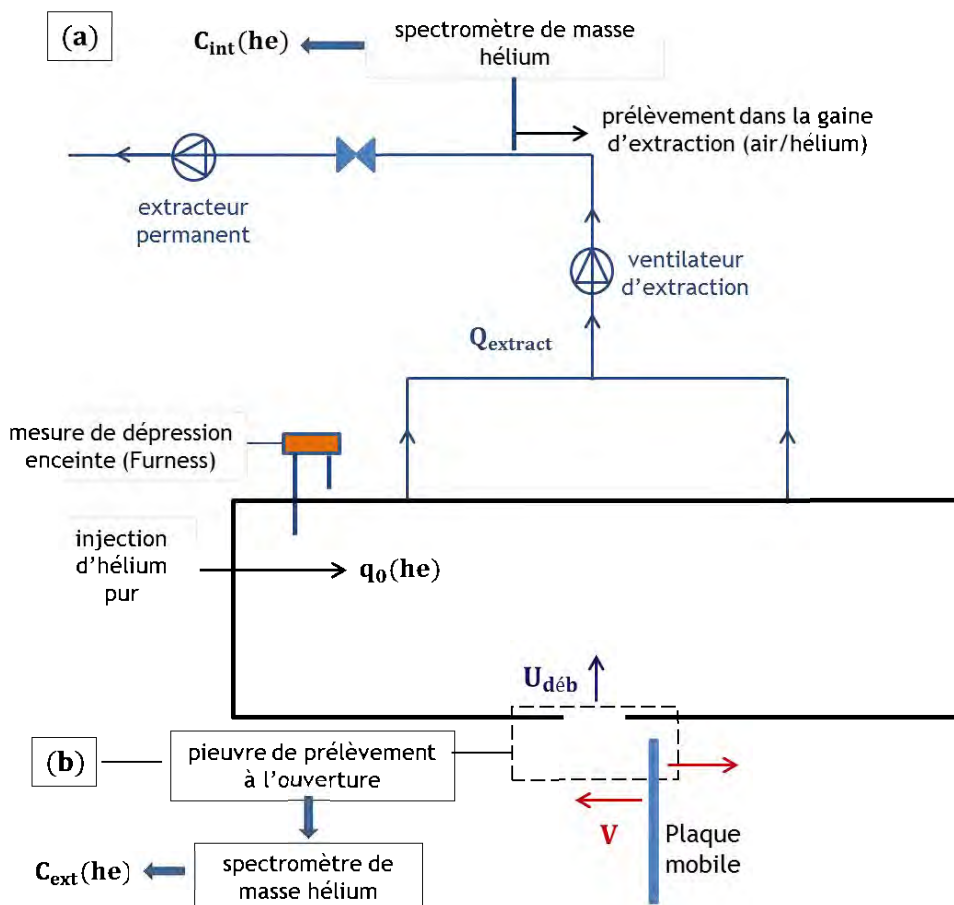
4.2.4.2 Quantification de la rétrodiffusion

On étudie l'évolution du coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}}(\%)$ en fonction de $V/U_{\text{déb}}$ pour la perturbation liée au mouvement de la plaque devant l'ouverture. Contrairement aux perturbateurs de type jets turbulents, la vitesse perturbatrice V est fixée dans ce cas et c'est la vitesse entrante à l'ouverture, $U_{\text{déb}}$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), liée à l'écoulement de confinement dynamique qui varie d'un point de mesure à un autre.

4.2.4.2.1 Montage expérimental

La Figure 4.28 illustre une vue du dessus du montage expérimental ; le déroulement de l'expérience est détaillé dans la section (4.1.1.1). Une vue de face de la position des préleveurs autour de l'ouverture est présentée sur les Figure 4.28 et Figure 4.29.

Au total, huit préleveurs de diamètre 3 mm sont placés sur la périphérie, à 3 mm en retrait des bords de l'ouverture, à l'extérieur de l'enceinte. Etant donné la présence de l'obstacle devant l'ouverture (la plaque mobile), aucun préleveur ne peut être positionné en face de cette dernière. Les champs instantanés des vecteurs de vitesse de l'écoulement d'air au niveau de l'ouverture sont présentés sur la Figure 4.25. La vitesse perturbatrice transverse à l'ouverture est égale à $V = 0,6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans le cas de la perturbation de la plaque mobile, deux formes d'ouvertures, rectangulaire et circulaire, sont étudiées (Figure 4.28- b)



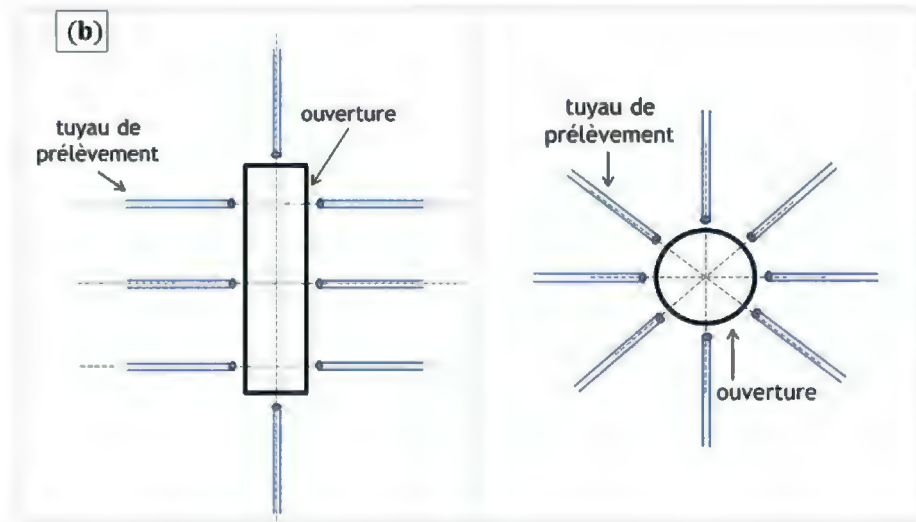


Figure 4.28 : schéma du montage expérimental de l'essai de perturbation par plaque mobile devant l'ouverture ; (a) principe de mesure de la concentration C_{int} (vue de dessus) ; (b) position des préleveurs aux bords et devant l'ouverture rectangulaire/circulaire - mesure de C_{ext} (vue de face)

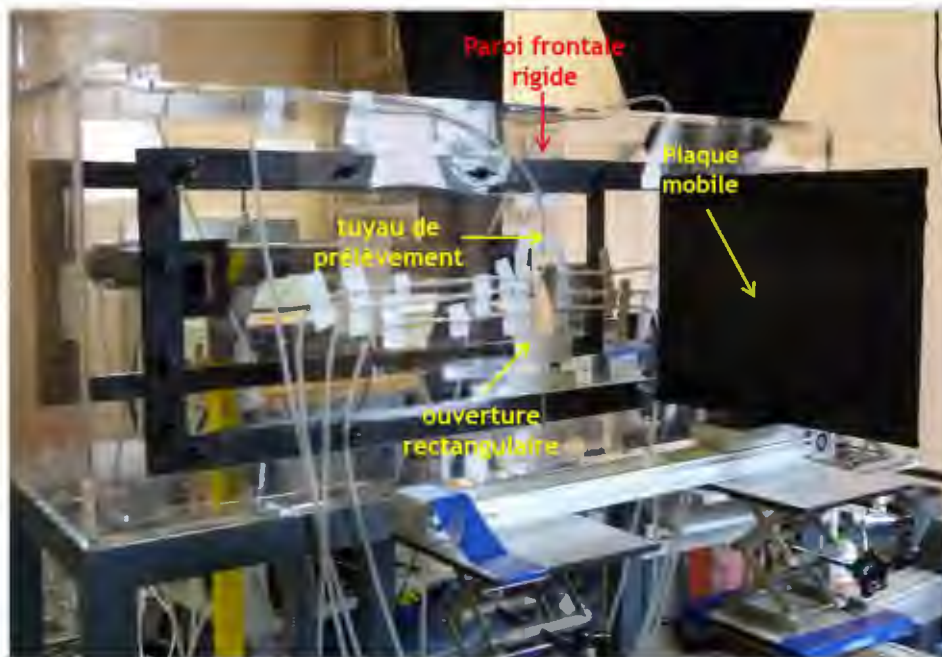


Figure 4.29 : dispositif de quantification de la rétrodiffusion, perturbation externe de la plaque mobile, ouverture rectangulaire sur paroi rigide $e = 5$ mm

4.2.4.2.2 Evolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$

On présente dans la Figure 4.30, la courbe d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ pour une gamme des vitesses débitantes à l'ouverture comprise entre $U_{déb} = 0,18 \pm 0,01$ m.s⁻¹ et $U_{déb} = 0,73 \pm 0,06$ m.s⁻¹. Les valeurs du débit d'extraction et de la dépression de l'enceinte, du paramètre $V/U_{déb}$ ainsi que du coefficient de rétrodiffusion sont présentées dans le Tableau 0.10 (B.1.4).

D'après la courbe d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre $V/U_{déb}$ (Figure 4.30), on remarque l'apparition du phénomène de rétrodiffusion à partir d'une vitesse débitante du même ordre de grandeur que la vitesse perturbatrice $V/U_{déb} = 0,83 \pm 0,07$.

Par ailleurs, les deux points de mesure désignés par une flèche bleue sur la Figure 4.30 sont associés aux expériences de visualisation présentées dans la partie 4.2.4.1.2. Ils correspondent à des vitesses débitantes égales à $0,3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le premier point a montré la rétrodiffusion du fumigène dans le plan horizontal médian de l'ouverture (Figure 4.26) : il présente sur la courbe de la Figure 4.30 un taux de rétrodiffusion de $2,05 \pm 0,31 \%$. Le deuxième point, quant à lui, présente un taux très faible de rétrodiffusion égal à $0,18 \pm 0,05 \%$, lequel est confirmé par les observations réalisées lors des essais de visualisation dans le plan central horizontal de l'ouverture (Figure 4.27) : de légers vortex ont été visualisés au niveau des bords de l'ouverture, ne parvenant pas à s'échapper complètement.

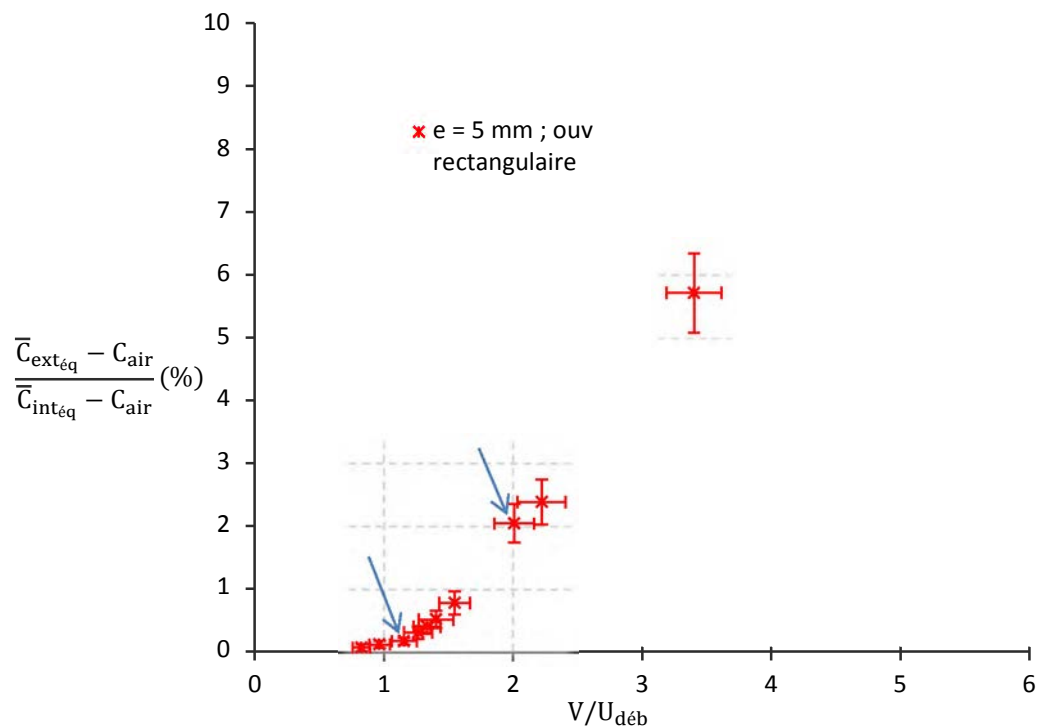


Figure 4.30 : courbe d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - perturbation de la plaque mobile ; ouverture rectangulaire d'épaisseur 5 mm

4.2.5 Discussion

L'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre aéraulique adimensionnel $V/U_{déb}$ pour différentes vitesses entrantes à l'ouverture $U_{déb}$ a montré que cette analyse était pertinente pour caractériser l'effet des conditions aérauliques à l'ouverture sur le seuil d'apparition du phénomène de rétrodiffusion. Ceci a été démontré pour les trois types de perturbations par des jets turbulents testés.

Toutefois, l'analyse globale des courbes de rétrodiffusion pour des valeurs de la vitesse de perturbation associées à un taux de rétrodiffusion supérieur à 1 %, a montré des disparités d'une vitesse débitante à une autre, et ce, dans le cas des écoulement perturbateurs internes (libre à contre-courant (Figure 4.21) et pariétal transverse (Figure 4.6)). Ce qui rend difficile la déduction d'une tendance universelle quant à l'effet de la vitesse débitante sur le comportement des taux de rétrodiffusion pour un rapport $V/U_{déb}$ largement au-delà du seuil. Par ailleurs, le jet perturbateur pariétal externe transverse n'a pas montré d'effet de la vitesse débitante sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion sur l'ensemble de la gamme $V/U_{déb}$ étudiée.

On souhaite déterminer une tendance générale quant à l'influence du type de perturbation sur l'évolution du taux de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{\text{déb}}$. On a choisi de présenter sur la (Figure 4.31), les courbes de rétrodiffusion liées aux trois types d'écoulements perturbateurs : jets pariétaux interne et externe et jet libre interne, pour $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; néanmoins, les observations et les conclusions émises sont aussi valables pour $U_{\text{déb}} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $1,5 \text{ m.s}^{-1}$. On constate que contrairement à ce qui est attendu, la perturbation externe pariétale présente beaucoup moins de rétrodiffusion par rapport à la perturbation pariétale interne. On peut expliquer ceci par le fait que le déroulement des essais est différent d'une perturbation à une autre. En effet, dans le cas des jets internes, la perturbation est issue d'un réseau aéraulique fermé connecté à l'enceinte remplie d'hélium lors de l'essai. À l'équilibre, le jet produit par ce réseau aéraulique est chargé de traceur, ce qui implique que la concentration en hélium dans la zone interne proche de l'ouverture reste homogène pendant la durée de l'essai. Dans le cas du jet externe issu d'un circuit externe ouvert à l'air ambiant, la zone interne proche de l'ouverture est balayée en continu par de l'air frais ambiant. Il est donc difficile, dans ce cas, de mesurer la quantité réelle de la rétrodiffusion même si les conditions aérodynamiques sont favorables à la production du phénomène de rétrodiffusion.

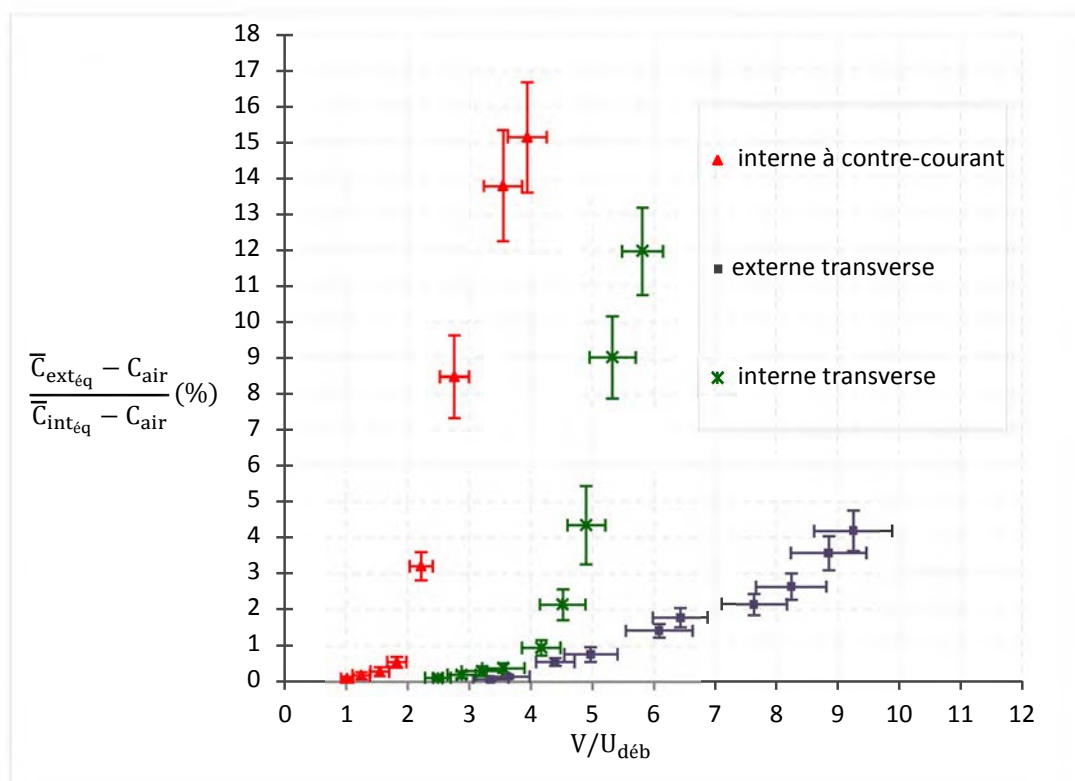


Figure 4.31 : courbes d'évolutions du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{\text{déb}}$ pour $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ - influence de la configuration de la perturbation (jets turbulents)

Les mesures concernant le jet externe sous-estiment le taux de rétrodiffusion réel pour ce cas de figure jusqu'à en inverser les tendances attendues ; intuitivement et aussi grâce aux résultats de simulation, on montrera dans le chapitre 5 que le jet externe, du fait de l'entraînement de l'écoulement vers l'extérieur, présente un taux de rétrodiffusion plus important que le jet interne.

Par ailleurs, la tendance déduite de la comparaison des résultats du jet interne transverse et du jet interne à contre-courant reste cohérente ; le jet à contre-courant, du fait de son orientation par rapport à l'écoulement débitant par l'ouverture conduit à davantage de rétrodiffusion que le jet transverse interne.

Les éléments présentés ci-dessus permettent de conclure que deux conditions doivent être réunies afin de détecter et quantifier des phénomènes de rétrodiffusion significatifs à l'ouverture : la présence de conditions aérodynamiques favorables ainsi que la présence d'une quantité suffisante et continue de traceur dans la zone interne proche de l'ouverture.

4.3 Influence des caractéristiques de l'ouverture

On étudie dans cette partie l'influence des caractéristiques de l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}}(\%)$, en fonction du paramètre adimensionnel $V/U_{\text{déb}}$. Les caractéristiques de l'ouverture incluent les paramètres géométriques (épaisseur, forme géométrique) ainsi que la nature du matériau constituant la paroi frontale contenant l'ouverture (matériau rigide ou matériau souple). Une grille expérimentale détaillée est présentée dans le Tableau 4.2.

4.3.1 Effet de l'épaisseur de l'ouverture : perturbation de type jet pariétal interne

L'effet de l'épaisseur de la paroi frontale contenant l'ouverture est étudié pour une perturbation de type jet pariétal interne 'transverse' (Figure 4.3) avec une vitesse débitante à l'ouverture $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$. La quantification de la rétrodiffusion est réalisée pour l'ouverture rectangulaire de dimensions $10 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ et pour les épaisseurs $e = 5 \text{ mm}$ et $e = 2 \text{ mm}$. L'étude complète relative à l'épaisseur $e = 5 \text{ mm}$ et à $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ est présentée dans la partie 4.2.1.2. Les caractéristiques de l'écoulement initial entrant à l'ouverture sont présentées Tableau 4.13.

Tableau 4.13 : caractéristiques liées à l'écoulement initial entrant à l'ouverture, perturbation du jet libre interne - $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; ouverture rectangulaire $e = 2 \text{ mm}$

$q_0 \text{ (Nl. h}^{-1}\text{)}$	4,628 ($\pm 0,53\%$)
$\Delta C_{\text{int}} \text{ (ppm)}$	855,42 ($\pm 5,24\%$)
$Q_{\text{extract}} \text{ (m}^3 \cdot \text{h}^{-1}\text{)}$	5,41 ($\pm 5,25\%$)
$U_{\text{déb}} \text{ (m. s}^{-1}\text{)}$	0,50 ($\pm 5,25\%$)
$\Delta P_{\text{enceinte}} \text{ (Pa)}$	0,3 ($\pm 0,97\%$)

Les valeurs de la vitesse perturbatrice, du paramètre adimensionnel $V/U_{\text{déb}}$ associé ainsi que les valeurs du coefficient de rétrodiffusion sont recensées dans le Tableau 0.11 (annexe B.2.1).

La Figure 4.32 compare l'évolution du taux de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{\text{déb}}$ pour les deux épaisseurs $e = 5 \text{ mm}$ et $e = 2 \text{ mm}$ pour $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$. On constate que le phénomène de rétrodiffusion apparaît, pour les deux épaisseurs, aux alentours de $V/U_{\text{déb}} = 2,4 \pm 0,2$. On remarque aussi que les deux courbes d'évolution se séparent à partir de $V/U_{\text{déb}} = 2,8 \pm 0,24$. Au-delà de cette valeur, les coefficients de rétrodiffusion sont nettement plus importants pour l'épaisseur $e = 2 \text{ mm}$.

Ce résultat montre que pour les mêmes conditions aérauliques, une faible épaisseur favorise les inversions d'écoulement à l'ouverture dans le cas de la perturbation du jet pariétal interne transverse. En effet, les bords de l'ouverture constituent un obstacle à la rétrodiffusion dans le cas des perturbations pariétales qui sont en contact direct avec l'ouverture. Des bords minces facilitent donc les inversions à l'ouverture et favorisent le phénomène de rétrodiffusion.

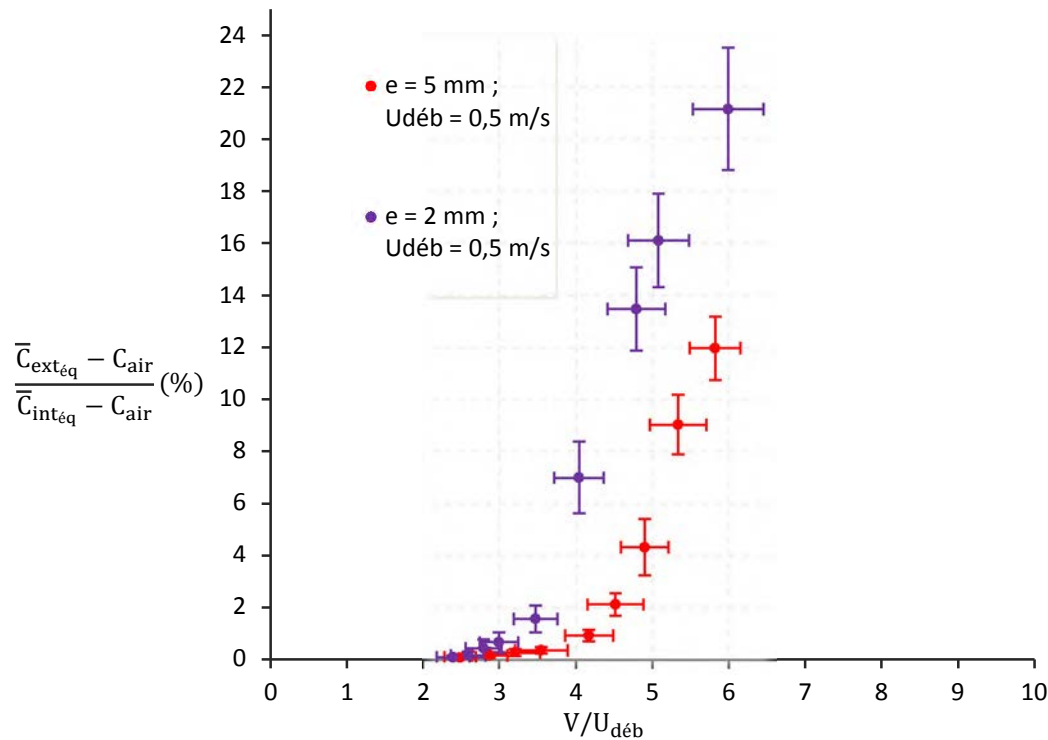


Figure 4.32 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - influence de l'épaisseur de l'ouverture $e = 2$ mm et $e = 5$ mm - perturbation du jet pariétal interne

4.3.2 Effet de l'épaisseur de l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque

L'effet de l'épaisseur de la paroi frontale contenant l'ouverture est étudiée pour une perturbation liée au déplacement 'transverse' de la plaque. On compare dans ce cas les résultats des coefficients de rétrodiffusion obtenus pour les deux épaisseurs $e = 5$ mm et $e = 2$ mm. La quantification de la rétrodiffusion est réalisée pour l'ouverture rectangulaire de référence, de dimensions 10 cm \times 3 cm. L'étude complète pour l'épaisseur $e = 5$ mm est présentée dans la partie (4.2.4.2.2).

L'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ pour une épaisseur de la paroi frontale $e = 2$ mm est détaillée dans l'annexe B.2.2. Les valeurs du débit d'extraction et de la dépression de l'enceinte, du paramètre $V/U_{déb}$ ainsi que du coefficient de rétrodiffusion sont présentées dans le Tableau 0.12 (annexe B.2.2).

L'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre aéraulique $V/U_{déb}$ dans le cas de la perturbation liée au déplacement de la plaque devant l'ouverture est illustrée pour les deux épaisseurs $e = 5$ mm et $e = 2$ mm sur la Figure 4.33. Le graphe montre un début de détection de la rétrodiffusion, pour les deux épaisseurs, à partir d'une vitesse débitante quasiment du même ordre de grandeur que la vitesse perturbatrice ($V/U_{déb} = 0,82 \pm 0,08$).

On peut clairement observer qu'il n'y a pas d'influence de l'épaisseur de la paroi contenant l'ouverture sur le taux de rétrodiffusion pour ce type de perturbation. En effet, la perturbation étudiée est, d'une part transitoire, et d'autre part, disposée à l'extérieur de l'enceinte, ce qui ne favorise pas l'effet de l'épaisseur des bords sur la quantité de rétrodiffusion émise à l'extérieur de l'enceinte. Ceci est le contraire d'une perturbation de type jet pariétal interne transverse, (Figure 4.32) qui du fait de son orientation par rapport à l'ouverture, est directement influencée par les bords de l'ouverture.

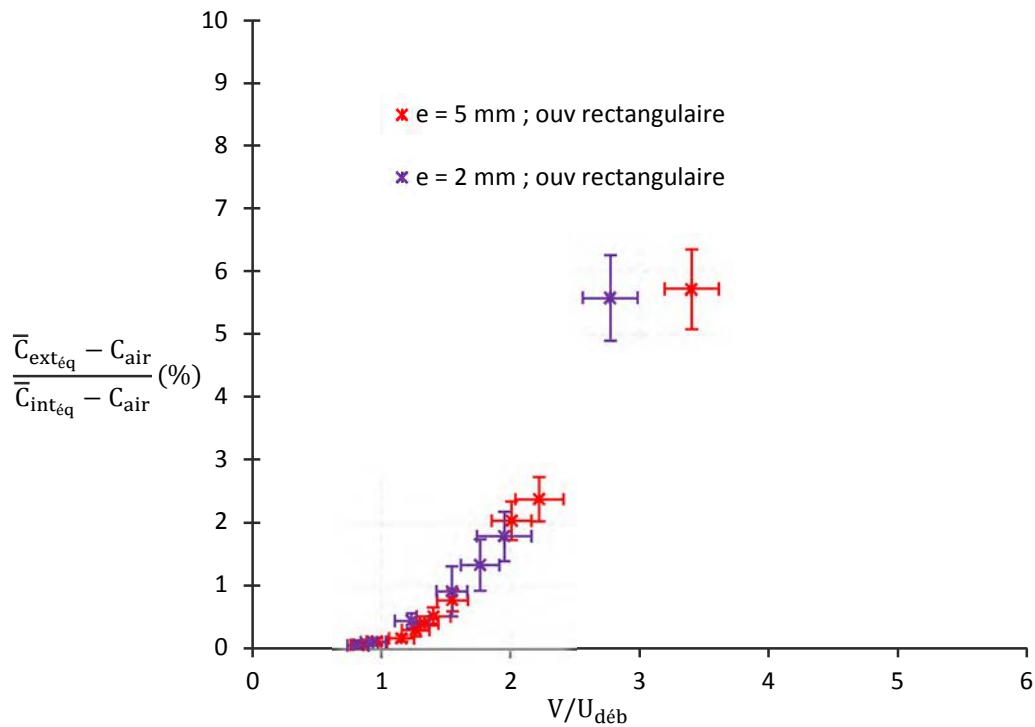


Figure 4.33 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - perturbation de la plaque mobile ; influence de l'épaisseur de l'ouverture $e = 2$ mm et $e = 5$ mm

4.3.3 Effet du matériau de la paroi frontale contenant l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque

L'influence du matériau de la paroi contenant l'ouverture est étudiée pour une perturbation externe 'transverse' de déplacement de plaque. On compare les résultats pour l'ouverture rectangulaire de référence sur paroi rigide de 5 mm (Figure 4.29) et sur paroi souple en vinyle (Figure 4.34). L'étude complète pour l'ouverture rectangulaire rigide est présentée dans la partie (4.2.4.2.2). Les valeurs du débit d'extraction et de la dépression de l'enceinte, du paramètre $V/U_{déb}$ ainsi que celles du coefficient de rétrodiffusion associé sont présentées dans le Tableau 0.13 (annexe 0).

La Figure 4.35, compare l'évolution du taux de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ pour une paroi rigide de 5 mm et pour une paroi souple en vinyle. L'évolution du coefficient de rétrodiffusion pour une paroi souple contenant l'ouverture (courbe en vert) montre une évolution linéaire, contrairement à toutes les courbes de rétrodiffusion réalisées sur une paroi frontale rigide présentées jusqu'ici. L'apparition de la rétrodiffusion s'effectue, dans les deux cas étudiés, à partir d'une vitesse débitante quasiment du même ordre de grandeur que la vitesse perturbatrice $V/U_{déb} = 0,83 \pm 0,07$. On constate aussi, à partir de $V/U_{déb} = 1,07 \pm 0,08$, que les coefficients de rétrodiffusion deviennent nettement plus importants dans le cas de la paroi souple.

On peut ainsi en déduire qu'un matériau souple au niveau de la paroi sur laquelle est placée l'ouverture est plus à même de faciliter l'inversion de l'écoulement à l'ouverture et par conséquent la rétrodiffusion. Plusieurs éléments peuvent permettre d'expliquer cela : d'une part, la tenue mécanique est moindre et l'épaisseur est très faible dans le cas d'une paroi frontale souple, et d'autre part, ce type de paroi est davantage soumis aux déformations provoquées par les écoulements d'air internes ou externes de l'enceinte.

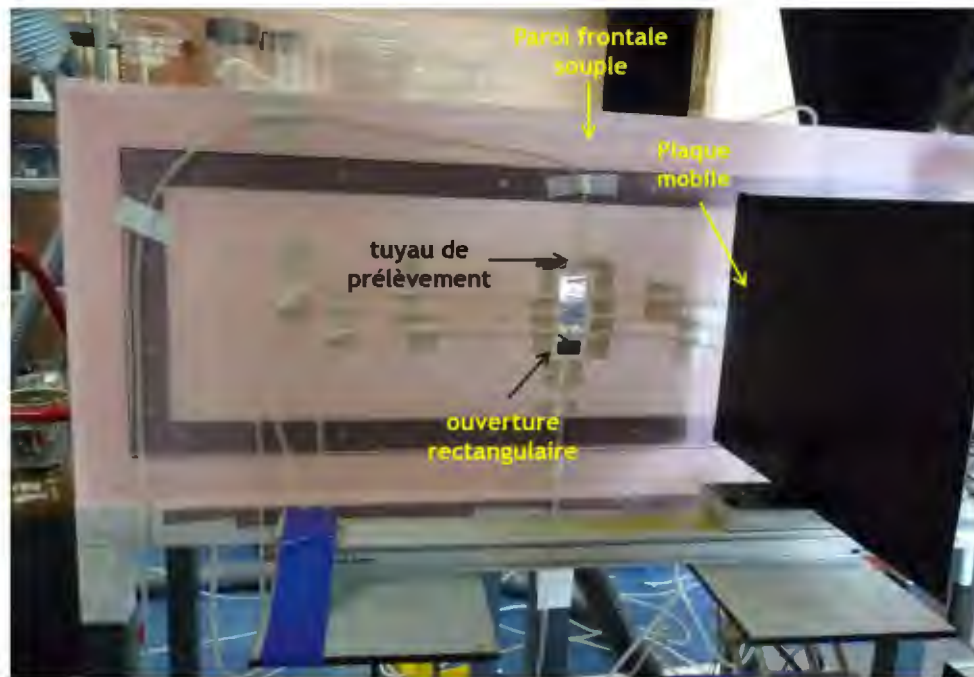


Figure 4.34 : dispositif de quantification de la rétrodiffusion pour une perturbation externe de la plaque mobile devant une ouverture rectangulaire sur paroi souple

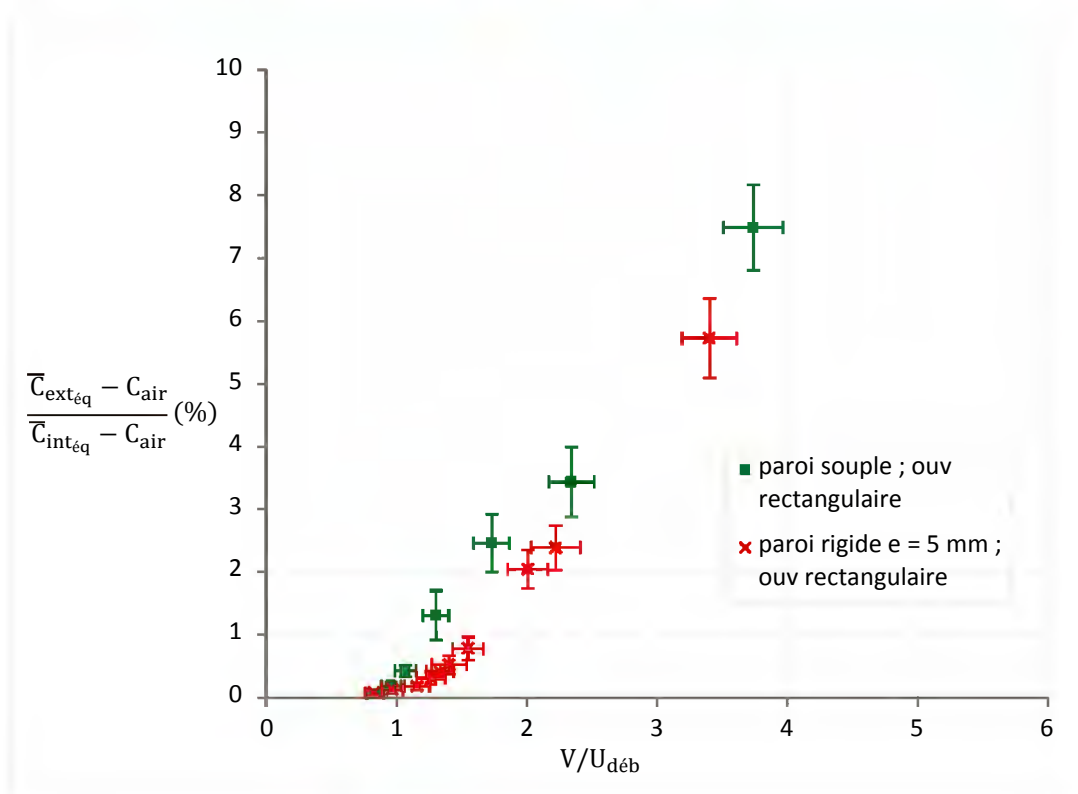


Figure 4.35 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{déb}$ - perturbation de la plaque mobile ; influence du matériau de la paroi contenant l'ouverture - souple (vinyle) et rigide ($e = 5$ mm)

4.3.4 Effet de la forme de l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque

L'influence de la forme de l'ouverture est étudiée pour une perturbation externe 'transverse' induite par le déplacement de la plaque devant l'ouverture. On compare les résultats de rétrodiffusion obtenus successivement pour une ouverture rectangulaire de dimensions $10 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ et circulaire de diamètre $D = 0,46 \text{ cm}$, toutes deux réalisées sur une ouverture dans une paroi souple en vinyle (Figure 4.36). Les deux ouvertures ont le même diamètre hydraulique de telle manière à ne pas modifier les conditions aérodynamiques pour une même vitesse débitante à l'ouverture. L'étude complète pour l'ouverture rectangulaire sur la paroi souple est détaillée dans la section 4.3.3. Les valeurs du débit d'extraction et de la dépression de l'enceinte, du paramètre $V/U_{\text{déb}}$ ainsi que du coefficient de rétrodiffusion associé sont présentées dans le Tableau 0.14 (annexe B.2.3).

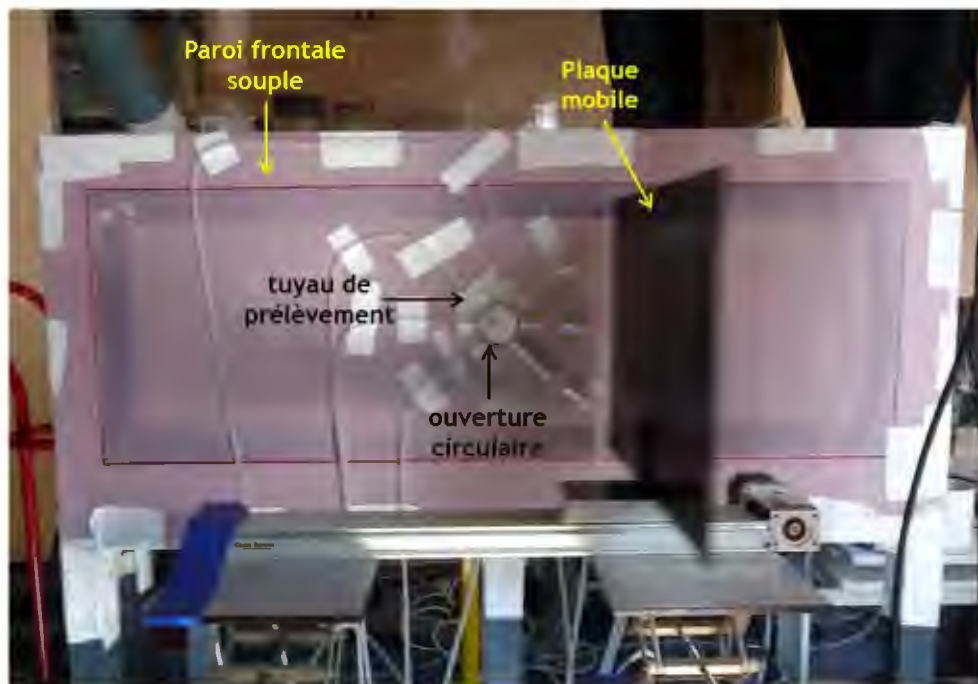


Figure 4.36 : dispositif de quantification de la rétrodiffusion pour une perturbation externe de la plaque mobile et une ouverture circulaire sur paroi souple

La comparaison des résultats de quantification de la rétrodiffusion pour les deux formes de l'ouverture (Figure 4.37) ne montre pas d'effet significatif de la forme de l'ouverture sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{\text{déb}}$. On note une évolution linéaire des courbes de rétrodiffusion pour les deux ouvertures (rectangulaire et circulaire) testées sur une paroi frontale souple.

L'apparition du traceur rétrodiffusé se fait, dans les deux cas, pour une vitesse débitante à l'ouverture du même ordre de grandeur que la vitesse de perturbation, aux alentours de $V/U_{\text{déb}} = 0,8 \pm 0,08$. Les deux courbes d'évolution sont confondues jusqu'à $V/U_{\text{déb}} = 1,5 \pm 0,2$. Au-delà de cette valeur, la courbe de rétrodiffusion relative à l'ouverture circulaire est située au-dessus de celle liée à l'ouverture rectangulaire. Toutefois, notons que seulement deux points de mesures sont réalisés pour l'ouverture rectangulaire dans cette partie-là du graphe.

Le fait que la paroi frontale soit souple ajoute des paramètres additionnels à cette comparaison. On ne peut donc pas déduire une tendance robuste quant à l'influence de la forme géométrique sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion pour des valeurs importantes de $V/U_{\text{déb}}$ ($V/U_{\text{déb}} > 1,5 \pm$

0,2). Malheureusement, par manque de temps, l'effet de la forme de l'ouverture n'a pas pu être étudié dans le cas d'une paroi rigide.

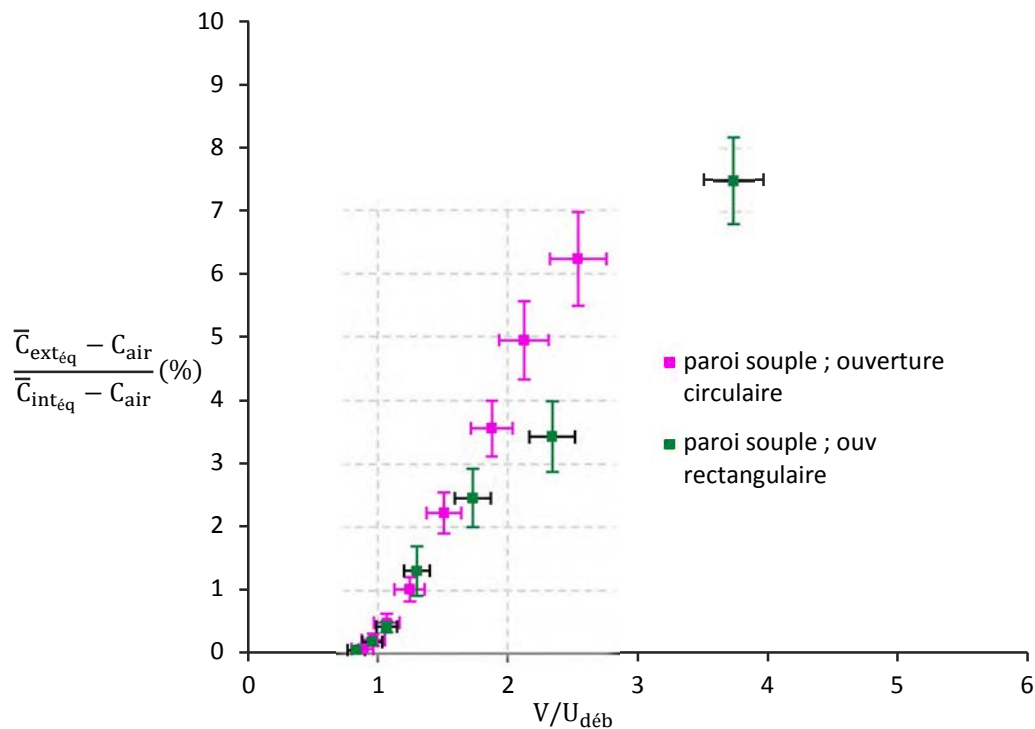


Figure 4.37 : courbes d'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{d\acute{e}b}$ pour une perturbation de la plaque mobile ; influence de la forme de l'ouverture - circulaire vs rectangulaire (matériau souple)

4.3.5 Synthèse

L'étude de l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre aéroulque adimensionnel $V/U_{d\acute{e}b}$ n'a pas montré d'effet des caractéristiques de l'ouverture (épaisseur des bords, forme géométrique, matériau de la paroi frontale) sur l'apparition du phénomène de rétrodiffusion. Toutefois, les courbes de rétrodiffusion ont montré un effet significatif de l'épaisseur des bords de l'ouverture et du matériau de la paroi frontale sur l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction de $V/U_{d\acute{e}b}$ et ce, après l'apparition du phénomène.

Dans le cas de la perturbation liée au jet turbulent interne transverse, on note une forte influence de l'épaisseur des bords de l'ouverture sur le comportement du taux de rétrodiffusion à partir d'une vitesse de perturbation à l'ouverture trois fois supérieure à la vitesse de l'écoulement de confinement dynamique (Figure 4.32). Ainsi, davantage de rétrodiffusion est constatée à l'ouverture dans le cas de la plus petite épaisseur ($e = 2 \text{ mm}$). En revanche, aucune influence de l'épaisseur n'a pu être observée dans le cas de l'écoulement perturbateur externe lié au déplacement de la plaque.

Dans le cas de cette perturbation, on montre également qu'une ouverture disposée sur une paroi frontale souple en vinyle présente plus de rétrodiffusion que celle sur une paroi rigide. En effet, dans le cas d'une paroi frontale souple, le confinement statique est beaucoup moins robuste que dans le cas d'une paroi rigide, ce qui facilite le phénomène de rétrodiffusion.

Enfin, aucun effet de la forme géométrique n'a été noté pour les ouvertures rectangulaire et circulaire étudiées sur une paroi souple. Ce résultat est valable dans l'intervalle $V/U_{d\acute{e}b} < 1,5 \pm$

0,2 ; au-delà de cette limite, le peu de données expérimentales disponibles ne nous permet pas de déduire une tendance générale.

4.4 Conclusion

Les expériences de visualisation laser par fumigène conduites en amont des expériences de quantification ont permis, lors de la construction de notre programme expérimental, de guider notre choix de la gamme des rapports $V/U_{déb}$ à tester dès le début de nos expériences de quantification du phénomène de rétrodiffusion, notamment dans le cas de la perturbation du déplacement de la plaque et du jet externe transverse.

Ainsi, les essais de visualisation laser réalisés lors de la perturbation liée au déplacement de la plaque externe, ont permis d'observer des phénomènes de rétrodiffusion, dans le plan horizontal médian de l'ouverture, pour des rapports $V/U_{déb}$ décroissant jusqu'à $V/U_{déb} = 1,2$. Les expériences de quantification de la rétrodiffusion dans la même configuration ont montré une apparition du phénomène à partir du rapport $V/U_{déb} = 1$. Ces résultats ont donc conforté ceux de la quantification de la rétrodiffusion. Par ailleurs, l'acquisition des champs instantanés des vecteurs de vitesse a permis d'accéder à la valeur de la vitesse instantanée de perturbation à l'ouverture V ($m \cdot s^{-1}$).

On a également démontré, grâce aux expériences de visualisation, qu'une perturbation aéraulique continue externe transverse donne lieu au phénomène de rétrodiffusion. Le plus petit rapport $V/U_{déb}$ testé dans le cadre de ces expériences et qui a présenté une rétrodiffusion significative au niveau du plan vertical médian de l'ouverture est $V/U_{déb} = 5$. Les expériences de quantification dans le cas d'un perturbateur de type jet externe transverse (pariétal cette fois-ci), ont quant à elles, montré un début du phénomène de rétrodiffusion pour un rapport $V/U_{déb} = 3,5$. Ces résultats de visualisation laser ont une fois de plus confirmé ceux obtenus par la quantification.

On a démontré dans ce chapitre que l'apparition du phénomène de rétrodiffusion est indépendante de la vitesse débitante fixée à l'ouverture et des caractéristiques géométriques de celle-ci. Ceci est valable pour toutes les perturbations étudiées, à condition que $V/U_{déb}$ soit le même pour chaque valeur de $U_{déb}$. Le nombre adimensionnel $V/U_{déb}$ représente donc le paramètre aéraulique adapté à l'étude de l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction des conditions aérauliques présentes dans le champ proche de l'ouverture.

Globalement, les courbes de rétrodiffusion ont montré une évolution polynomiale (d'ordre 2) pour les ouvertures existantes sur une paroi frontale rigide quels que soient le type de la perturbation, les conditions aérauliques (V et $U_{déb}$) et les caractéristiques géométriques de l'ouverture. Par contre, on a noté une évolution linéaire du coefficient de rétrodiffusion pour l'ensemble des expériences réalisées sur une paroi frontale en matériau souple.

Enfin, nous disposons, grâce à l'ensemble des expériences de quantification décrites dans ce chapitre, d'un nombre important de points de mesure pour différents paramètres (vitesse débitante, vitesse de perturbation, type de perturbation, type d'ouverture) afin de constituer des abaques d'évolution du coefficient de rétrodiffusion valables dans des conditions opératoires similaires à celles de notre étude.

Des simulations numériques LES et RANS sont conduites (chapitre 5) sur les perturbations par des jets pariétaux transverses interne et externe ainsi que celle par un jet libre interne à contre-courant pour $U_{déb} = 0,5 m \cdot s^{-1}$. Les rapports $V/U_{déb}$ étudiés sont $V/U_{déb} = 5,82 \pm 0,33$ pour le jet pariétal interne, $V/U_{déb} = 6,1 \pm 0,54$ pour le jet pariétal externe et $V/U_{déb} = 3,94 \pm 0,32$ pour le jet libre interne. Une comparaison URANS/LES est aussi réalisée au début de chapitre 5 dans le cas du jet libre interne pour $V/U_{déb} = 2,83 \pm 0,28$ ($U_{déb} = 1 m \cdot s^{-1}$).

5 Résultats des simulations numériques CFD

L'objectif de ce chapitre est d'identifier la méthode de modélisation de la turbulence (RANS, URANS, LES) capable de reproduire le phénomène de rétrodiffusion, mis en évidence expérimentalement (chapitre 4). Les configurations retenues correspondent à des perturbations produites sous la forme de jets turbulents, libres ou pariétaux, qui ont conduit à une rétrodiffusion significative (mesurée localement à l'ouverture par le traçage gazeux).

Dans un premier temps, des résultats de simulation URANS et LES sont confrontés sur la base d'une configuration dont la rétrodiffusion a été mesurée lors des essais de traçage gazeux. Par la suite, trois configurations de perturbations sont étudiées à l'aide de simulations RANS et LES. Cette étude porte sur la mise en évidence ou non d'une rétrodiffusion d'un traceur (scalaire passif) à l'extérieur du dispositif expérimental et, le cas échéant, sur la description de l'écoulement rétrodiffusé. La description qualitative de cet écoulement passe par la visualisation des structures turbulentes et des champs de traceur dans l'écoulement. Les champs des vitesses instantanées et moyennes et les champs de vorticités sont aussi commentés afin d'apporter une description détaillée de la rétrodiffusion. Une analyse quantitative porte sur les vitesses de perturbations issues des simulations et leur confrontation avec les vitesses issues des données expérimentales. On expose aussi dans ce chapitre les paramètres et hypothèses numériques adaptés à ce type de configurations.

Toutes les simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées sur la géométrie de la maquette expérimentale détaillée dans le chapitre 3 ; l'ouverture étudiée est celle de dimensions $0,1 \times 0,03 \times 0,005 \text{ m}^3$, considérée comme l'ouverture de référence dans l'ensemble du manuscrit. Les géométries des calculs ont été réalisées avec le logiciel ANSYS WORKBENCH et les maillages conçus avec le logiciel ANSYS ICEM-CFD. Les simulations ont été conduites avec le code de calcul ANSYS CFX et le post-traitement des résultats réalisé avec ANSYS CFD-Post.

Les calculs URANS et RANS ont été exécutés en mode parallèle sur le cluster SACLUX de l'IRSN à Saclay, en utilisant 2 à 4 nœuds de calcul constitués chacun de 12 processeurs. Les calculs LES ont, quant à eux, été parallélisés sur 6 nœuds de calcul du supercalculateur 'EOS' (Figure 5.1), implanté sur le centre de calcul Toulousain CALMIP. Chaque nœud contenant 20 processeurs, 120 processeurs ont donc été utilisés pour ces calculs.



Figure 5.1- Supercalculateur EOS - CALMIP

5.1 Comparaison de simulations URANS et LES : cas du perturbateur interne à contre-courant

Dans cette partie, on souhaite comparer les approches URANS et LES. Pour ce faire, on a choisi de simuler le cas où l'écoulement initial de confinement dynamique est mis en compétition avec un jet libre interne à contre-courant, orienté face à l'ouverture (Figure 5.2). Il s'agit d'une configuration réalisée lors des expériences de quantification de la rétrodiffusion, où $U_{\text{déb}} = 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $V/U_{\text{déb}} = 2,83 \pm 0,28$, qui a montré la présence significative de traceur à l'extérieur de l'enceinte ($K_{\text{rétro}} = 11,17 \pm 1,71 \%$). L'objectif de cette comparaison est d'évaluer la capacité des deux méthodes de résolution/modélisation de la turbulence à restituer les instabilités liées au phénomène de rétrodiffusion aux ouvertures.

5.1.1 Paramètres des simulations

Le domaine de calcul, illustré sur la Figure 5.2, possède les caractéristiques géométriques suivantes :

- un domaine intérieur correspondant à l'enceinte expérimentale décrite dans le chapitre 3,
- un domaine extérieur autour de l'ouverture de dimensions $0,23 \times 0,23 \times 0,1 \text{ m}^3$,
- une ouverture de dimensions $0,1 \times 0,03 \times 0,005 \text{ m}^3$ reliant les deux domaines,
- une fente de dimensions $0,1 \times 0,01 \text{ m}^2$ disposée sur la paroi arrière, face à l'ouverture.

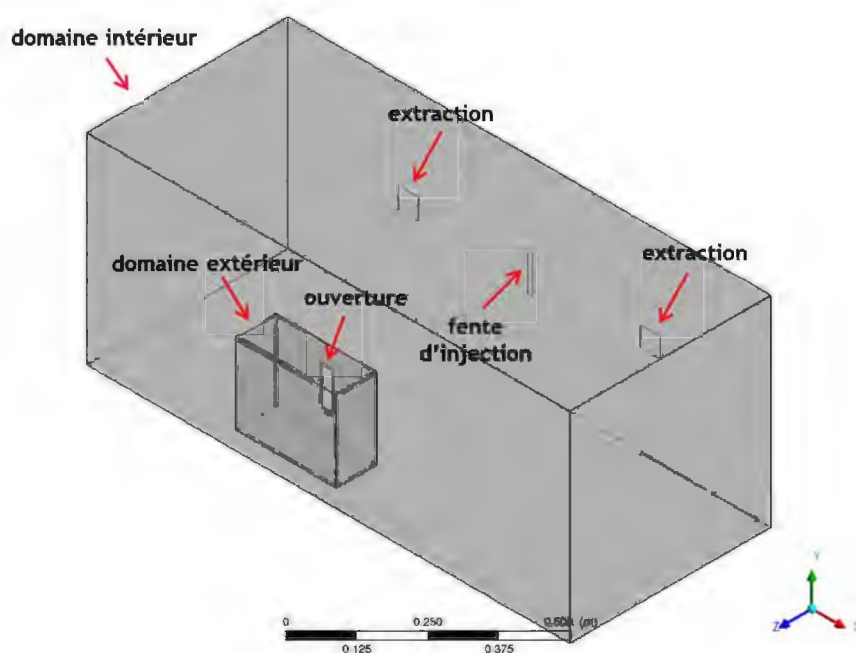


Figure 5.2 - Domaine de calcul - perturbateur de type jet libre interne à contre-courant

Compte tenu de la géométrie du domaine fluide, les maillages URANS et LES illustrés sur la Figure 5.3 et sur la Figure 5.4 sont structurés et comportent, respectivement, 11 millions et 29,3 millions de points de calcul (leurs caractéristiques sont détaillées dans le Tableau 5.1). Ces maillages sont raffinés au niveau de certaines zones d'intérêt : un raffinement est appliqué à l'ouverture sur la hauteur, la largeur mais aussi l'épaisseur. Les cellules sont de plus en plus petites à mesure que l'on s'approche des bords de l'ouverture. Les zones interne et externe entourant l'ouverture sont aussi raffinées. Les cellules de la région du jet perturbateur interne sont raffinées et orientées dans la direction axiale de l'épanouissement du jet. Le maillage est progressivement relâché à mesure que l'on s'éloigne de l'ouverture.

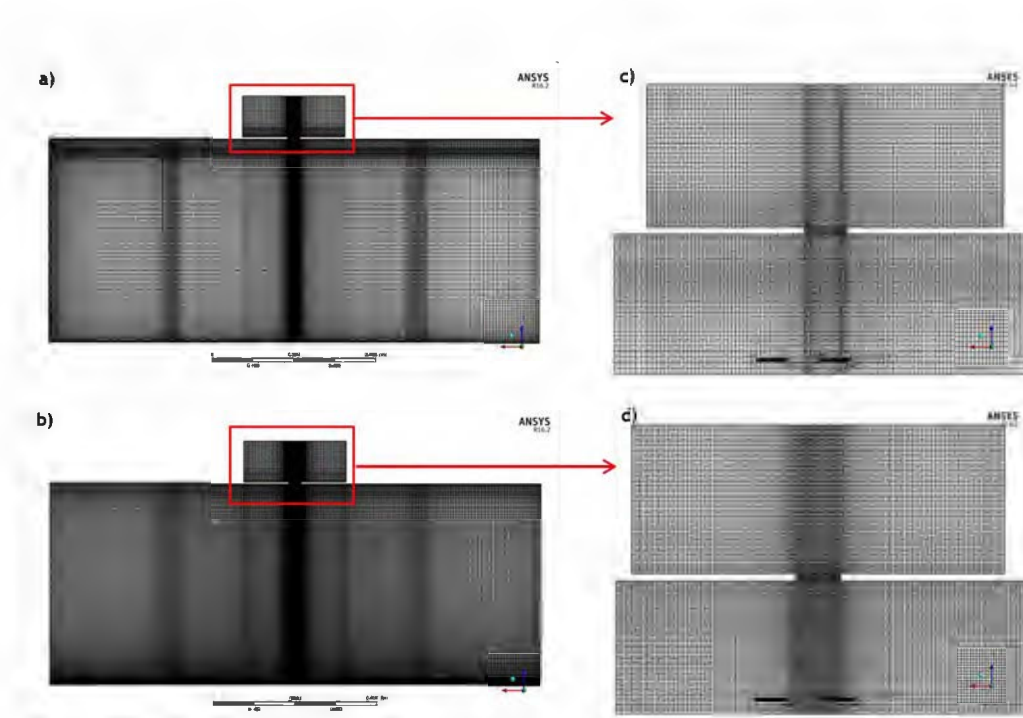


Figure 5.3 - Coupes horizontales dans les plans médians des maillages 'URANS et 'LES' ; a) maillage 'URANS' ; b) maillage 'LES' ; c) zoom sur l'ouverture - maillage 'URANS' ; d) zoom sur l'ouverture - maillage 'LES' - cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant

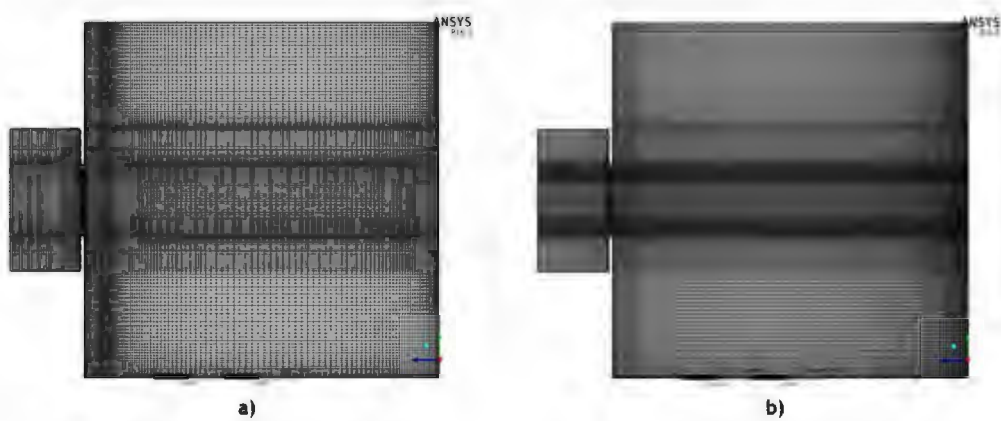


Figure 5.4 : Coupes verticales dans les plans médians des maillages URANS et LES ; a) maillage RANS ; b) maillage LES - cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant

Tableau 5.1 : Caractéristiques des maillages URANS et LES- cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant

Caractéristiques des maillages	Maillage LES	Maillage URANS
Nombre de cellules	29,3 M	11 M
Taille de la plus petite maille à l'ouverture	0,4 mm × 0,5 mm	0,8 mm × 1 mm
Taille de la plus grande maille à l'ouverture	0,5 mm × 1 mm	1,2 mm × 1,8 mm

Les conditions aux limites imposées sur les frontières du domaine de calcul sont schématisées sur la Figure 5.5 et détaillées ci-après :

- une condition de type sortie avec vitesse imposée est appliquée au niveau de l'extraction de l'enceinte ;
- une condition d'entrée 'inlet' de type vitesse imposée est appliquée à la fente d'injection ;
- une condition de type entrée libre avec pression statique de référence est appliquée au domaine externe. Ce dernier représente l'atmosphère extérieure. Cette condition permet le mouvement du fluide à travers les limites du domaine extérieur ;
- une condition de type non-glissement est appliquée aux parois physiques du domaine intérieur ainsi qu'aux parois constituant l'épaisseur de l'ouverture.

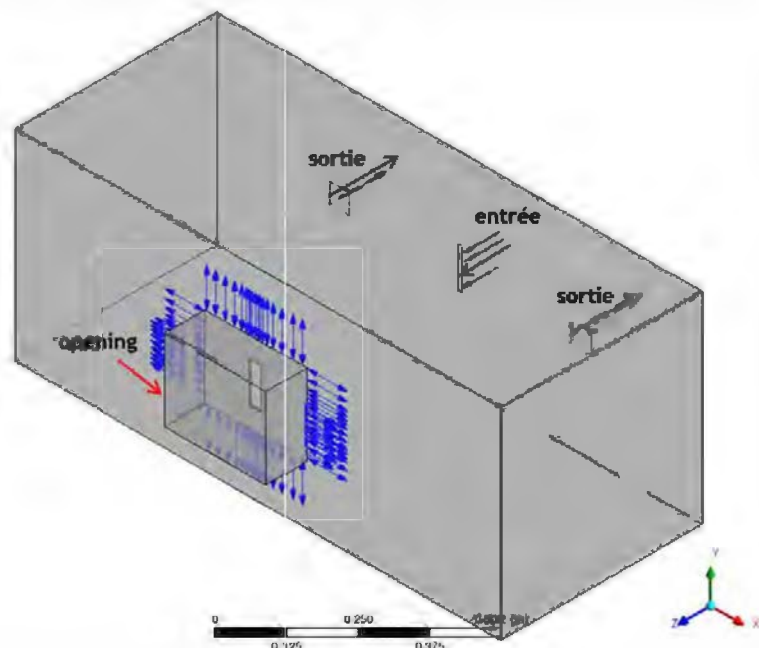


Figure 5.5 - Conditions aux limites imposées au domaine fluide - cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant

Le fluide simulé est de l'air à 25 °C ($\rho_{\text{air}} = 1,185 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$). On choisit d'utiliser un scalaire passif comme traceur gazeux de l'écoulement. Pour cela, on introduit une variable additionnelle Φ dans le calcul et on résout une équation de transport convection-diffusion du scalaire passif. La diffusivité moléculaire du scalaire passif $D_{\Phi} = 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ et le nombre de Schmidt turbulent, défini comme

le rapport de la viscosité turbulente à la diffusivité turbulente $Sc_t = \frac{\nu_t}{D_t}$, est fixé à $Sc_t = 0,9$. Le scalaire passif est injecté au niveau de la fente d'injection de l'écoulement perturbateur.

La valeur moyenne de la vitesse entrante à l'ouverture est déterminée par le débit sortant que l'on impose au niveau de l'extraction. On souhaite étudier une vitesse débitante à l'ouverture $U_{ouv} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ ($Q_{ouv} = 10,8 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$) et une vitesse moyenne d'injection à la fente d'injection du jet $V_0 = 10 \text{ m.s}^{-1}$ ($Q_{perturb} = 36 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$). Le débit de perturbation $Q_{perturb}$ injecté est repris au niveau de l'extraction de l'enceinte soit $Q_{extract} = Q_{ouv} + Q_{perturb} = 46,8 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. Les valeurs retenues aux conditions aux limites sont détaillées dans le Tableau 5.2 suivant :

Tableau 5.2 : valeurs imposées aux conditions aux limites ; cas du perturbateur de type jet libre interne

Conditions aux limites	Type et valeur de la condition limite
Fente d'injection	Condition d'entrée, vitesse imposée ; $V_0 = 10 \text{ m.s}^{-1}$, $\Phi = 1$
Extraction	Vitesse sortante imposée normale à la C.L ; $U_{extract} = 2,6 \text{ m.s}^{-1}$
Domaine externe	Condition de sortie/entrée libre 'opening' ; $P_{opening} = 0 \text{ Pa}$, $\Phi = 0$

Dans cette étude, le modèle de turbulence SST $k-\omega$ est utilisé pour la simulation URANS et le modèle dynamique est utilisé comme modèle de sous-maille pour le calcul LES.

Pour le calcul LES, un schéma centré du 2nd ordre est utilisé pour le terme d'advection (préconisé par CFX pour les calculs LES (ANSYS Inc., 2009)) ; un schéma 'haute résolution' est utilisé pour le calcul URANS. Un schéma d'Euler du 2nd ordre est utilisé pour le terme transitoire dans les cas URANS et LES.

Un pas de temps de l'ordre de 10^{-4}s est nécessaire pour assurer la convergence du calcul LES et de l'ordre de 10^{-2}s pour le calcul URANS. Chaque pas de temps du calcul LES nécessite trois sous-itérations. La durée totale (temps physique simulé) du calcul U-RANS est de 50 s et celle du calcul LES est de 1,86 s compte tenu de la valeur beaucoup plus faible du pas de temps. Le temps entre chaque sortie de fichier de résultats est de 5.10^{-3}s pour le calcul LES et 0,5 s pour le calcul RANS.

5.1.2 Condition initiale

La condition initiale choisie pour les deux calculs instationnaires URANS et LES correspond à la solution stationnaire du cas de figure où seul l'écoulement entrant à l'ouverture est considéré (la fente arrière a été remplacée par un mur). Ce calcul RANS est réalisé avec un modèle de turbulence SST $k-\omega$. Le scalaire passif, en guise de traceur de l'écoulement, est introduit par la suite (section 5.2), dans les calculs URANS et LES.

La Figure 5.6 illustre le champ de la norme de vitesse dans les plans médians horizontal et vertical de l'ouverture ainsi que le champ de pression dans le plan vertical médian de l'ouverture. La vitesse maximale au niveau du cône potentiel de l'écoulement entrant à l'ouverture est de l'ordre de $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour une vitesse débitante de 1 m.s^{-1} . Le champ de pression dans l'enceinte est homogène avec une valeur de dépression $\Delta P_{enceinte} = -1,4 \text{ Pa}$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la valeur de dépression mesurée expérimentalement. En effet, la dépression moyenne

mesurée pour une vitesse $U_{\text{déb}} = 1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ débitante à l'ouverture est de l'ordre de $-1,3 (\pm 0,13\%) \text{ Pa}$. Par ailleurs, la Figure 5.7 compare, qualitativement, la solution instantanée à $t = 10,5 \text{ s}$ (Figure 5.7- a) et sa moyenne temporelle (Figure 5.7- b) d'un calcul LES de l'écoulement entrant à l'ouverture sans perturbation. Le pas de temps de ce calcul LES est de 10^{-3} s .

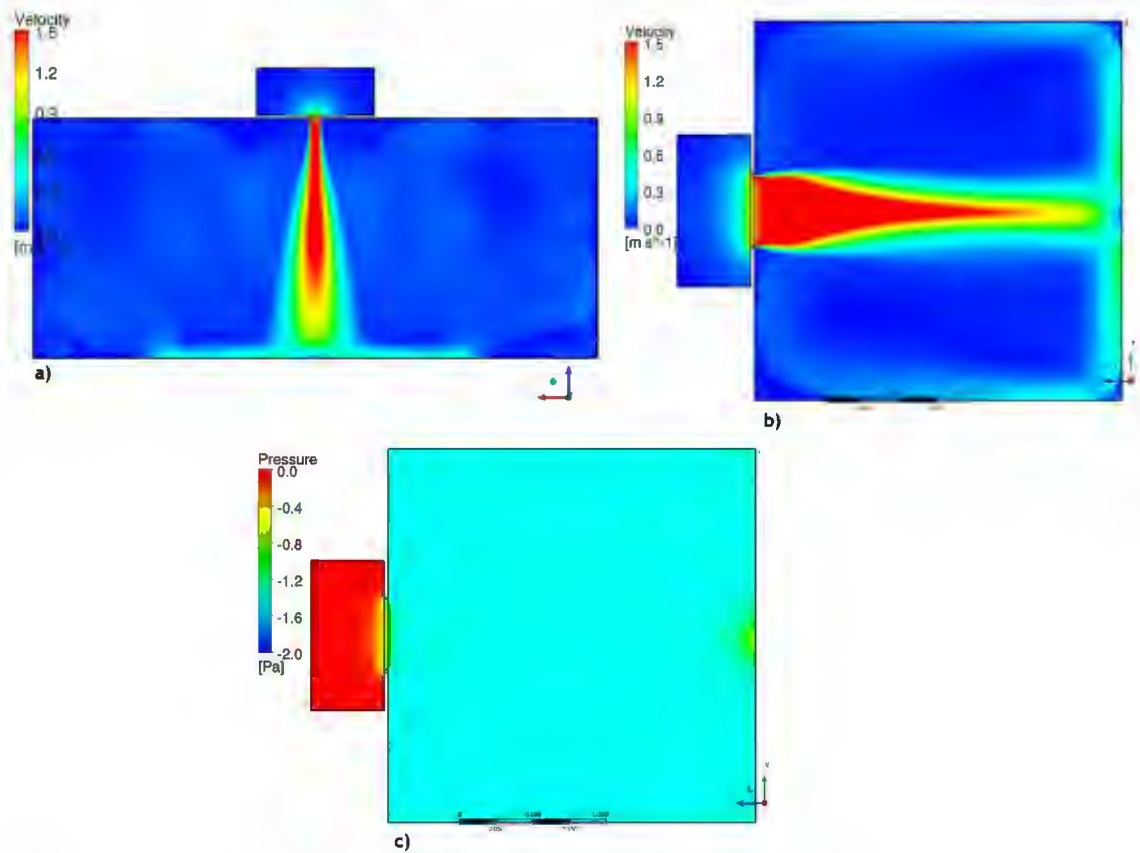


Figure 5.6 : champs de la norme de vitesse et de pression dans les plans médians de l'ouverture - écoulement initial entrant à l'ouverture (calcul RANS) ; a) coupe horizontale, b) coupe verticale, c) champ de pression - coupe verticale

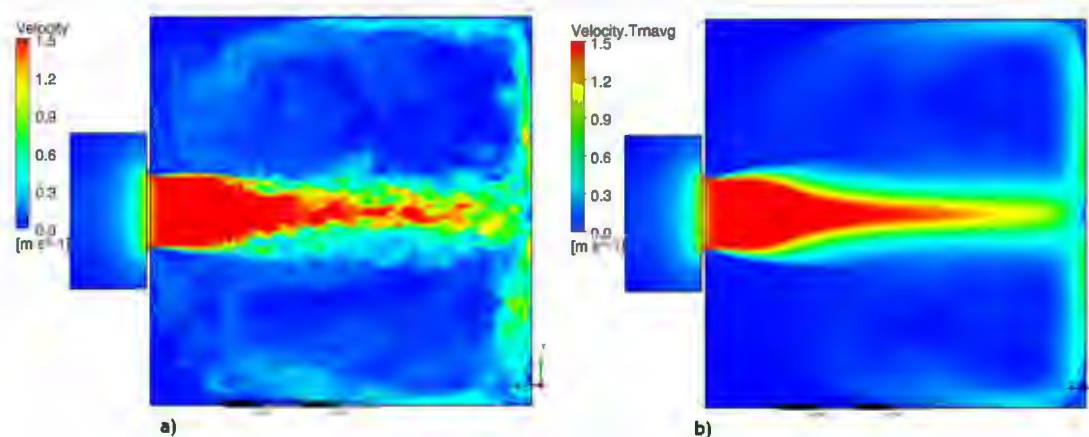


Figure 5.7 - Champs de la norme de vitesse dans le plan vertical médian de l'ouverture - écoulement initial entrant à l'ouverture (calcul RANS) ; a) champ LES instantané à $t = 10,5 \text{ s}$; b) moyenne temporelle des champs LES

Le champ instantané de vitesse obtenu par simulation LES (Figure 5.7- a) montrent un écoulement laminaire à l'entrée de l'ouverture identique à celui obtenu par la solution RANS (Figure 5.6- b). Les instabilités de Kelvin-Helmholtz se forment, autour de l'écoulement entrant, au niveau de la zone de cisaillement. Des structures tourbillonnaires où la vitesse est fluctuante caractérisent l'écoulement avant son impact sur la paroi arrière. Les champs de vitesse issus de la solution RANS (Figure 5.6- b) et ceux résultants de la moyenne temporelle des simulations LES (Figure 5.7- b) sont quasi-identiques, hormis l'épaisseur de la couche de cisaillement qui apparaît légèrement supérieure dans le cas de la résolution LES moyennée (moyenne temporelle).

Les éléments présentés nous permettent de conclure qu'il n'est pas nécessaire de réaliser un calcul LES relativement coûteux pour décrire l'écoulement entrant à l'ouverture. La solution RANS est parfaitement capable de fournir les champs moyens, notamment dans la zone proche de l'ouverture qui nous intéresse tout particulièrement, et qui peut être sujette au phénomène de rétrodiffusion étudié.

5.1.3 Résultats LES vs URANS

Dans cette section, on ajoute à l'écoulement entrant à l'ouverture un écoulement additionnel sous la forme d'un jet libre à contre-courant de l'écoulement initial et on confronte les solutions URANS et LES.

L'objectif de cette partie est d'évaluer la capacité des modèles URANS et LES à restituer le phénomène de rétrodiffusion à l'extérieur de l'enceinte. Pour cela, on présente les champs instantanés de scalaire passif (traceur de l'écoulement) dans les plans médians de l'ouverture, vertical et horizontal, sur les figures ci-dessous (Figure 5.8, Figure 5.9, Figure 5.10, Figure 5.11 et Figure 5.12). Plusieurs instants de la simulation sont présentés. On dit qu'il y a rétrodiffusion si le scalaire passif, initialement injecté dans l'enceinte, a dépassé la limite de l'ouverture et se trouve dans le domaine extérieur.

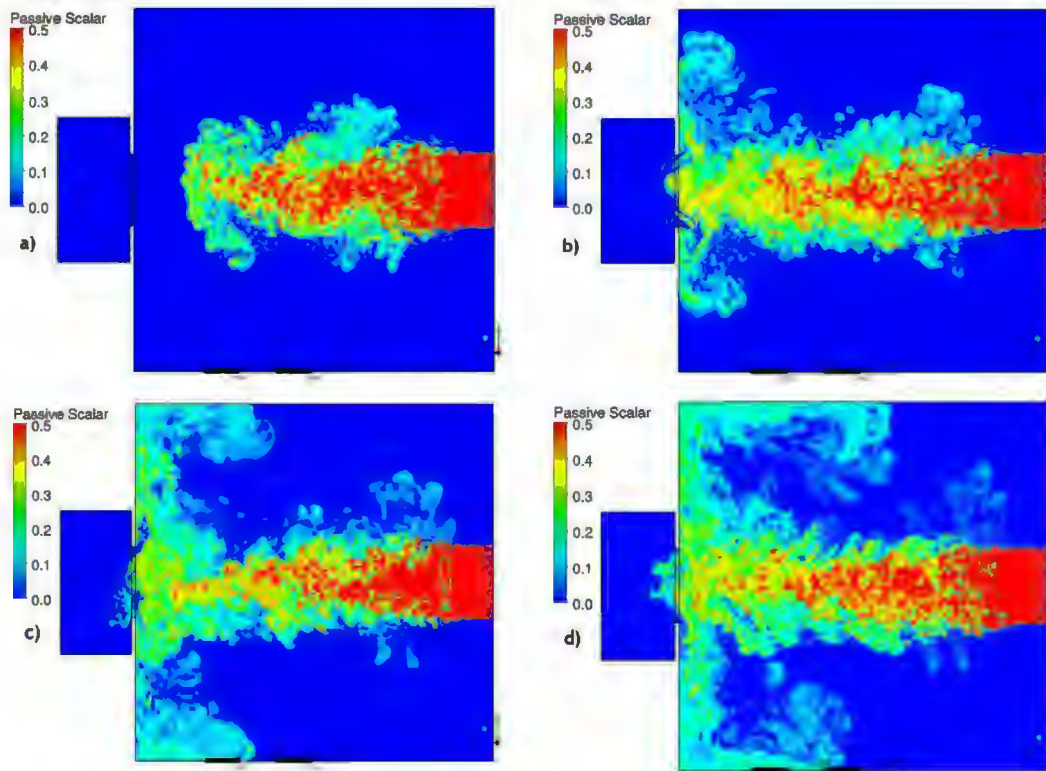


Figure 5.8 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, modèle LES ; a) $t = 0,19$ s ; b) $t = 0,34$ s ; c) $t = 0,52$ s ; d) $t = 0,77$ s

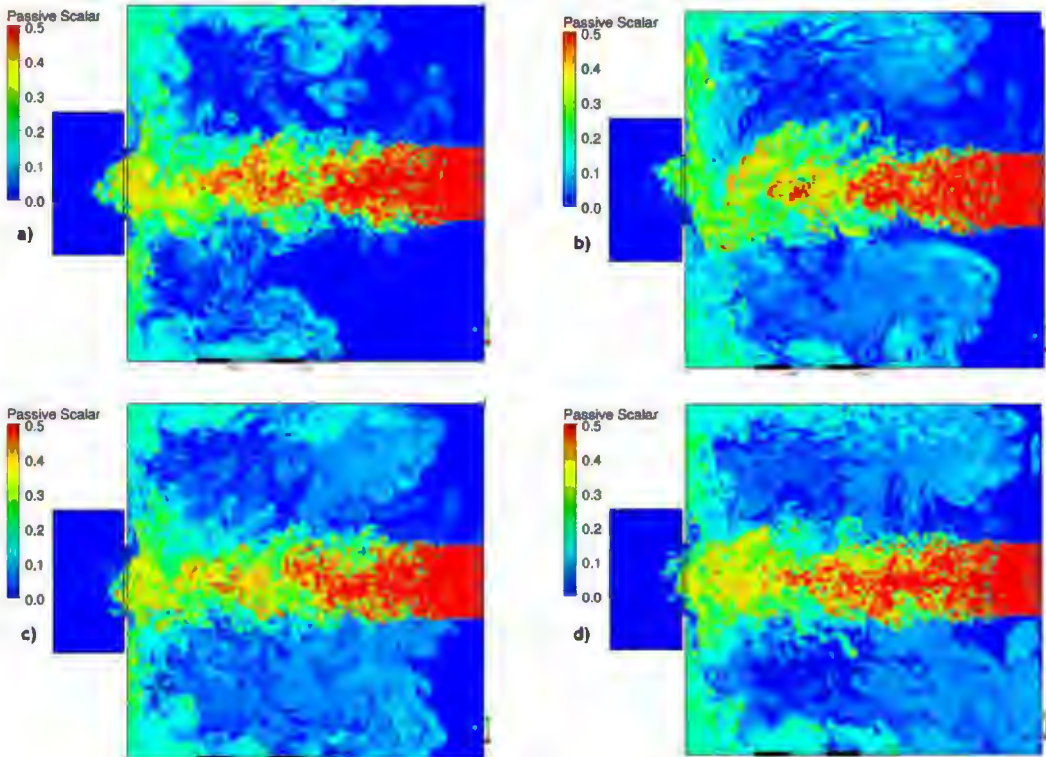


Figure 5.9 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, modèle LES ; a) $t = 0,96$ s ; b) $t = 1,42$ s ; c) $t = 1,63$ s ; d) $t = 1,86$ s

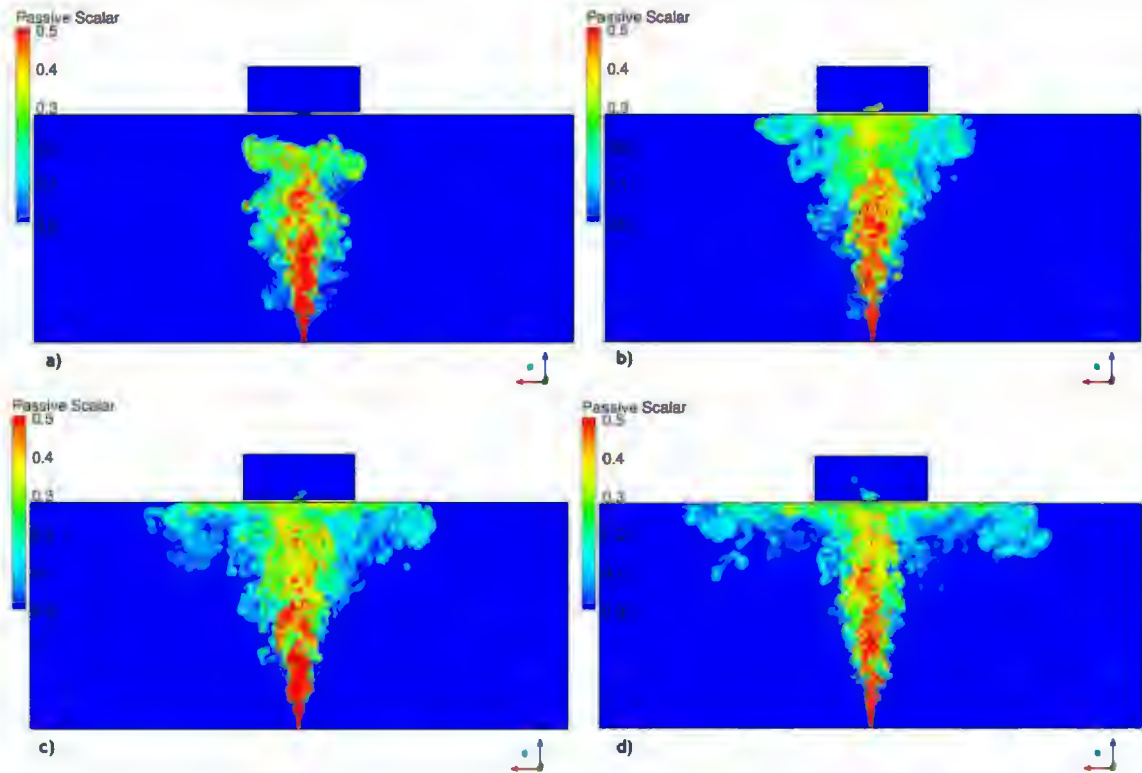


Figure 5.10 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, modèle LES ; a) $t = 0,19$ s ; b) $t = 0,34$ s ; c) $t = 0,52$ s ; d) $t = 0,77$ s

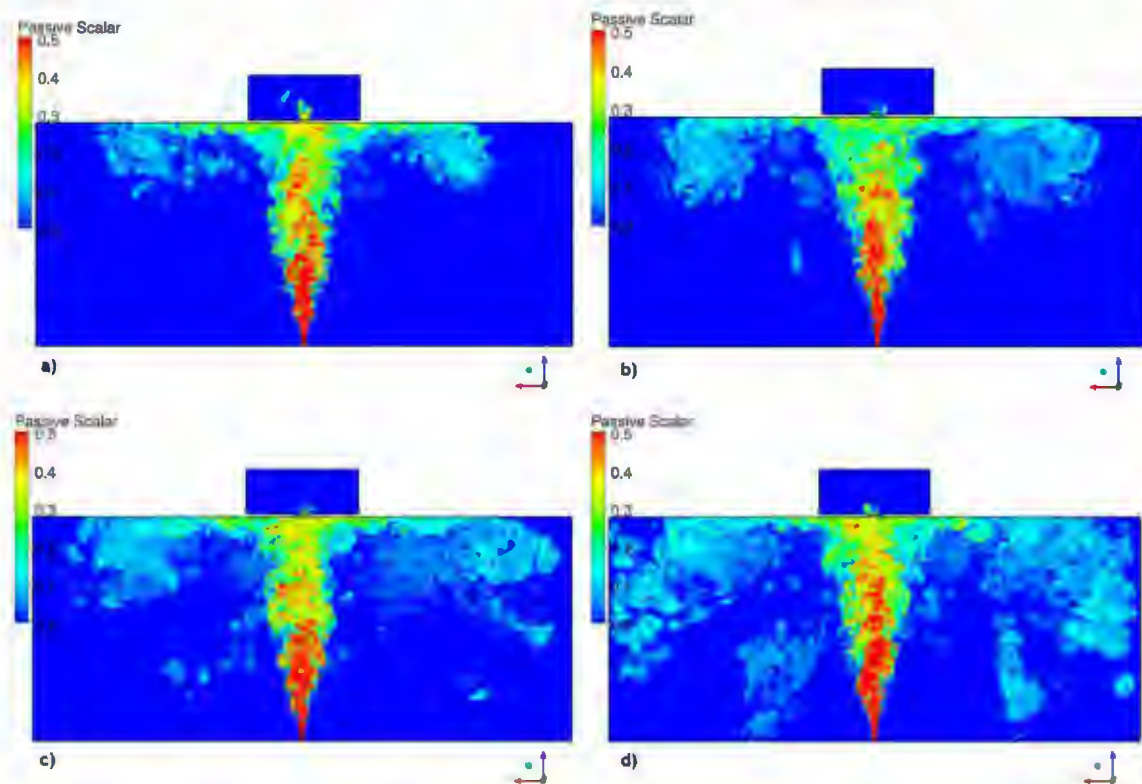


Figure 5.11 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, modèle LES ; a) $t = 0,96$ s ; b) $t = 1,42$ s ; c) $t = 1,63$ s ; d) $t = 1,86$ s

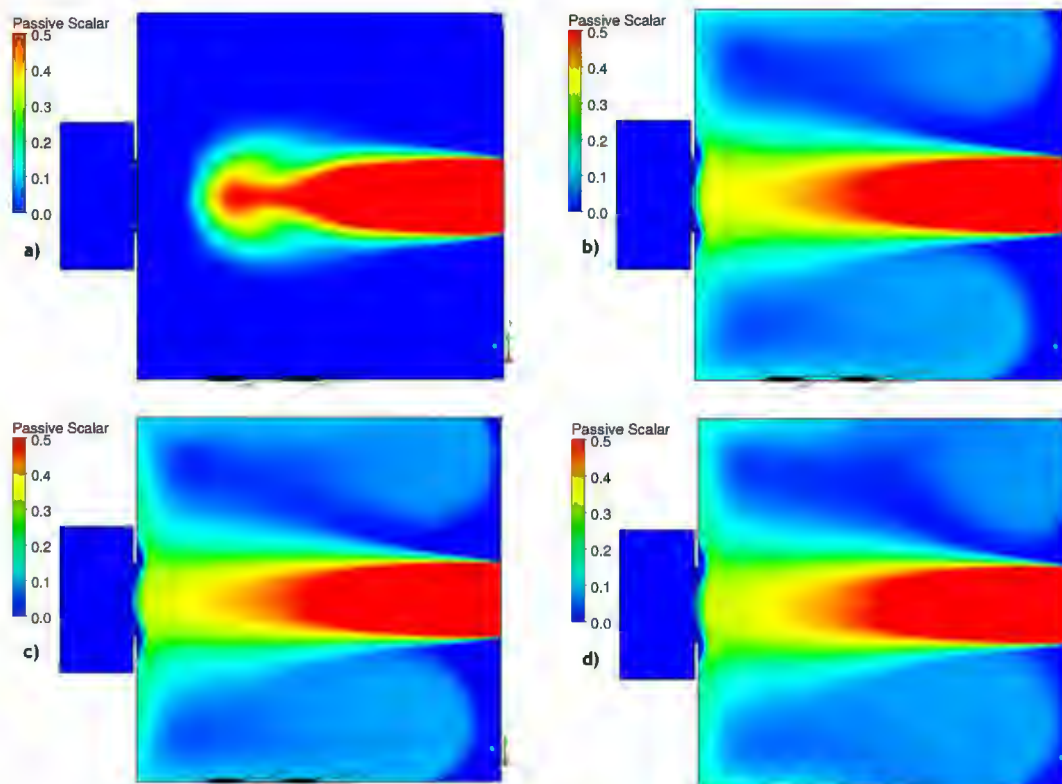


Figure 5.12 : Champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, modèle URANS ; a) $t = 0,1$ s ; b) $t = 1,42$ s ; c) $t = 1,6$ s ; d) $t = 1,86$ s

Les champs instantanés du scalaire passif entraîné par la dynamique du jet perturbateur et les champs instantanés de la vitesse axiale (axe (z)) à $t = 1,86$ s (Figure 5.13- a et Figure 5.14- a) illustrent, pour les simulations LES, des structures tourbillonnaires autour du jet et dans le front du jet notamment dans la zone pleinement développée qui arrive en amont de l'ouverture. Par ailleurs, la solution URANS instantanée, au même instant $t = 1,86$ s, ne laisse apparaître aucune structure tourbillonnaire dans les champs de scalaire passif et de vitesses axiales (voir Figure 5.13- b et Figure 5.14- b).

Les champs instantanés de scalaire passif issus du calcul LES montrent, dans le plan vertical, l'échappement du traceur de l'écoulement sous forme de tourbillons par le centre de l'ouverture ($t = 0,96$ s) ou l'un des deux bords ($t = 1,42$ s) avec une aspiration de l'écoulement vers l'enceinte aux bords. Les champs instantanés de traceur donnés par la solution instationnaire URANS ne présentent aucun échappement à l'extérieur de l'enceinte. On remarque aussi qu'un régime stationnaire est atteint dès l'arrivée du perturbateur à l'ouverture et que le scalaire passif ne dépasse pas la limite de l'ouverture. Les instabilités caractérisant les jets turbulents ne sont pas reproduites par une modélisation statistique de la turbulence. Par conséquent, les échappements tourbillonnaires n'ont pas lieu à l'ouverture et la solution URANS instationnaire converge vers une solution stationnaire.

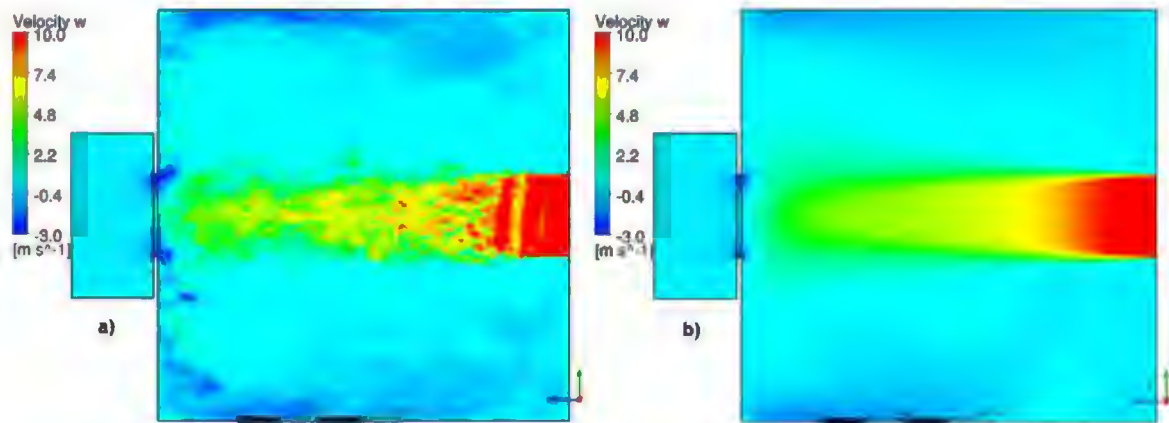


Figure 5.13 : Champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (z)) dans le plan vertical médian de l'ouverture à $t = 1,86$ s , a) LES instantanée ; b) URANS instantanée.

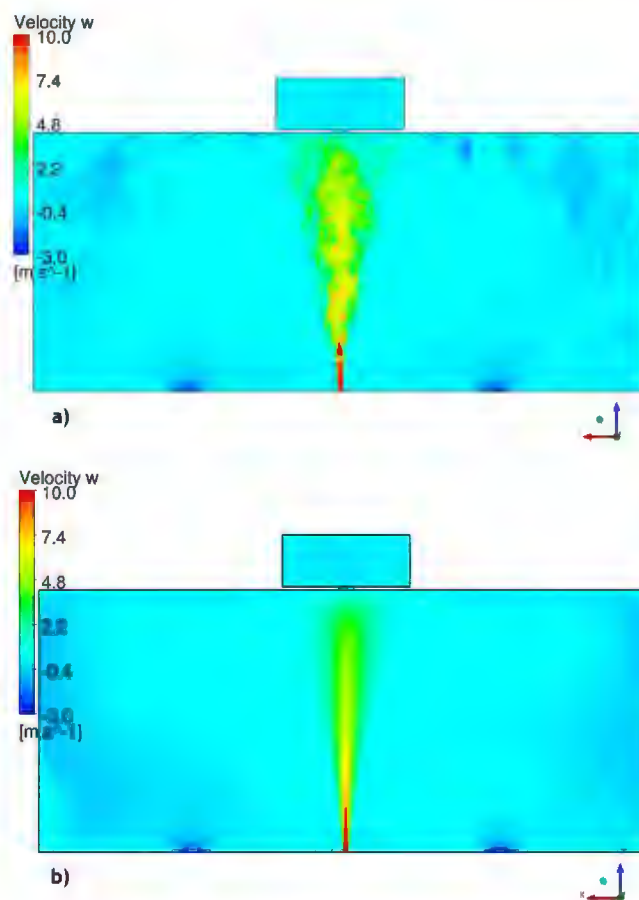


Figure 5.14 : Champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (z)) dans le plan vertical médian de l'ouverture à $t = 1,86$ s , a) LES instantanée ; b) URANS instantanée

On s'intéresse sur la Figure 5.15 au champ des vecteurs de vitesse axiale (axe (z)) perturbatrice dans le champ proche de l'ouverture, à l'instant $t = 1,86$ s, pour les deux simulations LES (Figure 5.15- a)) et URANS (Figure 5.15- b)). On observe un champ fluctuant pour le calcul LES avec des valeurs de vitesses supérieures à celles données par la solution URANS. A titre indicatif, les vitesses axiales perturbatrices évaluées à 2 cm en amont de l'ouverture au point de coordonnées $(0,6$ m; $0,25$ m; $0,48$ m) pour les simulations LES et URANS sont respectivement équivalentes à $V_z = 2,43$ m.s⁻¹ et $V_z = 1,71$ m.s⁻¹. L'orientation des vecteurs dans le cas de la modélisation LES montre l'aspect chaotique et turbulent de l'écoulement en amont de l'ouverture avec des vecteurs

sortants au centre de la fente et d'autres entrants au niveau des bords. Par ailleurs, une zone d'arrêt du jet perturbateur est marquée en amont de l'ouverture pour la modélisation URANS instantanée.

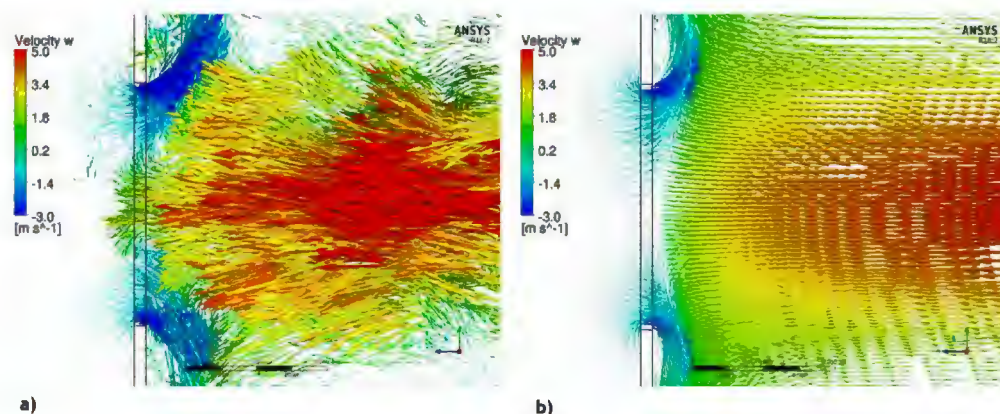


Figure 5.15 : Champs instantanés de vecteurs vitesse axiale (suivant (z)) à $t = 1,86$ s dans le plan vertical médian - zoom sur l'ouverture, a) LES instantanée ; b) URANS instantanée

5.1.4 Discussion

La confrontation des résultats URANS et LES dans le cas du jet perturbateur interne à contre-courant avec l'écoulement à l'ouverture a permis de démontrer que la méthode URANS est incapable de reproduire le phénomène de rétrodiffusion. Ce dernier est dû essentiellement à l'interaction des instabilités de l'écoulement perturbateur (écoulement cisailé libre) avec la géométrie de l'ouverture (bords, épaisseur de l'ouverture). De façon générale, les modèles à viscosité turbulente classiques conduisent à des solutions stationnaires sur les configurations en présence d'obstacles. Ces prévisions sont la conséquence de l'hypothèse de Boussinesq. Celle-ci suppose l'alignement du tenseur d'anisotropie et du tenseur de déformation et conduit à une surestimation de la production turbulente et de la viscosité turbulente, empêchant le développement des instabilités (Carpy, 2006) ; (Carpy & Manceau, 2006). L'approche LES est, quant à elle, en mesure de décrire les instabilités qui donnent lieu à la rétrodiffusion. Etant donné que la solution URANS conduit à une solution stationnaire, les simulations qui vont suivre seront réalisées grâce aux approches LES et RANS. La première méthode (LES) est utilisée pour restituer les structures turbulentes dans le champ proche de l'ouverture donnant lieu à de la rétrodiffusion. La solution stationnaire RANS aura pour but de fournir les champs moyens qui seront comparés à ceux issus de la moyenne temporelle de la simulation LES, notamment pour évaluer la vitesse perturbatrice à l'ouverture et la confronter aux mesures expérimentales. Enfin, d'un point de vue numérique, l'analyse des structures turbulentes (non présentée ici), a montré que la simulation LES est très sensible au schéma de discrétisation du terme advectif. Le guide d'utilisation du logiciel CFX (ANSYS Inc., 2009) préconise l'utilisation d'un schéma centré pour la méthode LES. Cependant, le schéma 'haute résolution' a montré de meilleurs résultats pour notre cas de figure. On utilisera donc, dans les simulations LES qui vont suivre, le schéma haute résolution.

5.2 Simulations LES et RANS

Les simulations décrites dans cette partie correspondent à trois configurations étudiées lors des expériences de quantification de la rétrodiffusion. Ces configurations ont donné lieu à de la rétrodiffusion significative mesurée par la technique du traçage gazeux (cf. chapitre 4). Chaque configuration inclut l'écoulement de confinement dynamique entrant à l'ouverture et une perturbation donnée :

- configuration 1 : perturbation par jet à contre-courant avec $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $V/U_{déb} = 3,94 \pm 0,32$;
- configuration 2 : perturbation par jet pariétal externe avec $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $V/U_{déb} = 6,1 \pm 0,54$;
- configuration 3 : perturbation par jet pariétal interne avec $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $V/U_{déb} = 5,82 \pm 0,33$.

On présentera, dans la suite du chapitre, des visualisations des structures turbulentes tourbillonnaires. Pour cela, on définit ci-après la notion de structure cohérente et on présente les critères de visualisation de ces structures turbulentes.

5.2.1 Définition et critères de visualisation des structures cohérentes

Structures cohérentes

La notion de structure cohérente est apparue dans les années 70 grâce à des observations expérimentales telles que la visualisation d'une couche de mélange par (Brown & Roshko, 1974) (Figure 5.16). Cette découverte revêt une importance capitale dans la mesure où elle introduisait une forme d'organisation dans le chaos qui constitue la turbulence. Il existe de nombreuses définitions des structures cohérentes et des tourbillons ; on s'en tiendra donc ici à deux définitions des structures cohérentes, assez larges mais objectives, sélectionnées entre autres par (Lumley, 1990) :

- Hussain (Hussain A. , 1986) : "Une structure cohérente est un domaine où le rotationnel instantané présente un fort niveau de corrélation spatiale."
- Perry : "Une structure cohérente est un motif récurrent de l'écoulement. Cela n'implique pas la notion d'ordre, les échelles de vitesse, de longueur peuvent être aléatoires, mais le motif doit avoir des caractéristiques d'orientation fixes grâce auxquelles il devient identifiable."



Figure 5.16 : visualisation instantanée d'une couche de mélange d'après (Brown & Roshko, 1974)

La diversité des propriétés caractéristiques d'une structure cohérente a conduit à la proposition de divers critères de visualisation de ces structures. On présentera ici le critère Q et le module de vorticité.

Critère Q

Le critère Q est défini par (Hunt, Wray, & Moin, 1988) comme le second invariant du gradient de vitesse. Q s'écrit :

$$Q = -\frac{1}{2} (S_{ij}S_{ij} - \Omega_{ij}\Omega_{ij})$$

Où S_{ij} et Ω_{ij} représentent les parties symétrique et antisymétrique du tenseur gradient de vitesse.

Ainsi :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Et

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Le critère Q mesure donc la contribution relative de deux types d'écoulements : une rotation solide et une déformation pure. Les tourbillons dans lesquels l'enroulement (rotation) prend le pas sur la dissipation d'énergie (déformation pure) sont associés à un critère Q positif. Les zones purement dissipatives sont associées à un critère Q négatif. Enfin les zones de cisaillement (couches limites par exemple) sont associées à un critère Q de faible valeur absolue.

Module de vorticité

Etant donné l'importance que revêt l'intensité tourbillonnaire dans la notion de structure cohérente, il paraît naturel d'utiliser la norme de la vorticité $\|\Omega\|$ pour les visualiser. La vorticité, définie mathématiquement comme le rotationnel de la vitesse, est une mesure locale du taux de rotation. Le module de vorticité est élevé au cœur des structures tourbillonnaires et nul entre les tourbillons ou dans les zones laminaires. Il apparaît que ce critère est bien adapté à l'identification des structures cohérentes dans les écoulements cisailés libres. Cependant, ce critère est mis en défaut dans les écoulements cisailés pariétaux où la vorticité d'un tourbillon est du même ordre de grandeur que le cisaillement moyen. Dans ces cas de figure, la représentation du critère Q reste une méthode alternative permettant de détecter les structures cohérentes de l'écoulement tout en gardant à l'esprit que la vorticité est un ingrédient essentiel de ces structures.

5.2.2 Configuration 1 : Perturbation de type du jet libre interne à contre-courant

5.2.2.1 Paramètres des simulations

Afin de conduire les simulations numériques liées à la configuration 1, on utilise le domaine de calcul et les maillages LES et RANS explicités précédemment dans la section 5.1.1.

Le domaine fluide, les maillages ainsi que la définition des types de conditions aux limites sur le domaine fluide sont détaillés, respectivement, sur les Figure 5.2, Figure 5.3, Figure 5.4, Tableau 5.1 et Tableau 5.2.

Compte tenu de la présence de parois dans la géométrie de l'étude, le modèle WALE 'Wall-adapting local eddy viscosity' est utilisé comme modèle de sous-maille dans le cas du jet libre et des jets pariétaux. Le modèle de sous-maille WALE (Nicoud & Ducros, 1999) est le mieux adapté en présence de parois. Il est construit principalement pour reproduire le comportement asymptotique exact de la tension de sous-maille de cisaillement sans avoir recours à une procédure d'évaluation dynamique des constantes. Le modèle SST $k - \omega$ est choisi pour le calcul stationnaire RANS.

La vitesse moyenne choisie à l'ouverture $U_{ouv} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$, correspond à un débit imposé à l'extraction de l'enceinte $Q_{ouv} = 5,4 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. La vitesse moyenne à l'injection de $7,23 \text{ m.s}^{-1}$ correspond à un débit de perturbation tel que $Q_{perturb} = 26 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. Le débit total imposé à l'extraction est tel que $Q_{extract} = Q_{ouv} + Q_{perturb} = 31,4 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$. Le nombre de Reynolds de l'écoulement perturbateur est $Re = 7 \times 10^3$.

Les valeurs imposées aux conditions limites sont présentées dans le Tableau 5.3 :

Tableau 5.3 : valeurs imposées aux conditions aux limites

Conditions aux limites	Type et valeur de la condition limite
Fente d'injection	Condition d'entrée, débit massique imposé ; $Q_{\text{perturb}} = 8,57 \times 10^{-3} \text{ kg. s}^{-1}$, $\Phi = 1$
Extraction	Condition de sortie, vitesse imposée normale à la section droite ; $U_{\text{extract}} = 1,746 \text{ m. s}^{-1}$
Domaine externe	Condition de sortie/entrée libre 'opening' ; $P_{\text{opening}} = 0 \text{ Pa}$, $\Phi = 0$

Un schéma de discrétisation 'haute résolution' est utilisé pour le terme d'advection dans les cas RANS et LES et un schéma d'Euler du 2nd ordre est utilisé pour le terme transitoire pour le calcul LES. Le pas de temps de la simulation LES est $dt = 2.10^{-4} \text{ s}$ et la durée totale de la simulation est de 9,12 s. Le temps de sortie entre chaque fichier de résultats est de 5.10^{-3} s .

Le calcul LES a été initialisé par le résultat du calcul RANS où l'on considère l'écoulement entrant à l'ouverture, seul sans perturbateur, la fente arrière étant remplacée par un mur.

5.2.2.2 Résultats du calcul LES

Les résultats du calcul LES sont présentés dans cette partie.

Dans l'objectif de visualiser les détachements tourbillonnaires engendrés en aval de l'ouverture par la perturbation à contre-courant, on présente ci-dessous les champs instantanés du scalaire passif dans les plans médians horizontal et vertical. Un suivi chronologique des instantanés est réalisé et plusieurs instants de la simulations sont présentés (de $t = 0,8 \text{ s}$ à $t = 9,12 \text{ s}$).

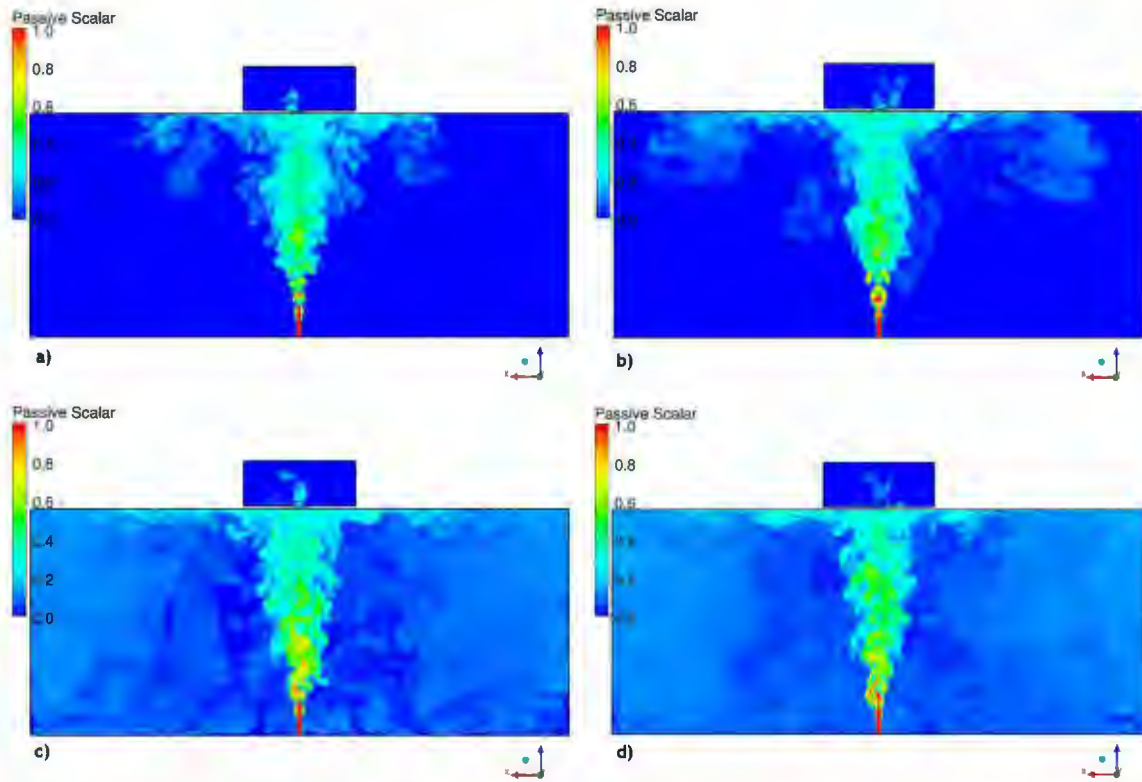


Figure 5.17: champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, simulation 'LES' ; a) $t = 0,8 \text{ s}$; b) $t = 1,8 \text{ s}$; c) $t = 3,8 \text{ s}$; d) $t = 4,2 \text{ s}$

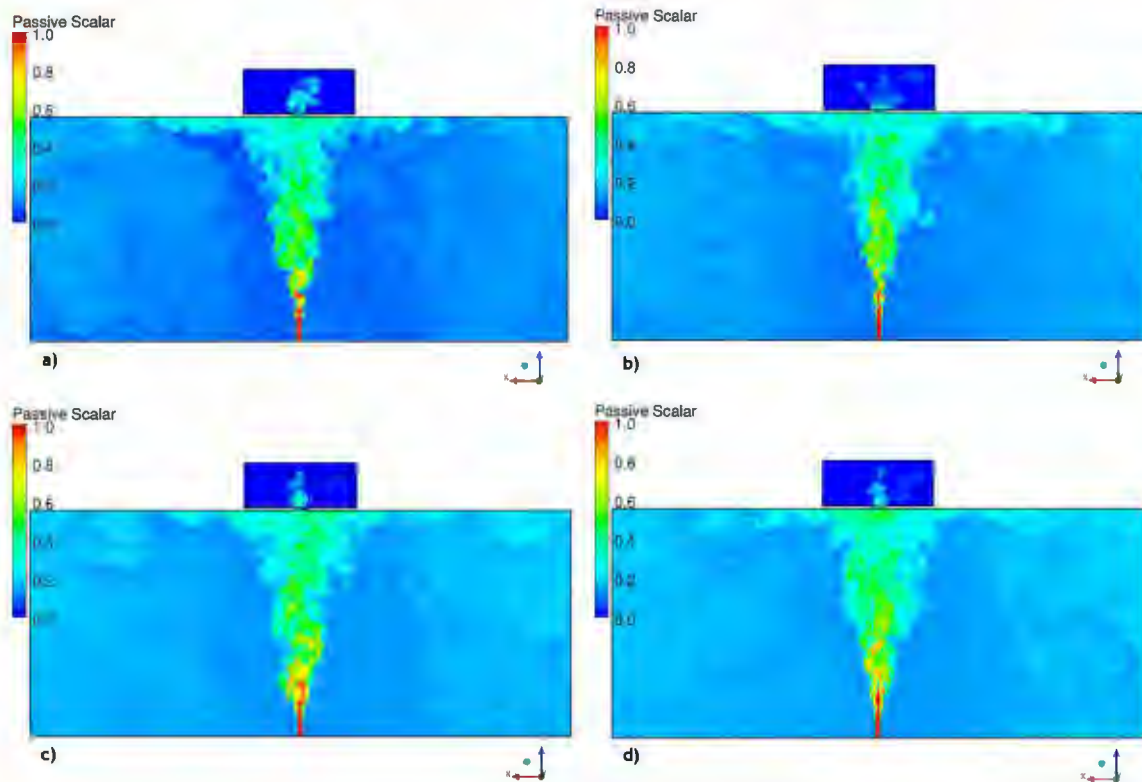


Figure 5.18 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 5 \text{ s}$; b) $t = 6 \text{ s}$; c) $t = 7 \text{ s}$; d) $t = 7,4 \text{ s}$

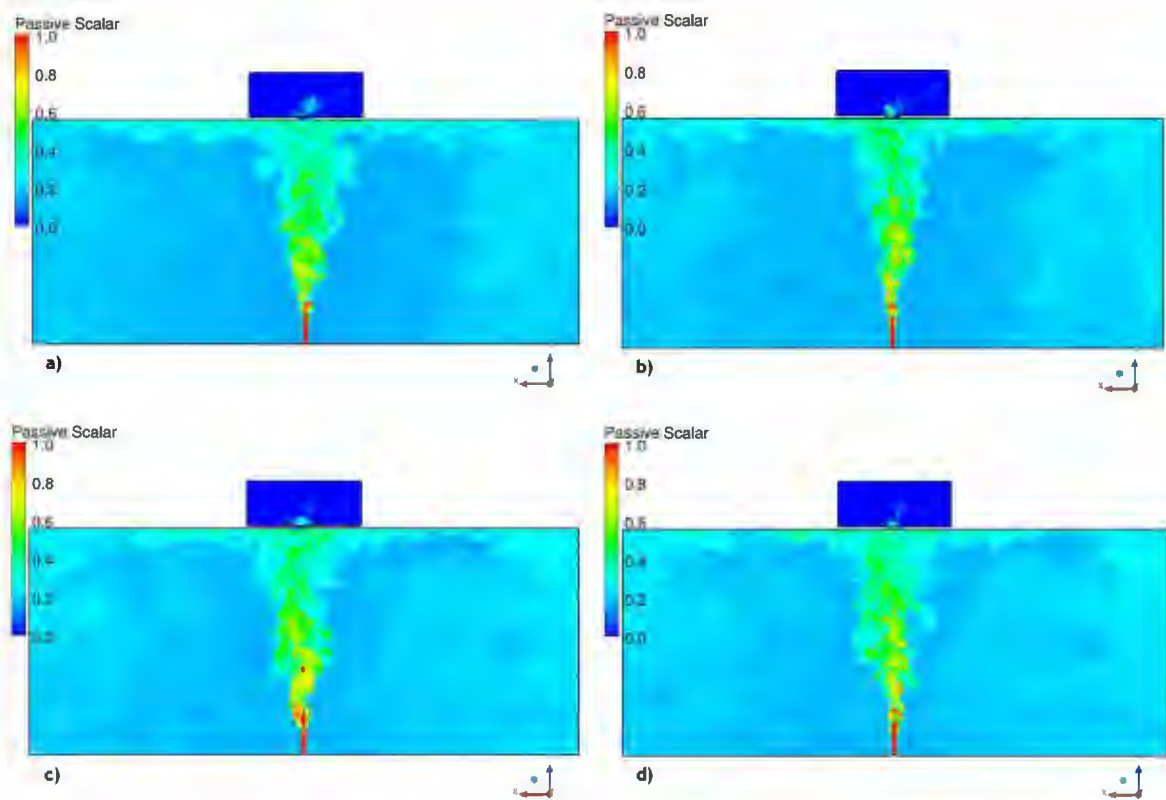


Figure 5.19 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan horizontal médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 8,4$ s ; b) $t = 8,6$ s ; c) $t = 9$ s ; d) $t = 9,12$ s

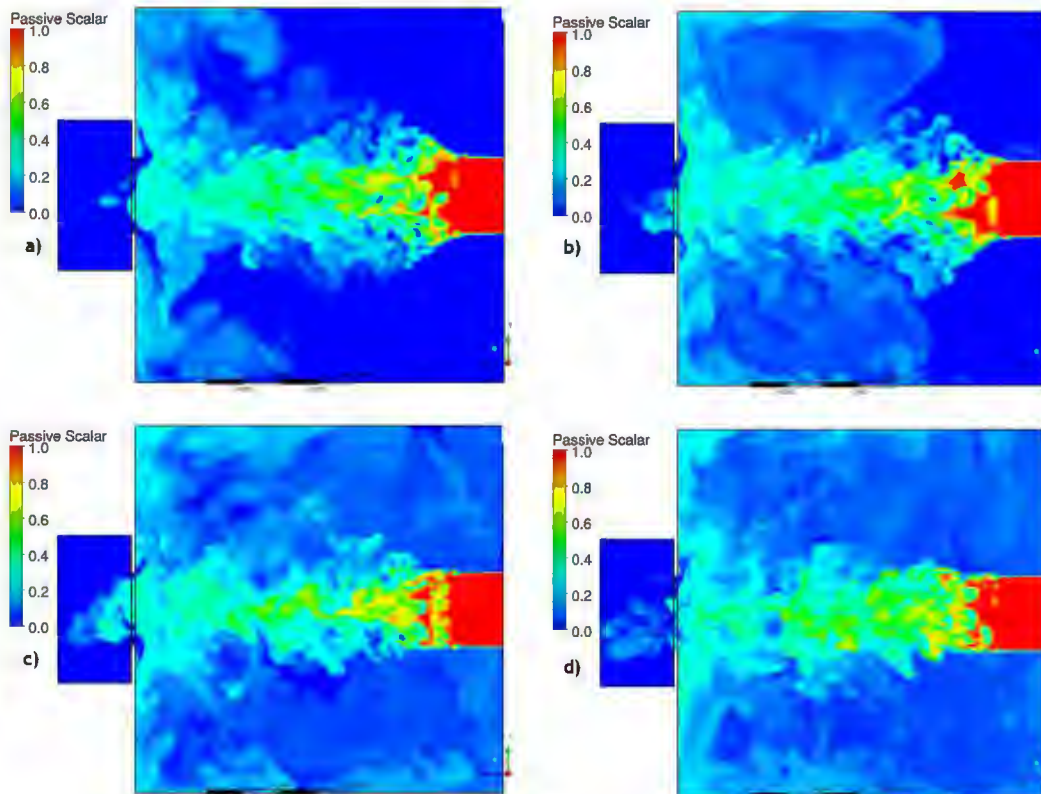


Figure 5.20 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 0,8 \text{ s}$; b) $t = 1,8 \text{ s}$; c) $t = 3,8 \text{ s}$; d) $t = 4,2 \text{ s}$

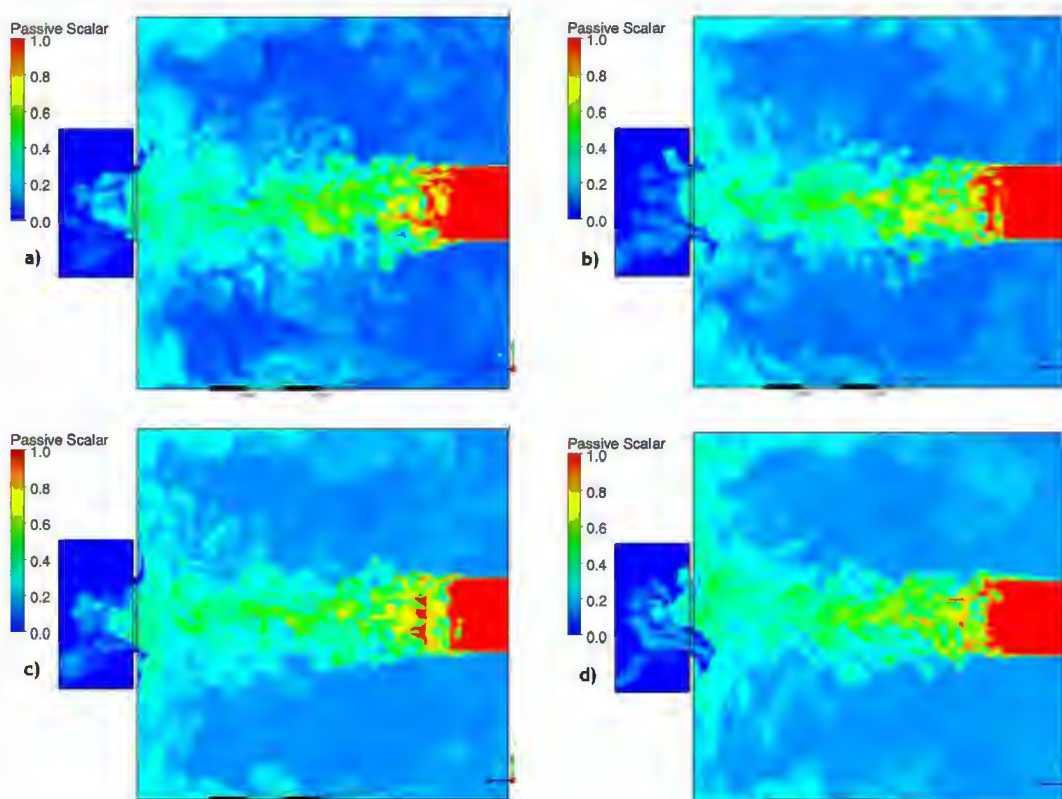


Figure 5.21 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 5 \text{ s}$; b) $t = 6 \text{ s}$; c) $t = 7 \text{ s}$; d) $t = 7,4 \text{ s}$

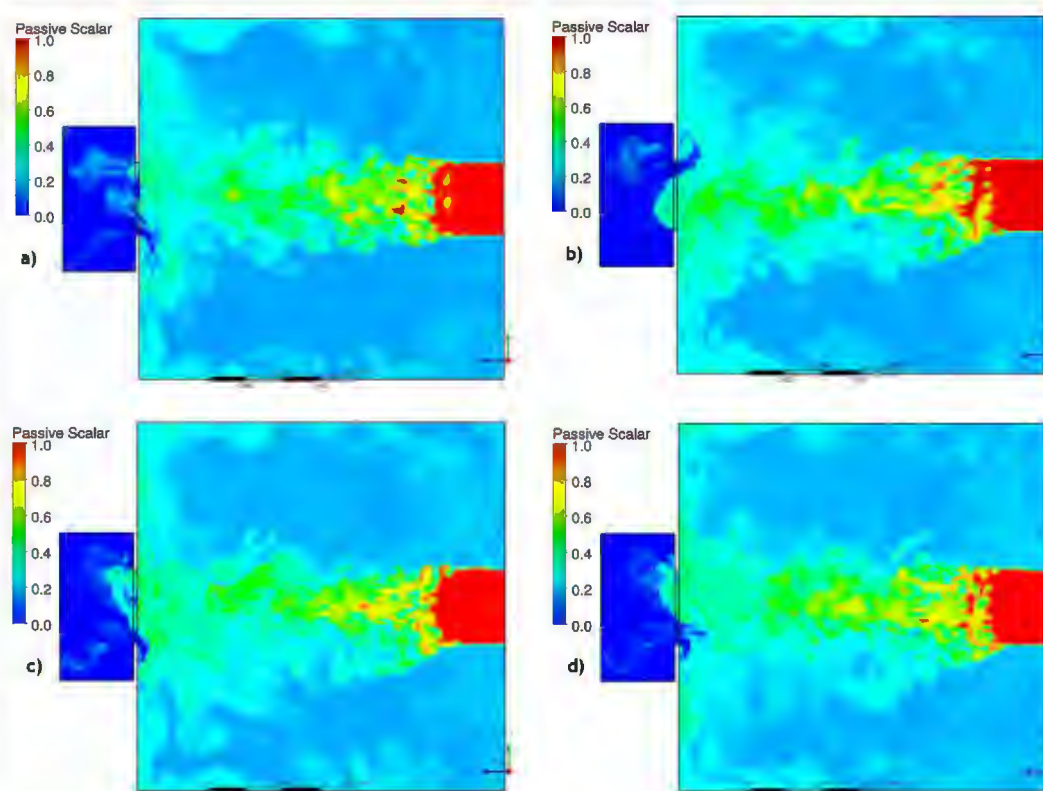


Figure 5.22 : champs instantanés du scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture, simulation LES ; a) $t = 8,4 \text{ s}$; b) $t = 8,6 \text{ s}$; c) $t = 9 \text{ s}$; d) $t = 9,12 \text{ s}$

L'ensemble des champs instantanés de scalaire passif présentés ci-dessus (Figure 5.17, Figure 5.18, Figure 5.19, Figure 5.20, Figure 5.21, Figure 5.22) laissent apparaître des détachements furtifs du traceur vers l'extérieur de l'enceinte. La retrodiffusion a lieu sur la longueur de l'ouverture avec une aspiration vers l'un ou les deux bords de celle-ci. Une fois que le scalaire passif est rétrodiffusé en aval de l'ouverture, il se propage dans le domaine externe et s'étend sur une partie non-négligeable de la région externe de l'enceinte. Le caractère instationnaire de l'écoulement à l'ouverture explique le fait qu'il y ait plus ou moins de rétrodiffusion à différents instants. On observe, d'ores et déjà, le caractère tridimensionnel du phénomène qui sera représenté dans ce qui suit par le biais des structures cohérentes.

La structure globale de l'écoulement est décrite sur la Figure 5.23, à l'instant $t = 5 \text{ s}$, où la rétrodiffusion est relativement importante (voir Figure 5.21- a).

L'écoulement sortant de la buse est essentiellement axial (zone laminaire). Les iso-surfaces du critère Q (Figure 5.23- b ; Figure 5.24- b ; Figure 5.25- b) montrent un début de jet caractérisé par des rouleaux bidimensionnels. Par la suite, l'expansion du jet se fait dans les directions latérale (yz) et transversale (xz). Les structures deviennent alors tridimensionnelles avec une intensité tourbillonnaire maximale visible sur les champs de vorticités (Figure 5.24- a ; Figure 5.25- a). La zone pleinement développée en amont de l'ouverture est caractérisée par des structures enroulées de tailles différentes et la norme de vorticités est plus ou moins intense.

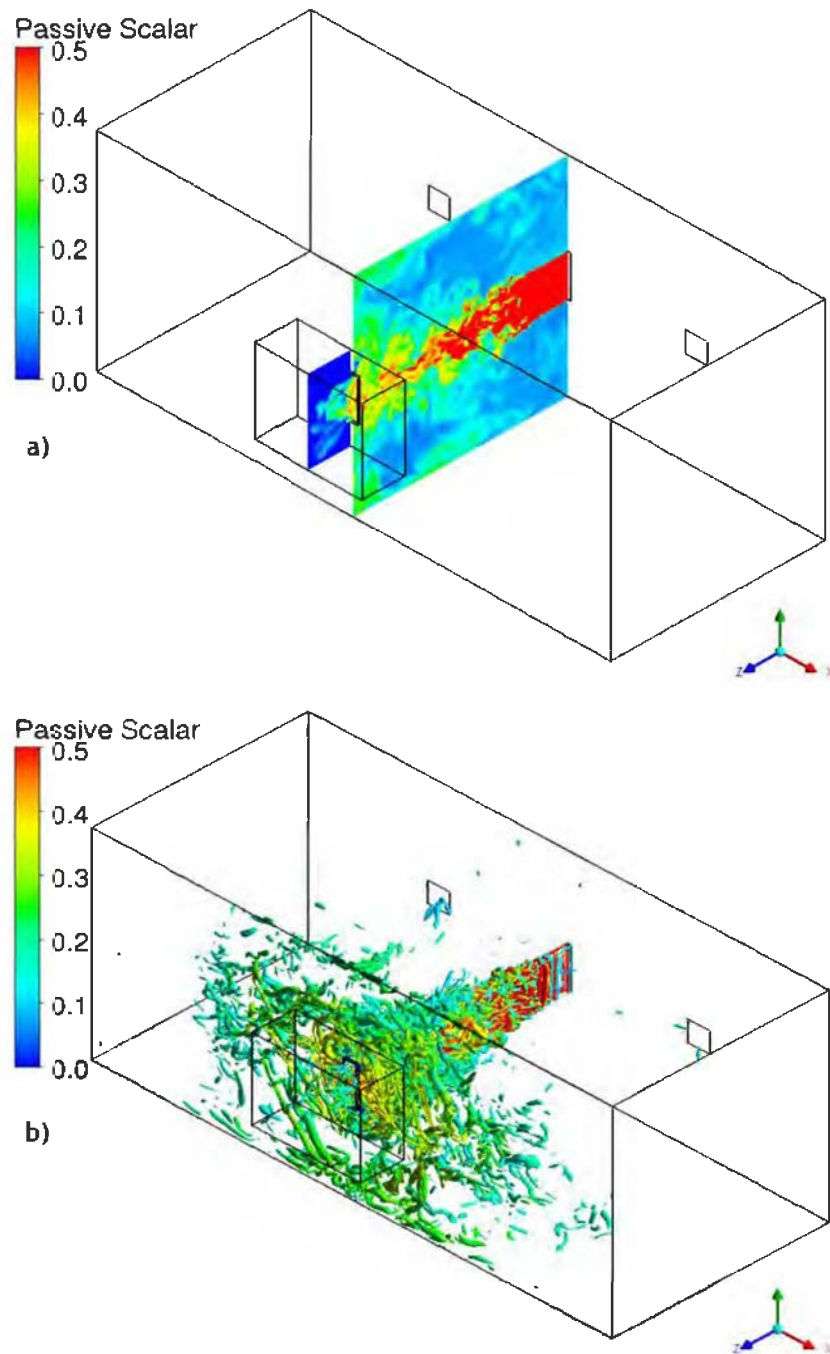


Figure 5.23 : structure globale de l'écoulement, simulation LES à $t = 5$ s ; a) champ de scalaire passif dans le plan vertical médian de l'ouverture ; b) iso-surfaces du critère Q ($Q = 5200 \text{ s}^{-2}$) colorées par la concentration en scalaire passif.

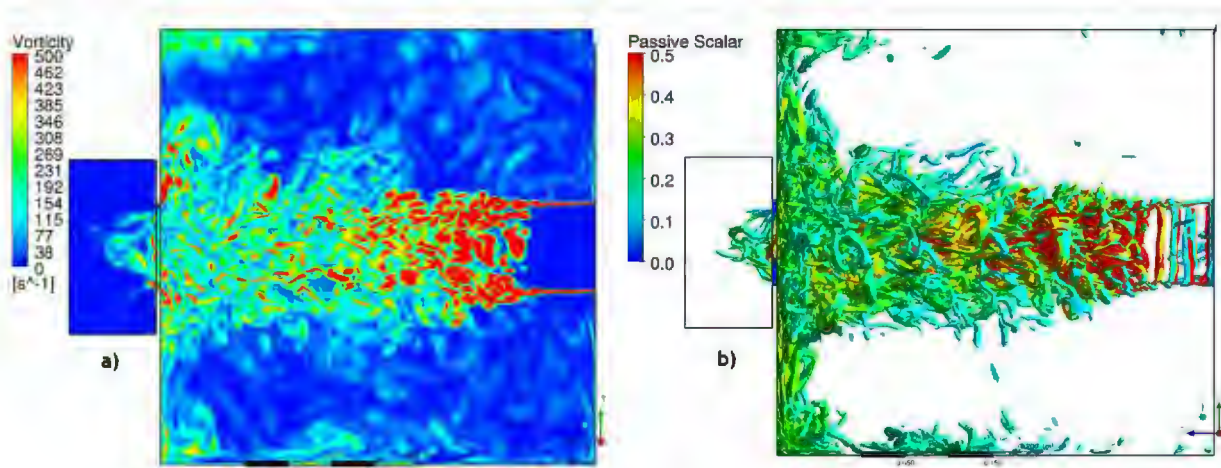


Figure 5.24 : simulation LES instantanée à $t = 5$ s - plan vertical médian de l'ouverture a) iso-contours du module de vorticité ; b) iso-surfaces du critère Q ($Q = 5200 \text{ s}^{-2}$) colorées par la concentration en scalaire passif

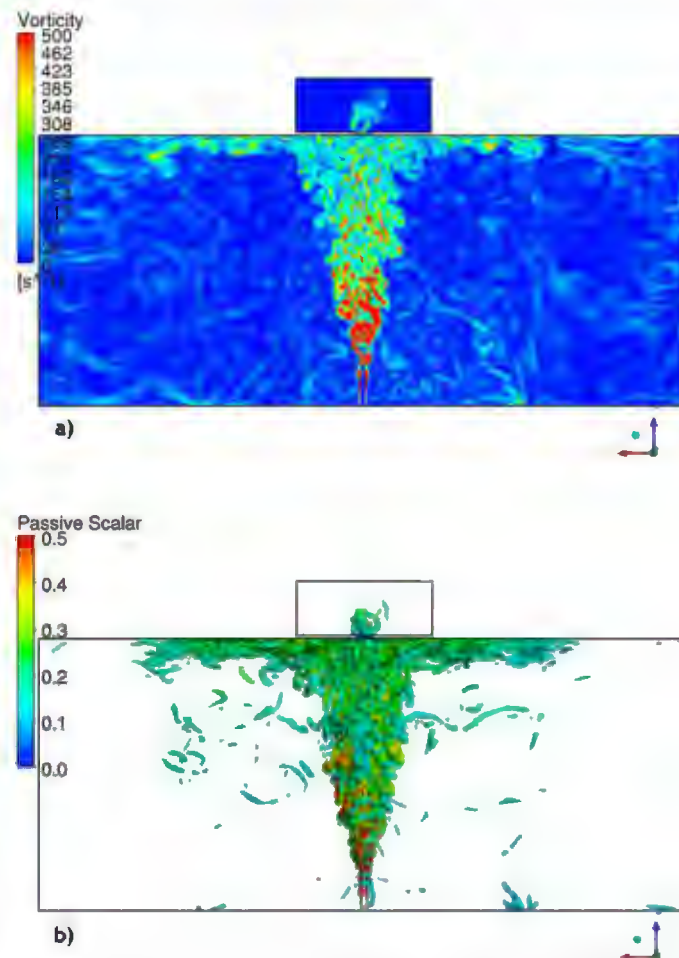


Figure 5.25 : simulation LES instantanée à $t = 5$ s - plan horizontal médian de l'ouverture a) iso-contours du module de vorticité ; b) iso-surfaces du critère Q ($Q = 5200 \text{ s}^{-2}$) colorées par la concentration en scalaire passif

L'étude des structures cohérentes, des champs de traceur, de vorticité et de vitesse axiale à l'instant $t = 8,6$ s comme illustrés sur la Figure 5.26, montre un détachement tourbillonnaire dans la partie centrale et basse de l'ouverture avec une importante aspiration de l'écoulement vers l'intérieur de l'enceinte au niveau du bord supérieur de l'ouverture, accompagnée d'un enroulement tourbillonnaire entrant. L'intensité tourbillonnaire de l'écoulement rétrodiffusé et de celui aspiré vers l'enceinte est importante (Figure 5.26- c) ; la dynamique de l'écoulement entrant/sortant est représentée par les iso-contours des vitesses axiales (Figure 5.26- d). On observe aussi des r sides de scalaire passif de faible intensité $\Phi = 0,15$ dans la partie supérieure du domaine externe (Figure 5.26- a). On peut remarquer que la représentation des iso-surfaces du critère Q aux instants $t = 5$ s (Figure 5.24 - b) et $t = 8,6$ s (Figure 5.26- b) montre plus de structures cohérentes à l'extérieur de l'enceinte pour le premier instant ($t = 5$ s), d'où le caractère fortement instationnaire de l'écoulement étudié.

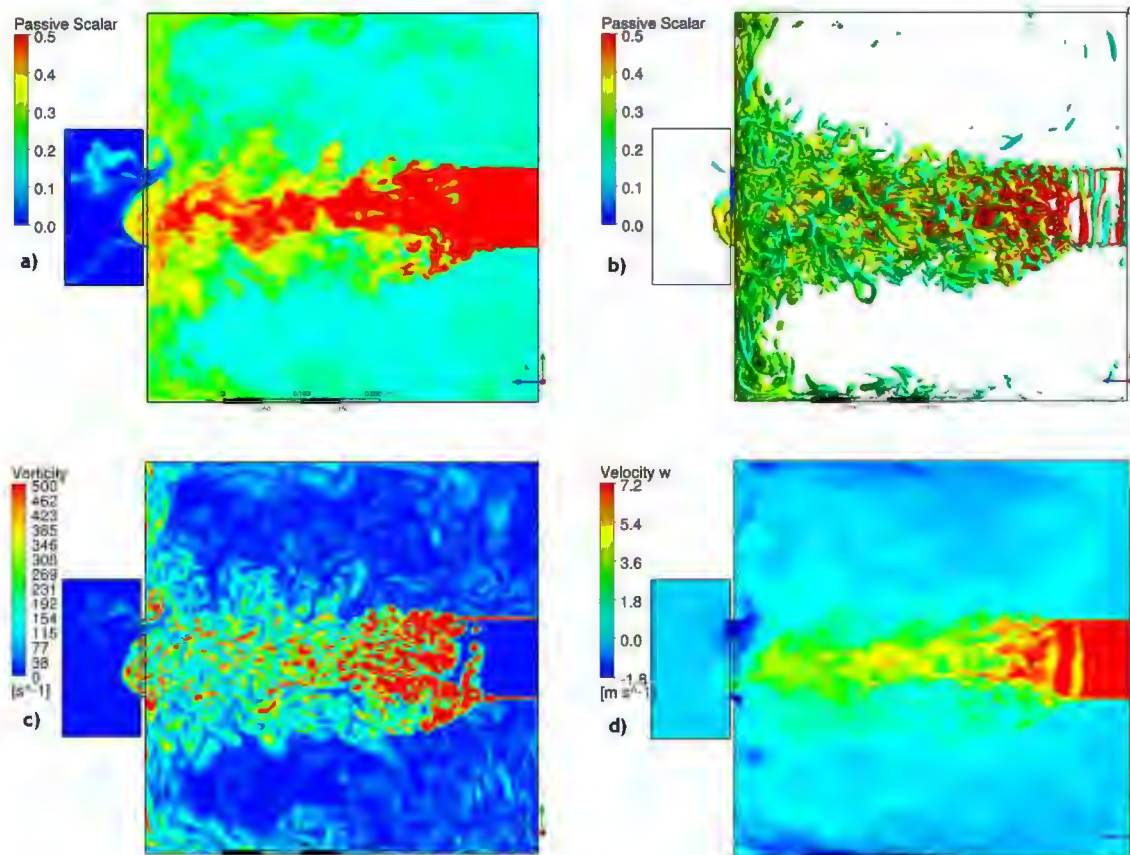


Figure 5.26 : simulation LES instantanée à $t = 8,6$ s - plan vertical médian de l'ouverture ; a) champ de scalaire passif ; b) iso-surfaces du critère Q ($Q = 5200 \text{ s}^{-2}$) colorées par le scalaire passif ; c) iso-contours du module de vorticité ; d) champ de vitesses axiales (suivant (z))

Dans le but de souligner l'instationnarité de l'écoulement de rétrodiffusion, on illustre dans la Figure 5.27 les vecteurs de vitesse axiale dans le champ proche de l'ouverture à différents instants : $t = 4,2$ s, $t = 5$ s, $t = 8,6$ s, $t = 9,12$ s. On observe que, d'un instant à un autre, les vecteurs de vitesse sont orientés vers l'extérieur de l'enceinte par le centre ($t = 4,2$ s et $t = 5$ s) ou par les deux bords de l'ouverture ($t = 8,6$ s et $t = 9,12$ s). Les deux bords de l'ouverture sont le si ge d'aspirations de l'écoulement vers l'intérieur de l'enceinte ; on note que des recirculations sont également visibles à l'extérieur de celle-ci.

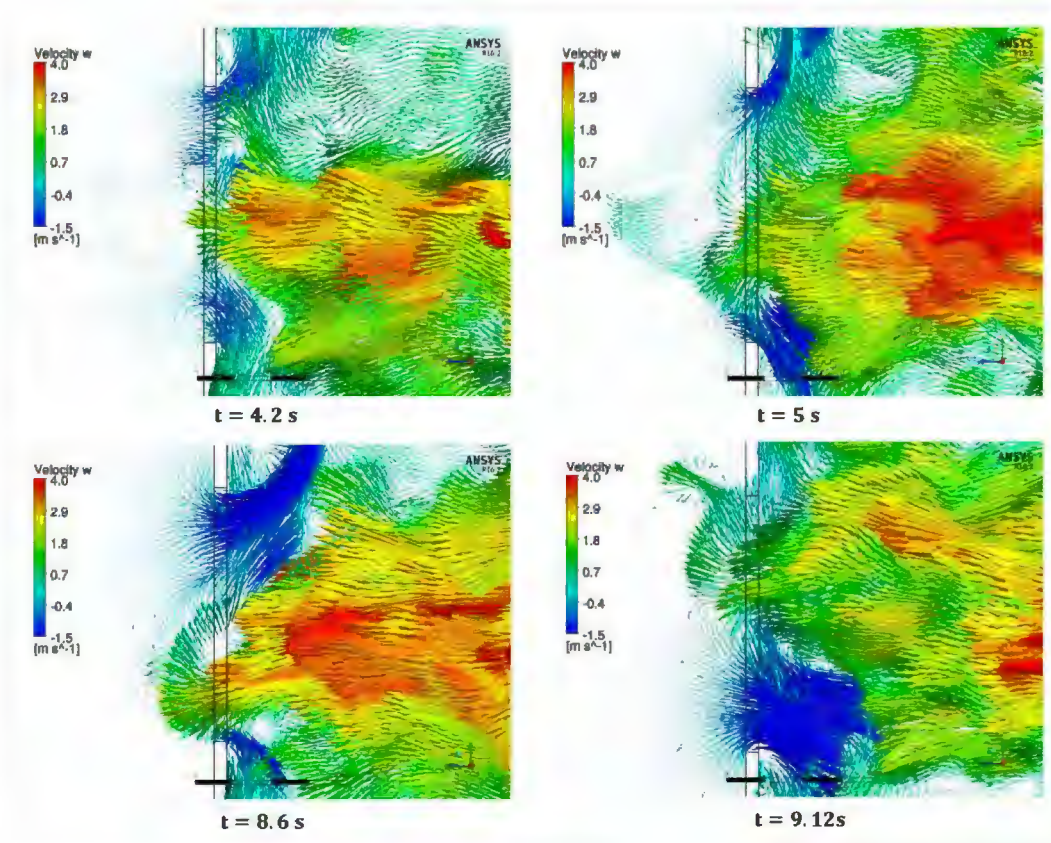


Figure 5.27 : champs instantanés de vitesse axiale (suivant (z)) dans le plan vertical médian - zoom sur l'ouverture ; $t = 4,2 \text{ s}$; $t = 5 \text{ s}$; $t = 8,6 \text{ s}$; $t = 9,12 \text{ s}$

5.2.2.3 Comparaison RANS/LES

On présente dans cette partie, les vitesses perturbatrices données par la simulation LES instantanée à différents instants. La moyenne temporelle de la vitesse perturbatrice issue de la méthode LES est comparée à celle donnée par la modélisation RANS.

La vitesse perturbatrice est évaluée au niveau du plan vertical central à 2 cm en amont de l'ouverture, au point de coordonnées $(x, y, z) = (0,6 \text{ m}; 0,25 \text{ m}; 0,48 \text{ m})$. Notons que la vitesse perturbatrice axiale (suivant l'axe (z)) est maximale au point central amont de l'ouverture. Toutefois, la rétrodiffusion est tridimensionnelle et n'est pas concentrée au centre de l'ouverture.

On présente dans le Tableau 5.4, les valeurs instantanées obtenues à plusieurs instants, ainsi que les valeurs moyennes dans le temps (entre $t = 0 \text{ s}$ et le temps considéré) de la vitesse perturbatrice en amont de l'ouverture, fournies par la simulation LES.

Tableau 5.4 : vitesses perturbatrices issues de la solution LES ; vitesses instantanées et moyennes dans le temps - cas du perturbateur de type jet libre interne à contre-courant

Instant t (s) de la simulation	Vitesse 'LES' V_z moyennée dans le temps ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Vitesse 'LES' V_z instantanée ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
0,8 s	0,44 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	1,63 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
1,8 s	0,90 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	1,86 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
3,8 s	1,09 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0,66 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
4,2 s	1,10 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	1,22 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
6 s	1,10 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	1,44 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
7 s	1,15 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	-0,09 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ (vitesse entrante)
7,4 s	1,16 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	2,29 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
8,2 s	1,16 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	1,11 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
8,4 s	1,13 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	-0,38 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ (vitesse entrante)
8,6 s	1,13 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0,90 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
8,8 s	1,13 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0,90 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
9 s	1,13 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	1,27 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
9,06 s	1,13 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	vitesse nulle
9,12 s	1,13 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	0,90 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$

L'analyse des valeurs du Tableau 5.4 montre que la moyenne temporelle de la vitesse perturbatrice, évaluée au point étudié, converge vers une valeur stable $V_z = 1,13 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les vitesses instantanées sont, quant à elles, fortement fluctuantes (Figure 5.28 et Figure 5.29) : elles varient ainsi entre $-0,38 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (vitesse inversée entrante) et $1,86 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (vitesse sortante).

La simulation stationnaire RANS fournit une vitesse perturbatrice axiale équivalente à $V_z = 1,19 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, légèrement supérieure à la valeur estimée par la solution LES moyennée dans le temps ($1,13 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Ces deux valeurs restent tout de même très proches. Pour des raisons pratiques, la mesure expérimentale de la vitesse perturbatrice au point de mesure défini, de coordonnées (0,6 m; 0,25 m; 0,48 m), a été réalisée sans extraction et sans paroi frontale. Cette mesure fournit une vitesse $V_z = 2 (\pm 3,34 \%) \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La solution RANS stationnaire du même cas de figure donne une valeur du même ordre de grandeur : $V_z = 2,12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Les valeurs de vitesses perturbatrices sans extraction, données par la mesure expérimentale et par la solution RANS, sont deux fois plus grandes que celles obtenues numériquement dans le cas où l'extraction est activée. Ceci est dû à la compétition entre l'écoulement perturbateur sortant et l'écoulement de confinement dynamique entrant, en amont de l'ouverture.

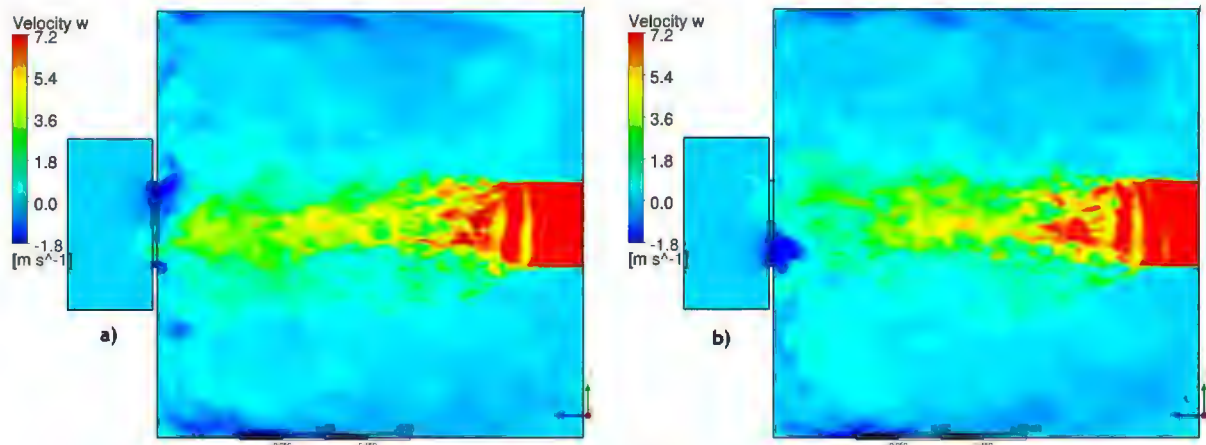


Figure 5.28 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant z) dans le plan vertical médian de l'ouverture - résultat LES instantané ; a) $t = 8,6$ s ; b) $t = 9,12$ s

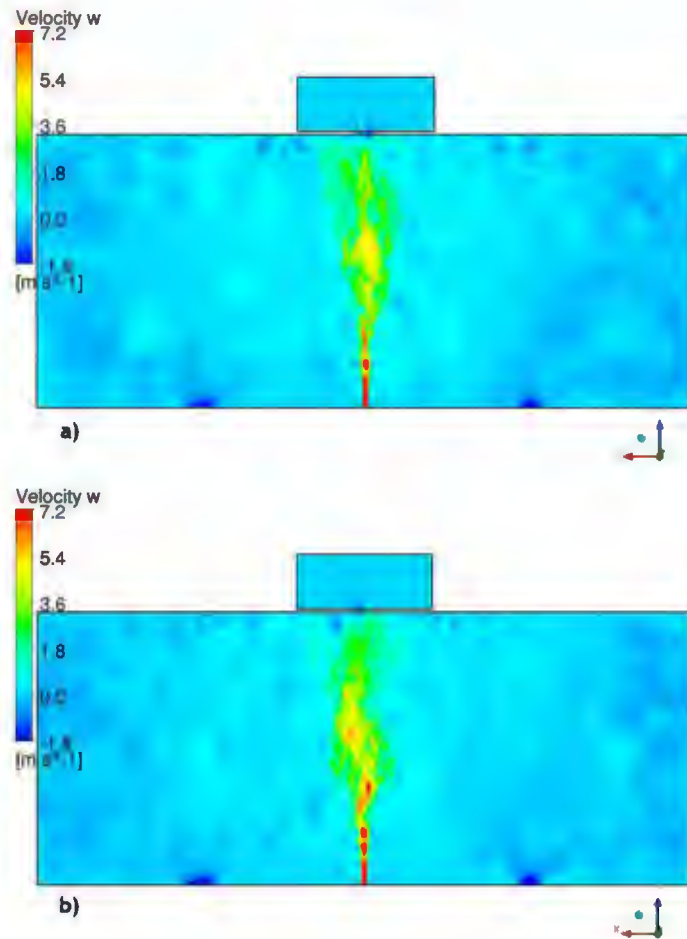


Figure 5.29 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant z) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - résultat LES instantané ; a) $t = 8,6$ s ; b) $t = 9,12$ s.

5.2.2.4 Discussion

La simulation LES d'un perturbateur sous la forme d'un jet libre orienté en direction de l'ouverture a d'abord mis en évidence la présence de rétrodiffusion, comme dans les expériences sur la même configuration. La solution 'LES' a permis de visualiser la topologie globale de l'écoulement par le biais des structures cohérentes et l'intensité tourbillonnaire à travers les champs de vorticités. Ceci a aussi permis de relever le caractère tridimensionnel et chaotique de ce type de configuration. Le suivi chronologique des champs instantanés du traceur et les valeurs fluctuantes des vitesses perturbatrices d'un instant à un autre, sont la preuve de l'instationnarité de l'écoulement de rétrodiffusion. Il a été démontré que la structure même du jet et les instabilités induites au niveau des bords de l'ouverture sont des sources de rétrodiffusion. Enfin, il est important de noter la propagation du phénomène de rétrodiffusion à l'extérieur de l'ouverture, sur une zone assez importante en aval de l'ouverture.

5.2.3 Configuration 2 : perturbation de type jet pariétal externe

5.2.3.1 Paramètres des simulations

On présente dans cette partie, l'étude de la configuration 2 correspondant à la mise en compétition de l'écoulement de confinement dynamique et d'un perturbateur de type jet pariétal externe.

Le domaine de calcul, illustré sur la Figure 5.30, montre un domaine extérieur de dimensions $1,2 \times 0,2 \times 0,1 \text{ m}^3$. La fente d'injection de dimensions $0,1 \times 0,01 \text{ m}^2$ est disposée sur la paroi latérale droite du domaine extérieur. Le domaine intérieur représente la maquette expérimentale. La fente disposée sur la paroi arrière est activée ; son rôle est d'assurer l'arrivée du scalaire passif servant à tracer l'écoulement de rétrodiffusion à l'extérieur.

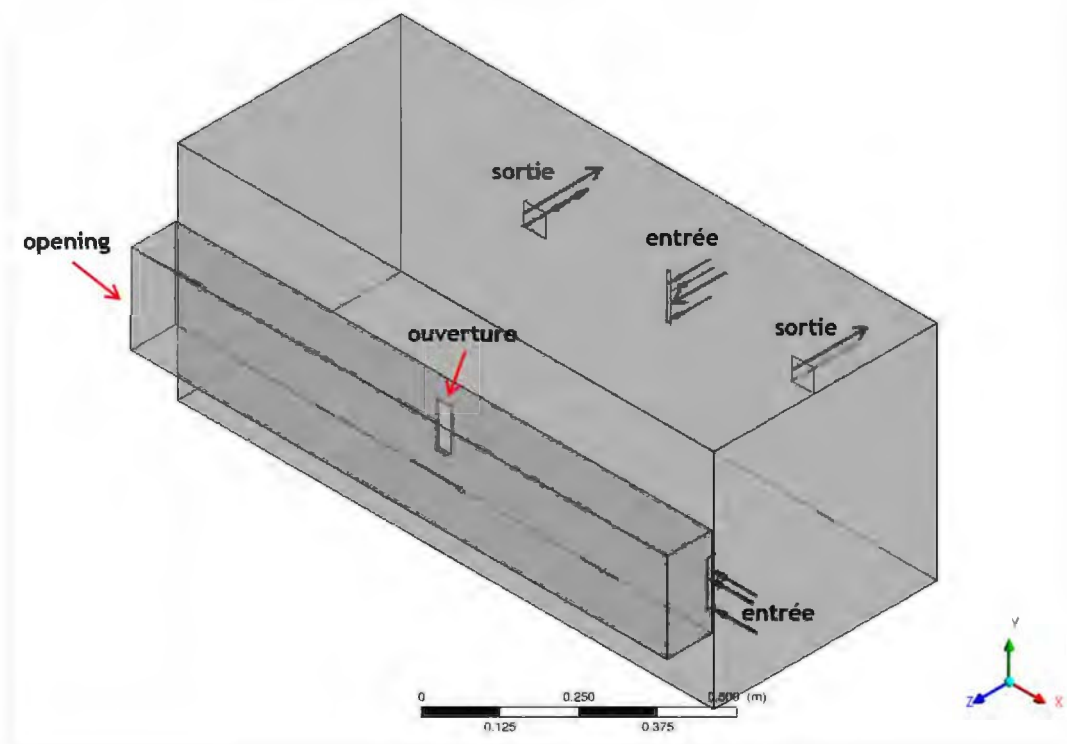


Figure 5.30 : domaine de calcul et conditions aux limites associées - perturbateur de type jet pariétal externe

Les conditions aux limites imposées au domaine de calcul sont schématisées sur la Figure 5.30 et détaillées ci-après :

- une condition de vitesse sortante imposée est appliquée au niveau de l'extraction de l'enceinte ;
- une condition d'entrée 'inlet' de type vitesse imposée est appliquée aux deux fentes d'injections explicitées illustrées dans la Figure 5.30 ;
- une condition d'entrée ou de sortie libre avec pression statique de référence est appliquée au domaine externe ;
- une condition de type non-glissement est appliquée aux parois physiques du domaine intérieur ainsi qu'aux parois constituant l'épaisseur de l'ouverture.

Les maillages présentés dans la Figure 5.31 sont conçus pour l'étude des jets perturbateurs pariétaux externe et interne.

Les maillages RANS et LES des simulations des cas de jets perturbateurs pariétaux comportent, respectivement, 11,1 millions et 29,6 millions de nœuds de calcul. Leurs caractéristiques sont détaillées dans le Tableau 5.5. Compte tenu des gradients de vitesse à proximité des parois latérales qui sont parcourues par les jets perturbateurs externe et interne, un raffinement accentué est appliqué comme illustré sur la Figure 5.31.

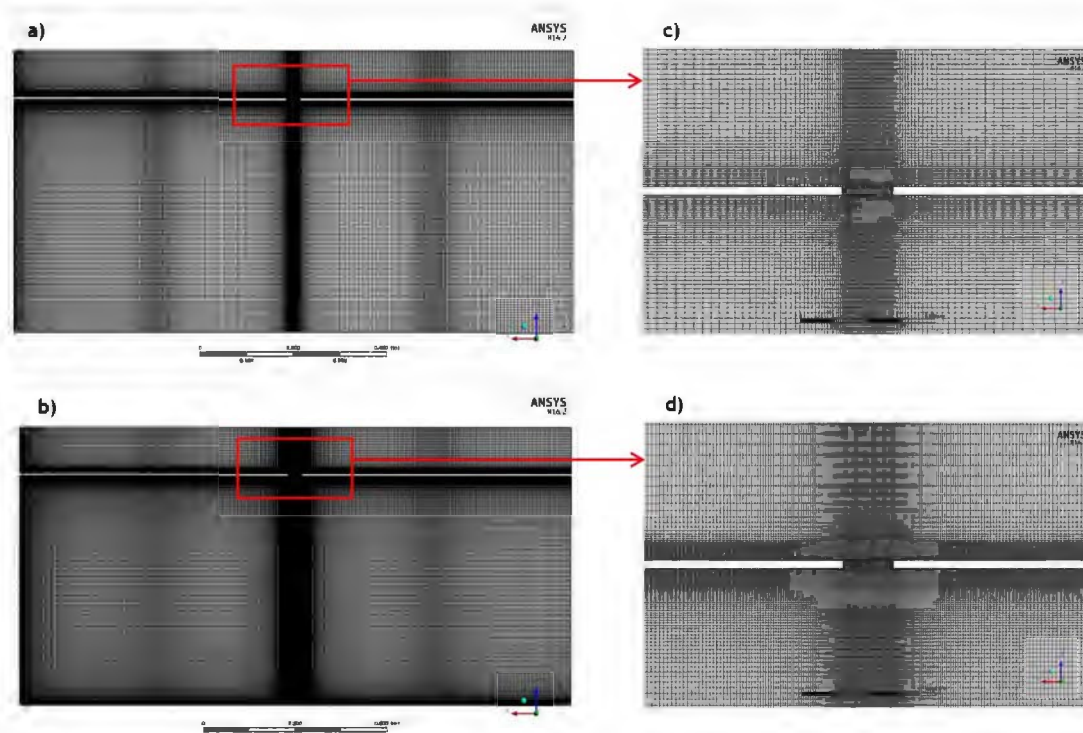


Figure 5.31 : coupe horizontale dans le plan médian des maillages RANS et LES ; a) maillage RANS ; b) maillage LES ; c) zoom sur l'ouverture RANS ; d) zoom sur l'ouverture LES - cas des jets perturbateurs pariétaux externe et interne

Le maillage est relâché dans les zones interne et externe du domaine fluide à mesure que l'on s'éloigne des parois accueillant les perturbations pariétales, tout en gardant une densité importante des mailles dans les champs proches amont et aval de l'ouverture. Cette dernière est raffinée au niveau de ses trois dimensions (Figure 5.31 et Figure 5.32) avec des cellules de plus en plus petites vers les bords.

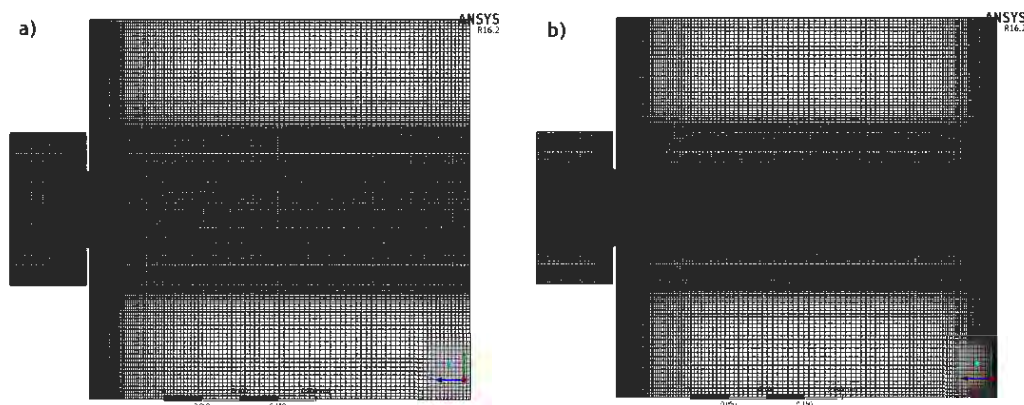


Figure 5.32 : coupe verticale dans le plan médian des maillages RANS et LES ; a) maillage RANS ; b) maillage LES

Tableau 5.5 : caractéristiques des maillages URANS et LES- cas des perturbateurs de type jets pariétaux externe/interne

Caractéristiques des maillages	Maillage LES	Maillage U-RANS
Nombre de cellules	29,6 M	11,1 M
Taille de la plus petite maille à l'ouverture	0,4 mm × 0,4 mm	0,8 mm × 1 mm
Taille de la plus grande maille à l'ouverture	0,7 mm × 1 mm	1,2 mm × 1,8 mm

La vitesse moyenne fixée à l'ouverture $U_{ouv} = 0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ correspond à un débit imposé à l'extraction de l'enceinte $Q_{ouv} = 5,4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. La vitesse moyenne à l'injection de $10,56 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ correspond à un débit de perturbation tel que $Q_{perturb} = 38 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. L'écoulement au niveau de la fente arrière est injecté avec une vitesse moyenne de $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, cette vitesse garantit la non-perturbation de l'écoulement à l'ouverture, ce qui permet de remplir l'enceinte de traceur. Un débit additionnel de $Q_{traceur} = 3,6 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ est donc introduit dans l'enceinte et repris au niveau de l'extraction. Le débit imposé à l'extraction est égal à $Q_{extract} = Q_{ouv} + Q_{traceur} = 9 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Le nombre de Reynolds de l'écoulement perturbateur est égal à 10^4 . Les valeurs imposées aux conditions limites sont présentées dans le Tableau 5.6 :

Tableau 5.6 : valeurs imposées aux conditions aux limites - cas du perturbateur de type jet pariétal externe

Conditions aux limites	Type et valeur de la condition limite
Fente d'injection du jet pariétal	Condition d'entrée, débit massique imposé ; $q_{\text{perturb}} = 1,25 \times 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Phi = 0$
Fente d'injection arrière	Condition d'entrée, débit massique imposé ; $q_{\text{perturb}} = 1,18 \times 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Phi = 1$
Extraction	Condition de sortie, vitesse imposée normale à la section droite ; $U = 0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Domaine externe	Condition de sortie/entrée libre 'opening' ; $P_{\text{opening}} = 0 \text{ Pa}$, $\Phi = 0$

Le modèle WALE est utilisé pour le calcul LES, et le modèle SST $k - \omega$ pour le calcul stationnaire RANS.

Un schéma de discrétisation 'haute résolution' est utilisé pour le terme d'advection dans les cas RANS et LES, et un schéma d'Euler du 2nd ordre est utilisé pour le terme transitoire pour le calcul LES. Le pas de temps de la simulation LES est $dt = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ et la durée totale de la simulation est de 6 s. L'intervalle de temps entre chaque sortie de fichier résultats est de $5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$.

Le calcul LES est initialisé par la solution stationnaire d'un calcul RANS incluant l'écoulement entrant à l'ouverture, l'écoulement perturbateur externe et l'écoulement de la fente arrière. L'injection du scalaire passif par cette fente (face à l'ouverture) a pour rôle de remplir le domaine intérieur de traceur, ce qui permet de suivre, le cas échéant, l'écoulement de rétrodiffusion en aval de l'ouverture. Les vitesses induites en amont de l'ouverture par cet écoulement additionnel, sont mineures (de l'ordre de $0,1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) (voir Figure 5.33- a). Sur la Figure 5.33- b apparaît le champ de scalaire passif quasi-homogène à l'intérieur de l'enceinte, avec $\Phi = 0,4$ en amont de l'ouverture.

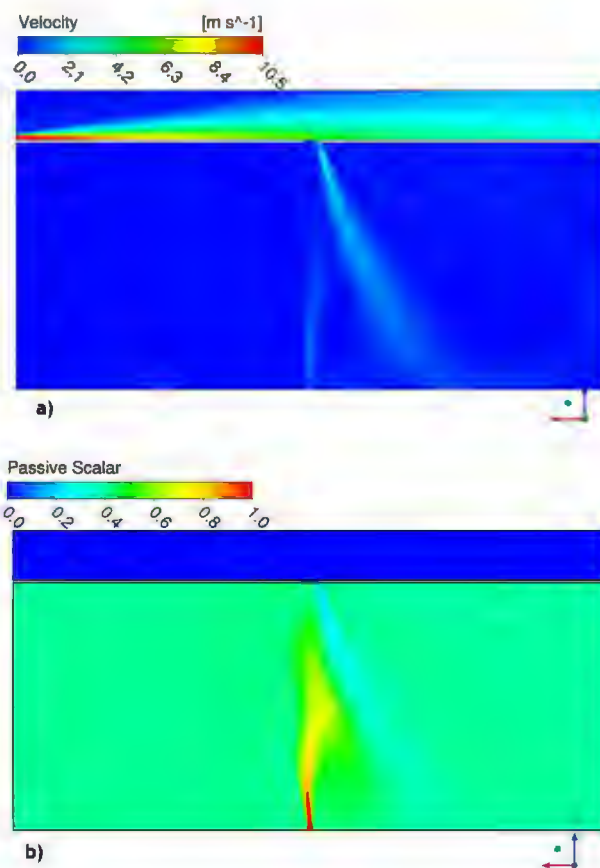


Figure 5.33 : condition initiale du calcul LES (calcul RANS) - plan horizontal médian de l'ouverture, a) champ de la norme de vitesse ; b) champ de scalaire passif

5.2.3.2 Résultats du calcul LES

Afin de visualiser les structures turbulentes de la configuration étudiée, on illustre sur la Figure 5.34 les iso-surfaces du critère Q ($Q = 27000 \text{ s}^{-2}$) colorées par la norme de la vitesse à $t = 5,66 \text{ s}$ (temps avancé de la simulation).

On observe à la sortie de la fente d'injection (zone du cône potentiel), des rouleaux de vorticité quasi-bidimensionnels de la taille du diamètre de cette dernière. En aval de cette zone de noyau (zone de transition), les structures tourbillonnaires commencent à se former. Par la suite, le jet s'étend dans la direction latérale du jet (plan (xy)) et s'épaissit dans la direction transverse (plan (xz)). Les structures turbulentes deviennent alors tridimensionnelles et désorganisées, avec des tailles plus ou moins grandes. La zone pleinement développée du jet perturbateur rencontre l'ouverture ; les structures deviennent de plus en plus petites à mesure que l'on s'éloigne de la source d'injection. Les vitesses sont quasi-nulles dans la partie libre du jet, à cause du cisaillement de ce dernier avec le fluide environnant au repos.

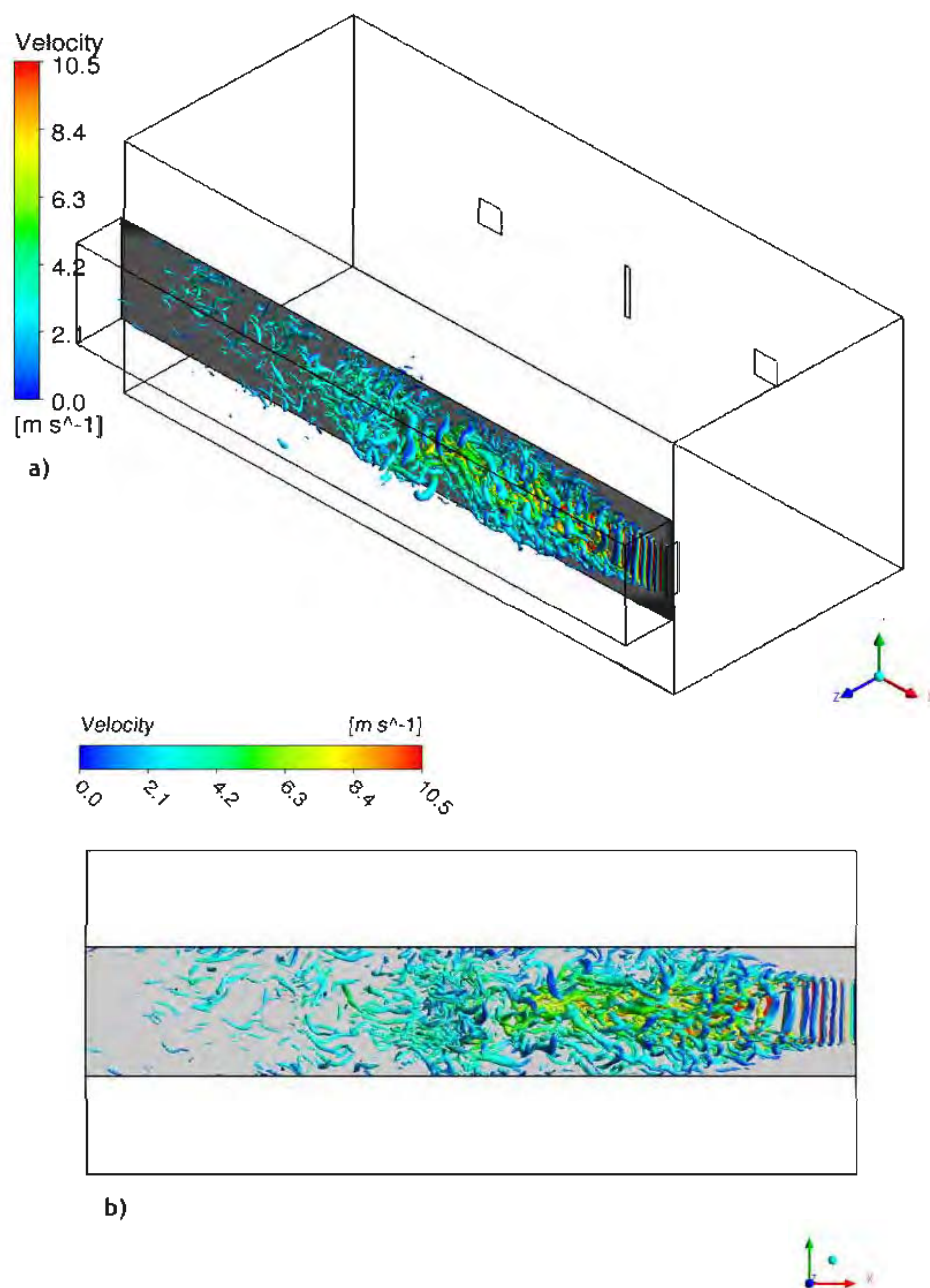


Figure 5.34 : structure globale de l'écoulement, iso-surfaces du critère Q ($Q = 27000 \text{ s}^{-2}$) colorées par la norme de la vitesse - simulation LES à $t = 5,66 \text{ s}$; a) vue 3D ; b) plan vertical médian de la fente d'injection (xy) en $z = 0,51 \text{ m}$

L'objectif est maintenant d'identifier les détachements tourbillonnaires conduisant au phénomène de rétrodiffusion, en aval de l'ouverture. Pour cela, on choisit de présenter une vue 3D à l'ouverture (zoom sur l'ouverture, à l'extérieur de l'enceinte) des iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) colorées par la concentration en scalaire passif. Un suivi chronologique des champs instantanés est réalisé et plusieurs instants de la simulation sont présentés (Figure 5.35, Figure 5.36, Figure 5.37, Figure 5.38, Figure 5.39). Etant donné les conditions de cette configuration, à savoir que les structures turbulentes engendrées par le jet perturbateur sont à l'extérieur de l'enceinte et que le traceur de l'écoulement se trouve à l'intérieur, la détection de la rétrodiffusion pour le cas du jet perturbateur externe est relativement simple : on dit qu'il y a rétrodiffusion si une structure cohérente se situant à l'extérieur est colorée par une valeur non-nulle du scalaire passif.

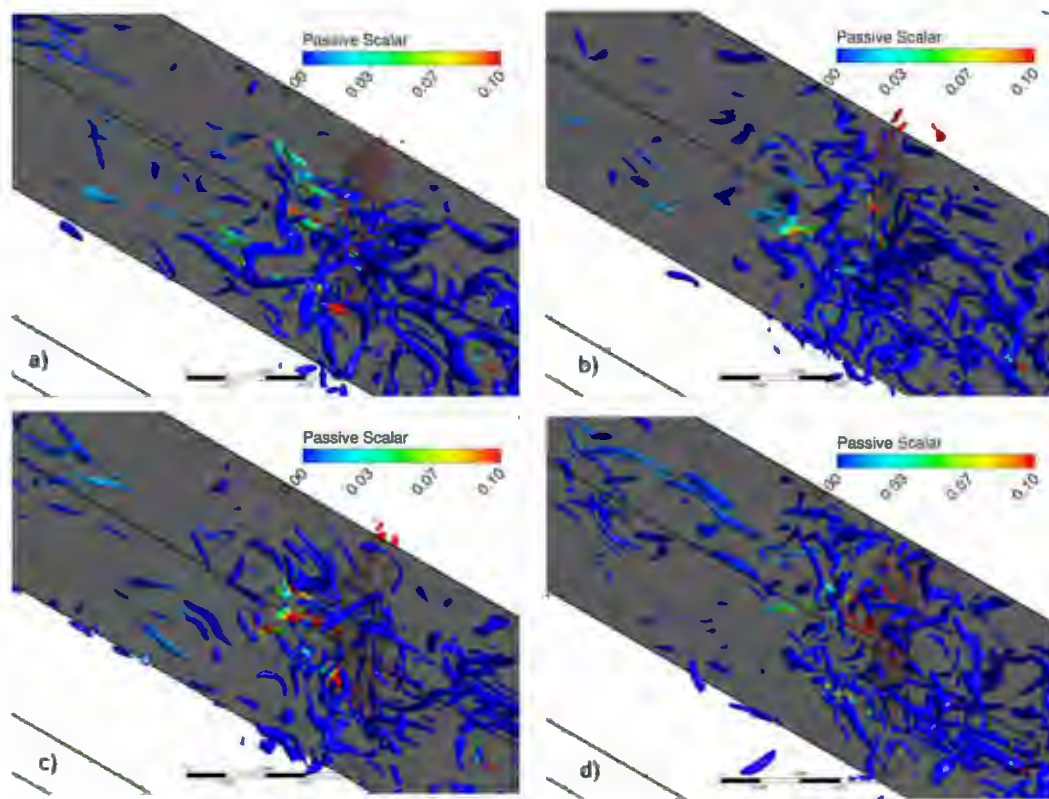


Figure 5.35 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 0,4 \text{ s}$; b) $t = 1 \text{ s}$; c) $t = 2,8 \text{ s}$; d) $t = 3 \text{ s}$

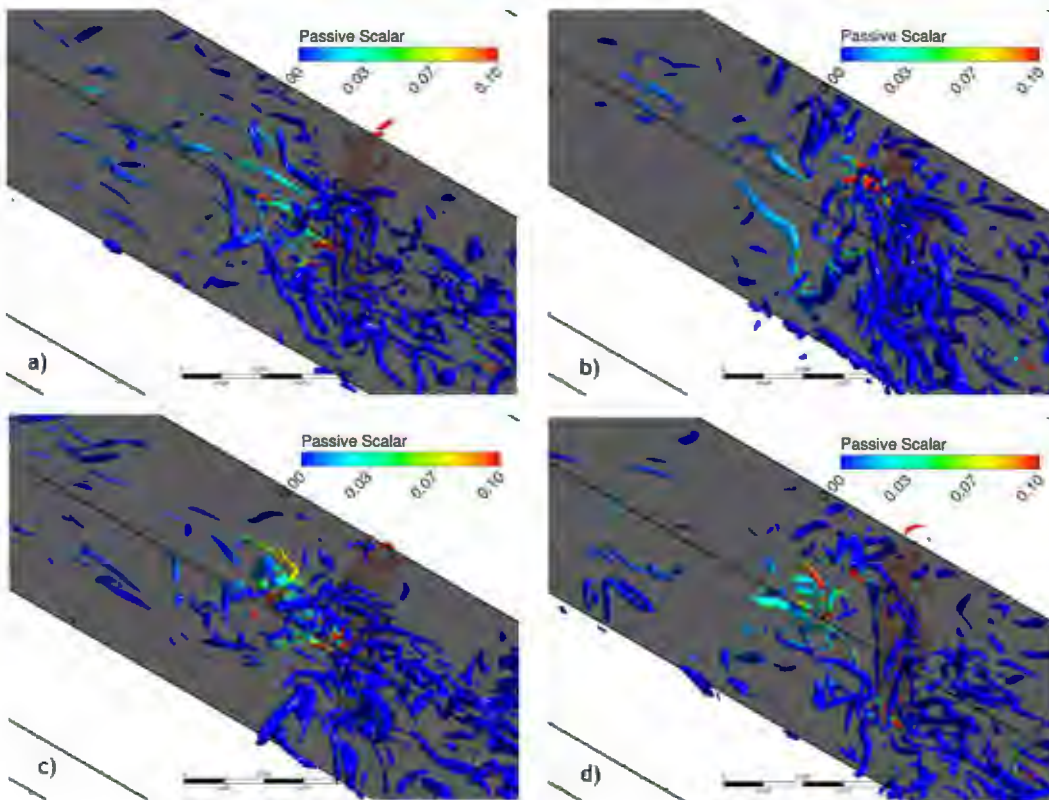


Figure 5.36 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 3,2 \text{ s}$; b) $t = 3,6 \text{ s}$; c) $t = 4,2 \text{ s}$; d) $t = 4,6 \text{ s}$

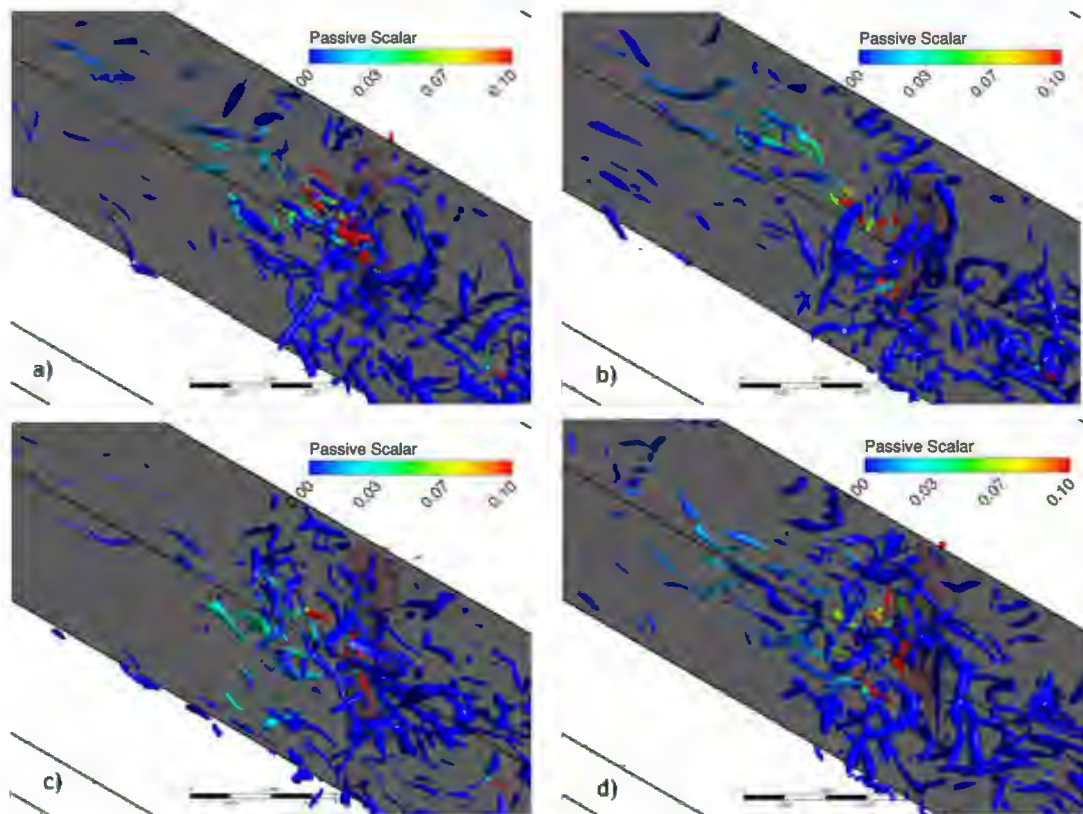


Figure 5.37 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 5,18 \text{ s}$; b) $t = 5,2 \text{ s}$; c) $t = 5,6 \text{ s}$; d) $t = 5,66 \text{ s}$

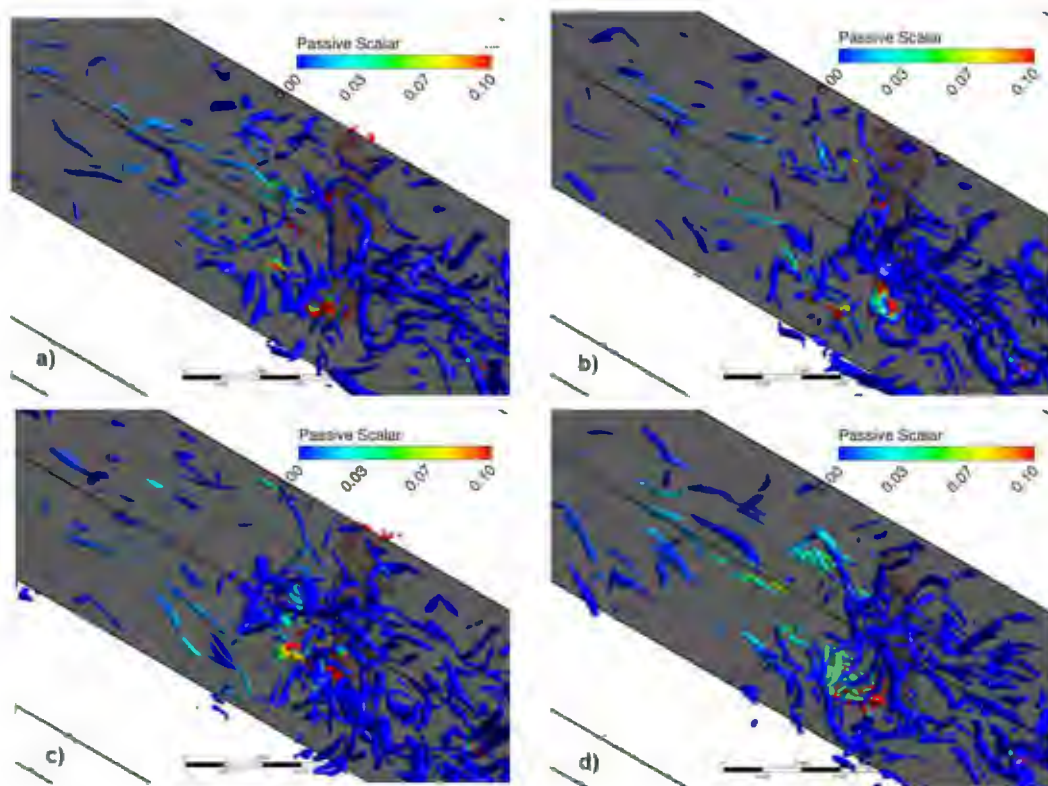


Figure 5.38 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 5,67 \text{ s}$; b) $t = 5,68 \text{ s}$; c) $t = 5,7 \text{ s}$; d) $t = 5,75 \text{ s}$

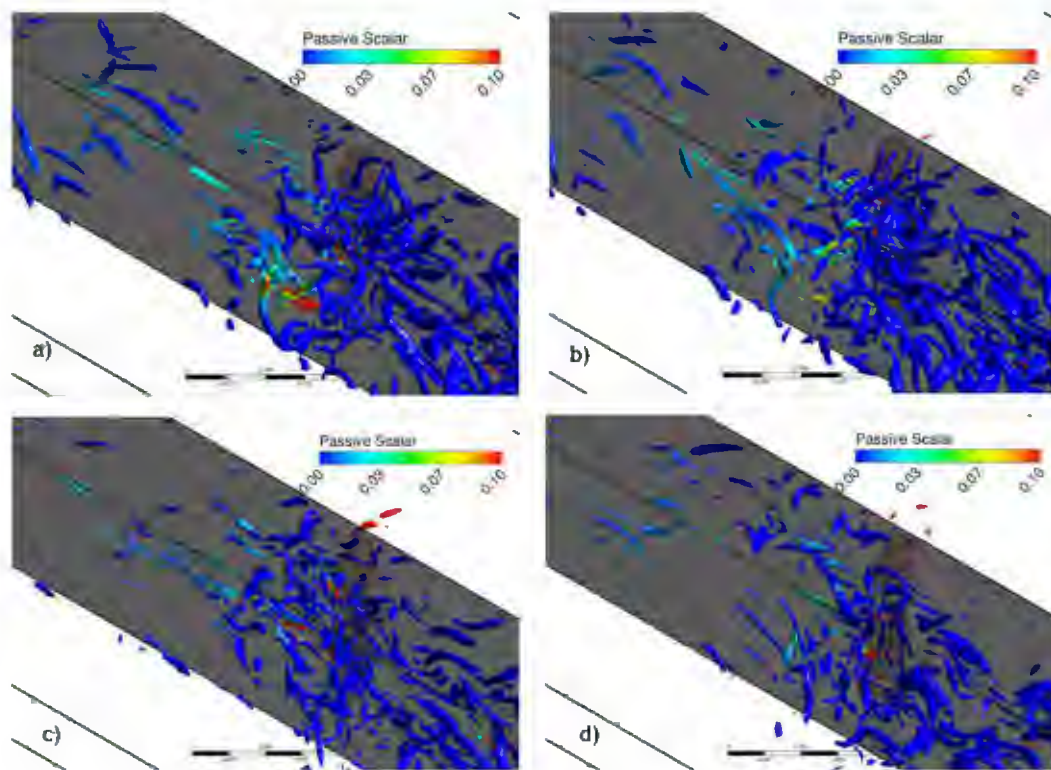


Figure 5.39 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 5,76 \text{ s}$; b) $t = 5,77 \text{ s}$; c) $t = 5,8 \text{ s}$; d) $t = 5,84 \text{ s}$

Les instantanés de champ du scalaire passif présentés ci-dessus montrent les instants où les structures turbulentes rétrodiffusées sont visibles à l'extérieur de l'enceinte, mais aussi à des instants plus avancés de la simulation ($t = 5,8 \text{ s}$ et $t = 5,84 \text{ s}$) qui montrent relativement peu de rétrodiffusion. Ceci met en évidence le caractère furtif et très instationnaire du phénomène. On remarque que le détachement tourbillonnaire des structures 3D se fait au niveau du 2^{ème} bord de l'ouverture, sur toute la longueur de cette dernière, au niveau des bords supérieur et inférieur mais aussi au centre de l'ouverture. Une fois à l'extérieur de l'enceinte, les structures cohérentes visualisées ont une forme allongée et sont entraînées dans la direction axiale (axe (x)) de la propagation du jet perturbateur, chose qui rend l'étendue spatiale de la rétrodiffusion assez importante. L'intensité du traceur est maximale pour les structures à peine détachées de l'ouverture ; elle s'affaiblit pour les structures rétrodiffusées les plus éloignées de l'ouverture correspondant à des structures qui se sont détachées à des instants antérieurs.

Dans le but de comprendre la dynamique de l'écoulement lorsqu'il y a rétrodiffusion, on a choisi d'étudier l'instant $t = 5,75 \text{ s}$ (Figure 5.40) qui montre relativement plus de structures rétrodiffusées que lors des autres instants. A cet instant précis, les structures turbulentes se détachent principalement au niveau de la partie basse de l'ouverture, et très légèrement par la partie haute, au niveau du 2^{ème} bord vertical de l'ouverture (Figure 5.40). Les structures échappées longent la paroi contenant l'ouverture dans la direction de l'écoulement du jet perturbateur (Figure 5.40- a).

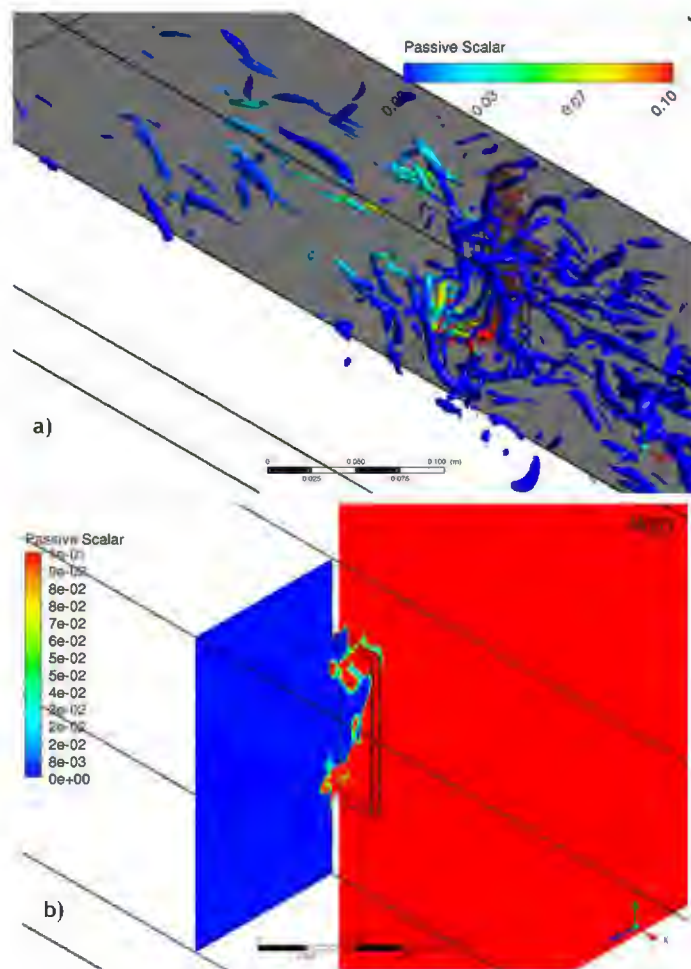


Figure 5.40 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 5,75 \text{ s}$ - cas du perturbateur de type jet pariétal externe ; a) iso-surfaces du critère Q ($Q = 80000 \text{ s}^{-2}$) b) iso-contours de scalaire passif dans le plan vertical au niveau du 2ème bord de l'ouverture (plan (yz) avec $x = 0,585 \text{ m}$)

Les différentes grandeurs que sont la concentration en scalaire passif, la vitesse verticale (suivant l'axe (z)) et les composantes ω_x et ω_z de la vorticité, sont représentées dans les plans horizontaux médian ((xz) en $y = 0,25 \text{ m}$) et inférieur ((xz) en $y = 0,21 \text{ m}$) de l'ouverture. Le plan horizontal inférieur de l'ouverture montre un important échappement du scalaire passif à l'extérieur de l'enceinte, avec des résidus de traceur le long de la paroi latérale (Figure 5.41- a). La dynamique de l'écoulement entrant/sortant est décrite par les iso-contours de la vitesse verticale (Figure 5.41- b) qui laissent apparaître des vitesses entrantes/sortantes dont la norme est de l'ordre de $1,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Par ailleurs, la partie centrale de l'ouverture subit une forte aspiration de l'écoulement vers l'intérieur de l'enceinte (Figure 5.42- a ; Figure 5.42- b), avec des résidus de détachements tourbillonnaires qui longent la paroi latérale. Les iso-contours de la composante ω_x et ω_z de la vorticité dans les deux plans horizontaux de l'ouverture mettent l'accent sur le caractère fortement tridimensionnel du phénomène (voir Figure 5.41- c ; Figure 5.41- d et Figure 5.42- c ; Figure 5.42- d).

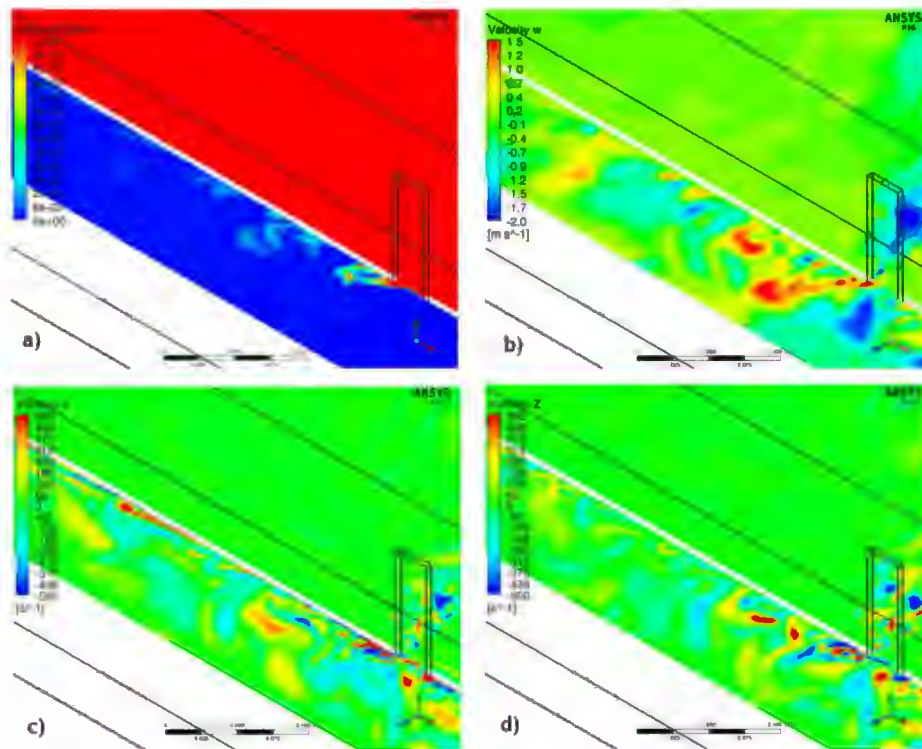


Figure 5.41 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 5,75$ s - plan horizontal inférieur de l'ouverture (plan (xz) en $y = 0,21$ m) ; a) scalaire passif ; b) vitesse verticale suivant l'axe (z) ; c) composante ω_x de la vorticité ; d) composante ω_z de la vorticité

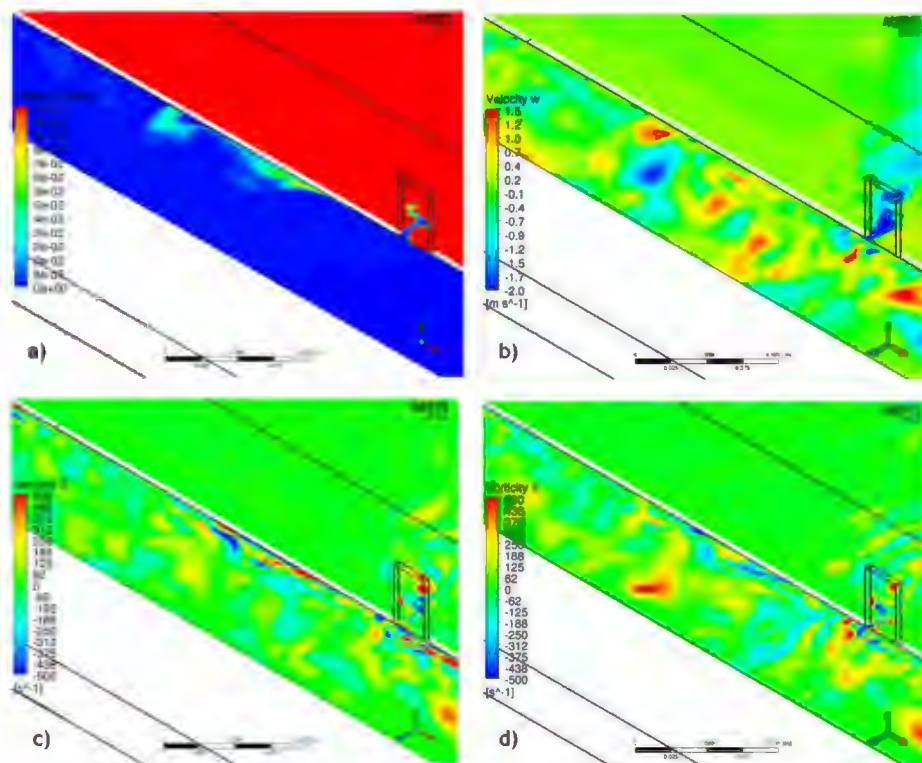


Figure 5.42 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 5,75$ s - plan horizontal médian de l'ouverture (plan (xz) en $y = 0,25$ m) ; a) scalaire passif ; b) vitesse verticale suivant l'axe (z) ; c) composante ω_x de la vorticité ; d) composante ω_z de la vorticité

Il est important de noter que ces observations ne caractérisent l'écoulement de rétrodiffusion que pour l'instant étudié $t = 5,75$ s, sachant qu'à d'autres instants, la tendance peut s'inverser et les détachements tourbillonnaires peuvent avoir lieu dans la partie centrale de l'écoulement avec une forte dynamique entrante vers les bords (instant $t = 5,18$ s ; Figure 5.37- a). Ceci prouve encore une fois la nature fortement instationnaire et tridimensionnelle de l'écoulement lors de la rétrodiffusion.

5.2.3.3 Comparaison des champs moyens RANS et LES

On présente dans cette partie, les vitesses perturbatrices données par les résultats de simulation LES à différents instants t de la simulation. La vitesse perturbatrice issue du calcul LES moyennée dans le temps est comparée à celle donnée par la solution stationnaire du calcul RANS. Ces valeurs sont confrontées à la vitesse perturbatrice mesurée expérimentalement. Celle-ci est évaluée au niveau du plan central horizontal, en aval de l'ouverture au premier bord, à 3 cm de la paroi contenant l'ouverture, au point de coordonnées $(x, y, z) = (0,615 \text{ m}; 0,25 \text{ m}; 0,535 \text{ m})$.

On présente dans le Tableau 5.7, les valeurs instantanées et les valeurs moyennes dans le temps de la vitesse perturbatrice en amont de l'ouverture, données par la simulation LES. Plusieurs instants sont présentés.

Tableau 5.7 : vitesses perturbatrices issues de la simulation LES ; vitesses instantanées et vitesses moyennées dans le temps - cas du perturbateur de type jet pariétal externe

Instant t (s) de la simulation	Vitesse 'LES' V_x moyennée dans le temps ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	Vitesse 'LES' V_x instantanée ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
0,4 s	$-3,46 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-4,10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
2,8 s	$-3,38 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-1,65 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
3,6 s	$-3,36 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-1,51 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
4,6 s	$3,33 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-2,47 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,18 s	$-3,36 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-3,57 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,2 s	$-3,36 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-1,44 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,6 s	$-3,36 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-5,46 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,66 s	$-3,37 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-4,00 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,68 s	$-3,37 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-4,66 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,7 s	$-3,37 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-3,08 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,75 s	$-3,37 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-3,75 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,77 s	$-3,37 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-3,96 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,8 s	$-3,37 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-2,11 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
5,84 s	$-3,37 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	$-1,46 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

D'après les valeurs recensées dans le Tableau 5.7, la vitesse perturbatrice moyennée dans le temps converge vers une valeur stationnaire $V_x = -3,37 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, alors que les vitesses instantanées sont fortement fluctuantes (Figure 5.43, Figure 5.45) et varient entre $-1,4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $5,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La solution RANS stationnaire prédit une vitesse perturbatrice axiale de $V_x = -3,8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et la vitesse perturbatrice obtenue par les mesures expérimentales au point de mesure fixé est $V_x = -3 \pm 0,08$ (2,57 %) $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$.

⁴ L'incertitude donnée ici est une incertitude de mesure ; l'incertitude sur la position du point de mesure n'est pas évaluée.

Les iso-contours de la vitesse axiale (suivant l'axe du jet pariétal (x)) dans le plan vertical du jet perturbateur, issus des résultats LES instantanés (Figure 5.45), montrent des vitesses fluctuantes sur toute la section de l'ouverture, ce qui explique le déplacement des structures rétrodiffusées sur toute la hauteur de l'ouverture d'un instant à un autre.

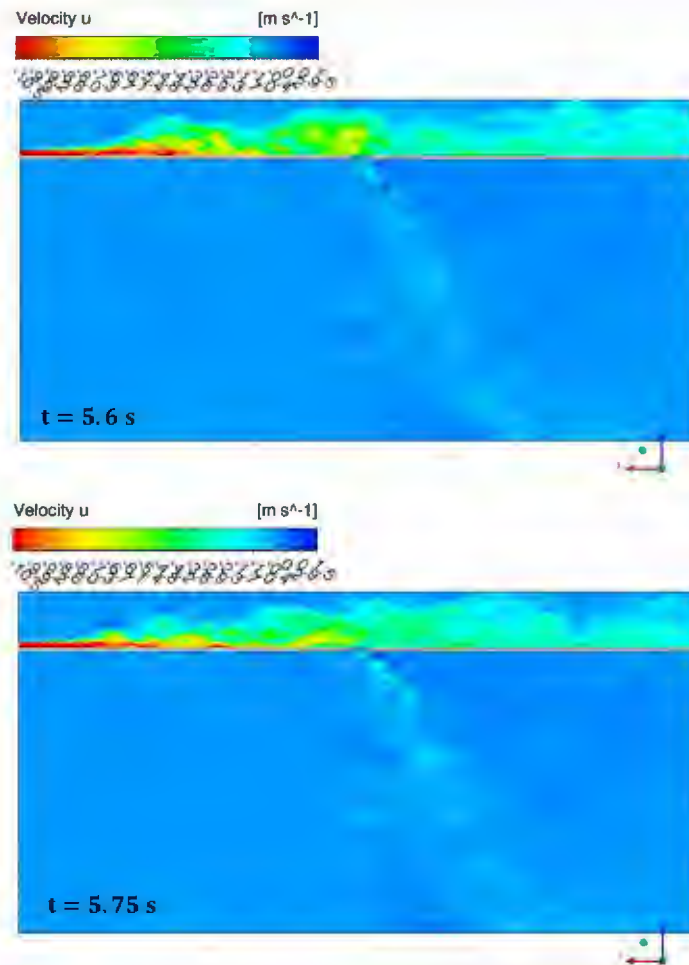


Figure 5.43 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - résultats 'LES' instantanés, jet perturbateur pariétal externe ; a) $t = 5,6$ s ; b) $t = 5,75$ s

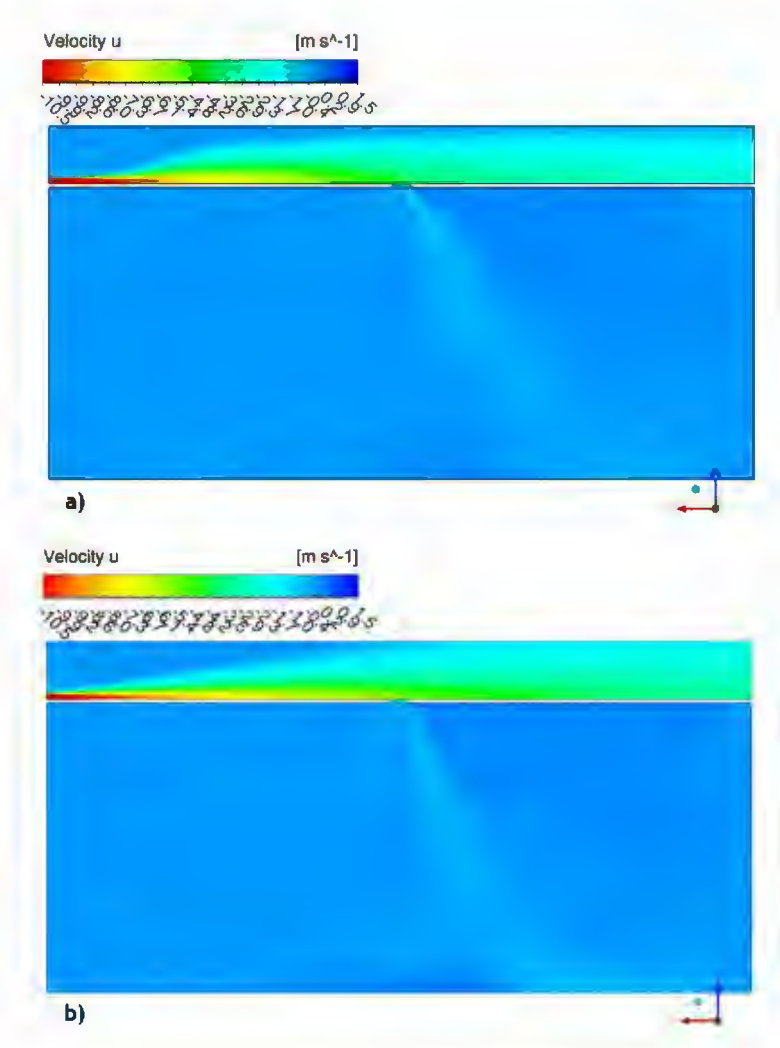


Figure 5.44 : champs de la vitesse axiale (suivant x) dans le plan horizontal médian de l'ouverture, cas du jet perturbateur pariétal externe ; a) moyenne temporelle des résultats LES à $t = 5,75$ s ; b) solution RANS.

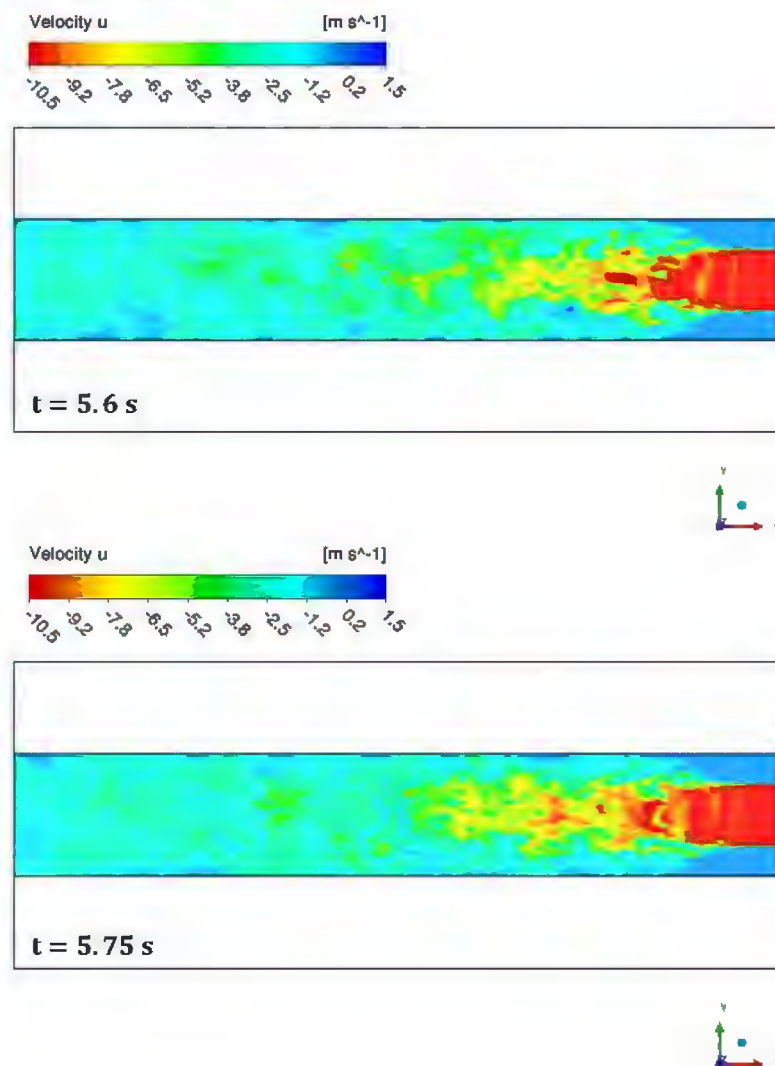


Figure 5.45 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan vertical médian de la fente d'injection, cas du jet perturbateur pariétal externe à $t = 5,6$ s et $t = 5,75$ s, simulations LES

On remarque que la solution RANS (Figure 5.44- b) a tendance à légèrement surestimer les valeurs moyennes de la vitesse perturbatrice, en comparaison avec la vitesse issue de la moyenne temporelle de la solution LES (Figure 5.44- a). La vitesse perturbatrice moyenne issue des simulations LES se rapproche plus de la vitesse mesurée expérimentalement. Notons cependant que la valeur mesurée expérimentalement n'est pas tout à fait fiable car l'incertitude sur la position du point de mesure n'a pas été évaluée. On remarque aussi que la décroissance des vitesses axiales du jet perturbateur issue du modèle RANS (Figure 5.44, Figure 5.46) s'étend sur une distance plus importante que pour la simulation LES moyennée. Par conséquent, les vitesses perturbatrices arrivant à l'ouverture sont surestimées dans le cas de la solution RANS.

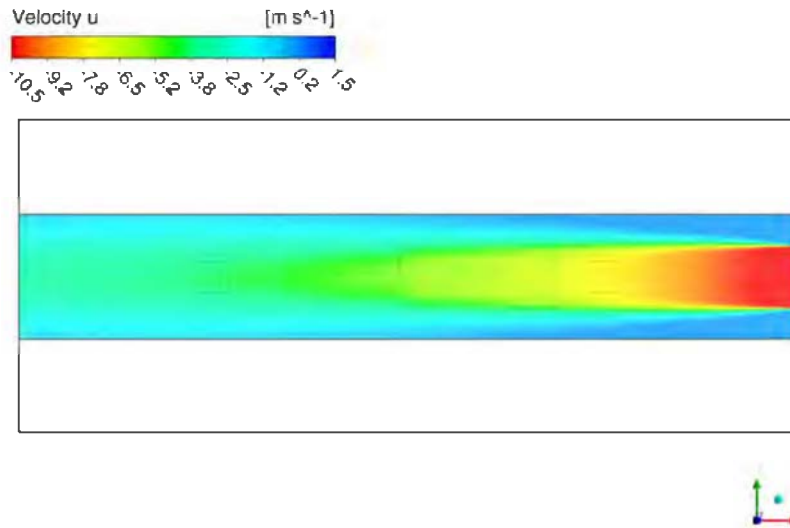


Figure 5.46 : champ de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan vertical médian de la fente d'injection, jet perturbateur pariétal externe - résultat LES moyenné dans le temps à $t = 5,75$ s

5.2.4 Configuration 2 : perturbation du jet pariétal interne

5.2.4.1 Paramètre des simulations

Le domaine de calcul schématisé dans la Figure 5.47 est constitué, comme pour le cas du jet perturbateur pariétal externe, d'un domaine extérieur et d'un domaine intérieur. Ce dernier représente l'enceinte expérimentale ; la fente d'injection de la perturbation est disposée sur la paroi latérale du domaine intérieur de l'enceinte. Dans ce cas, le scalaire passif est injecté au même endroit que l'écoulement perturbateur.

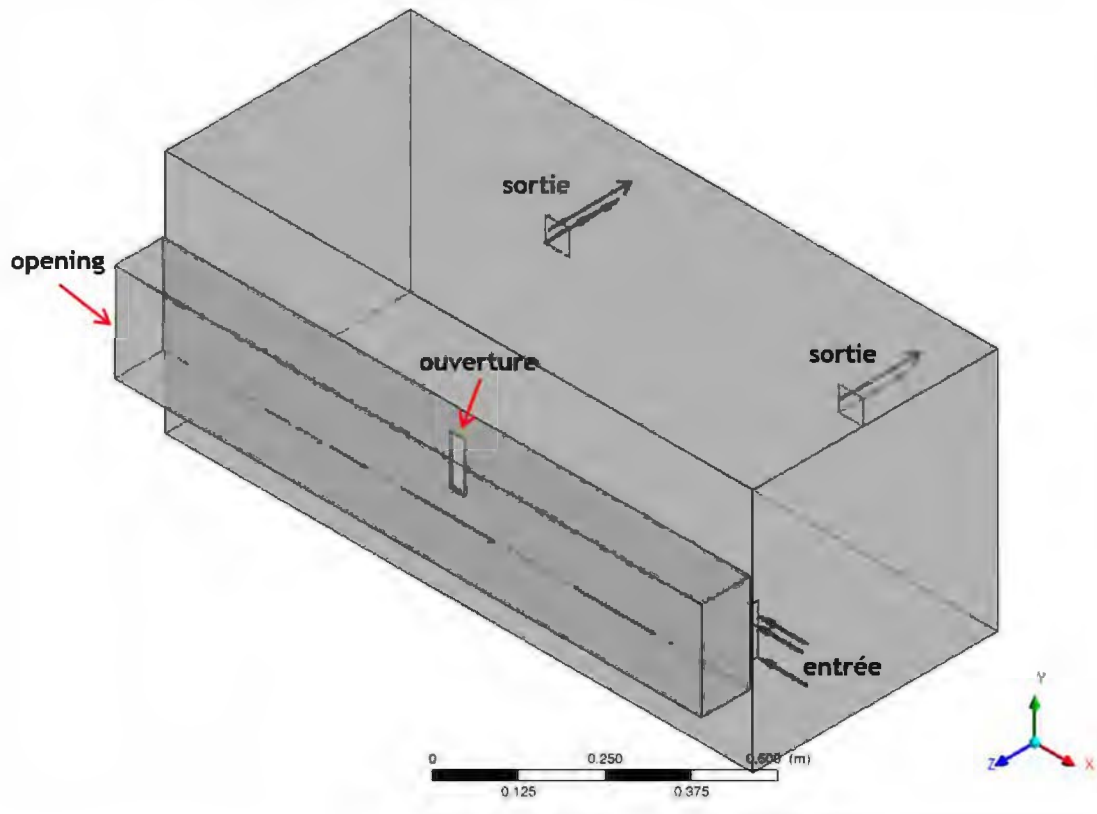


Figure 5.47 : domaine de calcul et conditions aux limites associées - perturbateur de type jet pariétal interne

Les maillages retenus pour les calculs RANS et LES sont décrits dans le paragraphe 5.2.3.1 ; ils sont présentés sur la Figure 5.31 et sur la Figure 5.32. Leurs caractéristiques sont détaillées dans le Tableau 5.5.

La vitesse moyenne fixée à l'ouverture $U_{ouv} = 0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ correspond à un débit entrant à l'ouverture équivalent à $Q_{ouv} = 5,4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. La vitesse moyenne à l'injection de $10,56 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ correspond à un débit de perturbation de $Q_{perturb} = 38 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Ce débit additionnel introduit dans l'enceinte est repris au niveau de l'extraction. Le débit imposé à l'extraction est donc $Q_{extract} = Q_{ouv} + Q_{perturb} = 43,4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$. Le nombre de Reynolds de l'écoulement perturbateur est de l'ordre de 10^4 .

Les valeurs imposées aux conditions limites sont détaillées dans le Tableau 5.8 :

Tableau 5.8 : valeurs imposées aux conditions aux limites - cas du perturbateur de type jet pariétal interne

Conditions aux limites	Type et valeur de la condition limite
Fente d'injection du jet perturbateur interne	Condition d'entrée, débit massique imposé ; $Q_{perturb} = 1,25 \times 10^{-2} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$, $\Phi = 1$
Extraction	Condition de sortie, vitesse imposée normale à la condition limite ; $U_{extract} = 2,412 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Domaine externe	Condition d'entrée/sortie libre 'opening' ; $P_{opening} = 0 \text{ Pa}$, $\Phi = 0$

Le modèle WALE est utilisé pour le calcul LES et le modèle SST $k - \omega$, pour le calcul stationnaire RANS.

Un schéma de discrétisation ‘haute résolution’ est utilisé pour le terme d’advection dans les cas RANS et LES, et un schéma d’Euler du 2nd ordre est utilisé pour le terme instationnaire pour le calcul LES. Le pas de temps de la simulation LES est $dt = 2.10^{-4}s$ et la durée totale de la simulation est de 6,5 s. Le temps entre chaque sortie de fichier de résultats est de $5.10^{-3} s$.

Le calcul LES est initialisé par la solution stationnaire d’un calcul RANS incluant les deux écoulements mis en compétition : l’écoulement perturbateur interne pariétal et l’écoulement initial entrant à l’ouverture. L’injection du scalaire passif avec l’écoulement perturbateur a pour rôle de remplir le domaine intérieur de traceur, ce qui permet, le cas échéant, de détecter le phénomène de rétrodiffusion en amont de l’ouverture. Notons que le champ de scalaire passif est quasi-homogène (Figure 5.48). La concentration du scalaire passif présent dans la zone aval de l’ouverture, est de l’ordre de $\Phi = 0,9$.

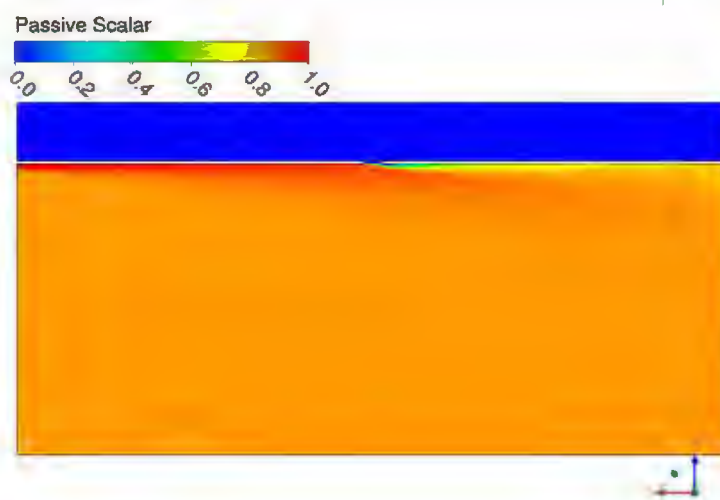


Figure 5.48 : condition initiale du calcul LES (calcul RANS) - champ de scalaire passif sur le plan horizontal médian de l’ouverture

5.2.4.2 Résultats des simulations LES

Afin de visualiser les structures turbulentes cohérentes, on illustre sur la Figure 5.49, les iso-surfaces du critère Q ($Q = 33000 s^{-2}$) colorées par la norme de la vitesse à $t = 6,15 s$ (temps très avancé de la simulation). On observe, à la sortie de la fente d’injection, des structures quasi-bidimensionnelles de la taille du diamètre de cette dernière. Ensuite, le jet s’élargit dans la direction latérale (plan (xy)), et s’épaissit dans la direction transverse (plan (xz)). Les structures turbulentes deviennent tridimensionnelles et désorganisées avec des tailles plus ou moins différentes lorsque la zone pleinement développée du jet perturbateur rencontre l’ouverture. Le cisaillement du jet avec le fluide environnant au repos, est visible sur la Figure 5.49- b ; les vitesses dans cette zone sont quasiment nulles.

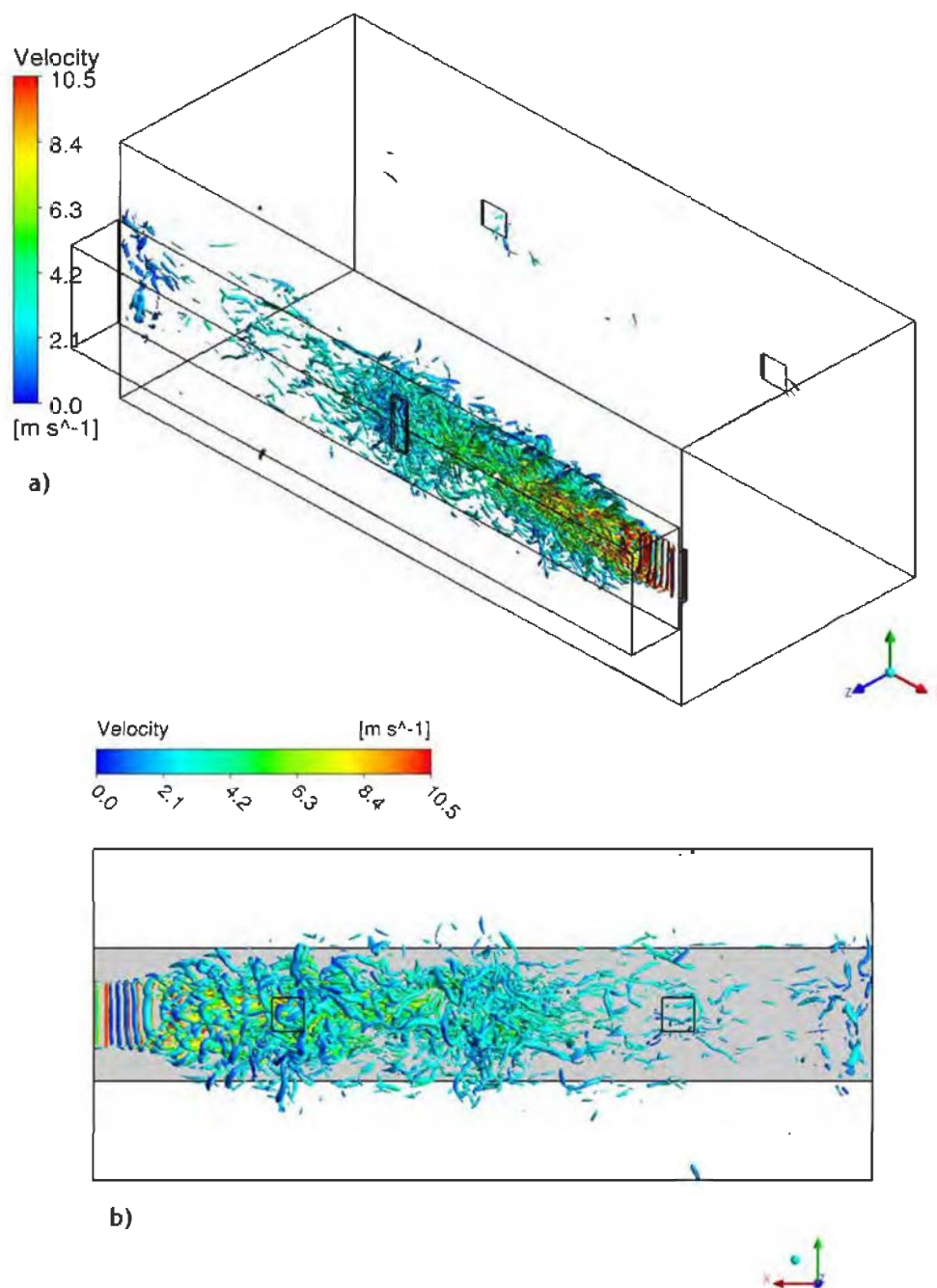


Figure 5.49 : structure globale de l'écoulement, iso-surfaces du critère Q ($Q = 33000 \text{ s}^{-2}$) colorées par la norme de la vitesse - simulation LES à $t = 6,15 \text{ s}$; a) vue 3D ; b) plan vertical médian de la fente d'injection ((xy) en $z = 0,495 \text{ m}$)

Le but est de détecter les structures turbulentes en aval de l'ouverture. Pour cela, on choisit de présenter une vue 3D à l'ouverture des iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) colorées par la concentration en scalaire passif. Un suivi chronologique des champs instantanés est réalisé, et plusieurs instants de la simulation sont présentés sur les figures ci-dessous (Figure 5.50, Figure 5.51, Figure 5.52, Figure 5.53, Figure 5.54, Figure 5.55, Figure 5.56). Comme pour le cas de la perturbation externe, la détection de la rétrodiffusion est relativement simple : on dit qu'il y a rétrodiffusion si une structure cohérente chargée en scalaire passif se trouve à l'extérieur de l'enceinte, au-delà de la limite de l'ouverture.

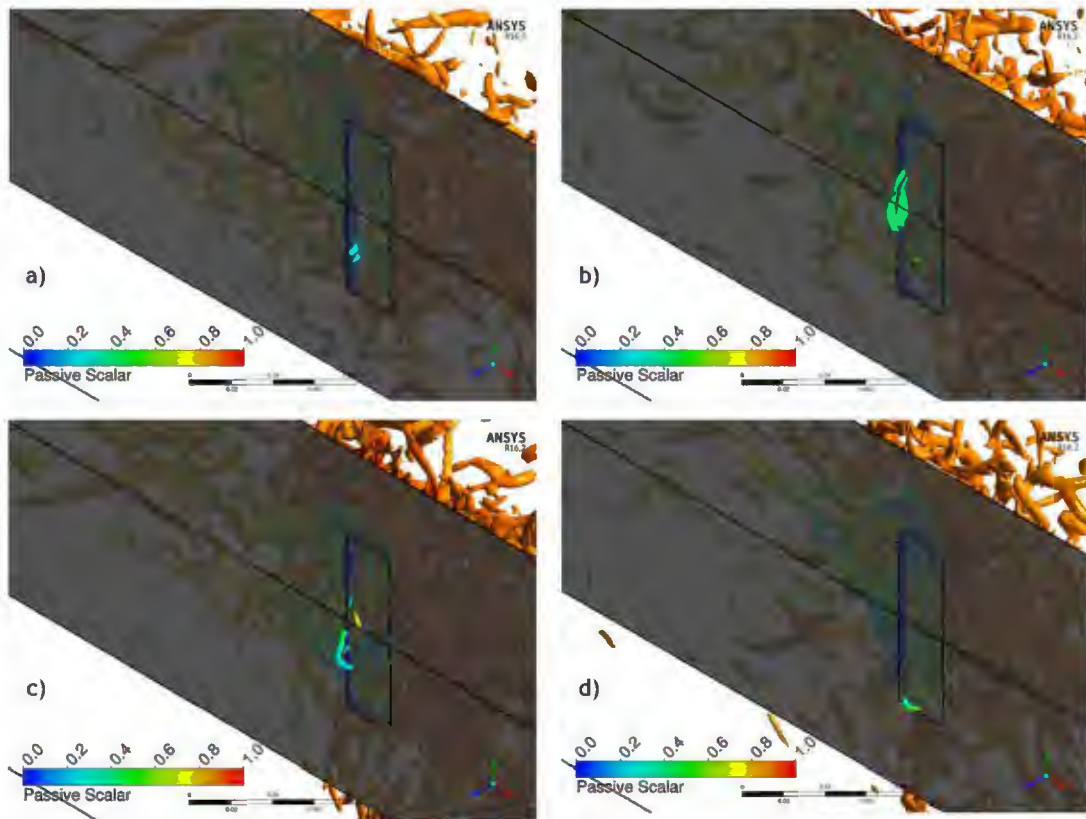


Figure 5.50 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 0,77 \text{ s}$; b) $t = 0,81 \text{ s}$; c) $t = 0,86 \text{ s}$; d) $t = 1,27 \text{ s}$

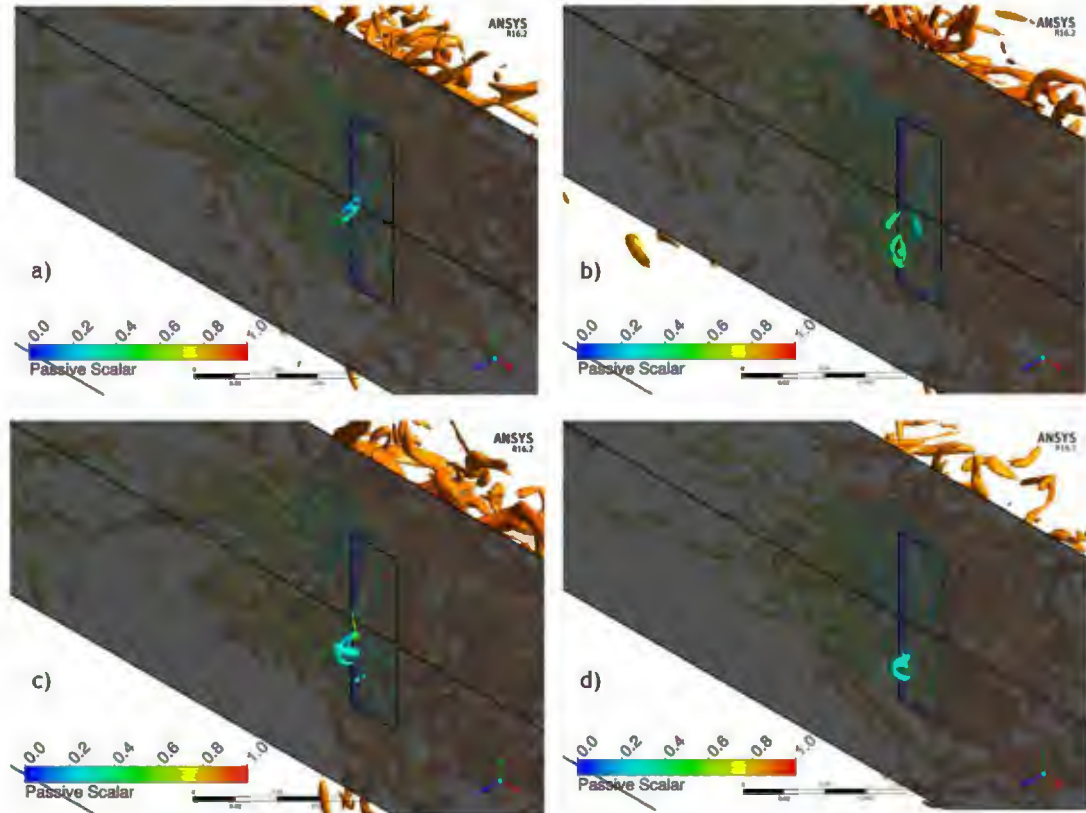


Figure 5.51 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 1,4 \text{ s}$; b) $t = 1,54 \text{ s}$; c) $t = 1,56 \text{ s}$; d) $t = 2 \text{ s}$

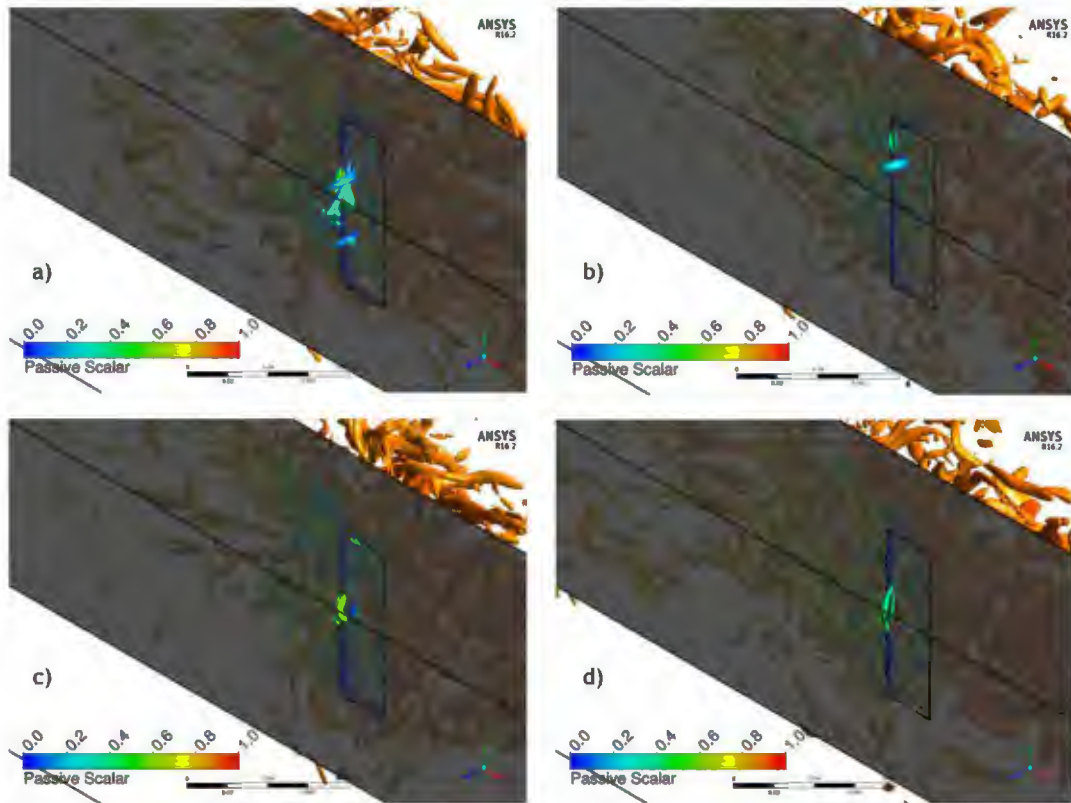


Figure 5.52 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 2,2 \text{ s}$; b) $t = 3,4 \text{ s}$; c) $t = 3,42 \text{ s}$; d) $t = 3,8 \text{ s}$

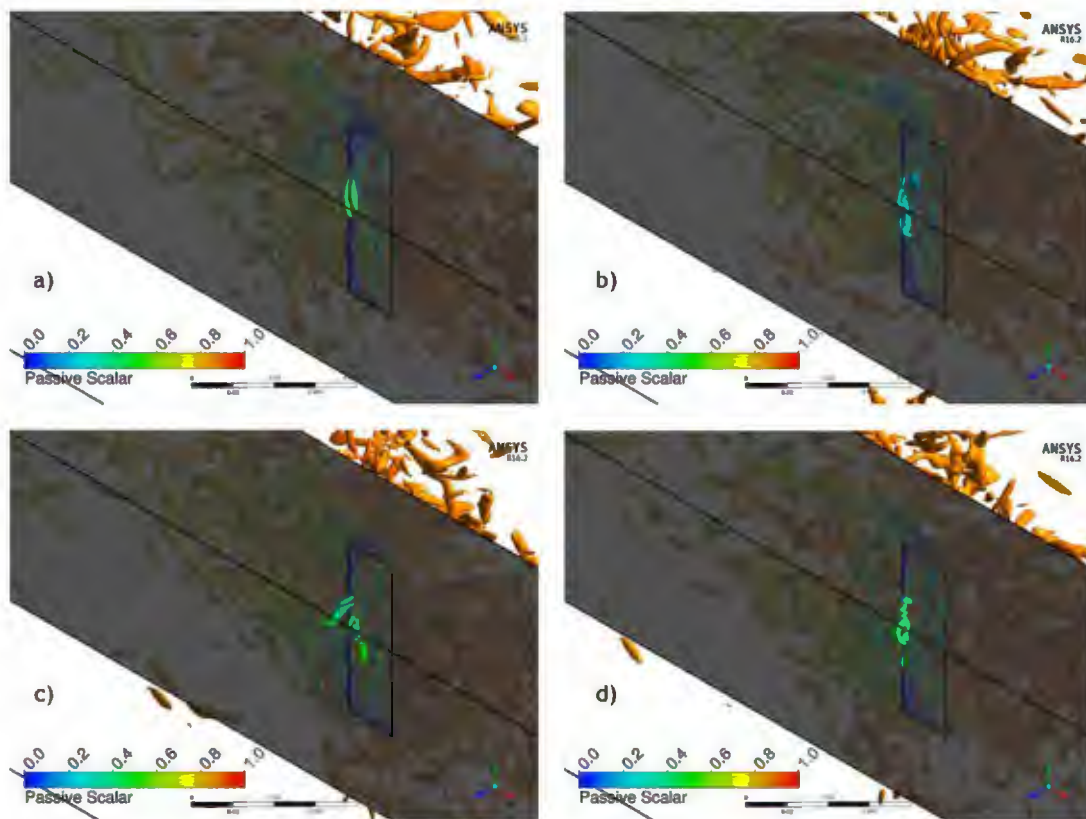


Figure 5.53 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 3,9 \text{ s}$; b) $t = 4,24 \text{ s}$; c) $t = 4,52 \text{ s}$; d) $t = 4,54 \text{ s}$

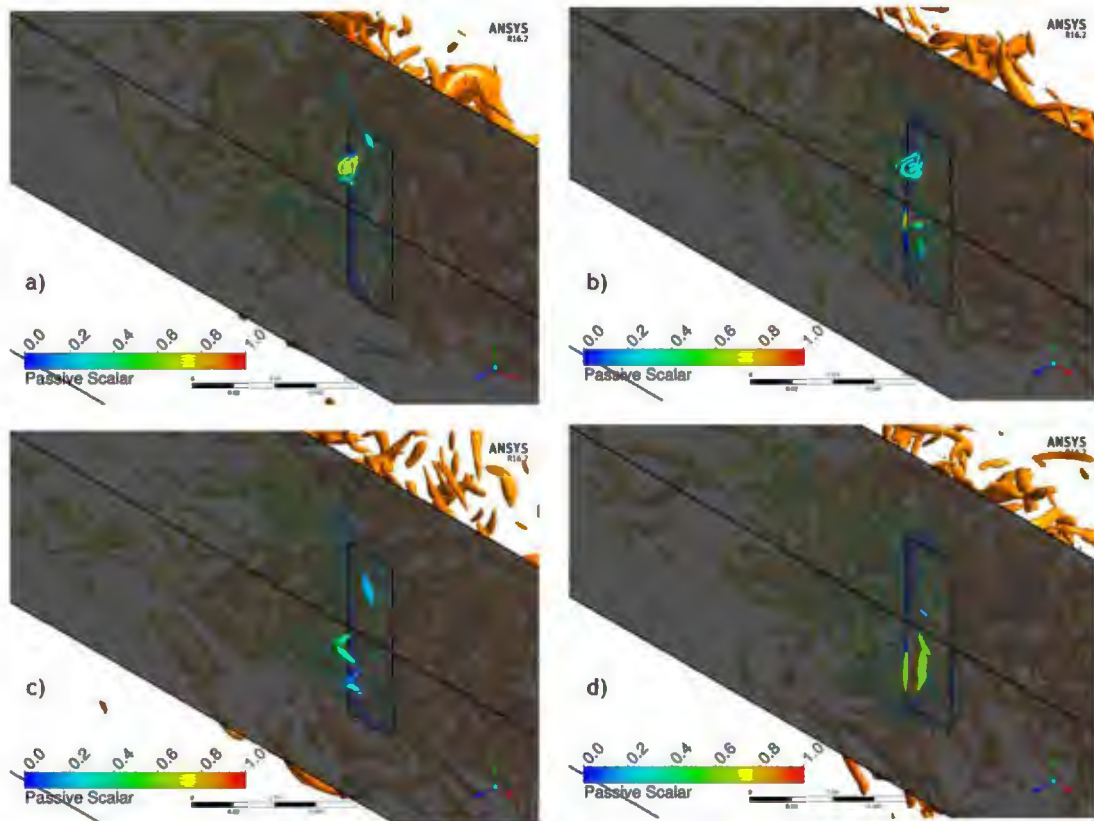


Figure 5.54 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 4,56 \text{ s}$; b) $t = 4,57 \text{ s}$; c) $t = 5,47 \text{ s}$; d) $t = 5,74 \text{ s}$

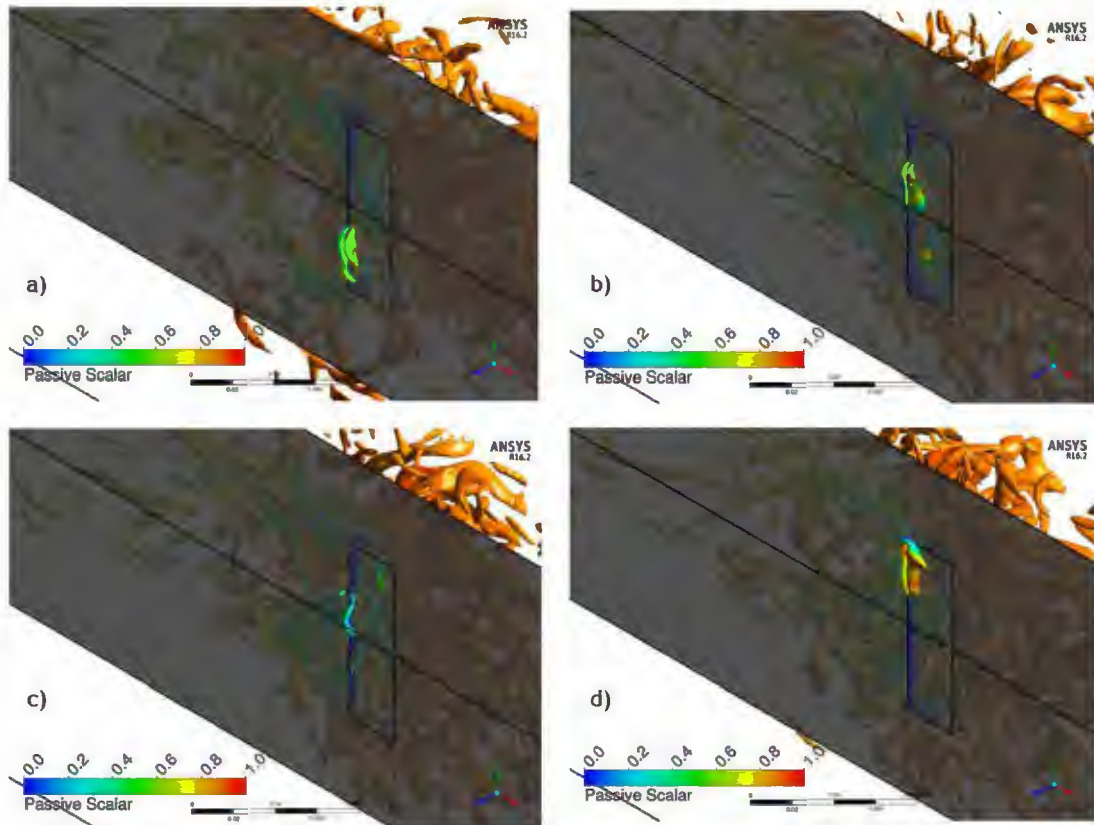


Figure 5.55 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 5,75 \text{ s}$; b) $t = 5,99 \text{ s}$; c) $t = 6 \text{ s}$; d) $t = 6,01 \text{ s}$

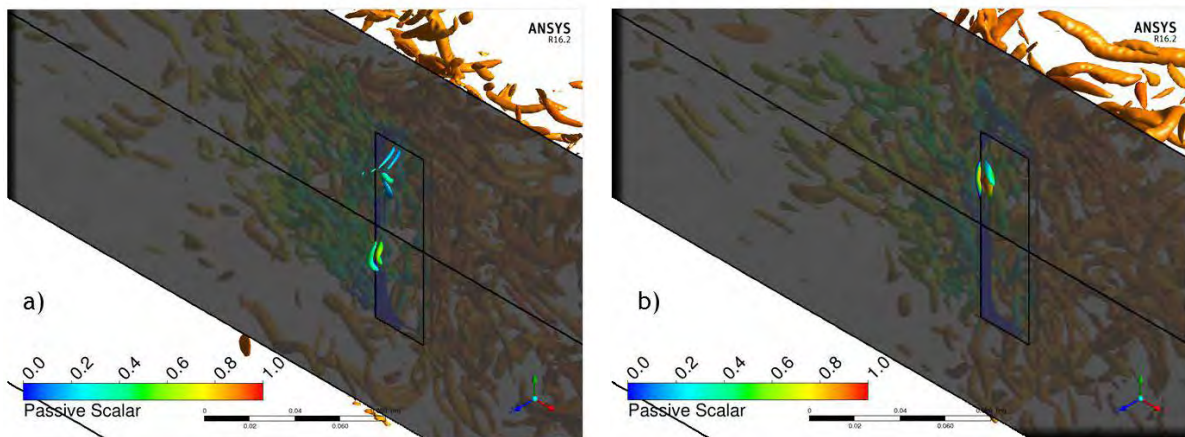


Figure 5.56 : champs instantanés d'iso-surfaces du critère Q ($Q = 51000 \text{ s}^{-2}$) - zoom sur l'ouverture ; a) $t = 6,09 \text{ s}$; b) $t = 6,16 \text{ s}$

On a omis de présenter les instants où aucune structure turbulente ne dépasse la limite de l'ouverture. L'analyse des champs instantanés des structures cohérentes révèle que la plupart d'entre eux présentent des structures turbulentes qui ne sont pas totalement sorties en aval de l'ouverture, une partie est encore contenue dans l'enceinte. Les structures visualisées sont arrondies et ont pour direction principale l'axe (z). Le détachement des structures a lieu au niveau du deuxième bord de l'ouverture, le long de cette dernière. Les structures se détachent aux bords, mais aussi au centre de l'ouverture, et l'étendue de la rétrodiffusion est limitée et localisée autour de cette dernière. Par ailleurs, les valeurs du scalaire passif fluctuantes d'un instant à un autre, et au sein d'une même structure rétrodiffusée, montrent que la zone de compétition entre les deux écoulements présents en aval de l'ouverture, est fortement instationnaire.

On souhaite étudier plus en détails l'instant $t = 2,2 \text{ s}$ qui présente une rétrodiffusion significative en regard des autres instants, présentés dans la Figure 5.52- a. A $t = 2,2 \text{ s}$, les structures rétrodiffusées s'échappent au niveau du bord vertical, au centre de l'ouverture (Figure 5.57- a), et se propagent suivant l'axe (z) très localement devant l'ouverture. Ceci est parfaitement visible sur le champ de scalaire passif, dans le plan vertical (Figure 5.57- b). Ce plan montre un pic de rétrodiffusion au niveau du deuxième bord, dans la zone centrale de l'ouverture.

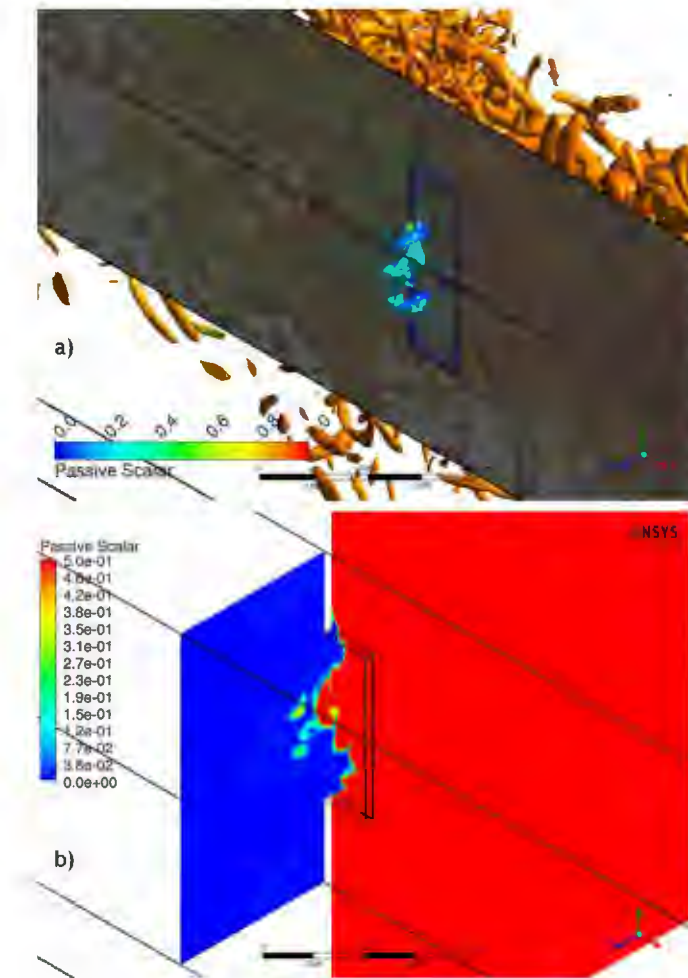


Figure 5.57 : mise en évidence de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2$ s ; a) iso-surfaces du critère Q ($Q = 15000 \text{ s}^{-2}$) b) iso-contours de scalaire passif dans plan vertical au 2ème bord de l'ouverture (plan (yz) avec $x = 0,585$ m)

Les différentes grandeurs que sont le scalaire passif, la vitesse verticale (suivant l'axe (z)), le module de la vorticité et les composantes ω_x et ω_z de la vorticité, sont représentées dans les plans horizontaux médian ((xz) en $y = 0,25$ m) et inférieur ((xz) en $y = 0,21$ m) de l'ouverture (Figure 5.58, Figure 5.59, Figure 5.60, Figure 5.61). On peut observer un détachement tourbillonnaire dans le plan médian (Figure 5.58- a) et une aspiration de l'écoulement vers l'intérieur de l'enceinte, dans la direction de l'écoulement perturbateur interne, au niveau du plan horizontal bas (Figure 5.60- a). La vitesse instantanée d'aspiration est de l'ordre de $1,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Figure 5.60- b). Le module de vorticité retranscrit avec une grande fidélité les structures tourbillonnaires dans les plans horizontaux. L'aspect tridimensionnel de l'écoulement résultant à l'ouverture est visible à travers les champs des composantes ω_x et ω_z de la vorticité (Figure 5.58- d, Figure 5.60- d, Figure 5.59, Figure 5.61).

Les observations détaillées ci-dessus sont spécifiques à cet instant de la simulation, étant donné qu'à d'autres instants, les structures peuvent aussi s'échapper au travers des bords inférieur et supérieur de l'ouverture. Néanmoins, l'aspect tridimensionnel et instationnaire de la rétrodiffusion est une caractéristique commune à tous les cas et pour toute la simulation.

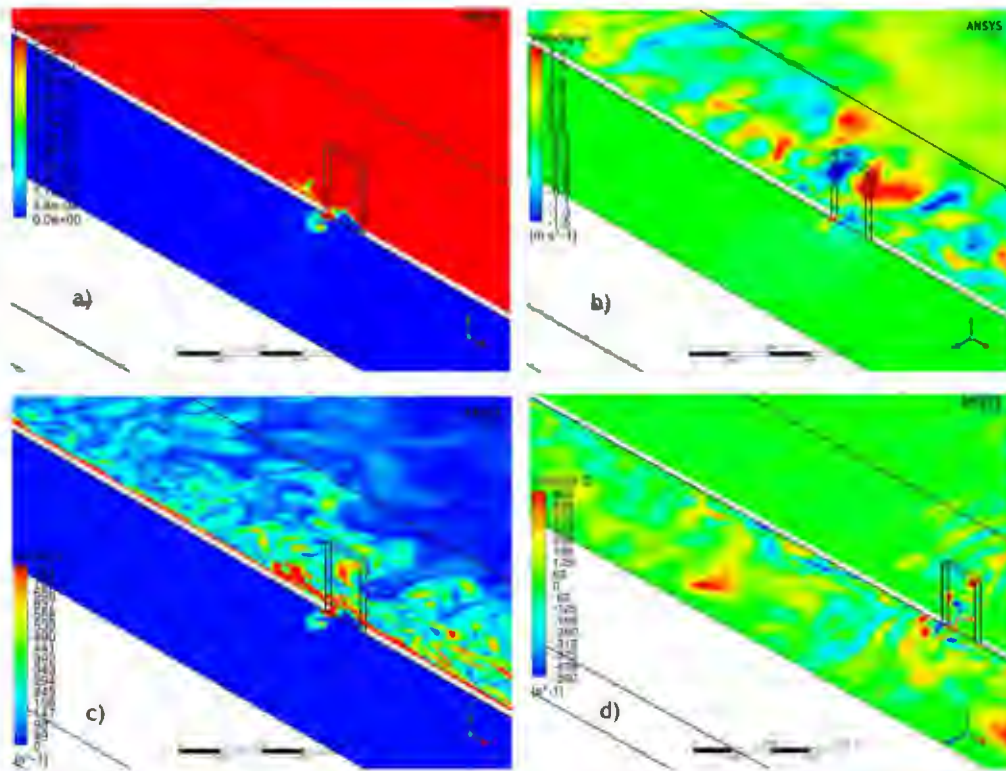


Figure 5.58 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2$ s - plan horizontal médian de l'ouverture (plan xz) en $y = 0,25$ m ; a) scalaire passif ; b) vitesse suivant l'axe (z) ; c) norme de la vorticité ; d) composante ω_z de la vorticité

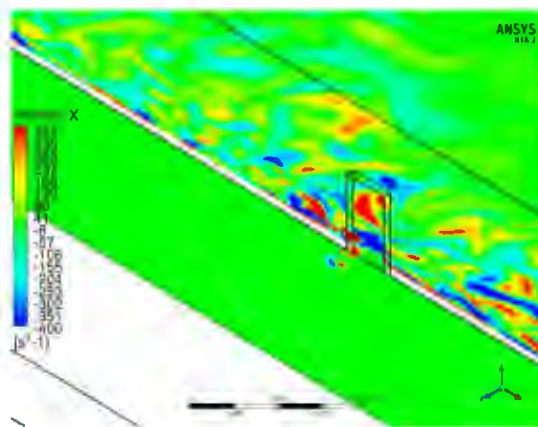


Figure 5.59 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2$ s - plan horizontal médian de l'ouverture, composante ω_x de la vorticité

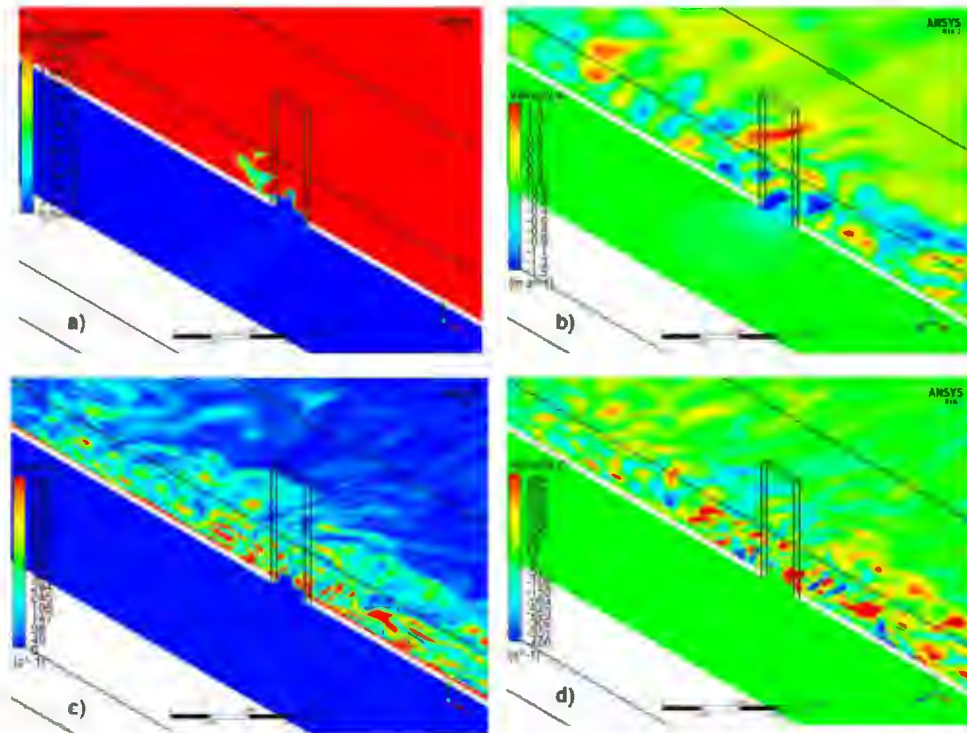


Figure 5.60 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2$ s - plan horizontal inférieur de l'ouverture (plan xz) en $y = 0,21$ m ; a) scalaire passif ; b) vitesse suivant l'axe (z) ; c) norme de la vorticité ; d) composante ω_z de la vorticité

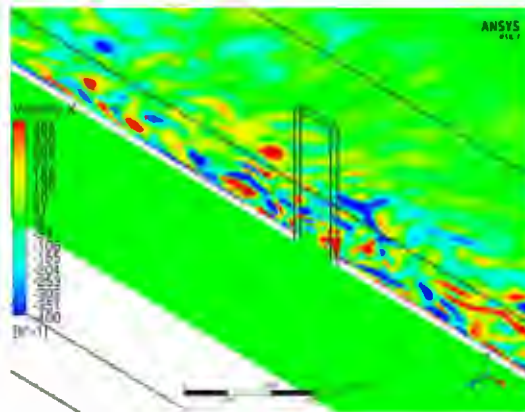


Figure 5.61 : visualisation de la rétrodiffusion à l'instant $t = 2,2$ s - plan horizontal inférieur de l'ouverture, composante ω_x de la vorticité

5.2.4.3 Comparaison des champs moyens RANS et LES

On présente dans cette partie, les vitesses perturbatrices données par la solution LES instantanée à différents instants t de la simulation. La vitesse perturbatrice issue des résultats de LES moyennés dans le temps est comparée à celle donnée par la solution stationnaire RANS. Ces valeurs sont confrontées à la vitesse perturbatrice mesurée expérimentalement. Celle-ci est évaluée au niveau du plan central horizontal, en amont de l'ouverture, au premier bord, à 3 cm de la paroi contenant l'ouverture, au point de coordonnées suivantes $(x, y, z) = (0,615 \text{ m}; 0,25 \text{ m}; 0,47 \text{ m})$.

Dans le Tableau 5.9, les valeurs instantanées et les moyennes dans le temps de la vitesse perturbatrice en amont de l'ouverture, données par la solution LES, sont comparées à plusieurs instants de la simulation.

Tableau 5.9 : vitesses perturbatrices issues de la simulation LES ; vitesses instantanées et moyennes temporelles - cas du perturbateur de type jet pariétal interne

Instant t (s) de la simulation	Vitesse 'LES' V_x moyennée dans le temps ($m.s^{-1}$)	Vitesse 'LES' V_x instantanée ($m.s^{-1}$)
1,4 s	-3,34 $m.s^{-1}$	-2,57 $m.s^{-1}$
2,2 s	-3,43 $m.s^{-1}$	-3,05 $m.s^{-1}$
3,9 s	-3,30 $m.s^{-1}$	-2,04 $m.s^{-1}$
4,24 s	-3,33 $m.s^{-1}$	-2,34 $m.s^{-1}$
4,4 s	-3,35 $m.s^{-1}$	-4,68 $m.s^{-1}$
4,52 s	-3,38 $m.s^{-1}$	-4,48 $m.s^{-1}$
5,47 s	-3,34 $m.s^{-1}$	-3,47 $m.s^{-1}$
5,74 s	-3,37 $m.s^{-1}$	-3,50 $m.s^{-1}$
5,99 s	-3,38 $m.s^{-1}$	-5,03 $m.s^{-1}$
6,12 s	-3,38 $m.s^{-1}$	-3,39 $m.s^{-1}$
6,15 s	-3,38 $m.s^{-1}$	-3,32 $m.s^{-1}$
6,25 s	-3,38 $m.s^{-1}$	-2,10 $m.s^{-1}$
6,40 s	-3,38 $m.s^{-1}$	-4,32 $m.s^{-1}$
6,54 s	-3,38 $m.s^{-1}$	-3,75 $m.s^{-1}$

D'après les valeurs du Tableau 5.9, la vitesse perturbatrice moyennée temporellement converge vers la valeur $V_x = -3,38 m.s^{-1}$, alors que les vitesses instantanées sont fortement fluctuantes et varient entre $-2 m.s^{-1}$ et $-5 m.s^{-1}$. La solution RANS stationnaire fournit une vitesse perturbatrice axiale $V_x = -3,8 m.s^{-1}$; la vitesse perturbatrice donnée par les mesures expérimentales à ce même point de mesure est de l'ordre de $V_x = -3 \pm 0,08 (2,57 \%) m.s^{-1}$ ⁵.

Les iso-contours des vitesses axiales (axe du jet pariétal) dans le plan vertical du jet perturbateur, issues des simulations LES instantanées ($t = 2,2 s$; $t = 4,52 s$ et $t = 6,15 s$) montrent des vitesses fluctuantes sur toute la surface de l'ouverture (Figure 5.62), ce qui explique le déplacement des structures rétrodiffusées sur la hauteur de l'ouverture d'un instant à un autre.

⁵ L'incertitude donnée ici est une incertitude de mesure ; l'incertitude sur la position du point de mesure n'est pas évaluée.

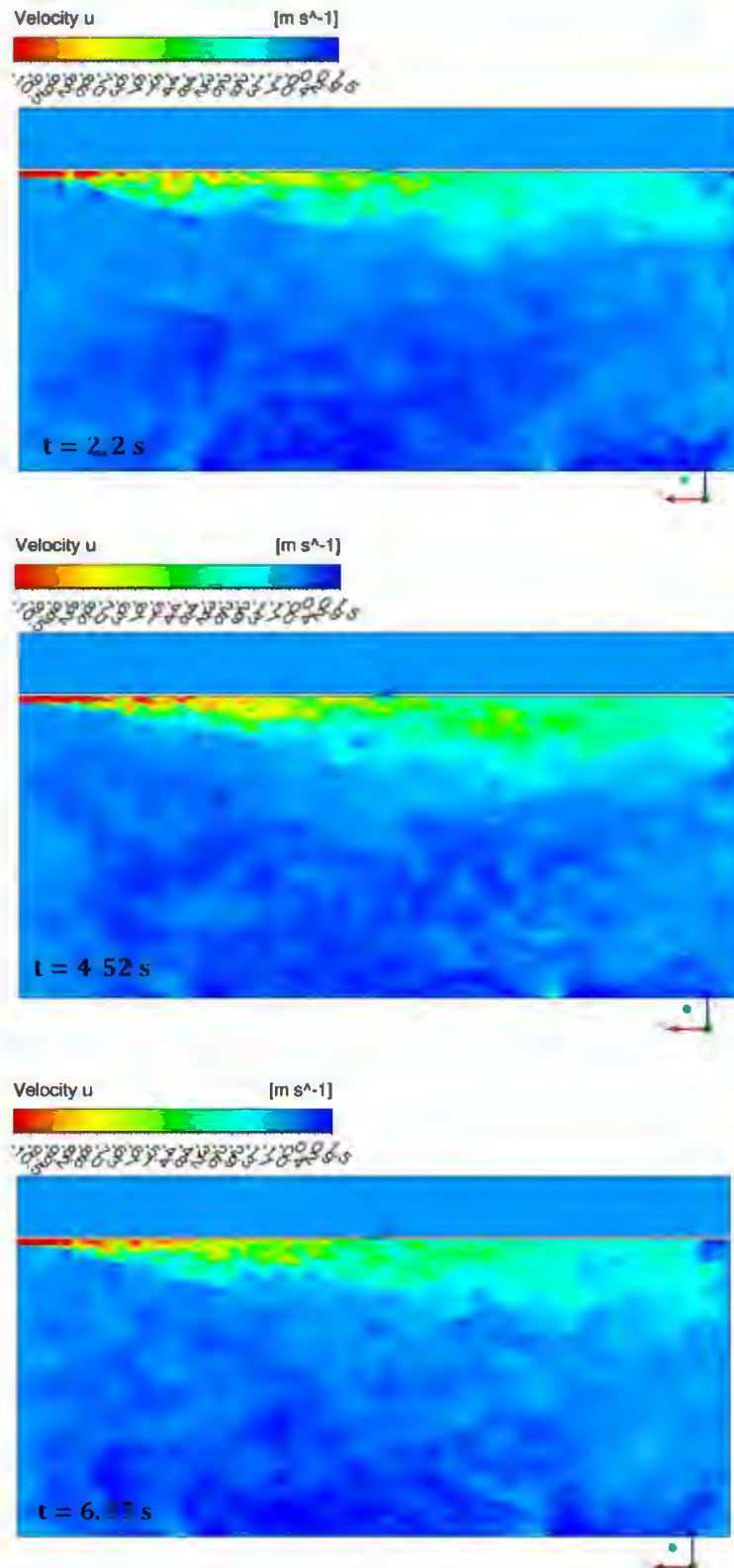


Figure 5.62 : champs instantanés de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan horizontal médian de l'ouverture - résultats 'LES' instantanés, cas du jet perturbateur pariétal interne à $t = 2,2$ s ; $t = 4,52$ s et $t = 6,15$ s

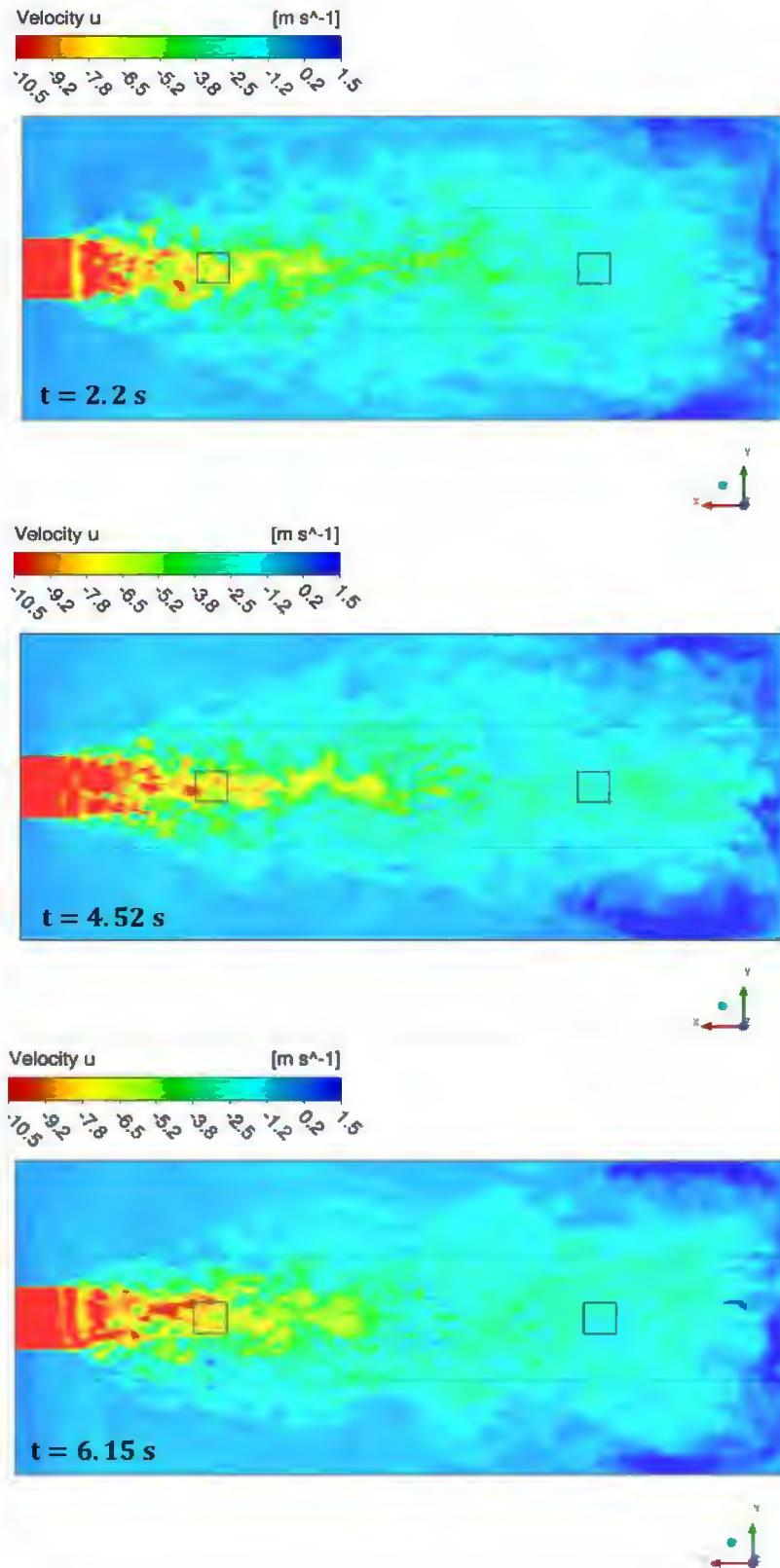


Figure 5.63 : champs de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan vertical médian de la fente d'injection, jet perturbateur pariétal interne à $t = 2,2$ s, $t = 4,52$ s et $t = 6,15$ s

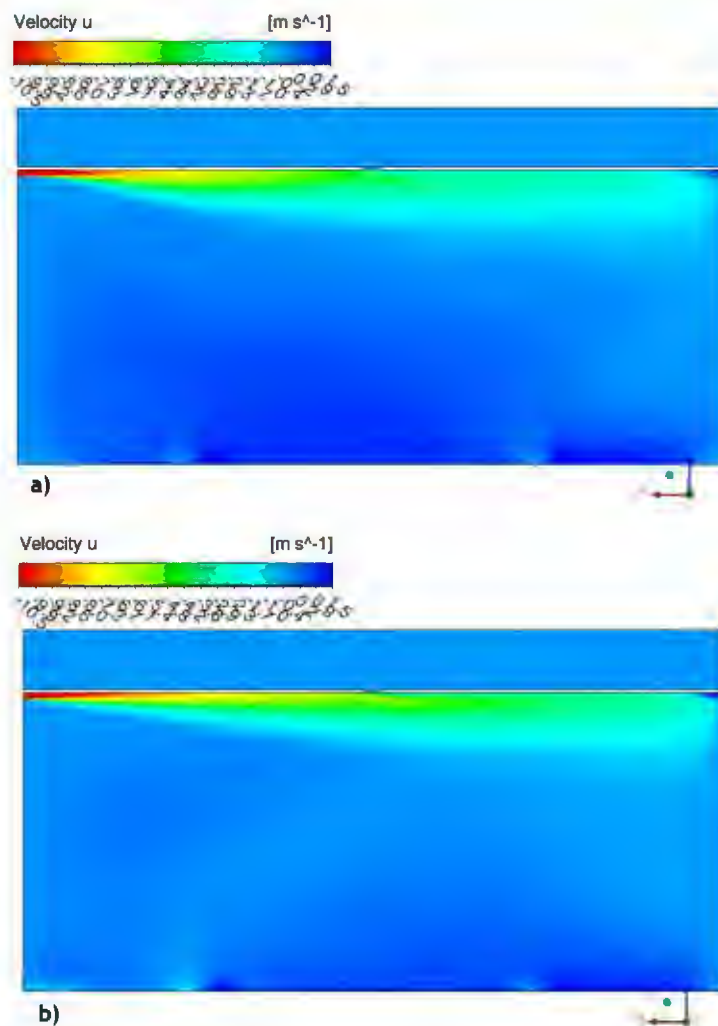


Figure 5.64 : champs de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan horizontal médian de l'ouverture, jet perturbateur pariétal interne ; a) moyenne temporelle des résultats LES à $t = 6,15$ s ; b) simulation RANS

On remarque que la simulation RANS a tendance à légèrement surestimer les valeurs moyennes de la vitesse perturbatrice (Figure 5.64), par rapport à la solution LES moyennée dans le temps. La vitesse perturbatrice moyenne issue de la solution LES se rapproche davantage de la vitesse mesurée expérimentalement.

On remarque aussi que la décroissance des vitesses axiales du jet perturbateur, issue de la solution RANS, s'étend sur une distance plus importante que pour le calcul LES instationnaire (Figure 5.65). Par conséquent, les vitesses perturbatrices arrivant à l'ouverture sont surestimées dans le cas de la solution RANS.

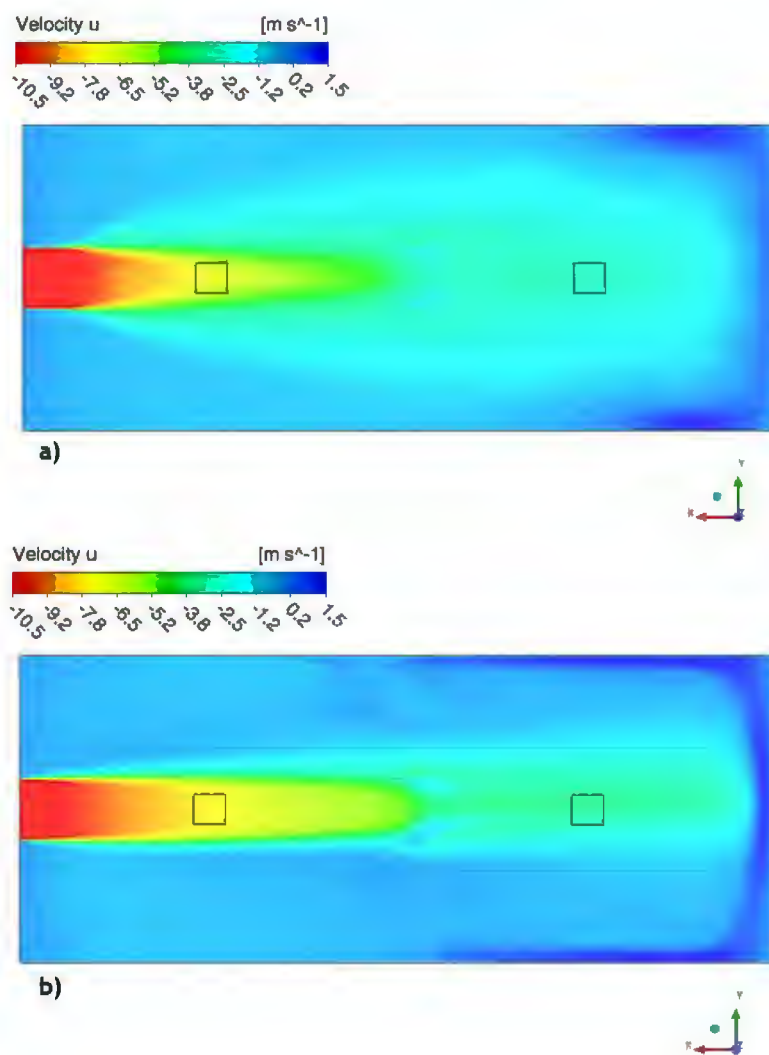


Figure 5.65 : champs de la vitesse axiale (suivant (x)) dans le plan vertical médian de la fente d'injection, jet perturbateur pariétal interne ; a) moyenne temporelle des résultats LES à $t = 6,15\ s$; b) solution stationnaire RANS

5.2.4.4 Discussion

L'étude des jets perturbateurs pariétaux à l'intérieur et à l'extérieur de l'enceinte, réalisée sur la base des simulations LES, a permis de mettre en évidence la présence de rétrodiffusion dans les deux cas.

L'analyse des structures cohérentes dans le champ proche de l'ouverture, montre que ce sont les instabilités liées à la structure de l'écoulement du jet qui donnent lieu aux détachements tourbillonnaires. Ces derniers se forment, dans le cas des jets externe et interne, au niveau du deuxième bord de l'ouverture, de manière instationnaire, sur toute la longueur de l'ouverture. Par ailleurs, la disposition du jet externe propage les structures rétrodiffusées sur une distance plutôt importante. En revanche, les structures rétrodiffusées par le jet pariétal interne restent dans une zone très limitée, localisée autour de l'ouverture.

5.3 Conclusion

Les éléments présentés dans la première partie de ce chapitre permettent de conclure qu'une solution URANS basée sur un modèle de turbulence classique est incapable de reproduire les instabilités qui sont à l'origine de la rétrodiffusion, à travers l'ouverture étudiée. Par la suite, les simulations LES des trois cas de perturbateurs de type jets (interne libre, interne pariétal et externe pariétal) ont montré la présence du phénomène de rétrodiffusion, à l'extérieur de l'enceinte. Le modèle de sous-maille WALE, le mieux adapté aux géométries présentant des zones pariétales, a été utilisé pour ces trois configurations.

L'analyse des structures cohérentes a montré l'influence de l'orientation de la perturbation par rapport à l'ouverture, sur le taux de rétrodiffusion et sa propagation dans le milieu externe. En l'occurrence, le jet libre interne laisse apparaître d'importants détachements tourbillonnaires à travers toute la surface de l'ouverture, contrairement aux jets pariétaux où les détachements tourbillonnaires sont beaucoup moins abondants, et se forment essentiellement au niveau du deuxième bord vertical de l'ouverture. Par ailleurs, la comparaison des résultats de simulation des jets perturbateurs pariétaux a montré que le jet pariétal externe, du fait de l'entraînement généré autour de lui, donne lieu à de la rétrodiffusion plus significativement que le jet pariétal interne. Aussi, la propagation de la rétrodiffusion dans le premier cas est beaucoup plus importante. Le fait est, qu'une fois qu'ils sont détachés de l'ouverture, les tourbillons rétrodiffusés sont entraînés sur la paroi latérale par le jet perturbateur externe. Dans les deux cas, la spécificité géométrique de l'ouverture (bords et épaisseur de l'ouverture) est une source d'instabilité, et le deuxième bord de l'ouverture constitue une zone propice aux détachements tourbillonnaires.

En termes de perspectives, des approches numériques intermédiaires entre les méthodes RANS et LES existent et doivent être envisagées, ainsi que leur capacité à reproduire la rétrodiffusion testée. En particulier, des méthodes hybrides RANS/LES et des méthodes URANS avancées doivent être explorées. Ces dernières proposent des "corrections" aux modèles URANS classiques afin de mieux prévoir le niveau de viscosité turbulente et de l'adapter à la structure de chaque zone de l'écoulement.

CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

Le transfert d'une contamination à l'extérieur d'une enceinte ventilée au travers d'ouvertures existantes ou accidentelles est appelé communément « rétrodiffusion ». Ce phénomène est plus particulièrement susceptible de se produire pour des enceintes en faible dépression par rapport à leur environnement extérieur, telles que les sas de maintenance ou de démantèlement mis en œuvre dans les installations nucléaires.

Dans le domaine nucléaire, une valeur minimale de vitesse débitante à imposer aux ouvertures d'enceintes de confinement a longtemps été le seul critère à respecter pour garantir l'efficacité du confinement dynamique, sans pour autant tenir compte de la complexité des phénomènes physiques pouvant conduire à une rétrodiffusion. En effet, un tel critère ne prend pas suffisamment en compte la nature turbulente tridimensionnelle et instationnaire des écoulements pouvant se produire aux ouvertures. Depuis une dizaine d'années, la norme (ISO-17873, 2004) recommande de traiter chaque configuration de manière spécifique et de mettre en place une étude (expérimentale) en amont, pour chaque cas de figure afin d'en étudier les risques potentiels de rétrodiffusion. De ce fait, chaque exploitant utilise ses propres critères en fonction du niveau de risque du chantier, du type de sas mis en œuvre et des opérations prévues au sein de ce confinement.

Par ailleurs, à notre connaissance, aucune étude à ce jour n'a été menée dans le but de comprendre ce phénomène de rétrodiffusion et d'en identifier les causes. Une meilleure compréhension de la physique entrant en jeu permettrait de connaître les configurations favorisant le phénomène et ainsi de prendre les dispositions nécessaires pour s'en affranchir. C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail de cette thèse qui a consisté à mettre en place une démarche analytique basée sur l'étude, à l'échelle locale, des conditions aérodynamiques présentes à l'ouverture, susceptibles de donner lieu à la rétrodiffusion des polluants. De ce fait, des critères locaux ont été définis dans le but d'évaluer l'efficacité d'un confinement dynamique. Nous nous intéressons, dans le cadre de la thèse, aux petites ouvertures ($D_h < 10\text{ cm}$) de type fentes minces dotées de bords à arêtes vives et de faible épaisseur.

L'étude bibliographique présentée au chapitre 1 sur les critères de confinement dynamique des enceintes en général et des sas de chantiers en particulier a permis de souligner qu'il n'existait pas de critère universel permettant de garantir la non-rétrodiffusion des polluants aux ouvertures. On a aussi montré, dans ce chapitre, que les pertes de charge au niveau des ouvertures étudiées étaient essentiellement liées aux phénomènes de décollement dépendant de l'épaisseur, de la forme des bords de l'ouverture et du nombre de Reynolds, et ce, pour les écoulements modérément turbulents. Dans le cas des écoulements fortement turbulents, le coefficient de perte de charge devient constant pour les ouvertures minces. La synthèse bibliographique sur les travaux menés dans le domaine du confinement dynamique montre que ces derniers s'intéressent le plus souvent aux enceintes munies de grandes ouvertures (hottes et sorbonnes de laboratoire, boîtes à gants en cas d'arrachement de gants) et se limitent à évaluer la pertinence du critère de vitesse pour certaines configurations, comme par exemple la présence d'un opérateur devant une hotte ou l'action de l'ouverture/fermeture de la paroi frontale d'une sorbonne.

Il ressort des travaux sur la rétrodiffusion aux grandes ouvertures que l'apparition du phénomène est principalement liée à la présence d'un perturbateur additionnel. Ce perturbateur peut être situé à l'intérieur ou à l'extérieur de l'enceinte de confinement, sous la forme d'un écoulement de convection naturelle (issu d'une source locale de chaleur) ou d'un écoulement de convection forcée (ventilation, perturbation liée à un dispositif ou déplacement d'un opérateur), continu ou instationnaire. Dans le cadre des perturbations continues, notre intérêt s'est porté sur les jets plans turbulents selon plusieurs configurations (jet interne ou externe, pariétal ou libre). C'est une configuration académique suffisamment générique pour représenter plusieurs situations pratiques. Enfin, les différentes approches de modélisation de la turbulence utilisées dans cette étude (URANS, LES, DNS) ont été présentées.

Les études numériques et expérimentales préliminaires présentées dans le chapitre 2 ont porté sur l'effet d'un écoulement d'air additionnel situé à l'intérieur d'une enceinte de faible volume. On a mis en évidence, à travers des approches numériques bidimensionnelle et tridimensionnelle, les limites de la modélisation URANS qui a été incapable de reproduire le phénomène de rétrodiffusion dans le cas d'une perturbation interne transverse. Ce type de modélisation a permis de reproduire la structure globale de l'écoulement dans la géométrie simulée mais est restée très limitée pour le phénomène d'intérêt. Les transferts aérauliques instationnaires détectés au niveau de l'ouverture dans le cas d'un écoulement perturbateur face à l'ouverture sont à l'origine de la rétrodiffusion. Les simulations URANS n'ont pas restitué les structures tourbillonnaires observées expérimentalement par tomographie laser. Il convient, de plus, de souligner la spécificité de la configuration 3D étudiée, présentant des caractéristiques géométriques (coins, parois) pourtant favorables à la formation d'instabilités. Une attention particulière a été portée, lors du dimensionnement de l'enceinte expérimentale, aux différentes caractéristiques de l'ouverture, en particulier l'épaisseur de la paroi (chapitre 3). Au final, les enseignements tirés des résultats de l'étude préliminaire et de la recherche bibliographique ont guidé les choix des campagnes expérimentales et numériques présentées dans les chapitres 4 et 5.

Le chapitre 3 expose les paramètres sur lesquels se sont basées les études expérimentale et numérique ainsi que le choix des perturbations aérauliques retenues. Le banc expérimental final et les différents dispositifs qui l'accompagnent sont aussi détaillés dans ce chapitre. Deux grandeurs d'intérêt ont été définies : le coefficient de rétrodiffusion, qui est une grandeur relative permettant de déterminer la quantité de polluant issue de la rétrodiffusion, et le paramètre aéraulique adimensionnel V/U_{deb} , qui représente le rapport de la vitesse de perturbation à la vitesse débitante à l'ouverture, caractérisant ainsi les conditions aérauliques à l'ouverture. Les perturbations étudiées lors des expérimentations sont internes ou externes à l'enceinte de confinement. Deux configurations de perturbation sous la forme de jets plans turbulents ont été considérées à l'intérieur de l'enceinte : le jet libre turbulent à contre-courant de l'écoulement de confinement dynamique à l'ouverture et le jet pariétal turbulent transverse à cet écoulement. Deux autres configurations ont été considérées à l'extérieur de l'enceinte : le jet pariétal turbulent et l'écoulement transitoire lié au déplacement d'un obstacle, tous deux orientés dans la direction transversale à l'écoulement entrant à l'ouverture.

Le chapitre 4 présente l'ensemble des résultats de quantification de la rétrodiffusion basés sur l'étude de l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du paramètre aéraulique adimensionnel V/U_{deb} . L'étude de l'influence des conditions aérodynamiques à l'ouverture est réalisée sur une ouverture de référence de type fente rectangulaire d'épaisseur 5 mm, disposée sur une paroi rigide. L'influence des caractéristiques de l'ouverture, incluant l'épaisseur, le matériau

et la forme de celle-ci, est aussi étudiée, en confrontant les résultats à ceux obtenus pour l'ouverture de référence. Les résultats ont montré que, pour une même perturbation, les conditions aérauliques à l'ouverture ainsi que les caractéristiques de cette dernière n'ont aucune influence sur l'apparition du phénomène de rétrodiffusion. En effet, le début de la rétrodiffusion est observé, pour à peu près toujours la même valeur du rapport V/U_{deb} , et ce, quels que soient la vitesse débitante, la forme et l'épaisseur des bords de l'ouverture, ou encore le matériau de la paroi frontale contenant celle-ci. Ainsi, dans les conditions opératoires de notre étude, l'apparition de la rétrodiffusion se fait à $V/U_{deb} \sim 1$ pour la perturbation interne de type jet frontal à contre-courant et la perturbation externe liée au déplacement de l'obstacle, $V/U_{deb} \sim 2,5$ pour la perturbation liée au jet pariétal interne transverse et $V/U_{deb} \sim 3,5$ pour la perturbation de type jet pariétal externe transverse.

Dans le cadre de l'étude relative à l'influence des conditions aérauliques à l'ouverture, nous avons noté qu'il était délicat de comparer les courbes de rétrodiffusion des différentes perturbations entre elles. En effet, la méthode de collecte de la quantité de traceur soumis à la rétrodiffusion diffère d'une perturbation à une autre, et les conditions opératoires ne sont pas tout à fait les mêmes pour les perturbations interne et externe. Toutefois, on a pu déduire une tendance globale cohérente quant à la confrontation des résultats des perturbations internes entre elles. En effet, la perturbation injectée en face de l'ouverture et arrivant au droit de celle-ci présente, sans équivoque, beaucoup plus de rétrodiffusion que la perturbation dont la direction est transverse à l'écoulement entrant à l'ouverture. Par ailleurs, une influence significative de l'épaisseur des bords de l'ouverture sur l'évolution du taux de rétrodiffusion a été enregistrée pour la perturbation pariétale interne qui est en contact directe avec les bords de l'ouverture. Une faible épaisseur a ainsi conduit à davantage de rétrodiffusion. De la même manière, une ouverture dans une paroi souple a présenté plus de rétrodiffusion qu'une ouverture dans une paroi rigide. Il s'agit ici d'un paramètre lié à la tenue mécanique et à la robustesse du confinement statique de l'enceinte. Une paroi souple contenant l'ouverture présente une tenue mécanique moindre et peut être sujette à des déformations et à des vibrations.

Enfin, les expériences de visualisation laser réalisées lors de l'étude des perturbations induites par le mouvement d'une plaque devant l'ouverture et par un jet turbulent externe transverse ont montré une très bonne concordance avec les résultats des essais de traçage gazeux. Les ordres de grandeur des rapports V/U_{deb} pour lesquels des phénomènes de rétrodiffusion ont été visualisés qualitativement par tomographie laser ont été retrouvés lors des expériences de quantification.

Le dernier chapitre est consacré aux résultats des simulations numériques réalisées sur les configurations expérimentales étudiées dans le chapitre précédent. Dans un premier temps, deux simulations numériques instationnaires LES et URANS ont été confrontées. Le cas retenu est une perturbation interne sous la forme d'un jet à contre-courant, présentant expérimentalement une rétrodiffusion significative. La simulation LES a été capable de reproduire les phénomènes de détachement tourbillonnaires à l'ouverture, liés à la rétrodiffusion ; les échappements instationnaires du scalaire passif à travers l'ouverture ont également été observés par la simulation. L'approche URANS, en revanche, n'a pas pu reproduire ces phénomènes et un état stationnaire a été atteint par la simulation pourtant conduite en mode instationnaire, sans pouvoir reproduire une quelconque rétrodiffusion sur toute la durée de la simulation. De ce fait, on a choisi de réaliser, pour la suite de la campagne de simulations numériques, uniquement des simulations LES. Les moyennes temporelles de ces dernières ont été comparées aux résultats de calculs stationnaires RANS, en termes notamment de vitesses de perturbations. Par la suite, les simulations numériques LES et RANS de trois configurations de perturbation ayant montré expérimentalement un taux de rétrodiffusion significatif ont été réalisées. Ainsi, les perturbateurs interne à contre-courant, interne pariétal et externe pariétal ont été simulés numériquement. On a aussi confronté les

vitesse de perturbations issues des simulations RANS, de la moyenne temporelle des simulations LES et des mesures expérimentales ; les résultats numériques et expérimentaux sont concordants avec, toutefois, une légère surestimation de la vitesse dans le cas des simulations numériques RANS. Dans les simulations LES, la visualisation des structures cohérentes de l'écoulement et des champs de vorticité a permis de mettre en évidence l'aspect tourbillonnaire et la nature fortement instationnaire des écoulements entrant en jeu, dans le champ proche de l'ouverture, dans l'apparition du phénomène. Les résultats des simulations LES concordent qualitativement avec les résultats obtenus expérimentalement. Une analyse de visualisation des structures cohérentes et des champs instantanés de scalaire passif a montré que la perturbation du jet interne à contre-courant est la plus favorable à la génération de la rétrodiffusion, suivie de celle du jet externe pariétal transverse et enfin de la perturbation du jet interne pariétal transverse qui a montré, de manière qualitative, le moins de rétrodiffusion.

Les perspectives de cette thèse à court et moyen terme sont nombreuses et couvrent à la fois les aspects numériques et expérimentaux de l'étude. D'un point de vue numérique, des méthodes intermédiaires entre le URANS et la LES nécessitent d'être étudiées et leur capacité à reproduire le phénomène de rétrodiffusion évaluée. En effet, les simulations LES sont extrêmement c teuses en temps de calcul et ne peuvent pas être généralisées à une étude systématique du phénomène dans des conditions plus proches de l'application. Les méthodes hybrides DES 'Detached Eddy Simulation' consistent à utiliser l'approche statistique (RANS) dans les zones pariétales et l'approche LES loin des parois. L'approche DES est adaptée aux configurations sujettes à des décollements massifs (Shur, Spalart, Strelets, & Travin, 1999), (Travin, Shur, & Strelets, Oct, 2000), (Strelets, July, 2001). Des méthodes URANS avancées doivent également être explorées. Ces dernières proposent des "corrections" aux modèles URANS classiques afin de mieux prévoir le niveau de viscosité turbulente et de l'adapter à la structure de chaque zone de l'écoulement. Ces méthodes alternatives pourraient réduire les côtés de calcul liés à la LES et permettre ainsi de simuler le phénomène de rétrodiffusion dans des volumes importants à l'échelle industrielle.

D'un point de vue expérimental, l'une des perspectives particulièrement intéressante de cette thèse serait de parvenir à adapter la maquette expérimentale afin d'être en mesure de quantifier la quantité totale de traceur soumis à la rétrodiffusion. Par ailleurs, le niveau de rétrodiffusion à l'ouverture est susceptible d'être influencé par la nature particulaire de certains polluants ; il est donc envisagé d'étudier la rétrodiffusion d'aérosols de diamètre aérodynamique compris entre 0,1 μm et 10 μm .

Enfin, afin de valider à l'échelle industrielle les résultats obtenus à petite échelle, les différents scénarios de perturbation retenus dans la thèse pourraient être reproduits au niveau d'un sas réel. La démarche serait de générer des perturbations à l'intérieur ou à l'extérieur du sas réel, de telle manière à obtenir des conditions aérodynamiques, à l'ouverture, similaires à celles de notre étude. Si les expériences réalisées sur le sas réel respectent en tout point les mêmes conditions aérodynamiques à l'ouverture étudiées dans le cadre de la thèse, on devrait pouvoir retrouver les mêmes résultats de rétrodiffusion que ceux issus des expérimentations sur l'enceinte de faible volume de la thèse.

ANNEXES

A. Expériences de Visualisation laser : perturbation du niveau de dépression de l'enceinte

A.1. Description de l'expérience

On réalise, dans cette partie, des visualisations laser de la rétrodiffusion potentiellement produite dans le cas d'une perturbation du débit d'extraction et par conséquent, du niveau de dépression dans l'enceinte. Pour ce faire, on a introduit dans le réseau d'extraction de l'enceinte une vanne trois voies pilotée manuellement comme illustrée sur la Figure 0.1. Une acquisition du différentiel de pression de l'enceinte est mise en œuvre pendant toute la durée de l'essai.

Les champs de visualisation sont réalisés dans le plan vertical médian de l'ouverture (Figure 0.2). L'objectif est de reproduire des scénarios de perte ou de reprise de confinement dynamique. La dépression initiale imposée dans l'enceinte est $\Delta P_{\text{enceinte}} = -1,5 \text{ Pa}$; elle correspond à une vitesse débitante $U_{\text{déb}} = 1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

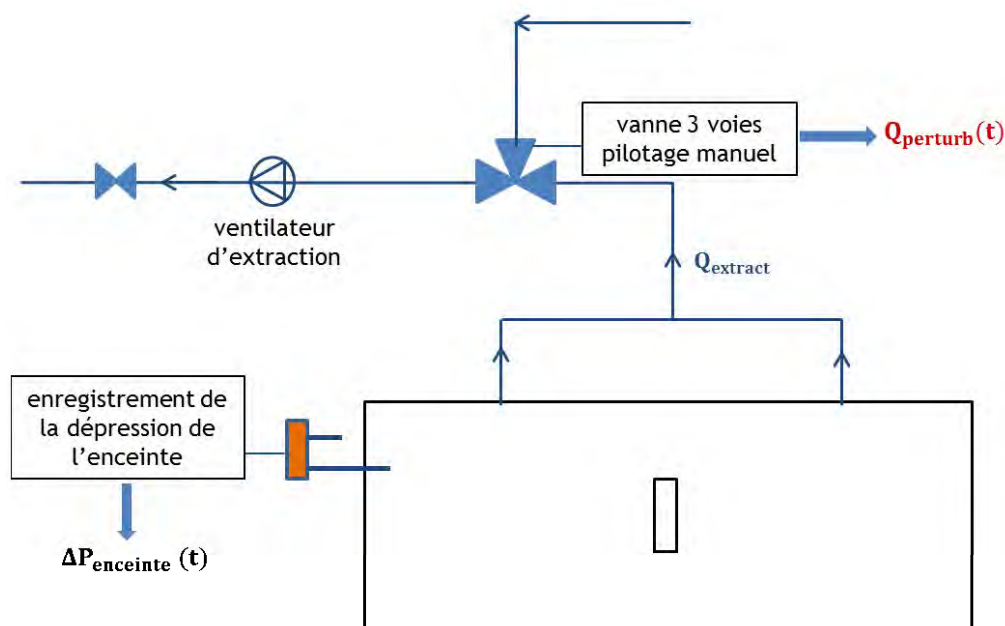


Figure 0.1 : représentation schématique du montage expérimental - perturbation du niveau de la dépression dans l'enceinte

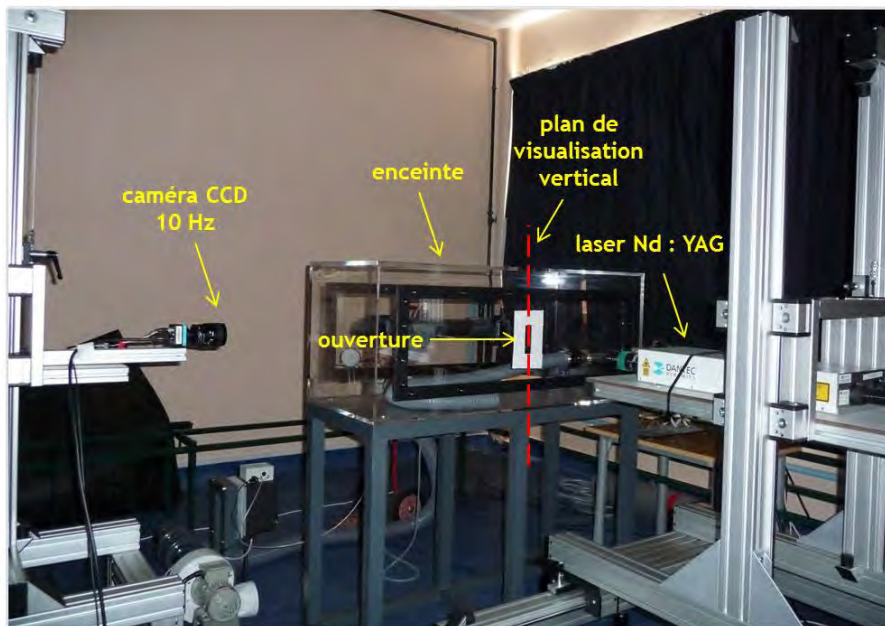


Figure 0.2 : disposition du système de visualisation laser-caméra pour l'essai de la perturbation du niveau de dépression dans l'enceinte

A.2. Résultats de visualisations laser

Deux configurations de la perturbation par la vanne trois voies sont étudiées :

- configuration 1 : perte/reprise brusque du confinement dynamique (fermeture/ouverture brusque de la vanne, période $T = 2\text{ s}; 3\text{ s}$). Le signal de suivi temporel du niveau de dépression pendant l'essai est présenté sur la Figure 0.3 et les champs instantanés du traceur de l'écoulement sont présentés sur la Figure 0.4.

- configuration 2 : perte/reprise périodique du confinement dynamique (fermeture/ouverture lente de la vanne $T = 10\text{ s}$). Le signal de suivi temporel du niveau de dépression pendant l'essai est présenté sur la Figure 0.5 et les champs instantanés du traceur de l'écoulement sont présentés dans la Figure 0.6.

Configuration 1

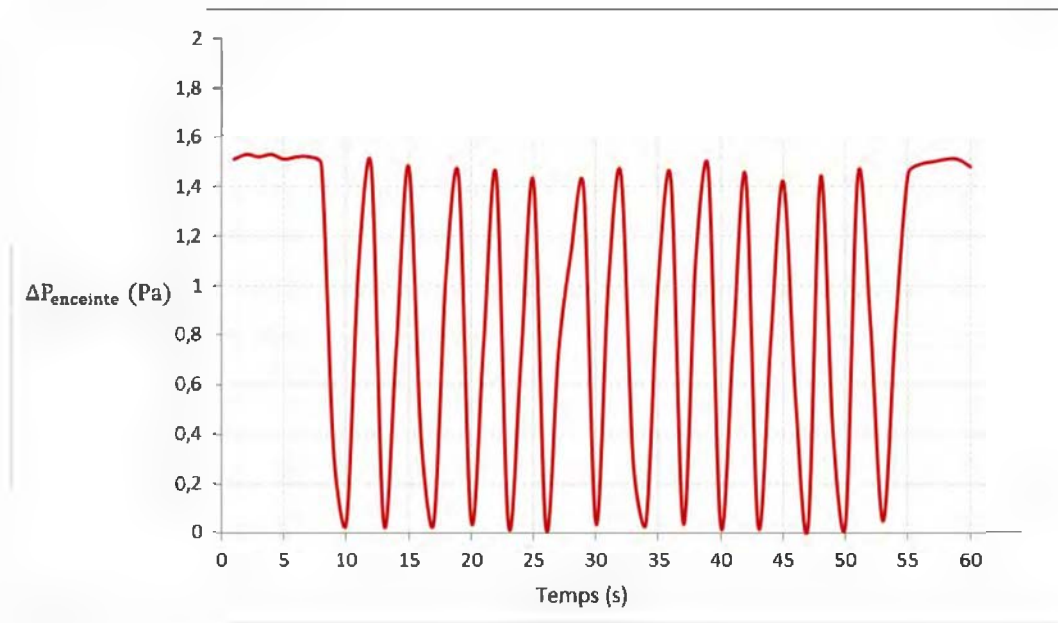


Figure 0.3 : évolution temporelle du niveau de dépression dans l'enceinte durant un essai de perte/reprise brusque du confinement dynamique (période $T = 2 \text{ s} ; 3 \text{ s}$)

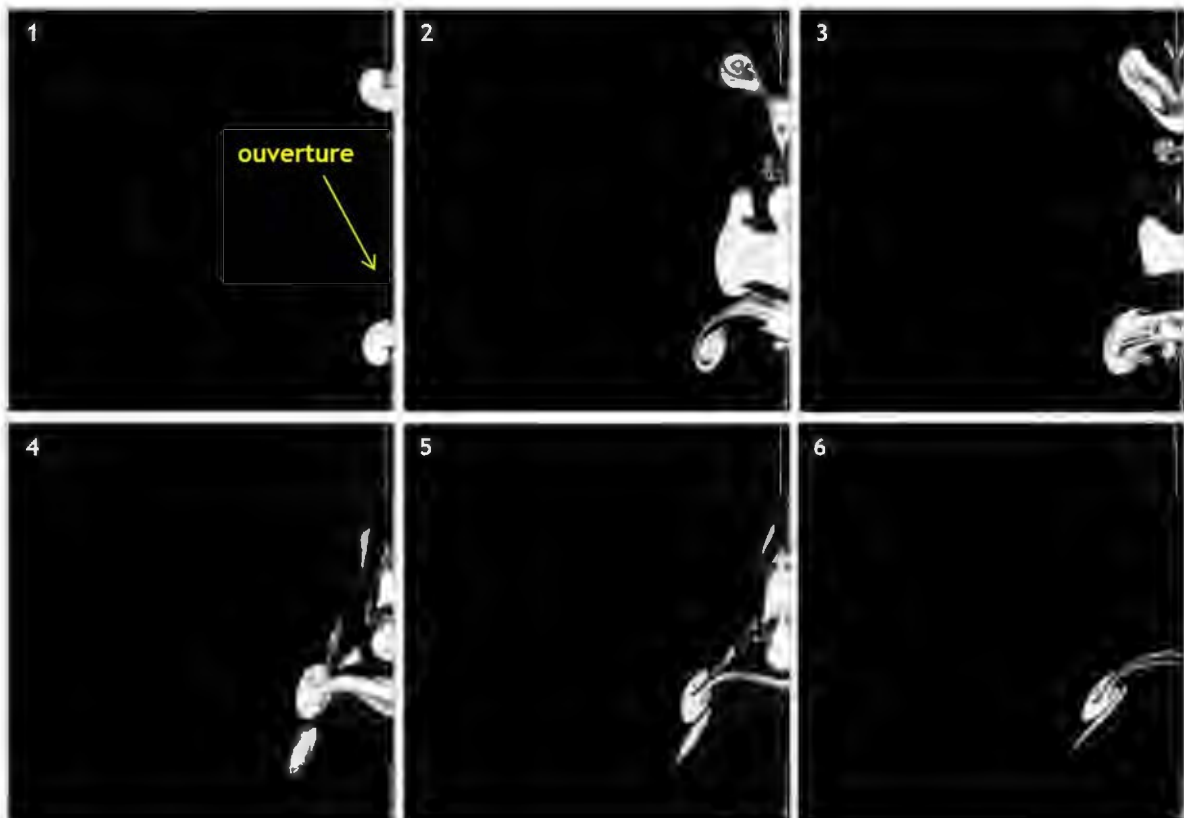


Figure 0.4 : suivi des champs instantanés du traceur de l'écoulement (rétrodiffusé) dans le plan vertical médian de l'ouverture pendant un cycle de perte/reprise brusque du confinement dynamique - (lecture de la gauche vers la droite)

Sur la Figure 0.4, les instantanés 1 et 2 correspondent à la perte de confinement dynamique et la sortie de la rétrodiffusion. Les instantanés 3, 4, 5 et 6 correspondent à la reprise du confinement dynamique.

Configuration 2

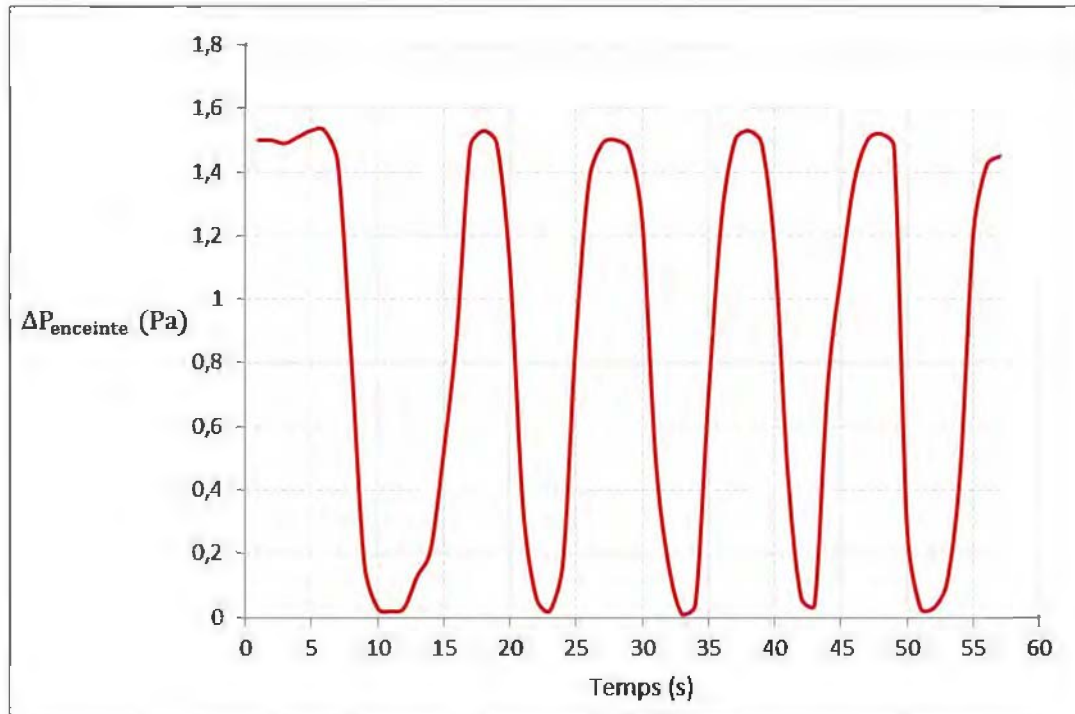


Figure 0.5 : évolution temporelle du niveau de dépression dans l'enceinte durant un essai de perte/reprise périodique du confinement dynamique (période $T = 10$ s)

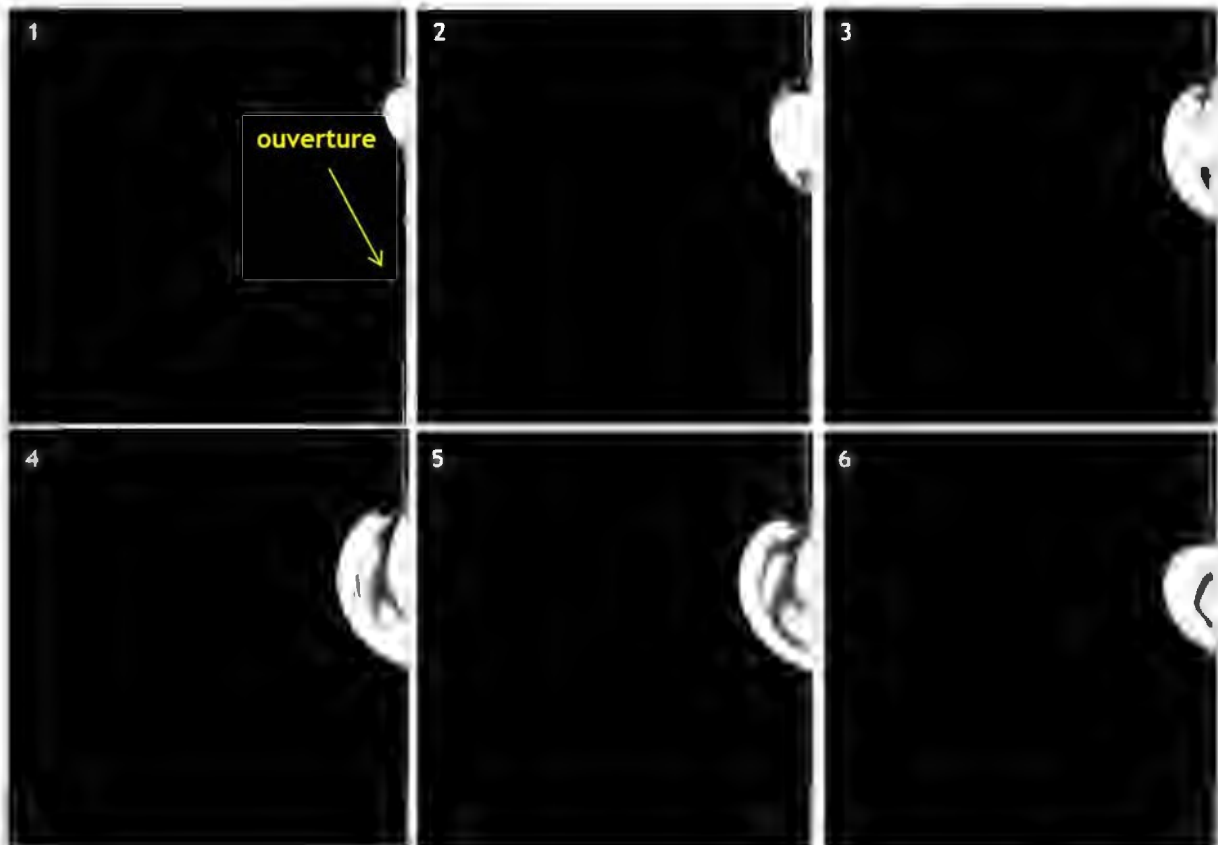


Figure 0.6 : suivi temporel des champs instantanés du traceur de l'écoulement (rétrodiffusé) dans le plan vertical médian de l'ouverture pendant un cycle de perte/reprise (lent) du confinement dynamique - (lecture de la gauche vers la droite)

Sur la Figure 0.6, les instantanés 1, 2, 3 et 4 correspondent à la perte de confinement dynamique. Les instantanés 5 et 6 correspondent au début de la reprise du confinement dynamique.

Les champs instantanés de diffusion lumineuse du traceur obtenus pour les deux configurations ci-dessus représentent une période de perte/reprise du confinement dynamique (cycle brusque ou cycle lent). On constate pour la configuration 1 (Figure 0.4), l'échappement du traceur à travers toute la longueur de l'ouverture : la rétrodiffusion apparaît sous la forme de structures tourbillonnaires qui sont immédiatement aspirées à l'intérieur de l'enceinte lors de la reprise instantanée et brusque du confinement dynamique, sans avoir le temps de se détacher complètement de l'ouverture. Cette manœuvre dure seulement deux secondes. La configuration 2 (Figure 0.6) montre une bouffée de fumigène de forme compacte et arrondie à l'ouverture qui n'a pas le temps de se former complètement avant d'être aspirée à nouveau pendant la durée de la manœuvre de reprise de l'extraction (dix secondes). La visualisation réalisée sur un seul plan n'exclut pas la possibilité d'un décollement du traceur par d'autres plans non explorés.

On déduit que la dynamique de l'action de perte/reprise de confinement possède une grande influence sur la nature de la rétrodiffusion (structure turbulente ou bouffée). Plus la dynamique de l'ouverture/fermeture de la vanne est rapide plus le phénomène de rétrodiffusion est susceptible de se produire.

B. Evolution du coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}}$ en fonction de $V/U_{\text{déb}}$

B.1. Influence des conditions aérauliques à l'ouverture

On présente dans cette section de l'annexe B les valeurs de V , $V/U_{\text{déb}}$ et des coefficients de rétrodiffusion obtenues pour chacune des perturbations liées aux jets turbulents et pour les trois vitesses débitantes à l'ouverture étudiées. Les courbes de rétrodiffusion relatives à chaque cas de figures sont aussi présentées.

B.1.1. Perturbation de type jet pariétal interne 'transverse'

B.1.1.1. $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$

Tableau 0.1 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{\text{déb}}$) et coefficients de rétrodiffusion - perturbation du jet pariétal interne - $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m.s^{-1})	$V/U_{\text{déb}}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}}$ (%)
$3,00 \pm 0,06$	$5,82 \pm 0,33$	$11,97 \pm 1,21$
$2,75 \pm 0,08$	$5,34 \pm 0,37$	$9,04 \pm 1,15$
$2,53 \pm 0,03$	$4,90 \pm 0,31$	$4,34 \pm 1,08$
$2,3 \pm 0,07$	$4,52 \pm 0,37$	$2,14 \pm 0,43$
$2,15 \pm 0,08$	$4,17 \pm 0,31$	$0,94 \pm 0,22$
$1,83 \pm 0,05$	$3,55 \pm 0,34$	$0,37 \pm 0,13$
$1,65 \pm 0,06$	$3,21 \pm 0,33$	$0,29 \pm 0,13$
$1,5 \pm 0,06$	$2,87 \pm 0,23$	$0,18 \pm 0,09$
$1,3 \pm 0,06$	$2,5 \pm 0,21$	$0,1 \pm 0,07$

B.1.1.2. $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ Tableau 0.2 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal interne - $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m.s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$5,35 \pm 0,068$	$5,2 \pm 0,34$	$4,53 \pm 0,58$
$5,1 \pm 0,067$	$4,88 \pm 0,28$	$3,78 \pm 0,59$
$4,6 \pm 0,064$	$4,47 \pm 0,29$	$2,19 \pm 0,39$
$4,275 \pm 0,071$	$4,15 \pm 0,26$	$1,63 \pm 0,29$
$4,025 \pm 0,07$	$3,91 \pm 0,24$	$1,23 \pm 0,25$
$3,775 \pm 0,069$	$3,67 \pm 0,26$	$0,79 \pm 0,21$
$3,5 \pm 0,091$	$3,40 \pm 0,20$	$0,56 \pm 0,20$
$3,1 \pm 0,07$	$2,94 \pm 0,18$	$0,33 \pm 0,13$
$2,8 \pm 0,06$	$2,65 \pm 0,16$	$0,18 \pm 0,11$
$2,6 \pm 0,06$	$2,46 \pm 0,16$	$0,11 \pm 0,08$

B.1.1.3. $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$ Tableau 0.3 : paramètres aérauliques et coefficients (V , $V/U_{déb}$) de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal interne - $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m.s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$7,90 \pm 0,11$	$5,21 \pm 0,29$	$1,98 \pm 0,27$
$7,33 \pm 0,09$	$4,83 \pm 0,27$	$1,64 \pm 0,27$
$7,00 \pm 0,08$	$4,62 \pm 0,26$	$1,24 \pm 0,27$
$6,80 \pm 0,16$	$4,48 \pm 0,25$	$1,06 \pm 0,24$
$6,15 \pm 0,22$	$4,05 \pm 0,24$	$0,83 \pm 0,17$
$5,83 \pm 0,08$	$3,84 \pm 0,22$	$0,60 \pm 0,17$
$5,4 \pm 0,07$	$3,56 \pm 0,20$	$0,45 \pm 0,18$
$4,75 \pm 0,09$	$3,11 \pm 0,18$	$0,27 \pm 0,11$
$4,15 \pm 0,09$	$2,71 \pm 0,15$	$0,17 \pm 0,09$
$3,70 \pm 0,08$	$2,40 \pm 0,14$	$0,11 \pm 0,06$

B.1.2. Perturbation de type jet pariétal externe 'transverse'

B.1.2.1. $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$

Tableau 0.4 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{déb}$) et coefficient de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal externe - $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m.s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$4,60 \pm 0,09$	$9,25 \pm 0,64$	$4,19 \pm 0,56$
$4,40 \pm 0,09$	$8,85 \pm 0,61$	$3,57 \pm 0,47$
$4,10 \pm 0,09$	$8,24 \pm 0,57$	$2,64 \pm 0,36$
$3,80 \pm 0,08$	$7,64 \pm 0,53$	$2,15 \pm 0,30$
$3,20 \pm 0,08$	$6,43 \pm 0,45$	$1,77 \pm 0,26$
$3,00 \pm 0,06$	$6,10 \pm 0,54$	$1,41 \pm 0,18$
$2,44 \pm 0,12$	$4,97 \pm 0,43$	$0,75 \pm 0,21$
$2,19 \pm 0,07$	$4,40 \pm 0,31$	$0,55 \pm 0,10$
$1,75 \pm 0,07$	$3,63 \pm 0,35$	$0,14 \pm 0,05$
$1,64 \pm 0,05$	$3,35 \pm 0,30$	$0,06 \pm 0,03$

B.1.2.2. $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

Tableau 0.5 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal externe - $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m.s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$7,50 \pm 0,12$	$7,20 \pm 0,50$	$2,14 \pm 0,28$
$6,85 \pm 0,11$	$6,60 \pm 0,45$	$1,60 \pm 0,21$
$6,05 \pm 0,29$	$5,85 \pm 0,40$	$1,1 \pm 0,11$
$5,65 \pm 0,16$	$5,46 \pm 0,30$	$0,80 \pm 0,10$
$5,20 \pm 0,33$	$5,00 \pm 0,30$	$0,46 \pm 0,10$
$4,80 \pm 0,09$	$4,67 \pm 0,30$	$0,26 \pm 0,07$
$4,20 \pm 0,22$	$4,05 \pm 0,30$	$0,14 \pm 0,05$
$4,00 \pm 0,09$	$3,84 \pm 0,28$	$0,07 \pm 0,04$
$3,53 \pm 0,19$	$3,40 \pm 0,25$	$0,04 \pm 0,02$

B.1.2.3. $U_{déb} = 1,5 \text{ m. s}^{-1}$ Tableau 0.6 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet pariétal externe - $U_{déb} = 1,5 \text{ m. s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m. s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$9,30 \pm 0,13$	$6,00 \pm 0,63$	$1,36 \pm 0,28$
$8,65 \pm 0,13$	$5,50 \pm 0,6$	$0,86 \pm 0,20$
$8,25 \pm 0,12$	$5,30 \pm 0,55$	$0,62 \pm 0,14$
$7,70 \pm 0,11$	$5 \pm 0,4$	$0,40 \pm 0,07$
$7,10 \pm 0,08$	$4,5 \pm 0,38$	$0,27 \pm 0,07$
$6,45 \pm 0,16$	$4,15 \pm 0,35$	$0,16 \pm 0,05$
$6,10 \pm 0,10$	$3,94 \pm 0,2$	$0,12 \pm 0,05$
$5,45 \pm 0,10$	$3,52 \pm 0,18$	$0,05 \pm 0,03$

B.1.3. Perturbation de type jet libre interne à contre-courant**B.1.3.1. $U_{déb} = 0,5 \text{ m. s}^{-1}$** Tableau 0.7 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet libre interne - $U_{déb} = 0,5 \text{ m. s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m. s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$2,00 \pm 0,05$	$3,94 \pm 0,32$	$15,2 \pm 1,54$
$1,80 \pm 0,06$	$3,55 \pm 0,31$	$13,8 \pm 1,54$
$1,40 \pm 0,05$	$2,75 \pm 0,24$	$8,5 \pm 1,14$
$1,13 \pm 0,05$	$2,22 \pm 0,19$	$3,2 \pm 0,39$
$0,92 \pm 0,05$	$1,82 \pm 0,16$	$0,5 \pm 0,15$
$0,78 \pm 0,04$	$1,54 \pm 0,15$	$0,3 \pm 0,12$
$0,64 \pm 0,04$	$1,25 \pm 0,14$	$0,17 \pm 0,08$
$0,5 \pm 0,03$	$1,00 \pm 0,10$	$0,08 \pm 0,05$

B.1.3.2. $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$ Tableau 0.8 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet libre interne - $U_{déb} = 1 \text{ m.s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m.s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$2,95 \pm 0,09$	$2,83 \pm 0,28$	$11,17 \pm 1,71$
$2,83 \pm 0,09$	$2,71 \pm 0,27$	$8,89 \pm 1,36$
$2,34 \pm 0,09$	$2,24 \pm 0,23$	$5,42 \pm 0,89$
$2,14 \pm 0,08$	$2,05 \pm 0,21$	$2,47 \pm 0,46$
$1,94 \pm 0,13$	$1,86 \pm 0,20$	$0,89 \pm 0,20$
$1,57 \pm 0,12$	$1,50 \pm 0,16$	$0,39 \pm 0,11$
$1,23 \pm 0,06$	$1,17 \pm 0,13$	$0,23 \pm 0,09$
$0,95 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,10$	$0,08 \pm 0,03$

B.1.3.3. $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$ Tableau 0.9 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet libre interne - $U_{déb} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m.s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$3,90 \pm 0,08$	$2,53 \pm 0,18$	$12,90 \pm 1,88$
$3,73 \pm 0,12$	$2,38 \pm 0,17$	$10,84 \pm 1,18$
$3,45 \pm 0,09$	$2,21 \pm 0,15$	$7,70 \pm 1,10$
$3,25 \pm 0,09$	$2,01 \pm 0,14$	$4,83 \pm 0,64$
$2,98 \pm 0,06$	$1,90 \pm 0,12$	$2,36 \pm 0,33$
$2,78 \pm 0,06$	$1,77 \pm 0,11$	$0,87 \pm 0,20$
$2,32 \pm 0,08$	$1,48 \pm 0,10$	$0,40 \pm 0,12$
$2,00 \pm 0,06$	$1,26 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,09$
$1,60 \pm 0,05$	$1,01 \pm 0,08$	$0,1 \pm 0,06$

B.1.4. Perturbation du déplacement transversal d'une plaque devant l'ouverture

Les valeurs présentées dans le Tableau 0.10 sont relatives à l'essai de la perturbation par la plaque mobile dans le cas d'une ouverture rectangulaire de 5 mm d'épaisseur. On présente l'ensemble des valeurs de la vitesse débitante à l'ouverture, du débit d'extraction et de la dépression initiale de l'enceinte, ainsi que celles du rapport $V/U_{\text{déb}}$ et du coefficient de rétrodiffusion.

Tableau 0.10 : paramètres aérauliques et coefficients de rétrodiffusion, perturbation de la plaque mobile - ouverture rectangulaire $e = 5$ mm

$Q_{\text{extract}} \text{ (m}^3 \cdot \text{h}^{-1}\text{)}$	$U_{\text{déb}} \text{ (m} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	$\Delta P_{\text{enceinte}} \text{ (Pa)}$	$V/U_{\text{déb}} \text{ (-)}$	Coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}} \text{ (%)}$
$1,91 \pm 0,12$	$0,18 \pm 0,01$	$0,04 \text{ (}\pm 7,26 \text{ \%)}$	$3,40 \pm 0,21$	$5,72 \pm 0,63$
$2,92 \pm 0,24$	$0,27 \pm 0,02$	$0,08 \text{ (}\pm 3,63 \text{ \%)}$	$2,22 \pm 0,19$	$2,40 \pm 0,36$
$3,23 \pm 0,25$	$0,30 \pm 0,02$	$0,1 \text{ (}\pm 2,9 \text{ \%)}$	$2,01 \pm 0,15$	$2,05 \pm 0,31$
$4,18 \pm 0,32$	$0,40 \pm 0,03$	$0,18 \text{ (}\pm 1,62 \text{ \%)}$	$1,55 \pm 0,14$	$0,78 \pm 0,18$
$4,62 \pm 0,44$	$0,43 \pm 0,04$	$0,21 \text{ (}\pm 1,4 \text{ \%)}$	$1,40 \pm 0,13$	$0,52 \pm 0,14$
$4,85 \pm 0,38$	$0,45 \pm 0,04$	$0,23 \text{ (}\pm 1,3 \text{ \%)}$	$1,34 \pm 0,10$	$0,41 \pm 0,11$
$5,12 \pm 0,44$	$0,47 \pm 0,04$	$0,25 \text{ (}\pm 1,2 \text{ \%)}$	$1,27 \pm 0,11$	$0,31 \pm 0,10$
$5,60 \pm 0,46$	$0,52 \pm 0,04$	$0,31 \text{ (}\pm 0,9 \text{ \%)}$	$1,16 \pm 0,10$	$0,18 \pm 0,05$
$6,71 \pm 0,56$	$0,62 \pm 0,05$	$0,45 \text{ (}\pm 0,65 \text{ \%)}$	$0,97 \pm 0,08$	$0,12 \pm 0,05$
$7,83 \pm 0,64$	$0,73 \pm 0,06$	$0,62 \text{ (}\pm 0,5 \text{ \%)}$	$0,83 \pm 0,07$	$0,08 \pm 0,05$

B.2. Influence des caractéristiques de l'ouverture

B.2.1. Effet de l'épaisseur de l'ouverture : perturbation de type jet pariétal interne 'transverse'

Les valeurs présentées dans Tableau 0.11 sont relatives à l'essai de la perturbation par jet pariétal interne 'transverse' dans le cas d'une ouverture rectangulaire de 2 mm d'épaisseur et d'une vitesse débitante à l'ouverture $U_{\text{déb}} = 0,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Tableau 0.11 : paramètres aérauliques (V , $V/U_{déb}$) et coefficients de rétrodiffusion, perturbation du jet libre interne - $U_{déb} = 0,5 \text{ m.s}^{-1}$; ouverture rectangulaire $e = 2 \text{ mm}$.

Vitesse de perturbation à l'ouverture V (m.s^{-1})	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$3,00 \pm 0,08$	$6,00 \pm 0,46$	$21,20 \pm 2,35$
$2,55 \pm 0,07$	$5,10 \pm 0,40$	$16,10 \pm 1,80$
$2,40 \pm 0,07$	$4,80 \pm 0,38$	$13,5 \pm 1,60$
$2,00 \pm 0,07$	$4,00 \pm 0,31$	$7,00 \pm 1,36$
$1,74 \pm 0,07$	$3,50 \pm 0,28$	$1,60 \pm 0,52$
$1,50 \pm 0,06$	$3,00 \pm 0,25$	$0,70 \pm 0,40$
$1,40 \pm 0,06$	$2,80 \pm 0,24$	$0,45 \pm 0,34$
$1,30 \pm 0,06$	$2,60 \pm 0,23$	$0,2 \pm 0,14$
$1,20 \pm 0,06$	$2,40 \pm 0,21$	$0,1 \pm 0,08$

B.2.2. Effet de l'épaisseur de l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque

Les valeurs présentées dans le Tableau 0.12 sont relatives à l'essai de la perturbation par le déplacement de la plaque devant l'ouverture dans le cas d'une ouverture rectangulaire de 2 mm d'épaisseur.

Tableau 0.12 : paramètres aérauliques et coefficients de rétrodiffusion, perturbation de la plaque mobile - ouverture rectangulaire $e = 2 \text{ mm}$

$Q_{extract}$ ($\text{m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$)	$U_{déb}$ (m.s^{-1})	$\Delta P_{enceinte}$ (Pa)	$V/U_{déb}$ (-)	Coefficient de rétrodiffusion $K_{rétro}$ (%)
$2,33 \pm 0,18$	$0,22 \pm 0,02$	$0,05(\pm 5,8\%)$	$2,78 \pm 0,21$	$5,60 \pm 0,67$
$3,32 \pm 0,36$	$0,31 \pm 0,03$	$0,11(\pm 2,6\%)$	$1,95 \pm 0,21$	$1,80 \pm 0,39$
$3,68 \pm 0,31$	$0,34 \pm 0,03$	$0,13 (\pm 2,2\%)$	$1,76 \pm 0,15$	$1,34 \pm 0,41$
$4,19 \pm 0,32$	$0,39 \pm 0,03$	$0,18 \pm 1,7\%)$	$1,55 \pm 0,12$	$0,92 \pm 0,40$
$5,25 \pm 0,56$	$0,49 \pm 0,05$	$0,28 (\pm 1\%)$	$1,24 \pm 0,13$	$0,46 \pm 0,12$
$6,92 \pm 0,70$	$0,64 \pm 0,07$	$0,48 (\pm 0,6\%)$	$0,94 \pm 0,10$	$0,12 \pm 0,05$
$7,91 \pm 0,79$	$0,73 \pm 0,07$	$0,63 (\pm 0,5\%)$	$0,82 \pm 0,08$	$0,07 \pm 0,05$

B.2.3. Effet du matériau de la paroi frontale : perturbation liée au déplacement de la plaque

Les valeurs présentées dans Tableau 0.13 sont relatives à l'essai de la perturbation par le déplacement de la plaque devant l'ouverture dans le cas d'une ouverture rectangulaire disposée sur une paroi frontale souple (en vinyle).

Tableau 0.13 : paramètres aérauliques et coefficients de rétrodiffusion, perturbation de la plaque mobile - ouverture rectangulaire sur paroi souple

$Q_{\text{extract}} \text{ (m}^3 \cdot \text{h}^{-1}\text{)}$	$U_{\text{déb}} \text{ (m} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	$\Delta P_{\text{enceinte}} \text{ (Pa)}$	$V/U_{\text{déb}} \text{ (-)}$	Coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}} \text{ (%)}$
$1,73 \pm 0,11$	$0,16 \pm 0,01$	-	$3,74 \pm 0,23$	$7,50 \pm 0,68$
$2,77 \pm 0,21$	$0,26 \pm 0,02$	$0,06(\pm 4,8\%)$	$2,34 \pm 0,17$	$3,43 \pm 0,56$
$3,74 \pm 0,30$	$0,35 \pm 0,03$	$0,11(\pm 2,6\%)$	$1,73 \pm 0,14$	$2,46 \pm 0,46$
$4,97 \pm 0,38$	$0,46 \pm 0,04$	$0,21(\pm 1,4 \%)$	$1,30 \pm 0,10$	$1,31 \pm 0,39$
$6,06 \pm 0,46$	$0,56 \pm 0,04$	$0,37(\pm 0,8 \%)$	$1,07 \pm 0,08$	$0,43 \pm 0,09$
$6,76 \pm 0,53$	$0,63 \pm 0,05$	$0,46(\pm 0,6 \%)$	$0,96 \pm 0,07$	$0,19 \pm 0,06$
$7,74 \pm 0,61$	$0,72 \pm 0,06$	$0,62(\pm 0,5\%)$	$0,84 \pm 0,07$	$0,06 \pm 0,03$

B.2.4. Effet de la forme de l'ouverture : perturbation liée au déplacement de la plaque

Les valeurs présentées dans le Tableau 0.14 sont relatives à l'essai de la perturbation par le déplacement de la plaque devant l'ouverture dans le cas d'une ouverture circulaire disposée sur une paroi frontale souple (en vinyle).

Tableau 0.14 : paramètres aérauliques et coefficients de rétrodiffusion, perturbation de la plaque mobile - ouverture circulaire sur paroi souple.

$Q_{\text{extract}} \text{ (m}^3 \cdot \text{h}^{-1}\text{)}$	$U_{\text{déb}} \text{ (m} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	$\Delta P_{\text{enceinte}} \text{ (Pa)}$	$V/U_{\text{déb}} \text{ (-)}$	Coefficient de rétrodiffusion $K_{\text{rétro}} \text{ (%)}$
$1,41 \pm 0,12$	$0,24 \pm 0,02$	$0,06 (\pm 4,8\%)$	$2,54 \pm 0,22$	$6,23 \pm 0,74$
$1,69 \pm 0,15$	$0,28 \pm 0,03$	$0,09 (\pm 3,2\%)$	$2,13 \pm 0,19$	$4,94 \pm 0,61$
$1,91 \pm 0,16$	$0,32 \pm 0,03$	$0,12 (\pm 2,4\%)$	$1,88 \pm 0,16$	$3,56 \pm 0,43$
$2,38 \pm 0,21$	$0,40 \pm 0,03$	$0,18 (\pm 1,6\%)$	$1,51 \pm 0,13$	$2,23 \pm 0,33$
$2,88 \pm 0,27$	$0,48 \pm 0,04$	$0,26 (\pm 1,1 \%)$	$1,25 \pm 0,12$	$1,02 \pm 0,20$
$3,35 \pm 0,31$	$0,56 \pm 0,05$	$0,36 (\pm 0,8 \%)$	$1,07 \pm 0,10$	$0,49 \pm 0,15$
$3,76 \pm 0,35$	$0,62 \pm 0,06$	$0,45 (\pm 0,6 \%)$	$0,97 \pm 0,09$	$0,22 \pm 0,10$
$4,07 \pm 0,38$	$0,68 \pm 0,06$	$0,54 (\pm 0,5\%)$	$0,88 \pm 0,08$	$0,08 \pm 0,03$

C. Généralités sur la PIV et la visualisation laser

La visualisation et la PIV permettent de couvrir une zone importante du domaine fluide et sont non-intrusives, si le traceur est bien choisi. La visualisation permet d'observer de manière qualitative les grosses structures présentes dans l'écoulement tandis qu'un instantané PIV (snapshot) permet de quantifier le champ de vitesse dans l'écoulement. La PIV donne également accès aux statistiques de l'écoulement (champs moyens et tenseur de Reynolds).

En fonction du dispositif utilisé, PIV classique ou PIV stéréoscopique (S-PIV), deux (2C) ou trois (3C) composantes du vecteur de vitesse sont mesurables dans le plan 2D éclairé par la nappe laser. La PIV tomographique (Tomo-PIV) fournit la mesure de la vitesse dans tout le volume éclairé (3D). Enfin, l'utilisation de caméras rapides permet de suivre l'évolution temporelle de l'écoulement. On parle de PIV « résolue en temps » (Time Resolved, TR).

La vélocimétrie par images de particules (dite PIV 'Particle Image Velocimetry') est une technique d'imagerie qui permet d'accéder à un champ de vitesse instantané dans un écoulement et donc à sa description spatiale. Son succès, appuyé par le progrès des technologies laser ainsi que du traitement des images, est dû à la grande quantité d'informations qui peuvent être enregistrées instantanément et simultanément et ce pour une large gamme d'applications allant des micro-échelles jusqu'à des champs plus larges. Cette technique est basée sur une analyse statistique des doublets d'images séparés par un laps de temps Δt et elle a fait l'objet de nombreux développements (Westerweel, 1997), (Lecordier, 1997), (Adrian, 2005), (Adrian & Westerweel, 2011). Le principe de la PIV est présenté sur la Figure 0.7:

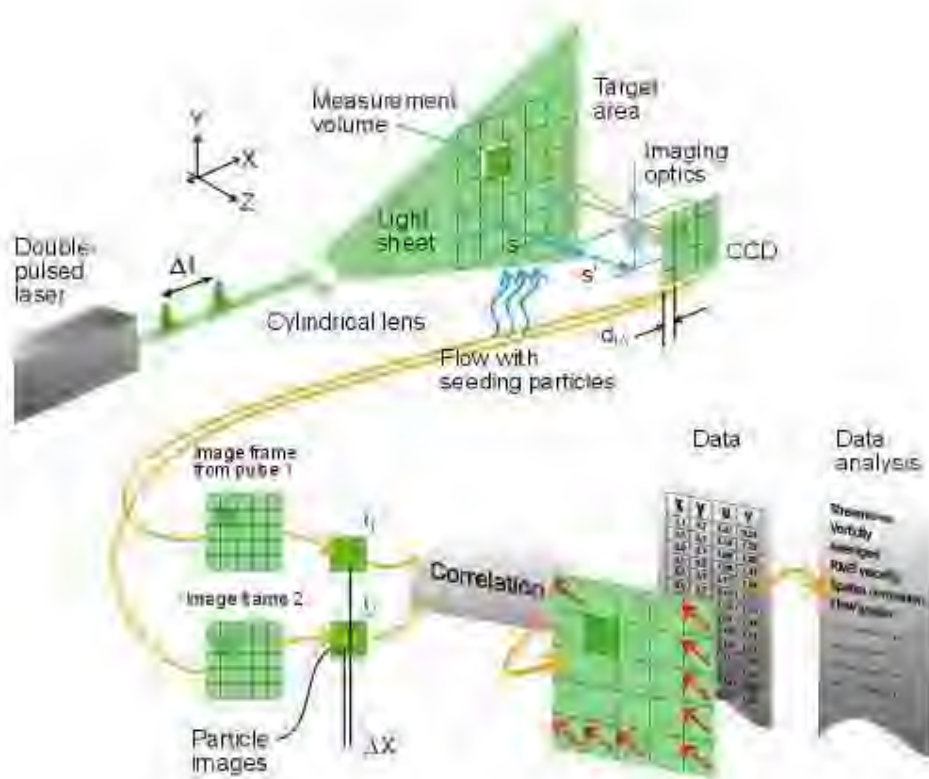


Figure 0.7 : principe de la vélocimétrie par images de particules [source : dantecdynamics]

Dans son principe, la PIV consiste à ensemençer l'écoulement de très fines particules qui restent suspendues dans le fluide et qui suivent l'écoulement (traceurs). Un faisceau laser est transformé en une nappe laser grâce à une lentille cylindrique, la nappe laser est générée dans le plan de mesure. Les particules qui passent dans ce plan diffusent alors la lumière de la nappe dans toutes les directions. Une caméra placée normalement au plan de mesure enregistre des doublets d'images de particules, les images d'un doublet étant séparées d'un intervalle de temps connu (temps inter-images). Chaque image est alors découpée en mailles d'interrogation et une inter-corrélation entre les mailles correspondantes de chaque image du doublet permet de quantifier le champ de déplacement des particules d'une image à l'autre. A l'aide d'une calibration et du temps inter-image, on accède ainsi aux deux composantes dans le plan du champ de vitesse instantané.

L'exploitation de deux images successives du champ de particules est illustrée sur la Figure 0.8. Chaque image est divisée en un certain nombre de fenêtres d'inter corrélation. L'inter-corrélation est alors calculée entre les deux mêmes fenêtres correspondant aux deux images. Cette inter-corrélation se traduit par l'obtention d'une troisième fenêtre présentant un pic dont la position par rapport au centre correspond au déplacement global des particules d'une fenêtre à l'autre. En d'autres termes, le déplacement à mesurer correspond à la translation de la première fenêtre sur la seconde qui conduit à la similarité maximale par superposition.

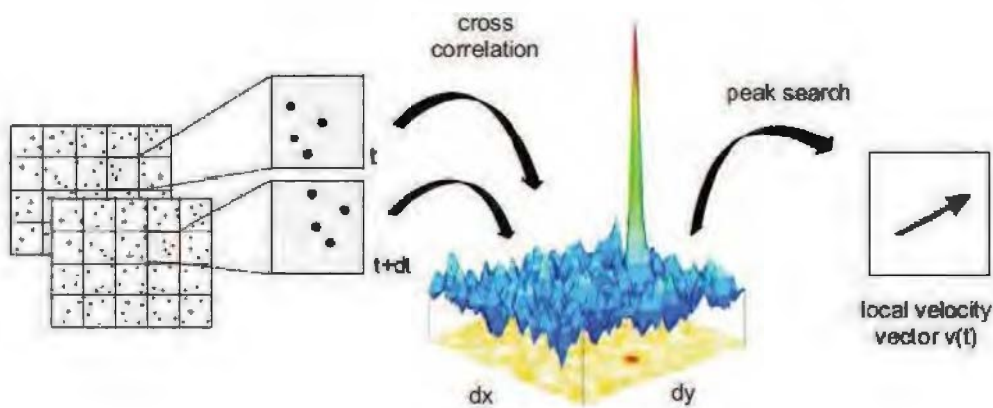


Figure 0.8 : évaluation des mesures PIV par calculs d'inter-corrélations

L'ensemencement

La PIV ainsi que la visualisation laser nécessitent la présence de particules qui suivent l'écoulement et qui diffusent la lumière du laser. Ces traceurs sont dits "naturels" s'ils sont présents dans l'écoulement ou "artificiels" s'ils sont introduits par la mise en place d'un ensemencement externe. Le choix des particules d'ensemencement revêt d'une importance cruciale pour une bonne exécution d'une expérience PIV. Il est donc essentiel que ces particules suivent le plus fidèlement possible l'écoulement porteur, ce qui implique que les particules doivent avoir un fort pouvoir de diffusion de la lumière dans le domaine de longueur d'onde du laser. Leur taille doit être suffisamment grande pour être observée et pour que leurs images sur le capteur CCD soit discernable du bruit de fond tout en étant suffisamment petites pour que leur inertie soit quasi nulle. Le temps de réponse doit être petit devant les échelles de l'écoulement étudié et la densité de particules doit être la plus homogène possible et suffisamment élevée. Enfin, Les particules doivent être chimiquement inertes et non volatiles. Enfin, contrairement aux techniques de

visualisation, l'ensemencement, dans le cas de la PIV, doit être réparti de façon homogène dans l'écoulement afin de pouvoir obtenir une information de vitesse sur tout le domaine mesuré.

La source lumineuse

La source lumineuse utilisée doit délivrer une énergie suffisante répartie le plus uniformément possible dans le plan de mesure pour que les particules diffusent suffisamment sa lumière. L'utilisation des lasers est donc prédominante dans les applications de PIV en raison de leur capacité à produire des faisceaux à haute puissance avec de courtes durées d'impulsions.

L'acquisition des images

Le choix de la caméra se fait sur plusieurs critères : la résolution (dimensions du capteur), la sensibilité (taille des pixels), la fréquence et la durée d'acquisition (capacité du buffer). Connaissant la taille du champ à examiner et un ordre de grandeur de la vitesse maximale de l'écoulement, il est possible d'en déduire d'une part, la taille qui correspond à un pixel dans le champ, et d'autre part, la distance approximative en pixels parcourue par une particule pour un intervalle de temps Δt donné. Un bon choix de Δt doit correspondre à un déplacement inférieur au tiers de la largeur de la fenêtre d'interrogation.

D. Technique de traçage gazeux

D.1. Principe de la technique

Le traçage gazeux consiste à marquer, au moyen d'une substance convenablement choisie, les flux de gaz parcourant le système que l'on étudie, et à mesurer l'évolution dans l'espace et dans le temps des concentrations résultantes.

Cette technique permet notamment :

- d'une part, de mesurer les grandeurs aérauliques du système étudié (débit d'air dans la gaine de ventilation, taux de renouvellement dans un local ventilé, distribution des temps de séjour, mesure des fuites...);
- et d'autre part, de caractériser les interactions entre le système et son environnement pour le suivi de la qualité du procédé et de sa sûreté. Et ce, en évaluant la concentration du gaz traceur en certains points du système pour en déduire des coefficients dits de transfert K ($s.m^{-3}$). Ces coefficients sont caractéristiques de la dispersion de contamination entre une source donnée et les points considérés : pour une source continue, il s'agit du rapport de la concentration à l'équilibre sur le débit d'injection dans le système.

La méthode de traçage mise en œuvre dans le cadre de notre étude, repose essentiellement sur les propriétés de la diffusion des espèces dans l'écoulement d'un gaz. La dispersion d'un gaz traceur dans l'air résulte d'un ensemble de plusieurs phénomènes complexes, notamment :

- La diffusion moléculaire, phénomène très lent à l'échelle macroscopique, dû à l'agitation aléatoire des molécules de gaz ;
- la diffusion turbulente, phénomène macroscopique, qui correspond au transport du polluant par les fluctuations turbulentes de l'écoulement de l'air. Ses effets prédominent sur ceux de la diffusion moléculaire ;
- les effets de gravité qui peuvent résulter, soit d'effets thermiques, soit d'effets de densité si la masse volumique du contaminant gazeux est différente de celle de l'air dans lequel il diffuse. Ces

effets ne jouent que pour des concentrations massiques relativement élevées en contaminant gazeux.

Ainsi, dans la majorité des cas, le mécanisme de dispersion dominant est la diffusion turbulente qui est indépendante de la nature du contaminant. Le choix du traceur est donc indifférent quant à la représentativité de la simulation ; il se fait en fonction de critères pratiques : commodité d'emploi, stabilité, sensibilité de détection.

Les traceurs gazeux couramment utilisés l'Hélium (He) et l'Hexafluorure de soufre (SF_6). Le principal intérêt de ces deux traceurs réside dans leur très grande inertie chimique ainsi que dans leur propriété d'être détectable en continu et en temps réel, par spectrométrie de masse (He) ou analyse infrarouge (SF_6).

Dans le cadre de notre étude, la technique de traçage gazeux est utilisée dans deux configurations différentes :

- la mesure du débit d'extraction de l'enceinte expérimentale en déterminant le débit volumique dans la gaine d'extraction ;
- le suivi de l'évolution du traceur à l'intérieur de l'enceinte et la détermination locale de la quantité rétrodiffusée à l'extérieur de l'enceinte.

Classiquement pour les techniques de traçage gazeux par spectrométrie de masse, le protocole de mesure des concentrations est constitué essentiellement de quatre parties : une partie injection du gaz traceur dans le système à étudier, une partie détection et analyse, une partie affichage et acquisition du signal numérique et enfin une partie de post-traitement dédiée à la reconversion du signal numérique en valeurs de concentration. Le principe est schématisé dans la Figure 0.9 :

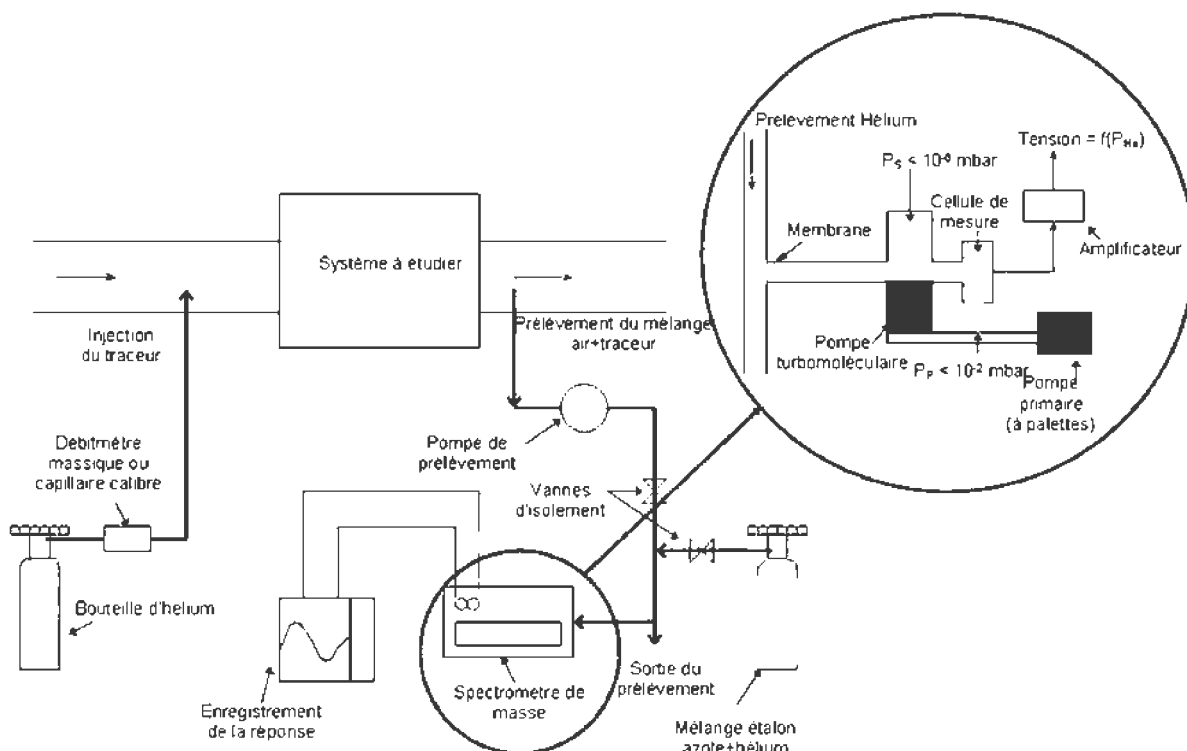


Figure 0.9 : schéma de principe du traçage à l'hélium par spectrométrie de masse

D.2. Spectrométrie de masse

Le principe de la spectrométrie de masse, comme le montre la Figure 0.10, repose sur la déviation de la trajectoire d'une particule chargée lorsqu'elle est soumise à l'action d'un champ magnétique. Les molécules gazeuses prélevées sont ionisées par bombardement électronique dans une chambre d'ionisation. Ces ions sont accélérés au moyen d'un champ électrique uniforme et dirigés vers une cellule d'analyse où leur trajectoire est déviée sous l'action d'un champ magnétique. La déviation de la trajectoire des ions dépend, entre autre, de leur masse et de leur charge. Le détecteur du spectromètre de masse est réglé sur les caractéristiques des ions hélium, soit tous les ions ayant une masse égale à 4 unités de masse atomique et porteurs d'une seule charge électrique. En libérant ensuite leur charge sur une cible, les ions donnent naissance à une tension électrique dont l'intensité est proportionnelle à la concentration en hélium.

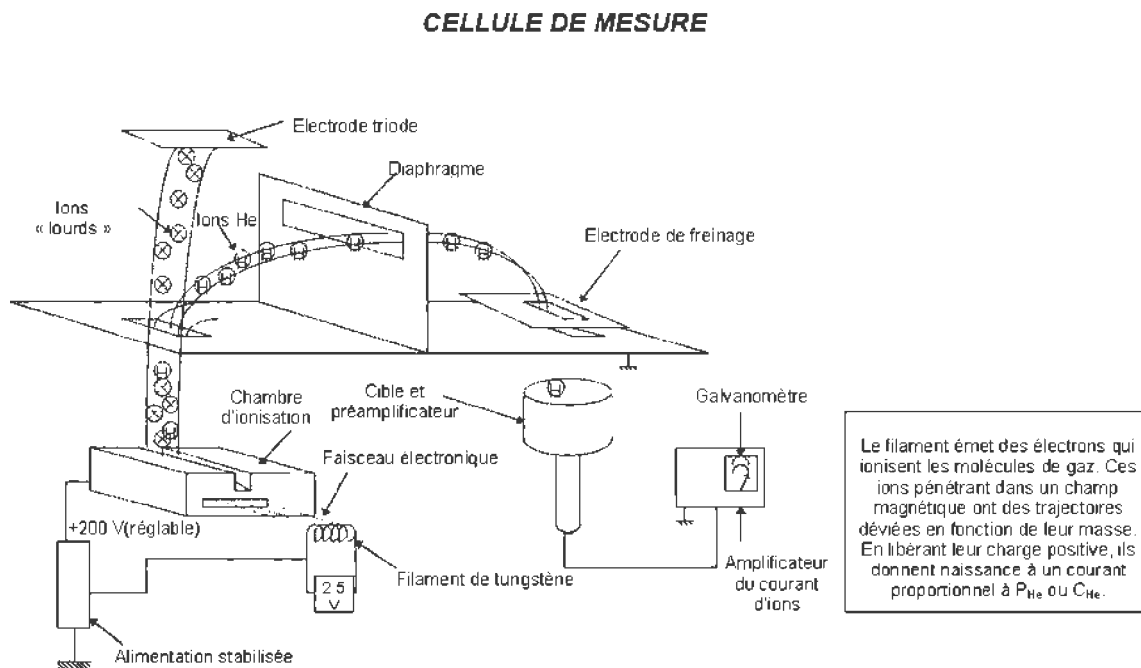


Figure 0.10: principe de la spectrométrie de masse dans le cadre du traçage gazeux à l'hélium

BIBLIOGRAPHIE

- Abramovich, G. (1963). *The theory of turbulent jets*. MIT Press.
- Adrian, R. (2005). Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in fluids*, 39(2), 159-169.
- Adrian, R., & Westerweel, J. (2011). Particle image velocimetry. *Cambridge University Press*(30).
- ANSYS Inc. (2009). ANSYS CFX-Solver Theory Guide.
- Antonia, R., & Zhao, Q. (2001). Effect of initial conditions on a circular jet. *Experiments in Fluids*, 31(3), 319-323.
- AREVA. (2012). *Principes de conception des sas de confinement pour les opérations de démantèlement*. Note technique d'AREVA.
- Awbi, H. (1991). *Ventilation of buildings*. London: E&FN Spon.
- Beltaos, S., & Rajaratnam, N. (1973). Plane turbulent impinging jets. *Journal of Hydraulic Research*, 11(1), 29-59.
- Benhamadouche, S., & Laurence, D. (2003). LES, coarse LES, and transient RANS comparisons on the flow across a tube bundle. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(4), 470-479.
- Berne, P. (1997). *Quelques réflexions sur les phénomènes de rétrodiffusion dans les systèmes de confinement dynamique*. Note technique CEA. Note technique, CEA, Grenoble.
- Beugre, D. (2010). *Etude de l'écoulement d'un fluide dans des géométries complexes rencontrées en Génie Chimique par la méthode de Boltzmann sur réseau*. Doctoral dissertation.
- Boussinesq, J. (1877). Théorie de l'écoulement tourbillant - Mem. Présentés par Divers Savants . *Acad. Sci. Inst. Fr*, 23(46-50), 6-5.
- Brown, & Roshko. (1974). On density effects and large structure in turbulent mixing layers. 64(4), 775-816.
- Carlier, M., & Rémériéras, G. (1986). *Hydraulique générale et appliquée*. Eyrolles.
- Carpy, S. (2006). *Contribution à la modélisation instationnaire de la turbulence: modélisations urans et hybride rans/les*. Doctoral dissertation, Poitiers.
- Carpy, S., & Manceau, R. (2006). Turbulence modelling of statistically periodic flows: synthetic jet into quiescent air. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(5), 756-767.
- CEA. (2011). *Critères de réception du confinement dynamique des sas d'intervention en vinyle pour les opérations d'assainissement et de démantèlement*. Note technique CEA.
- Cesard. (2012). *Etude des Mécanismes de Transfert des Nanoparticules au travers d'une Barrière de Confinement Dynamique*. Thèse IRSN.

- Chassaing. (2000). *Turbulence en mécanique des fluides*. CEPADUES Edition.
- Choudhury, D. (1993). *Introduction to the renormalization group method and turbulence modeling*. Fluent Incorporated.
- Clark, R., Ferziger, J., & Reynolds, W. (1979). Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 91(1), 1-16.
- Deardorff, J. (1970). A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(2), 453-480.
- Dejoan, A., Jang, Y., & Leschziner, M. (2005). Comparative LES and unsteady RANS computations for a periodically-perturbed separated flow over a backward-facing step. *Journal of fluids engineering*, 127(5), 872-878.
- Eheridge, & Sandbergs. (1996). *BUILDING VENTILATION Theory and Measurement*.
- Fadai-Ghotbi, A. (2007). *Modélisation de la turbulence en situation instationnaire par approches URANS et hybride RANS-LES. Prise en compte des effets de paroi par pondération elliptique*. Doctoral dissertation, Université de Poitiers.
- Galland, B., & Martin, P. (2008). *Évaluation des sorbonnes selon la norme EN 14175*. INRS.
- Galland, B., & Martin, P. (s.d.). *Evaluation des sorbonnes selon la norme 14175*.
- Gatski, T., Hussaini, M., & Lumley, J. (1996). *Simulation and modeling of turbulent flows*. Oxford University Press.
- Germano, M. (1992). Turbulence the filtering approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 238, 325-336.
- Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., & Cabot, W. (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 3(7), 1760-1765.
- Gourdain, N., Burguburu, S., & Leboeuf, F. (2005). Rotating stall and analysis in an axial compressor. *17th ISABE Conference(2005)*.
- Guyonnaud, L. (s.d.). *Etude expérimentale de rideaux d'air- Contribution à leur modélisation*. Doctoral dissertation.
- Hanjalic, K., Kenjeres, S., & Durst, F. (1996). Natural convection in partitioned two-dimensional enclosures at higher Rayleigh numbers. *International journal of heat and mass transfer*, 39(7), 1407-1427.
- Hunt, J., Wray, A., & Moin, P. (1988). Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. *Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, Proceedings of the 1988 Summer Program*, 89, p. 193208.
- Hussain, A. (1986). Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 173, 303-356.
- Hussain, A., & Thompson, C. (1980). Controlled symmetric perturbation of the plane jet: an experimental study in the initial region. *Journal of Fluid Mechanics*, 100(2), 397-431.
- Hussein, H., & Martinuzzi, R. (1996). Energy balance for turbulent flow around a surface mounted cube placed in a channel. *Physics of Fluids*, 8(3), 764-780.
- Idelcik. (1969). *MEMENTO DES PERTES DE CHARGE. Coefficients de pertes de charge singulières et de pertes de charge par frottement*.

- ISO-17873. (2004). *Norme internationale, installations nucléaires - critères pour la conception et l'exploitation des systèmes de ventilation des installations nucléaires autres que les réacteurs nucléaires.*
- Johnson, & Fletcher. (1996). The effect of operating conditions on fume cupboard containment. *Safety Science*, 24(1), 51-60.
- Jones, W., & Launder, B. (1974). The prediction of laminarization with two equation model of turbulence. *International journal of heat and mass transfer*, 15, 301-314.
- Karaismail, & Celik. (2010). *On the Inconsistencies Related to Prediction of Flow into an Enclosing Hood Obstructed by a Worker.*
- Kolmogorov, A. (1940). Curves in Hilbert space invariant with respect to a one parameter group of motions. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 26(1), 6-9.
- Kolmogorov, A. N. (1940). Local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid at very high Reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30(299).
- Laccarino, G., Ooi, A., Durbin, P., & Behnia, M. (2003). Reynolds averaged simulation of unsteady separated flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 24(2), 147-156.
- Lafanechère, L. (2009). *Guide méthodologique de conception et exigences d'exploitation des sas de confinement des chantiers.* Note technique.
- Launder, B. E., & Spalding, D. B. (1974). The numerical computation of turbulent flow. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 269-289.
- Lecordier, B. (1997). *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules.* Doctoral dissertation, Rouen.
- Lencastre, A. (1999). *Hydraulique générale.*, Eyrolles.
- Lepicovsky, J. (1986). Laser velocimeter measurements of large-scale structures in a tone-excited jet. *AIAA journal*, 24(1), 27-31.
- Lumley, J. (1990). Whither turbulence? Turbulence at the crossroads. In : *Whither Turbulence? Turbulence at the Crossroads*, 357.
- Maurel, S. (2001). *Etude expérimentale d'un jet plan en impact analyse paramétrique et caractérisation des transferts de masse.* Doctoral dissertation.
- Menter, F. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8), 1598-1605.
- Meyer, J. (1989). *Structures organisées et transition dans la zone proche du jet plan: synthèse d'analyse expérimentale visuelle et numérique.* Doctoral dissertation, INPT, Toulouse.
- Moser, R., Kim, J., & Mansour, N. (1999). Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$. *Physics of fluids*, 11(4), 943-945.
- Namer, I., & Otugen, M. (1988). Velocity measurements in a plane turbulent air jet at moderate Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 6(6), 387-399.
- Niazi, S. (2000). *Numerical simulation of rotating stall and surge alleviation in axial compressors.* Doctoral dissertation, School of Aerospace Engineering, Georgia Institute of Technology.

- Nicoud, F., & Ducros, F. (1999). Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, turbulence and Combustion*, 62(3), 183-200.
- Prévost. (1998). *Etude du confinement dynamique au niveau de l'ouverture d'une enceinte en présence d'un opérateur*. Rapport d'étude IRSN.
- Prévost. (2002). *Etude de l'efficacité de confinement des boîtes à gants en situations accidentelles de fonctionnement. Scénario 1 : cas d'un aérocontaminant*. Rapport IRSN.
- Prévost. (2006). *Etude de l'efficacité de confinement des boîtes à gants en situations normales et accidentelles. Rapport de synthèse n°3*. Rapport d'étude IRSN.
- Prévost, & Laborde. (1997). *Etude des critères de confinement dynamique au niveau des ouvertures d'une enceinte*. Rapport d'étude IRSN.
- Rajaratnam, N. (1976). *Turbulent jets* (Vol. 5). Elsevier.
- Rajaratnam, N., & Subramanya, K. (1967). Diffusion of rectangular wall jets in wider channels. *Journal of Hydraulic Research*, 5(4), 281-294.
- Ribault, c., Sarkar, S., & Stankey, S. (1999). Large eddy simulation of a plane jet. *Physics of Fluids*, 11(10), 3069-3083.
- Richardson, L. (1922). *Weather prediction by numerical process*. Cambridge University Press.
- Roberts, P., & Webster, D. (2002). Turbulent diffusion. *ASCE Press, Reston, Virginia*, pp. 7-47.
- Ruderich, & Fernholz. (1986). An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 163, 283-322.
- Ruprecht, A., Helmrich, T., & Buntic, I. (2003). Very large Eddy Simulation for prediction of unsteady vortex motion. *Proceedings, 12th International Conference on Fluid Flow Technologies*.
- Sagaut, P., Deck, S., & Terracol, M. (2013). *Multiscale and multiresolution approaches in turbulence: LES, DES and hybrid RANS/LES methods: applications and guidelines*. World Scientific.
- Shah, K. (1998). *Large eddy simulations of flow past a cubic obstacle*. Doctoral dissertation.
- Shur, M., Spalart, P., Strelets, M., & Travin, A. (1999). Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. *4th Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, 669-678.
- Siller, & Fernholz. (2001). Separation behaviour in front of a two-dimensional fence. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 20(5), 727-740.
- Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3), pp. 99-164.
- Spalart, P. (2009). Detached-eddy simulation. *Annual Review of fluid mechanics*, 41, 181-202.
- Spalart, P. R. (1988). Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $R\theta = 1410$. *Journal of fluid mechanics*, 187, 61-98.
- Strelets, M. (July, 2001). Detached eddy simulation of massively separated flows. *39th Aerospace sciences meeting and exhibit*, (p. 879).

- Sunyach, M., & Mathieu, J. (1969). Zone de mélange d'un jet plan Fluctuations induites dans le cône à potentiel-intermittence. *International Journal of Heat and mass Transfer*, 12(12), 1679-1697.
- Thomas, F., & Goldschmidt, V. (1986). Structural characteristics of a developing turbulent planar jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 163, 227-256.
- Travin, A., Shur, M., & Strelets, M. (Oct, 2000). Physical and numerical upgrades in detached-eddy simulation of complex turbulent flows. 412 *EUROMECH colloquium on LES of complex transitional and turbulent flows*. Munich.
- Westerweel, J. (1997). Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement science and technology*, 8(12), 1379.
- Youssef, J. (2012). *Étude expérimentale d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant*. Doctoral dissertation, ISAE-ENSMA, Poitiers.
- Yu, & Kareem. (1998). Parametric study of flow around rectangular prisms using LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 77, 653-662.

Mécanismes de transfert aéraulique au travers d'ouvertures : application à l'efficacité de confinement dynamique des enceintes de chantiers

Les chantiers de maintenance et d'assainissement dans les centrales nucléaires nécessitent la mise en place d'enceintes ventilées autour des zones contaminées afin de limiter la propagation de la contamination à l'environnement extérieur. L'air rentre dans l'enceinte aux travers d'ouvertures sous la forme d'un écoulement directionnel, orienté de l'extérieur vers l'intérieur, assurant ainsi le confinement dynamique. En raison des opérations qui se déroulent à l'intérieur de l'enceinte et des perturbations externes, il est possible que l'écoulement de confinement dynamique aux ouvertures soit perturbé et subisse des inversions locales et instationnaires, conduisant ainsi à transporter la contamination à l'extérieur de l'enceinte. La présente étude s'intéresse aux petites ouvertures de type fentes minces rectangulaires où l'écoulement au droit de celles-ci est généralement turbulent. Les principaux objectifs de la thèse sont d'une part d'identifier les conditions aérodynamiques susceptibles de produire le phénomène de rétrodiffusion aux ouvertures, d'autre part d'évaluer la capacité des approches de modélisation de la turbulence URANS et LES à reproduire les instabilités liées à ce type d'écoulement. Il a été montré que l'apparition du phénomène de rétrodiffusion est principalement liée à la présence d'une perturbation aéraulique additionnelle, de type jet turbulent ou sillage, en compétition avec l'écoulement initial de confinement dynamique. Des expériences de traçage gazeux ont été mises en place sur une maquette expérimentale dans le but de quantifier la rétrodiffusion en fonction des différentes conditions aérauliques à l'ouverture et des caractéristiques de celle-ci. Des visualisations des écoulements à l'ouverture ont également été réalisées à l'aide d'un dispositif de tomographie laser. Enfin, l'analyse des résultats des simulations CFD a démontré que les approches de type RANS ou URANS ne permettaient pas de reproduire les instabilités de l'écoulement conduisant au phénomène de rétrodiffusion, contrairement aux simulations des grandes échelles de la turbulence (LES) qui reproduisent fidèlement les structures locales et instantanées à l'origine du phénomène.

Mots-clés : enceintes de confinement, confinement dynamique, rétrodiffusion aux ouvertures, traçage gazeux, visualisation laser, Simulation des Grandes Echelles, URANS.

Aerodynamic transfer through openings : application to the efficiency of dynamic containment in site enclosures

Operations of decommissioning and decontamination in nuclear facilities require setting up depressurized enclosures around contaminated areas in order to prevent leakage of radioactive materials, to the surrounding environment. Air passes through openings which generates a directional airflow ensuring the aerodynamic containment of hazardous material inside the enclosure. Due to operating activities inside or outside the enclosure, the directional flow might be disturbed. Consequently, local and unsteady backflows may occur at the opening leading to the outward transport of contamination. The current study is focused on airflow dynamics through small openings, such as rectangular slits where the initial inflow stream is turbulent. The main purposes of this work are to identify the required aerodynamic conditions likely to generate unsteady flow inversions at the studied opening and also to verify the ability of CFD simulations to predict this type of flow by using URANS and LES approaches. Results have shown that an additional flow, such as a turbulent jet or a wake in competition with inward flow, is the main cause leading to the leakage at the opening. Experiments, using gas tracer detection techniques, are conducted in order to quantify outflow leakage in the near field of the opening under different aerodynamic configurations and openings characteristics. A laser tomography technique is also implemented to visualize the external leakage airflow in the middle plane of the opening. CFD simulations have shown that a qualitative description of instantaneous leakage flow patterns at the opening can be achieved. This is characterized by the occurrence of local coherent structures transporting passive tracer outwards. Moreover, velocities obtained from CFD results (Large Eddy Simulations) are compared to those obtained from experimental measurements.

Keywords : containment enclosures, aerodynamic containment, backflow at openings, tracer-gas detection techniques, laser visualization, Large Eddy Simulation, URANS.