



N° d'ordre : 2167

THÈSE

présentée pour obtenir

**LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE
TOULOUSE**

Ecole doctorale : Sciences des Procédés

Spécialité : Génie des Procédés

par

Davide GUERRA

Ingénieur en Génie Chimique (ENSIGC)

DEA Génie des Procédés et de l'Environnement (INPT)

**MODELISATION DU TRANSFERT D'UN AEROCONTAMINANT
DANS UN LOCAL VENTILE EN CHAMP PROCHE D'UNE SOURCE
D'EMISSION ACCIDENTELLE**

Soutenue le 25 novembre 2004 devant le jury composé de :

MM. Christophe GOURDON	Président
Denis BOULAUD	Rapporteur
Jean-Bernard SAULNIER	Rapporteur
Serge DOMENECH	Examineur
Jean-Claude LABORDE	Examineur
Laurent RICCIARDI	Examineur
Jean-Raymond FONTAINE	Invité

Remerciements

J'ai été accueilli en novembre 2001 à l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire (IRSN), au sein du Service d'Etudes et de Recherches en Aérodispersion des polluants et en Confinement (SERAC) dirigé par Monsieur Jean-Claude Laborde. Qu'il trouve ici l'expression de mon respect et de mes remerciements, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et m'avoir permis de réaliser ce travail de recherche dans d'excellentes conditions, tant sur le plan matériel que humain. En tant que tuteur de thèse, je le remercie également pour son suivi attentif, ses réflexions pertinentes et sa rigueur.

J'adresse mes sincères remerciements au Professeur Serge Domenech, Directeur de Recherche au Laboratoire d'Optimisation des Procédés au sein du Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse (UMR 5503 du CNRS). Je lui exprime ici toute ma reconnaissance pour m'avoir donné la possibilité de réaliser une thèse au sein de l'IRSN. Je le remercie également pour avoir accepté de diriger ce travail et pour le soutien et l'attention apportés tout au long de ces trois années.

Que Monsieur Laurent Ricciardi, ingénieur de recherche et chef du Laboratoire d'Etudes et de Modélisation en Aérodispersion et Confinement (LEMAC), trouve ici l'expression de ma profonde et sincère reconnaissance pour m'avoir encadré et encouragé tout au long de ces trois années, pour sa disponibilité quotidienne et son aide inestimable. Sa rigueur, sa patience et sa grande sérénité font de lui un encadrant irremplaçable. Je ne saurais autant le remercier pour ses innombrables heures passées aux relectures et aux corrections de mes documents produits au cours de ces trois années.

Que Monsieur Denis Boulaud, Professeur de l'Institut National des Sciences et des Techniques Nucléaires et Directeur d'évaluation et d'animation scientifique à l'IRSN, et Monsieur Jean-Bernard Saulnier, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA), soient remerciés pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail. Je remercie également Monsieur Christophe Gourdon, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Ingénieurs en Arts Chimiques Et Technologiques (ENSIACET) pour m'avoir fait l'honneur de présider la soutenance, ainsi que Monsieur Jean-Raymond Fontaine, responsable du Laboratoire "Ingénierie Aéraulique" à l'Institut National de Recherche et de Sécurité (INRS) qui a accepté d'être membre du jury. Leurs questionnements et remarques précieuses ont été fort utiles quant à la finalisation de ce travail.

Cette thèse n'aurait pu aboutir sans la contribution de Madame Corinne Mailhes (Laboratoire TéSA) et Monsieur Alain Sevrain (IMFT), Maîtres de Conférences de l'INP de Toulouse, qui m'ont tout appris de la déconvolution. Sans leur aide, il ne m'aurait pas été possible d'exploiter correctement mes résultats expérimentaux. Qu'ils trouvent ici ma profonde gratitude pour l'intérêt et l'attention qu'ils ont portés à mon travail. Un clin d'œil également à Monsieur Victor Mocho, qui a su me mettre la puce à l'oreille quant à ce problème.

Que Monsieur Sébastien Artous soit remercié pour sa disponibilité et ses conseils techniques précieux, notamment en ce qui concerne l'acquisition de données et l'utilisation des spectromètres de

masse hélium. Mes remerciements vont également à Madame Jocelyne Lacan et à Monsieur Roger Sestier-Carlin pour leur disponibilité, leur aide et leurs conseils précieux qu'ils ont pu me fournir sur la partie expérimentale.

Je n'oublie pas nos informaticiens, Messieurs Sébastien Moret et Bruno Consenza, de la société Neurones, gérante du réseau informatique, pour leur aide et leur écoute face aux nombreux problèmes survenus.

J'aimerais remercier très sincèrement et amicalement Madame Catherine Roger, notre secrétaire, pour tous les services quotidiens qu'elle a pu m'apporter, pour sa gentillesse et son sourire quotidien. Je ne saurais oublier Mesdames Catherine Drugeau et Geneviève Gomes pour tous les petits et grands tracas administratifs.

Je voudrais remercier également Monsieur Jacques Vendel, chef du Laboratoire de Physique et de Métrologie des Aérosols (LPMA), avec qui j'ai partagé mon mur vitré et sa bonne humeur quotidienne. Un grand merci pour m'avoir cédé son ordinateur portable pendant la période de rédaction du mémoire. Que Messieurs Laurent Bouilloux, Philippe Najeau et Olivier Norvez travaillant au bâtiment 450 soient remerciés, pour leur accueil et leur disponibilité pendant ma partie expérimentale. Enfin, de façon plus générale, j'adresse tous mes remerciements à toutes les personnes du SERAC qui contribuent chaque jour au bon déroulement de la vie du service et à ses travaux de recherche et d'études.

Que les divers stagiaires (provenant en particulier de l'ENSIACET de Toulouse...) qui m'ont aidé et contribué au travail de cette thèse soient également remerciés.

Mes dernières pensées vont pour mes amis, ceux que je côtoie au quotidien tout comme ceux pour qui la distance n'est qu'un nombre sans grande importance. Qu'ils soient tous remerciés pour leur soutien moral précieux. Je voudrais remercier tout particulièrement Laurence, pour son appui tout au long de cette thèse, sa générosité et sa gentillesse.

Un grand merci à Christophe et Isabelle pour m'avoir supporté tout au long de ces trois années ainsi que pour leur aide. Un clin d'œil à mes élèves du soutien scolaire, qui, pour certains, m'ont permis malgré eux de garder le sourire, notamment Natacha et sa famille.

Je tiens enfin à remercier du fond du cœur les membres de ma famille, qu'ils trouvent ici mes remerciements les plus chaleureux pour leur soutien et leur présence.

RÉSUMÉ

La prévision de l'évolution spatio-temporelle de la concentration en polluant dans un local ventilé est encore de nos jours difficile à obtenir. Les travaux réalisés consistent en la modélisation de la dispersion d'un polluant dans une partie du local, correspondant au champ proche d'une source d'émission, suite à une situation accidentelle conduisant à la rupture du confinement assuré par une enceinte. La recherche de modèles s'appuie à la fois sur des expérimentations utilisant des techniques de traçage gazeux et des simulations multi-dimensionnelles à l'aide de codes de mécanique des fluides. Un modèle décrivant l'évolution spatio-temporelle de la concentration d'un polluant gazeux dilué en champ proche de la fuite est proposé. Il tient compte des différents paramètres d'étude : géométrie de la fuite (fente ou orifice circulaire), type de l'émission (continue ou transitoire), vitesse et durée d'émission. Enfin, l'influence des effets de densité (polluant en forte concentration) et celle des effets de la ventilation d'un local sont également abordées dans le cas de fuites continues. L'ensemble des modèles élaborés, pour un polluant gazeux, se présente sous la forme de corrélations s'inspirant de la théorie des jets d'écoulements turbulents libres. Ces modèles sont facilement utilisables dans le cadre des évaluations de sûreté traitant du confinement des substances et de la protection des opérateurs dans les installations, nucléaires ou autres.

MOTS-CLEFS : transfert de contaminant, polluant, champ proche, local ventilé, fuite, jet, bouffée, traçage gazeux, simulations multi-D

ABSTRACT

Nowadays, predicting the space-time evolution of a pollutant released in a ventilated room including a process operation remains hard to achieve. However this prediction is imperative in hazardous activities, such as nuclear ones. The study consists in predicting space-time evolution of an airborne contaminant dispersion in the near-field emission source around a workplace, following an accidental rupture of a containment enclosure. The whole work is based on experiments of gas tracing, and on multidimensional simulations using CFD tools. The proposed model is written as a correlated function of various parameters: leak geometry (slot or circular opening), emission type (continuous or puff), initial velocity and emission duration. Influence of ventilation and obstructions (room walls) have been also studied in the case of continuous leaks. All final models, for gaseous pollutants, are written as correlations inspired by the theory of free turbulent jet flows. These models are easy to use within the framework of safety evaluations dealing with radioactive material containment and radiological protection inside nuclear facilities.

KEYWORDS : contaminant transfer, airborne pollutant, near-field, ventilated room, leak, jet, puff, gas tracing, CFD simulations

SOMMAIRE

Liste des symboles	xi
Introduction générale	1
Chapitre I. Etude bibliographique : théorie sur les jets	5
I.1. Présentation de l'étude bibliographique	7
I.2. Fuite continue en milieu libre : jets libres continus dilués	7
I.2.1. Jets libres laminaires	7
I.2.2. Jets libres turbulents stationnaires	9
I.2.2.1. Généralités	9
I.2.2.2. Etude des jets bidimensionnels	15
I.2.2.3. Etude du jet tridimensionnel	18
I.2.3. Jets continus d'aérosols	22
I.2.3.1. Comportement de la phase dispersée	23
I.2.3.2. Comportement de la phase porteuse	27
I.3. Fuite continue avec effets de densité des contaminants	27
I.3.1. Panaches	27
I.3.1.1. Généralités	27
I.3.1.2. Modèle de Morton	28
I.3.1.3. Modèle de Chu	29
I.3.1.4. Comparaison des modèles du panache rond	31
I.3.2. Jets verticaux à masse volumique variable	31
I.3.2.1. Modèle de Chen et Rodi	31
I.3.2.2. Modèle de Papanicolaou et List	37
I.3.2.3. Modèle de Sautet	37
I.3.2.4. Comparaisons des modèles	39
I.3.2.5. Jets "lourds" ascendants	42
I.3.3. Jets horizontaux à masse volumique variable	43
I.4. Fuite continue dans un milieu confiné et ventilé	44
I.4.1. Influence de la ventilation	44
I.4.1.1. Fuite dans un co-courant de fluide ambiant	44
I.4.1.2. Fuite dans un contre-courant de fluide ambiant	45
I.4.1.3. Fuite dans un courant transversal de fluide ambiant	46
I.4.2. Influence des obstacles	48
I.4.2.1. Fuite impactant une paroi	48
I.4.2.2. Fuite le long d'une paroi	49

I.5. Fuite transitoire	51
I.5.1. Jet rond transitoire	51
I.5.2. Bouffées	53
I.6. Conclusion	54
Chapitre II. Moyens expérimentaux et numériques mis en œuvre	55
II.1. Présentation du banc d'essai expérimental	57
II.1.1. Principe du traçage gazeux	57
II.1.2. Notion de champ proche	57
II.1.3. Montage expérimental	59
II.1.3.1. Principe des expériences	59
II.1.3.2. Description du montage expérimental	59
II.2. Mise en place des simulations multi-dimensionnelles	62
II.2.1. Présentation des outils multi-dimensionnels	62
II.2.2. Evaluation des différents codes	63
II.2.2.1. Paramètres de calcul et maillage pour la simulation de jets	64
II.2.2.2. Analyse des résultats de simulation	68
II.2.2.3. Comparaison des codes et conclusion	83
Annexe 1 : Photographie du banc d'essai expérimental	85
Annexe 2 : Equations de Navier-Stokes et modèle $k-\varepsilon$	86
Chapitre III. Approche expérimentale : réalisation de fuites transitoires	89
III.1. Paramètres étudiés et choix des gammes	91
III.2. Expériences réalisées	91
III.2.1. Expériences préliminaires	91
III.2.2. Expériences de bouffées	92
III.2.3. Grandeurs étudiées	95
III.3. Traitement des résultats expérimentaux	96
III.3.1. Déconvolution des signaux	96
III.3.1.1. Position du problème	97
III.3.1.2. Détermination de la réponse impulsionnelle du système de mesure	98
III.3.1.3. Méthodes de déconvolution : aspects théoriques	103
III.3.1.4. Application de la déconvolution aux signaux mesurés	106
III.3.2. Incertitudes de mesure – Etude statistique	109
III.3.2.1. Evaluation des incertitudes sur les paramètres expérimentaux	109
III.3.2.2. Evaluation des incertitudes sur les grandeurs étudiées	111
III.4. Etude des principaux résultats expérimentaux	114
III.4.1. Etude de l'influence de la géométrie	114
III.4.1.1. Influence sur l'évolution de la concentration à 1 m de l'injection	114
III.4.1.2. Influence sur les maxima de concentration le long de l'axe	115
III.4.1.3. Influence sur les temps d'atteinte des maxima de concentration	116

III.4.1.4.	Influence sur les temps de transfert	116
III.4.1.5.	Influence sur le coefficient de transfert impulsionnel	117
III.4.2.	Etude de l'influence de la vitesse d'injection	117
III.4.2.1.	Influence sur l'évolution de la concentration à 1 m de l'injection	117
III.4.2.2.	Influence sur les maxima de concentration le long de l'axe	118
III.4.2.3.	Influence sur les temps d'atteinte des maxima de concentration	118
III.4.2.4.	Influence sur les temps de transfert	119
III.4.2.5.	Influence sur le coefficient de transfert impulsionnel	119
III.4.3.	Etude de l'influence de la durée d'injection	120
III.4.3.1.	Influence sur l'évolution de la concentration à 1 m de l'injection	120
III.4.3.2.	Influence sur les maxima de concentration le long de l'axe	120
III.4.3.3.	Influence sur les temps d'atteinte des maxima de concentration	121
III.4.3.4.	Influence sur les temps de transfert	121
III.4.3.5.	Influence sur le coefficient de transfert impulsionnel	121
III.4.4.	Récapitulatif	122
III.5.	Conclusion	122
Annexe 3 :	Etude statistique de l'étalonnage des spectromètres de masse hélium	123
Annexe 4 :	Etude statistique des grandeurs étudiées	129
Chapitre IV.	Approche numérique et élaboration d'un modèle de dispersion de contaminant en champ proche	137
IV.1.	Présentation des simulations sous Flovent en régime transitoire	139
IV.2.	Premières confrontations avec les résultats expérimentaux	140
IV.2.1.	Cas de fuites transitoires issues d'orifices circulaires	140
IV.2.2.	Cas de fuites transitoires provenant des fentes	143
IV.3.	Etude de l'influence du système d'injection utilisé	144
IV.3.1.	Cas de fuites transitoires provenant d'une conduite	144
IV.3.2.	Réalisation expérimentale de jets stationnaires	145
IV.3.2.1.	Mesures de vitesses	145
IV.3.2.2.	Mesures de concentration	147
IV.3.3.	Phénomène de contraction	149
IV.4.	Confrontations des résultats après prise en compte du phénomène de contraction	154
IV.5.	Modélisation de la dispersion d'un contaminant gazeux dans le cas de fuites transitoires : élaboration de corrélations	156
IV.5.1.	Problématique et démarche adoptée	156
IV.5.2.	Apport des plans d'expériences	157
IV.5.2.1.	Présentation	157
IV.5.2.2.	Choix d'un plan	158
IV.5.2.3.	Analyse des résultats et discussions	159

IV.5.3.	Modèle inspiré des DTS	160
IV.5.4.	Modèle à deux équations	163
IV.5.4.1.	Etudes des grandeurs le long de l'axe de propagation de la fuite	164
IV.5.4.2.	Construction du modèle	171
IV.5.4.3.	Evolution transversale des grandeurs et de $c(t)$	175
IV.5.4.4.	Evaluation des coefficients de transfert impulsionsnels	177
IV.5.4.5.	Estimation du champ proche en cas de fuite transitoire	179
IV.6.	Conclusion	181
Chapitre V. Etude de la perturbation des fuites par les effets de densité et la ventilation		183
V.1. Etude des effets de densité en cas de forte concentration du contaminant : fuites à masse volumique variable		185
V.1.1.	Simulations et étude de jets verticaux	185
V.1.2.	Simulations et étude de jets horizontaux	187
V.1.2.1.	Cas du jet plan horizontal à masse volumique variable	188
V.1.2.2.	Cas du jet rond horizontal à masse volumique variable	194
V.1.2.3.	Commentaires sur la convergence des simulations	195
V.1.3.	Étude expérimentale des effets de densité	196
V.2.	Etude numérique des effets de la ventilation d'un local	198
V.3.	Conclusion	202
Annexe 5 : Récapitulatif des simulations réalisées lors de l'étude des déviations des fuites continues		203
Chapitre VI. Synthèse et application à un cas concret : fuite potentielle sur le réacteur SILENE		207
VI.1. Synthèse des modèles utilisables pour évaluer la dispersion d'un contaminant gazeux en cas de fuite accidentelle		209
VI.1.1.	Cas d'une fuite continue	209
VI.1.1.1.	Fuite continue diluée et non-perturbée	209
VI.1.1.2.	Fuite continue avec effets de densité	210
VI.1.1.3.	Fuite continue diluée déviée par la ventilation	212
VI.1.1.4.	Expression des coefficients de transfert continus	212
VI.1.2.	Cas d'une fuite transitoire (sans perturbation)	212
VI.2.	Application aux expériences réalisées dans le local du réacteur SILENE	214
VI.2.1.	Objectifs et description succincte des expérimentations	214
VI.2.2.	Principaux résultats et comparaisons	215
Conclusion générale		219
Références bibliographiques		223

Liste des symboles

Lettres latines

A	section de l'orifice	(m ²)
b	demi-largeur de jet	(m)
b_c	demi-largeur du jet pour $c = \frac{1}{2} c_m$	(m)
b_v	demi-largeur du jet pour $u_x = \frac{1}{2} u_m$	(m)
b_γ	demi-largeur du jet pour $\gamma = 0,47$	(m)
B	largeur de l'orifice (jet 3D)	(m)
c	concentration moyenne dans le temps	(vol. polluant / vol. mélange)
c_{air}	concentration naturelle d'hélium de l'air	(vol. polluant / vol. mélange)
c_b	concentration d'hélium dans la bouteille pressurisée	(vol. polluant / vol. mélange)
c_c	coefficient de contraction	(sans unité)
c_o	concentration initiale d'un contaminant	(vol. polluant / vol. mélange)
c_m	concentration moyenne dans le temps sur l'axe Ox	(vol. polluant / vol. mélange)
c_{max}	concentration maximale d'un contaminant	(vol. polluant / vol. mélange)
\bar{c}	concentration moyenne sur une section du jet sur l'axe Ox	(vol. polluant / vol. mélange)
C^*	concentration d'un contaminant (normée)	(sans unité)
C_{max}^*	concentration maximale d'un contaminant (normée)	(sans unité)
C_u, C_{conc}	constantes	(sans unité)
C, C_c, C_v, C_γ	taux d'expansion du jet	(sans unité)
C_D	coefficient de traînée	(sans unité)
$C_\mu, C_1, C_2,$ $\sigma_{k_s}, \sigma_\epsilon$	constantes diverses intervenant dans le modèle $k-\epsilon$	(sans unité)
d_{eff}	diamètre effectif	(m)
d_o	diamètre de l'orifice ($d_o = 2 r_o$)	(m)
d_h	diamètre hydraulique	(m)
d_p	diamètre d'une particule	(m)
D_m	diffusivité moléculaire	(m ² .s ⁻¹)
$e(t)$	signal initial	(sans unité)
$E(p)$	transformée du signal initial	(sans unité)
$E(t)$	expression de la distribution des temps de séjour	(sans unité)
Fr	nombre de Froude	(sans unité)
g	accélération de la pesanteur	(m.s ⁻²)
g'	accélération de la pesanteur rapportée aux masses volumiques	(m.s ⁻²)
h	hauteur de l'orifice (jet plan et 3D)	(m)
$h(t)$	réponse impulsionnelle	(s ⁻¹)
$H(p)$	fonction de transfert, transformée de $h(t)$	(sans unité)

H	hauteur d'impact	(m)
k	constante ; énergie cinétique turbulente	($m^2 \cdot s^{-2}$)
p, q, n, m	constantes diverses	(sans unité)
K	coefficient de transfert continu (ou impulsionnel)	($s \cdot m^{-3}$)
l	abscisse curviligne	(m)
l_M	échelle de longueur	(m)
p_1	pression statique à l'intérieur du cylindre expérimental	(Pa)
p_{atm}	pression extérieure	(Pa)
\bar{p}'	pression modifiée	(Pa)
P_1, P_2, P_3	constantes	(sans unité)
Pe	nombre de Péclet	(sans unité)
Q	débit volumique	($m^3 \cdot s^{-1}$)
Q_o	débit volumique initial du jet ou du panache	($m^3 \cdot s^{-1}$)
r	coordonnée polaire radiale	(m)
r_o	rayon de l'orifice (jet rond)	(m)
Re	nombre de Reynolds	(sans unité)
Re_p	nombre de Reynolds particulaire	(sans unité)
R_p	rapport d'écart de masses volumique	(sans unité)
Ri	nombre de Richardson	(sans unité)
s	section de l'orifice	(m^2)
$s(t)$	signal mesuré	(sans unité)
$S(p)$	transformée du signal mesuré	(sans unité)
S_1	section du cylindre expérimental	(m^2)
Sc	nombre de Schmidt	(sans unité)
Sc_t	nombre de Schmidt turbulent	(sans unité)
St	nombre de Stokes	(sans unité)
t	temps	(s)
t_o, t_{ret}	temps de retard	(s)
t_{max}	temps d'atteinte des concentrations maximales	(s)
t_{tr}	temps de transfert	(s)
u	vitesse moyenne dans le temps de l'écoulement	($m \cdot s^{-1}$)
u'	composante fluctuante du vecteur vitesse	($m \cdot s^{-1}$)
u_1	vitesse d'un écoulement en co-courant ou contre-courant	($m \cdot s^{-1}$)
u_{conv}	vitesse moyenne de convection d'un local	($m \cdot s^{-1}$)
u_{air}	vitesse moyenne de l'air dans un jet diphasique	($m \cdot s^{-1}$)
u_{trans}	vitesse d'un écoulement transversal	($m \cdot s^{-1}$)
u_o	vitesse initiale dans le temps du jet dans la direction Ox	($m \cdot s^{-1}$)
u_m ou u_{max}	vitesse moyenne dans le temps et maximale dans le jet	($m \cdot s^{-1}$)
u_p	vitesse d'une particule d'aérosol	($m \cdot s^{-1}$)
u_{mp}	vitesse d'une particule d'aérosol et maximale dans le jet	($m \cdot s^{-1}$)
u_x	vitesse moyenne dans le temps et dans la direction Ox	($m \cdot s^{-1}$)
u_y	vitesse moyenne dans le temps et dans la direction Oy	($m \cdot s^{-1}$)
u_z	vitesse moyenne dans le temps et dans la direction Oz	($m \cdot s^{-1}$)

\bar{u}	vitesse moyenne sur une section du jet sur l'axe Ox	(m.s ⁻¹)
U_1	vitesse moyenne dans le cylindre	(m.s ⁻¹)
U_S	vitesse moyenne à la section de l'orifice	(m.s ⁻¹)
U_σ	vitesse moyenne à la section contractée	(m.s ⁻¹)
U_{sp}	tension délivrée par un spectromètre	(V)
v_e	vitesse d'entraînement	(m.s ⁻¹)
V_{cir}	volume du circuit d'injection	(m ³)
V_{dil}	volume de dilution	(m ³)
V_{inj}	volume injecté	(m ³)
V_o	volume du sac expérimental	(m ³)
x	distance axiale	(m)
x_a	longueur de la région de réorganisation (jet 3D)	(m)
x_c ou l_c	distance critique	(m)
x_m	hauteur maximale atteinte par un jet	(m)
x_o, x_o'	origines virtuelles du jet	(m)
x_{pc}, x'_{pc}	longueurs du noyau potentiel	(m)
X	paramètre adimensionnel	(sans unité)
y	distance transversale	(m)
y_m	distance de décollement	(m)
z	distance transversale	(m)

Lettres grecques

α	constante	(sans unité)
α_1	coefficient d'énergie cinétique	(sans unité)
α_c, α_u	coefficients des profils gaussiens	(sans unité)
α_e	coefficient d'entraînement	(sans unité)
β, ξ, σ	paramètres divers	(sans unité)
γ	facteur d'intermittence	(sans unité)
Γ_m	coefficient de diffusion moléculaire	(Pa.s)
Γ_t	coefficient de diffusion turbulente	(Pa.s)
Γ_{eff}	diffusivité effective	(Pa.s)
δ	constante ; symbole de Kronecker	(sans unité)
$\Delta_q f$	incertitude absolue sur une grandeur f	(unité de la grandeur f)
$\Delta_r f$	incertitude relative sur une grandeur f	(sans unité)
$\Delta z, \Delta \zeta,$ $\Delta \zeta^*, \xi$	longueurs diverses	(m)
ΔP	perte de charge	(Pa)
Δt	temps d'échantillonnage	(s)
Δt_{inj}	durée de l'injection	(s)

ε	taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	$(\text{m}^2.\text{s}^{-3})$
ϕ	scalaire	
θ	coordonnée polaire angulaire	(degrés ou radians)
$\theta_c, \theta_v, \theta_\gamma$	angles d'expansion du jet	(degrés ou radians)
μ	viscosité dynamique du fluide	(Pa.s)
μ_t	viscosité turbulente	(Pa.s)
μ_{eff}	viscosité effective	(Pa.s)
ν	viscosité cinématique	$(\text{m}^2.\text{s}^{-1})$
ρ_a	masse volumique du fluide ambiant	$(\text{kg}.\text{m}^{-3})$
ρ_h	masse volumique du panache	$(\text{kg}.\text{m}^{-3})$
ρ_o	masse volumique du fluide injecté	$(\text{kg}.\text{m}^{-3})$
ρ_m	masse volumique du jet à masse volumique variable	$(\text{kg}.\text{m}^{-3})$
ρ_p	masse volumique d'une particule d'aérosol	$(\text{kg}.\text{m}^{-3})$
σ	section contractée de l'orifice	(m^2)
$\underline{\underline{\sigma}}$	tenseur des contraintes	(Pa)
τ	paramètre intervenant dans le modèle de fuite transitoire	(s)
τ_s	temps caractéristique des spectromètres	(s)
τ_e	temps caractéristique de l'écoulement du fluide	(s)
τ_p	temps de relaxation d'une particule d'aérosol	(s)

Introduction générale

La protection des opérateurs et la surveillance d'un environnement de travail dans l'industrie nucléaire, comme dans toute autre industrie, passent en tout premier lieu par la connaissance de la concentration en aérocontaminant (ou polluant) susceptible d'être inhalé par un opérateur ou détecté par un appareil de mesure. Cependant, la prévision de l'évolution spatio-temporelle de la concentration en contaminant dans un local ventilé est encore de nos jours difficile à obtenir, les données les plus réalistes étant issues de mesures par traceurs effectuées directement sur site ; en effet, les approches numériques disponibles (approches multi-dimensionnelle [57][58], à zones [3] et systémique [32][67]) ne disposent pas encore de modèles et de conditions limites qualifiés (lois de dépôts des aérosols en parois par exemple, lorsque le contaminant est sous la forme de particules) ou sont plus descriptives que prédictives (cas de l'approche systémique). En l'état actuel des connaissances, il semble difficile de disposer à court terme d'un outil de calcul qualifié et unique, tenant compte de la diversité des configurations à traiter (géométrie et encombrement du local, caractéristiques et positions de la source d'émission) et capable de calculer l'évolution spatio-temporelle en tous points d'un local.

Deux approches peuvent être prises en considération afin d'évaluer la dispersion d'un polluant dans un local ventilé :

- une approche locale, destinée à caractériser la dispersion d'un polluant dans le champ proche d'une source d'émission. Deux situations doivent être distinguées à ce niveau : en situation accidentelle, la dispersion est due principalement à la vitesse d'émission au travers d'un orifice (par exemple, cas d'une brèche sur une enceinte sous pression ou sur une canalisation) ; en situation non-accidentelle, dans le cas où l'émission de la fuite considérée est faible ou difficile à quantifier, la dispersion de polluant est due essentiellement à la diffusion turbulente du champ proche [8].
- une approche plus globale, visant à évaluer les transferts d'un polluant dans l'ensemble du local où se situe la source de polluant, la dispersion étant dans ce cas conséquente des écoulements d'air dus à la ventilation du local et aux courants de convection naturelle (dans l'hypothèse où les effets de densité du polluant sont négligeables).

Le cadre de cette thèse se limite au cas des fuites accidentelles en champ proche. Cette étude est directement liée à un incident survenu en août 1999 sur l'installation SILENE à Valduc (chute d'un écran de plomb sur la cuve du réacteur expérimental, sans conséquence sur le confinement). Suite à cet incident, des essais de traçage à l'hélium ont été réalisés sur site en mai 2000 [31] afin de simuler la dispersion d'un contaminant au travers d'un orifice susceptible d'apparaître sur la cuve du réacteur.

L'objectif de ces travaux est de poursuivre cette étude et de développer des modèles de dispersion de contaminant applicables à ce type de situations accidentelles susceptibles de survenir. Ces modèles doivent se présenter sous la forme de corrélations semi-empiriques facilement utilisables dans le cadre des évaluations de sûreté traitant du confinement des substances radioactives et de la radioprotection dans les installations.

Différents scénarii accidentels entraînant une fuite d'aérocontaminant (gazeux ou particulaire) sont envisagés et servent de support aux travaux :

- la fuite continue est le cas le plus simple : elle peut correspondre à la rupture d'une cuve de grand volume ou d'une canalisation,
- la fuite transitoire est le deuxième cas pouvant se présenter : elle peut faire suite à une rupture sur un réservoir sous pression entraînant une vidange rapide, ou encore suite à une rupture du confinement assuré par une boîte à gants lors de l'arrachement d'un rond de gants induit, par exemple, par le passage en surpression de la boîte.

Les fuites accidentelles s'apparentant souvent à des jets issus d'une ouverture, il apparaît alors judicieux d'utiliser les connaissances actuelles sur ces écoulements afin d'élaborer des modèles permettant d'évaluer la dispersion d'un polluant en champ proche. Ces modèles devront intégrer l'influence des paramètres caractéristiques de l'émission (continue ou transitoire, géométrie de l'orifice caractérisant la rupture, vitesse d'émission), de l'aérocontaminant (gaz, aérosol) et du local (ventilation, obstacles).

La littérature étant très abondante sur les jets continus, la première partie de ce travail présente l'étude bibliographique réalisée, qui s'est focalisée sur l'analyse des lois de comportement des jets en termes de champs de vitesse et de concentration.

Les fuites continues s'apparentent à des jets continus qui comprennent d'une part les jets libres stationnaires dans le cas où le contaminant mis en jeu est en faible concentration, d'autre part les jets libres à masse volumique variable et les panaches dans le cas où la concentration élevée en contaminant est à l'origine d'effets de densité. Par ailleurs, l'influence d'écoulements dans le milieu ambiant, ainsi que la présence d'obstacles pouvant perturber les jets, sont aussi étudiées. Les fuites transitoires s'apparentent, elles, à des jets transitoires et à des bouffées. Celles-ci sont abordées, de façon plus succincte et plus qualitative, en raison du moins de connaissances les concernant.

Devant la complexité des phénomènes, seuls les polluants gazeux vont être abordés dans ces travaux, avec une attention toute particulière pour les fuites transitoires. Tout naturellement, les lacunes sur le comportement des fuites transitoires conduisent à une double approche :

- une étude expérimentale qui permet d'apporter des connaissances supplémentaires sur le comportement des bouffées, notamment en termes de champ de concentration ;

- une étude numérique sur des fuites transitoires, complémentaire à l'étude expérimentale et devant servir à l'élaboration de modèles de dispersion. Les outils numériques (codes multi-dimensionnels) ont été dans un premier temps évalués sur des cas simples de jets stationnaires.

Les différents moyens mis en œuvre au cours de ces travaux (expérimentaux et numériques) sont ainsi présentés dans une deuxième partie.

Dans un troisième chapitre sont exposées et détaillées les expérimentations réalisées. Celles-ci permettent d'étudier de façon approfondie le comportement des fuites transitoires, notamment l'évolution temporelle de la concentration en contaminant gazeux en tout point de l'espace, et ce, en faisant varier les différents paramètres caractérisant la fuite.

Parallèlement aux expériences, des simulations numériques de fuites transitoires sont décrites dans une quatrième partie, puis confrontées aux résultats expérimentaux. L'exploitation de l'ensemble des résultats des simulations permet ensuite d'élaborer un modèle de dispersion de contaminant gazeux provenant d'une fuite transitoire, sous la forme de corrélations.

Les études de dispersion de polluant menées auparavant sont les plus simples, c'est-à-dire celles où le polluant est dilué et peu perturbé par les écoulements environnants. Le cinquième chapitre présente les études numériques réalisées concernant les perturbations des fuites – uniquement dans le cas continu – par les effets de densité de la fuite elle-même, et par les effets de la ventilation du local, caractérisée par des écoulements transversaux.

Enfin, en dernier lieu, est réalisée une synthèse des modèles de dispersion de polluant proposés, afin qu'ils soient directement applicables dans des situations accidentelles diverses. Une application concrète de ces modèles sur l'installation SILENE est également présentée.

Chapitre I.

Etude bibliographique : théorie sur les jets

La situation de fuite accidentelle d'un aérocontaminant la plus simple est probablement le cas où la fuite est continue (cas d'une fuite accidentelle sur une conduite ou à partir d'une enceinte sous pression de grand volume) et où l'aérocontaminant est dilué. Dans ce cas, la fuite peut être simulée par un jet libre stationnaire (ou continu) à propos duquel la littérature est très abondante. D'autres situations sont également envisagées comme les fuites déviées par les effets de densité (cas des fortes concentrations en aérocontaminant) ou les effets du local (présence d'obstacles, déviation de la fuite par la ventilation). Enfin, la durée d'une fuite étant un paramètre important quant à la quantité de polluant qui pourrait être émise, les fuites de durée variable (ou fuites transitoires) sont également abordées.

Le présent chapitre présente toute l'étude bibliographique réalisée dans le domaine des écoulements de jets qui peuvent s'apparenter à des situations de fuites continues ou non.

I.1. Présentation de l'étude bibliographique

Cette étude bibliographique s'intéresse principalement à l'évolution des grandeurs moyennes des jets : le champ de vitesse moyenne, permettant d'estimer le champ proche de l'émission, et le champ de concentration, permettant d'évaluer la dispersion de l'aérocontaminant. A noter que l'étendue des connaissances sur les jets est généralement limitée aux jets libres stationnaires et turbulents. Par ailleurs, les jets assimilables à des fuites transitoires sont davantage abordés dans un tout autre domaine qu'est la combustion (injection de carburant dans les moteurs) et la littérature est moins abondante.

Les connaissances sur la dispersion atmosphérique de polluants [23][50] auraient pu être une trame de recherche mais butent sur deux problèmes majeurs : dans les cas de pollution atmosphérique, d'une part les échelles considérées (de l'ordre du kilomètre) sont très différentes de celles de la problématique envisagée, d'autre part les paramètres sont particuliers à ce domaine (prise en compte des données météorologiques comme le vent, l'humidité de l'air, les caractéristiques atmosphériques, etc). Ces modèles considèrent souvent que la fuite de polluant est ponctuelle, compte tenu des grandes distances mises en jeu, les effets de jet étant rarement pris en compte. En fait, l'idée de se servir de ces modèles serait plus judicieuse dans le cas d'une approche hors champ proche, où la dispersion des polluants serait pilotée par les écoulements d'air du local dus à la ventilation. Enfin, la recherche d'articles traitant des fuites aboutit inévitablement sur des problèmes d'étanchéité et traite les problèmes de fuite principalement en régime laminaire voire moléculaire [9][68]. Par ailleurs, les problématiques de fuites sont souvent traitées sous un point de vue thermodynamique [23] (caractérisation de la fuite gazeuse ou liquide, calcul de fraction vaporisée, calcul de débit rejeté, etc) et l'estimation de la dispersion spatiale du polluant n'est pas abordée.

I.2. Fuite continue en milieu libre : jets libres continus dilués

Dans cette partie, sont présentés les écoulements de jets dans le cas où le contaminant est suffisamment dilué pour que les effets de densité soient négligeables.

I.2.1. Jets libres laminaires

Bien que les fuites sous forme de jet soient le plus souvent considérées comme des écoulements turbulents, le choix est fait de débiter l'étude bibliographique par les jets libres laminaires. Le jet laminaire est la forme la plus simple d'écoulement de jet ; il peut correspondre à un cas de fuite continue de débit ou de diamètre hydraulique très faible. Un jet étant le plus souvent issu d'une conduite droite, le nombre de Reynolds le caractérisant est pris égal au nombre de Reynolds à la sortie de l'orifice Re (cf. Tableau 1). Un jet peut donc être considéré laminaire lorsque $Re < 2000$; au-delà de cette valeur, il peut être considéré turbulent. Les données de la littérature sont disponibles dans les ouvrages généralistes de

mécanique des fluides [65], mais aussi dans des références traitant de la combustion [51][1][30].

Les forces qui régissent l'écoulement d'un jet libre peuvent se regrouper de la façon suivante :

- les forces d'inertie,
- les forces de pesanteur,
- les contraintes visqueuses.

Dans le cas des jets turbulents, les contraintes visqueuses sont négligeables devant les deux autres forces, mais pas dans le cas où les jets sont laminaires.

Par la suite, le jet laminaire considéré est un jet rond et stationnaire. Le fluide environnant est considéré au repos. Le Tableau 1 permet de synthétiser les expressions exprimant le champ de vitesse moyenne et le champ de concentration.

Tableau 1 - Caractéristiques du jet laminaire

	Expression	Remarques
Champ de vitesse moyenne	$u_x = \frac{3}{32} \frac{Re^2 \nu}{x \left(1 + \frac{\xi^2}{4}\right)^2}$	$Re = \frac{d_o u_o}{\nu}$ nombre de Reynolds du jet à l'orifice
Champ de concentration	$\frac{c}{c_o} = \frac{3}{32} \frac{Re d_o}{x \left(1 + \frac{\xi^2}{4}\right)^{2Sc}}$	$\xi = \frac{\sqrt{3} y}{8 x} Re$ paramètre adimensionnel $Sc = \frac{\nu}{D_m}$ nombre de Schmidt
Largeur du jet	$b_v = \frac{5,94}{Re} x$	plus le nombre de Reynolds est élevé, plus le jet est étroit.

où d_o est le diamètre de l'orifice, u_o la vitesse initiale du jet, ν la viscosité cinématique du fluide, y la distance transversale à l'axe Ox , x la distance sur l'axe Ox à l'orifice et D_m la diffusivité moléculaire.

La décroissance longitudinale de la vitesse moyenne d'un jet d'air est présentée sur la Figure 1. De même, à titre d'exemple, l'allure des profils pour un jet d'air avec un nombre de Reynolds égal à 200 est donnée sur la Figure 2.

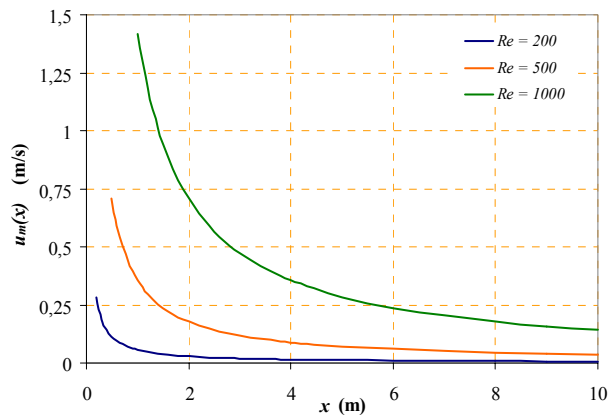


Figure 1 - Comparaison de la décroissance de la vitesse axiale d'un jet laminaire pour différentes valeurs du nombre de Reynolds

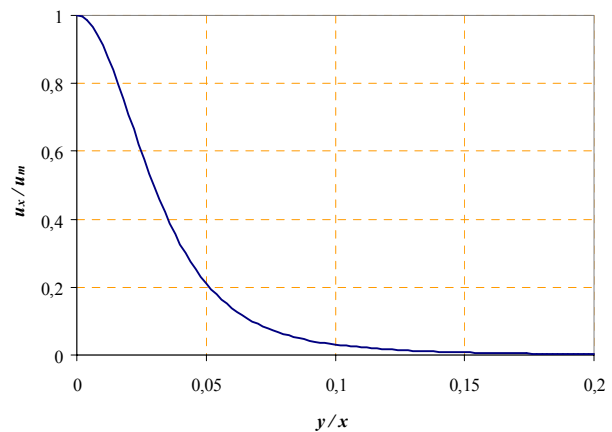


Figure 2 - Allure des profils transverseaux de vitesse pour un jet laminaire ($Re = 200$)

Aucune mention n'est faite à propos de la structure du jet laminaire, notamment s'il existe ou non une région de noyau potentiel et une région développée, ce qui est le cas dans un jet turbulent.

I.2.2. Jets libres turbulents stationnaires

I.2.2.1. Généralités

Le cas des jets turbulents est désormais abordé et, par conséquent, les phénomènes de diffusion moléculaire sont totalement négligeables devant ceux de mélange turbulent ; le comportement du jet devient indépendant de la viscosité du fluide ambiant ou de celle du fluide injecté.

I.2.2.1.1. Structure du jet libre turbulent

D'après Rajaratnam [55], le jet libre turbulent se compose de deux régions principales :

- une région de développement (ou région d'entrée) de l'écoulement où il y a coexistence entre un noyau potentiel de forme conique et des couches de mélange ; la vitesse initiale u_o y est constante et la zone de mélange se trouve de part et d'autre de ce noyau potentiel (cf. Figure 3) ;
- une région établie où il n'y a plus de noyau potentiel et où les lois de comportement sont semblables. Elle est aussi appelée région de similitude¹.

¹ La région de similitude est une région où l'écoulement est tel que toutes les quantités peuvent se déduire des profils amont par similitude. Les solutions sont dites semblables ou encore « auto-préservées ».

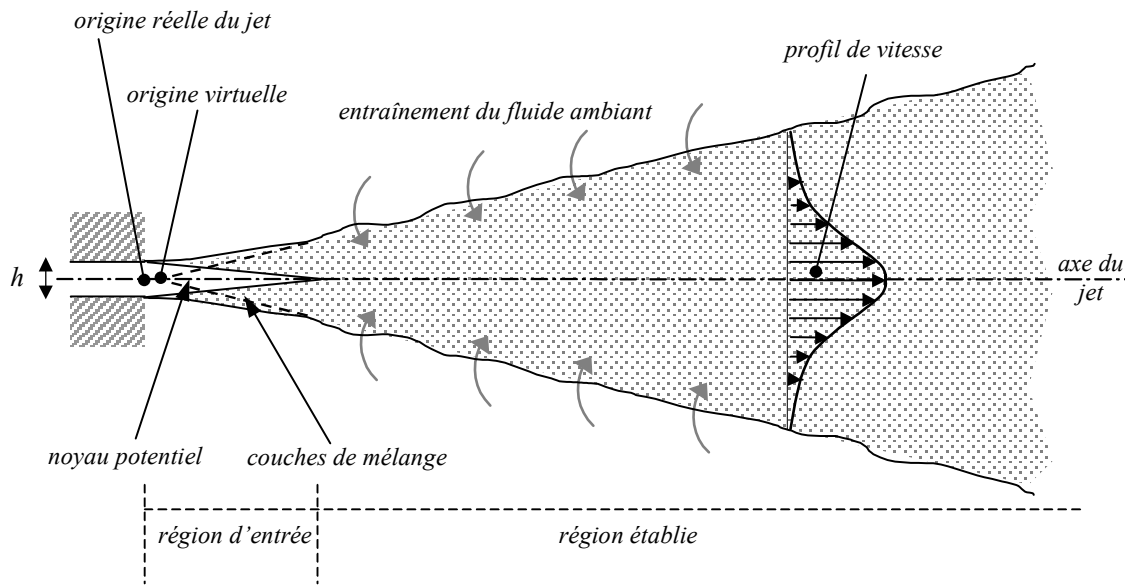


Figure 3 - Représentation générale d'un jet libre turbulent

Le jet est caractérisé par :

- un phénomène d'induction : le jet entraîne avec lui une très grande quantité de matière, de façon radiale et le long de sa couche de mélange. La vitesse d'entraînement v_e du fluide ambiant est proportionnelle à la vitesse axiale u_m ;
- une quantité de mouvement constante le long de l'axe d'écoulement du jet : l'énergie cinétique décroît le long de l'axe en même temps que le débit volumique de fluide augmente avec la distance à la source.

Dans la littérature, il est d'usage de distinguer l'origine réelle du jet (position de l'orifice qui donne naissance au jet) et l'origine virtuelle (ou fictive) du jet qui se définit comme étant l'intersection entre le prolongement des limites du jet et l'axe du jet (cf. Figure 3). Cette grandeur n'a pas de signification physique bien définie. La position de cette origine fictive est notée x_o .

En toute rigueur, le jet peut se décomposer en quatre régions :

- la région du noyau potentiel précédemment décrite ;
- une deuxième région assez courte dite zone de réorganisation où le jet s'établit progressivement. En réalité, la longueur de la zone de réorganisation dépend de la symétrie du problème : pour un jet bidimensionnel², elle est quasi inexistante, il peut être fait l'approximation que la zone de similitude commence dès la fin de la région du noyau potentiel. En revanche, pour les jets tridimensionnels, la région de réorganisation n'est pas négligeable ;

² on parle aussi de jet 2D ; il s'agit des jets plans et des jets ronds.

- une troisième région où le jet est établi et donc où la similitude est rigoureusement vérifiée en termes de profils de vitesses ou de concentration ;
- une quatrième région dite zone terminale [76], moins connue en général car plus difficile à mettre en évidence. La décroissance du jet y est très importante, l'écoulement n'y est plus turbulent et les phénomènes de diffusion laminaire n'y sont plus négligeables. Dans cette zone, la vitesse de l'écoulement décroît très vite ; la loi de décroissance de la vitesse u_m sur l'axe du jet libre, bien qu'elle ne soit pas toujours vérifiée, est donnée par :

$$\frac{u_m}{u_o} = k \frac{A}{x^2} \quad (\text{E - 1})$$

où u_o est la vitesse initiale du jet, A la surface de l'orifice et K une constante.

Cette dernière zone, très loin de l'orifice, est encore mal représentée ; notamment, il est difficile de déterminer ses limites. A priori, la région de similitude se termine quand les vitesses sont devenues suffisamment faibles (du même ordre de grandeur que la convection naturelle) pour que la similitude ne soit plus vérifiée. Sa longueur est mal connue, d'autant plus que la convection naturelle du milieu ambiant ainsi que d'autres phénomènes physiques comme l'humidité environnante peuvent avoir une influence. Etant donné le manque de connaissances sur cette région, il n'en sera plus fait mention par la suite.

Il convient au préalable de définir quelques notions qui seront utilisées tout au long de la description des jets, où on ne fera intervenir que l'étude des lois de comportement, c'est-à-dire l'étude de l'évolution des grandeurs moyennes caractéristiques de l'écoulement des jets (champ de vitesse moyenne, champ de concentration, largeur de jet, etc).

1.2.2.1.2. Profils gaussiens et profils plats - Largeur de jet

Deux approches différentes sont abordées par les auteurs ayant étudié les profils transversaux des jets : la plupart des auteurs traite les grandeurs caractéristiques en termes de *profils gaussiens*, d'autres en termes de *profils plats*. Le plus souvent, les profils transversaux de vitesse et de concentration sont considérés comme gaussiens. De façon générale, le profil transversal de vitesse moyenne dans un jet s'exprime selon :

$$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-\ln 2 \frac{y^2}{b_v^2}\right) \quad (\text{E - 2})$$

Il est en de même pour le profil transversal de concentration :

$$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-\ln 2 \frac{y^2}{b_c^2}\right) \quad (\text{E - 3})$$

Compte tenu de la symétrie axiale des jets, il est défini une *demi-largeur* b aussi bien pour le profil de vitesse (b_v) que de concentration (b_c). Cette demi-largeur correspond à la coordonnée transversale pour laquelle la valeur de la grandeur (vitesse ou concentration) vaut la moitié de celle sur l'axe. La largeur complète du jet vaut donc $2b$. Les demi-largeurs de jet sont par ailleurs linéaires [2][55] sur l'axe Ox , ce qui confère aux jets une forme conique :

$$b = C(x - x_o) \quad (\text{E - 4})$$

où C est le taux d'expansion du jet et x_o l'origine virtuelle.

Habituellement, un jet est caractérisé par un angle d'expansion défini à partir de la demi-largeur b ; l'expression de cet angle est donnée par l'expression (E - 5).

$$\theta^{50} = \text{Arctan} \frac{b}{x - x_o} = \text{Arctan} C \quad (\text{E - 5})$$

Dans le cadre d'une problématique de radioprotection, un opérateur peut être atteint par un contaminant s'il se trouve dans le champ proche d'une fuite, c'est-à-dire dans la zone d'expansion du jet. Or, l'angle défini précédemment n'est pas suffisant pour caractériser la véritable expansion du jet susceptible d'être perçue par un opérateur. Il paraît alors plus approprié de définir un deuxième angle d'expansion θ^{10} qui correspond à la demi-largeur du jet b^{10} pour laquelle la valeur de la grandeur (vitesse ou concentration) vaut le dixième de celle sur l'axe. L'expansion totale d'un jet peut donc être estimée à un angle égal à $2 \times \theta^{10}$ (cf. Figure 4) où θ^{10} peut être estimé par la relation (E - 6).

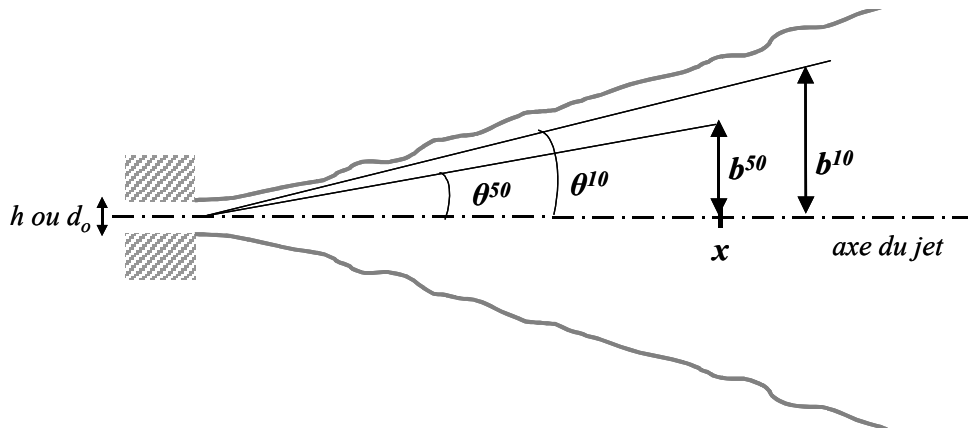


Figure 4 - Angles d'expansion d'un jet

$$\theta^{10} = \text{Arctan} \left(C \sqrt{\frac{\ln 10}{\ln 2}} \right) \quad (\text{E} - 6)$$

Un exemple de profils transversaux gaussiens est schématisé sur la Figure 5.

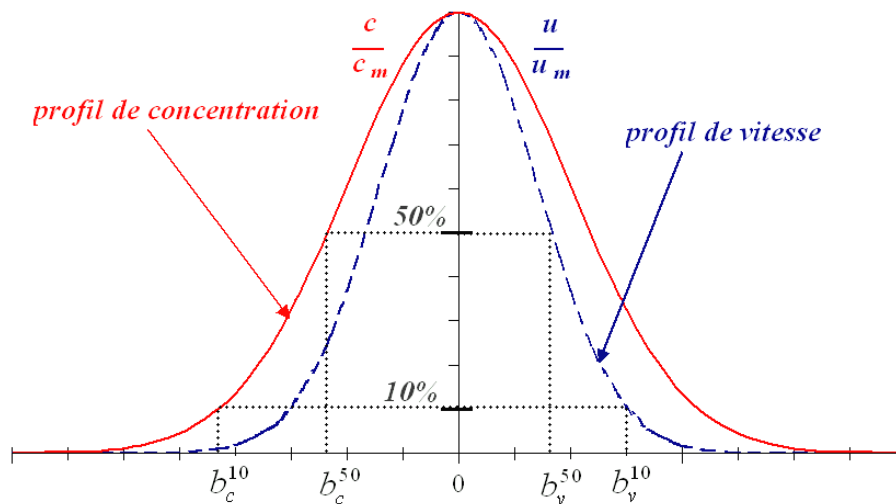


Figure 5 - Allure de profils gaussiens

Dans le cas où les profils sont dits *plats* [14][43], la demi-largeur du jet est définie par une longueur b_γ qui est la coordonnée sur l'axe Oy pour laquelle le facteur d'intermittence³ γ vaut environ 0,5. Les *profils plats* correspondent en fait à des valeurs moyennes sur une section du jet. Un exemple est représenté sur la Figure 6.

³ Le facteur d'intermittence γ est la moyenne de temps relatif pendant lequel l'écoulement est turbulent en une position donnée [14][22].

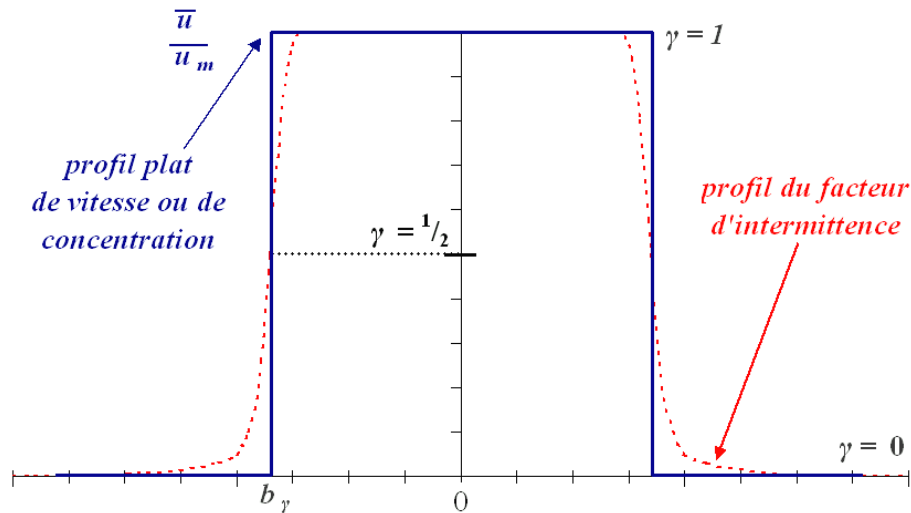


Figure 6 - Allure de profil plat

Dans cette représentation, la demi-largeur b_γ est utilisée aussi bien pour définir la largeur du champ de vitesse que de concentration.

Il est important de noter que, du fait de représentations différentes des profils transversaux, les demi-largeurs b_γ , b_v et b_c ne sont nécessairement pas égales. De plus, l'origine virtuelle est parfois omise par les auteurs, notamment dans les expressions des profils transversaux de vitesse ou de concentration. Par la suite, bien que cette remarque ne soit pas rappelée systématiquement, les expressions fonctions de x correspondront bien souvent à des fonctions de $(x - x_0)$.

1.2.2.1.3. Nombre de Reynolds

Les nombres de Reynolds cités dans cette étude sont essentiellement les nombres de Reynolds à la sortie de l'orifice qui donne naissance au jet. Ainsi, peu d'auteurs introduisent la notion de Reynolds local [70] :

$$Re = \frac{u_x b_v}{\nu} \quad (\text{E - 7})$$

où b_v est la demi-largeur du jet et u_x la composante de vitesse longitudinale.

Le nombre de Reynolds a en général une double influence à la sortie du jet :

- sur la position de l'origine virtuelle du jet : plus le nombre de Reynolds est élevé et plus l'origine virtuelle s'éloigne de l'orifice [47],
- sur la longueur du noyau potentiel : la variation de la longueur du noyau potentiel n'est pas simple à modéliser : des études expérimentales [47] montrent que, lorsque le nombre de Reynolds augmente, le rapport longueur du noyau potentiel / diamètre de

l'orifice tend vers une valeur asymptotique comprise entre 6 et 8 pour des jets ronds ($5.10^3 < Re < 6.10^4$), et vaut environ 4 pour des jets rectangulaires ($6.10^4 < Re < 1,2.10^5$).

I.2.2.2. Etude des jets bidimensionnels

I.2.2.2.1. Modèles gaussiens

Le jet bidimensionnel (ou jet 2D) est un jet plan ou un jet rond. Le jet plan est un jet issu d'une fente, c'est-à-dire un orifice dont la longueur est très grande devant la largeur h . Le jet rond est un jet provenant d'un orifice circulaire de diamètre d_o . De la même façon que pour les jets plans, les jets ronds ont été très étudiés, voire davantage, en raison du plus grand nombre d'applications.

Comme il a été évoqué précédemment, le jet 2D se compose de deux régions principales :

- la région du noyau potentiel dont la longueur est de l'ordre de $5h$ ou $5d_o$ et dans laquelle la vitesse u_o est constante,
- la région établie au-delà de ce noyau potentiel.

Le Tableau 2 et le Tableau 3 présentent des exemples de valeurs expérimentales des taux d'expansion recensées dans la littérature. Cette liste de valeurs n'est bien sûr pas exhaustive, de très nombreuses données expérimentales existent dans la littérature et certains auteurs comme Chu [14] et Chen et Rodi [13] ont par ailleurs déjà réalisé une synthèse de résultats expérimentaux. Les angles d'ouverture ont également été déterminés à partir de ces valeurs.

Tableau 2- Valeurs des taux d'expansion du jet plan [2][14][55]

	Profil gaussien						Profil plat	
	Vitesse			Concentration				
Auteurs	$C_v = \frac{db_v}{dx}$	θ_v^{50}	θ_v^{10}	$C_c = \frac{db_c}{dx}$	θ_c^{50}	θ_c^{10}	$C_\gamma = \frac{db_\gamma}{dx}$	θ_γ
Tollmien	0,097			-			-	
Goertler	0,114			-			-	
Zijnen (1957)	0,098			0,142			-	
Jenkins, Goldschmidt (1973)	0,092			0,129			-	
Gutmark, Wygnanski (1976)	0,100			-			0,166	
Chu (1994)	-			-			0,17	
Valeur moyenne	0,100	5,7°	10,3°	0,135	7,7°	13,8°	0,168	9,5°

Tableau 3 - Valeurs des taux d'expansion du jet rond [2][14][55][59]

	Profil gaussien						Profil plat	
	Vitesse			Concentration				
Auteurs	$C_v = \frac{db_v}{dx}$	θ_v^{50}	θ_v^{10}	$C_c = \frac{db_c}{dx}$	θ_c^{50}	θ_c^{10}	$C_\gamma = \frac{db_\gamma}{dx}$	θ_γ
Hinze, Zijnen (1949)	0,080			0,095			-	
Corrsin (1946)	0,084			-			-	
Albertson <i>et al.</i> (1950)	0,0965			-			-	
Corrsin, Kistler (1954)	0,082			-			0,165	
Abramovich (1963)	0,097			-			-	
Fiedler, Wygnanski (1969)	0,086			-			0,165	
Birch <i>et al.</i> (1978)	-			0,097			-	
Fisher <i>et al.</i> (1979)	0,107			0,127			-	
List (1979)	0,089			0,106			-	
Chu (1994)	-			-			0,17	
Richards <i>et al.</i> (1993)				0,108				
Valeur moyenne	0,090	5,1°	9,3°	0,106	6,1°	10,9°	0,165	9,4°

Globalement, la concentration s'étale davantage que la vitesse car $b_c / b_v > 1$. Le jet est en quelque sorte plus large en termes de champ de concentration que de champ de vitesse. Le Tableau 4 regroupe les profils longitudinaux et transversaux de la vitesse moyenne et de la concentration pour les jets plans et ronds.

Tableau 4 - Profils de vitesse moyenne et de concentration d'un jet 2D [2] [13][55]

	Jet plan	Jet rond
Profil longitudinal de vitesse	$\frac{u_m}{u_o} = 2,46 \sqrt{\frac{h}{x-x_o}}$	$\frac{u_m}{u_o} = 6,29 \frac{d_o}{x-x_o}$
Profil transversal gaussien de vitesse	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-69 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-86 \frac{y^2}{x^2}\right)$
Profil transversal de vitesse (Reichardt et Goertler) [55]	$\frac{u_x}{u_m} = 1 - \tanh^2\left(\sigma \frac{y}{x}\right)$ $\frac{u_y}{u_m} = \frac{1}{\sigma} \left[\sigma \frac{y}{x} - \sigma \frac{y}{x} \tanh^2\left(\sigma \frac{y}{x}\right) - 0,5 \tanh\left(\sigma \frac{y}{x}\right) \right]$ $\sigma = 7,67$	$\frac{u_x}{u_m} = \frac{1}{(1+0,125\xi^2)^2}$ $\frac{u_y}{u_m} = \frac{\xi - 0,125\xi^3}{2\sigma(1+0,125\xi^2)^2}$ $\xi = \sigma \frac{y}{x}$ et $\sigma = 18,5$
Profil longitudinal de concentration	$\frac{c_m}{c_o} = 2,14 \sqrt{\frac{h}{x-x_o'}}$	$\frac{c_m}{c_o} = 6,17 \frac{d_o}{x-x_o'}$
Profil transversal gaussien de concentration	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-38 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-62 \frac{y^2}{x^2}\right)$

où h est l'épaisseur de la fente, d_o le diamètre de l'orifice circulaire et x_o la position de l'origine virtuelle.

Par ailleurs, les constantes numériques apparaissant dans ces deux tableaux résultent de moyennes calculées d'après les valeurs recensées dans la littérature, tant elles sont nombreuses et provenant d'expériences variées (les dimensions d'orifices et des vitesses initiales de jet sont différentes selon les auteurs). De plus, les profils étudiés sont en général essentiellement ceux de la composante u_x de la vitesse, la contribution de la composante u_y étant négligeable.

La plupart des auteurs tiennent compte de l'origine virtuelle, mais ces données sont très variables et semblent bien souvent dépendre des conditions expérimentales de chaque auteur [37][48][55]. Elles ne sont par ailleurs pas nécessairement égales dans le cas du champ de vitesse et de concentration [59].

Les profils transversaux, bien qu'il en existe différentes formulations, décrivent tous des profils « en cloche » (cf. Figure 7). Il a paru intéressant de comparer ces différents profils (dans le cas des jets plans). Sur la Figure 7, malgré une allure similaire, il existe tout de même un écart non-négligeable entre les deux courbes, dû très certainement à des valeurs expérimentales différentes des auteurs.

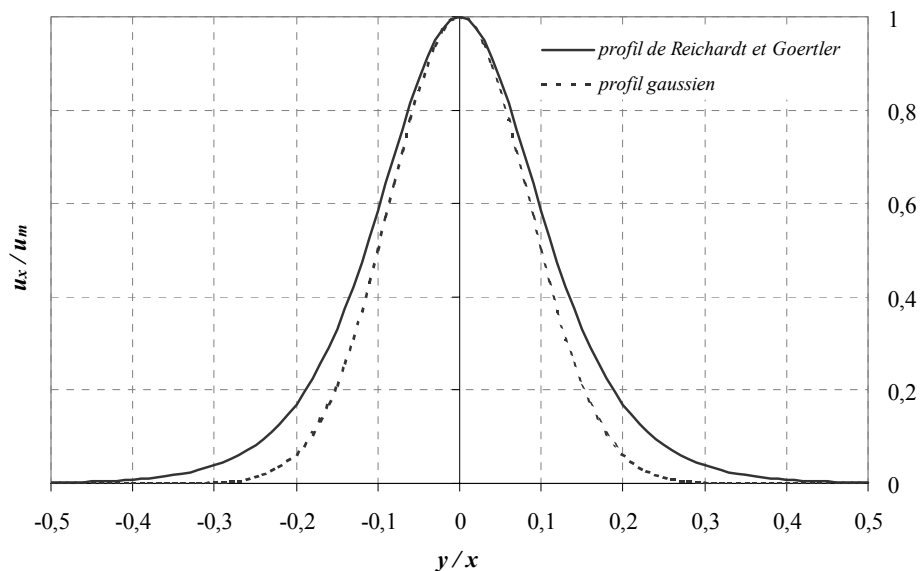


Figure 7 - Comparaison des deux profils de vitesse proposés pour le jet libre plan

1.2.2.2.2. Profils plats : modèle de Chu

Chu [14] a élaboré un modèle sur l'hypothèse du profil plat pour lequel la largeur du jet est liée à la notion d'intermittence, la relation est linéaire :

$$C_\gamma = \frac{db_\gamma}{dx} = 0,17 \quad \text{pour } \gamma = 0,47 \quad (\text{E} - 8)$$

Chu propose des relations moyennes sur une section du jet (cf. Tableau 5).

Tableau 5 - Expressions de la vitesse et de la concentration pour un jet 2D (Chu, [14])

Grandeur	Jet plan	Jet rond
Vitesse	$\frac{\bar{u}(x)}{u_o} = \frac{1}{\sqrt{2C_\gamma}} \sqrt{\frac{h}{x}}$	$\frac{\bar{u}(x)}{u_o} = \frac{1}{2C_\gamma} \frac{d_o}{x}$
Concentration ($0 < \bar{c} < 1$)	$\bar{c}(x) = \frac{1}{\sqrt{2C_\gamma}} \sqrt{\frac{h}{x}}$	$\bar{c}(x) = \frac{1}{2C_\gamma} \frac{d_o}{x}$
Largeur du jet	$b_\gamma = 0,17 x$ $\theta_\gamma = 9,6^\circ$	
Constante k	0,18	

Des corrélations permettent de retrouver les allures longitudinales, dans le cadre de l'hypothèse de profils gaussiens (cf. Tableau 6).

Tableau 6 - Relations de passage de profil plat à profil gaussien pour un jet 2D (Chu, [14])

Grandeur	Jet plan	Jet rond
Vitesse	$u_m(x) \approx \sqrt{2} (1+k) \bar{u}(x)$	$u_m(x) \approx 2(1+k) \bar{u}(x)$
Concentration ($0 < \bar{c} < 1$)	$c_m(x) \approx \frac{\bar{c}(x)}{\sqrt{1 - \frac{1}{2(1+k)^2}}}$	$c_m(x) \approx \frac{\bar{c}(x)}{1 - \frac{1}{2(1+k)}}$
Largeur du jet	$b_v \approx \sqrt{\ln 2} \frac{b_\gamma}{\sqrt{\frac{\pi}{2}(1+k)}}$	$b_v \approx \sqrt{\ln 2} \frac{b_\gamma}{\sqrt{2(1+k)}}$
Constante k	0,18	

1.2.2.3. Etude du jet tridimensionnel

1.2.2.3.1. Structure du jet

Dans les cas précédents, les jets 2D (jets plans et jets ronds) ont été examinés. Le cas des jets tridimensionnels, ou 3D, est plus complexe. Il convient alors d'étudier, entre autres, le cas des jets rectangulaires où la largeur de l'orifice n'est plus négligeable devant sa longueur. Les jets « carrés » et « triangulaires » sont aussi abordés. Il est tout de même important de noter que la littérature est nettement moins abondante sur ces jets 3D [55][36][29].

Trois régions différentes peuvent être distinguées (cf. Figure 8 et Figure 9) :

- la région **I** située entre les points O et A : région initiale de longueur x_{pc} caractérisée par un noyau potentiel à l'intérieur duquel la vitesse du fluide reste constante et égale à u_o ,
- la région **II** située entre les points A et B : région de réorganisation de longueur x_a où la vitesse axiale décroît comme pour les jets plans (proportionnelle à x^{-n} , avec $n \approx 0,5$),
- la région **III** située entre les points B et C : région établie où la vitesse axiale décroît comme pour les jets ronds (proportionnelle à x^{-1}).

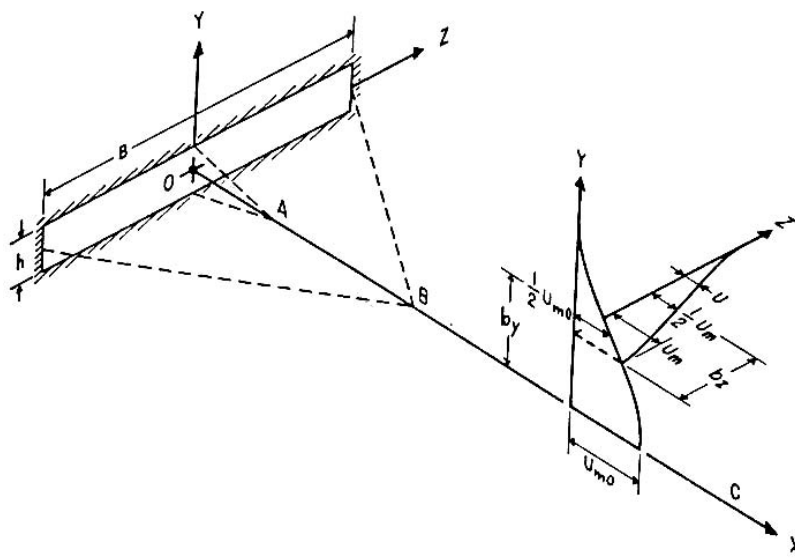


Figure 8 - Schéma du jet rectangulaire libre turbulent [55]

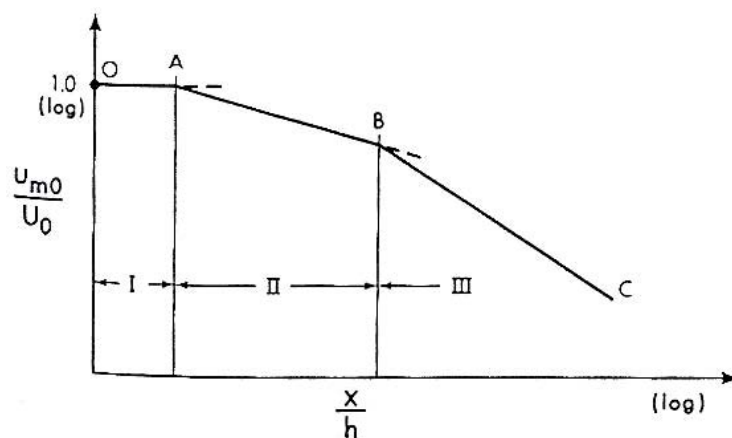


Figure 9 - Allure de la vitesse longitudinale pour un jet rectangulaire [55]

Les jets 3D qui proviennent d'un orifice carré ou triangulaire (équilatéral) peuvent ne pas présenter la région de réorganisation : elle est soit très petite, soit inexistante. Dans les autres

cas, les trois régions existent (Trentacoste et Sforza, [55]). La forme de la décroissance de la vitesse axiale va dépendre essentiellement de la forme géométrique de l'orifice et plus précisément du rapport B/h de l'orifice [55][36], où B est la longueur de l'orifice et h sa hauteur. La Figure 10 illustre la variation des longueurs des régions caractéristiques des jets 3D rapportées au diamètre hydraulique d_h de l'orifice. Noter que la variation de x_{pc}/d_h est quasi-nulle [36][74] et reste du même ordre de grandeur que dans le cas des jets bidimensionnels ($x_{pc}/d_o \approx x_{pc}/h \approx 5$).

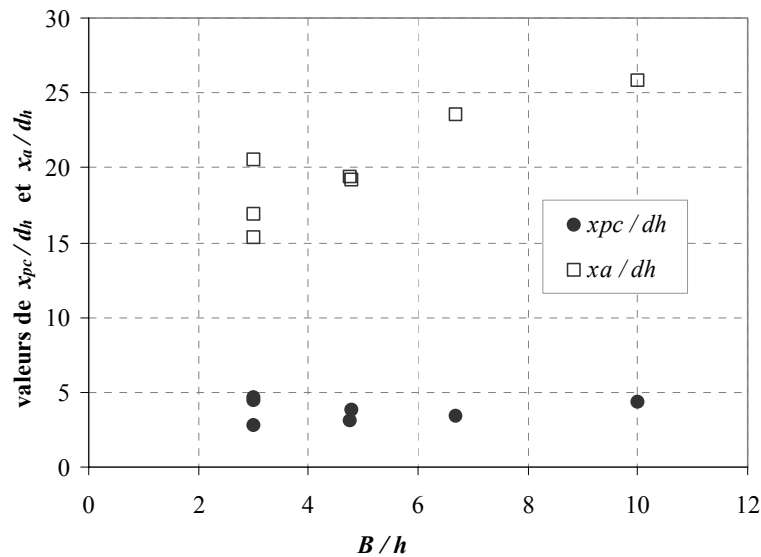


Figure 10 - Longueurs des régions I et II en fonction des paramètres géométriques de l'orifice rectangulaire (d'après les résultats de Lozanova et al. [36])

A noter également que d'après Lozanova, il existe une différence de comportement de l'écoulement du jet selon que le jet provient d'un tube ou tout simplement d'un trou sans conduite ; d'après le Tableau 7 les longueurs x_{pc} et x_a sont différentes, pour des paramètres géométriques et physiques similaires.

Tableau 7 - Comparaison de deux jets 3D selon le type de sortie de jet [36]

	B	h	Re	x_{pc}	x_a
Conduite	45 mm	15 mm	$7,5 \cdot 10^4$	101,3 mm	463 mm
Orifice sans conduite	45 mm	15 mm	$7,5 \cdot 10^4$	130,27 mm	188,2 mm

Enfin, plus récemment, Wilson et al. [74] se sont intéressés à simuler numériquement les jets 3D par des méthodes numériques performantes mais coûteuses (LES et DNS). Les auteurs mettent ainsi en évidence la complexité du jet 3D, notamment le phénomène de variations des largeurs du jet selon les deux plans xy et xz déjà évoqué par Rajaratnam. En effet, les largeurs du jet 3D ne sont pas linéaires (cf. Figure 11) contrairement aux jets plans et ronds, et ce phénomène demeure difficile à modéliser.

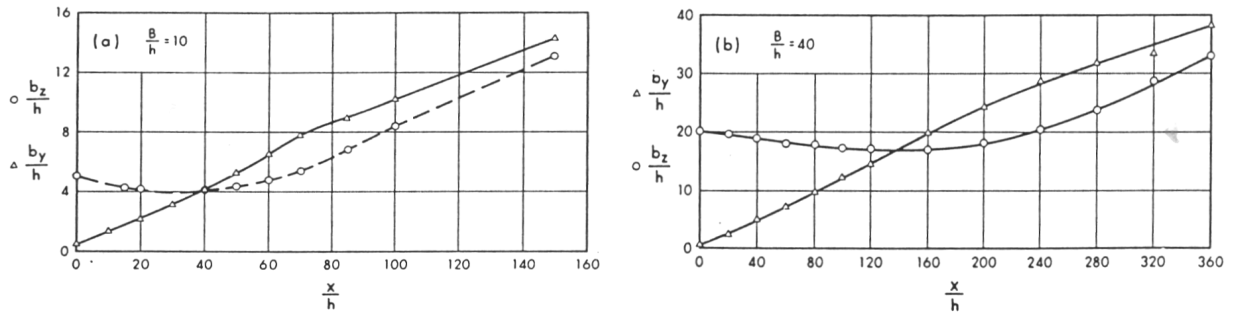


Figure 11 - Allures de la variation de b_y pour le jet 3D pour deux géométries d'orifice différentes [55]

D'autres études récentes se sont également intéressées à modéliser les jets tridimensionnels de façon empirique, mais dans des cas bien particuliers (jets 3D ascendants non-isothermes [72]). En conclusion, les modèles permettant de décrire le comportement des jets 3D sont peu nombreux.

1.2.2.3.2. Modèles

Les modèles décrivant les évolutions de la vitesse moyenne sont résumés dans le Tableau 8. Aucune étude de champ de concentration n'a été relevée dans la bibliographie à ce jour pour les jets 3D.

Tableau 8 - Lois de comportement de vitesse des jets libres 3D [36][55]

	Jet à section rectangulaire	Jet à section carrée ou triangulaire équilatérale
Profil longitudinal de la vitesse	$1^{\text{ère}} \text{ zone : } \frac{u_m}{u_o} = C_{u1} \sqrt{\frac{h}{x}}$ $2^{\text{ème}} \text{ zone : } \frac{u_m}{u_o} = C_{u2} \frac{h}{x}$ $C_{u1}, C_{u2} \text{ constantes}$	$\frac{u_m}{u_o} = 7,0 \frac{\sqrt{A}}{x}$
Profil transversal de la vitesse	plan xy (plan du côté le plus étroit de l'orifice) $\frac{u(x,y)}{u_m} = \exp\left(-\alpha_u \frac{y^2}{x^2}\right)$ $60,41 < \alpha_u < 76,29$ [36]	$\frac{u(y,z)}{u_o} = \exp\left(-74\left(\frac{y^2}{x^2} + \frac{z^2}{x^2}\right)\right)$
Largeurs du jet	plan xy $0,096 < b_v < 0,107$ $5,5^\circ < \theta_v^{50} < 6,1^\circ$ $9,9^\circ < \theta_v^{50} < 11,0^\circ$	$b_v = 0,097 x$ $\theta_v^{50} = 5,5^\circ$ $\theta_v^{10} = 10^\circ$

où h est la hauteur de l'orifice rectangulaire et A l'aire de la section de l'orifice.

Sur le plan xz (plan du côté le plus large de l'orifice), les profils de vitesse ne sont pas gaussiens : ils sont en forme de « selle » (cf. Figure 12) mais aucune corrélation ne permet de décrire ces évolutions.

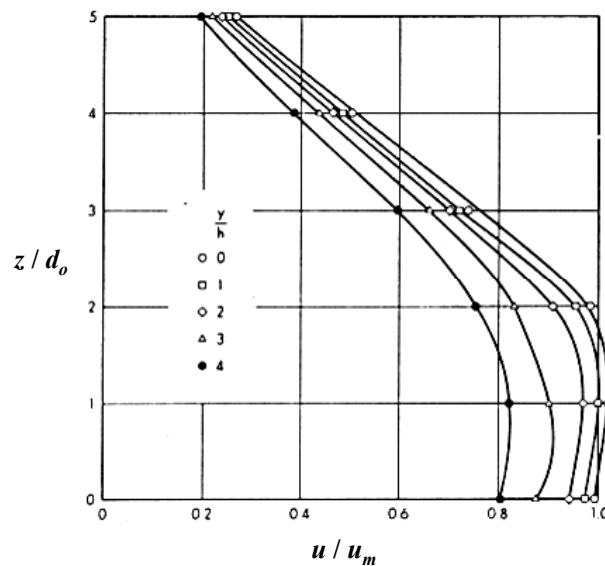


Figure 12 - Profils de vitesse sur le plan xz d'un jet rectangulaire [55]

I.2.3. Jets continus d'aérosols

Dans le cadre de la problématique étudiée, l'intérêt doit être porté non seulement sur la dispersion de contaminants gazeux mais aussi ceux particulaires. Les aérosols sont un ensemble des particules solides ou liquides en suspension dans un milieu gazeux [10][56]. Les exemples de transport des aérosols ne manquent pas : les applications sont nombreuses dans les procédés de l'industrie chimique ou nucléaire, mais aussi dans l'automobile ainsi que dans les problèmes environnementaux.

L'écoulement d'un jet d'aérosol est considéré comme diphasique avec une phase continue (gaz, fluide porteur) et une phase dispersée qui se présente sous forme de particules rigides, indéformables, de masse volumique très grande devant celle du fluide porteur et de dimensions faibles devant les grandeurs caractéristiques de l'écoulement (les particules ont un diamètre aérodynamique⁴ compris entre $0,1 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$).

Peu d'études expérimentales ont été réalisées sur les jets de particules, contrairement aux jets gazeux monophasiques. La raison principale en est la complexité de la description et de la modélisation de ces écoulements. Récemment, une étude bibliographique a déjà été faite par Armand [6] qui a étudié la mécanique du transport des aérosols selon un modèle bi-fluide.

⁴ Le diamètre aérodynamique est le diamètre de la sphère de densité 1 ayant la même vitesse limite de chute que la particule considérée.

Prévoist [52] a réalisé une étude sur les jets de particules solides et Ferrand [19] une étude sur les jets chargés en gouttelettes. Ici, seules les grandes lignes en seront reprises.

Les résultats et analyses expérimentaux cités dans la littérature sont très disparates car les conditions opératoires, techniques de mesures et paramètres (nature et diamètres des particules, diamètre de l'orifice à l'origine du jet, concentration initiale, vitesses initiales, etc) sont très différents d'un auteur à l'autre. Enfin, les études portent essentiellement sur les jets ronds verticaux et descendants (Modaress et *al.* [40][41], Levy et *al.* [34], Shuen et *al.* [66], Parthasarathy et *al.* [49], Tsuji et *al.* [69], Armand [6], Prévoist [52], Ferrand [19]). Seuls Hetsroni et Sokolov [28] ont traité des jets horizontaux. Globalement, les résultats avancés par les différents auteurs sont similaires. Les jets d'aérosols axisymétriques semblent avoir des caractéristiques similaires à celles des jets monophasiques :

- décroissance de la vitesse moyenne axiale en d_o/x , de même que pour la concentration en particules,
- profils transversaux gaussiens pour les vitesses et concentrations moyennes.

Bien entendu, les observations présentent des variations selon que les auteurs utilisent des particules de taille unique ou bien une gamme de particules définie par une granulométrie. Ceci contribue à compliquer à la fois toute modélisation mais aussi l'expérimentation. Les travaux d'Armand [6] ont permis de confronter la simulation à partir d'un code de calcul de mécanique des fluides développé par le CEA et les expérimentations de Modaress [40]. Ses principales conclusions et observations expérimentales rejoignent celles de Ferrand [19] qu'il convient de résumer.

1.2.3.1. Comportement de la phase dispersée

1.2.3.1.1. Dispersion des particules

Les caractéristiques des écoulements vont dépendre entre autres de la taille des particules. Si les particules sont très fines ($< 1 \mu\text{m}$), le comportement de l'aérosol sera proche de celui d'un contaminant gazeux ; en revanche, si les particules sont très grosses ($> 100 \mu\text{m}$), il faudra prendre en compte les effets de gravité et d'inertie. Plus précisément, la vitesse et la trajectoire des particules sont liées bien sûr à leur inertie, mais aussi à l'écoulement du fluide environnant. Pour caractériser ce phénomène, le nombre de Stokes est introduit. Ce nombre de Stokes St représente le rapport entre un temps caractéristique de la particule τ_p et un temps caractéristique de l'écoulement τ_e .

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_e} \tag{E - 9}$$

Si $St \ll 1$ les particules suivent complètement l'écoulement, et la dispersion latérale des particules est alors équivalente à celle d'un contaminant gazeux.

Si $St \gg 1$ le mouvement des particules n'est gouverné que par leur propre inertie, l'écoulement environnant (phase porteuse) est sans influence.

Si $St \approx 1$ les particules peuvent se disperser de façon importante. Cela s'explique par la présence de grosses structures tourbillonnaires dans le jet à partir d'une certaine distance qui peuvent capturer les particules momentanément avant de les rejeter en dehors de la couche de cisaillement. Ainsi, la dispersion peut être plus importante dans ce cas que dans les deux précédents.

Le temps caractéristique de la particule τ_p est pris égal au temps de relaxation, c'est-à-dire le temps de réponse aérodynamique d'une particule soumise à la force de traînée.

$$\tau_p = \frac{\rho_p}{\rho_a} \frac{4}{3} \frac{d_p}{C_D |u - u_p|} \quad (\text{E - 10})$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule, ρ_a la masse volumique du fluide environnant, C_D le coefficient de traînée, u la vitesse du fluide porteur, u_p la vitesse de la particule et d_p le diamètre de la particule.

L'expression du coefficient de traînée dépend du nombre de Reynolds particulaire Re_p ; son expression (pour une sphère rigide) diffère selon le régime d'écoulement :

$$\text{-- en régime rampant } (Re_p \ll 1) \quad C_D = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{E - 11})$$

$$\text{-- en régime intermédiaire } (1 < Re_p < 500) \quad C_D = \frac{18,5}{Re_p^{0,6}} \quad (\text{E - 12})$$

$$\text{-- en régime turbulent } (10^3 < Re_p < 5 \cdot 10^5) \quad C_D \approx 0,44 \quad (\text{E - 13})$$

avec

$$Re_p = \frac{\rho_a d_p |u - u_p|}{\mu} \quad (\text{E - 14})$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide environnant.

Le temps caractéristique de l'écoulement τ_e est donné par le rapport d'une échelle de longueur sur une échelle de vitesse, soit :

$$\tau_e = \frac{b_v}{u_m}$$

(E - 15)

Ferrand [19] a tracé l'évolution du nombre de Stokes en fonction de la distance à l'orifice du jet (cf. Figure 13) pour différentes classes de taille de particules et pour un chargement $\phi = 40\%$ (le chargement est le rapport entre le débit massique des particules et le débit massique d'air dans le jet). Pour les jets étudiés verticaux et descendants, le nombre de Stokes diminue le long de l'axe du jet.

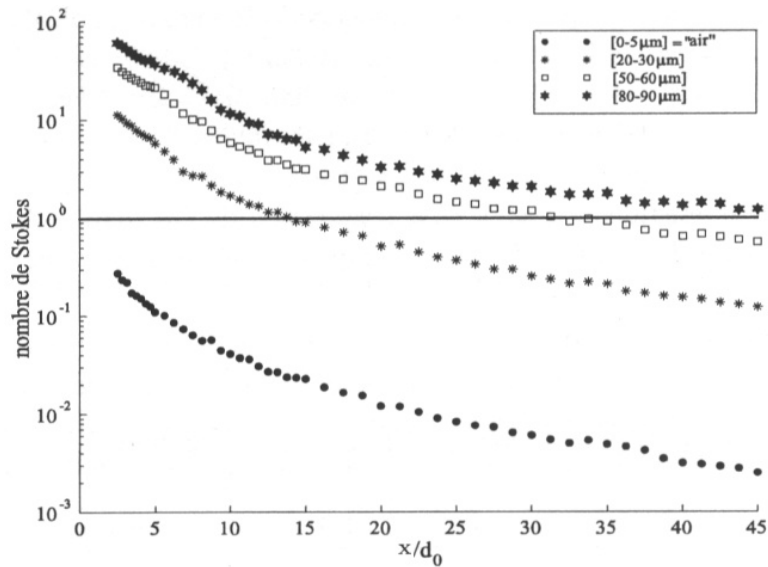


Figure 13 - Evolution longitudinale du nombre de Stokes pour un chargement du jet de 40 % [19]

Par ailleurs, la concentration massique axiale en particules décroît en d_o/x et les profils transversaux peuvent être approchés par des courbes gaussiennes (cf. Figure 14).

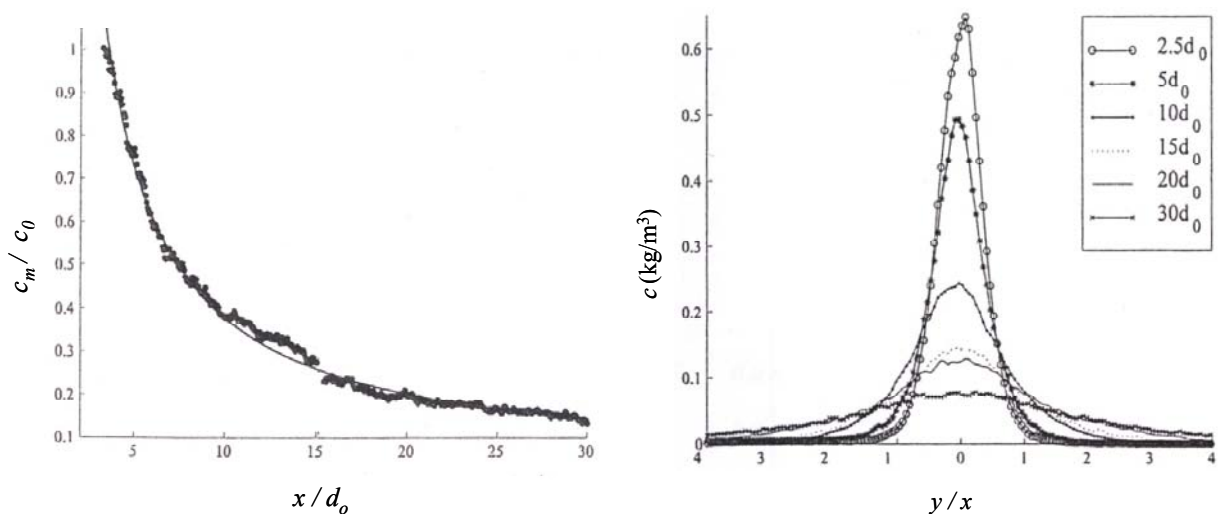


Figure 14 - Evolutions axiale et transversales de la concentration massique en particules pour un chargement du jet de 40 % [19]

1.2.3.1.2. Influence du chargement

Pour une même classe de taille de particules, lorsque le chargement de la phase dispersée augmente, le nombre de Stokes augmente et la dispersion latérale des particules diminue (les profils transversaux de concentration se rétrécissent).

1.2.3.1.3. Vitesses des particules

Les évolutions des vitesses axiales présentées sur la Figure 15 montrent que plusieurs zones sont observées :

- à la sortie du jet, il existe une différence importante entre la phase porteuse et la phase dispersée,
- ensuite le gaz du jet accélère les particules par transfert de quantité de mouvement (de la phase porteuse vers la phase dispersée) jusqu'à ce que les particules atteignent la même vitesse que le gaz porteur,
- les vitesses des deux phases décroissent, mais la décroissance est moins importante pour les particules. La vitesse de la phase dispersée est donc plus élevée et augmente avec la taille des particules. Le transfert de quantité de mouvement se fait cette fois-ci de la phase dispersée vers la phase porteuse,
- les vitesses des deux phases finissent par se rejoindre à partir d'une certaine distance de l'orifice du jet, d'autant plus grande que les particules sont grosses.

Cependant, les écarts observés par Ferrand [19] sont, dans le cadre de notre problématique, assez faibles malgré la grande taille des particules utilisées. En effet, globalement, les particules semblent se comporter de façon tout à fait similaire à la phase gazeuse.

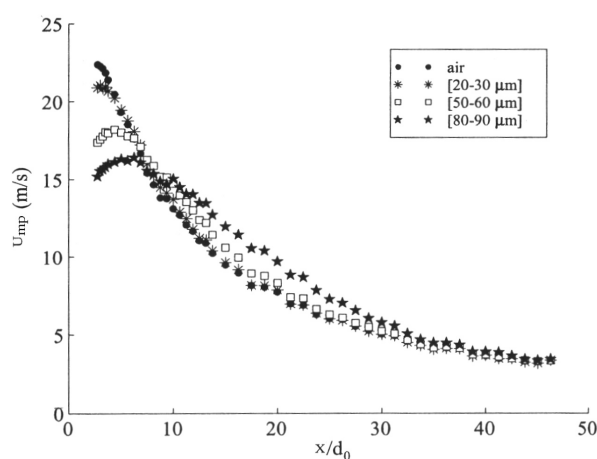


Figure 15 - Evolution des vitesses moyennes axiales de la phase dispersée pour différentes classes de taille et un chargement de 40 % [19]

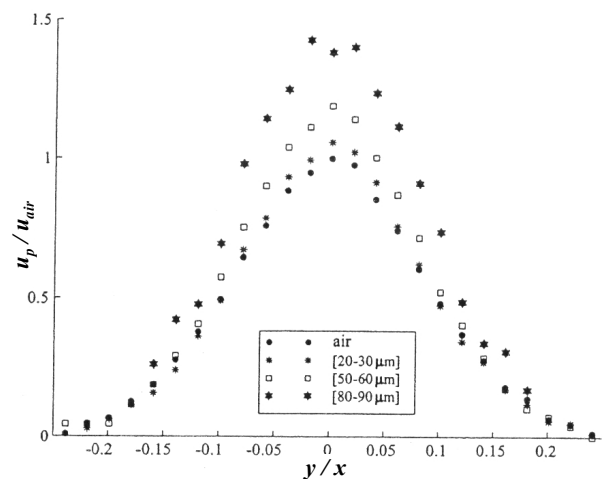


Figure 16 - Evolution de vitesses moyennes transversales (pour $x = 20 d_0$) de la phase dispersée pour différentes classes de taille et un chargement de 40 % [19]

Les profils radiaux des vitesses montrent que le rapport entre les vitesses relatives des deux phases augmente avec la taille des particules (cf. Figure 16). Ce rapport est maximal sur l'axe et décroît ensuite radialement. Ce comportement peut s'expliquer par l'évolution des temps caractéristiques du jet qui augmentent radialement. Par conséquent, les nombres de Stokes sont maximaux au centre du jet et diminuent radialement, ce qui permet aux particules de mieux suivre l'écoulement sur ses bords.

1.2.3.2. Comportement de la phase porteuse

La longueur du noyau potentiel semble augmenter avec le chargement du jet en particules. De plus, la décroissance de la vitesse axiale est plus faible en comparaison avec un jet monophasique, du fait du transfert de la quantité de mouvement des particules vers la phase porteuse, mais aussi du fait de la diminution de la diffusion turbulente radiale dans la zone d'établissement du jet ($x/d_o < 20$). Cette dernière est également responsable du rétrécissement du jet. En effet, il est observé que la demi-largeur du jet b_v (phase porteuse) diminue : $b_v = 0,078 x$ pour un chargement du jet de 73 % au lieu de $b_v = 0,105 x$ pour le jet gazeux sans particules [20]. Enfin, l'entraînement du jet diphasique est diminué par rapport au jet monophasique pour $x/d_o < 20$ et demeure constant au-delà.

I.3. Fuite continue avec effets de densité des contaminants

Il est facile d'imaginer que, dans l'industrie nucléaire, les fuites de contaminants gazeux ne sont pas toujours diluées et peuvent également être de concentration suffisamment importante pour être de densité différente de celle de l'air ambiant (fuite d'hydrogène, dispersion d'hexafluorure d'uranium...). Ceci amène à s'intéresser aux effets de densité dans les jets et en limitant l'examen au cas d'écoulements continus.

I.3.1. Panaches

1.3.1.1. Généralités

Les panaches sont des écoulements dont les comportements longitudinaux et transversaux s'apparentent à ceux des jets, mais ils n'ont en revanche pas de vitesse initiale. La quantité de mouvement dans les panaches est essentiellement due aux effets de densité. Deux types de panaches sont à distinguer : les panaches thermiques (produits par une source de chaleur provoquant l'ascension de l'air environnant) et les panaches de gaz légers (produits par l'ascension de gaz plus légers que l'air). Dans les deux cas, les panaches sont dus aux effets de flottabilité (poussée d'Archimède). La Figure 17 montre une représentation schématique des panaches. Les panaches peuvent être décrits soit par deux types de modèles : les modèles à profils transversaux plats, et les modèles à profils gaussiens.

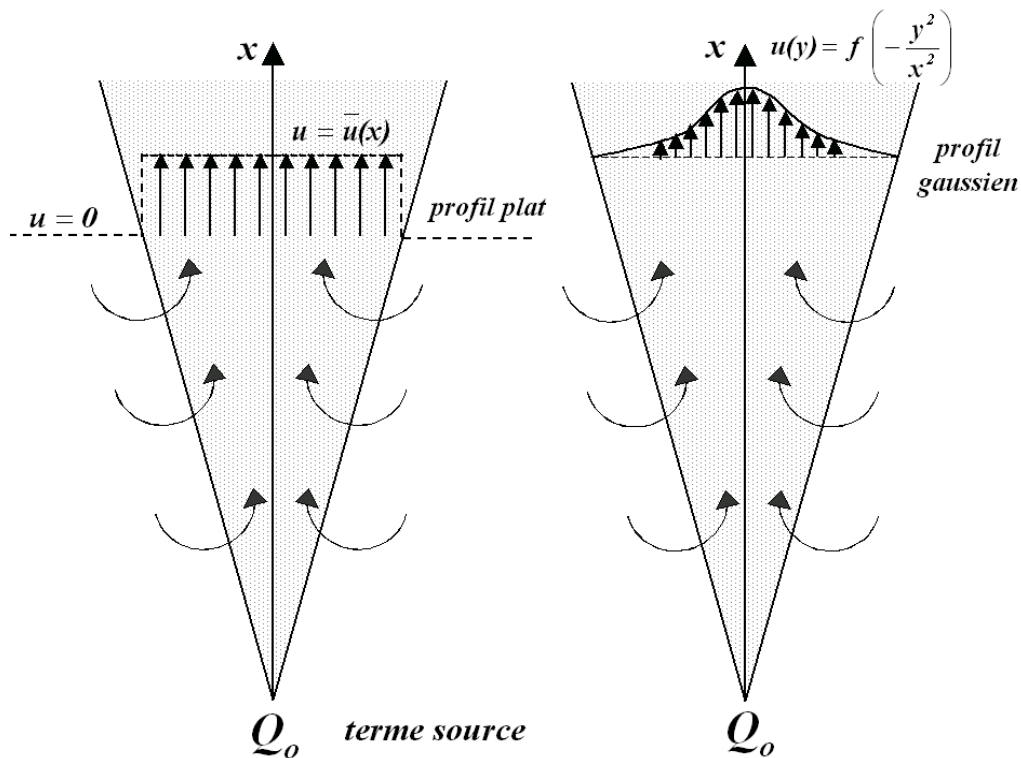


Figure 17 - Représentation des panaches en profils plat et gaussien

1.3.1.2. Modèle de Morton

Le premier modèle physique du panache est le modèle de Morton [42][43]. Il est utilisable pour les panaches de gaz léger ou les panaches thermiques, mais dans le cadre de notre étude, ces derniers ne sont pas examinés. Ce modèle, valable pour une source ponctuelle, est basé sur des hypothèses simples :

- la largeur du panache croît linéairement avec la distance à la source ;
- il existe une induction à la périphérie du panache. Le flux entrant est proportionnel à la vitesse d'ascension du panache. La vitesse d'entraînement est donc proportionnelle, comme pour les jets, à la vitesse débitante ;
- le profil transversal du panache est supposé plat.

La source étant considérée ponctuelle, il n'y a pas d'origine virtuelle dans ce cas précis. Les panaches sont considérés verticaux, ascendants et stationnaires. L'écriture des équations de conservation du volume, de la quantité de mouvement et de la masse d'air donne lieu aux résultats résumés dans le Tableau 9.

Tableau 9 - Caractéristiques des panaches (Morton)

Vitesse moyenne	$\bar{u}(x) = \frac{5}{6\alpha_e} \left(\frac{9g'\alpha_e}{10\pi} \right)^{\frac{1}{3}} Q_o^{\frac{1}{3}} x^{-\frac{1}{3}}$
Concentration moyenne ($0 < \bar{c} < 1$)	$\bar{c}(x) = \frac{5}{6\pi\alpha_e} \left(\frac{10\pi}{9g'\alpha_e} \right)^{\frac{1}{3}} Q_o^{\frac{2}{3}} x^{-\frac{5}{3}}$
Largeur du panache	$b_\gamma = \frac{6\alpha_e}{5} x$ $\theta_\gamma = 8,0^\circ$

où $\alpha_e = 0,116$ est le coefficient d'entraînement, Q_o le terme source (en m^3/s) et avec :

$$g' = g \frac{\rho_a - \rho_o}{\rho_a} \quad (\text{E - 16})$$

où ρ_o est la masse volumique initiale du panache et ρ_a la masse volumique du fluide environnant.

Enfin, toutes ces relations peuvent a priori s'appliquer au cas des jets de gaz lourds verticaux descendants.

1.3.1.3. Modèle de Chu

1.3.1.3.1. Hypothèse du profil plat

Plus récemment, Chu [14] a également développé un modèle pour les différents types de panaches (plan, rond). La largeur du panache b_γ est définie à partir du paramètre C_γ tel que :

$$C_\gamma = \frac{db_\gamma}{dx} = 0,17 \quad \text{pour } \gamma = 0,47 \quad (\text{E - 17})$$

Dans le Tableau 10 où sont rassemblées les lois de comportement des panaches, l'auteur distingue les panaches plans des panaches ronds.

Tableau 10 - Grandeurs moyennes sur une section du jet des caractéristiques des panaches [14]

Grandeur	Panache plan	Panache rond
Vitesse moyenne	$\bar{u} = \left(\frac{g'}{2\alpha_e(1+k)} \right)^{\frac{1}{3}} Q_o^{\frac{1}{3}}$	$\bar{u}(x) = \frac{1}{C_\gamma} \left(\frac{9g'\alpha_e}{10(1+k)} \right)^{\frac{1}{3}} Q_o^{\frac{1}{3}} x^{-\frac{1}{3}}$
Concentration moyenne ($0 < \bar{c} < 1$)	$\bar{c}(x) = \frac{1}{2\alpha_e} \left(\frac{2\alpha_e(1+k)}{g'} \right)^{\frac{1}{3}} Q_o^{\frac{2}{3}} x^{-1}$	$\bar{c}(x) = \frac{1}{\pi C_\gamma} \left(\frac{10\pi(1+k)}{9g'\alpha_e} \right)^{\frac{1}{3}} Q_o^{\frac{2}{3}} x^{-\frac{5}{3}}$
Largeur du panache	$b_\gamma = \alpha_e x$ $\theta_\gamma = 9,6^\circ$	$b_\gamma = \frac{6\alpha_e}{5} x$ $\theta_\gamma = 9,6^\circ$
k	0,18	0,18
α_e	0,17	0,142

La vitesse dans le cas du panache plan reste constante selon x et ne décroît donc pas [14][35][65].

1.3.1.3.2. Hypothèse du profil gaussien

Les profils transversaux gaussiens des panaches s'écrivent de la façon suivante :

$$\frac{u}{u_m} = \exp\left(-\ln 2 \frac{y^2}{b_v^2}\right) \quad (\text{E - 18})$$

$$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-\ln 2 \frac{y^2}{b_c^2}\right) \quad (\text{E - 19})$$

Le Tableau 11 permet de comparer les largeurs des panaches plans et ronds.

Tableau 11 - Comparaison des valeurs des taux d'expansion des panaches [14]

Grandeur	$\frac{db_v}{dx}$	θ_v^{50}	θ_v^{10}	$\frac{db_c}{dx}$	θ_c^{50}	θ_c^{10}	$\frac{b_c}{b_v}$
Panache plan (Rouse et al. 1952)	0,120	6,8°	12,3°	0,150	8,5°	15,3°	1,25
Panache rond (Rouse et al. 1952)	0,085	4,9°	8,8°	0,099	5,7°	10,2°	1,16

De la même façon que pour les jets, le Tableau 12 permet de retrouver les allures longitudinales de la vitesse et de la concentration à partir de corrélations.

Tableau 12 - Relations de passage de profil plat à profil gaussien pour les panaches [14]

Grandeur	Panache plan	Panache rond
Vitesse axiale	$u_m(x) \approx \sqrt{2} (1+k) \bar{u}(x)$	$u_m(x) \approx 2 (1+k) \bar{u}(x)$
Concentration axiale	$c_m(x) \approx \frac{\bar{c}(x)}{\sqrt{1 - \frac{1}{2(1+k)^2}}}$	$c_m(x) \approx \frac{\bar{c}(x)}{1 - \frac{1}{2(1+k)}}$
Largeur du panache	$b_v \approx \sqrt{\ln 2} \frac{b_\gamma}{\sqrt{\frac{\pi}{2}(1+k)}}$	$b_v \approx \sqrt{\ln 2} \frac{b_\gamma}{\sqrt{2(1+k)}}$

I.3.1.4. Comparaison des modèles du panache rond

La comparaison des modèles de Morton et de Chu montre qu'ils sont quasiment identiques ; après calculs des constantes, les exposants des variables obtenus pour les vitesses moyennes sont identiques :

$$\bar{u}(x) = 2,31 g'^{\frac{1}{3}} Q_o^{\frac{1}{3}} x^{-\frac{1}{3}} \quad (\text{modèle de Morton}) \quad (\text{E - 20})$$

$$\bar{u}(x) = 2,80 g'^{\frac{1}{3}} Q_o^{\frac{1}{3}} x^{-\frac{1}{3}} \quad (\text{modèle de Chu}) \quad (\text{E - 21})$$

Ceci montre la validité des deux modèles malgré des hypothèses initiales différentes sur la géométrie de la source (ponctuelle pour Morton et ronde pour Chu).

I.3.2. Jets verticaux à masse volumique variable

Les jets libres à masse volumique variable ont un comportement différent de ceux à masse volumique constante car lorsque les effets d'inertie du jet diminuent, les effets de gravité (poussée d'Archimède) prennent de l'importance. Les lois évoquées précédemment s'en trouvent alors modifiées. Ces modèles ne sont applicables qu'au même type de jets à masse volumique variable : verticaux, stationnaires, généralement ascendants (si la masse volumique du jet initial est plus faible que celle du milieu ambiant) ou descendants (si au contraire la masse volumique du jet initial est la plus élevée).

I.3.2.1. Modèle de Chen et Rodi

Chen et Rodi [13] considèrent que les jets à masse volumique variable se découpent en trois régions principales (cf. Figure 18) :

- une région de jet (avec son noyau potentiel) où les forces d'inertie sont les forces prédominantes ; il n'y a donc pas d'effets de gravité,
- une région intermédiaire,
- une région de panache où les forces d'inertie sont faibles devant les forces de poussée.

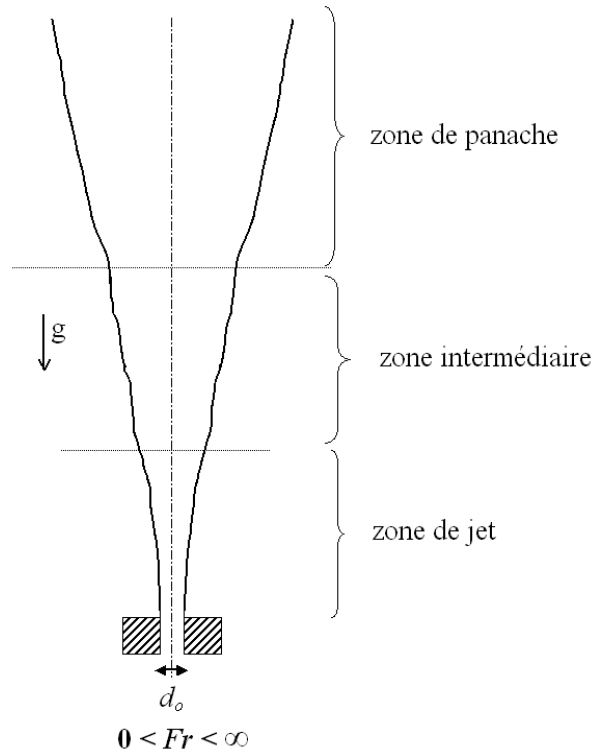


Figure 18 - Schéma d'un jet à masse volumique variable

Les relations qui suivent font apparaître un nombre adimensionnel très utile : le nombre de Froude défini par :

$$Fr = \frac{\rho_o u_o^2}{g d_o (\rho_a - \rho_o)} \quad (\text{E} - 22)$$

où ρ_a est la masse volumique du milieu ambiant, ρ_o la masse volumique initiale du jet, u_o sa vitesse initiale, d_o le diamètre de l'orifice (ou h la hauteur de la fente) et g l'accélération de la pesanteur.

Le nombre de Froude désigne le rapport entre les forces d'inertie et les forces de flottabilité.

- si $Fr \gg 1$ l'écoulement est en convection forcée,
- si $Fr \approx 1$ l'écoulement est en convection mixte,
- si $Fr \ll 1$ l'écoulement est en convection naturelle.

Il semble évident que plus le nombre de Froude initial est faible, plus la région de panache est importante ; les limites de ces régions vont alors dépendre essentiellement de ce nombre et donc des masses volumiques initiales des fluides.

D'autres auteurs utilisent parfois le nombre de Richardson défini par :

$$Ri = \frac{g d_o (\rho_a - \rho_o)}{\rho_a u_o^2} = \frac{\rho_o}{\rho_a} \frac{1}{Fr} \quad (\text{E - 23})$$

Ce nombre est davantage utilisé pour les études de jets confinés, le nombre de Froude étant préférentiellement utilisé pour les jets libres.

Chen et Rodi [13] introduisent également le nombre adimensionnel R_ρ tel que :

$$R_\rho = \frac{\rho_a - \rho_m}{\rho_a - \rho_o} \quad (\text{E - 24})$$

où ρ_m est la masse volumique du jet sur l'axe d'écoulement du jet Ox . Ce rapport R_ρ des écarts des masses volumiques permet donc de suivre l'évolution de la masse volumique du jet⁵.

A noter que les modèles mis en place par Chen et Rodi résultent de la synthèse et de l'analyse de résultats expérimentaux de plusieurs auteurs [13].

1.3.2.1.1. Cas des jets plans

Le nombre adimensionnel X suivant permet de délimiter les différentes régions du jet :

$$X = Fr^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{x}{h} \quad (\text{E - 25})$$

Les décroissances de la vitesse axiale et de la masse volumique le long de l'axe de l'écoulement du jet sont données par les relations du Tableau 13 selon la région du jet.

⁵ Noter que R_ρ est absolument équivalent à c / c_o si c et c_o sont des fractions molaires.

Tableau 13 - Expressions des évolutions longitudinales de la vitesse et de la masse volumique du jet plan [13]

Zone	Vitesse	Masse volumique
zone de jet ($X < 0,5$)	$\frac{u_m}{u_o} = 2,4 \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-\frac{1}{2}}$	$R_\rho = 2 \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-\frac{1}{2}}$
zone intermédiaire ($0,5 \leq X \leq 5$)	$\frac{u_m}{u_o} = 2,85 Fr^{-\frac{1}{6}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{5}{12}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-\frac{1}{4}}$	$R_\rho = 1,65 Fr^{\frac{1}{6}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-\frac{3}{4}}$
zone de panache ($X > 5$)	$\frac{u_m}{u_o} = 1,9 Fr^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{3}}$	$R_\rho = 2,4 Fr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-1}$

Les valeurs constantes des relations utilisées pour les régions intermédiaires sont purement empiriques. Il conviendra d'être prudent quant à l'utilisation de ces coefficients car ils diffèrent selon les publications des auteurs [11][12] ; seules les plus récentes [13] sont prises en considération et malgré cela, des discontinuités entre les différentes zones du jet apparaissent (cf. Figure 19). Certaines constantes et exposants des profils axiaux de vitesse et de concentration (notamment les exposants du nombre de Froude dans la zone intermédiaire) ont été modifiés afin de corriger ces discontinuités. Il en sera de même dans le cas des jets ronds.

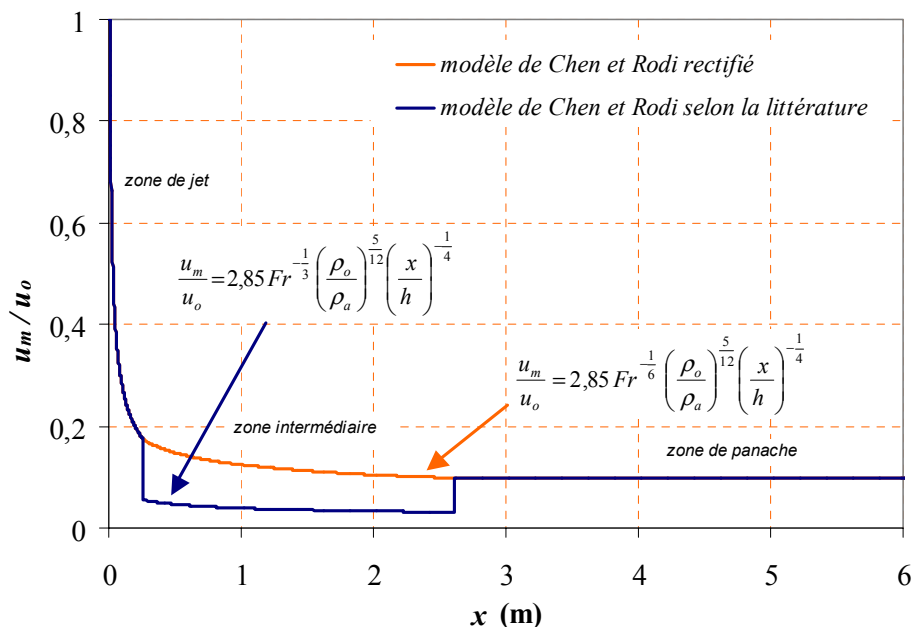


Figure 19 - Comparaison entre le modèle de Chen [13] et la modification apportée. Cas du profil axial de vitesse du jet plan à masse volumique variable.

Dans le cas du jet plan et pour la région intermédiaire, les équations de la littérature ont été modifiées comme suit :

$$\frac{u_m}{u_o} = 2,85 Fr^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{5}{12}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-\frac{1}{4}} \quad \text{devient} \quad \frac{u_m}{u_o} = 2,85 Fr^{-\frac{1}{6}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{5}{12}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-\frac{1}{4}}$$

$$R_\rho = 1,65 Fr^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad \text{devient} \quad R_\rho = 1,65 Fr^{\frac{1}{6}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{x}{h} \right)^{-\frac{3}{4}}$$

Le Tableau 14 récapitule les expressions des profils transversaux de vitesse moyenne et de masse volumique du jet plan. Les valeurs constantes sont cette fois-ci des valeurs recommandées car elles résultent d'une synthèse réalisée par les auteurs de valeurs expérimentales répertoriées dans la littérature.

Tableau 14 - Expressions des évolutions transversales de la vitesse et de la masse volumique du jet plan [13] et évaluation des largeurs des jets

Zone	Vitesse	Masse volumique
zone de jet et intermédiaire (X < 5)	$\frac{u}{u_m} = \exp\left(-62 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,106 x$ $\theta_v^{50} = 6,1^\circ$ $\theta_v^{10} = 10,9^\circ$	$R_\rho = \exp\left(-35 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,141 x$ $\theta_c^{50} = 8^\circ$ $\theta_c^{10} = 14,4^\circ$
zone de panache (X > 5)	$\frac{u}{u_m} = \exp\left(-50 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,118 x$ $\theta_v^{50} = 6,7^\circ$ $\theta_v^{10} = 12,1^\circ$	$R_\rho = \exp\left(-41 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,130 x$ $\theta_c^{50} = 7,4^\circ$ $\theta_c^{10} = 13,3^\circ$

1.3.2.1.2. Cas des jets ronds

Pour les jets ronds, le nombre adimensionnel X s'exprime par :

$$X = Fr^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{4}} \frac{x}{d_o} \quad (\text{E} - 26)$$

Les expressions des évolutions longitudinales apparaissent dans le Tableau 15.

Tableau 15 - Expressions des évolutions longitudinales de la vitesse et de la masse volumique du jet rond [13]

Zone	Profil longitudinal de la vitesse	Rapport R_ρ
zone de jet ($X < 0,5$)	$\frac{u_m}{u_o} = 6,2 \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{-1}$	$R_\rho = 5 \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{-1}$
zone intermédiaire ($0,5 \leq X \leq 5$)	$\frac{u_m}{u_o} = 7,26 Fr^{-\frac{1}{10}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{9}{20}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{-\frac{4}{5}}$	$R_\rho = 5,1 Fr^{\frac{1}{10}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{7}{16}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{-\frac{5}{4}}$
zone de panache ($X > 5$)	$\frac{u_m}{u_o} = 3,5 Fr^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{-\frac{1}{3}}$	$R_\rho = 9,35 Fr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{-\frac{5}{3}}$

Pour la région intermédiaire, une seule équation a été modifiée :

$$R_\rho = 0,44 Fr^{\frac{1}{8}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{7}{16}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{-\frac{5}{4}} \quad \text{devient} \quad R_\rho = 5,1 Fr^{\frac{1}{10}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{-\frac{7}{16}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{-\frac{5}{4}}$$

Enfin, les profils transversaux de la vitesse moyenne et de la masse volumique sont supposés gaussiens (cf. Tableau 16). Noter que les valeurs constantes indiquées dans ces relations sont des valeurs recommandées par les auteurs [13].

Tableau 16 - Expressions des évolutions transversales de la vitesse et de la masse volumique du jet rond [13]

Zone	Vitesse	Masse volumique
zone de jet et intermédiaire ($X < 5$)	$\frac{u}{u_m} = \exp\left(-94 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,086 x$ $\theta_v^{50} = 4,9^\circ$ $\theta_v^{10} = 8,9^\circ$	$R_\rho = \exp\left(-57 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,110 x$ $\theta_c^{50} = 6,3^\circ$ $\theta_c^{10} = 11,3^\circ$
zone de panache ($X > 5$)	$\frac{u}{u_m} = \exp\left(-55 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,112 x$ $\theta_v^{50} = 6,4^\circ$ $\theta_v^{10} = 11,5^\circ$	$R_\rho = \exp\left(-65 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,103 x$ $\theta_c^{50} = 5,9^\circ$ $\theta_c^{10} = 10,6^\circ$

I.3.2.2. Modèle de Papanicolaou et List

Le modèle de Papanicolaou et List [48] est appliqué au jet rond uniquement. Un paramètre l_M (échelle de longueur) est introduit par les auteurs :

$$l_M = \left[\frac{\pi^{1/2} \rho_a r_o u_o^2}{g (\rho_a - \rho_o)} \right]^{1/2} \quad (\text{E - 27})$$

Cette expression n'est pas sans rappeler le nombre de Froude. Le jet vertical à masse volumique variable se découpe là encore en trois régions :

- une région de jet pour $\frac{x}{l_M} < 1$,
- une région intermédiaire pour $1 < \frac{x}{l_M} < 5$,
- une région de panache pour $\frac{x}{l_M} > 5$.

Les auteurs ne donnent pas, dans cette publication [48], de modèle pour la région intermédiaire mais uniquement pour les régions de jet et de panache (cf. Tableau 17).

Tableau 17 - Evolutions de la vitesse moyenne et de la concentration d'un jet à masse volumique variable pour un jet rond continu [48]

Zone	Vitesse moyenne	Concentration
zone de jet	$\frac{u_m}{u_o} = 6,714 \frac{d_o}{x}$	$\frac{c_m}{c_o} = 6,029 \frac{d_o}{x}$
zone de panache	$\frac{u_m}{u_o} = 3,409 \frac{d_o}{l_M^2} x^{-\frac{1}{3}}$ $\frac{u}{u_m} = \exp\left(-63 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,105 x$ $\theta_v^{50} = 6,4^\circ$ $\theta_v^{10} = 11,5^\circ$	$\frac{c_m}{c_o} = 12,66 d_o l_M^2 x^{-\frac{5}{3}}$ $\frac{c}{c_m} = \exp\left(-55 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_c = 0,112 x$ $\theta_c^{50} = 5,9^\circ$ $\theta_c^{10} = 10,6^\circ$

I.3.2.3. Modèle de Sautet

Sautet [62][63][64] s'est surtout intéressé à la région d'établissement du jet à masse volumique variable ; il s'est attaché à développer la notion de diamètre effectif afin de donner un modèle valable pour le champ très proche de la source du jet ($x/d_o < 20$). A la différence

de Ricou et Spalding [60], ce diamètre effectif est variable selon la distance à l'origine du jet et est donné par la relation suivante :

$$\frac{d_{eff}(x)}{d_o} = \frac{\left(\frac{\rho_o}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \left[\left(\frac{\rho_o}{\rho_a}\right)^{\frac{1}{2}} - 1\right] \beta(x)} \quad (E - 28)$$

L'ensemble des grandeurs caractérisant l'évolution longitudinale de la vitesse moyenne et de la concentration apparaît dans le Tableau 18.

Tableau 18 - Evolutions de la vitesse moyenne et de la concentration selon les travaux de Sautet [62]

Grandeur	Vitesse moyenne	Concentration
Evolution axiale	$\frac{u_m}{u_o} = 8,06 \frac{d_{eff}(x)}{x - x_o}$	$\frac{c_m}{c_o} = 5,21 \frac{d_{eff}(x)}{x - x_o'}$
Longueur du noyau potentiel	$\frac{x_{pc}}{d_o} = 5,4 \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho_a}}$	$\frac{x_{pc}'}{d_o} = 2,7 + 3,8 \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho_a}}$
Position de l'origine virtuelle	$\frac{x_o}{d_o} = -6,5 + \frac{x_{pc}}{d_o}$	$\frac{x_o'}{d_o} = -3,6 + \frac{x_{pc}'}{d_o}$

Physiquement, le diamètre effectif représente le diamètre qu'il faudrait pour que les flux de masse et de quantité de mouvement soient les mêmes dans l'écoulement que dans le cas d'un jet à masse volumique constante. L'auteur présente cependant deux modèles de $\beta(x)$ différents :

- selon [63] (1^{er} modèle), la relation (E - 28) est simplifiée de la façon suivante :

pour $\frac{x}{d_o} < 5$ (présence du noyau potentiel) alors $\beta(x)=1$,

pour $\frac{x}{d_o} > 5$, $\beta(x)$ peut être approximée par la relation $\beta(x)=4,67 \frac{d_o}{x}$;

- selon [64] (2^{ème} modèle), la relation (E - 28) est simplifiée comme suit :

$$\beta(x) = \exp\left(-\frac{x}{15d_o}\right) \text{ quelle que soit la valeur de } x \text{ (en champ proche).}$$

Ces deux modèles demeurent superposables tant que le rapport de densité entre le jet initial et le milieu ambiant n'est pas très important (cf. Figure 20). S'il existe une forte différence de densité, alors il apparaît une très légère différence près de l'orifice (cf. Figure 21). A noter

aussi que l'écart observé avec l'évolution axiale dans le cas du jet libre dilué (cf. § I.2.2.2) croît lorsque le rapport de densité diminue.

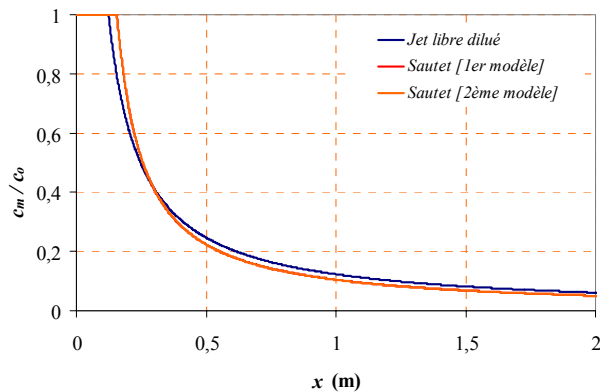


Figure 20 - Evolution axiale de la concentration : comparaison entre les modèles de Sautet et celui du jet libre dilué. Cas où $\rho_o / \rho_a = 0,9$

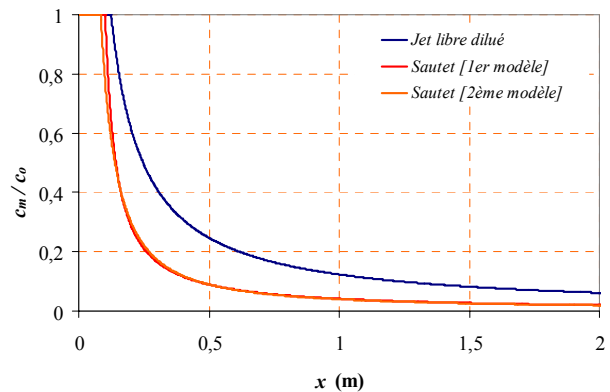


Figure 21 - Evolution axiale de la concentration : comparaison entre les modèles de Sautet et celui du jet libre dilué. Cas où $\rho_o / \rho_a = 0,14$

I.3.2.4. Comparaisons des modèles

Au vu du nombre important de modèles permettant de décrire les évolutions de la vitesse et de la concentration dans le cas des jets ronds, il semble judicieux de comparer ces modèles pour différentes conditions initiales de jet.

Lorsque la masse volumique initiale du jet est proche de celle du milieu ambiant, les profils axiaux de vitesse et de concentration suivent de près ceux du jet libre dilué (cf. Figure 22 et Figure 23). Sur ces deux figures, les courbes du premier et deuxième modèle de Sautet sont superposées.

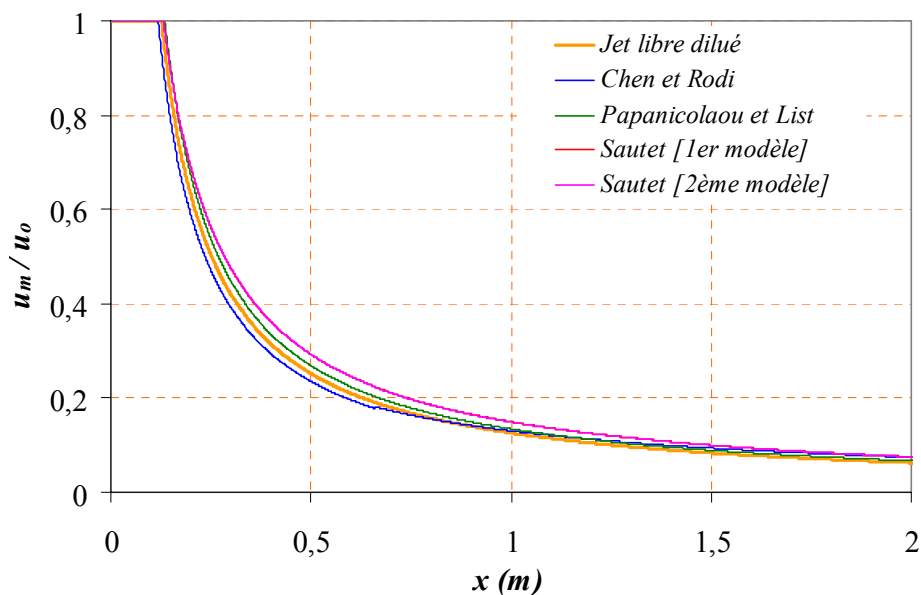


Figure 22 - Comparaison des profils axiaux de vitesse pour un jet rond à masse volumique variable Cas où $\rho_o / \rho_a = 0,9$; $d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s

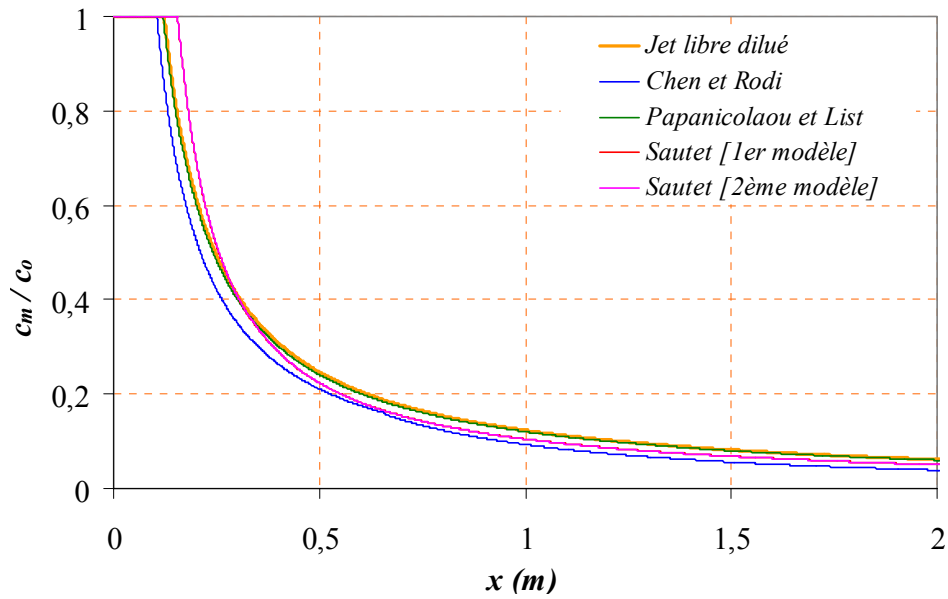


Figure 23 - Comparaison des profils axiaux de concentration pour un jet rond à masse volumique variable
Cas où $\rho_o / \rho_a = 0,9$; $d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s

En revanche, les comportements diffèrent davantage dans le cas où les écarts de densité deviennent importants (cf. Figure 24 et Figure 25). Le modèle de Chen et Rodi semble suivre celui de Sautet dans le cas du profil axial de vitesse mais pas pour celui de concentration. Rappelons que le modèle de Sautet est valable principalement en champ très proche de l'orifice ($x < 20 d_o$).

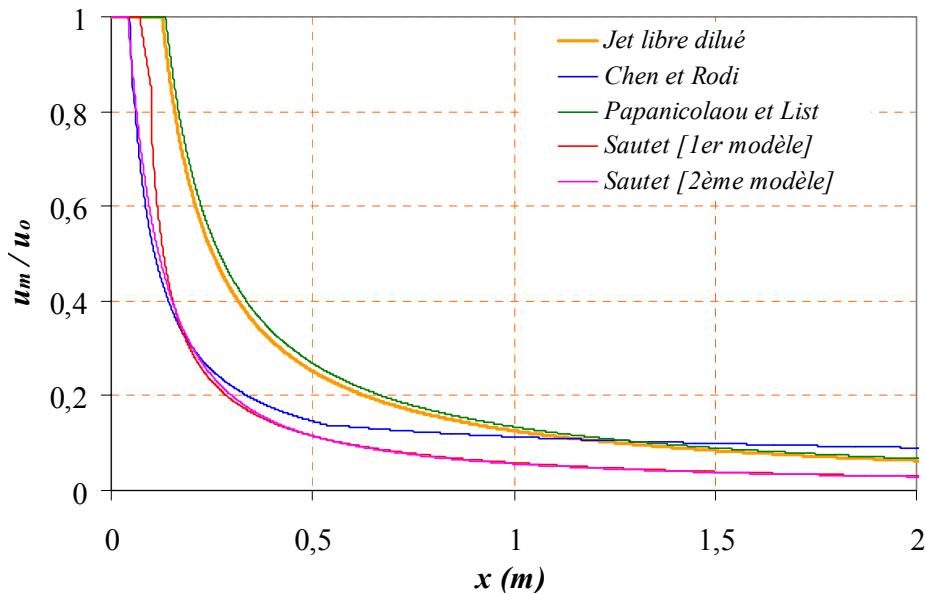


Figure 24 - Comparaison des profils axiaux de vitesse pour un jet rond à masse volumique variable
Cas où $\rho_o / \rho_a = 0,14$; $d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s

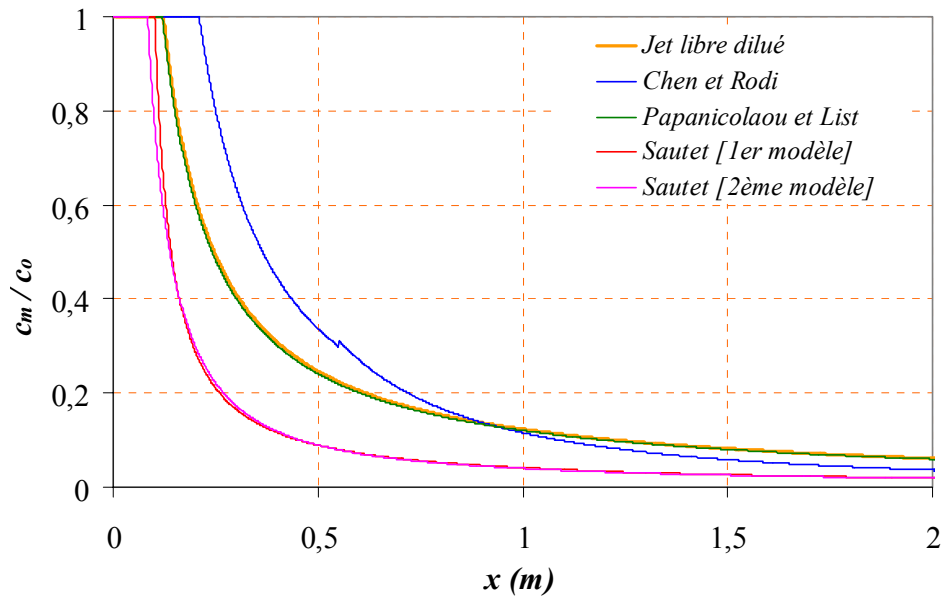


Figure 25 - Comparaison des profils axiaux de concentration pour un jet rond à masse volumique variable
Cas où $\rho_o / \rho_a = 0,14$; $d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s

Par ailleurs, comme l'illustre le Tableau 19, les trois zones (zone de jet, intermédiaire et de panache) ne sont pas nécessairement les mêmes selon les auteurs qui utilisent cette notion [13][48].

Tableau 19 - Comparaisons des différentes zones du jet à masse volumique variable
($d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s)

	Modèle de Chen et Rodi [12]		Modèle de Papanicolaou et List [48]	
	$\rho_o / \rho_a = 0,14$	$\rho_o / \rho_a = 0,9$	$\rho_o / \rho_a = 0,14$	$\rho_o / \rho_a = 0,9$
Zone de jet	$x < 0,055$ m	$x < 0,66$ m	$x < 0,458$ m	$x < 1,345$ m
Zone intermédiaire	$0,055 < x < 0,549$ m	$0,66 < x < 6,596$ m	$0,458 < x < 2,288$ m	$1,345 < x < 6,72$ m
Zone de panache	$x > 0,549$ m	$x > 6,596$ m	$x > 2,288$ m	$x > 6,72$ m

Il paraît donc difficile de conclure sur les différents modèles rencontrés dans la littérature, bien que le modèle de Chen et Rodi demeure le plus complet car il traite aussi bien les jets plans que ronds et ne se restreint pas comme Sautet au champ très proche de l'orifice. Par ailleurs, le modèle de Papanicolaou et List souffre d'un manque de description de la zone intermédiaire et la zone de jet ne semble pas dépendre de la masse volumique initiale contrairement aux autres modèles.

D'autres études récentes [4][38][44] sur les jets à masse volumique relèvent davantage de la contribution expérimentale que de l'élaboration de nouveaux modèles. Lee [33] a également mis en place un modèle décrivant les jets ronds verticaux ascendants mais demeure très proche des travaux de Chen et Rodi. Noter que Richards et Pitts [59] assurent que d'après leurs travaux expérimentaux, le champ de concentration est indépendant de la masse

volumique initiale et du champ de vitesse. Ils décrivent l'évolution du champ de concentration par une seule relation :

$$\frac{c}{c_o} = 4,76 \frac{d_o}{x-x_o} \exp\left(-59 \frac{y^2}{x^2}\right) \quad (\text{E - 29})$$

I.3.2.5. Jets "lourds" ascendants

Contrairement aux jets libres classiques, les études récentes sur les jets lourds sont très peu nombreuses et se limitent aux jets verticaux ascendants (cf. Figure 26). Quant aux jets lourds descendants, ils ont a priori le même comportement que les jets légers verticaux ascendants.

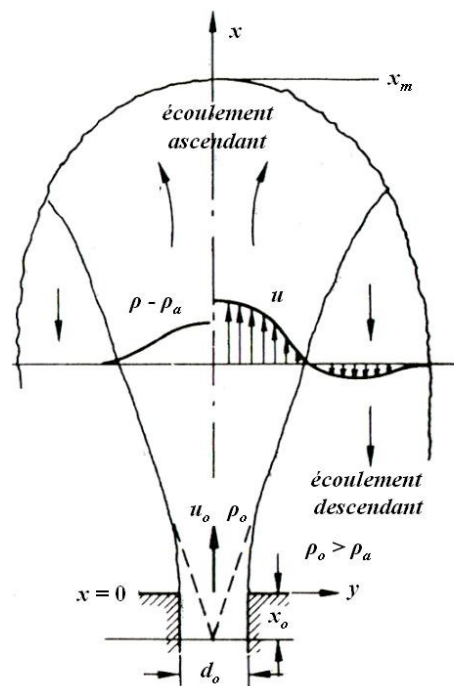


Figure 26 - Représentation schématique d'un jet lourd

Comme l'illustre la Figure 26, les jets lourds ascendants sont caractérisés par une hauteur maximale x_m . Cette hauteur maximale x_m est proportionnelle à $d_o |Fr|^{1/2}$ [13][46] où d_o est le diamètre de l'orifice circulaire et Fr le nombre de Froude donné par l'expression (E - 22). Baines et al. [7] a également étudié ce type de jet et propose des relations pour des jets lourds ascendants plans et ronds :

$$x_m = 1,23 d_o |Fr|^{1/2} \quad (\text{jet rond}) \quad (\text{E - 30})$$

$$x_m = 0,33 h |Fr|^{2/3} \quad (\text{jet plan}) \quad (\text{E - 31})$$

I.3.3. Jets horizontaux à masse volumique variable

La bibliographie est très peu abondante sur les jets horizontaux. Les jets libres stationnaires horizontaux se comportent comme les jets verticaux tant qu'il n'existe pas de différence de densité entre le constituant du jet et le milieu ambiant dans lequel le jet évolue. En revanche, si le jet horizontal est plus léger ou plus lourd que le milieu ambiant, la trajectoire du jet horizontal va alors s'incurver respectivement vers le haut ou le bas. Ce type de jet est très intéressant à étudier dans la mesure où une fuite ayant une forte concentration en contaminant et de densité différente de celle du milieu ambiant peut bien entendu être horizontale, et dirigée vers un opérateur qui se trouverait à proximité.

Arakeri et *al.* [5] ont travaillé sur les jets horizontaux stationnaires et laminaires ($Re < 2000$). L'étude sur les effets de densité sur les jets horizontaux s'avère donc important. La Figure 27 illustre de façon très schématique cette configuration.

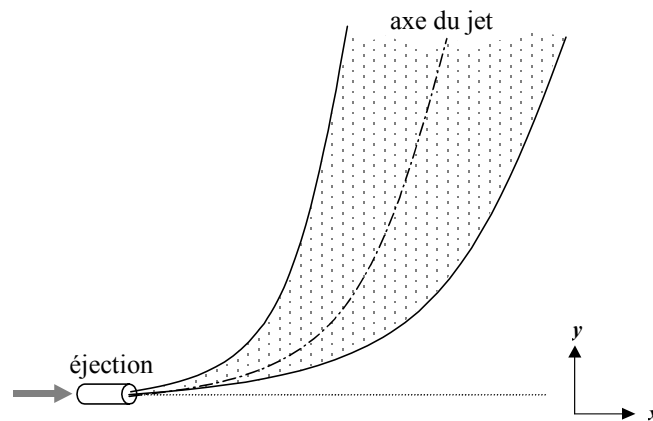


Figure 27 - Schéma d'un jet horizontal à masse volumique variable

D'après les auteurs, la trajectoire du jet évoluerait selon l'expression suivante :

$$\frac{y}{d_o} \approx \frac{\rho_a - \rho_o}{\rho_o} g \frac{x^2}{d_o u_o^2} = \frac{1}{Fr} \frac{x^2}{d_o^2} \quad (\text{E - 32})$$

où ρ_a est la masse volumique du milieu ambiant, ρ_o la masse volumique initiale du jet, u_o sa vitesse initiale, g l'accélération de la pesanteur, d_o le diamètre de l'orifice et Fr le nombre de Froude.

Aucune donnée quantitative n'est fournie quant à la largeur du jet, l'évolution de la vitesse axiale, etc.

I.4. Fuite continue dans un milieu confiné et ventilé

Il est difficile de proposer des lois analytiques simples permettant de décrire les fuites sous forme de jet dans n'importe quelle situation car l'éventail des configurations possibles serait grand (jets plus ou moins confinés, présence d'obstacles, émission de jets avec une certaine inclinaison, présence d'un co-courant, d'un contre-courant, etc). Cooper [16] a réalisé une étude sur l'influence des obstacles sur la dispersion d'un contaminant dilué mais ne propose pas de corrélations analytiques décrivant le phénomène de dispersion. Quelques unes des configurations trouvées classiquement dans la littérature et pouvant se rapporter à des situations accidentelles de fuites sont exposées succinctement ici. La plupart des lois de comportement répertoriées ne concernent que les champs de vitesse moyenne.

I.4.1. Influence de la ventilation

La ventilation est présente dans tous les locaux des installations nucléaires et permet de veiller au confort des opérateurs, mais aussi et surtout d'assurer le confinement des espèces et l'assainissement des enceintes. Les écoulements d'air dus à la ventilation peuvent perturber les écoulements issus de fuites potentielles et donc modifier la représentation des champs de vitesse et de concentration des jets libres étudiés précédemment.

I.4.1.1. Fuite dans un co-courant de fluide ambiant

La Figure 28 présente un schéma d'un jet 2D dans un co-courant de fluide supposé de même nature que celui du jet. La vitesse moyenne du co-courant est notée u_1 .

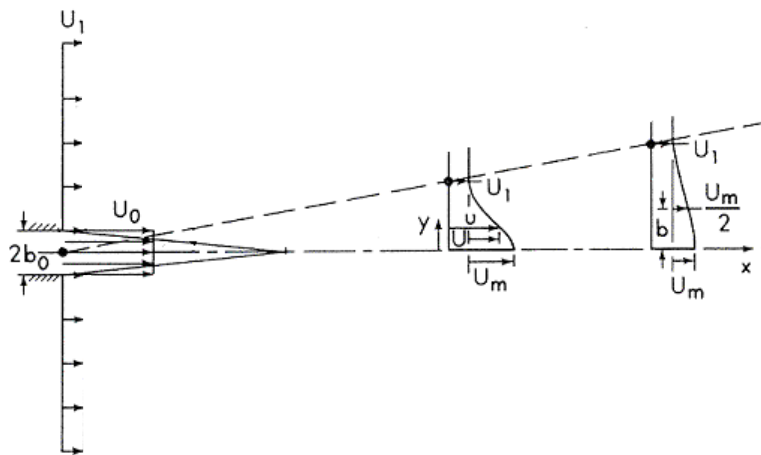


Figure 28 - Schéma d'un jet (plan ou rond) dans un co-courant [55]

Un jet dans un co-courant a un comportement similaire à un jet libre, tant que la vitesse du courant n'est pas trop élevée devant celle du jet et ne vient pas ainsi perturber la structure du jet. Les lois de comportement sont donc revues en y intégrant u_1 . Ces relations sont bien

souvent le résultat d'observations expérimentales et dépend très souvent du rapport u_o / u_1 . Le Tableau 20 présente des exemples de lois de comportement des dans un co-courant [55].

Tableau 20 - Lois de comportement des jets dans un co-courant

	Jet plan	Jet rond
Profil longitudinal	$\frac{u_m - u_1}{\sqrt{u_o(u_o - u_1)}} = 2,46 \sqrt{\frac{h}{x}}$ (Bradbury [55])	$\frac{u_m - u_1}{\sqrt{u_o(u_o - u_1)}} = 6,3 \frac{d_o}{x}$ (Bradbury [55])
Profil transversal	$\frac{u_x - u_1}{u_m - u_1} = \exp\left[-0,6749 \frac{y^2}{b_v^2} \left(1 + 0,027 \frac{y^4}{b_v^4}\right)\right]$ (Bradbury [55])	$\frac{u_x - u_1}{u_m - u_1} = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \pi \frac{y}{2b_v}\right)$ (Squire [55])
Demi-largeur de jet	$\frac{b_v}{h} = 0,118 \frac{x}{h} \frac{1}{1 + \frac{0,56}{\sqrt{\frac{u_o(u_o - 1)}{u_1(u_1)}}} \sqrt{\frac{x}{h}}}$ (Bradbury [55])	-

1.4.1.2. Fuite dans un contre-courant de fluide ambiant

La représentation d'un jet dans un contre-courant de vitesse u_1 apparaît sur la Figure 29.

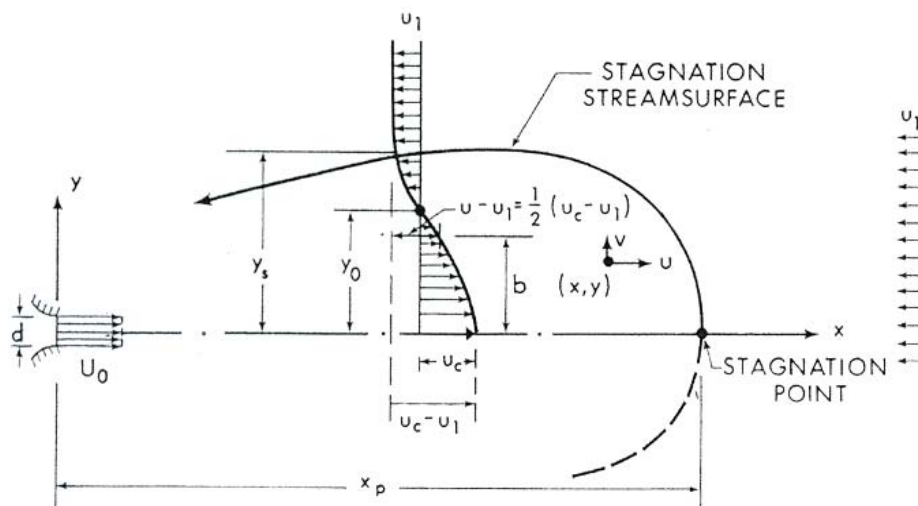


Figure 29 - Schéma d'un jet à contre-courant [55]

Dans le cas d'un jet rond à contre-courant, le jet atteint un point maximal x_m (qui correspond au point où $u_m = u_1$). Les caractéristiques de ce type de jet sont résumées dans le Tableau 21.

Tableau 21 - Caractéristiques du jet rond à contre-courant

Point maximal atteint	$\frac{x_m}{d_o} = 2,7 \frac{u_o}{u_1}$
Vitesse axiale	$\frac{u_m - u_1}{u_o} = 5,83 \frac{d_o}{x - x_o}$
Demi-largeur de jet	$b_v = 0,2(x - x_o) \sqrt{\left(2,24 \frac{x_m}{x - x_o}\right)^{2/3} - 1}$

I.4.1.3. Fuite dans un courant transversal de fluide ambiant

Un courant transversal à l'écoulement d'un jet rond dévie ce jet (cf. Figure 30) et de ce fait, modifie ses propriétés. Les auteurs ayant travaillé sur ces sujets se sont surtout attachés à chercher des corrélations pour prédire l'allure de la trajectoire du jet en fonction des conditions initiales du jet et du courant transversal. Ces corrélations sont pour la plupart empiriques. Dans le cas du jet oblique, beaucoup de corrélations sont proposées [55] ; seul le cas du jet normal au courant transversal sera présenté. La Figure 30 présente l'allure générale d'un jet pénétrant dans un milieu traversé par un courant transversal, normal au jet et de vitesse constante u_{trans} .

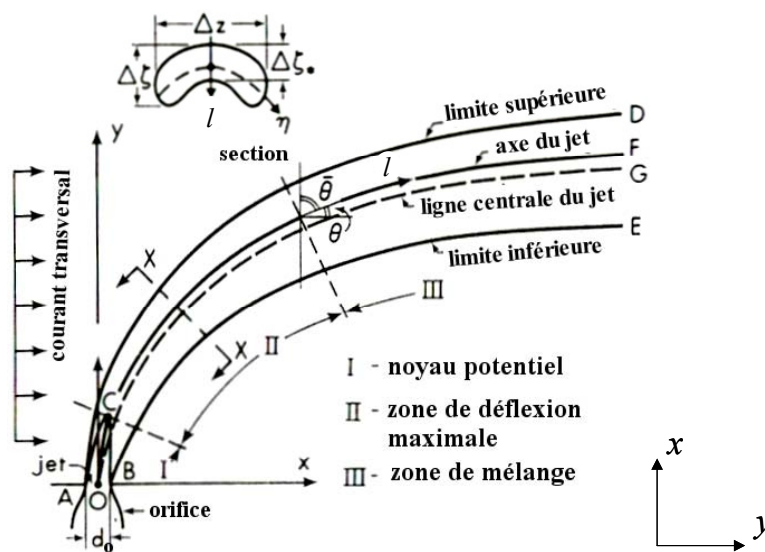


Figure 30 - Schéma d'un jet évoluant dans un courant de fluide transversal à ce jet [55]

Il est à signaler que certaines longueurs ne sont pas clairement explicitées par Rajaratnam [55], comme les limites du jet (inférieure et supérieure) et les dimensions Δz , $\Delta \zeta$ et $\Delta \zeta^*$ caractérisant les largeurs de la section du jet (haut de la Figure 30) à l'abscisse curviligne l . L'auteur ne précise pas pour quelles valeurs de vitesse transversale du jet ces longueurs sont définies. Diverses expressions permettent d'exprimer de façon empirique

l'avancée y du jet dans le milieu ambiant avec un courant transversal de vitesse u_{trans} . De façon générale, y s'exprime selon la relation :

$$\frac{y}{d_o} = k \left(\frac{u_{trans}}{u_o} \right)^p \left(\frac{x}{d_o} \right)^q \quad (\text{E - 33})$$

Selon que l'on considère la limite inférieure du jet, la limite supérieure ou encore l'axe central du jet, k , p et q sont des constantes qui varient selon les expérimentations des auteurs cités par Rajaratnam [55] :

$$0,38 < k < 1,32$$

$$2 < p < 3$$

$$2,5 < q < 3,5$$

Par ailleurs, la longueur du noyau potentiel du jet transversal dépend du rapport de la vitesse initiale sur la vitesse du courant transversal u_o / u_{trans} (cf. Figure 31). Plus le rapport u_o / u_{trans} est élevé, moins le courant transversal a d'influence, et donc plus la longueur du noyau potentiel est proche de celle d'un jet libre dans un milieu ambiant au repos ($u_o / u_{trans} > 40$). En revanche, plus u_o / u_{trans} est faible (< 10), plus le jet est déformé, et donc la longueur du noyau potentiel diminue.

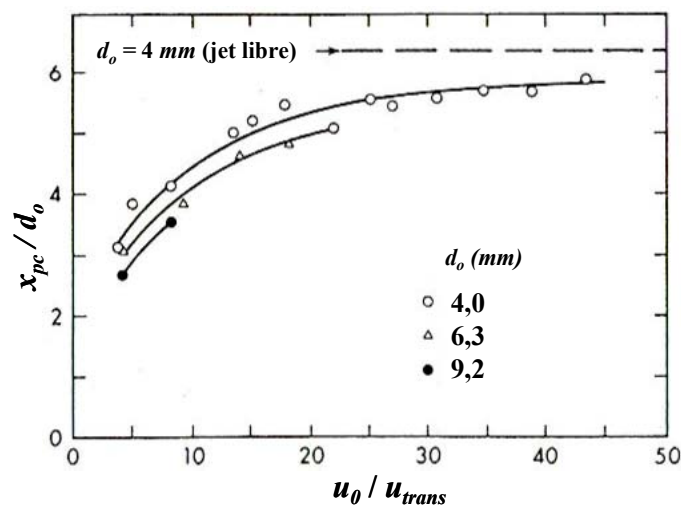


Figure 31 - Evolution de la longueur du noyau potentiel en fonction du rapport u_o / u_{trans} [55]

De la même façon, les études de la décroissance de la vitesse axiale montrent que pour un rapport u_o / u_{trans} élevé, le comportement de u_m le long de l'axe du jet est proche de celui du jet libre (cf. Figure 32). Plus u_o / u_{trans} est faible et plus on s'éloigne des caractéristiques du jet libre.

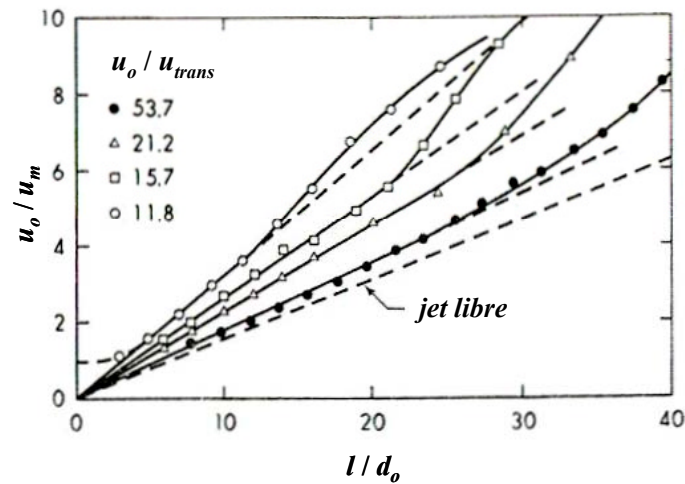


Figure 32 - Evolution de u_m sur l'axe d'un jet en fonction de l'intensité du courant transversal [55]

Enfin, la demi-largeur de ce type de jet s'exprime par :

$$b_v = 0,215 l \quad (\text{E - 34})$$

En conclusion, mis à part la détermination de la trajectoire du jet et l'évolution de la vitesse moyenne le long de cette trajectoire, il n'existe que très peu de connaissances quantitatives liées aux jets débouchant dans un milieu ambiant perturbé par un courant transversal ; notamment, le champ de concentration n'est absolument pas décrit.

I.4.2. Influence des obstacles

Il peut sembler évident que la présence d'obstacles a une influence non-négligeable sur la dispersion d'un aérocontaminant : une fuite peut avoir lieu contre ou le long d'un mur du local par exemple, et la description des écoulements s'en trouve alors modifiée.

I.4.2.1. Fuite impactant une paroi

Le jet impactant est un jet qui rencontre un obstacle normal à la direction d'écoulement du jet, comme l'illustre la Figure 33. La Figure 34 permet de comparer les profils de vitesse d'un jet impactant dans différents cas à celui d'un jet libre.

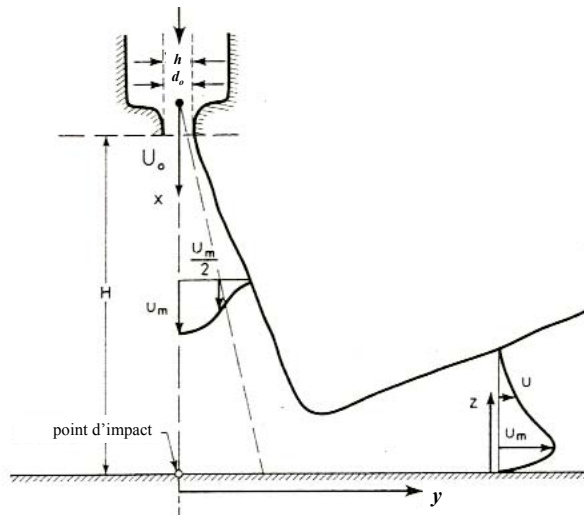


Figure 33- Schéma d'un jet rond impactant sur une paroi [55]

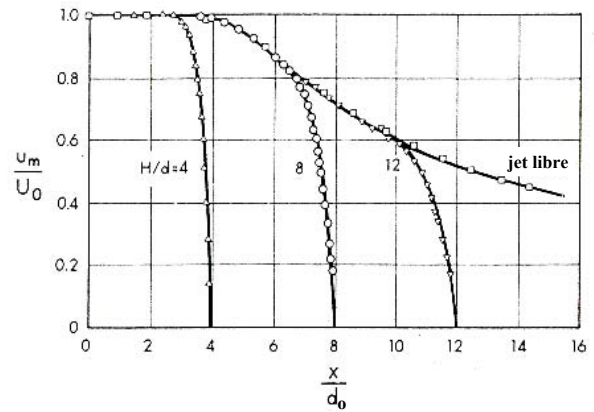


Figure 34 - Profils de la vitesse longitudinale d'un jet impactant en fonction du rapport H/d_o dans la première région (avant impact) [55]

Le jet impactant une paroi peut se décomposer en deux régions :

- la première région où les profils de vitesse longitudinaux dépendent du paramètre H/d_o comme le montrent la Figure 33 et la Figure 34, où H est la distance entre l'orifice du jet et l'obstacle.
- la seconde région où le jet se comporte comme un jet de paroi et où le profil de vitesse u_m/u_o ne dépend plus du paramètre H/d_o mais uniquement de la distance y à l'axe du jet [55] comme l'indique l'équation (E - 35). u_m est dans cette région la vitesse maximale le long de la paroi.

$$\frac{u_m}{u_o} = 1,03 \frac{d_o}{y} \quad (\text{E - 35})$$

I.4.2.2. Fuite le long d'une paroi

Le jet le long d'une paroi se décolle progressivement de la paroi comme le montre la Figure 35. Les relations caractéristiques de ces jets sont rassemblées dans le Tableau 22. Dans ces relations, u_m représente la vitesse maximale du jet.

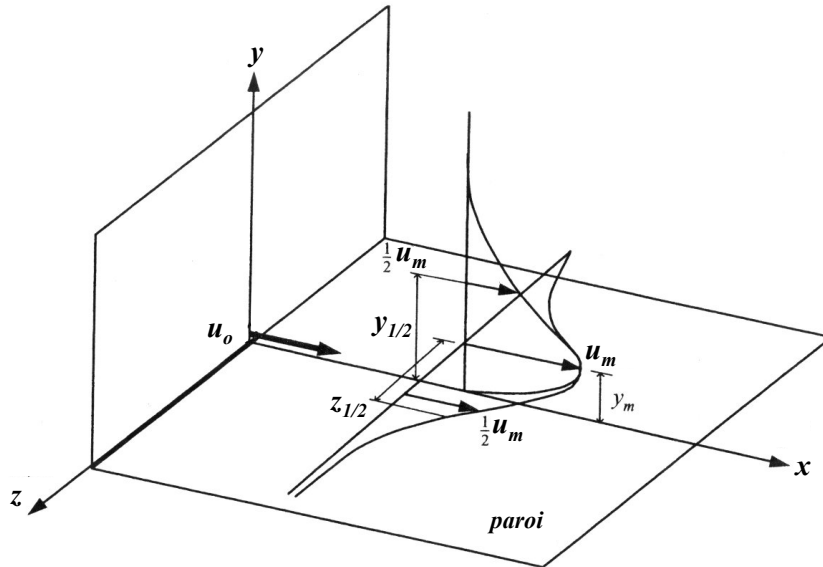


Figure 35 - Schéma d'un jet plan évoluant le long d'une paroi [18]

Tableau 22- Relations caractérisant les jets le long d'une paroi : cas du jet plan [55]

Profil longitudinal	$\frac{u_m}{u_o} = 2,48 \sqrt{\frac{h}{x}}$
Profil transversal	$\frac{u_x}{u_m} = 1,48 \left(\frac{y}{b_v} \right)^{1/7} \left[1 - \operatorname{erf} \left(0,68 \frac{y}{b_v} \right) \right]$
Demi-largeur de jet	$b_v = 0,068 x$

Le décollement y_m (cf. Figure 35) est la coordonnée y pour laquelle la vitesse longitudinale u_x est maximale ($u_x = u_m$). Elle est donnée par la relation (E - 36) :

$$\frac{y_m}{x-x_o} = 0,37 \left(\frac{u_o}{x \nu} \right)^{-1/5} \quad (\text{E - 36})$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide.

Bien entendu, il est toujours possible d'améliorer ces modèles en introduisant d'autres paramètres comme la rugosité de paroi. Les jets le long de paroi font toujours l'objet d'études actuelles qui n'apportent cependant pas à ce jour de modèles de comportement moyen facilement utilisables [18][21].

I.5. Fuite transitoire

Les fuites dites transitoires sont considérées dans notre étude comme des jets constitués de deux phases : une phase dite de jet transitoire où le jet s'établit progressivement au cours du temps et une deuxième phase dite de bouffée qui fait suite à l'interruption du jet ; dans cette partie, ces écoulements particuliers qui évoluent au cours du temps sont étudiés.

I.5.1. Jet rond transitoire

Il existe très peu de données dans la littérature sur les jets transitoires, et celles que l'on trouve proviennent essentiellement du domaine de la combustion. Par conséquent, les relations suivantes sur les jets s'appliquent souvent pour les problèmes de jets liquides ou sprays (cas de l'injection de carburant dans un moteur Diesel par exemple). Le jet liquide n'est pas traité dans cette étude bibliographique car il est différent par sa nature d'un jet d'aérosol dans la mesure où le jet liquide n'a pas de gaz porteur qui « propulse » initialement les gouttelettes.

Aucune relation ne permet de décrire l'évolution du champ de vitesse ou de concentration au cours du temps. La seule grandeur caractérisant un jet transitoire rond est l'avancée de son front dans un fluide donné de même nature [27][30] :

$$x = 2,4\sqrt{u_o d_{eff} t} \quad (\text{E - 37})$$

Le diamètre effectif d_{eff} est défini par la relation [60].

$$d_{eff} = d_o \sqrt{\frac{\rho_o}{\rho_a}} \quad (\text{E - 38})$$

où d_o est le diamètre de l'orifice, ρ_o la masse volumique initiale du jet et ρ_a la masse volumique du milieu ambiant.

Les lois d'avancée du jet libre résultent directement du mélange de masse entre le fluide injecté et le fluide ambiant. Ainsi, la loi d'avancée d'un jet dépend directement de la densité relative des deux gaz mis en jeu. Au vu des équations (E - 37) et (E - 38), on comprend bien que plus le gaz est lourd par rapport au milieu ambiant, plus il pénétrera dans ce milieu. La Figure 36 [17] représente les évolutions longitudinales de la vitesse moyenne en différents points de l'axe de propagation d'un jet transitoire, provenant d'un orifice circulaire de diamètre 3 mm. A noter que les distances (de l'ordre de 10 mm) et les durées étudiées (de l'ordre de la milliseconde) sont sans commune mesure avec la problématique de la présente étude.

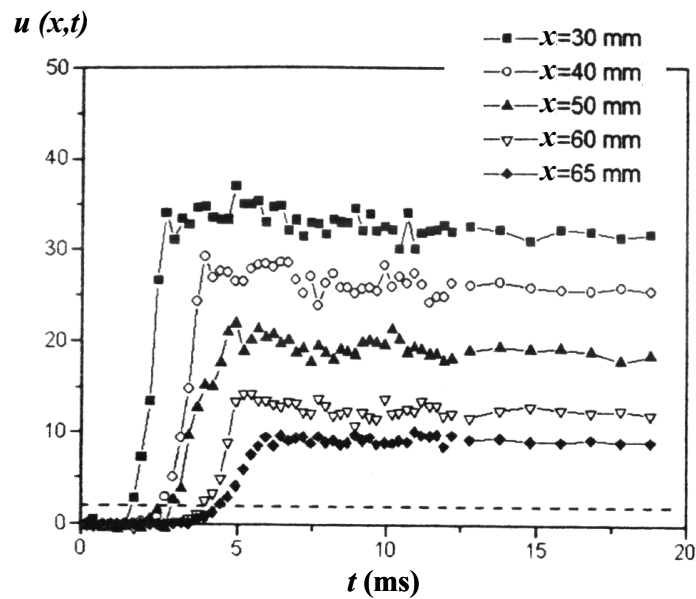


Figure 36 - Evolution au cours du temps de la vitesse d'un jet transitoire [17]

En ce qui concerne la structure du jet transitoire, il faut retenir essentiellement qu'une zone de grosses recirculations existe autour du front du jet transitoire (cf. Figure 37, [17]), ce qui montre que l'entraînement de l'air ambiant autour du jet n'est pas encore totalement établi tant que le jet n'est pas devenu stationnaire. Ce phénomène peut s'avérer intéressant sur le plan du mélange, les circulations observées pouvant entraîner un contaminant autour du front du jet dès son établissement.

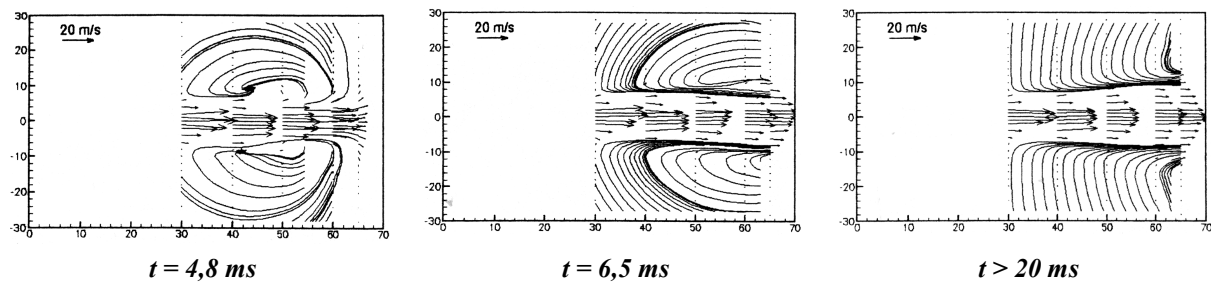


Figure 37 - Illustration d'un jet transitoire par les lignes de courant [17]

Enfin, il faut noter que l'état stationnaire est rapidement atteint pour le jet, surtout sur l'axe du jet en champ proche, région dominée par le flux de quantité de mouvement (moins que sur les bords du jet, région dominée par des phénomènes de recirculations et de mélange avec le milieu ambiant [17]).

I.5.2. Bouffées

Dans la littérature, peu de documentation existe sur les bouffées, probablement en raison des applications moins nombreuses que pour les jets continus. Par ailleurs, des comparaisons peuvent être faites avec des jets transitoires (cf. Figure 38), car leurs évolutions spatio-temporelles sont analogues [61]. En effet, une bouffée peut être considérée comme étant un jet transitoire interrompu à un instant donné.

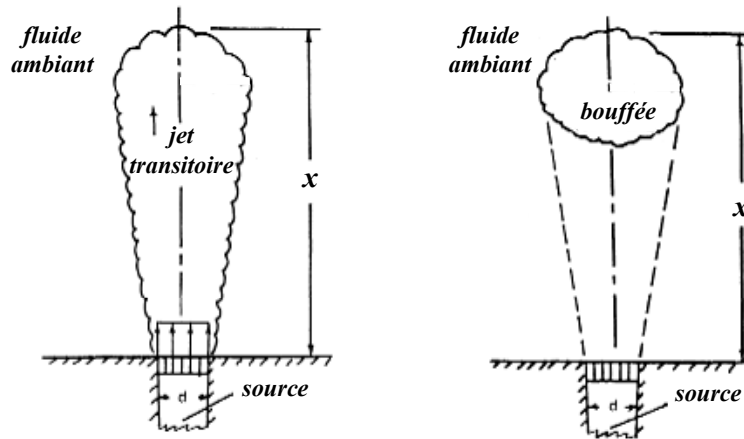


Figure 38 - Représentation d'un jet transitoire et d'une bouffée [61]

Dans les deux cas, pour un jet de fluide pénétrant dans le même fluide (même masse volumique) l'avancée x du jet comme celle de la bouffée (supposée sphérique) suit une loi du type [61] :

$$\frac{x - x_o}{d_o} = k \left(u_o \frac{t - t_o}{d_o} \right)^n \quad (\text{E - 39})$$

où $n = 1/2$ et $2,3 < k < 2,6$ pour les jets transitoires, $n = 1/4$ et $1,9 < k < 2,4$ pour les bouffées, x l'abscisse du front du jet ou de la bouffée et x_o l'origine virtuelle.

Dans le cas des jets, il est retrouvé ainsi une fonction proche de celle évoquée précédemment dans le cadre des problèmes de combustion (cf. équation (E - 37)). Cette relation ne prend cependant pas en compte la durée de l'émission qui semble pourtant être un critère important.

De plus, comme pour les jets stationnaires, la largeur du jet ou de la bouffée croît linéairement selon l'axe Ox [61][70]. On en déduit alors facilement que $b \propto t^n$.

$$b = C(x - x_0)$$

(E - 40)

avec $0,09 < C < 0,16$ pour les jets transitoires et $0,23 < C < 0,30$ pour les bouffées.

b indique la largeur du jet ou de la bouffée, mais les auteurs ne précisent pas clairement sur quel critère repose cette définition (bien que cela soit très probablement par rapport au champ de vitesse).

En conclusion, ces relations et valeurs montrent essentiellement que l'avancée dans le milieu ambiant est plus importante pour le jet transitoire que pour la bouffée, mais que la bouffée est en revanche plus large que le jet.

I.6. Conclusion

Au cours de cette synthèse bibliographique, il a été constaté que la littérature sur les jets libres et les autres écoulements qui s'y apparentent (panaches, jets à masse volumique variable, etc) est très étendue du fait du grand nombre d'applications. Ce travail a permis de noter de l'intérêt que représentent ces connaissances vis-à-vis de l'étude de la dispersion d'un contaminant en champ proche d'une fuite dans un local, car beaucoup de relations décrivent le champ de concentration dans des cas d'écoulement bien connus (jets libres continus). Les propriétés les plus importantes à retenir de la théorie des jets sont essentiellement les lois de comportement moyen des écoulements : évolution de la vitesse du fluide issu d'un jet libre et celle de la concentration d'un contaminant dont les valeurs décroissent en $1/x^n$ le long de l'axe de l'écoulement du jet, profils transversaux des champs de vitesse et de concentration approchés par des courbes gaussiennes, etc. Par ailleurs, les jets de particules ont des propriétés très similaires à celles des jets monophasiques mais font encore l'objet de travaux récents et sont bien souvent décrits de manière plus qualitative que quantitative. Cependant, il est à retenir que l'essentiel de ces connaissances porte sur les écoulements continus ; peu de données expérimentales existent sur l'établissement de ces jets (jets transitoires), de même que sur les bouffées. La modélisation du comportement des grandeurs moyennes de ces écoulements est également très pauvre. Aussi, il apparaît important de compléter le manque de connaissances par des expérimentations de bouffées avant tout travail de modélisation, en se limitant aux cas des contaminants gazeux.

Chapitre II.

Moyens expérimentaux et numériques mis en œuvre

Dans le chapitre précédent, il a été mis en évidence un manque de connaissances relatives aux fuites de courte durée (bouffées). Cette problématique constitue une part importante des travaux de thèse. Pour y répondre, deux approches complémentaires ont été menées en parallèle : une approche expérimentale, qui vise à réaliser des bouffées dans un local à échelle 1, et une approche numérique, reposant sur l'utilisation de codes multi-dimensionnels afin d'aider à l'élaboration d'un modèle décrivant l'évolution spatio-temporelle d'un contaminant.

Dans un premier temps, le principe de traçage gazeux utilisé au cours des essais expérimentaux et le banc d'essais utilisé seront décrits. Dans un second temps, les outils multi-dimensionnels dont nous disposons sont présentés et évalués sur des cas simples de jets continus.

II.1. Présentation du banc d'essai expérimental

Le montage expérimental mis en œuvre est essentiellement conçu pour générer des bouffées de gaz. Les essais expérimentaux consistent à utiliser un traceur gazeux qui simule un contaminant gazeux, et à effectuer des mesures de concentration du traceur dans la zone de propagation des bouffées. Les expériences sont réalisées dans un grand local, peu encombré, permettant de réaliser au mieux des essais en champ proche sans être gêné par des obstacles.

II.1.1. Principe du traçage gazeux

De façon générale, la dispersion d'un gaz traceur dans l'air résulte d'un ensemble de plusieurs phénomènes complexes :

- la diffusion moléculaire, phénomène microscopique qui tend à établir un flux de matière entre régions de concentrations différentes. Ses effets dépendent entre autres de la nature des espèces mises en jeu ; dans tous les cas, ils sont très lents à l'échelle macroscopique ;
- la diffusion turbulente, phénomène macroscopique, qui correspond au transport du polluant par les fluctuations turbulentes de l'écoulement de l'air. Dans la pratique, 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 le contaminant gazeux a une masse volumique différente de celle de l'air dans lequel il diffuse. Ces derniers ne jouent que pour des concentrations massiques relativement élevées en contaminant gazeux.

Ainsi, dans la grande majorité des cas, le mécanisme dominant de dispersion 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 d'innocuité, de commodité d'emploi, de stabilité et de sensibilité de détection. Dans cette étude de propagation de bouffées de gaz, le traceur utilisé est l'hélium, qui est un gaz inerte couramment employé.

II.1.2. Notion de champ proche

Au cours de ces travaux, l'intérêt se porte essentiellement sur le champ proche de la source d'émission. Tous les essais expérimentaux présentés par la suite sont réalisés sans ventilation forcée du local, afin de s'affranchir, dans un premier temps, de l'influence des écoulements d'air sur la dispersion des bouffées. Dans ce contexte, le champ proche peut être défini comme étant la région de l'espace dominée par le flux de quantité de mouvement de la fuite, autrement dit, la région dans laquelle la vitesse du fluide est supérieure à la vitesse de la convection naturelle ou forcée du local.

A partir des connaissances sur les jets libres turbulents stationnaires, il est possible de déterminer les limites de ce champ proche. Dans le cas des jets libres stationnaires (cf. § I.2.2), le profil de vitesse s'exprime en coordonnées polaires r, θ par l'équation (E - 41) :

$$\frac{u}{u_o} = C_u \left(\frac{n d_h}{r \cos \theta} \right)^n \exp(-\alpha_u \tan^2 \theta) \quad (\text{E - 41})$$

où $n = 1/2$ (jet plan) ou $n = 1$ (jet rond), d_h est le diamètre hydraulique de l'orifice (deux fois l'épaisseur d'une fente ou diamètre du trou circulaire), et C_u et α_u sont des constantes qui diffèrent selon la valeur de n .

Le champ proche, lors d'une fuite produisant un jet stationnaire, est donc tel que la vitesse u de l'écoulement du jet est supérieure ou égale à la vitesse de convection naturelle u_{conv} , soit :

$$u \geq u_{conv} \quad (\text{E - 42})$$

En remplaçant u par l'équation (E - 41), la limite du champ proche est obtenue par la relation :

$$r \leq \frac{n d_h}{\cos \theta} \left(C_u \frac{u_o}{u_{conv}} \exp(-\alpha_u \tan^2 \theta) \right)^{\frac{1}{n}} \quad (\text{E - 43})$$

A titre d'exemple, la Figure 39 montre les limites du champ proche dans le cas d'un orifice circulaire de diamètre 5 mm, pour différentes valeurs de vitesse initiale du jet u_o et une vitesse de convection naturelle u_{conv} estimée à 0,10 m/s.

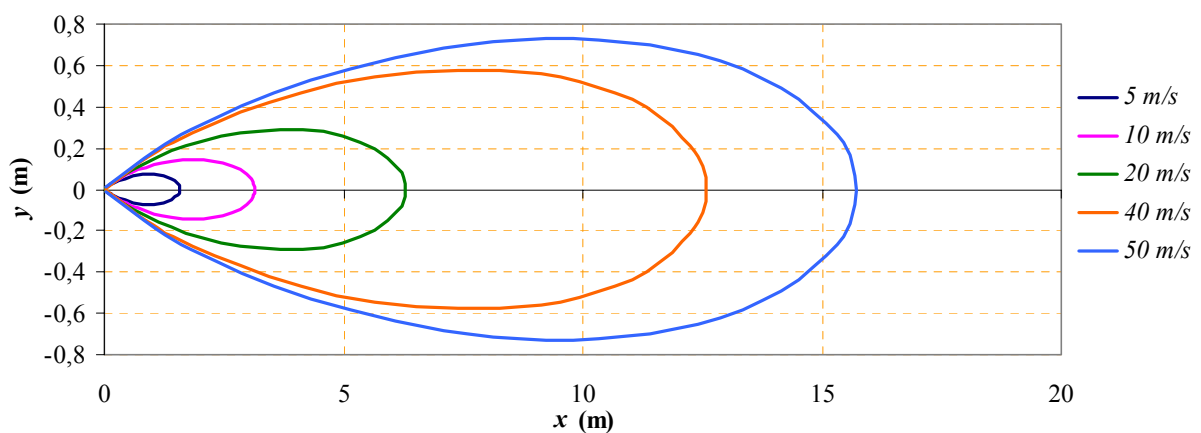


Figure 39 - Limite du champ proche en jet stationnaire, pour $u_{conv} = 0,10$ m/s

Sur l'axe de propagation du jet ($\theta = 0$), l'expression (E - 43) se simplifie et devient :

$$r \leq d_h \sqrt[n]{C_u \frac{u_o}{u_{conv}}} \quad (\text{E - 44})$$

Bien entendu, ces relations permettent de définir un champ proche "maximal", à partir des lois de comportement des jets stationnaires. En effet, il faut s'attendre à ce que les vitesses moyennes dans une bouffée de gaz décroissent plus rapidement que dans un jet continu. De plus, ce champ proche ne tient pas compte de la déviation du jet par les écoulements d'air dans le local (ce qui est abordé dans le Chapitre V).

II.1.3. Montage expérimental

II.1.3.1. Principe des expériences

Au cours de ces expériences, différents paramètres d'étude varient comme la géométrie et la dimension de la fuite (orifices circulaires de diamètre d_o et fentes d'épaisseur h), la vitesse initiale d'émission u_o , et la durée d'injection (ou d'émission) Δt_{inj} [24][25].

Le montage expérimental dimensionné permet de réaliser des fuites transitoires. Une pompe permet de vider rapidement par aspiration un sac de volume connu contenant un mélange air / hélium dont la proportion est maîtrisée. Une bouffée est alors produite au refoulement de la pompe pendant que le sac se vide. Une fois le sac vidé, la bouffée se propage. Les mesures de concentration d'hélium sont réalisées en différents points de l'espace (par exemple sur l'axe de propagation de la bouffée) à l'aide de sondes reliées à des spectromètres de masse. Ces mesures permettent d'évaluer en temps réel l'évolution de la concentration d'hélium.

Remarque : l'appellation concentration en hélium correspond à sa fraction molaire (ou volumique) dans l'air. Cette concentration se mesure habituellement en ppm (parties par million) ; 1 ppm en hélium est alors équivalent à une fraction molaire égale à 10^{-6} d'hélium dans l'air.

II.1.3.2. Description du montage expérimental

Le montage expérimental est constitué d'un certain nombre d'éléments décrits par la suite et peut se découper en deux blocs (cf. Figure 40 & Annexe 1) :

- un système d'émission des bouffées,
- un système de mesure et d'acquisition des données.

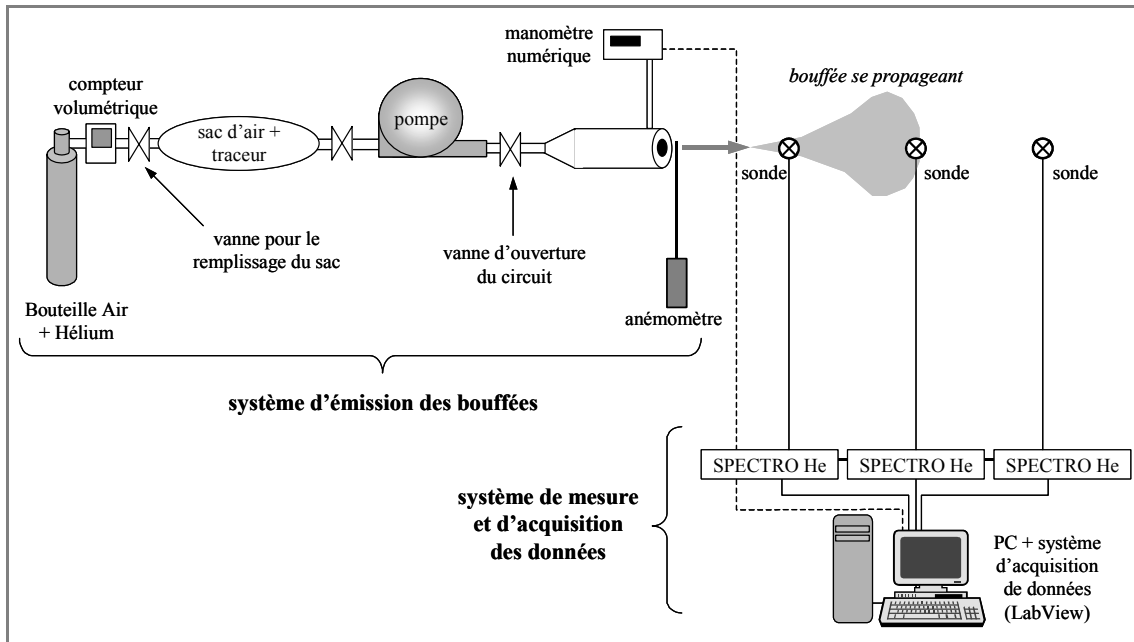


Figure 40 - Montage expérimental

II.1.3.2.1. Système d'émission des bouffées

Le système d'émission de bouffées se compose :

- d'une bouteille contenant un mélange gazeux air / hélium sous pression et de concentration connue en hélium (c_b) ;
- d'un sac en polyéthylène permettant de stocker le mélange gazeux à vider (de volume V_o) ;
- d'un compteur volumétrique permettant de contrôler le volume de gaz introduit dans le sac ;
- d'une pompe (soufflante annulaire) qui permet de vider rapidement ce sac ;
- d'un cylindre métallique à l'extrémité duquel la forme et la dimension de l'orifice peuvent varier. Ceci est rendu possible par la disposition d'une gamme de plaques percées par des orifices circulaires ou des fentes rectangulaires (cf. Figure 41). La vitesse initiale de la bouffée est réglée en fonctionnement continu de la pompe (le sac ayant été retiré) à l'aide d'un anémomètre à hélices. Ce dernier est ensuite retiré pendant les essais ;
- d'un manomètre numérique qui permet de mesurer la différence de pression statique ΔP entre l'intérieur du cylindre et le milieu ambiant et ainsi de mesurer la durée de l'émission Δt_{inj} du mélange gazeux ;
- de vannes en amont et en aval du sac et de la pompe.

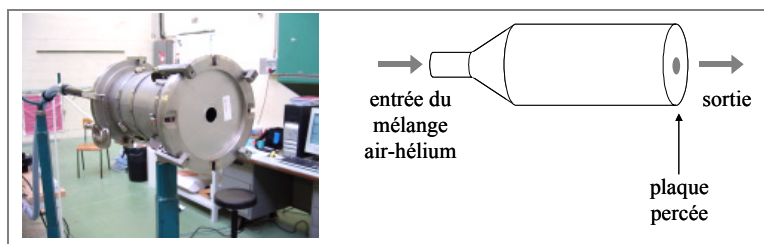


Figure 41 - Cylindre métallique permettant de générer des bouffées

II.1.3.2.2. Système de mesure et d'acquisition des données

Le système de mesure et d'acquisition de données est constitué :

- de cinq spectromètres de masse hélium (modèle *Alcatel ASM 100 HDS*) et des sondes de prélèvement associées. Les spectromètres sont équipés d'une sortie linéaire 0 - 10 V directement proportionnelle à la concentration en hélium mesurée,
- d'un ordinateur équipé d'une carte d'acquisition et d'un programme d'acquisition (développé sous *Labview*) qui permet à la fois d'acquérir les données et de visualiser en temps réel les évolutions de concentration en hélium dans l'air. Il permet également d'acquérir les valeurs de ΔP du manomètre numérique et de réaliser au préalable les étalonnages des spectromètres.

Les sondes sont placées à différentes positions le long de l'axe de propagation de la bouffée. Pour chaque position axiale, cinq sondes sont utilisées : une au centre, placée sur l'axe, et les quatre autres autour et équidistantes du centre afin de vérifier la symétrie de la bouffée. Le positionnement de ces sondes a été préalablement réglé à l'aide d'un télémètre laser.

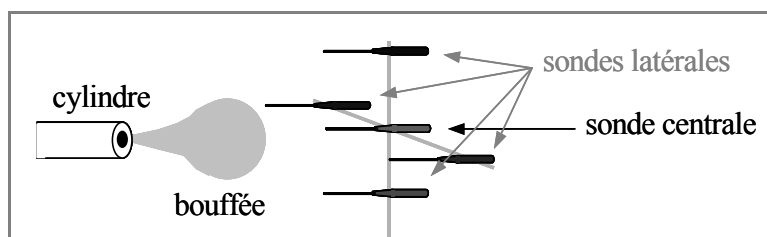


Figure 42 - Exemple de positionnement des sondes de prélèvement

Le choix de la distance des sondes par rapport à la source d'émission de bouffées se fait par détermination de la « portée » d'un jet stationnaire. Le premier critère est l'évaluation de la distance à partir de laquelle les vitesses longitudinales dans le jet deviennent faibles (convection naturelle de l'air du local, cf. Figure 39). Cependant, les bouffées ne bénéficient de l'inertie initiale du jet que durant la durée d'émission, il faut donc s'attendre à ce que leur portée soit moindre que celle des jets stationnaires et il est alors judicieux de sous-estimer cette portée. Le second critère est d'ordre technique : au-delà d'une concentration en hélium de 1000 à 1500 ppm environ, les spectromètres délivrent un signal saturé qu'il faut éviter. On

ne peut pas ainsi placer les sondes de mesures à des distances trop faibles de la source d'émission si la concentration initiale des bouffées est supérieure à 1500 ppm (des bouteilles de concentration en hélium de 5000 ppm sont utilisées) et aucun diluteur n'est utilisé en amont du spectromètre.

A titre d'exemple, le Tableau 23 présente les valeurs de vitesses moyennes calculées à l'aide des lois de comportement des vitesses des jets stationnaires (cf. § I.2.2) et le positionnement choisi pour les sondes de mesure pour une bouffée issue d'un orifice circulaire de diamètre $d_o = 2$ cm et de vitesse initiale $u_o = 10$ m/s.

Tableau 23 - Exemple de détermination du positionnement des sondes de mesures

Distance x à la source (m)	Vitesse axiale du jet continu ($u_o = 10$ m/s)	Concentration axiale théorique du jet continu ($c_o = 5000$ ppm)	Position choisie pour les sondes de mesures
0,25	5,04	2468	non
0,5	2,52	1234	oui
1	1,26	617	oui
1,5	0,84	411	oui
2	0,63	309	oui
2,5	0,50	247	oui
⋮	⋮	⋮	⋮

II.2. Mise en place des simulations multi-dimensionnelles

Les codes multi-dimensionnels (ou codes multi-D) font partie d'un vaste domaine de la mécanique des fluides appelé CFD⁶. Ces outils de calcul permettent de calculer la vitesse de l'écoulement, la pression, la concentration en contaminant, dans chaque maille du domaine de calcul. L'intérêt de l'utilisation des codes multi-D dans ces travaux de thèse est d'apporter une aide à la modélisation de la dispersion d'un contaminant dans le champ proche d'une fuite. Pour cela il est important de les évaluer dans un premier temps sur des cas simples de jets stationnaires (plans, ronds et 3D) : les lois de comportement des jets continus (profils longitudinaux et transversaux de vitesse et de concentration) de la littérature et celles des résultats de simulation sont donc comparées.

II.2.1. Présentation des outils multi-dimensionnels

Les écoulements d'air et les transferts de polluant gazeux en faible concentration dans un jet sont régis par les équations de Navier-Stokes incompressibles en régime turbulent. Ce système d'équations différentielles (cf. Annexe 2) étant complexe à résoudre de façon analytique, les équations sont discrétisées et transformées en un système d'équations algébriques. Ce dernier est ensuite résolu de façon itérative. Il existe de nombreuses méthodes

⁶ Computational Fluid Dynamics

de résolution de ces équations et retenons simplement que la plus couramment répandue est la méthode aux volumes finis [71]. C'est cette méthode qu'utilisent généralement les codes de calcul multi-D commerciaux.

Pour réaliser des simulations numériques, nous disposons de CFX-4 (version 4.4) et CFX-5 (version 5.5, le logiciel CFX-4 ayant évolué en 2002 en CFX-5 au cours de la thèse) et de Flovent (version 3.2). Les codes CFX-4 et CFX-5 sont des codes généralistes, alors que Flovent est un code métier spécialisé dans les écoulements d'air et la ventilation de locaux. CFX-4 et CFX-5 se différencient par leur type de maillage et leur solveur. Le maillage de CFX-4 est constitué de mailles hexaédriques mais pas nécessairement orthogonales. Le solveur vitesse-pression est de type SIMPLE⁷. Les équations sont résolues séparément de façon itérative par une méthode prédicteur-correcteur sur la pression. A contrario, le maillage de CFX-5 est non-structuré (maille de base tétraédrique) et le solveur entièrement couplé, ce qui signifie que les équations sont résolues simultanément dans un unique système d'équations. Ce solveur est donc plus performant car le temps de calcul s'en trouve réduit par rapport à celui de CFX-4. Par ailleurs, les codes CFX-4 et CFX-5 proposent plusieurs modèles de turbulence (modèle $k-\varepsilon$, modèle RNG $k-\varepsilon$, modèle aux tensions de Reynolds RSM...). Quant au code Flovent, il s'apparente davantage à CFX-4 que CFX-5 car son maillage est structuré (mais uniquement orthogonal) et le solveur est également découplé. En revanche, seul le modèle $k-\varepsilon$ y est implémenté. Une autre différence entre les codes CFX et Flovent est que le maillage vitesse / pression est "décalé" pour Flovent, ce qui permet d'avoir une meilleure stabilité numérique (la pression est évaluée au centre des mailles tandis que les vitesses sont calculées sur les faces).

Au cours de nos simulations numériques, est utilisé le modèle du premier ordre $k-\varepsilon$ standard (cf. Annexe 2), validé dans la plupart des cas industriels et le plus fréquemment utilisé dans les problématiques de ventilation de locaux et de transfert de contaminants gazeux.

II.2.2. Evaluation des différents codes

Les simulations réalisées et présentées ci-après portent sur les jets plans, les jets ronds et les jets rectangulaires. Elles permettent non seulement d'évaluer les trois codes sur des cas simples de jets stationnaires, mais aussi de les comparer. Seules les principales simulations sont présentées, ainsi que les résultats importants, mais sont évoquées aussi certaines difficultés rencontrées lors des calculs et les solutions apportées. Les résultats les plus intéressants sont ainsi les plus analysés et les plus illustrés. Le Tableau 24 récapitule l'ensemble des simulations réalisées dans le cadre de l'évaluation des codes multi-D.

⁷ Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations

Tableau 24 - Récapitulatif des simulations de jets stationnaires

Codes	Jet plan (orifice : fente de hauteur h)	Jet rond (orifice : fente de diamètre d_o)	Jet rectangulaire (orifice : rectangle de dimensions $B \times h$)
CFX-4	$h = 6 \text{ mm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$	$d_o = 2 \text{ cm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$	-
CFX-5	$h = 3 \text{ mm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$	$d_o = 2 \text{ cm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$	$B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$
Flovent	$h = 3 \text{ mm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$	$d_o = 2 \text{ cm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$	$B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$

II.2.2.1. Paramètres de calcul et maillage pour la simulation de jets

II.2.2.1.1. Cas du jet plan stationnaire

Dans le cas des jets plans, la longueur de la fente est très grande devant la largeur. Il est alors souvent plus simple de réaliser une simulation en 2D, ce qui permet de réduire le temps de calcul. La plupart des simulations du jet plan 2D sont réalisées avec un maillage structuré hexaédrique et orthogonal (cas des codes CFX-4 et Flovent). Le Tableau 25 permet de comparer les différents paramètres de simulation d'un jet plan stationnaire pour les codes CFX-4 et Flovent.

Tableau 25 - Comparaisons entre les paramètres de simulation utilisés pour le jet plan 2D stationnaire (CFX-4 et Flovent)

	Calcul CFX-4	Calcul Flovent
Dimension du domaine	parallélépipédique $9 \text{ m} \times 3 \text{ m}$	parallélépipédique $9 \text{ m} \times 3 \text{ m}$
Type de maillage	structuré / orthogonal 106×73 mailles	structuré / orthogonal 151×105 mailles
Paramètres initiaux	$h = 6 \text{ mm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$	$h = 3 \text{ mm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$
Contrôles de maillage	maillage croissant sur les axes Ox et Oy , maillage uniforme sur l'orifice, une seule maille sur l'axe Oz	
Faux pas de temps	$2,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}$	10 s

A noter que la notion de faux pas temps diffère selon le code utilisé :

- sous CFX-4, le faux pas de temps est un paramètre facultatif qui introduit une sous-relaxation locale des variables (vitesse, concentration, pression, température, etc.), entraînant un effet d'inertie sur l'évolution des variables. Cet effet d'inertie limite la manière dont une variable peut varier d'une itération à l'autre sur chaque maille. Plus le faux pas de temps est petit, plus l'effet d'inertie sera grand, et moins la variable sera

modifiée d'une itération à une autre. Par ailleurs, une sous-relaxation globale est également appliquée par défaut ;

- sous Flovent, le faux pas de temps est un paramètre nécessaire (alors qu'il est optionnel avec CFX-4) bien qu'il introduise également une relaxation sur l'évolution des variables. Sous Flovent, une grande valeur permet parfois d'atteindre plus rapidement la convergence du calcul ;
- sous CFX-5, le faux pas de temps est un paramètre différent de celui de CFX-4 et Flovent. Il pilote la vitesse de la convergence du calcul et n'introduit pas de relaxation sur les variables, celle-ci n'étant pas nécessaire car le solveur de CFX-5 est entièrement couplé. La résolution étant totalement implicite, de grandes valeurs de pas de temps peuvent être choisies.

La Figure 43 montre un exemple de représentation du maillage du domaine de calcul pour la réalisation d'un calcul de jet plan 2D sous CFX-4. Les conditions aux limites utilisées sont les suivantes :

- les conditions de Dirichlet sur les grandeurs transportées (composantes de vitesse, k , ϵ et concentration) ont été appliquées au niveau de l'orifice. A noter que la vitesse initiale est considérée homogène sur toute la section de l'orifice à l'origine du jet ;
- les conditions de Neumann sur les grandeurs transportées ont été appliquées sur les frontières libres du domaine de calcul et la pression atmosphérique a été imposée.

Par ailleurs, le maillage est d'autant plus fin que l'on se rapproche de l'axe de propagation du jet et de l'orifice d'éjection, régions où les gradients de vitesse sont les plus importants. Par la suite, l'origine du jet est souvent représentée dans le coin inférieur gauche du domaine.

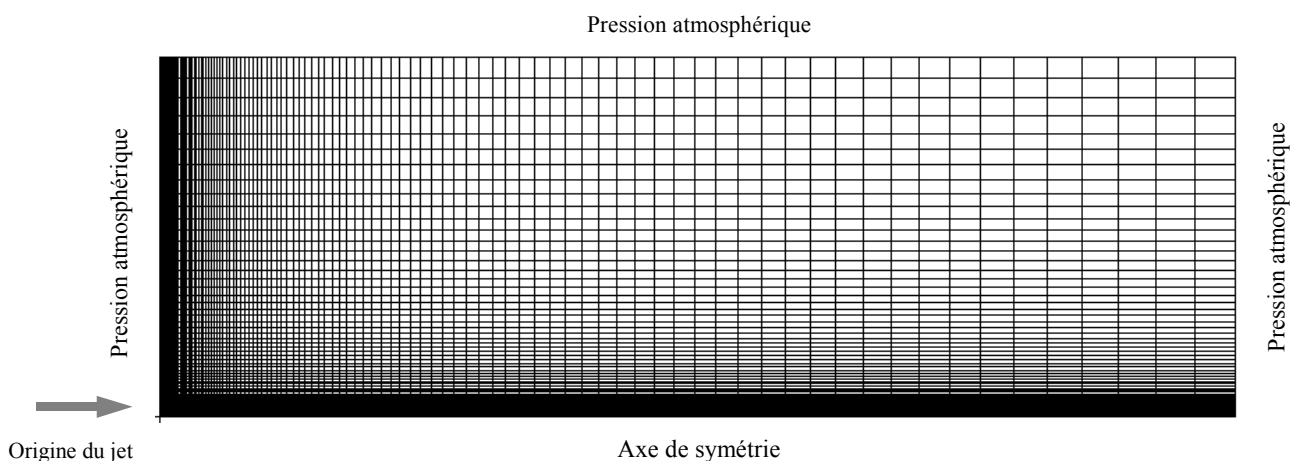


Figure 43 - Maillage du domaine de calcul dans le cas d'une simulation d'un jet plan (CFX-4)

Des points de contrôle, ou *monitoring points*, sont par ailleurs utilisés. Ils permettent, lors d'une simulation en régime stationnaire, de vérifier en différents points du domaine de calcul que les variables (par exemple les composantes de vitesse) se stabilisent au cours du calcul.

II.2.2.1.2. Cas du jet rond stationnaire

Les jets ronds stationnaires peuvent être simulés en 2D, mais aussi en 3D selon le logiciel utilisé : les logiciels CFX-4 et CFX-5 permettent de réaliser les deux types de simulation ; le logiciel Flovent en revanche n'est pas adapté pour réaliser des simulations de jets ronds en 2D, mais uniquement en 3D.

La Figure 44 et la Figure 45 présentent le domaine de calcul et le maillage utilisés pour la simulation d'un jet rond avec le code Flovent.

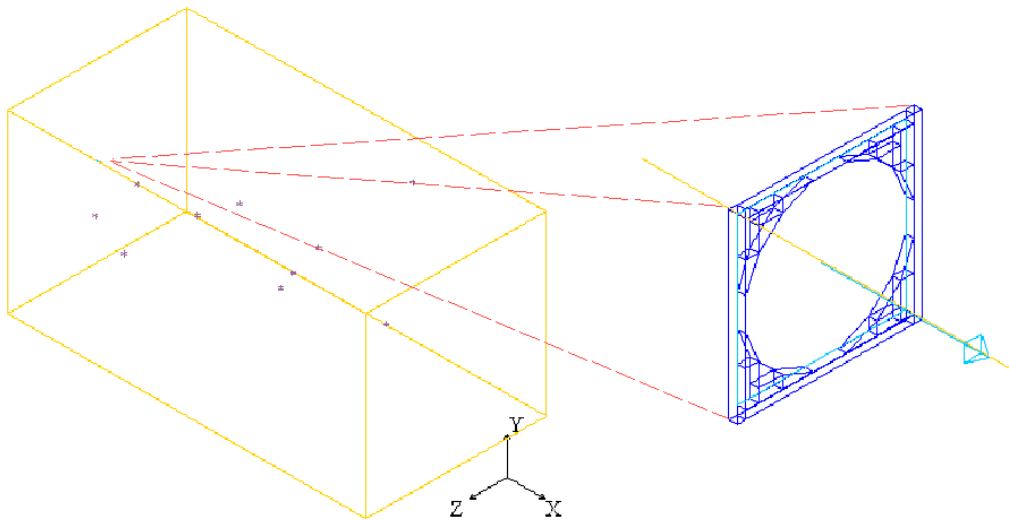


Figure 44 - Géométrie du domaine de calcul d'un jet rond et agrandissement sur l'aspect de l'orifice circulaire (Flovent)

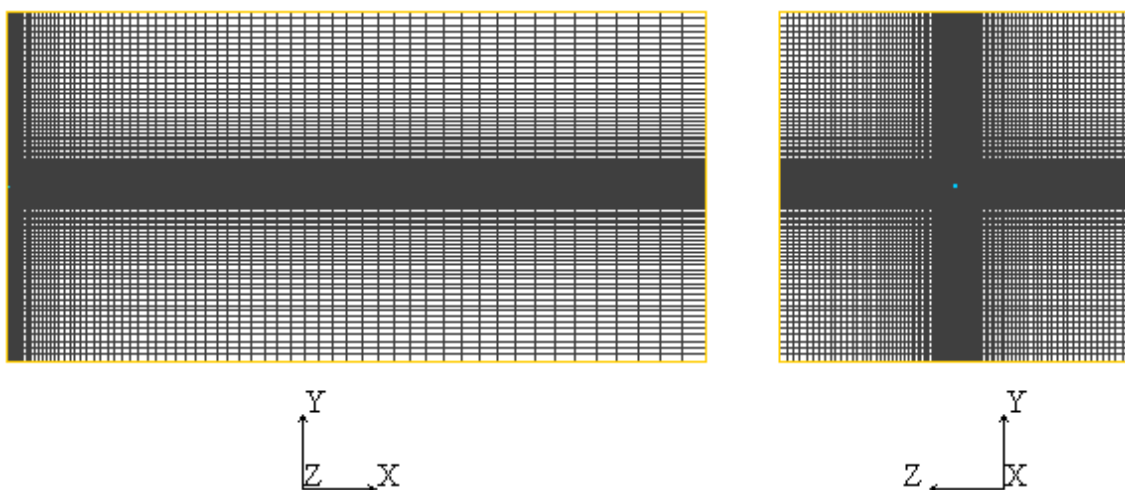


Figure 45 - Maillage du domaine de calcul dans le cas d'une simulation d'un jet rond stationnaire (Flovent)

Avec le logiciel CFX-5, les simulations ont été réalisées en 3D, et, du fait du maillage non-structuré, il est possible de contrôler la finesse du maillage à l'aide de paramètres appelés *mesh controls* (contrôles de maillage) : il s'agit soit d'un ou plusieurs points autour desquels il est possible d'imposer une longueur de maille et son taux de croissance (cf. Figure 47), soit d'une ligne le long de laquelle le maillage est contrôlé de la même façon (cf. Figure 48).

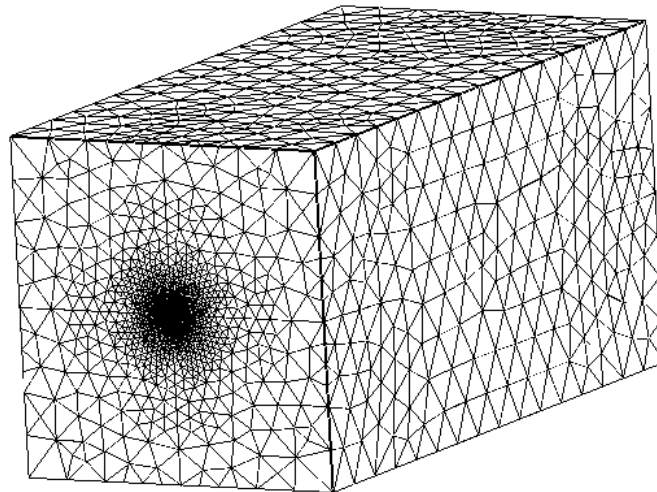


Figure 46 - Maillage surfacique du domaine de calcul lors des premiers essais de simulation de jet rond stationnaire (CFX-5)

Une coupe du domaine de calcul est présentée sur la Figure 47. Elle permet de se rendre compte d'une part de la complexité du maillage non-structuré, d'autre part de l'effet du contrôle du maillage.

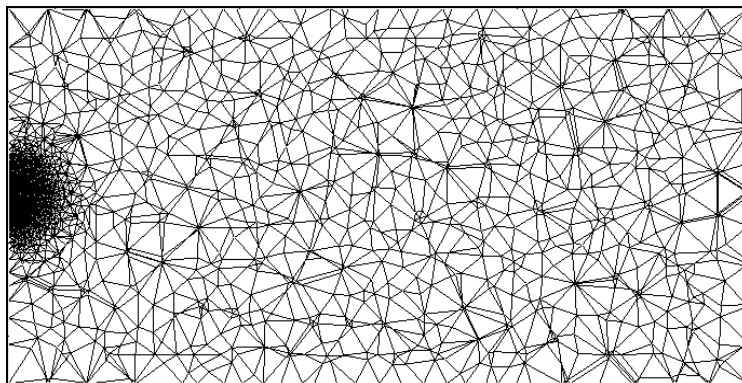


Figure 47 - Coupe sur le plan xz du maillage volumique du domaine de calcul d'un jet rond stationnaire (CFX-5) - Contrôle de maillage avec un point

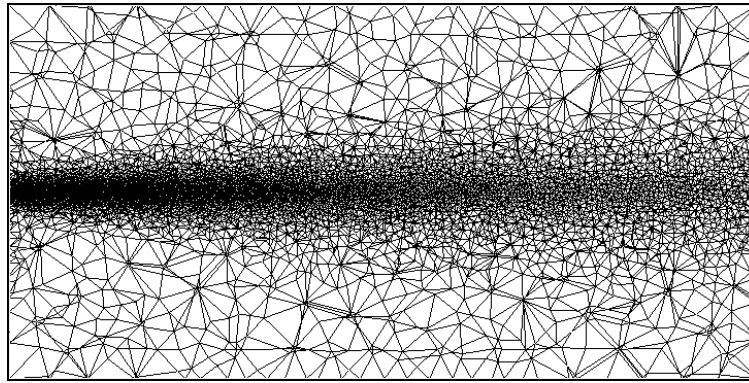


Figure 48 - Coupe sur le plan xz du maillage volumique du domaine de calcul d'un jet rond stationnaire (CFX-5) - Contrôle de maillage avec une ligne

Le jet rectangulaire est simulé à l'aide du code CFX-5 et Flovent. Les maillages utilisés sont semblables à ceux utilisés précédemment pour le jet rond (avec CFX-5) et pour le jet plan 2D (dans le cas de l'utilisation de Flovent).

II.2.2.2. Analyse des résultats de simulation

II.2.2.2.1. Cas du jet plan stationnaire

L'ensemble des résultats de simulation des jets plans stationnaires est regroupé dans le Tableau 26.

Tableau 26 - Comparaisons entre les modèles de jet plan et les résultats de calcul (CFX-4 et Flovent)

	Modèle classique	Calcul CFX-4	Calcul Flovent
Type de maillage	-	structuré / orthogonal	structuré / orthogonal
Paramètres initiaux	-	$h = 6 \text{ mm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$	$h = 3 \text{ mm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$
Longueur du noyau potentiel	env. $5 h$	env. $12 h$	env. $5 h$
Profil longitudinal de la vitesse	$\frac{u_m}{u_o} = 2,46 \sqrt{\frac{h}{x}}$	$\frac{u_m}{u_o} = 2,73 \sqrt{\frac{h}{x}}$	$\frac{u_m}{u_o} = 2,77 \sqrt{\frac{h}{x}}$
Profil transversal de la vitesse	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-69 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-66 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-82 \frac{y^2}{x^2}\right)$
Largeur du jet (vitesse)	$b_v = 0,100 x$	$b_v = 0,102 x$	$b_v = 0,092 x$
Profil longitudinal de la concentration	$\frac{c_m}{c_o} = 2,14 \sqrt{\frac{h}{x}}$	$\frac{c_m}{c_o} = 2,49 \sqrt{\frac{h}{x}}$	$\frac{c_m}{c_o} = 2,74 \sqrt{\frac{h}{x}}$
Profil transversal de la concentration	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-38 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-59 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-83 \frac{y^2}{x^2}\right)$
Largeur du jet (concentration)	$b_c = 0,135 x$	$b_c = 0,109 x$	$b_c = 0,091 x$
Nombre de Schmidt turbulent	$Sc_t = 0,55$ [13]	$Sc_t = 0,88$	$Sc_t = 0,99$

Les constantes des expressions des évolutions longitudinales et transversales de vitesse et de concentration sont obtenues par minimisation des écarts entre les valeurs obtenues par les simulations et les modèles classiques. Il en sera de même par la suite.

De façon générale, l'analyse des résultats met bien en évidence que les évolutions longitudinales de vitesse et de concentration décroissent en $1/\sqrt{x}$ et que les profils transversaux sont gaussiens. Seules les valeurs constantes apparaissant dans les expressions diffèrent.

- Analyse des résultats obtenus avec CFX-4

Dans le cas de l'utilisation du code CFX-4, de très nombreuses simulations ont été réalisées en utilisant les paramètres du code par défaut, mais la convergence est difficile et les points de contrôle ne sont pas stables. Ces difficultés de convergence ont amené à utiliser de faibles faux pas de temps, ce qui augmente considérablement le nombre d'itérations des calculs avant d'atteindre la convergence voulue (environ 10 000 itérations). Les résultats présentés dans le Tableau 26 sont alors les meilleurs obtenus.

Par ailleurs, une étude de la sensibilité des résultats des calculs à certains paramètres a été réalisée :

- l'influence du niveau de turbulence du fluide en entrée a été étudié, notamment en faisant varier l'intensité turbulente (fixée initialement à 1%) et l'échelle de longueur de dissipation (initialement fixée à $2,1 \cdot 10^{-4}$ m). La variation de ces paramètres, qui permettent d'évaluer directement les valeurs de k et de ε , n'affecte pas les résultats de simulation ;
- un maillage plus fin (deux fois moins de mailles que celles indiquées dans le Tableau 25) a été utilisé. Le raffinement du maillage n'améliore pas la qualité des résultats et, de plus, augmente considérablement le nombre d'itérations des calculs ;
- le modèle de turbulence RNG k - ε a enfin été appliqué mais la convergence des calculs de simulation s'en trouve affectée.

Le champ de vecteurs vitesse obtenu près de l'orifice semble correct ; les profils transversaux gaussiens apparaissent clairement sur la Figure 49. La Figure 50 permet de comparer les résultats de simulation aux modèles classiques de profils de vitesse (cf. § I.2.2.2). Les résultats obtenus sont très satisfaisants.

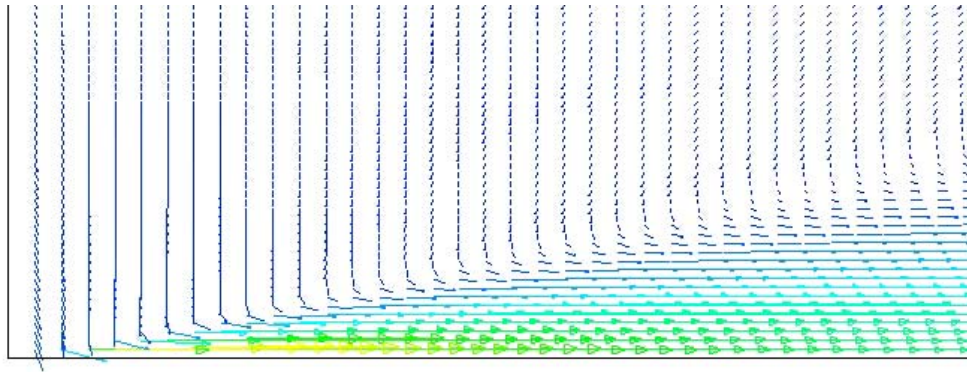


Figure 49 - Champ de vecteurs vitesse dans le cas d'une simulation d'un jet plan (CFX-4)
($h = 6 \text{ mm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

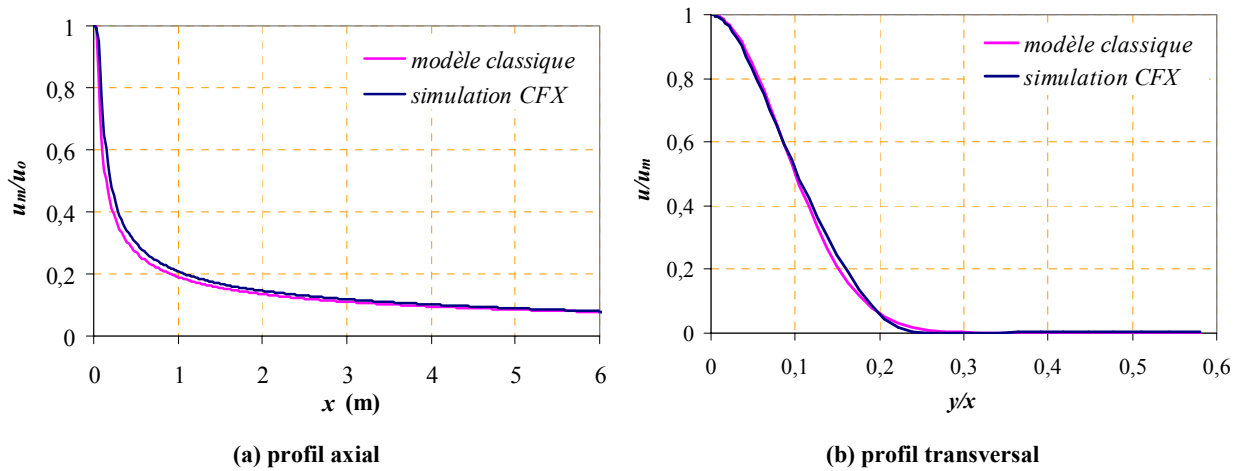


Figure 50 - Comparaison des profils de vitesse d'un jet plan (CFX-4) aux modèles classiques
($h = 6 \text{ mm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

Les résultats obtenus pour les champs de concentration semblent également tout à fait corrects ; l'allure obtenue (cf. Figure 51) est tout à fait réaliste car la forme conique caractéristique des jets stationnaires est retrouvée.

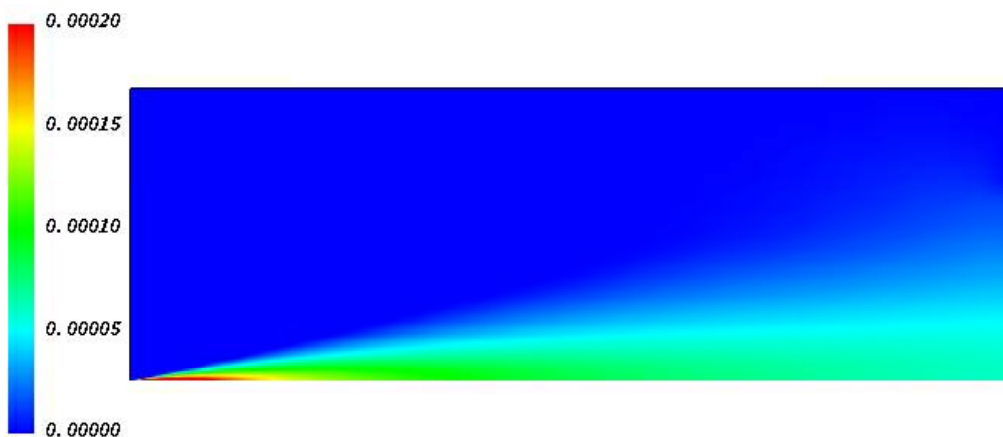


Figure 51 - Champ de concentration (kg de contaminant / kg d'air) dans le cas d'une simulation d'un jet plan 2D (CFX-4) ($h = 6 \text{ mm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$; $c_o = 0,001$)

L'étude des profils de concentration (cf. Figure 52) montre toutefois un écart entre les résultats de simulation et les modèles classiques qui peut s'expliquer par un écart entre la valeur du nombre de Schmidt turbulent utilisé par CFX-4 ($Sc_t = 0,9$) et celle des expériences menant aux modèles issus de la littérature (0,55 selon Chen et Rodi [13]). Le nombre de Schmidt turbulent Sc_t exprime le rapport entre la diffusion turbulente de la quantité de mouvement et celle d'un scalaire (la concentration dans le cas étudié). Dans le cas des jets libres turbulents, Sc_t peut être évalué par la relation suivante [13] :

$$Sc_t = \left(\frac{b_v}{b_c} \right)^2 \quad (\text{E - 45})$$

où b_v et b_c sont les demi-largeurs de vitesse et de concentration.

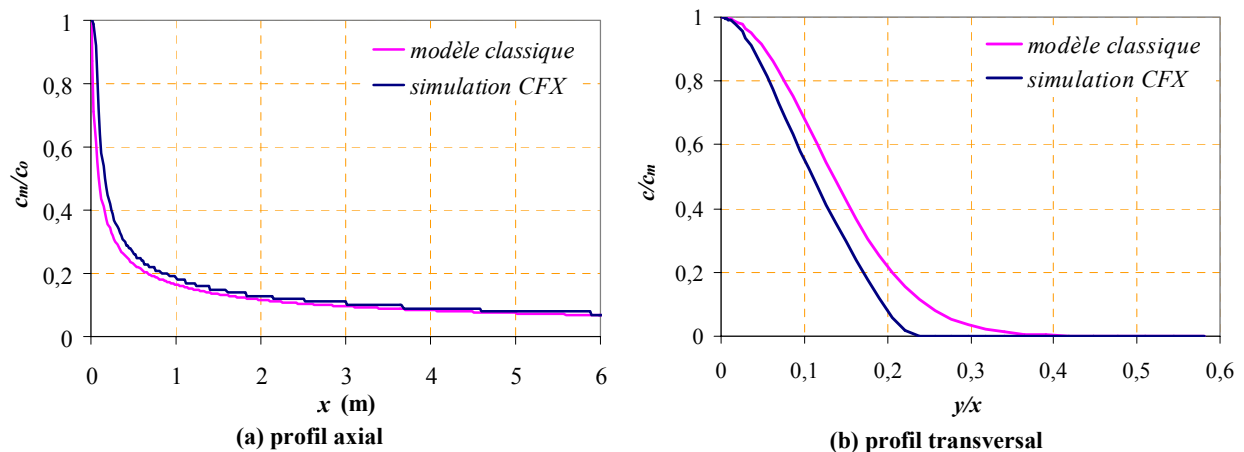


Figure 52 - Comparaison des profils de concentration d'un jet plan (CFX-4) aux modèles classiques ($h = 6 \text{ mm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$; $c_o = 0,001$)

Les écarts observés pour les profils transversaux restent cependant cohérents dans la mesure où l'on retrouve bien le nombre de Schmidt turbulent proche de 0,9.

- Analyse des résultats obtenus avec CFX-5

Sous CFX-5, il existe deux possibilités pour réaliser une simulation 2D :

- l'importation de la géométrie et du maillage réalisés sous CFX-4 : ce sont les premiers essais réalisés. Ils n'ont pas été satisfaisants du fait de l'entraînement général du fluide environnant, comme le montre la Figure 53 où l'on ne reconnaît même pas la forme d'un jet.
- la réalisation d'une géométrie et d'un maillage 2D non-structuré. Mais cette méthode se révèle peu exploitable pour cause de dysfonctionnement du mailleur de CFX-5, et ce, malgré une intervention du support technique.

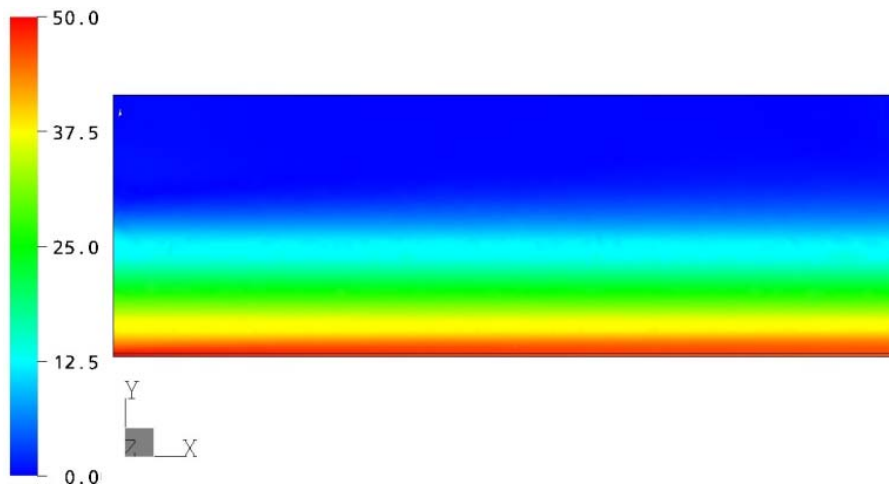


Figure 53 - Champ de vitesse (m/s) d'un jet plan sous CFX-5 à partir d'une construction sous CFX-4 ($h = 6 \text{ mm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

En conclusion, ces essais n'ayant donné aucun résultat, CFX-4 et Flovent restent les codes les plus adaptés pour les problèmes de simulation en 2D.

- Analyse des résultats obtenus avec Flovent

L'analyse du Tableau 26 montre que les résultats obtenus avec le code Flovent restent tout à fait comparables à ceux obtenus précédemment avec le logiciel CFX-4, excepté que le nombre d'itérations pour atteindre la fin des calculs est moins élevé. Par ailleurs, la mise en œuvre des calculs sous Flovent est plus simple. Les résultats s'avèrent également très satisfaisants dans la mesure où, d'une part le calcul converge aisément et les points de contrôle restent stables, d'autre part l'analyse quantitative révèle une bonne adéquation avec les modèles classiques des lois de comportement des jets, comme le montrent les figures suivantes (Figure 54 et Figure 55) et les équations du Tableau 26.

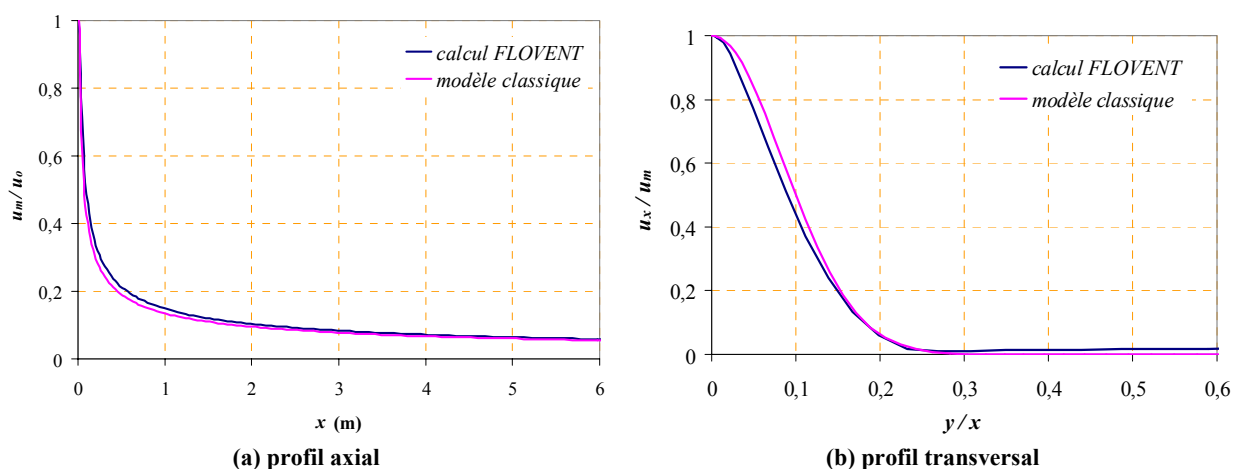


Figure 54 - Comparaison des profils de vitesse d'un jet plan (Flovent) aux modèles classiques ($h = 3 \text{ mm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

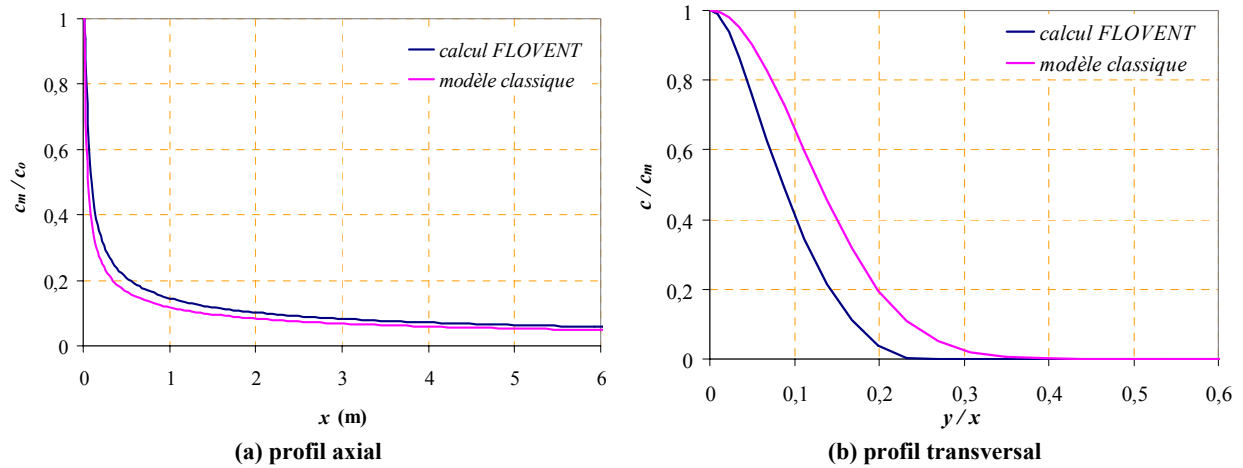


Figure 55 - Comparaison des profils de concentration d'un jet plan (Flovent) aux modèles classiques ($h = 3 \text{ mm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$; $c_o = 0,001$)

L'écart apparaissant entre la courbe classique du profil de concentration et la courbe obtenue par calcul sous Flovent est certainement dû, comme dans CFX-4, à une valeur inadaptée du nombre de Schmidt turbulent. En effet, le nombre de Schmidt turbulent utilisé par le code Flovent est fixé à 1 contre 0,55 d'après la littérature pour les jets plans [13]. Noter que l'évaluation de ce nombre tel que défini par l'équation (E - 45) à partir des profils transversaux donne une valeur proche de 1 et vérifie donc bien la valeur fixée dans le logiciel.

II.2.2.2.2. Cas du jet rond stationnaire

Le Tableau 27 présente les différentes simulations réalisées et compare les résultats obtenus aux lois classiques décrivant les jets ronds stationnaires.

**Tableau 27 - Comparaisons entre les modèles de jet rond et les résultats de calcul
(CFX-5 et Flovent)**

	Modèle classique	Calcul CFX-5	Calcul Flovent
Paramètres initiaux	-	$d_o = 2 \text{ cm}$ (conduite droite) $u_o = 50 \text{ m/s}$	$d_o = 2 \text{ cm}$ $u_o = 50 \text{ m/s}$
Longueur du noyau potentiel	env. $10 r_o$ (ou $5 d_o$)	env. $2 \text{ à } 3 r_o$	env. $5 \text{ à } 6 r_o$
Profil longitudinal de la vitesse	$\frac{u_m}{u_o} = 6,29 \frac{d_o}{x}$	$\frac{u_m}{u_o} = 4,12 \frac{d_o}{x}$	$\frac{u_m}{u_o} = 5,25 \frac{d_o}{x}$
Profil transversal de la vitesse	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-86 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-65 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-63 \frac{y^2}{x^2}\right)$
Demi-largeur du jet (vitesse)	$b_v = 0,090 x$	$b_v = 0,105 x$	$b_v = 0,105 x$
Profil longitudinal de la concentration	$\frac{c_m}{c_o} = 6,17 \frac{d_o}{x}$	$\frac{c_m}{c_o} = 3,87 \frac{d_o}{x}$	$\frac{c_m}{c_o} = 5,22 \frac{d_o}{x}$
Profil transversal de la concentration	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-62 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-63 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-63 \frac{y^2}{x^2}\right)$
Demi-largeur du jet (concentration)	$b_c = 0,106 x$	$b_c = 0,105 x$	$b_c = 0,105 x$
Nombre de Schmidt turbulent	$Sc_t = 0,68$ [13] $Sc_t = 0,70$ [45]	$Sc_t = 1$	$Sc_t = 1$

De même que le cas des jets plans stationnaires, l'analyse de ces résultats met en évidence que les évolutions longitudinales décroissent en $1/x$ et que les profils transversaux sont gaussiens. Les résultats obtenus avec Flovent semblent toutefois plus proches des modèles classiques que ceux obtenus avec CFX-5.

- Analyse des résultats obtenus avec CFX-4

Plusieurs essais de simulation ont été réalisés sous CFX-4 mais les résultats de calcul sont incorrects comme le montrent les expressions de la vitesse et de la concentration axiales obtenues (cf. Tableau 27). Une mauvaise représentation du champ de vitesse, notamment près du noyau potentiel du jet où il y a entraînement du milieu environnant est peut-être à l'origine de ces résultats peu satisfaisants (cf. Figure 56).

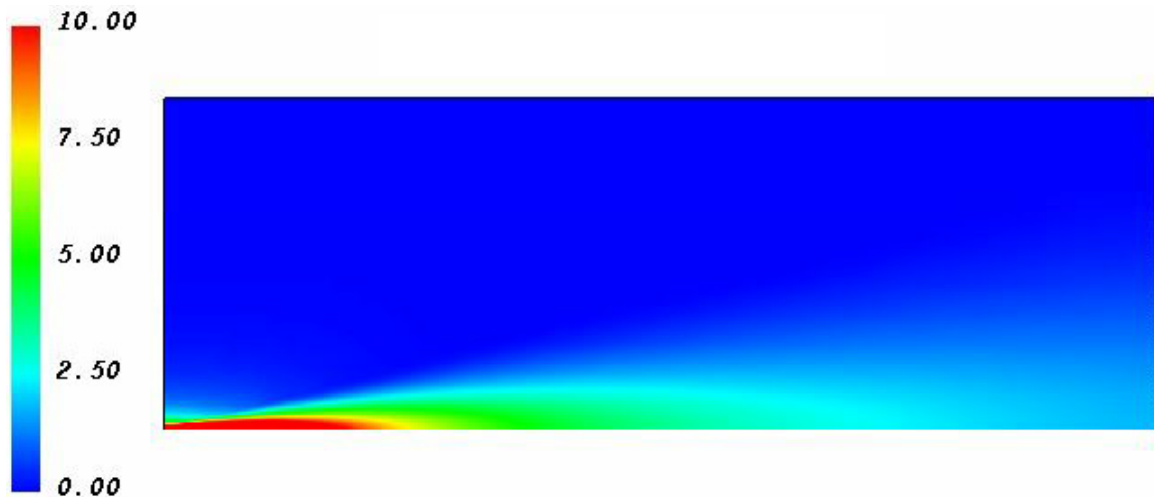


Figure 56 - Champ de vitesse (m/s) d'un jet rond (CFX-4) ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 50$ m/s)

- Analyse des résultats obtenus avec CFX-5

Avec le code CFX-5, les calculs convergent et les points de contrôle demeurent stables (cf. Figure 57). Malheureusement, les résultats obtenus sont incorrects comme le montre le champ de vitesse (cf. Figure 58) où il apparaît que l'ensemble de l'air du domaine est entraîné, ce qui n'est pas réaliste.

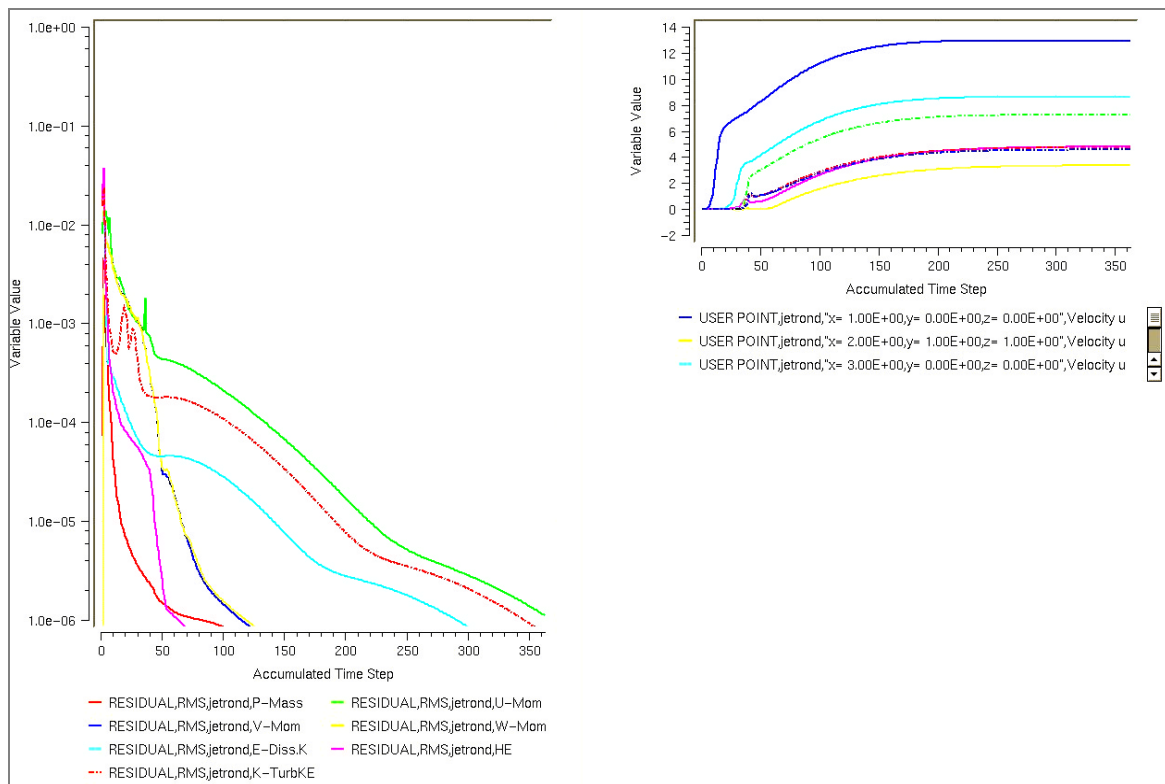


Figure 57 - Courbe des résidus et évolution des valeurs des points de contrôle dans le cas d'un calcul de jet rond (CFX-5)

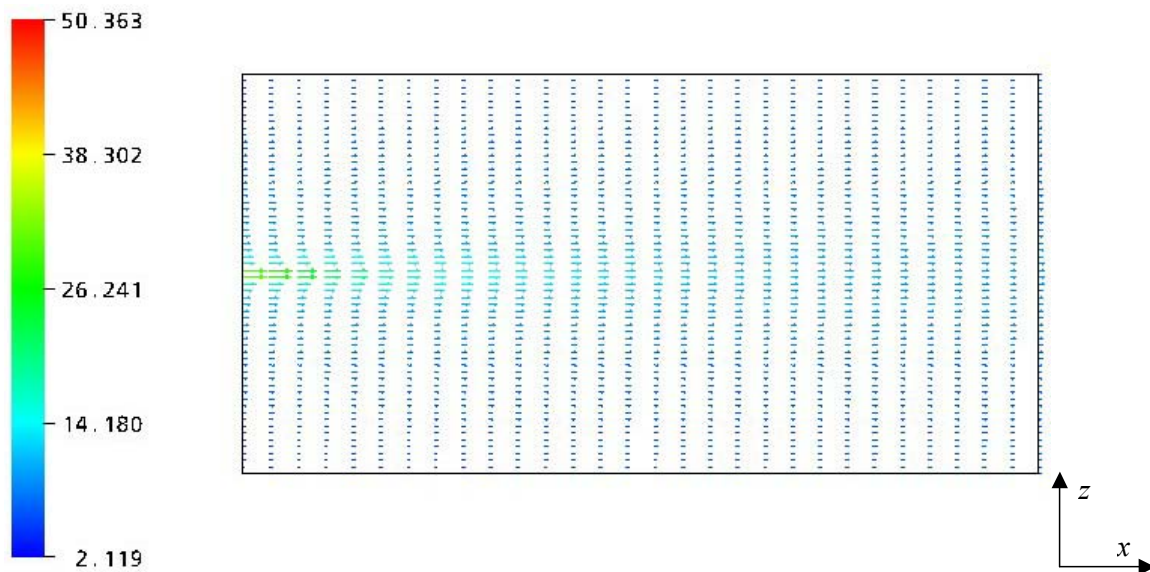


Figure 58 - Champ de vecteurs vitesse (m/s) dans le cas d'une simulation d'un jet rond (CFX-5, premiers essais de simulation) ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

Une modification des contrôles et de la finesse de maillage près de l'orifice du jet n'apporte pas de meilleurs résultats, même si le contrôle de maillage sous forme de ligne (le long de l'axe Ox , cf. Figure 48) donne de meilleurs résultats. D'autres essais, avec des modifications de la finesse du maillage, n'améliorent pas les résultats et montrent toute la difficulté de l'utilisation du maillage non-structuré. Par ailleurs, la construction d'une nouvelle géométrie sous forme d'un secteur comme sous CFX-4 afin d'exploiter la symétrie du jet rond n'amène pas à des résultats convaincants malgré une convergence correcte des calculs.

Les problèmes d'entraînement de l'air ambiant près de l'orifice étant quasi-systématiques, une conduite canalisant le jet sortant a été placée afin de modifier les conditions aux limites. Cette conduite est un prolongement de 50 cm en aval de l'origine du jet. La Figure 59 permet de mieux comprendre la nouvelle configuration.

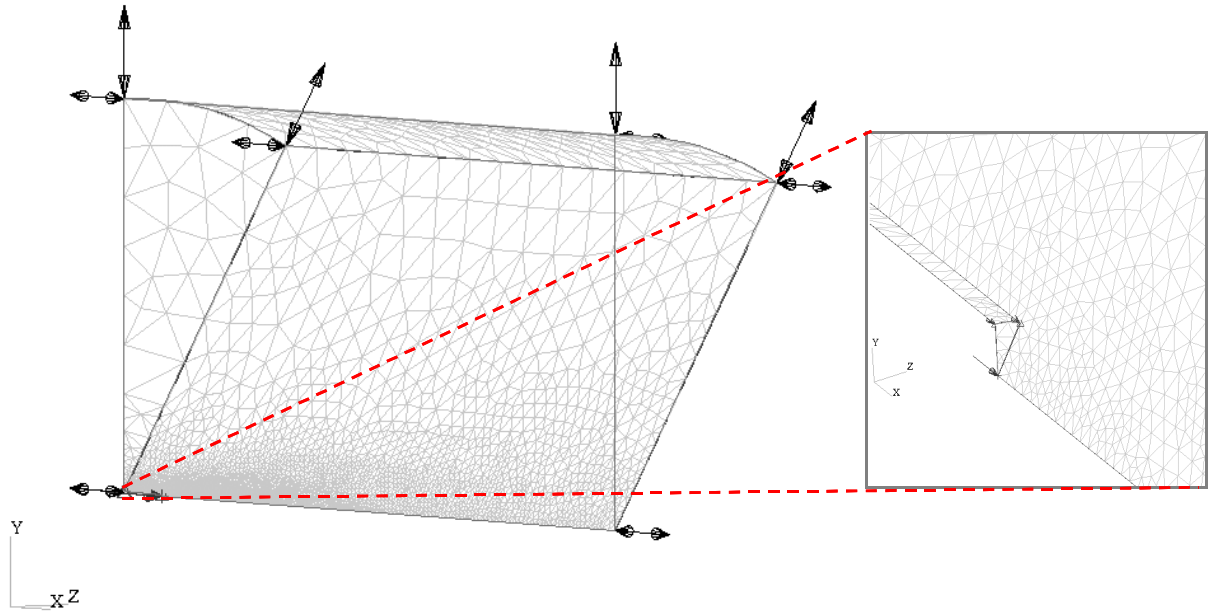


Figure 59 - Maillage de la nouvelle configuration du jet rond sous forme de secteur avec conduite (CFX-5) et zoom au niveau de l'orifice

Ces calculs se sont montrés positifs car, après 500 itérations, les calculs convergent de façon satisfaisante et les points de contrôle demeurent stables. Les résultats sont acceptables comme le montre le champ de vecteurs vitesse (cf. Figure 60) et les évolutions de la vitesse moyenne et de la concentration indiquées dans le Tableau 27.

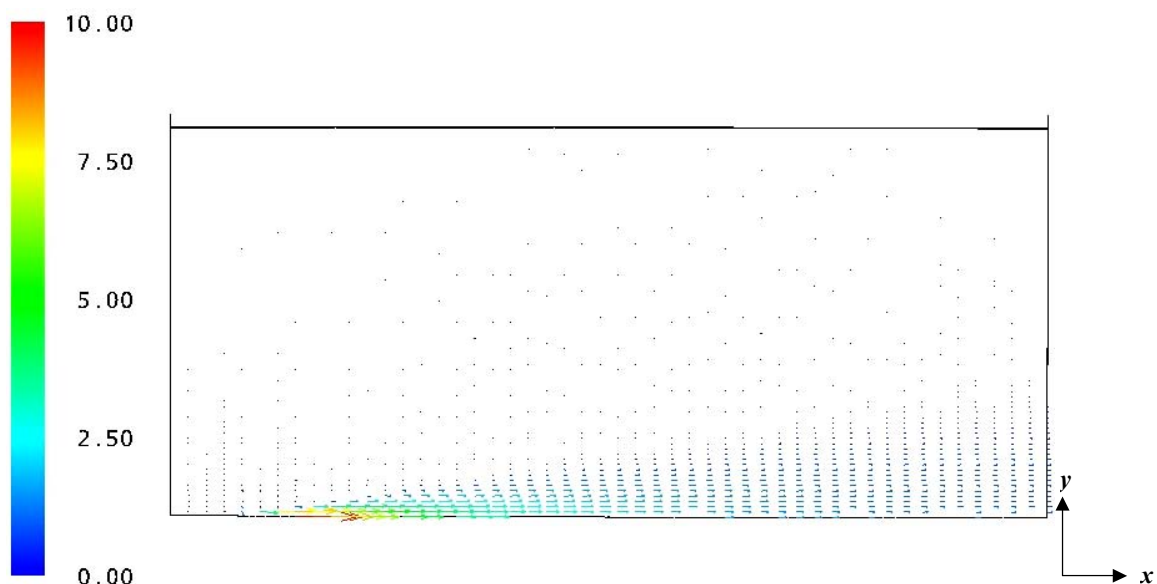


Figure 60 - Champ de vecteurs vitesse (m/s) dans le cas d'une simulation d'un jet rond (CFX-5) ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$) : cas avec conduite

Il semblerait ainsi que, avec le logiciel CFX-5, les conditions d'adhérence apportent une forte contribution à la convergence des calculs. Il se pourrait également que cette amélioration des résultats soit due à l'éloignement de l'origine du jet par rapport à la frontière libre à gauche du

domaine de calcul. Enfin, il serait intéressant d'étudier l'influence de la taille du domaine de calcul sur la qualité des résultats des simulations.

- Analyse des résultats obtenus avec Flovent

Enfin, dans le cas du code Flovent, le calcul converge correctement comme le montrent la courbe des résidus et la stabilisation rapide des points de contrôle. L'analyse des profils longitudinaux et transversaux de vitesse et de concentration montre par ailleurs un comportement tout à fait correct (cf. Tableau 27, Figure 61 et Figure 62). Les profils sont par ailleurs très analogues à ceux obtenus avec le code CFX-5.

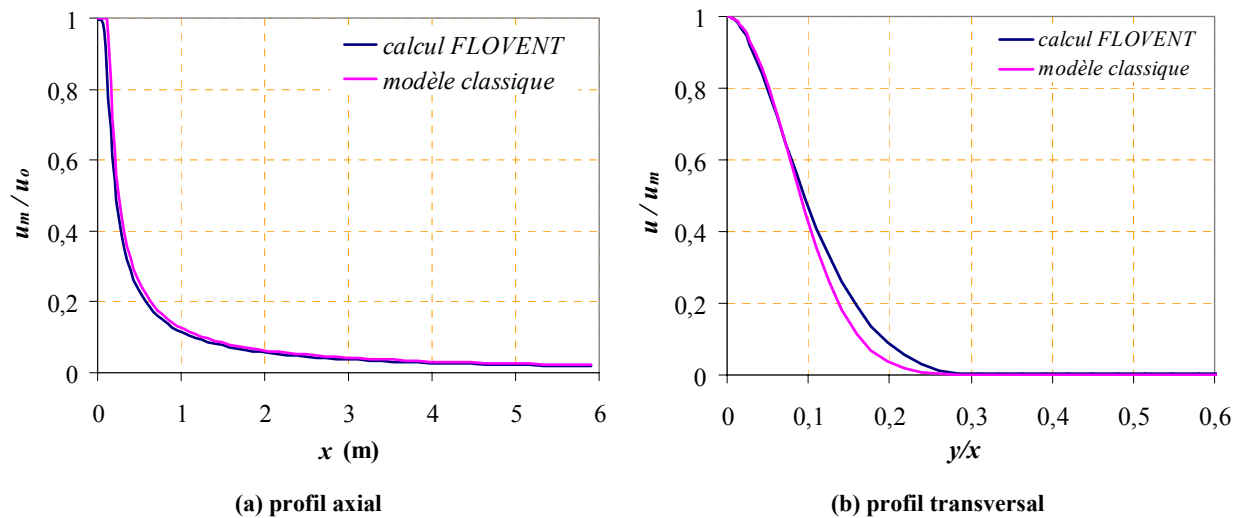


Figure 61 - Comparaison des profils de vitesse d'un jet rond stationnaire (Flovent) aux modèles classiques ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 50$ m/s)

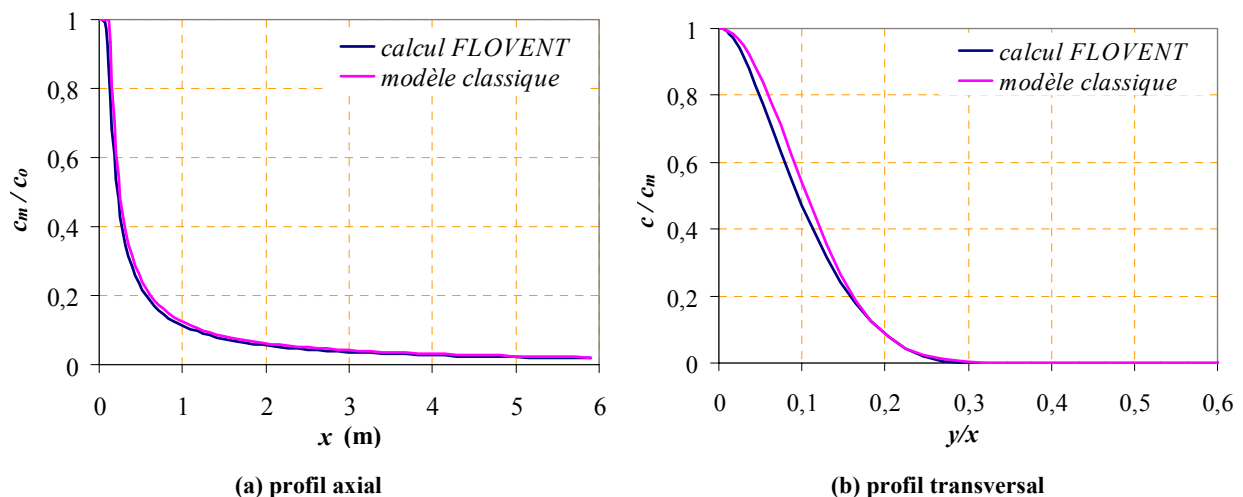


Figure 62 - Comparaison des profils de concentration d'un jet rond stationnaire (Flovent) aux modèles classiques ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 50$ m/s)

II.2.2.2.3. Cas du jet rectangulaire stationnaire

La simulation du jet rectangulaire stationnaire sous CFX-5 a posé les mêmes difficultés que lors de la simulation du jet rond (cf. § II.2.2.2.2), à savoir le problème récurrent d'entraînement du fluide ambiant comme le montre le champ de vecteurs vitesse (cf. Figure 63), et ce, malgré la bonne convergence du calcul, la stabilité des points de contrôle et la modification des conditions aux limites par l'ajout d'une conduite permettant de canaliser l'écoulement avant l'orifice. Comme précédemment dans le cas du jet rond, la conduite permet de rajouter des conditions d'adhérence aux parois, ce qui améliore légèrement les calculs mais cela ne suffit pas à donner des résultats corrects. De la même façon, une vitesse initiale de jet plus faible (5 m/s au lieu de 50 m/s) ne permet pas d'éviter ces problèmes d'entraînement.

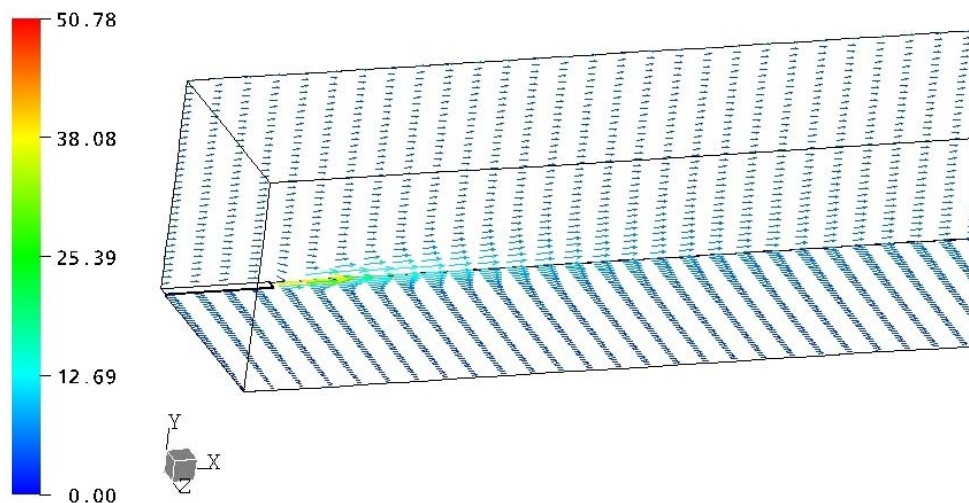


Figure 63 - Champ de vecteurs vitesse (m/s) dans le cas d'une simulation d'un jet rectangulaire (CFX-5) : (orifice $B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$) : cas avec conduite de 50 cm

En revanche, la simulation d'un jet rectangulaire avec le code Flovent a été réalisée avec peu de difficultés. La convergence des calculs est rapidement atteinte : les courbes résiduelles convergent et les points de contrôle se stabilisent. De même que les calculs précédents réalisés avec Flovent. L'analyse des résultats est très correcte, malgré le peu de données bibliographiques sur les jets rectangulaires (cf. Tableau 28).

Tableau 28 - Comparaisons entre des résultats expérimentaux et les résultats du calcul dans le cas d'un jet rectangulaire (Flovent) ($B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

	Valeurs de Lozanova et Stankov [36]	Résultats du calcul Flovent
Longueur du noyau potentiel	0,0785 m	env. 0,080 m
Longueur de la 1 ^{ère} zone de décroissance	0,470 m	env. 0,437 m
Profil longitudinal de la vitesse dans la 1 ^{ère} zone	$\frac{u_m}{u_o} = 2,43 \left(\frac{h}{x}\right)^{-0,433}$	$\frac{u_m}{u_o} = 2,74 \sqrt{\frac{h}{x}}$
Profil longitudinal de la vitesse dans la 2 ^{ème} zone	$\frac{u_m}{u_o} = 23,57 \frac{h}{x}$	$\frac{u_m}{u_o} = 21,06 \frac{h}{x}$
Profil transversal de la vitesse (sur le plan xy) dans la 2 ^{ème} zone	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-60,4 \frac{y^2}{x^2}\right)$	$\frac{u_x}{u_m} = \exp\left(-54 \frac{y^2}{x^2}\right)$

La Figure 64 permet de comparer les profils longitudinaux de vitesse obtenus avec les codes CFX-5 et Flovent à celui de Lozanova & Stankov [36] obtenu dans les mêmes conditions (dimension d'orifice et vitesse initiale de jet identiques). Cette figure permet de rendre compte du bon résultat obtenu. Le profil longitudinal de vitesse de Lozanova & Stankov [36] a été évalué à partir de leurs résultats expérimentaux, d'où le « décrochement » observé dans le profil (cf. Figure 64) vers $x = 0,5 \text{ m}$. Ce décrochement est probablement dû au manque d'information sur les origines virtuelles de chaque zone de décroissance de vitesse.

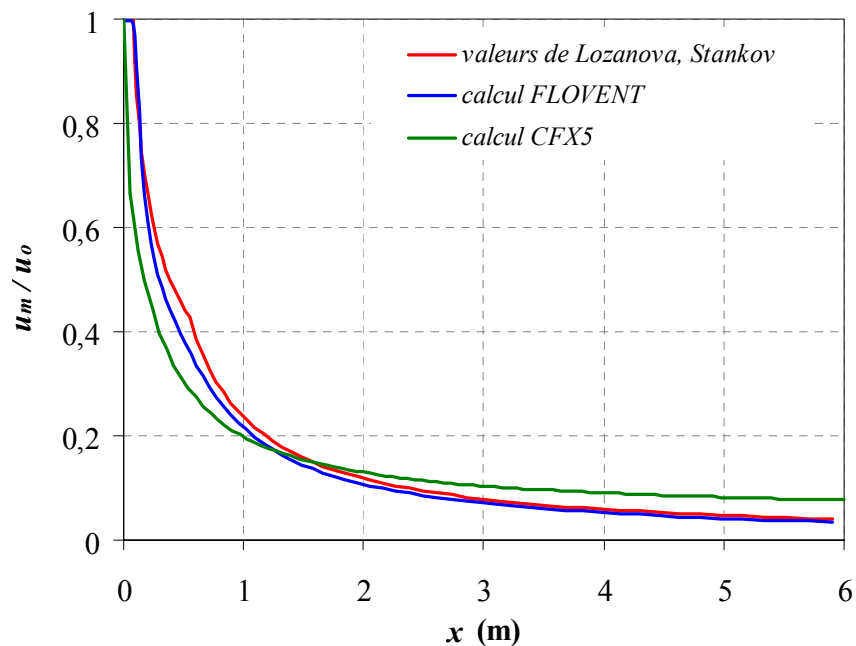


Figure 64 - Comparaison du profil axial de la vitesse pour un jet rectangulaire obtenu par le calcul avec CFX-5 et Flovent et des résultats expérimentaux [36] (orifice $B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

Le tracé de ces résultats sur une double échelle logarithmique montre que les résultats de Flovent sont meilleurs que ceux de CFX-5 : en effet les trois zones théoriques du jet 3D y sont bien distinguées : une zone de vitesse constante (noyau potentiel), une première zone de décroissance de la vitesse en $1/\sqrt{x}$ et une seconde en $1/x$. Ceci n'est pas vérifié pour la simulation sous CFX-5.

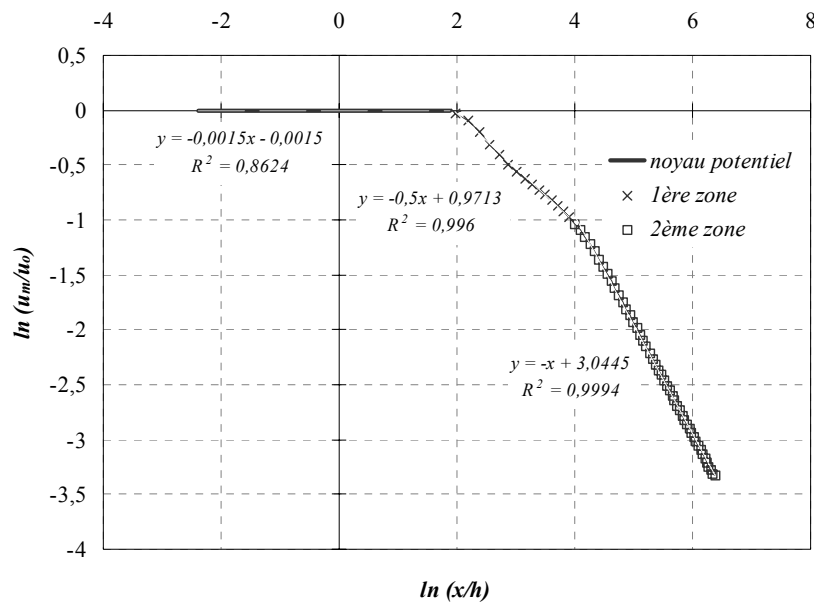


Figure 65 - Evolution de la vitesse axiale du jet rectangulaire (Flovent)
($B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

Il est intéressant de tracer les profils transversaux de vitesse. Ceux de la Figure 66 (profils sur les plans xy) ne sont pas sans rappeler les profils de vitesse obtenus avec le jet plan. En effet, les profils sur les plans xy concernent la partie la plus étroite du jet rectangulaire. De plus, les profils de vitesse sur les plans xz (cf. Figure 67) sont caractérisés par un « enfoncement » au centre, noté par Rajaratnam [55] comme étant caractéristique des jets 3D (profils en « selle »).

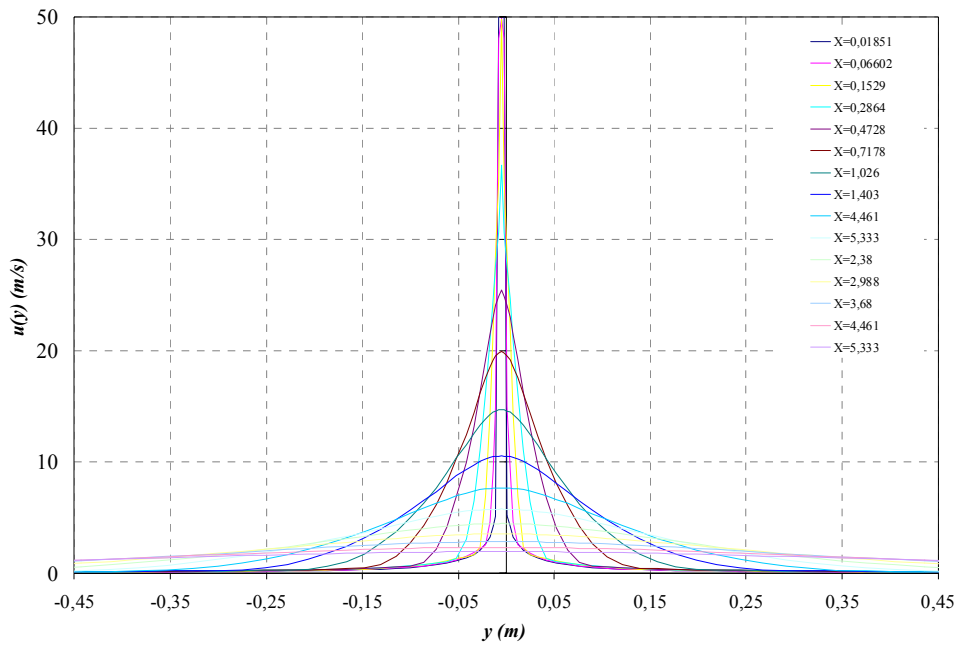


Figure 66 - Profils de vitesse transversaux sur les plans xy dans le cas du jet rectangulaire (Flovent) pour différentes abscisses x (orifice $B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

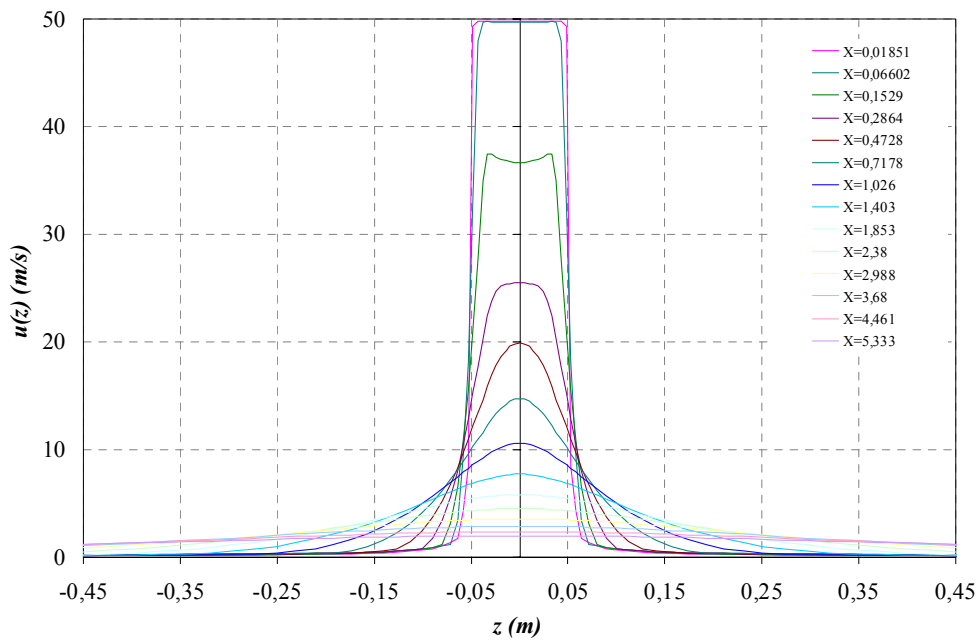


Figure 67 - Profils de vitesse transversaux sur les plans xz dans le cas du jet rectangulaire (Flovent) pour différentes abscisses x (orifice $B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

De plus, il est intéressant de noter que les profils de vitesse sont identiques sur les plans xy et xz dès que la seconde zone de décroissance de la vitesse est atteinte. Ils sont également en bon accord avec les résultats expérimentaux de Lozanova & Stankov [36] comme le montre la Figure 68.

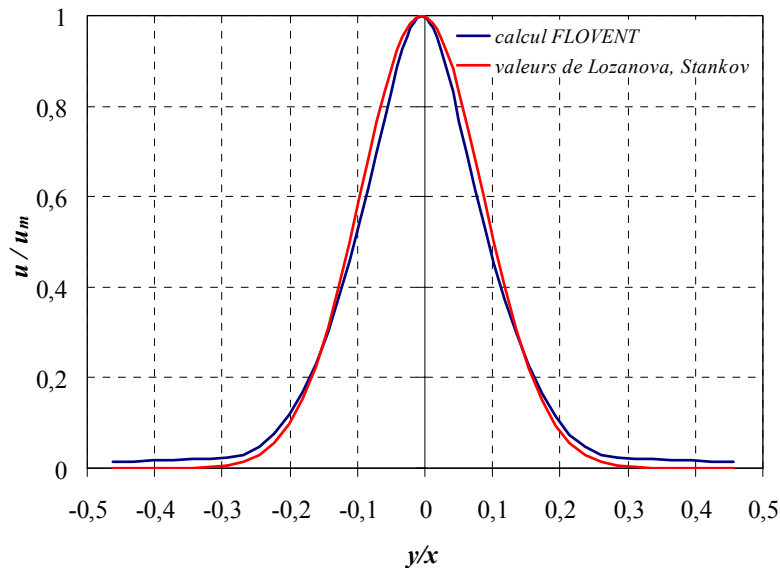


Figure 68 - Comparaison entre un profil transversal de vitesse d'un jet rectangulaire expérimental [36] et issu d'une simulation (Flovent) (orifice $B \times h = 10 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$)

Les résultats de la simulation en termes de champ de concentration sont tout à fait similaires à ceux obtenus pour le champ de vitesse. Cependant, l'absence de données bibliographiques sur les champs de concentrations dans le cas des jets rectangulaires ne permet pas de réaliser une analyse comparative. Comme pour l'évolution axiale de la vitesse, les deux zones de décroissance sont bien retrouvées : une première zone en $1/\sqrt{x}$ et une seconde en $1/x$. A noter également que le nombre de Schmidt turbulent évalué par la relation (E - 45) donne une valeur de 1.

II.2.2.3. Comparaison des codes et conclusion

La simulation de jets stationnaires a permis d'évaluer les codes multi-D dont dispose l'IRSN sur des cas simples. Différents cas ont été traités (jets plan, rond et rectangulaire). L'étude de ces cas a permis de mettre en évidence, d'une part la difficulté de mettre en oeuvre des simulations numériques qui soient fiables, même pour des cas simples, d'autre part de comparer les différents outils de calculs (CFX-4, CFX-5 et Flovent).

Au vu des difficultés rencontrées avec les logiciels CFX-4 et CFX-5, il semblerait que pour les applications envisagées le logiciel Flovent soit le plus adapté, comme le démontrent les résultats satisfaisants obtenus lors des nombreuses simulations réalisées en régime stationnaire.

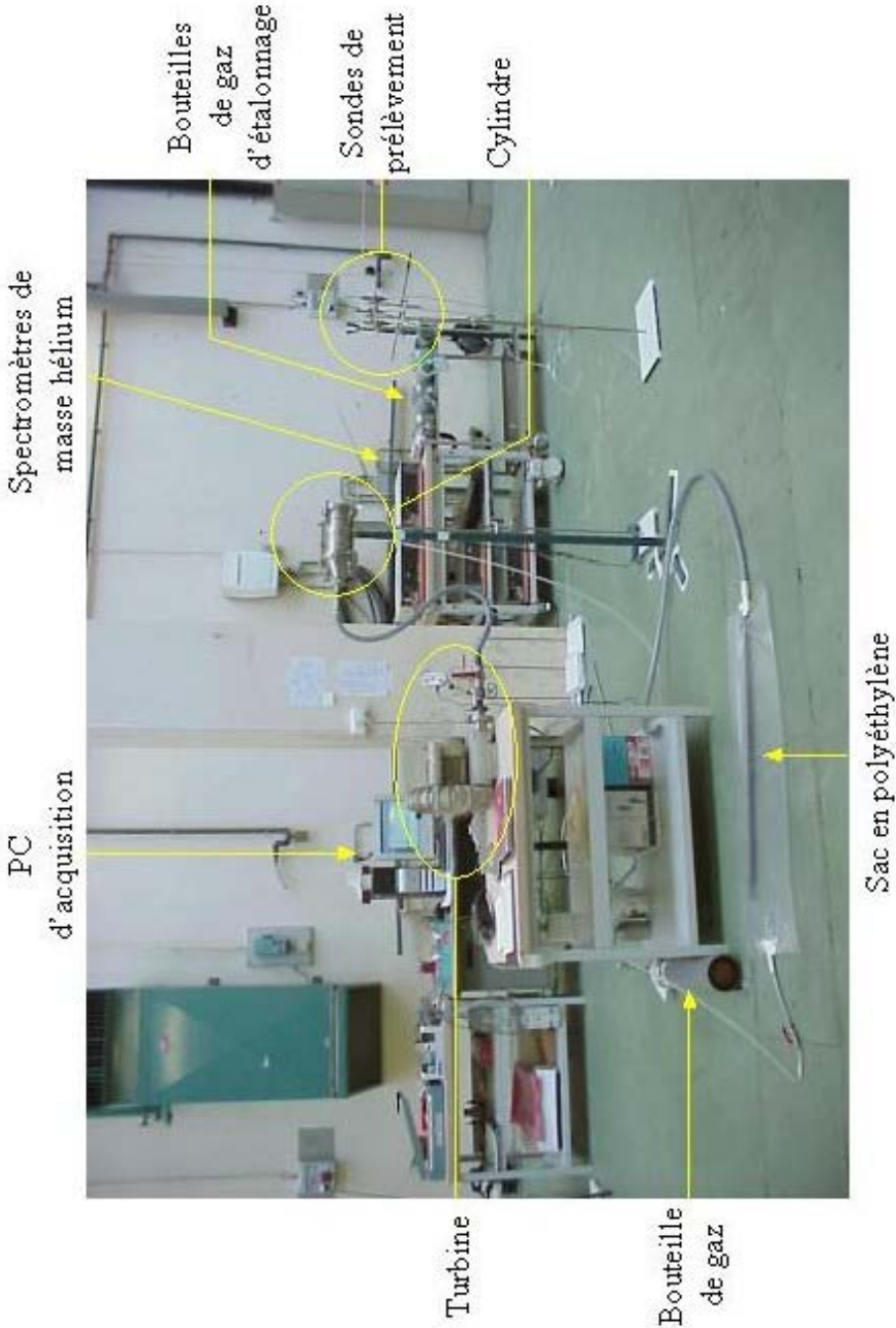
Le logiciel CFX-4, bien qu'il permette d'obtenir des résultats satisfaisants dans le cas de simulations de jets plans, présente des difficultés pour la simulation des jets ronds. Il a de plus l'inconvénient de ne converger qu'après un nombre important d'itérations.

Le logiciel CFX-5, bien qu'il soit doté d'un solveur plus performant que celui de CFX-4 et d'un maillage non-structuré, présente des résultats erronés lorsqu'il n'y pas de conditions d'adhérence dans le domaine de calcul. L'ajout de parois près de l'orifice est presque toujours

nécessaire avec CFX-5 pour obtenir des résultats corrects, mais ceci n'est pas toujours suffisant comme l'ont montré les simulations de jets rectangulaires. De plus, la mise en œuvre d'un maillage non-structuré est plus difficile qu'un maillage structuré, et ne permet pas de réaliser des simulations en 2D.

Quant au logiciel Flovent, il ne pose pas de problèmes particuliers pour réaliser des calculs de jets libres stationnaires. Aussi, les simulations de bouffées sont réalisées par la suite avec Flovent afin d'aider à élaborer un modèle semi-empirique de dispersion d'une contamination. Par ailleurs, le choix d'opter pour le code Flovent a également été motivé par une incertitude au moment du choix de l'outil quant à sa pérennité (compte tenu du rachat du code CFX par la société *ANSYS* et de la fermeture du support technique).

Annexe 1 : Photographie du banc d'essai expérimental



Annexe 2 : Equations de Navier-Stokes et modèle $k-\varepsilon$

Les écoulements sont supposés ici isothermes, turbulents et stationnaires. Les équations à résoudre sont les équations de Navier-Stokes en incompressible, moyennées sur le temps (encore appelées équations de Reynolds). Ces équations s'écrivent de la façon suivante :

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho u) = 0 & \text{(continuité)} \\ \nabla \cdot (\rho u \otimes u) = \nabla \cdot (\bar{\bar{\sigma}} - \overline{\rho u' \otimes u'}) & \text{(quantité de mouvement)} \end{cases} \quad (\text{E - 46})$$

avec ρ la masse volumique de l'air ($1,19 \text{ kg/m}^3$), u et u' respectivement la composante moyenne et la composante fluctuante du vecteur vitesse ($U = u + u'$), et $\bar{\bar{\sigma}}$ le tenseur des contraintes : $\bar{\bar{\sigma}} = -\bar{p} \delta + \mu (\nabla u + (\nabla u)^T)$, somme des contraintes normales de pression et des contraintes visqueuses ($\mu = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$ viscosité dynamique de l'air, δ : symbole de Kronecker).

A ces équations s'ajoute l'équation de transport d'un scalaire ϕ (traceur) :

$$\nabla \cdot (\rho u \bar{\phi}) = \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \bar{\phi} - \overline{\rho u' \phi}) + S \quad (\text{E - 47})$$

où Γ_ϕ est le coefficient de diffusion moléculaire du scalaire et S un éventuel terme source.

Le modèle de turbulence utilisé est le modèle du premier ordre $k-\varepsilon$ standard. Il s'appuie sur la notion de viscosité turbulente, issue de la modélisation des corrélations turbulentes (tensions de Reynolds $\overline{\rho u' \otimes u'}$ et flux turbulent $\overline{\rho u' \phi}$) sous la forme de gradients, par analogie avec les contraintes visqueuses et les lois de diffusion classiques (lois de Fick ou de Fourier) :

$$\begin{cases} -\overline{\rho u' \otimes u'} = \mu_t (\nabla u' + (\nabla u')^T) - \frac{2}{3} \rho k \delta \\ -\overline{\rho u' \phi} = \frac{\mu_t}{\sigma_\phi} \nabla \bar{\phi} \end{cases} \quad (\text{E - 48})$$

μ_t est la viscosité turbulente, $k = \frac{1}{2} \overline{u'^2}$ l'énergie cinétique turbulente et σ_ϕ le nombre de

Schmidt-Prandtl turbulent associé au scalaire ϕ ($\sigma_\phi = 0,9$ dans le code CFX, 1 dans le code Flovent).

Suite à l'introduction de cette viscosité turbulente, les équations à résoudre deviennent :

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho u) = 0 & \text{(continuité)} \\ \nabla \cdot (\rho u \otimes u) = -\nabla \bar{p}' + \nabla \cdot [\mu_{eff} (\nabla u + (\nabla u)^T)] & \text{(quantité de mouvement)} \\ \nabla \cdot (\rho u \bar{\phi}) = \nabla \cdot (\Gamma_{eff} \nabla \bar{\phi}) + S & \text{(transport du scalaire)} \end{cases} \quad (\text{E - 49})$$

avec $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ viscosité effective, $\Gamma_{eff} = \Gamma_\phi + \mu_t / \sigma_\phi$ diffusivité effective et $\bar{p}' = \bar{p} + \frac{2}{3} \rho k$ pression modifiée.

Dans le modèle k - ε standard, la viscosité turbulente est donnée par $\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \varepsilon$, avec ε le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et $C_\mu = 0,09$. Les grandeurs k et ε sont résolues chacune par une équation de transport :

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho u k) = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + P_k - \rho \varepsilon \\ \nabla \cdot (\rho u \varepsilon) = \nabla \cdot \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{cases} \quad (\text{E - 50})$$

avec $P_k = \mu_{eff} \nabla u (\nabla u + (\nabla u)^T)$ terme de production d'énergie cinétique turbulente par les gradients de vitesse moyenne, $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$.

Chapitre III.

Approche expérimentale : réalisation de fuites transitoires

Il a été vu dans le premier chapitre que le comportement des jets continus est relativement bien connu, tant sur la description du champ de vitesse que sur celle du champ de concentration. En revanche, les jets transitoires et les bouffées, correspondant au cas d'une fuite accidentelle brève, sont très peu décrits dans la littérature.

Après avoir décrit au chapitre précédent la technique de traçage gazeux et le banc d'essais mis en œuvre, les expériences simulant des fuites brèves sont présentées dans cette partie, ainsi que les résultats de mesure de l'évolution temporelle de la concentration du traceur dans la zone de propagation des bouffées. La variation de paramètres tels que la dimension et la géométrie de l'orifice (circulaire ou fente), la vitesse initiale de la fuite, ou encore la durée de la fuite, permet d'étudier l'influence de ces paramètres sur les mesures de concentration, l'évolution des maxima de concentration, etc. L'influence de la concentration initiale est traitée ultérieurement dans le Chapitre V ; il n'est traité ici que de la dispersion d'un contaminant gazeux dilué. Enfin, un important travail de traitement des résultats expérimentaux (déconvolution des signaux de mesure et évaluation des incertitudes) est également réalisé.

III.1. Paramètres étudiés et choix des gammes

Au cours des expériences, les variations ont porté sur les paramètres suivants :

- la vitesse initiale u_o de la bouffée à la sortie de l'orifice : les vitesses initiales choisies pour l'émission des bouffées sont 10 m/s et 50 m/s ;
- la géométrie de l'orifice : des orifices circulaires de diamètres 5 mm, 10 mm, 20 mm, 30 mm et 50 mm ont été utilisés, ainsi que des fentes de longueur 10 cm et d'épaisseurs 2 mm, 3 mm et 5 mm ;
- la durée d'injection Δt_{inj} : deux durées d'injection ont été choisies : 4 s et 10 s. Des valeurs plus faibles n'ont pas été choisies car il est difficile expérimentalement de réaliser des bouffées en injectant un faible volume de mélange gazeux. Le volume V_{inj} du mélange gazeux air / hélium est en effet fonction de la durée d'injection Δt_{inj} , de la vitesse initiale u_o de la bouffée et de la section s de l'orifice.

$$V_{inj} = s \cdot u_o \cdot \Delta t_{inj} \quad (\text{E - 51})$$

III.2. Expériences réalisées

Avant d'aborder les expériences de bouffées proprement dites, quelques expériences préliminaires nécessaires sont décrites.

III.2.1. Expériences préliminaires

A priori, une mesure de la concentration initiale c_o du mélange gazeux à la sortie même de l'orifice devrait être égale à la concentration en hélium de la bouteille c_b . Or, comme l'illustre le Tableau 29, des essais ont montré que les valeurs mesurées sont en réalité plus faibles.

Tableau 29 - Valeurs de concentration à la sortie de l'orifice ($d_o = 2$ cm) pour une émission de mélange gazeux air / hélium ($u_o = 10$ m/s ; $c_b = 1010$ ppm)

V_o (L)	c_o (ppm)
10	829
25	897
50	920

Le volume réellement émis V_{inj} est en fait constitué de la somme de deux volumes :

- le volume V_o de remplissage du sac ; la concentration c_b de l'hélium est alors celle indiquée sur les bouteilles ;
- le volume des parties rigides du circuit V_{cir} constituées par les tuyauteries et la pompe ; ce volume est initialement essentiellement constitué d'air et est à l'origine de la dilution du mélange gazeux introduit dans le sac. Cela explique pourquoi les valeurs

de concentration mesurées à la sortie de l'orifice c_o sont plus faibles que celle de la bouteille étalon c_b .

Le volume V_{cir} peut être déterminé expérimentalement par la relation (E - 52) :

$$V_{cir} = V_o \left(\frac{c_b}{c_o} - 1 \right) \quad (\text{E - 52})$$

La dilution est ainsi d'autant plus importante que le volume de gaz introduit dans le sac est faible. La relation (E - 52) et le Tableau 29 permettent de déterminer ce volume : $V_{dil} = 3,3$ L (les valeurs sont cependant assez dispersées : $1,8 < V_{dil} < 4,9$ L). Chaque expérience est caractérisée par une concentration initiale de bouffée c_o qui se détermine par la relation (E - 52). Par la suite, et par souci de simplicité, lors de la présentation des résultats expérimentaux, n'est précisée que la valeur c_b de la concentration de la bouteille d'hélium utilisée. Les valeurs c_b et c_o sont en général assez proches, et d'autant plus que le volume V_o est important (cas des bouffées réalisées avec une vitesse initiale importante, un large orifice et une longue durée d'émission). Dans tous les cas, $c_o < c_b$.

III.2.2. Expériences de bouffées

Le protocole expérimental adopté pour les essais est le suivant :

- réglage de la vitesse initiale u_o en fonctionnement continu de la pompe. Un réglage manuel de la pompe, par action sur une vanne à l'aspiration, permet de fixer u_o . Cette vitesse est mesurée à la sortie de l'orifice grâce à un anémomètre à hélices ;
- mesure de la différence de pression ΔP entre le système d'émission (cylindre métallique) et le milieu ambiant à l'aide du manomètre numérique ;
- étalonnage préalable des spectromètres de masse hélium avec des bouteilles étalons ;
- positionnement précis des sondes de prélèvement pour la mesure de la concentration de l'air en hélium ;
- vidange du contenu résiduel du sac par ouverture de la vanne de sortie ;
- fermeture de la vanne de sortie et remplissage du sac avec un volume V_o d'hélium étalon (avec une concentration dans l'air de 5000 ppm, 10% ou pur) ;
- lancement de l'acquisition de données à une fréquence d'échantillonnage de 5 Hz ;
- mise en marche de la pompe ;
- une fois la pompe en régime (quelques secondes suffisent), ouverture du circuit pendant une durée d'émission Δt_{inj} et contrôle de cette durée à l'aide d'un chronomètre ;
- dès que la vidange du sac est terminée, fermeture de la vanne et arrêt de la pompe ;

- arrêt de l'acquisition de données, une fois que la ligne de base de concentration est atteinte pour toutes les sondes et/ou qu'un temps important s'est écoulé depuis l'arrêt de la pompe.

Cette démarche est réalisée deux fois pour chaque position des sondes le long de l'axe de propagation de la bouffée. Il n'est en effet pas possible de répéter les essais plus souvent pour des raisons de consommation importante en mélange gazeux air / hélium. Une étude statistique approfondie a cependant été réalisée (répétition de la bouffée une dizaine de fois pour deux positions sur l'axe de propagation de la bouffée) afin d'estimer la dispersion des mesures. Les résultats de cette étude apparaissent en Annexe 4.

Diverses expériences de bouffées ont été menées et sont récapitulées dans le Tableau 30 et le Tableau 31. Les valeurs en italique indiquent les positions des sondes le long de l'axe de propagation de la bouffée. Ces positions sont les distances à la source d'émission. Pour ne pas perturber la bouffée entre la source d'émission et les sondes de mesure, à chaque position de sonde correspond un essai. Les cinq sondes sont ensuite déplacées ensemble d'une position à une autre. Une expérience complète comporte donc en général 10 essais (5 positions de sondes et 2 répétitions pour chaque essai).

Tableau 30 - Synthèse des essais expérimentaux réalisés (bouffées provenant d'une fente)

		$c_b = 5000 \text{ ppm}$	
		$\Delta t_{ij} \approx 4 \text{ s}$	$\Delta t_{ij} \approx 10 \text{ s}$
$u_o = 10 \text{ m/s}$	$h = 2 \text{ mm}$ <i>0,5 m / 0,75 m / 1 m / 1,25 m / 1,5 m</i> (10 essais)	$h = 2 \text{ mm}$ <i>0,5 m / 0,75 m / 1 m / 1,25 m / 1,5 m</i> (10 essais)	
	$h = 3 \text{ mm}$ <i>0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m</i> (10 essais)	$h = 3 \text{ mm}$ <i>0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m</i> (10 essais)	
	$h = 5 \text{ mm}$ <i>0,5 m / 0,75 m / 1 m / 1,25 m / 1,5 m</i> (10 essais)		
$u_o = 50 \text{ m/s}$	$h = 3 \text{ mm}$ <i>0,75 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m</i> (10 essais)		

Tableau 31 - Synthèse des essais expérimentaux réalisés (bouffées provenant d'un orifice circulaire)

		$c_b = 5000 \text{ ppm}$	
		$\Delta t_{inj} \approx 4 \text{ s}$	$\Delta t_{inj} \approx 10 \text{ s}$
$u_o = 10 \text{ m/s}$	$d_o = 10 \text{ mm}$ 0,25 m / 0,5 m / 0,75 m / 1 m / 1,25 m (10 essais)	$d_o = 10 \text{ mm}$ 0,25 m / 0,5 m / 0,75 m / 1 m / 1,25 m (10 essais)	
	$d_o = 20 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)	$d_o = 20 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)	
	$d_o = 30 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)	$d_o = 30 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)	
	$d_o = 50 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)		
$u_o = 50 \text{ m/s}$	$d_o = 5 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)	$d_o = 5 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)	
	$d_o = 10 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)	$d_o = 10 \text{ mm}$ 0,5 m / 1 m / 1,5 m / 2 m / 2,5 m (10 essais)	
	$d_o = 20 \text{ mm}$ 1 m / 2 m / 3 m / 4 m / 5 m / 6 m / 7 m (14 essais)		

A titre d'illustration, la Figure 69 et la Figure 70 présentent un exemple de résultats de mesures lors d'un essai expérimental consistant à réaliser une bouffée durant environ 5,5 s, avec une vitesse initiale d'environ 50 m/s, le diamètre de l'orifice de la plaque percée étant de 2 cm et $c_b = 5000 \text{ ppm}$. Par la suite, les évolutions de la concentration en hélium sont toujours normées par la concentration initiale à la sortie de l'orifice c_o , déduction faite de la concentration de l'hélium présent naturellement dans l'air c_{air} ($c_{air} \approx 5,2 \text{ ppm}$). Seules les incertitudes des valeurs maximales de concentration apparaissent pour plus de clarté. Elles font cependant l'objet d'une discussion plus approfondie (cf. § III.3.2). Enfin, l'analyse des résultats de mesure a montré la nécessité d'un traitement préalable avant d'exploiter les résultats ; lors des expérimentations, il est en effet nécessaire de réaliser une opération de déconvolution des mesures.

Noter que les durées d'émission indiquées de 4 s et de 10 s dans le Tableau 30 et le Tableau 31 sont des valeurs objectif théoriques. En revanche, les durées indiquées sur les figures sont les durées réelles. En réalité, pendant les expériences, la durée d'émission est généralement plus élevée du fait de l'existence du volume des parties rigides du circuit V_{cir} initialement non-pris en compte.

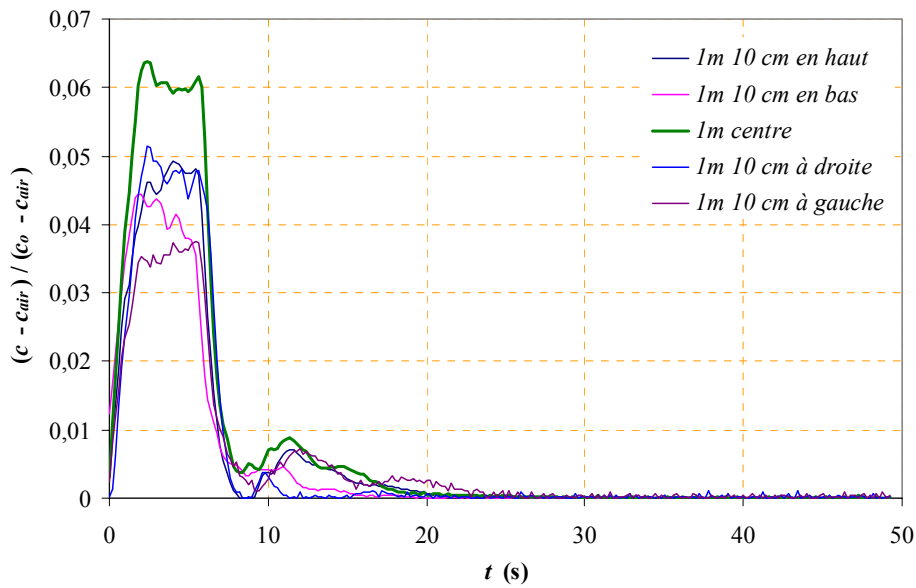


Figure 69 - Résultats de mesures de concentration dans une bouffée à 1 m de la source d'émission ($u_o = 50,5$ m/s ; $c_b = 5000$ ppm ; $\Delta t_{inj} = 5,5$ s ; $d_o = 2$ cm)

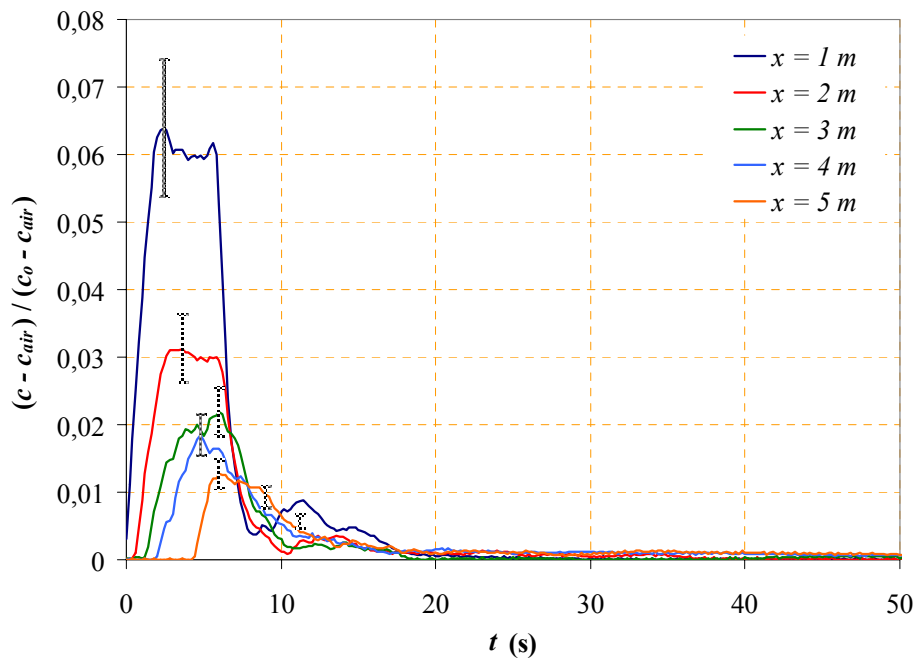


Figure 70 - Récapitulatif des mesures le long de l'axe de propagation de la bouffée ($u_o = 50,5$ m/s ; $c_b = 5000$ ppm ; $\Delta t_{inj} = 5,5$ s ; $d_o = 2$ cm)

III.2.3. Grandeurs étudiées

Les paramètres expérimentaux variables sont :

- la vitesse initiale u_o de la bouffée à la sortie de l'orifice,
- la géométrie (fente ou orifice rond) et la dimension de l'orifice (hauteur h ou diamètre d_o),
- la durée d'émission Δt_{inj} .

Ces essais expérimentaux permettent l'étude des évolutions des grandeurs caractéristiques suivantes (cf. Figure 71) :

- l'évolution des maxima de la concentration le long de l'axe Ox de propagation de la bouffée ; ces maxima sont normés par la concentration à la sortie de l'orifice en hélium c_o et il est aussi tenu compte de la teneur naturelle d'hélium dans l'air :

$$C_{max}^* = \frac{c_{max} - c_{air}}{c_o - c_{air}} ;$$

- l'évolution des temps t_{max} correspondant aux C_{max}^* ;
- l'évolution des temps de transfert t_{tr} qui correspondent à l'arrivée de l'hélium sur la sonde (temps de retard) ;
- l'évolution du coefficient de transfert impulsionnel K :

$$K = \frac{1}{V_{inj}} \int_{t=0}^{t=t_{final}} \frac{c - c_{air}}{c_o - c_{air}} dt \quad (\text{E - 53})$$

où V_{inj} est le volume du mélange air / hélium injecté. Le coefficient de transfert impulsionnel K est une grandeur pertinente car elle permet d'accéder à la quantité d'hélium « vue » par un opérateur situé pendant toute la durée du signal à un point donné de l'espace.

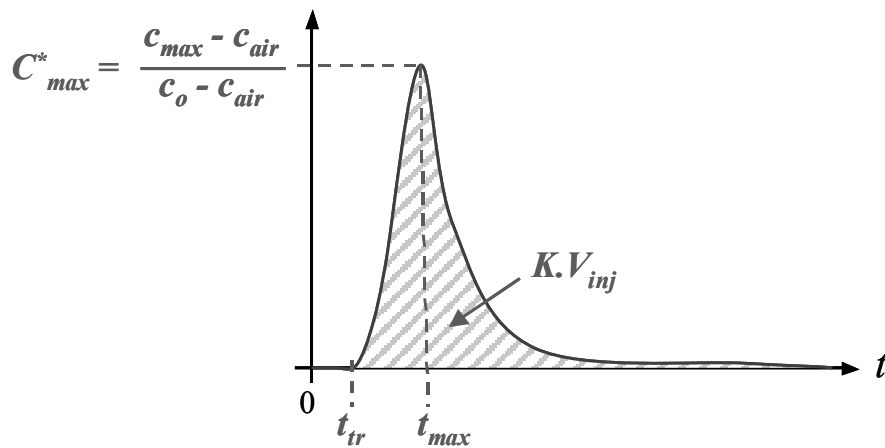


Figure 71 - Grandeurs étudiées

III.3. Traitement des résultats expérimentaux

III.3.1. Déconvolution des signaux

Les résultats expérimentaux ne sont pas directement exploitables et pour ce faire, il convient de déconvoluer les signaux de mesures de concentration. Les paragraphes suivants apportent des informations sur cette technique de traitement du signal courante, mais délicate à utiliser.

III.3.1.1. Position du problème

Dans le cadre des présentes expérimentations, la concentration d'hélium mesurée varie relativement rapidement dans le temps, comme l'illustre la Figure 72.

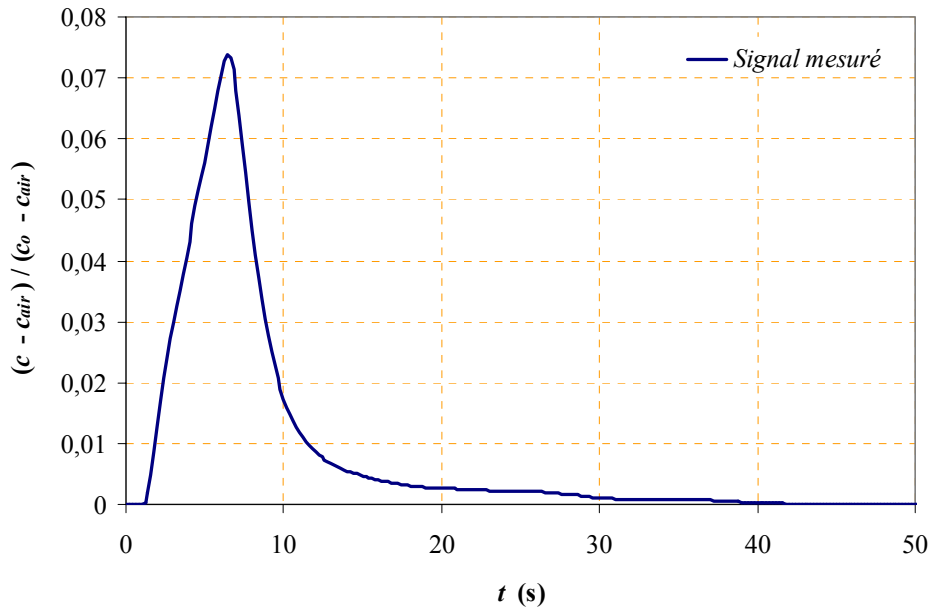


Figure 72 - Exemple de signal mesuré par une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 0,5 m de la source d'émission ($u_o = 9,7$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 4,5$ s ; $c_b = 5000$ ppm)

Ceci amène à s'intéresser à la dynamique de la réponse des spectromètres de masse utilisés. Pour étudier ce phénomène, une vérification simple consiste à réaliser un signal test (impulsion de Dirac ou échelon de Heaviside) et à enregistrer la réponse du spectromètre. Comme les signaux enregistrés sont rapides, il apparaît nécessaire de corriger la perte probable de signal due à la convolution du signal par le système de mesure.

De façon générale, un signal mesuré $s(t)$ qui parvient sur un système d'acquisition de données est toujours une image plus ou moins déformée d'un signal initial $e(t)$ (cf. Figure 73) [39].

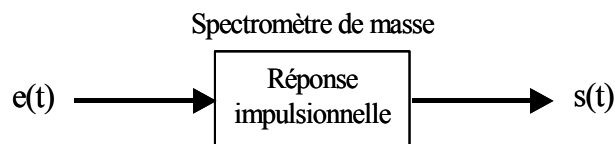


Figure 73 - Convolution d'un signal de mesure par un spectromètre de masse hélium

Le signal $s(t)$ est en fait le produit de convolution de $e(t)$ par la réponse impulsionnelle du système de mesure $h(t)$:

$$s(t) = e(t) * h(t) \quad (\text{E - 54})$$

ou encore, sous forme intégrale :

$$s(t) = \int_0^t e(t - \tau) \cdot h(\tau) d\tau = \int_0^t e(\tau) \cdot h(t - \tau) d\tau \quad (\text{E - 55})$$

Si l'on assimile $e(t)$ à une somme d'entrées impulsionnelles, $s(t)$ est alors à chaque instant t , la somme des réponses de ces entrées impulsionnelles émises jusqu'au temps t . La détermination du signal initial $e(t)$ passe donc par une opération de déconvolution qui reste un exercice à la fois très général et difficile. En premier lieu, il est nécessaire de déterminer la réponse impulsionnelle du système de mesure.

III.3.1.2. Détermination de la réponse impulsionnelle du système de mesure

De cette réponse impulsionnelle va dépendre la qualité des résultats des calculs de déconvolution qui donneront alors une estimation du signal initial. La réponse impulsionnelle n'est pas toujours évidente à déterminer ; il existe plusieurs méthodes : par détermination directe en réalisant une impulsion de Dirac, par auto-corrélation, etc. Il n'y a, en général, pas de méthode idéale ; elle dépend du système étudié et des possibilités techniques de réalisation.

- *Détermination directe par réalisation d'une impulsion de Dirac*

Expérimentalement, l'impulsion de Dirac n'est pas un signal réalisable. On ne peut au mieux que réaliser un créneau de faible largeur. De plus, produire une impulsion de Dirac avec un mélange air / hélium étalonné n'est pas aisé, mais quelques essais ont tout de même été réalisés. Le montage est relativement simple : on laisse une bouteille, contenant un mélange étalon air-hélium de concentration connue, ouverte et laissant fuir ainsi son contenu à travers un tuyau. A l'instant $t=0$, on passe rapidement la sonde devant la sortie du tuyau et la réponse du spectromètre est enregistrée. La Figure 74 montre la réponse impulsionnelle $h(t)$ ainsi obtenue. Cette dernière est le résultat du signal mesuré normé par son intégrale.

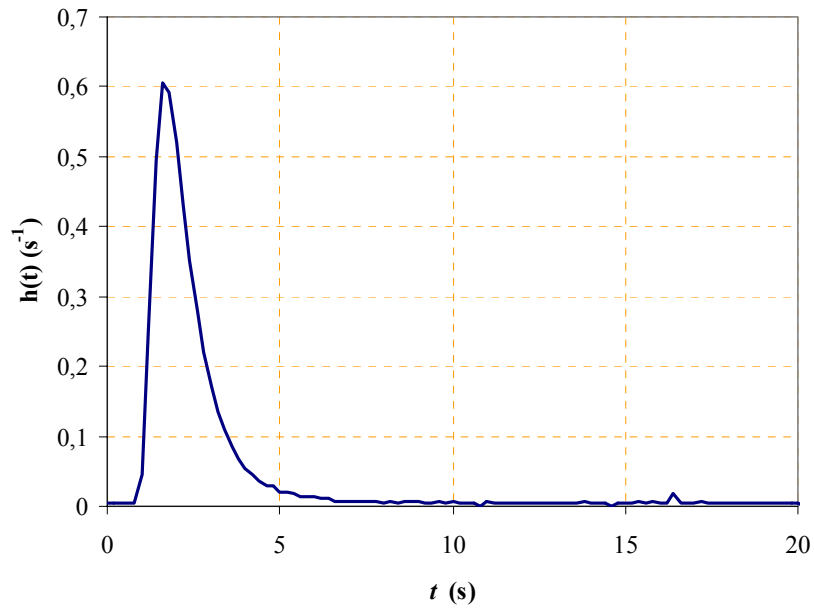


Figure 74 - Réponse du spectromètre de masse hélium à une impulsion de Dirac

Malheureusement, ces résultats sont difficilement exploitables à cause de difficultés de reproductibilité, mais aussi de mise en œuvre, car l'impulsion de Dirac générée n'est pas correctement maîtrisée.

- *Détermination par réalisation d'un échelon de Heaviside*

Cette méthode consiste à réaliser dans un premier temps un échelon de concentration et à enregistrer la réponse du système, puis à calculer la réponse impulsionnelle à partir de ce résultat. Expérimentalement, cet échelon est réalisé de la façon suivante : comme le montre la Figure 75, on utilise une bouteille étalon de concentration connue c_b , munie d'un détendeur. Initialement, le tuyau en polyéthylène est rempli de gaz étalon. L'extrémité du tuyau est alors obturée. La sonde est placée à cette extrémité, au plus proche du pincement. A $t = 0$, on retire rapidement le pincement et on enregistre la réponse indiciale du spectromètre sur le système d'acquisition de données. La réponse enregistrée apparaît sur la Figure 76.

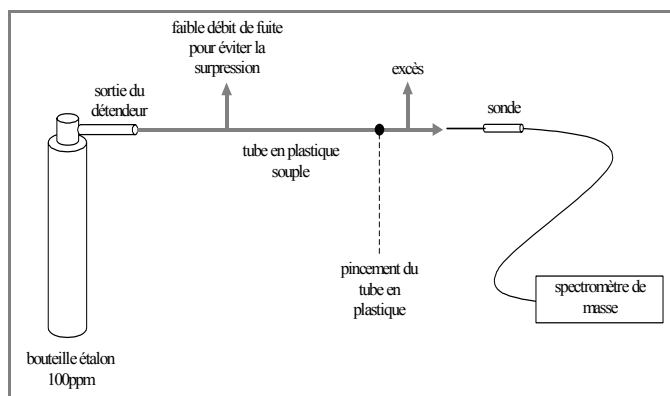


Figure 75 - Montage expérimental pour la détermination d'une réponse indiciale

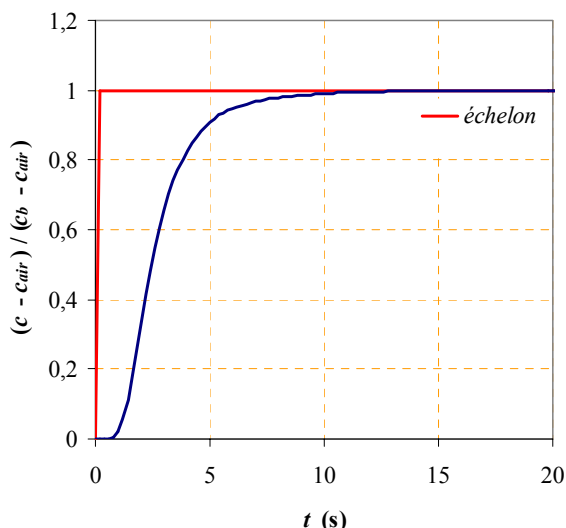


Figure 76 - Réponse indiciale d'un spectromètre de masse hélium

Il semble évident que l'échelon généré n'est probablement pas un échelon parfait mais, en première approximation, il est satisfaisant et plus facilement réalisable qu'une impulsion de Dirac. La réponse enregistrée est constituée d'un retard (probablement dû au transfert de l'échantillon d'air prélevé depuis la sonde de mesure jusqu'à la cellule d'analyse du spectromètre) puis d'une évolution progressive jusqu'à une valeur maximum correspondant à la concentration c_b de la bouteille étalon.

La réponse impulsionnelle (RI) d'un système est la dérivée temporelle de la réponse indiciale. En effet :

$$s(t) = \int_0^t e(t - \tau) \cdot h(\tau) d\tau = \int_0^t 1 \times h(\tau) d\tau = \int_0^t h(\tau) d\tau \quad (\text{E - 56})$$

d'où :

$$h(t) = \frac{d}{dt} s(t) \quad (\text{E - 57})$$

où $s(t)$ est la réponse à l'échelon et $e(t - u)$ l'échelon : $e(t - u) = 1$.

La Figure 77 présente le résultat de la dérivation de la réponse indiciale du système de mesure. Remarquons que l'allure de la courbe est proche de celle de la réponse impulsionnelle obtenue expérimentalement (cf. Figure 74).

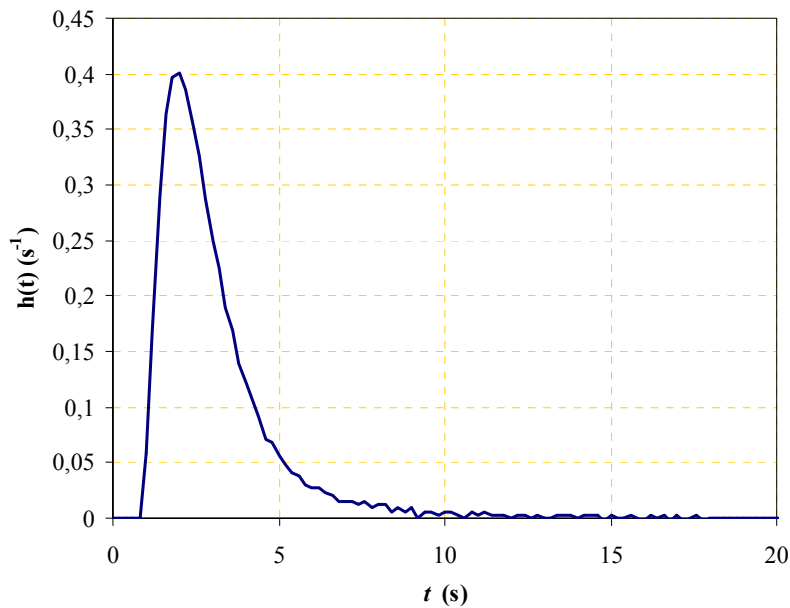


Figure 77 - Réponse impulsionnelle déterminée à partir d'une réponse indicielle par dérivation

Pour simplifier le problème, une recherche spécifique a été mise en œuvre pour trouver un modèle mathématique pour décrire la réponse indicielle obtenue expérimentalement (cf. Figure 78). En effet, celle-ci peut se modéliser par une fonction classique (au retard près du signal) :

$$s(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (\text{E} - 58)$$

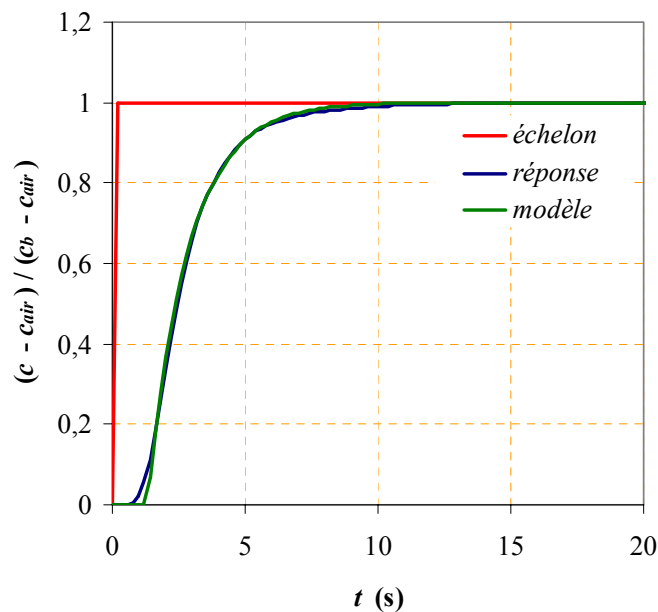


Figure 78 - Modélisation de la réponse indicielle d'un spectromètre de masse

Dans un premier temps ce retard est ignoré du fait qu'il n'implique qu'une translation des signaux enregistrés sur l'échelle des temps. Dans ce cas, la réponse impulsionnelle est obtenue simplement par dérivation de $s(t)$:

$$h(t) = \frac{d}{dt} s(t) = \frac{1}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) \quad (\text{E - 59})$$

Si l'on tient compte du retard t_{ret} du signal, l'allure de la réponse impulsionnelle s'en trouve traduite dans l'axe des temps, comme le montre la Figure 79.

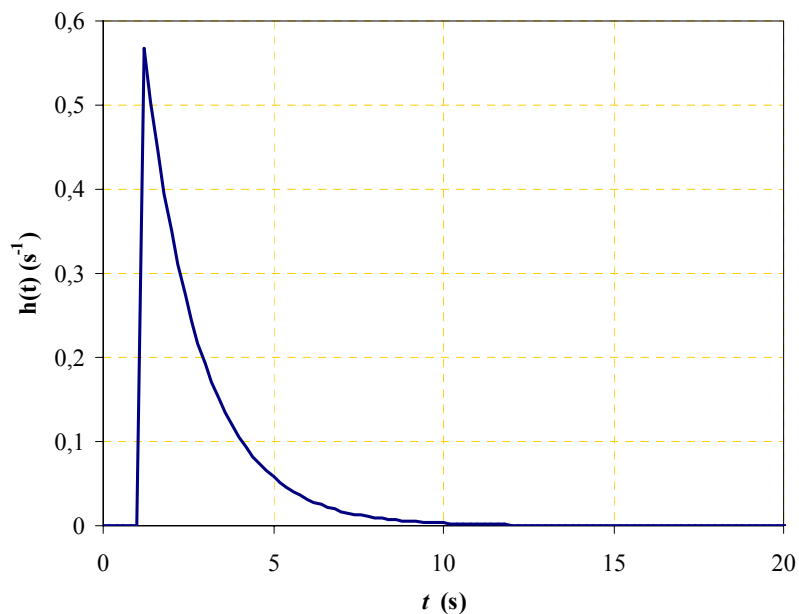


Figure 79 - Réponse impulsionnelle déterminée à partir d'une réponse indicielle modélisée (prise en compte du retard du signal)

La réponse impulsionnelle s'exprime donc par l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
 h(t) &= 0 && \text{pour } t < t_{\text{ret}} \\
 h(t) &= \frac{1}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t - t_{\text{ret}}}{\tau_s}\right) && \text{pour } t > t_{\text{ret}}
 \end{aligned} \quad (\text{E - 60})$$

Il est à noter que, dans ce modèle, le point d'inflexion de la réponse indicielle du spectromètre (cf. Figure 78) n'est pas pris en compte (ce point d'inflexion correspond au maximum de la réponse impulsionnelle apparaissant sur la Figure 77). Malgré les différences observables entre l'allure et l'amplitude de chaque réponse impulsionnelle selon la méthode utilisée (cf. Figure 80), on peut deviner des points communs : une croissance très rapide suivie d'une décroissance d'allure exponentielle.

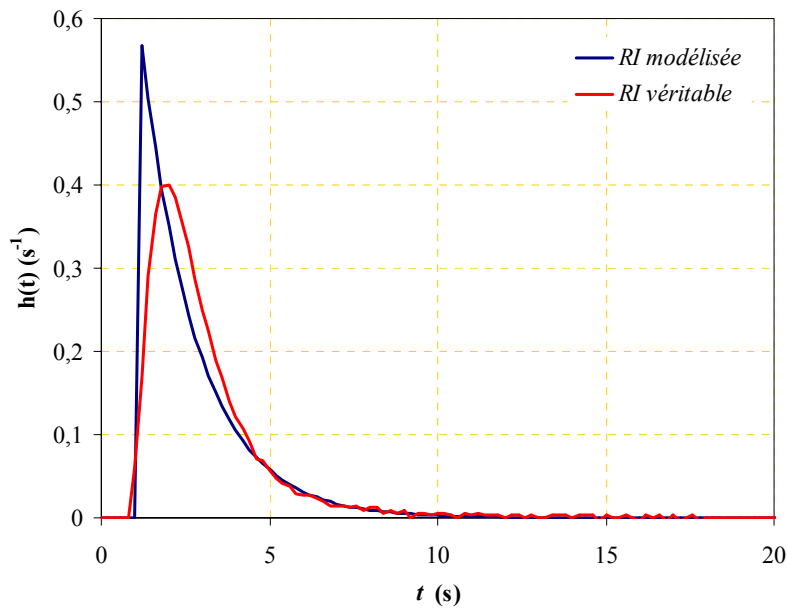


Figure 80 - Comparaison entre la RI modélisée et celle résultant de la dérivation de la réponse indicielle

III.3.1.3. Méthodes de déconvolution : aspects théoriques

Lorsque la réponse impulsionnelle du système de mesure est déterminée, il est alors possible d'effectuer une déconvolution des signaux de mesure. En théorie, il est possible de déconvoluer de plusieurs façons :

- par une double transformée :

La transformation la plus usuelle en traitement du signal est la transformation de Fourier [39]. Une première transformation du signal mesuré $s(t)$ donne le spectre du signal de sortie $S(p)$; on calcule ensuite le quotient de ce spectre par la fonction de transfert $H(p)$ du système :

$$E(p) = \frac{S(p)}{H(p)} \quad (\text{E - 61})$$

où $H(p)$ est la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle $h(t)$ du système.

Une transformation inverse de $E(p)$ permet enfin de déterminer le signal initial $e(t)$. Ces transformations sont illustrées sur la Figure 81.

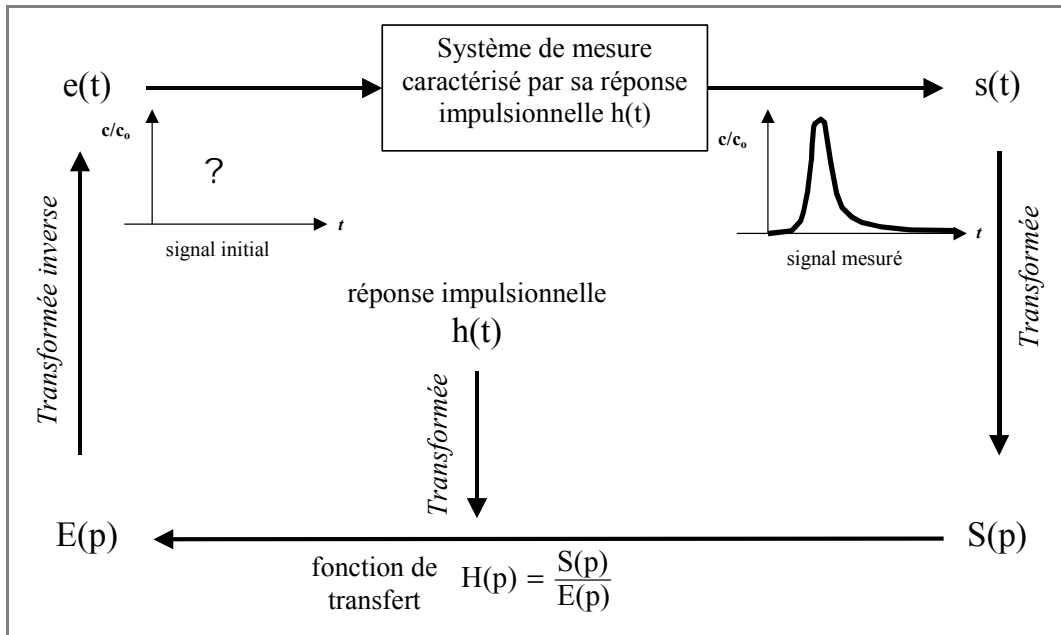


Figure 81 - Détermination du signal initial par les transformées de Fourier

L'algorithme de transformée de Fourier le plus courant est celui de la *Transformation de Fourier Rapide* plus connue sous le sigle anglo-saxon *FFT*. On le trouve aujourd'hui inclus dans de nombreux logiciels commerciaux comme Excel, Matlab ou Labview.

- par une discrétisation du produit de convolution :

Cette méthode de déconvolution est celle retenue. Le choix se fait surtout par commodité car les résultats de calculs de déconvolution diffèrent peu d'une méthode à une autre et la déconvolution par la méthode *FFT* nécessite de disposer de 2^n points expérimentaux, contrairement à cette méthode.

Il est possible de discrétiser l'expression intégrale (E - 55)⁸. Les notations suivantes sont retenues :

$s(t)$ devient un vecteur noté $[s]$ contenant les échantillons du signal lu par l'expérimentateur :

$$[s] = [s_0, s_1, s_2, s_3, \dots]$$

$e(t)$ devient un vecteur noté $[e]$ contenant les échantillons du signal initial :

$$[e] = [e_0, e_1, e_2, e_3, \dots]$$

$h(t)$ devient un vecteur noté $[h]$ contenant les échantillons de la réponse impulsionnelle du système de mesure :

⁸ Communication personnelle : MAILHES, C., Laboratoire TéSA, Toulouse ; SEVRAIN, A., IMFT, Toulouse.

$$[h] = [h_0, h_1, h_2, h_3, \dots]$$

Par discrétisation de l'expression intégrale (E - 55), chaque élément de [s] peut s'exprimer par (calcul d'intégration par la méthode des rectangles) :

$$s_p = \sum_{k=0}^{k=p} e_k \cdot h_{p-k} \cdot \Delta t \quad (\text{E - 62})$$

où Δt est le temps d'échantillonnage ($\Delta t = 0,2$ s dans notre cas).

ou encore :

$$s_p = \sum_{k=0}^{k=p} e_k \cdot h'_{p-k} \quad (\text{E - 63})$$

où $h'_{p-k} = h_{p-k} \cdot \Delta t$

Par la suite h' est assimilé à h . On obtient donc :

$$s_0 = e_0 \cdot h_0$$

$$s_1 = e_0 \cdot h_1 + e_1 \cdot h_0$$

$$s_2 = e_0 \cdot h_2 + e_1 \cdot h_1 + e_2 \cdot h_0$$

$$s_3 = e_0 \cdot h_3 + e_1 \cdot h_2 + e_2 \cdot h_1 + e_3 \cdot h_0$$

$$s_4 = \dots$$

On démontre ainsi que l'écriture matricielle du produit de convolution est le produit matriciel de la matrice de convolution [c] et du vecteur [e] :

$$[s] = [c] \cdot [e] \quad (\text{E - 64})$$

$$\text{avec } [c] = \begin{bmatrix} h_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ h_1 & h_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ h_2 & h_1 & h_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ h_3 & h_2 & h_1 & h_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ h_4 & h_3 & h_2 & h_1 & h_0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ h_5 & h_4 & h_3 & h_2 & h_1 & h_0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ h_6 & \ddots & h_4 & h_3 & h_2 & h_1 & h_0 & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & h_4 & h_3 & h_2 & h_1 & h_0 & 0 & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & h_4 & h_3 & h_2 & h_1 & h_0 & 0 \\ h_p & \cdots & \cdots & h_6 & h_5 & h_4 & h_3 & h_2 & h_1 & h_0 \end{bmatrix}$$

L'opération de déconvolution consiste alors à effectuer l'opération matricielle suivante :

$$[e] = [c]^{-1} \cdot [s] \quad (\text{E - 65})$$

La discrétisation de l'intégrale (E - 55) demande une attention toute particulière quant au choix du temps d'échantillonnage. L'expérimentateur doit toujours s'assurer dans un calcul de déconvolution de signal, que la convolution et la déconvolution d'un signal test bien connu (comme une réponse impulsionnelle ou indicielle) fonctionnent correctement. La Figure 82 montre que le résultat de la déconvolution de la réponse indicielle réelle d'un spectromètre de masse est bien un échelon, même s'il apparaît approximatif. Ce résultat est comparé avec le modèle adopté.

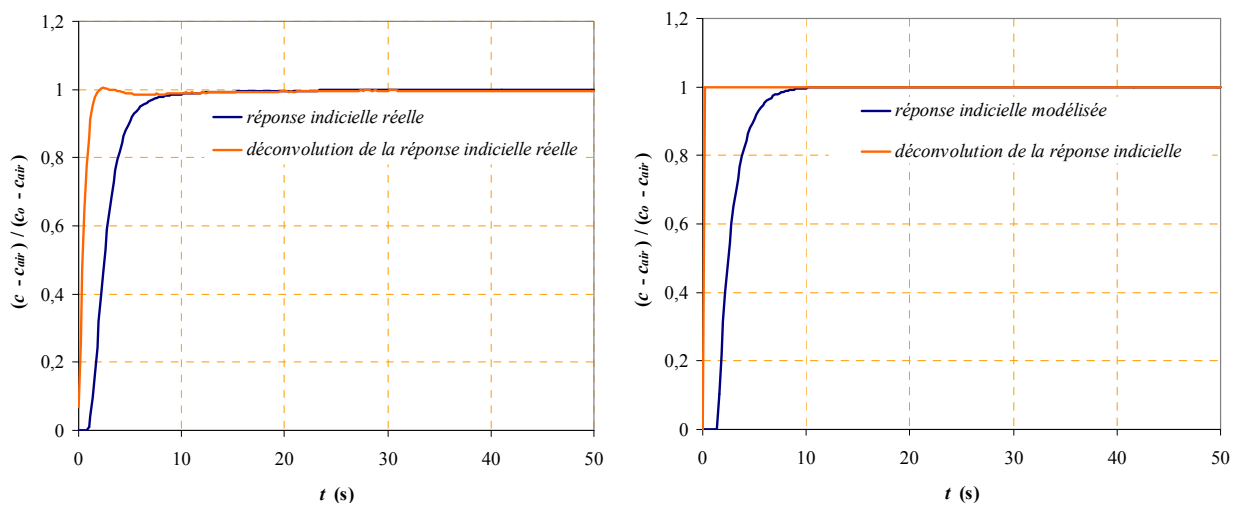


Figure 82 –Déconvolution de la réponse indicielle d'un spectromètre de masse

III.3.1.4. Application de la déconvolution aux signaux mesurés

La réponse impulsionnelle (RI) retenue est la réponse modélisée par une décroissance exponentielle (modélisation au premier ordre) illustrée par la Figure 79. En effet, la véritable réponse impulsionnelle obtenue par dérivation de la réponse indicielle (cf. Figure 77) conduit à un bruit important lors du calcul de déconvolution, et ceci, quelle que soit la méthode de déconvolution utilisée (cf. Figure 83) et l'outil de calcul (Excel, Matlab et Labview). Par commodité, l'outil retenu pour réaliser les calculs de déconvolution est Labview, qui est également l'outil utilisé pour l'acquisition de données. Par la suite, tous les résultats expérimentaux présentés sont des résultats déconvolués avec le logiciel Labview.

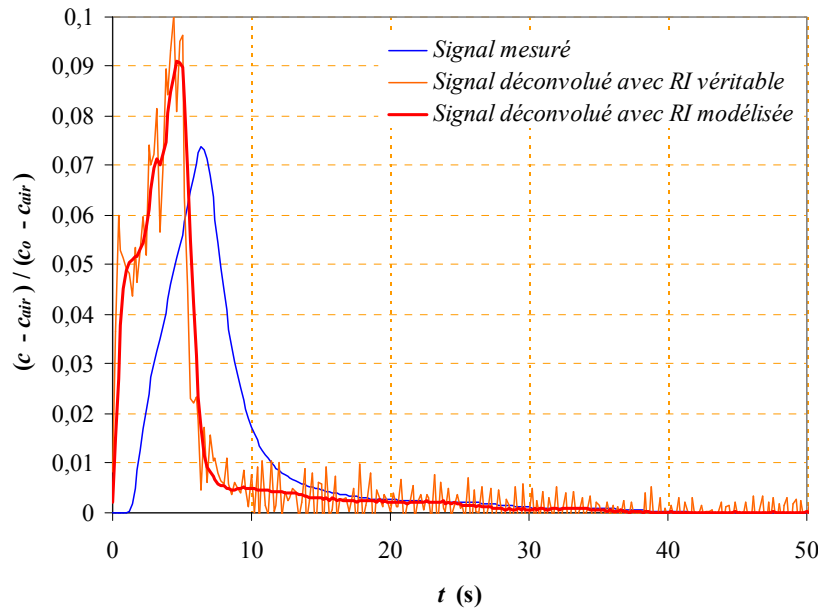


Figure 83 - Résultat de la déconvolution d'un signal mesuré à 0,5 m de la source d'émission ($u_o = 9,7$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 4,5$ s ; $c_b = 5000$ ppm)

Ainsi que vu précédemment, les réponses impulsionnelles des spectromètres de masse utilisées sont de type :

$$h(t) = \frac{1}{\tau_s} \exp\left(-\frac{t - t_{ret}}{\tau_s}\right) \quad \text{pour } t > t_{ret} \quad (\text{E} - 60)$$

Les comportements des spectromètres de masse utilisés au cours des expérimentations étant similaires, les constantes τ et les temps de retard t_{ret} ont été déterminés et sont regroupés dans le Tableau 32.

Tableau 32 - Spectromètres de masse utilisés

Nom usuel utilisé	Constante τ_s (s)	Temps de retard t_{ret} (s)
HE5	1,49	1,44
HE6	1,46	2,42
HE7	1,56	1,29
CONF	1,56	1,30
STAR1	1,80	1,53
STAR2	1,51	1,45

Une modélisation plus approfondie de la réponse impulsionnelle a été également réalisée et a conduit à un modèle du troisième ordre. A l'instar de la réponse impulsionnelle obtenue par dérivation de la réponse indicielle (Figure 77), elle induit un bruit important lors de la déconvolution, alors que la modélisation de la réponse impulsionnelle au premier ordre (cf. Figure 79), pourtant plus approximative, ne pose pas de problème particulier.

Par ailleurs, comme le montre la Figure 84, le résultat de calcul de déconvolution diffère peu selon la méthode utilisée (cf. § III.3.1.3).

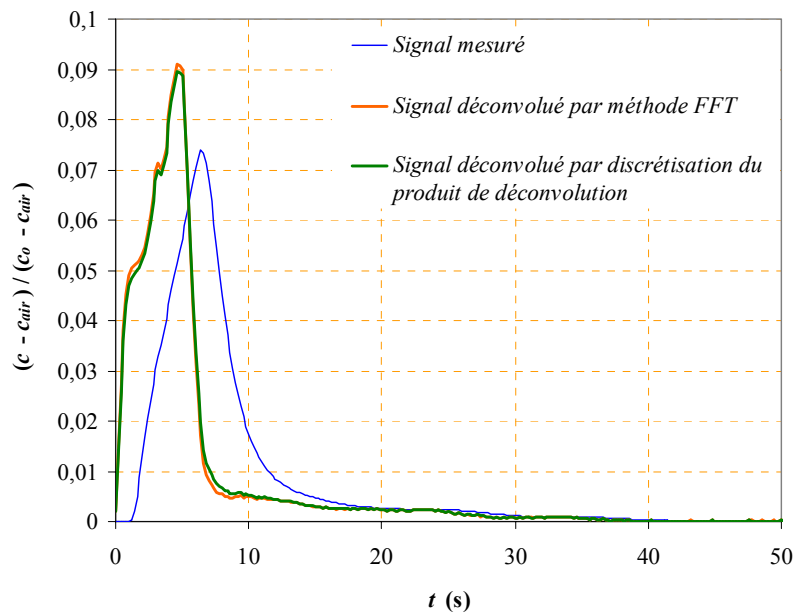


Figure 84 - Comparaison du résultat d'un calcul de déconvolution par deux méthodes différentes

Enfin, on notera que plus le signal mesuré est éloigné de la source d'émission de la bouffée, plus les fluctuations d'hélium sont soumises aux mouvements de convection naturelle du local. Par conséquent, le signal enregistré est davantage bruité, ce qui est amplifié par le calcul de déconvolution. La Figure 85 illustre ce phénomène.

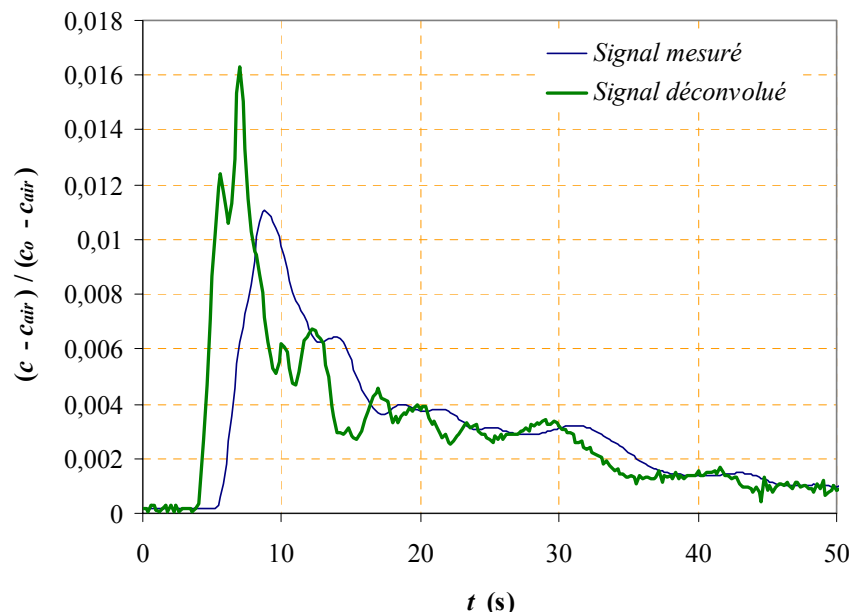


Figure 85 - Résultat de la déconvolution d'un signal mesuré à 2,5 m de la source d'émission ($u_o = 9,7$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 4,5$ s ; $c_b = 5000$ ppm)

En conclusion, la déconvolution permet surtout de mieux se rendre compte que la dynamique réelle de l'évolution temporelle de la concentration est plus rapide que celle mesurée. De plus, l'amplitude du signal réel est plus élevée. Cependant, les courbes obtenues après déconvolution doivent faire l'objet d'une attention particulière dans la mesure où l'apparition de bruit n'a pas nécessairement de sens physique car il résulte du calcul de déconvolution. Ceci peut ainsi apporter davantage d'incertitudes sur la qualité des résultats.

III.3.2. Incertitudes de mesure – Etude statistique

De façon générale, tout résultat d'un mesurage est accompagné de son incertitude [53]. Au cours de ce paragraphe, l'étude réalisée sur les incertitudes des grandeurs mesurées ou évaluées est présentée. La notation suivante est adoptée : Δ_a pour une incertitude absolue et Δ_r pour une incertitude relative. Ainsi pour une grandeur f , l'incertitude relative est égale à

$$\Delta_r f = \frac{\Delta_a f}{f}.$$

III.3.2.1. Evaluation des incertitudes sur les paramètres expérimentaux

III.3.2.1.1. Incertitude sur la vitesse initiale u_o du jet ou de la bouffée

La vitesse initiale est réglée avec un anémomètre à hélices en fonctionnement continu de la pompe. Plusieurs points de mesure sont relevés avant chaque manipulation. Lors de la mesure d'une vitesse u_o , il existe deux incertitudes :

- une incertitude fournie par le constructeur : la vitesse affichée par l'anémomètre comporte une incertitude absolue $\Delta_a u_{cons} = 0,015 u_o + 0,2$ (en m/s) où u_o est la vitesse mesurée. L'incertitude relative est donc d'autant plus élevée que la vitesse mesurée est faible ;
- une incertitude $\Delta_a u_s$ due aux fluctuations de l'affichage numérique de l'anémomètre et qui est également plus élevée pour les faibles valeurs de mesure.

L'ensemble de ces deux incertitudes conduit à une incertitude globale relative $\Delta_r u_o$ égale à :

$$\Delta_r u_o = \sqrt{\Delta_r u_{cons}^2 + \Delta_r u_s^2} \quad (\text{E - 66})$$

La valeur de $\Delta_r u_o$ est comprise entre 3,4 % (pour $u_o = 50$ m/s) et 6,4 % (pour $u_o = 10$ m/s).

III.3.2.1.2. Incertitude sur la concentration initiale c_o à la sortie de l'orifice

D'après la relation (E - 52), il est possible d'exprimer la concentration initiale à la sortie de l'orifice selon :

$$c_o = c_b \frac{V_o}{V_{inj}} \quad (\text{E - 67})$$

où $V_{inj} = V_o + V_{cir}$

L'incertitude relative $\Delta_r c_o$ sur la concentration initiale s'écrit donc :

$$\Delta_r c_o = \sqrt{\Delta_r c_b^2 + \Delta_r V_o^2 + \Delta_r V_{inj}^2} \quad (\text{E - 68})$$

$\Delta_r c_o$ tient donc compte :

- de l'incertitude relative fournie par le producteur des bouteilles air / hélium : $\Delta_r c_b = 2\%$;
- de l'incertitude $\Delta_r V_o$ sur le volume V_o de remplissage du sac. Celle-ci est due à la lecture sur le compteur volumétrique du volume de mélange gazeux V_o introduit dans le sac : $\Delta_r V_o = \frac{\Delta_a V_o}{V_o}$ avec $\Delta_a V_o = 0,2 \text{ L}$;
- de l'incertitude $\Delta_r V_{inj}$ sur le volume de mélange gazeux émis V_{inj} .

La mesure du volume V_{inj} comporte beaucoup d'incertitudes dont certaines causes sont difficiles à maîtriser. Les principales incertitudes sont les suivantes :

- incertitude $\Delta_a V_o$ vue précédemment ;
- incertitude $\Delta_a V_{cir}$ sur le volume d'air résiduel V_{cir} dans le circuit (tuyaux et pompe) avant son remplissage avec le mélange air / hélium (cf. § III.2.1).

$$\Delta_r V_{inj} = \sqrt{\left(\frac{\Delta_a V_o}{V_{inj}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_a V_{cir}}{V_{inj}}\right)^2} \quad (\text{E - 69})$$

La valeur de $\Delta_r V_{inj}$ est donc faible pour les grands volumes d'injection et très importante pour les petits : elle est comprise entre 3,1 % (pour $V_o = 80 \text{ L}$) et 41,4 % (pour $V_o = 3 \text{ L}$). Mais d'autres incertitudes, plus difficiles à chiffrer, viennent s'ajouter aux précédentes :

- incertitude due aux éventuelles fuites du système d'émission de bouffées (sac en polyéthylène et circuit),
- incertitude due à la présence de gaz résiduel dans le circuit et dans le sac après la vidange (cela se produit notamment lors de l'utilisation de sac volumineux de capacité supérieure à 50 L).

Ces incertitudes affectent surtout les petits volumes et les volumes très importants. De façon générale et pour toutes ces raisons, il n'a pas été possible de réaliser des essais avec des volumes de gaz inférieurs à 3 L et supérieurs à 100 L.

L'incertitude relative $\Delta_r c_o$ est d'autant plus importante que le volume émis V_{inj} est faible. Les essais expérimentaux montrent que $3,7 \% < \Delta_r c_o < 42,0 \%$.

III.3.2.1.3. Incertitude sur les dimensions des orifices

Cette incertitude est certainement la plus faible. La mesure des dimensions des orifices montre que l'incertitude absolue est égale à 0,1 mm. Elle représente donc une incertitude relative de 0,2 % à 2 % selon l'orifice utilisé.

III.3.2.1.4. Incertitude sur la durée d'injection Δt_{inj}

La durée d'injection Δt_{inj} est mesurée, a posteriori, par l'intermédiaire du manomètre numérique qui détecte les variations de pression dans le système d'émission. Le temps d'échantillonnage des mesures étant fixé à 0,2 s, l'incertitude absolue $\Delta_{at_{inj}}$ est donc constante et égale à 0,2 s.

III.3.2.2. Evaluation des incertitudes sur les grandeurs étudiées

III.3.2.2.1. Incertitude sur la valeur $C^* = \frac{c - c_{air}}{c_o - c_{air}}$

Au cours des expérimentations présentes, de grandes quantités de mélanges gazeux air / hélium (cf. Tableau 33) contenus initialement dans des bouteilles sous pression (150 bars) et dont la concentration en hélium est bien connue, peuvent être consommées. La quantité de gaz utilisée étant importante, il n'est pas possible de répéter systématiquement un grand nombre de fois les expériences afin de réaliser une étude statistique approfondie. Au mieux, la manipulation est répétée deux fois voire trois afin de vérifier une « répétabilité minimum ».

Tableau 33 - Exemple d'un cas expérimental et évaluation de la consommation totale en mélange gazeux air / hélium

Diamètre de l'orifice circulaire	2 cm
Vitesse initiale de la bouffée	50 m/s
Durée d'émission de la bouffée	4 s
Volume air / hélium nécessaire par injection	63 L
Volume air / hélium nécessaire pour une expérience complète (2 répétitions pour 5 positions axiales de sondes)	630 L

Une étude plus approfondie a tout de même été réalisée afin d'évaluer les incertitudes de mesure de concentration et mettre en évidence répétabilité et reproductibilité des essais expérimentaux. Cette étude a consisté à réaliser 10 répétitions pour un essai expérimental (bouffée d'une durée de 4 s, de vitesse initiale de 10 m/s et provenant d'un orifice de diamètre

2 cm) avec deux positions de sondes : une proche de la source d'émission (1 m), l'autre plus éloignée (2,5 m).

Pour calculer l'incertitude relative de mesure $\Delta_r C^*$ sur le rapport $C^* = \frac{c - c_{air}}{c_o - c_{air}}$, il convient de

prendre en compte les incertitudes :

- $\Delta_r c$ de la mesure de la concentration c ;
- $\Delta_r c_o$ sur la concentration initiale du jet ou de la bouffée ;
- $\Delta_r c_{air}$ sur la concentration naturelle d'hélium dans l'air. Cependant, le plus souvent, la contribution de l'incertitude $\Delta_r c_{air}$ est négligeable devant les autres.

L'incertitude relative $\Delta_r c$ de la mesure de la concentration c comprend :

- une incertitude $\Delta_r c_{exp}$ liée à la qualité de l'expérimentation qui témoigne de la dispersion des résultats due à la déconvolution des signaux bruts de mesure, à la rigueur de l'expérimentateur et aux perturbations de l'air du local.

L'incertitude liée à la déconvolution est difficile à évaluer par le calcul et dépend essentiellement de l'incertitude sur la réponse impulsionnelle. Seule la dispersion des résultats avant et après déconvolution peut être comparée (cf. Annexe 4).

Les perturbations de l'air du local sont difficilement estimables car la convection naturelle du local est très aléatoire et dépend notamment :

- des sources de chaleurs diverses (spectromètres de masse, PC d'acquisition, pompe, expérimentateur...)
- des appels d'air naturels du système de ventilation du local, des courants d'air près des portes d'accès au local, du temps extérieur, etc.

Afin de limiter ces perturbations, différentes précautions ont été prises comme la condamnation des grilles d'extraction et du soufflage du système de ventilation du local, le colmatage des fuites au niveau de la porte principale d'accès du local, la mise en place de panneaux derrière le système de générations de bouffées afin que l'expérimentateur puisse se mouvoir pendant les essais, la mise à l'arrêt du système de chauffage du local, etc.

L'étude approfondie de la dispersion des résultats (cf. Annexe 4) montre que les résultats expérimentaux ont une incertitude $\Delta_r c_{exp}$ de 7 % pour des mesures proches de la source, et de 30 % pour des mesures plus éloignées, et ce, sur l'axe de propagation de la bouffée. Par ailleurs, malgré l'importance de la dispersion des résultats, l'étude montre que les essais expérimentaux sont répétables et reproductibles. Cette incertitude $\Delta_r c_{exp}$ est ainsi propre à chaque essai expérimental et est donc difficile à évaluer. Elle a été estimée de façon globale et en moyenne à $\Delta_r c_{exp} = 15\%$;

- une incertitude $\Delta_r c_{et}$ liée à la qualité de l'étalonnage. Celle-ci peut être déterminée de façon quantitative pour chaque appareil de mesure. La qualité de l'étalonnage réalisé

est propre à chaque spectromètre. L'étude statistique de l'étalonnage (cf. Annexe 3) montre que l'incertitude relative sur une mesure d'une faible concentration (< 20 ppm) peut être importante (supérieure à 20%) mais décroît assez rapidement (pour une mesure de l'ordre de 100 ppm, elle est d'environ 5% et pour plus de 500 ppm, elle se situe à environ 1%) ;

- une incertitude $\Delta_r c_{app}$ liée à l'appareil de mesure même : elle englobe l'influence de la dérive de la mesure du spectromètre, l'influence des fluctuations journalières de la température et de la pression ambiantes. Elle est assez faible et estimée à 3 %.

Ainsi, l'évaluation de l'incertitude relative $\Delta_r C^*$ s'écrit de façon simple :

$$\Delta_r C^* = \sqrt{\Delta_r c_o^2 + \Delta_r c_{exp}^2 + \Delta_r c_{et}^2 + \Delta c_{app}^2} \quad (\text{E - 70})$$

L'incertitude relative $\Delta_r C^*$ peut varier selon les essais entre 16 % (valeurs importantes de concentrations et volumes émis élevés) et 49 % (valeurs de concentrations inférieures à 20 ppm et volumes émis faibles).

La Figure 86 présente un exemple de résultat expérimental pour lequel les incertitudes ont été calculées.

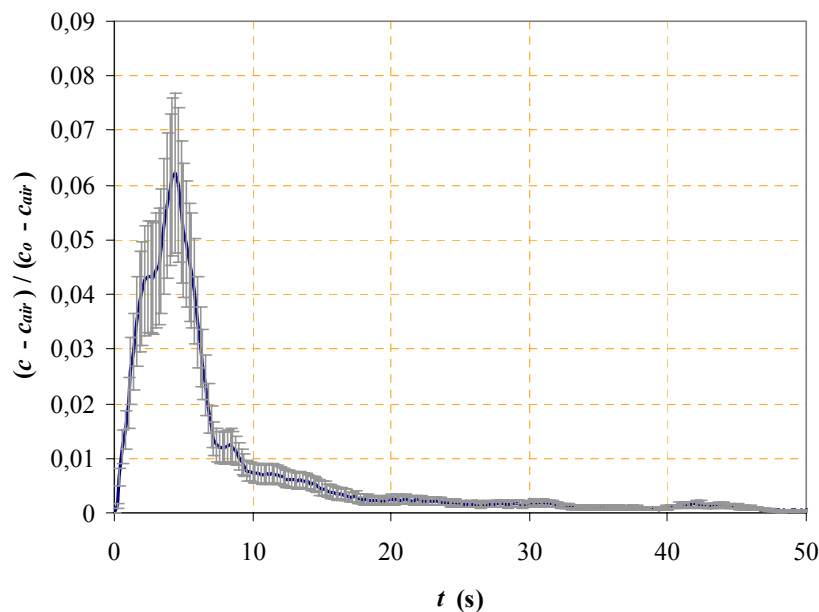


Figure 86 - Résultat expérimental : évolution temporelle de la concentration à 1 m de la source d'émission et incertitudes ($u_o = 9,7$ m/s ; $c_b = 5000$ ppm ; $\Delta t_{inj} = 4,5$ s ; $d_o = 2$ cm)

L'incertitude sur les maxima $\Delta_r C_{max}^*$ se détermine de la même façon et est comprise entre 16 % et 45 %.

III.3.2.2.2. Incertitude sur le coefficient de transfert impulsionnel K

En reprenant l'équation (E - 53), on peut estimer que l'incertitude relative $\Delta_r K$ sur la valeur du coefficient de transfert impulsionnel K comprend :

- l'incertitude sur la valeur du rapport C^* ,
- l'incertitude sur le volume émis V_{inj} .

L'incertitude relative $\Delta_r K$ se calcule donc selon la relation suivante :

$$\Delta_r K = \sqrt{\Delta_r C^{*2} + \Delta_r V_{inj}^2} \quad (\text{E - 71})$$

L'incertitude $\Delta_r K$ peut devenir très importante dans le cas où $\Delta_r V_{inj}$ est élevée. Elle est ainsi comprise, selon les essais expérimentaux réalisés, entre 16 % et 61 %.

III.3.2.2.3. Incertitude sur les valeurs t_{max} et t_{tr}

Les incertitudes $\Delta_r t_{max}$ et $\Delta_r t_{tr}$ relatives aux instants t_{max} et t_{tr} sont du même ordre de grandeur. Elles tiennent compte :

- de la dispersion des mesures d'environ 10 % (cf. Annexe 4),
- du temps d'échantillonnage (les mesures se font à $\pm 0,2$ s).

Ces incertitudes relatives sont comprises selon les essais expérimentaux entre 10 % et 17 %. Lorsque $t_{max} < 1$ s ou $t_{tr} < 1$ s, ces incertitudes relatives sont bien entendu très élevées (> 20 %).

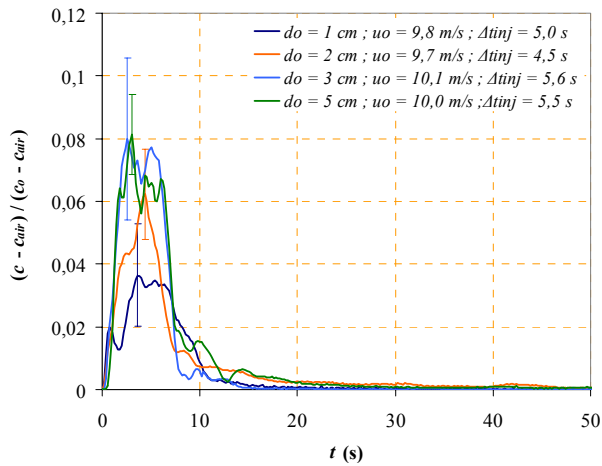
III.4. Etude des principaux résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux acquis sont très nombreux et il serait difficile et fastidieux de tous les présenter et les commenter ; seules sont présentées de manière synthétique les comparaisons intéressantes. Ces résultats tiennent compte de la correction des signaux due à la déconvolution. Les incertitudes sur le maximum des concentrations atteint ont également été portées sur les graphes présentés.

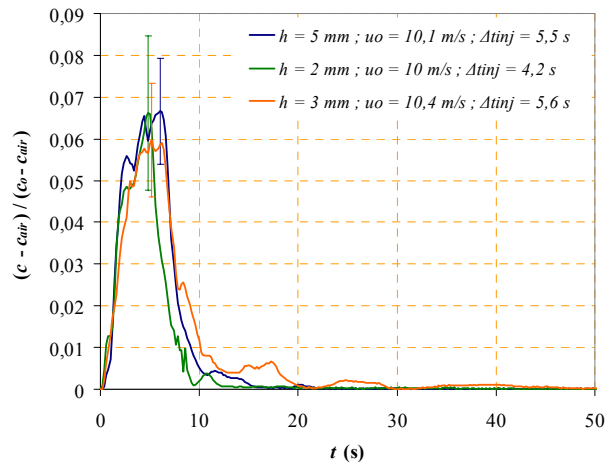
III.4.1. Etude de l'influence de la géométrie

III.4.1.1. Influence sur l'évolution de la concentration à 1 m de l'injection

Deux types d'orifices ont été étudiés : les orifices circulaires de différents diamètres et les fentes rectangulaires de longueur 10 cm et d'épaisseur variable. La Figure 87 montre que plus la dimension de l'orifice diminue, plus l'amplitude du signal diminue également. Dans le cas des fentes, ce comportement est moins visible.



(a) orifices circulaires de différents diamètres

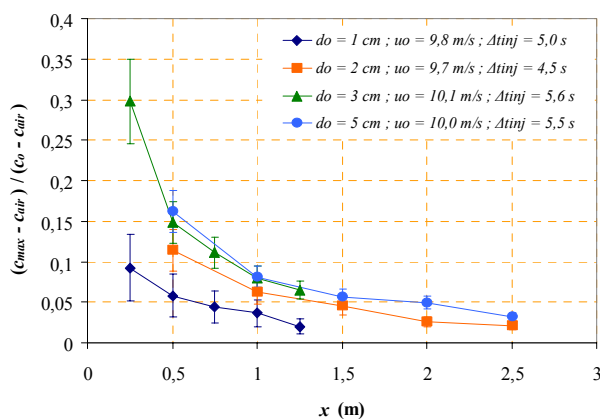


(b) fentes de différentes hauteurs

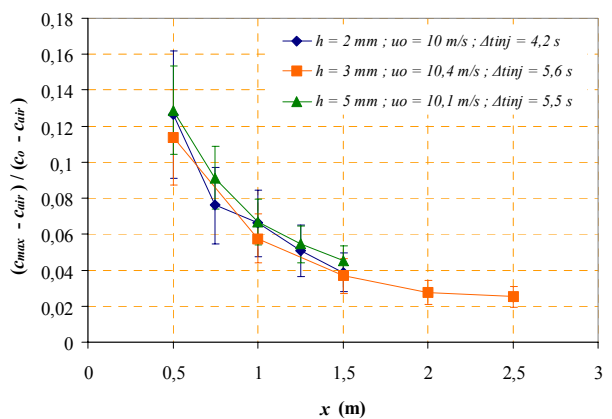
Figure 87 - Influence de la dimension de l'orifice sur l'évolution temporelle de la concentration en hélium (normée) à 1 m de la source d'émission ($u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

III.4.1.2. Influence sur les maxima de concentration le long de l'axe

L'observation portée précédemment se confirme par l'étude des maxima de concentration le long de l'axe : plus la dimension des orifices diminue (diamètre d_o des orifices circulaires ou épaisseur h des fentes), plus les maxima de concentration le long de l'axe de propagation de la bouffée (axe selon x) sont faibles (cf. Figure 88). Ces concentrations maximales décroissent en $1/x$ pour les bouffées issues d'un orifice rond et en $1/\sqrt{x}$ pour celles issues de fentes, x étant la distance à la source d'émission de la bouffée. Ce comportement est tout à fait analogue à celui de la concentration axiale pour un jet stationnaire (cf. § I.2.2). Dans le cas des fentes, l'effet de l'épaisseur h paraît moins important que celui de d_o , probablement en raison des faibles écarts entre les épaisseurs de fente et de la dépendance en \sqrt{h} .



(a) orifices circulaires de différents diamètres



(b) fentes de différentes hauteurs

Figure 88 - Influence de la dimension de l'orifice sur l'évolution des maxima de concentration en hélium ($u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

III.4.1.3. Influence sur les temps d'atteinte des maxima de concentration

Les valeurs de t_{max} augmentent le long de l'axe de propagation de la bouffée (cf. Figure 89), mais contrairement aux maxima de concentrations, il n'est pas simple de déduire une tendance d'évolution car la déconvolution des signaux mesurés donne lieu à un bruit qui rend difficile la détermination des valeurs de t_{max} .

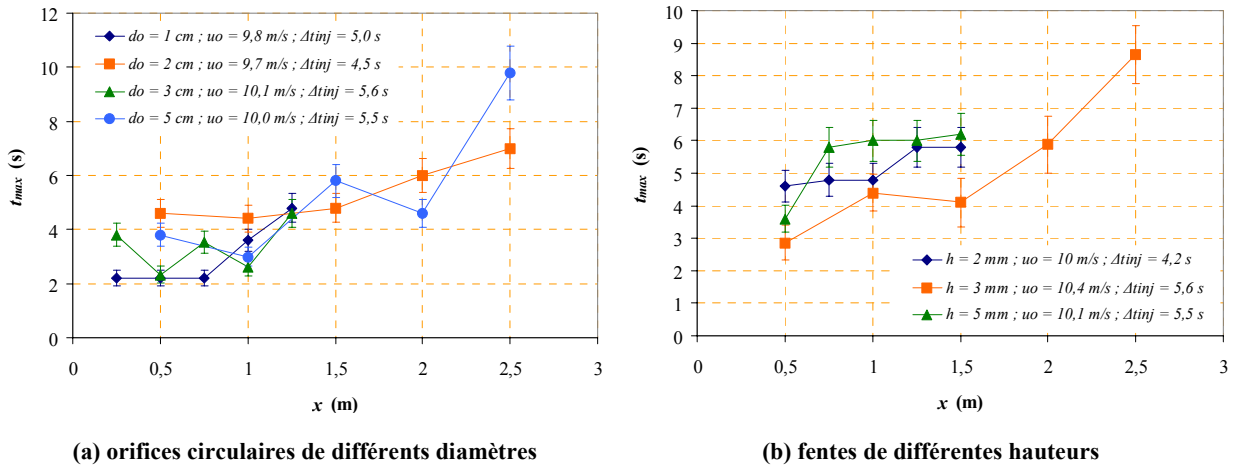


Figure 89 - Influence de la dimension de l'orifice sur l'évolution des temps d'atteinte des maxima de concentration ($u_o \approx 10\text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} \approx 4\text{ s}$)

III.4.1.4. Influence sur les temps de transfert

Les temps de transfert t_{tr} semblent évoluer en x^2 quelle que soit la géométrie, comme le montre la Figure 90.

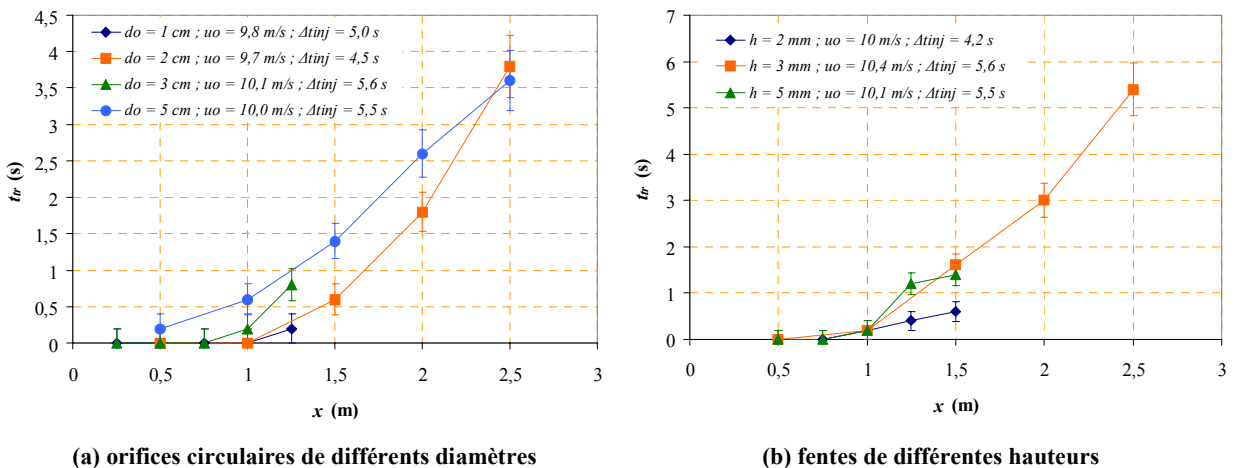


Figure 90 - Influence de la dimension de l'orifice sur l'évolution des temps de transfert ($u_o \approx 10\text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} \approx 4\text{ s}$)

III.4.1.5. Influence sur le coefficient de transfert impulsif

Les valeurs des coefficients de transfert impulsif K diminuent le long de l'axe de propagation de la bouffée (cf. Figure 91). Elles sont d'autant plus faibles que la dimension de l'orifice est grande et évoluent par ailleurs en $1/x$ pour les orifices ronds et en $1/\sqrt{x}$ pour les fentes.

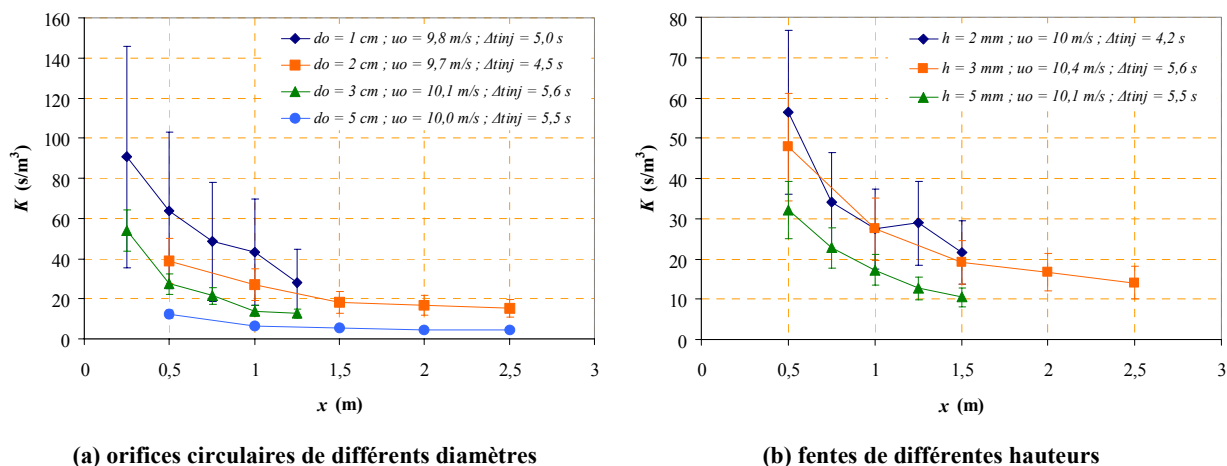


Figure 91 - Influence de la dimension de l'orifice sur l'évolution des coefficients de transfert impulsif ($u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

III.4.2. Etude de l'influence de la vitesse d'injection

III.4.2.1. Influence sur l'évolution de la concentration à 1 m de l'injection

D'après la Figure 92, il semble que la vitesse initiale de la bouffée ne joue qu'une légère influence sur l'amplitude de l'évolution temporelle de la concentration, et ce, quelle que soit la géométrie.

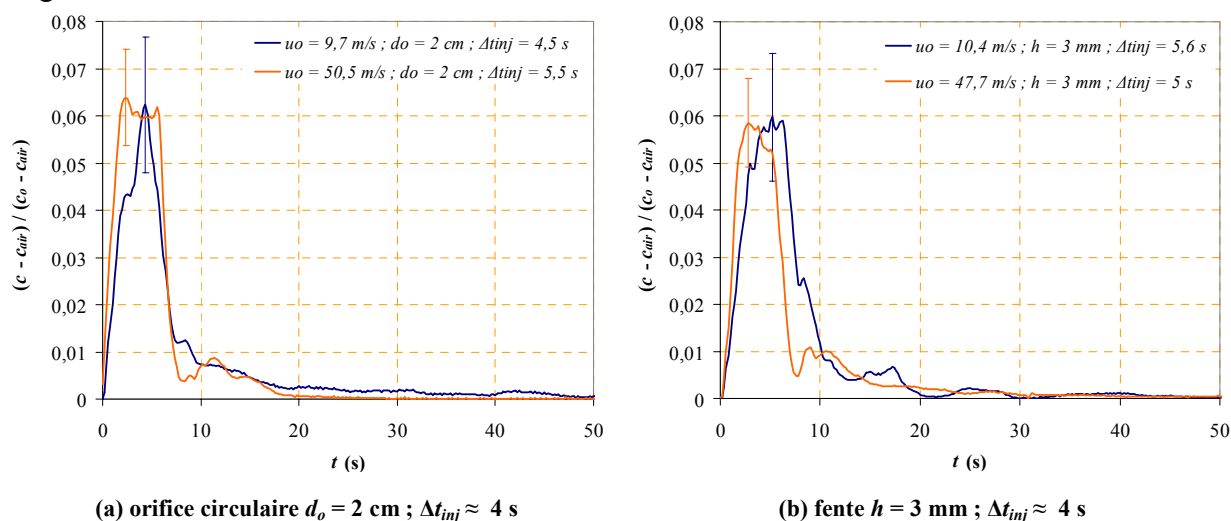


Figure 92 - Influence de la vitesse initiale de la bouffée sur l'évolution temporelle de la concentration en hélium (normée) à 1 m de la source d'émission

III.4.2.2. Influence sur les maxima de concentration le long de l'axe

On observe que, malgré un facteur important entre les deux vitesses initiales étudiées, les maxima de concentration varient très peu pour un même type d'orifice (cf. Figure 93), ce qui confirme l'observation précédente. La vitesse initiale de la bouffée n'a donc pas d'influence sur les maxima des évolutions temporelles de concentration. Ce résultat est à rapprocher de l'évolution de la concentration le long de l'axe en jet stationnaire, qui est également indépendante de la vitesse initiale du jet.

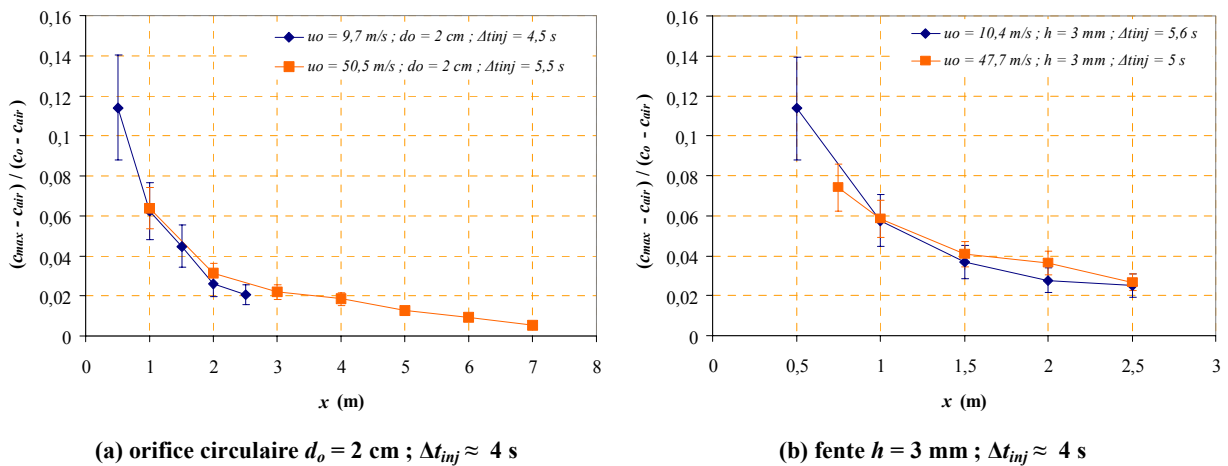


Figure 93 - Influence de la vitesse initiale de la bouffée sur l'évolution des maxima de concentration en hélium

III.4.2.3. Influence sur les temps d'atteinte des maxima de concentration

A la différence des maxima de concentration, les temps d'atteinte t_{max} de ces maxima sont logiquement influencés par la vitesse initiale u_o de la bouffée ; t_{max} est plus faible pour des valeurs de u_o plus élevées (cf. Figure 94).

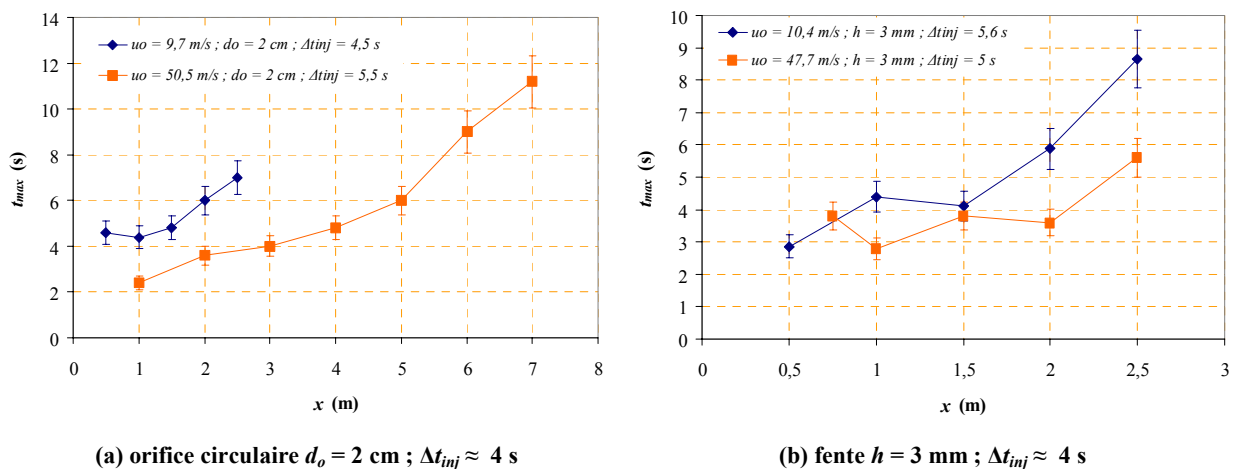


Figure 94 - Influence de la vitesse initiale de la bouffée sur l'évolution des temps d'atteinte des maxima de concentration

III.4.2.4. Influence sur les temps de transfert

De la même façon que pour les valeurs des t_{max} , plus la vitesse initiale est élevée, plus les temps de transfert t_{tr} sont faibles (cf. Figure 95).

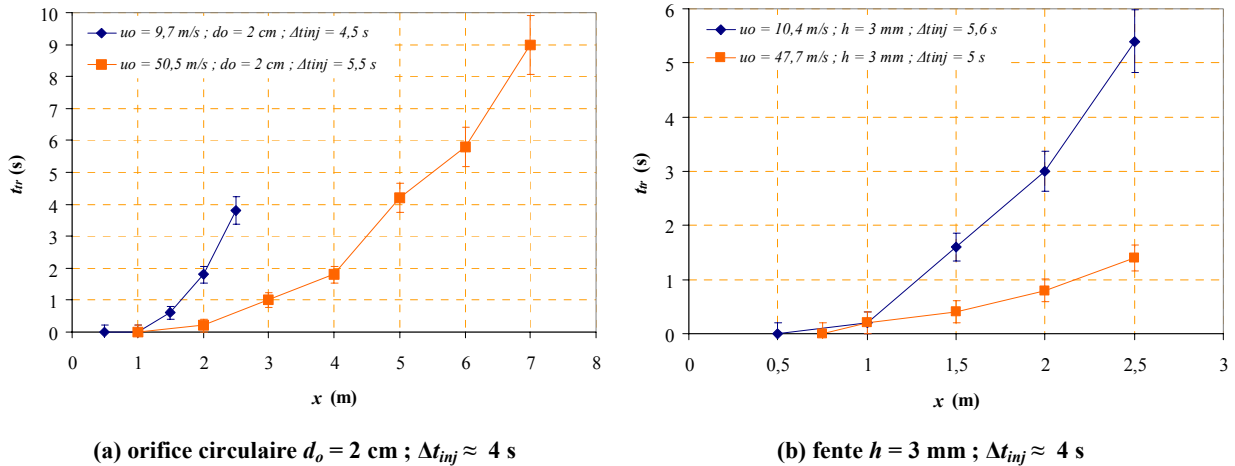


Figure 95 - Influence de la vitesse initiale de la bouffée sur l'évolution des temps de transfert

III.4.2.5. Influence sur le coefficient de transfert impulsionnel

Les coefficients de transfert impulsionnel K évoluent en $1/x$ pour les orifices ronds et en $1/\sqrt{x}$ pour les fentes comme le montre la Figure 96. Ils sont d'autant plus faibles que la vitesse d'injection est élevée.

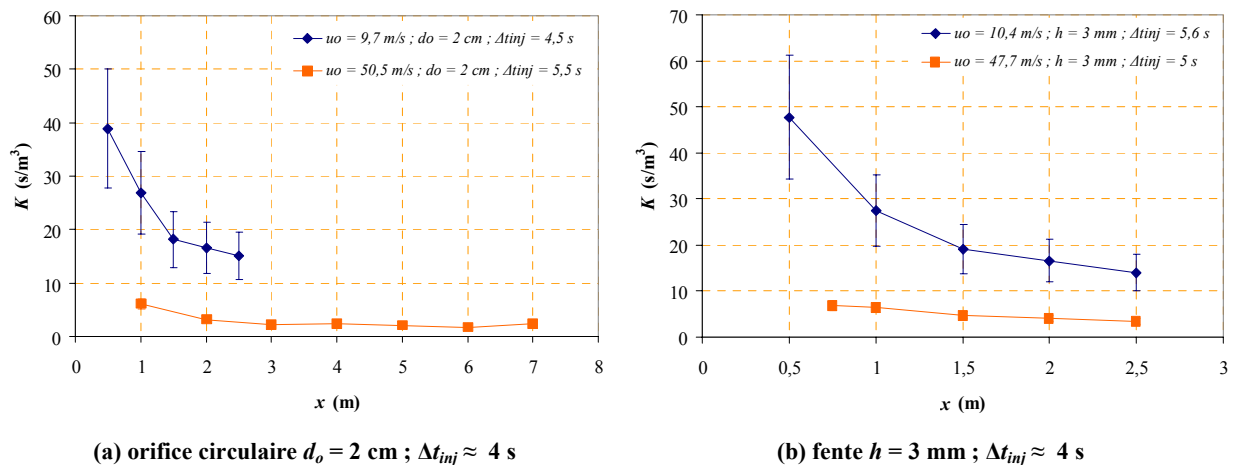


Figure 96 - Influence de la vitesse initiale de la bouffée sur l'évolution des coefficients de transfert impulsionnel

III.4.3. Etude de l'influence de la durée d'injection

III.4.3.1. Influence sur l'évolution de la concentration à 1 m de l'injection

La durée d'injection ne semble influencer que légèrement l'amplitude de l'évolution $c(t)$ comme le montre la Figure 97 ; elle influence surtout la largeur de la courbe $c(t)$.

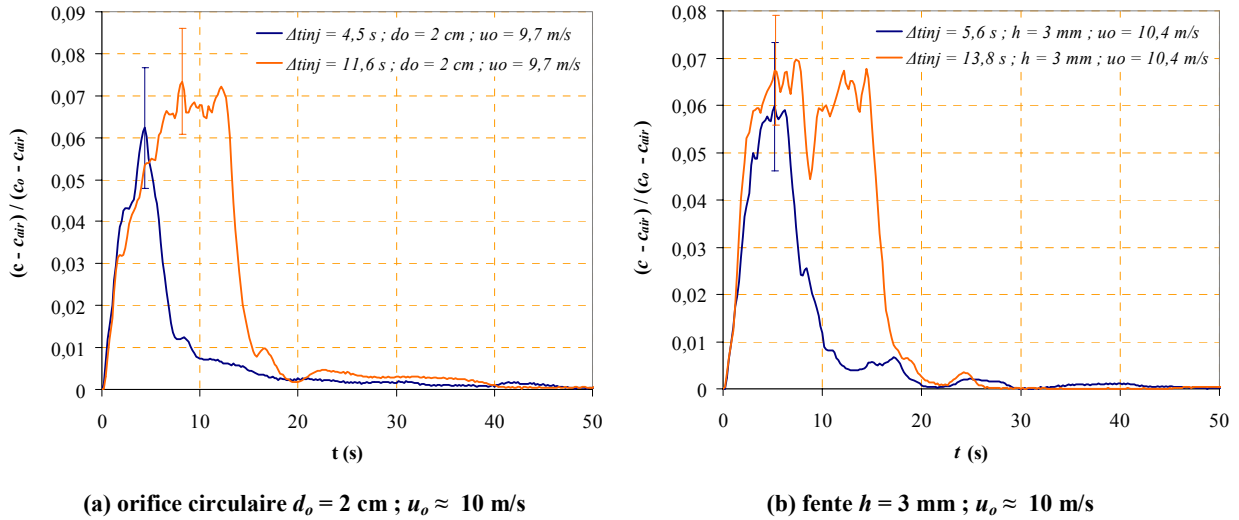


Figure 97 - Influence de la durée d'injection sur l'évolution temporelle de la concentration en hélium (normée) à 1 m de la source d'émission

III.4.3.2. Influence sur les maxima de concentration le long de l'axe

La Figure 98 montre que les maxima de concentration sont à peine plus élevés lorsque la durée d'émission est plus importante. Ils ne dépendent donc pas de la durée d'émission, et ce, quelle que soit la position de la sonde de mesure sur l'axe de propagation de la bouffée.

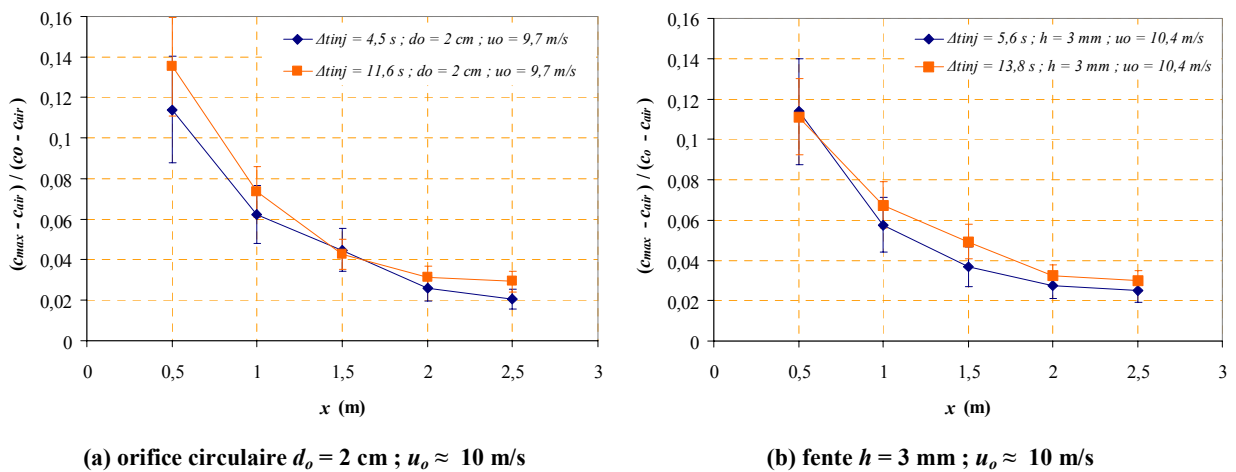


Figure 98 - Influence de la durée d'injection sur l'évolution des maxima de concentration en hélium

III.4.3.3. Influence sur les temps d'atteinte des maxima de concentration

Il semble logique que plus la durée d'émission est grande, plus les valeurs de t_{max} sont élevées, notamment loin de la source d'émission (cf. Figure 99).

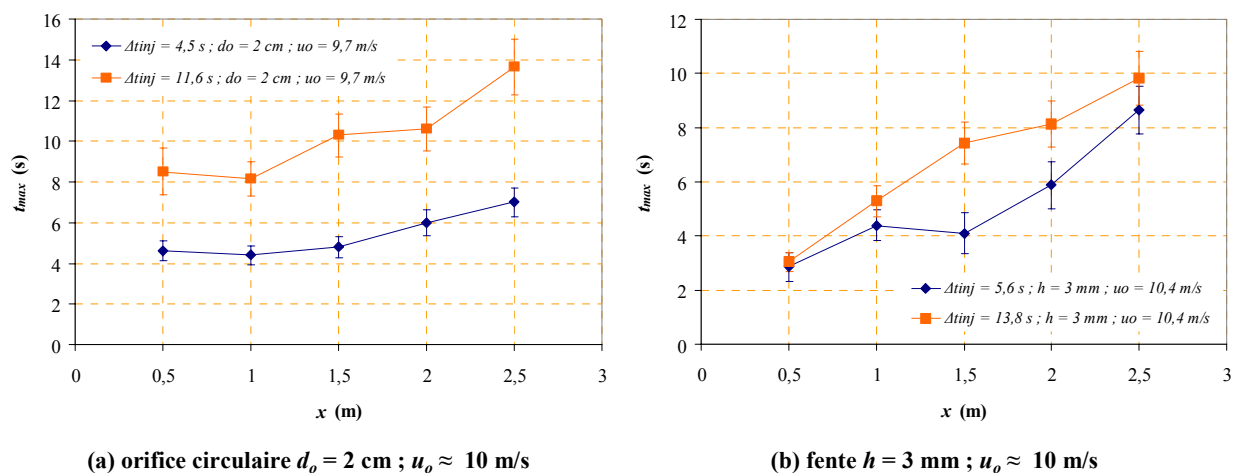


Figure 99 - Influence de la durée d'injection sur l'évolution des temps d'atteinte des maxima de concentration

III.4.3.4. Influence sur les temps de transfert

En revanche, comme le montre la Figure 100, les temps de transfert t_{tr} ne sont pas très influencés par la durée d'émission.

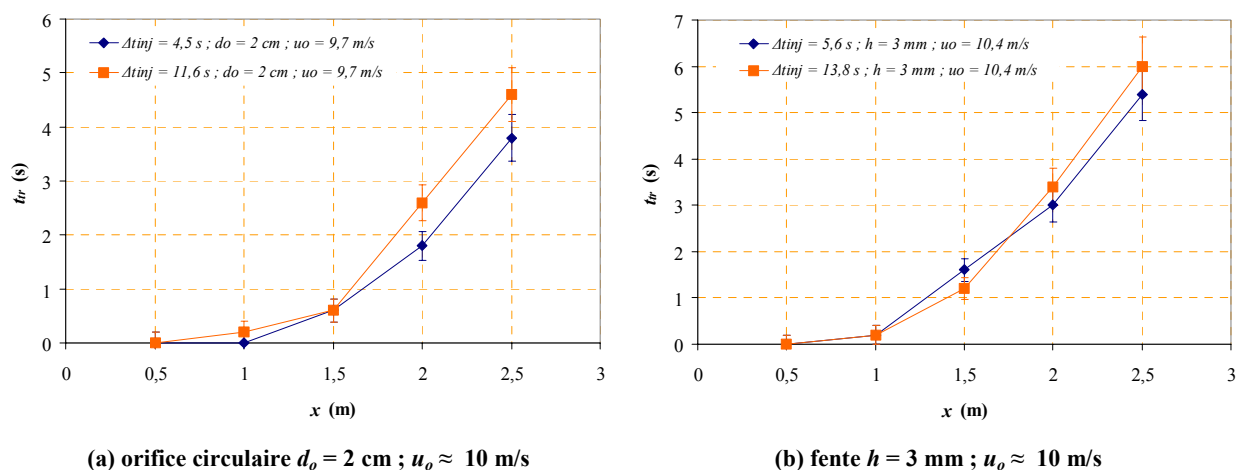


Figure 100 - Influence de la durée d'injection sur l'évolution des temps de transfert

III.4.3.5. Influence sur le coefficient de transfert impulsionnel

Enfin, la durée d'émission ne paraît pas non plus influencer les valeurs du coefficient de transfert impulsionnel (cf. Figure 101), alors qu'il a été vu précédemment que K était proportionnel à l'inverse du volume de gaz injecté (cf. équation (E - 53)).

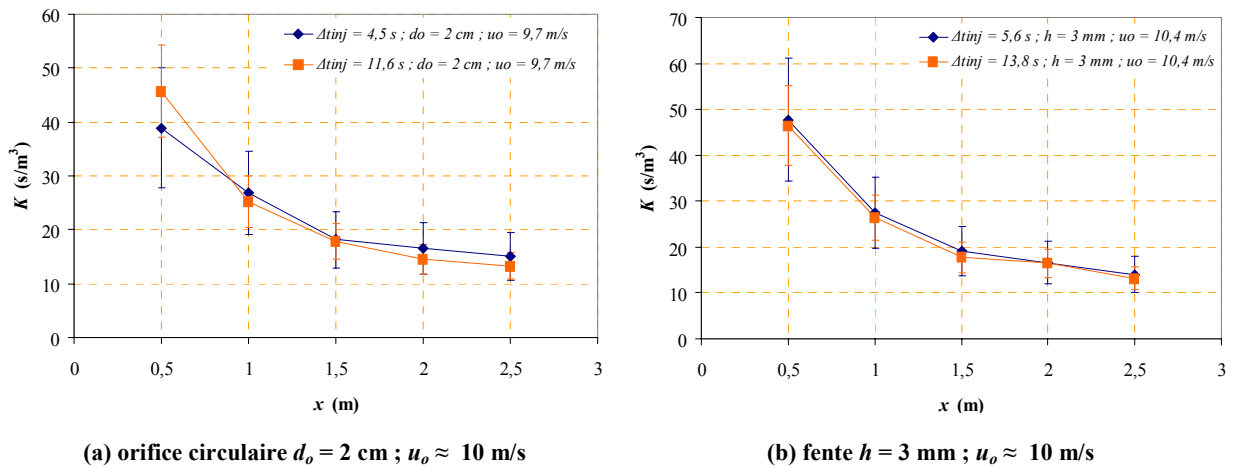


Figure 101 - Influence de la durée d'injection sur l'évolution des coefficients de transfert impulsif

III.4.4. Récapitulatif

Le Tableau 34 récapitule les tendances observées lors des essais expérimentaux, en ce qui concerne les grandeurs C^*_{max} , t_{max} , t_{tr} et K .

Tableau 34 - Récapitulatif des tendances des grandeurs étudiées

Grandeur	Influence des paramètres		
	Dimension de l'orifice (d_o ou h)	Vitesse initiale u_o	Durée d'émission Δt_{inj}
C^*_{max}	oui	non	peu
t_{max}	peu notable	oui	oui
t_{tr}	oui	oui	non
K	oui	oui	non

III.5. Conclusion

De nombreuses d'expériences ont été réalisées et ont permis d'étudier l'évolution spatio-temporelle de la dispersion d'un contaminant gazeux issu d'une source d'émission brève. Différents orifices, en termes de forme et de dimension, ainsi que d'autres paramètres variables comme la vitesse initiale de bouffée, la durée d'émission ou encore la concentration initiale en contaminant ont été utilisés pour mener à bien cette étude. Bien que la mise en œuvre expérimentale ait été relativement simple, l'exploitation des résultats et leur interprétation se sont avérées assez complexes. La déconvolution de signaux de mesure et les importantes incertitudes ont ainsi mis en évidence la difficulté d'effectuer des mesures rigoureuses de l'évolution spatio-temporelle de concentration. Aussi, ces résultats vont par la suite être comparés aux simulations numériques de bouffées menées en parallèle à l'aide du code Flovent et servir de référence à tout le travail de modélisation.

Annexe 3 : Etude statistique de l'étalonnage des spectromètres de masse

hélium

La présente annexe détaille l'analyse statistique de l'étalonnage des spectromètres de masse utilisés pour mesurer la concentration en hélium en continu dans la zone d'émission du traceur. Toute cette analyse a été réalisée en utilisant l'outil de calcul et d'analyse statistique *Lumière*⁹. L'intérêt de cette étude statistique est de déterminer les incertitudes dues à la qualité de l'étalonnage des spectromètres. Cette incertitude a été précédemment notée Δc_{et} .

Dans la pratique et par commodité, les cinq spectromètres de masse utilisés sont étalonnés simultanément. Le principe consiste à faire passer sur chaque sonde de prélèvement un échantillon de gaz étalon dont la concentration en hélium est connue pour tracer une courbe d'étalonnage tension / concentration. Plusieurs gaz étalons sont alors utilisés afin de tracer une courbe d'étalonnage (cf. Tableau 35).

Tableau 35 - Bouteilles de gaz étalons utilisés

Composition du mélange gazeux étalon	Concentration en hélium (ppm)	Incertitude relative selon le fabricant
N ₂ pur	0	2 %
N ₂ + He	10,06	2 %
N ₂ + He	25	2 %
N ₂ + He	49,99	2 %
N ₂ + He	100,1	2 %
N ₂ + He	251,8	2 %
N ₂ + He	500,2	2 %

Le Tableau 36 indique les noms des spectromètres de masse utilisés lors des expériences.

Tableau 36 - Spectromètres de masse utilisés

	Nom habituel	Emplacement habituel lors des essais expérimentaux
Spectromètre 1	HE7	Sonde au centre (axe du jet)
Spectromètre 2	HE5	En-dessous de l'axe du jet
Spectromètre 3	HE6	Au-dessus de l'axe du jet
Spectromètre 4	CONF	A droite de l'axe du jet
Spectromètre 5	STAR1 ou STAR2	A gauche de l'axe du jet

⁹ Tutorial Lumière : logiciel de calcul et d'analyse statistique, société SIER, 95210 Saint-Gratien (2003).

Initialement est présentée l'analyse statistique détaillée pour un seul spectromètre, puis la comparaison des études entre plusieurs spectromètres.

Etude du spectromètre de masse hélium HE7

La courbe d'étalonnage de ce spectromètre apparaît sur la Figure 102. La concentration d'hélium des étalons est en ordonnée et la tension délivrée par le spectromètre en abscisse. L'intervalle de confiance est l'encadrement pour lequel le résultat "vrai" a un pourcentage fixé de chances de se trouver. Ce pourcentage est souvent pris égal à 95 % et il est bilatéral. Dans le cas de cet étalonnage, l'intervalle de confiance est très étroit, ce qui témoigne d'un étalonnage de bonne qualité.

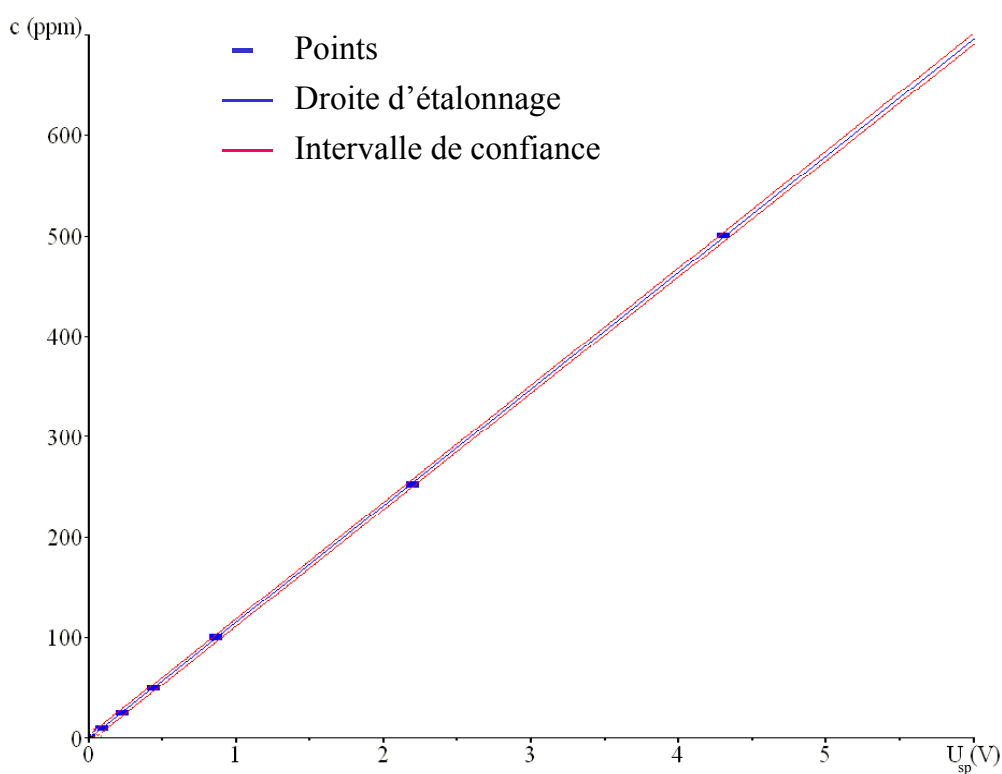


Figure 102 - Courbe d'étalonnage du spectromètre HE7 et intervalles de confiance

La corrélation entre la tension U_{sp} délivrée par le spectromètre de masse et la concentration mesurée c est linéaire :

$$c = p \times U_{sp} + q \quad (\text{E - 72})$$

où p est la pente de la droite d'étalonnage (ppm/V) et q l'ordonnée à l'origine.

Dans le cas de cet étalonnage, les caractéristiques de la droite d'étalonnage sont données dans le Tableau 37.

Tableau 37 - Caractéristiques de la droite d'étalonnage du spectromètre HE7

Coefficient	Valeur	Ecart-type
p	116,14 ppm/V	0,34 ppm/V
q	-1,04 ppm	0,64 ppm

Le plus souvent, lors des étalonnages, l'ordonnée à l'origine est peu significative et peut être négligée. Par ailleurs, l'écart-type sur la valeur de la pente de la droite d'étalonnage est très faible – et donc très satisfaisant – ce qui explique également la bonne qualité de l'intervalle de confiance.

L'analyse statistique permet également de déterminer les incertitudes de mesure de concentration uniquement dues à cet étalonnage (cf. Tableau 38).

Tableau 38 - Incertitudes liées à l'étalonnage du spectromètre HE7

Valeur de mesure en ppm	Incertitude relative $\Delta_r c_{et}$
5	75,0 %
10	37,4 %
20	18,6 %
50	7,4 %
100	3,6 %
250	1,5 %
500	0,9 %
1000	0,7 %

Par exemple, si une mesure de concentration donne, comme résultat, 100 ppm d'hélium, l'incertitude relative est de 3,6 %. Ces incertitudes sont ainsi très faibles ou du moins raisonnables pour des mesures de concentration au-delà de 50 ppm. En-deçà, les incertitudes élevées s'expliquent de façon générale par le « bruit de fond » de l'appareil de mesure. C'est la raison pour laquelle il existe deux notions propres aux techniques d'analyse et d'étalonnage :

- la **limite de détection LD** est la concentration de l'analyse conduisant à un signal mesuré significativement plus grand que celui que l'on obtient quand la concentration est nulle ;
- la **limite de quantification LQ** est la concentration au-delà de laquelle l'encadrement de la mesure est considéré comme suffisamment étroit. Il est habituel de prendre : $LQ = 3,33 LD$

Pour le spectromètre HE7, le tableau suivant présente les valeurs LD et LQ pour cet étalonnage.

Tableau 39 - Limites de détection et de quantification du spectromètre HE7

LD (ppm)	LQ (ppm)
2,95	9,81

Autrement dit, avec cet étalonnage (Figure 102), il ne serait pas raisonnable de quantifier la concentration en hélium en-deçà de 10 ppm car l'incertitude relative est très élevée (comme le montre d'ailleurs le Tableau 38).

En toute rigueur, il faudrait réaliser une courbe d'étalonnage supplémentaire pour les très faibles valeurs de concentrations enregistrées, mais dans le cadre de nos travaux, l'intérêt en est limité car les faibles concentrations dans une bouffée sont atteintes lorsque les vitesses d'écoulement dans la bouffée sont faibles. Dans ce cas, la convection naturelle de l'air du local induit une dispersion déjà très importante des résultats (cf. Annexe 4). Par ailleurs, dans le cas de faibles valeurs de concentrations, même si l'incertitude relative paraît élevée, l'incertitude absolue est quant à elle assez faible : une incertitude de 20 % sur une mesure de 20 ppm environ ne représente qu'une incertitude absolue de 4 ppm.

Comparaison entre les cinq spectromètres de masse hélium

Pour tous les spectromètres, les courbes d'étalonnage sont toujours linéaires. Elles sont présentées sur la Figure 103 (pour plus de lisibilité, les intervalles de confiance n'y apparaissent pas).

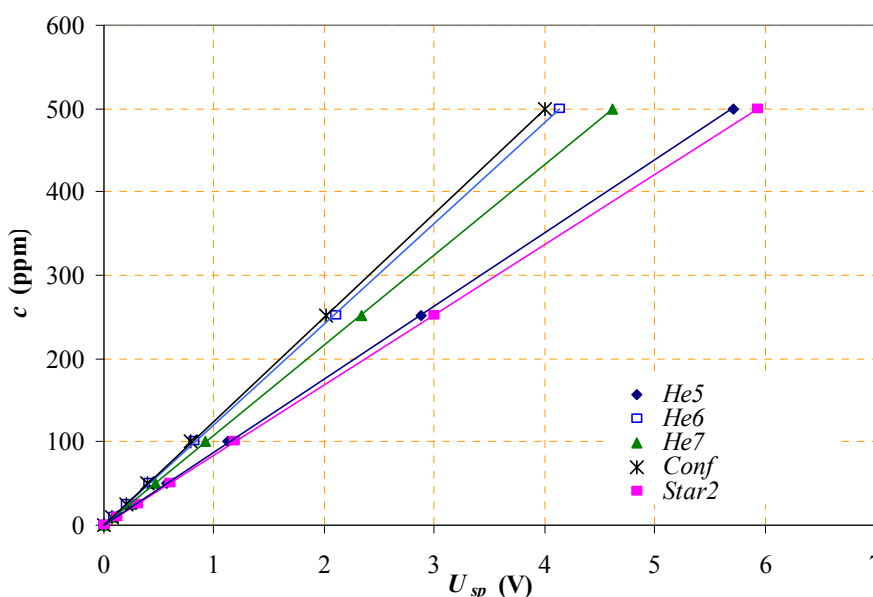


Figure 103 - Courbes d'étalonnage pour les cinq spectromètres utilisés

Le Tableau 40 indique les incertitudes de mesure de concentration uniquement dues à l'étalonnage des spectromètres et permet de comparer ces spectromètres.

Tableau 40 - Comparaison des incertitudes liées à l'étalonnage des spectromètres

Valeur de mesure en ppm	Incertitude relative $\Delta_r c_{et}$ sur la mesure due à l'étalonnage				
	HE5	HE6	HE7	CONF	STAR2
20	6,9 %	9,8 %	18,6 %	6,4 %	16,0 %
100	1,4 %	1,9 %	3,6 %	1,3 %	3,1 %
500	0,3 %	0,5 %	0,9 %	0,3 %	0,8 %
1000	0,3 %	0,4 %	0,7 %	0,3 %	0,6 %

Globalement, les incertitudes observées sont tout à fait acceptables malgré des valeurs parfois élevées pour des faibles valeurs de concentration. Le Tableau 41 présente les valeurs LD et LQ pour ces étalonnages.

Tableau 41 - Limites de détection et de quantification des spectromètres

	HE5	HE6	HE7	CONF	STAR2
LD (ppm)	1,10	1,55	2,95	2,55	1,02
LQ (ppm)	3,66	5,15	9,81	8,48	3,38

A noter que les valeurs de LQ sont en moyenne du même ordre de grandeur que la concentration naturelle d'hélium dans l'air ($c_{air} \approx 5,2$ ppm).

Influence de la répétition de l'étalonnage

Il est facile de comprendre que la qualité de l'étalonnage s'en trouve améliorée s'il y a répétition de cet étalonnage. Le Tableau 42 présente les résultats dans le cas du spectromètre HE7. Lors des essais expérimentaux, la répétition de l'étalonnage n'est pas utilisée car l'étalonnage unique présente une qualité suffisante.

Tableau 42 - Incertitudes liées à l'étalonnage du spectromètre HE7 - Influence du nombre de répétitions

Valeur de mesure en ppm	Incertitude relative $\Delta_r c_{et}$ (1 seul étalonnage)	Incertitude relative $\Delta_r c_{et}$ (5 étalonnages consécutifs)
5	75,0 %	33,0 %
10	37,4 %	16,4 %
20	18,6 %	8,2 %
50	7,4 %	3,2 %
100	3,6 %	1,6 %
250	1,5 %	0,8 %
500	0,9 %	0,4 %
1000	0,7 %	0,3 %

Evolution de l'étalonnage des spectromètres au cours du temps

De légers écarts sont observés au bout de quelques heures (cf. Tableau 43), mais ils demeurent négligeables pour que l'on puisse faire un seul étalonnage par essai expérimental (qui dure moins d'une demi-journée).

Tableau 43 - Evolution de la pente de la courbe l'étalonnage d'un spectromètre au cours du temps

Durée de chauffe du spectromètre	Pente de la courbe d'étalonnage (ppm/V)
2 h	108,4
4 h	107,5
6 h	108,7

Cependant, si plusieurs essais sont réalisés lors d'une journée entière de manipulations, un second étalonnage est réalisé en milieu de journée.

Par ailleurs, les étalonnages diffèrent d'une journée à l'autre comme le montre le Tableau 44. Il faut bien entendu prendre la précaution de refaire un étalonnage chaque jour.

Tableau 44 - Dérive de l'étalonnage d'un spectromètre au cours du temps

Jour d'étalonnage	Pente de la courbe d'étalonnage (ppm/V)
05/08/2003	140,3
06/08/2003	139,8
07/08/2003	129,7
08/08/2003	126,3
18/08/2003	127,3

Annexe 4 : Etude statistique des grandeurs étudiées

Afin de réaliser une étude statistique approfondie, un essai expérimental a été répété une dizaine de fois pour deux positions de sondes différentes : une position proche de la source d'émission (1 m) et une position plus éloignée (2,5 m). Les paramètres expérimentaux sont indiqués sur le Tableau 45.

Tableau 45 - Paramètres expérimentaux de l'essai réalisé pour l'analyse statistique

Contaminant	hélium
Concentration de la bouteille c_b (ppm)	5006
Géométrie	orifice circulaire
Diamètre ou hauteur (mm)	20
Durée d'émission (s)	5,3
Vitesse initiale de la bouffée ou du jet (m/s)	9,4
Volume de mélange gazeux injecté (L)	12

L'intérêt de cette étude est de déterminer la dispersion des mesures expérimentales de concentration, c'est-à-dire évaluer l'incertitude $\Delta_r c_{exp}$ inhérente aux essais expérimentaux et évoquée précédemment (cf. § III.3.2.2.1). L'outil de calcul et d'analyse statistique *Lumière* a été également largement utilisé lors de cette étude.

- **Cas de la sonde placée à 1 m de la source d'émission**

Dix bouffées ont été réalisées et enregistrées. Les sondes de prélèvement sont placées à une distance de 1 m de la source d'émission : une sonde sur l'axe de propagation de la bouffée et quatre sondes latérales (10 cm au-dessus, en-dessous, à gauche et à droite de la sonde centrale) afin de vérifier la symétrie de la bouffée. La Figure 104 présente les résultats enregistrés (après déconvolution) sur la sonde centrale.

La courbe moyenne et son encadrement sont présentées sur la Figure 105. La zone ombrée en bleu correspond à l'encadrement réel de la courbe moyenne, c'est-à-dire la zone la plus probable de trouver la courbe moyenne lorsqu'on réalise 10 répétitions de bouffées. Cet encadrement est estimé à 7 % environ (pour la partie de la courbe $c(t)$ où l'amplitude est la plus élevée).

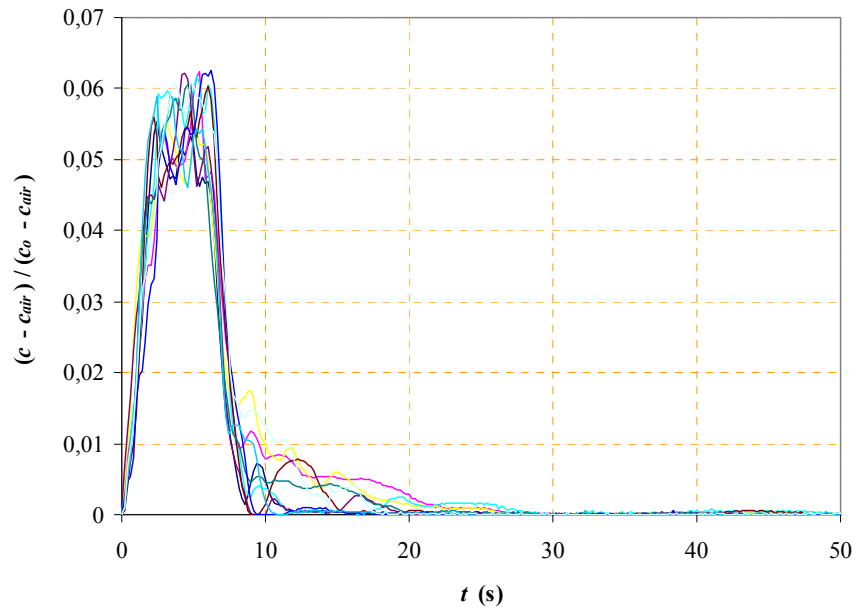


Figure 104 - Résultat d'un essai expérimental répété 10 fois pour une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 1 m de la source d'émission ($u_o = 9,4$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 5,3$ s)

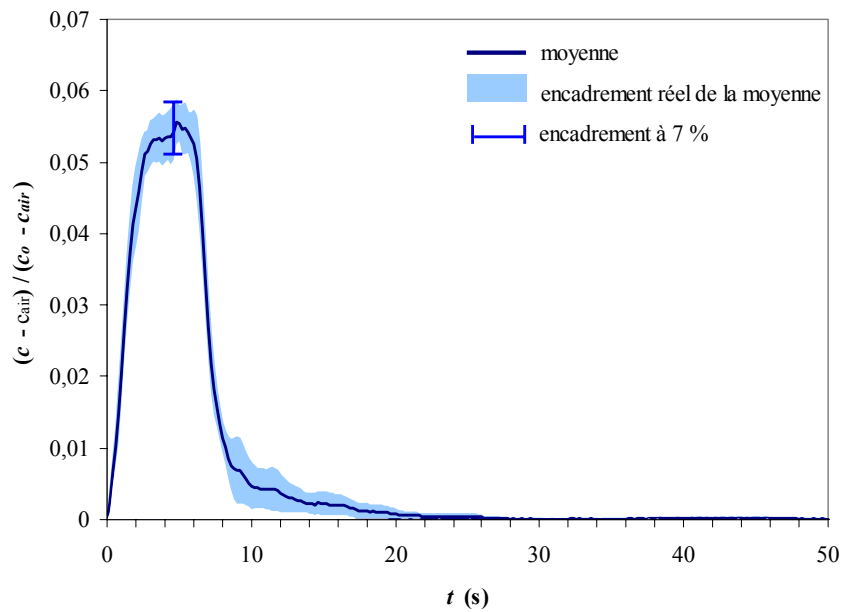


Figure 105 - Encadrement de la courbe moyenne de concentration $c(t)$ pour une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 1 m de la source d'émission ($u_o = 9,4$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 5,3$ s)

L'étude statistique de ces répétitions permet par ailleurs d'analyser la dispersion de la valeur de :

- la concentration maximale normée par la concentration à la sortie de l'orifice

$$C_{max}^* = \frac{c_{max} - c_{air}}{c_o - c_{air}},$$

- le temps correspondant à ce maximum t_{max} ,
- le coefficient de transfert impulsionnel K .

Le Tableau 46 regroupe les résultats de l'analyse statistique réalisée.

Tableau 46 - Résultats de l'étude de la dispersion des grandeurs C_{max}^* , t_{max} et K (sonde placée à 1 m)

	C_{max}^*	t_{max} (s)	K (s/m ³)
Moyenne	0,060	4,58	30,27
Encadrement	3,3 %	19,4 %	6,6 %
Ecart-type	0,0028	1,24	2,77
Coefficient de variation	4,6 %	27,1 %	9,2 %

Il faut bien noter que les essais expérimentaux ne sont réalisés que deux ou trois fois et donc que les encadrements (incertitudes) sont en réalité plus élevés. Par ailleurs, les résultats de mesure sur les sondes latérales sont beaucoup plus dispersées comme le montre la Figure 106.

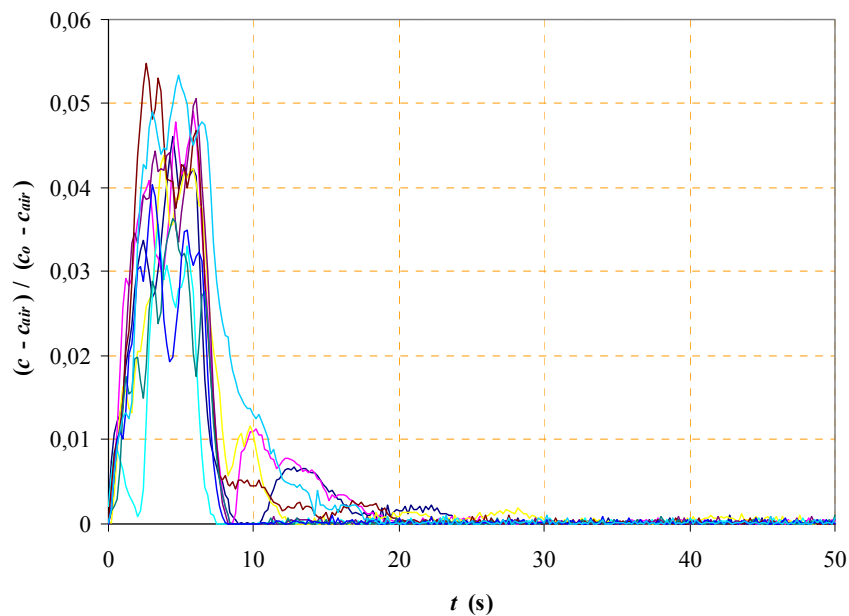


Figure 106 - Résultat d'un essai expérimental répété 10 fois pour une sonde placée à 10 cm à droite de l'axe de propagation d'une bouffée à 1 m de la source d'émission ($u_0 = 9,4$ m/s ; $d_0 = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 5,3$ s)

En outre, une partie de la dispersion importante des résultats est due aux calculs de déconvolution des signaux. En effet, la Figure 107 et la Figure 108 montrent que les signaux initiaux mesurés sont moins dispersés, en comparaison avec la Figure 104 et la Figure 105.

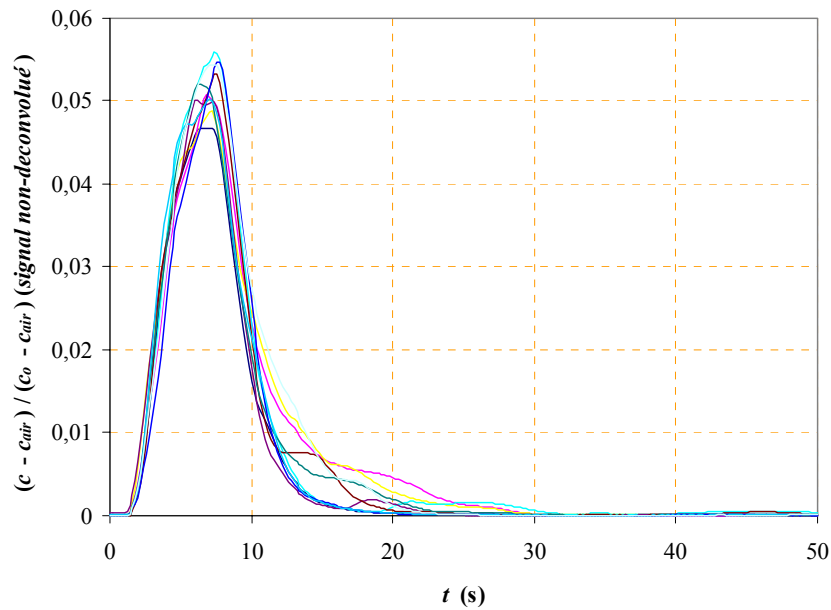


Figure 107 - Résultat d'un essai expérimental répété 10 fois pour une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 1 m de la source d'émission (signal non-déconvolué)
 ($u_o = 9,4$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 5,3$ s)

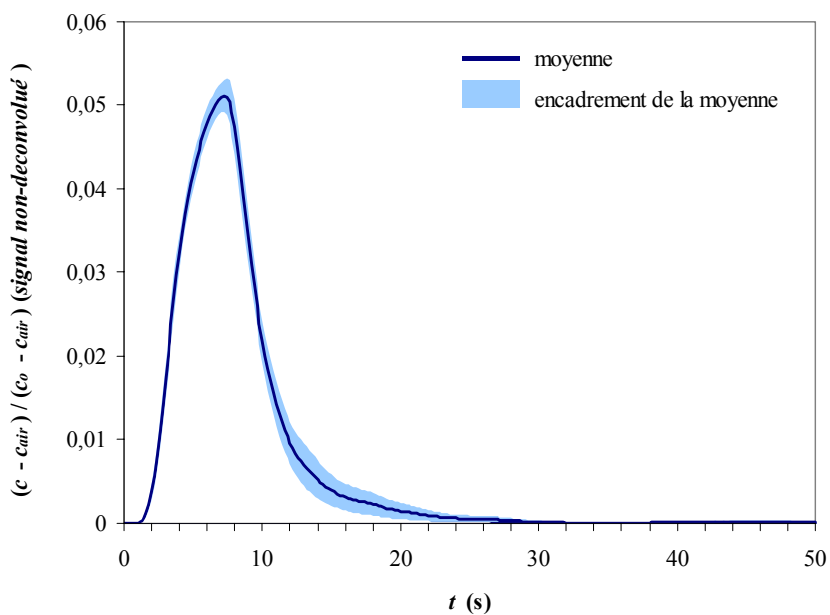


Figure 108 - Courbe moyenne de concentration $c(t)$ et son encadrement pour une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 1 m de la source d'émission (signal non-déconvolué)
 ($u_o = 9,4$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 5,3$ s)

- **Cas de la sonde placée à 2,5 m de la source**

Dans le cas où la mesure se fait plus loin de la source d'émission, la dispersion des résultats expérimentaux est nettement plus élevée malgré les dix répétitions réalisées (cf. Figure 109), et l'encadrement de la courbe moyenne est approximativement de $\pm 30\%$ (cf. Figure 110).

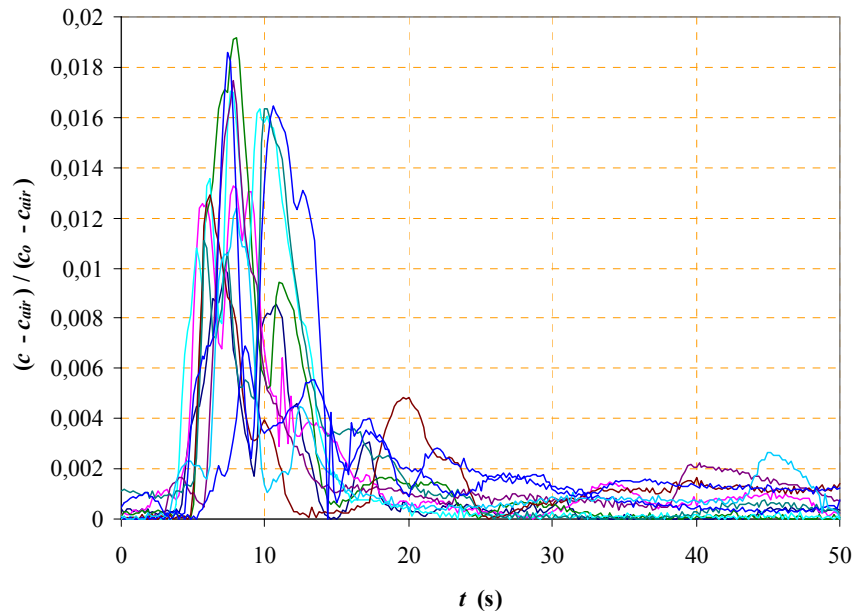


Figure 109 - Résultat d'un essai expérimental répété dix fois pour une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 2,5 m de la source d'émission ($u_o = 9,4$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 5,3$ s)

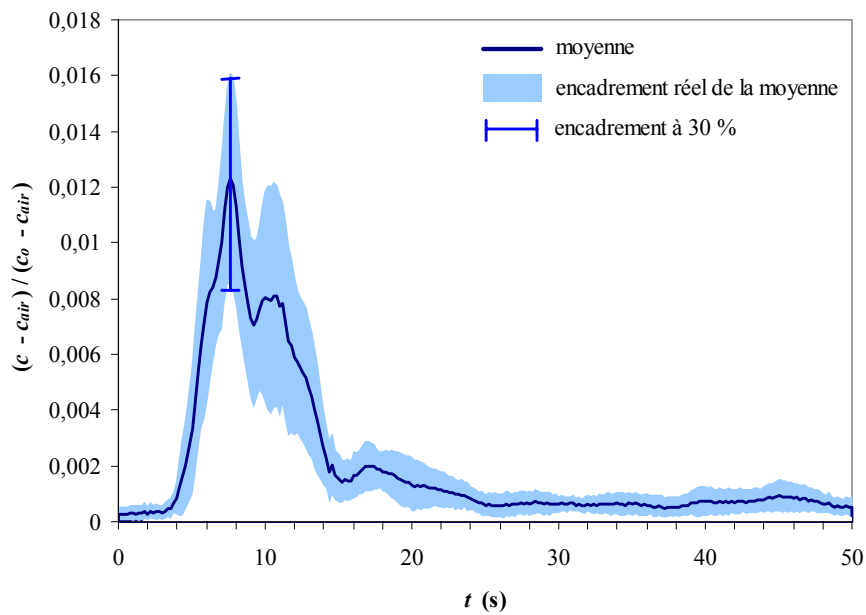


Figure 110 - Courbe moyenne de concentration $c(t)$ et son encadrement pour une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 2,5 m de la source d'émission ($u_o = 9,4$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 5,3$ s)

Le Tableau 47 regroupe les résultats de l'analyse statistique réalisée dans le cas où la sonde est placée à 2,5 m de la source d'émission. Il contient de plus l'étude des temps de transfert t_{tr} .

Tableau 47 - Résultats de l'étude de la dispersion des grandeurs C^*_{max} , t_{max} , t_{tr} et K (sonde placée à 2,5 m)

	C^*_{max}	t_{max} (s)	t_{tr} (s)	K (s/m ³)
Moyenne	0,0144	7,86	4,78	8,64
Encadrement	20,1%	8,9%	10,9 %	19,0 %
Ecart-type	0,0040	0,98	0,73	2,293
Coefficient de variation	27,8 %	12,5 %	15,2 %	26,5 %

- **Répétabilité et reproductibilité**

La répétabilité des résultats de mesures de concentration est vérifiée, comme le montre la Figure 104. De même, la reproductibilité est également bien observée : des mesures ont été réalisées sur trois journées différentes au cours desquelles les conditions expérimentales ont légèrement changé (température ambiante différente, appareils de mesure arrêtés chaque jour et ré-étalonnés, repositionnement des sondes de mesure, etc.). Les résultats de ces mesures sont illustrés sur la Figure 111 et Figure 112.

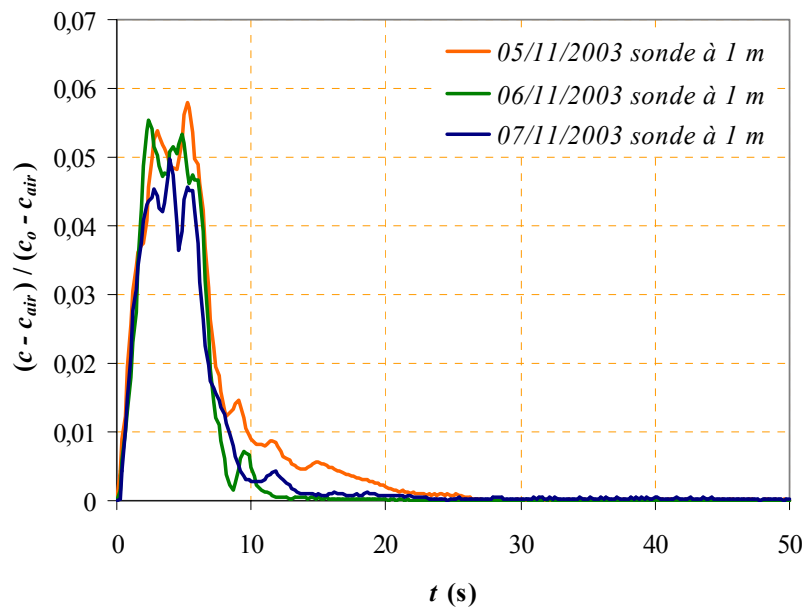


Figure 111 - Etude de reproductibilité pour une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 1 m de la source d'émission ($u_0 \approx 10$ m/s ; $d_0 = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

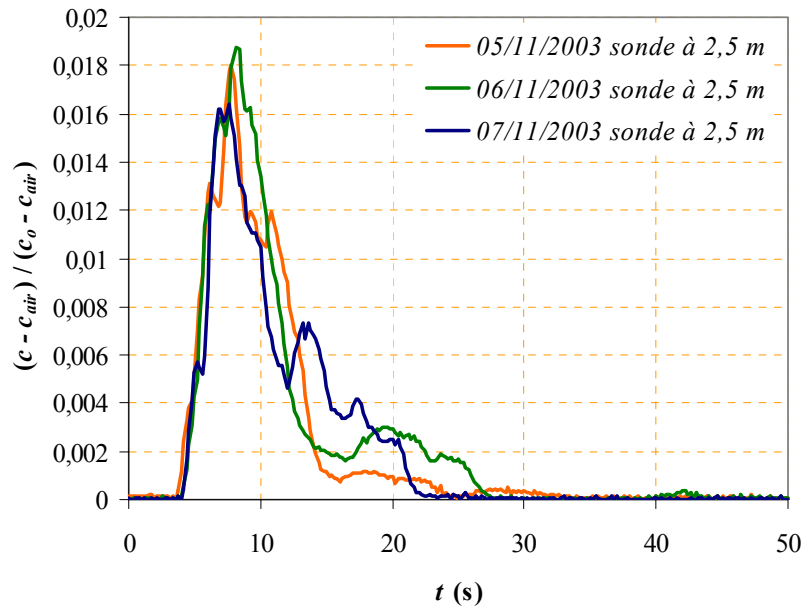


Figure 112 - Etude de reproductibilité pour une sonde placée sur l'axe de propagation d'une bouffée à 2,5 m de la source d'émission ($u_o \approx 10$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

- **Conclusion**

La répétition d'un essai expérimental un nombre important de fois a permis d'étudier de façon approfondie la dispersion statistique des résultats, sachant que les essais réellement pratiqués ne sont réalisés que deux fois voire trois. Cette étude a montré que plus l'on s'éloigne de la source d'émission et plus les résultats sont dispersés. Le Tableau 48 résume les incertitudes relatives des grandeurs étudiées. Comme il n'est pas possible d'évaluer, pour chaque essai expérimental, les dispersions des mesures de concentration et des temps t_{max} et t_{tr} , elles ont été estimées globalement et respectivement à 15 %, 10 % et 10 %. En revanche, l'incertitude de K et celle de C_{max}^* peuvent être estimées à chaque essai expérimental (cf. III.3.2).

Tableau 48 - Comparaison des incertitudes en fonction de la position de la sonde

Grandeur	Ecart relatif à la moyenne		Incertitude retenue
	Sonde à 1 m	Sonde à 2,5 m	
Courbe $c(t)$	7 %	30 %	$\Delta_r c_{exp} = 15$ %
C_{max}^*	3,3 %	20,1 %	-
t_{max}	19,4 %	8,9 %	10 %
t_{tr}	-	10,9 %	10 %
K	6,6 %	19,0 %	-

Chapitre IV.

Approche numérique et élaboration d'un modèle de dispersion de contaminant en champ proche

L'étude expérimentale présentée au chapitre précédent a permis d'une part de combler le manque de connaissances sur les fuites transitoires, d'autre part de constituer une base de données expérimentales qui peut être confrontée aux simulations numériques de fuites transitoires menées à l'aide du code Flovent.

Ce chapitre présente non seulement les simulations réalisées et leurs comparaisons aux résultats expérimentaux, mais aussi toute la démarche entreprise pour élaborer un modèle de dispersion d'un contaminant gazeux. Ce modèle, écrit sous forme de corrélations semi-empiriques, décrit l'évolution spatio-temporelle de la concentration du contaminant en champ proche de la fuite.

IV.1. Présentation des simulations sous Flovent en régime transitoire

La simulation de fuites transitoires avec le code Flovent s'effectue en deux phases. Un premier calcul simule la fuite de gaz pendant un temps déterminé (émission de gaz activée). Le déplacement de la bouffée (émission de gaz désactivée) est simulé ensuite dans un second calcul. Par exemple, pour la simulation d'une fuite transitoire de durée d'émission de 4 s, le premier calcul simule l'émission du jet transitoire de $t = 0$ s à $t = 4$ s et le second simule le déplacement de la bouffée de $t = 4$ s à $t = 200$ s (pour une simulation durant 200 s). Des études de sensibilité au pas de temps ont montré qu'en deçà d'un pas de temps de 0,1 s, les résultats sont inchangés.

Par ailleurs, des points de contrôle (*monitoring points*) sont utilisés : ils permettent de suivre l'évolution temporelle des grandeurs calculées (vitesse, concentration, pression) en différents points du domaine de calcul, principalement le long de l'axe de propagation de la bouffée. Plus précisément, leurs positions correspondent à celles des sondes de mesure des spectromètres utilisés lors des expériences, ceci afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux aux résultats de simulation.

Les géométries et maillages utilisés sont identiques à ceux présentés lors de l'étude des jets stationnaires (cf. § II.2.2). Les études de sensibilité (au maillage, à la turbulence initiale, etc.) n'ont donc pas été réalisées pour ces simulations.

De façon générale, l'ensemble des simulations menées converge correctement comme en témoignent les courbes des erreurs résiduelles (cf. Figure 113) et l'exploitation des résultats de ces simulations consiste alors essentiellement à étudier les évolutions spatio-temporelles de la concentration en contaminant aux points de contrôle.

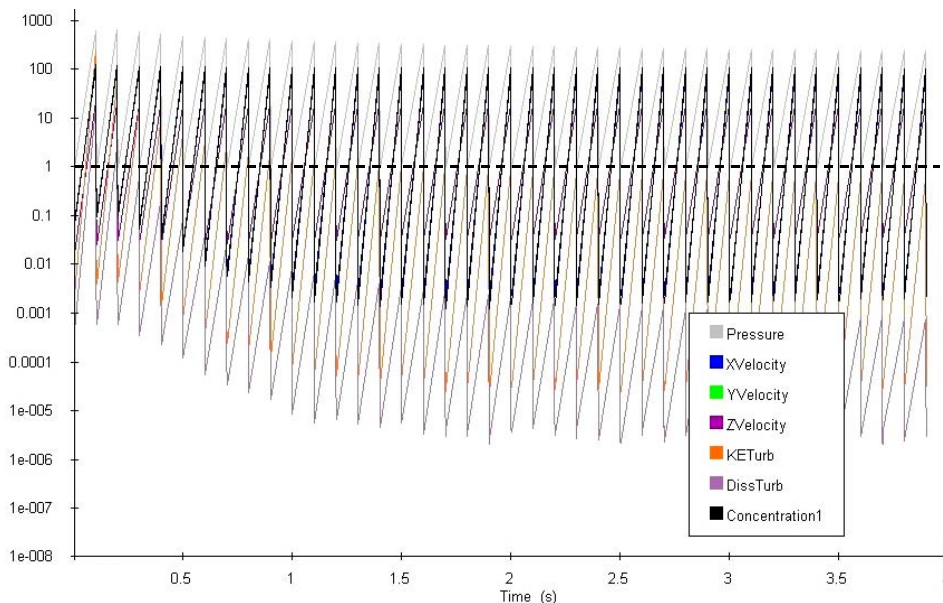


Figure 113 - Exemple de courbes des erreurs résiduelles d'une simulation pendant la phase d'émission de gaz ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s ; $t_{inj} = 4$ s)

La Figure 114 montre un exemple de résultats de simulation de fuite transitoire.

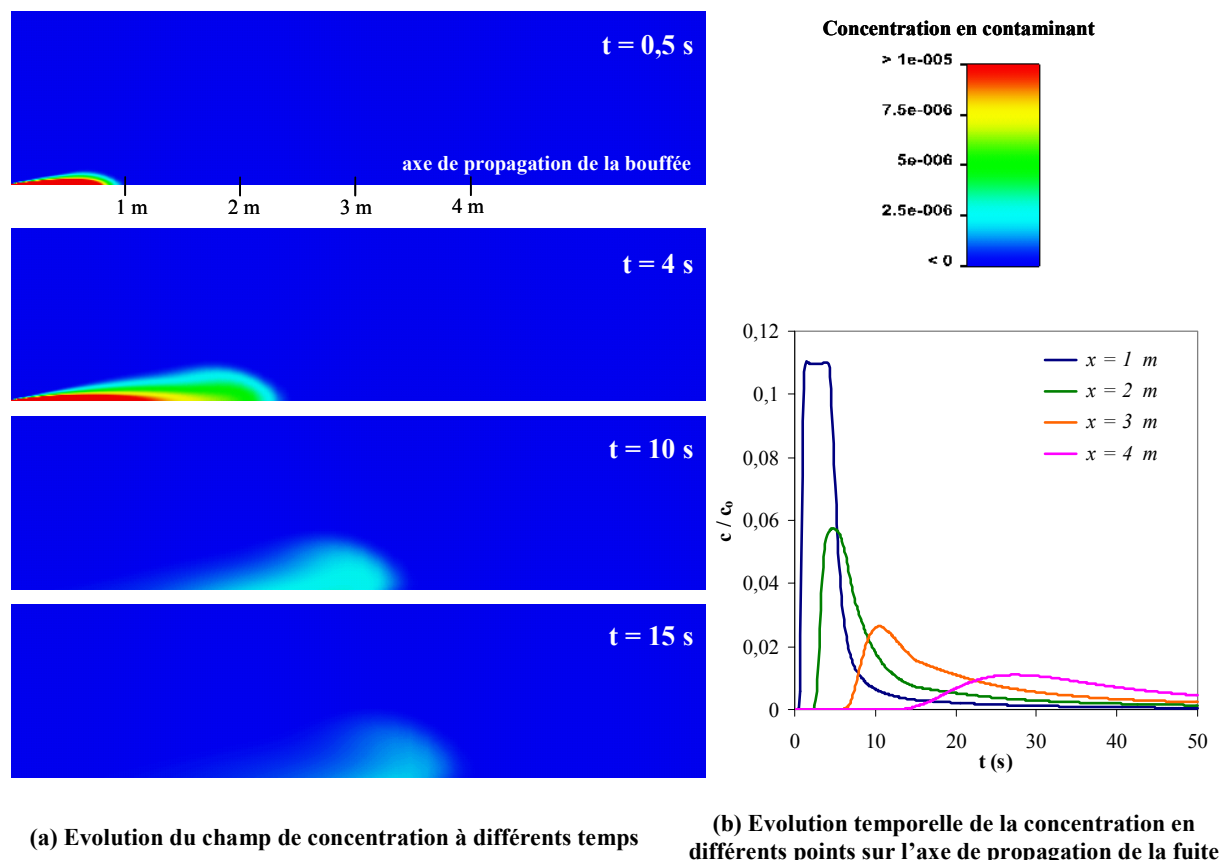


Figure 114 - Exemple de résultats de simulation sous Flovent d'une fuite transitoire issue d'un orifice circulaire ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 4 \text{ s}$; $c_o = 0,001 \text{ kg / kg d'air}$)

Dans un premier temps, les résultats de simulation sont directement comparés à ceux des expériences. Puis, comme pour l'exploitation des résultats expérimentaux, il est possible d'étudier l'évolution des maxima de concentration c_{max} le long de l'axe de propagation de la fuite, celle des temps t_{max} correspondant aux c_{max} , celle des temps de transfert t_{tr} , et enfin celle des coefficients de transfert impulsionnels K (cf. § III.2.3).

IV.2. Premières confrontations avec les résultats expérimentaux

Les confrontations, en vue d'une validation des simulations, avec les résultats expérimentaux nécessite que ces derniers ont été au préalable déconvolués (cf. III.3.1).

IV.2.1. Cas de fuites transitoires issues d'orifices circulaires

Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les résultats des simulations de fuites transitoires issues d'orifices circulaires sont présentées de la Figure 115 à la Figure 119 pour différentes valeurs de paramètres étudiés (dimensions d'orifice, vitesses initiales et durées

d'émission). Les comparaisons des allures des courbes donnant l'évolution temporelle de la concentration $c(t)$, sont dans l'ensemble satisfaisantes, quelle que soit la distance à la source d'émission ; il en est de même pour les temps de transfert. Seules les amplitudes des courbes expérimentales $c(t)$ satisfont moins à celles des simulations, et ceci malgré les incertitudes expérimentales importantes. Dans l'ensemble, les amplitudes des courbes $c(t)$ des expériences sont toujours plus faibles que celles des simulations. Cette surestimation systématique de la concentration calculée ne peut s'expliquer par les incertitudes de mesure, même si celles-ci étaient sous-estimées. Les écarts semblent toutefois moins importants lorsque les mesures de $c(t)$ sont réalisées loin de la source d'émission de la fuite (cf. Figure 117-b) ou encore lorsqu'il s'agit de comparaisons avec des mesures latérales (cf. Figure 115-b et Figure 119-b).

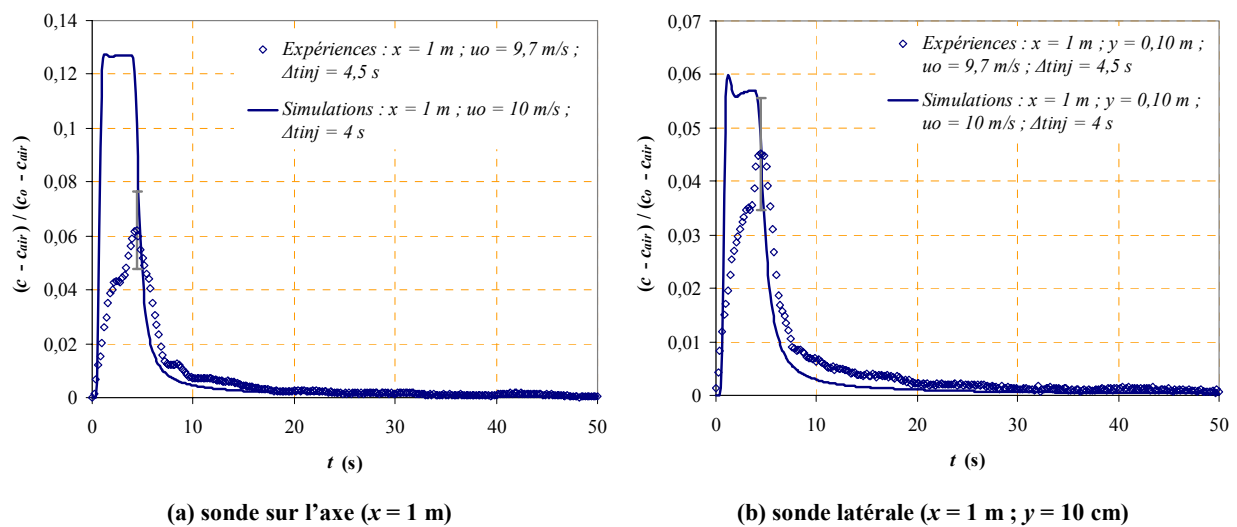


Figure 115 - Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium à 1 m de la source d'émission ($d_o = 2$ cm ; $u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

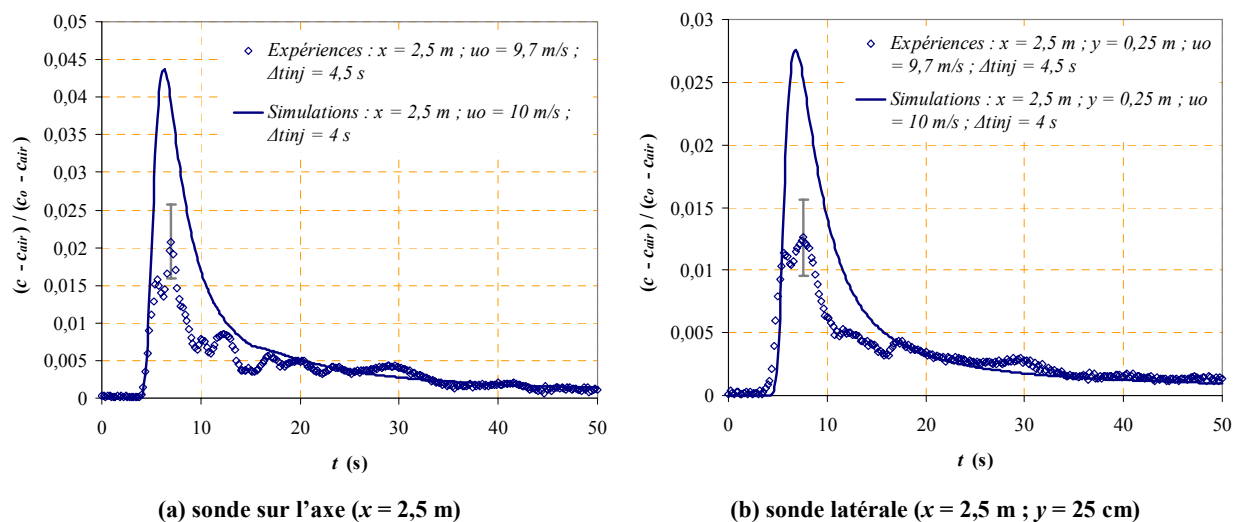
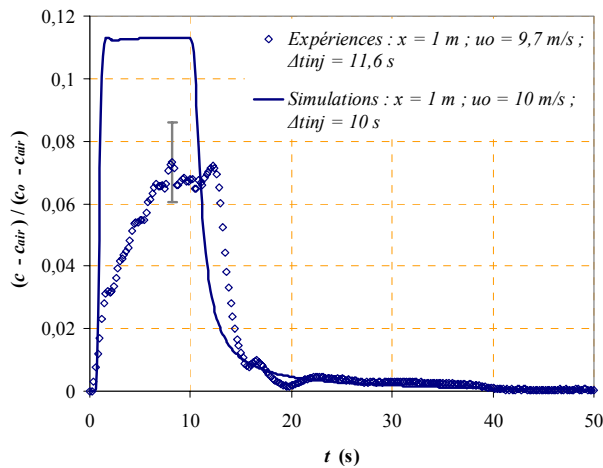
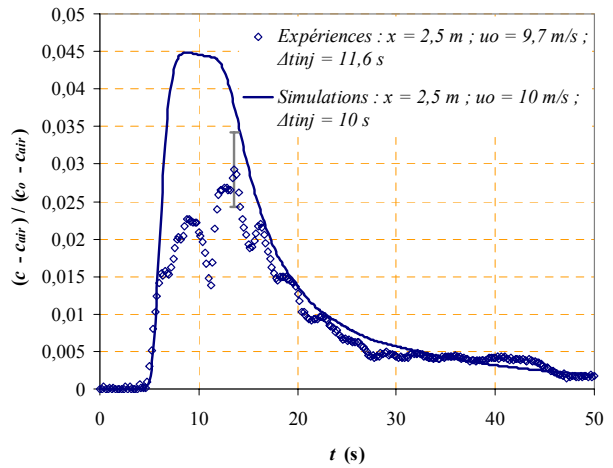


Figure 116 - Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium à 2,5 m de la source d'émission ($d_o = 2$ cm ; $u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

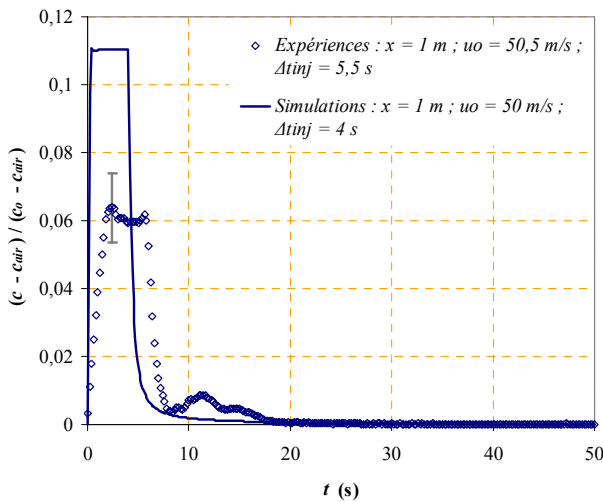


(a) sonde sur l'axe ($x = 1$ m)

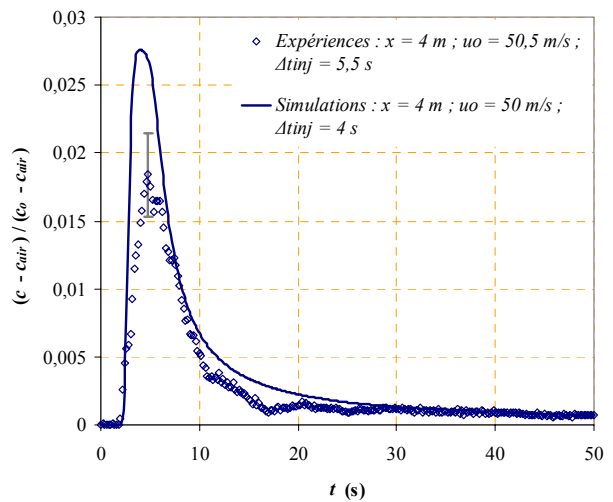


(b) sonde sur l'axe ($x = 2,5$ m)

Figure 117 - Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium pour différentes positions axiales des sondes de mesures ($d_o = 2$ cm ; $u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 10$ s)

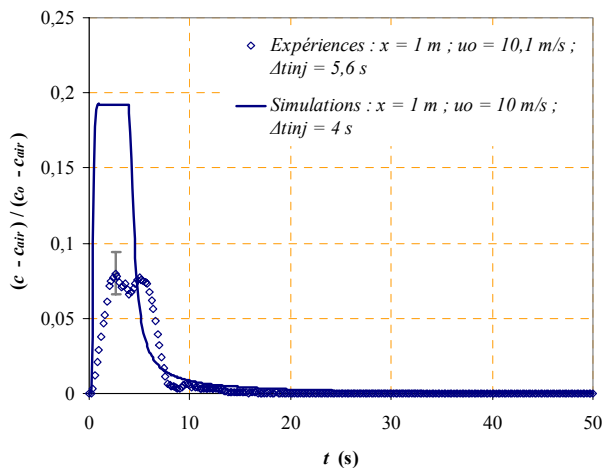


(a) sonde sur l'axe ($x = 1$ m)

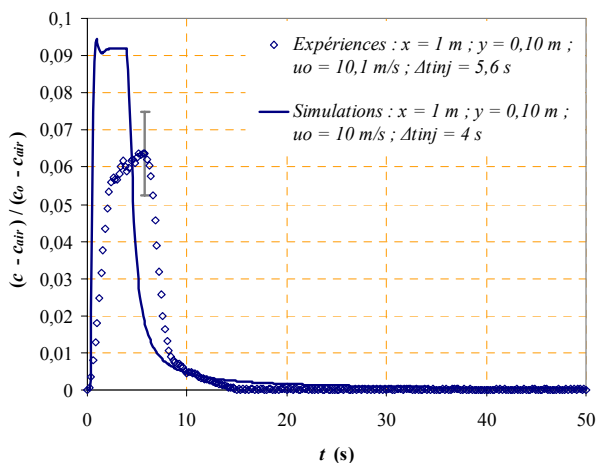


(b) sonde sur l'axe ($x = 2$ m)

Figure 118 - Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium pour différentes positions axiales des sondes de mesures ($d_o = 2$ cm ; $u_o \approx 50$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)



(a) sonde sur l'axe ($x = 1$ m)



(b) sonde latérale ($x = 1$ m ; $y = 10$ cm)

Figure 119 - Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium pour différentes positions des sondes de mesures ($d_o = 3$ cm ; $u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

IV.2.2. Cas de fuites transitoires provenant des fentes

Dans le cas de l'utilisation de fentes comme orifices, les résultats expérimentaux sont comparés à la fois avec les résultats des simulations 2D et ceux des simulations 3D (cf. Figure 120 et Figure 121). Là encore, les amplitudes de concentration sont toujours surestimées par le calcul.

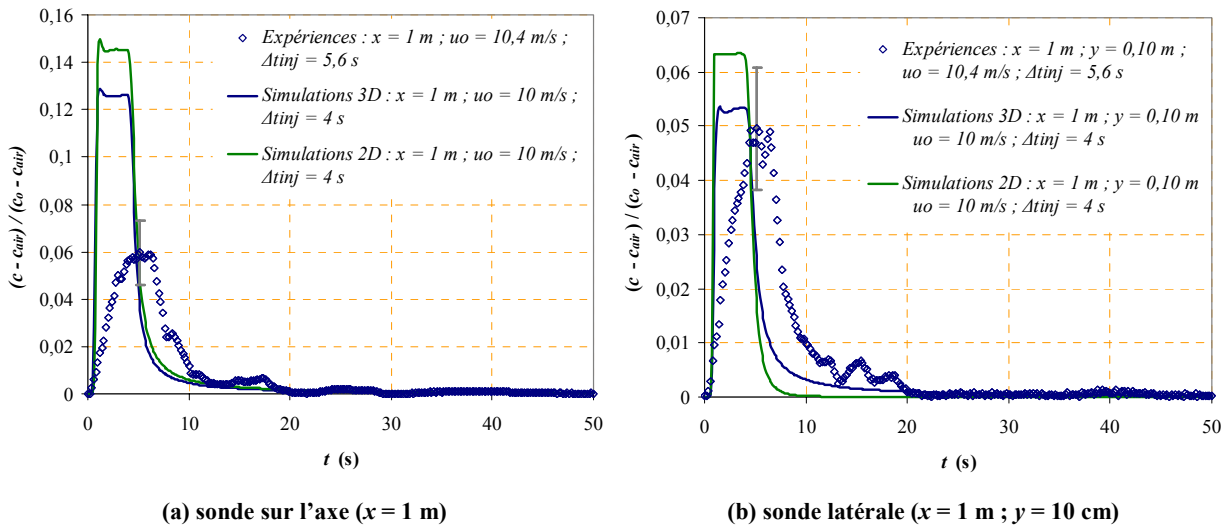


Figure 120 - Comparaisons expériences / simulations (2D et 3D) des évolutions temporelles de la concentration en hélium à $x = 1$ m de la source d'émission ($h = 3$ mm ; $u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

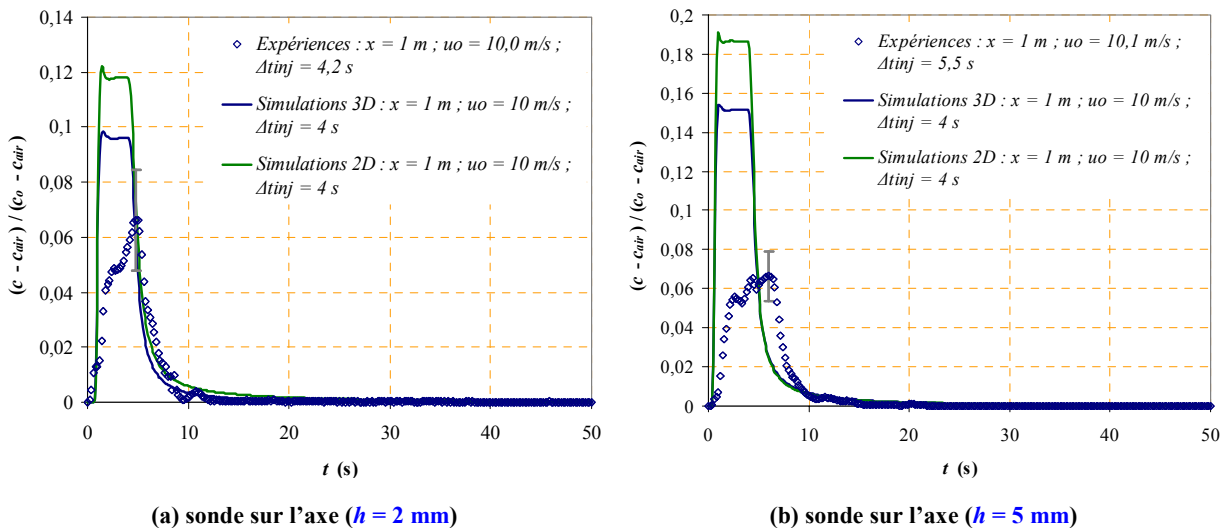


Figure 121 - Comparaisons expériences / simulations (2D et 3D) des évolutions temporelles de la concentration en hélium à $x = 1$ m de la source d'émission ($u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

Au vu de ces comparaisons et afin de comprendre l'origine des écarts importants et systématiques observés entre les résultats de l'expérience et ceux de la simulation, des fuites transitoires ont été réalisées non plus en sortie d'une plaque percée avec un orifice mais en

sortie d'une conduite circulaire longue et droite. En effet, au cours des simulations, le système d'injection (cf. Figure 41) n'est pas représenté dans sa totalité, seul l'orifice est considéré.

IV.3. Etude de l'influence du système d'injection utilisé

IV.3.1. Cas de fuites transitoires provenant d'une conduite

L'orifice utilisé est un tube droit de longueur 40 cm et de diamètre $d_o = 1,8$ cm. Les confrontations des résultats expérimentaux avec ceux des simulations sont alors nettement plus satisfaisantes que dans le cas de fuites transitoires issues de la plaque percée comme le montrent la Figure 122 et la Figure 123.

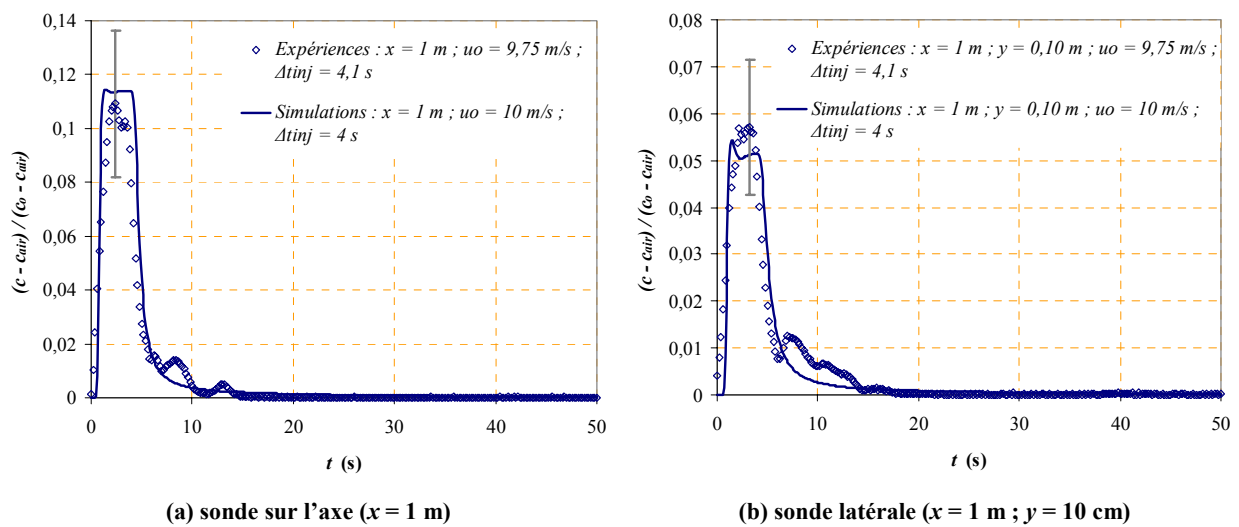


Figure 122 - Cas d'une fuite transitoire issue d'une conduite - Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium à 1 m de la source d'émission ($d_o = 1,8$ cm ; $u_o \approx 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

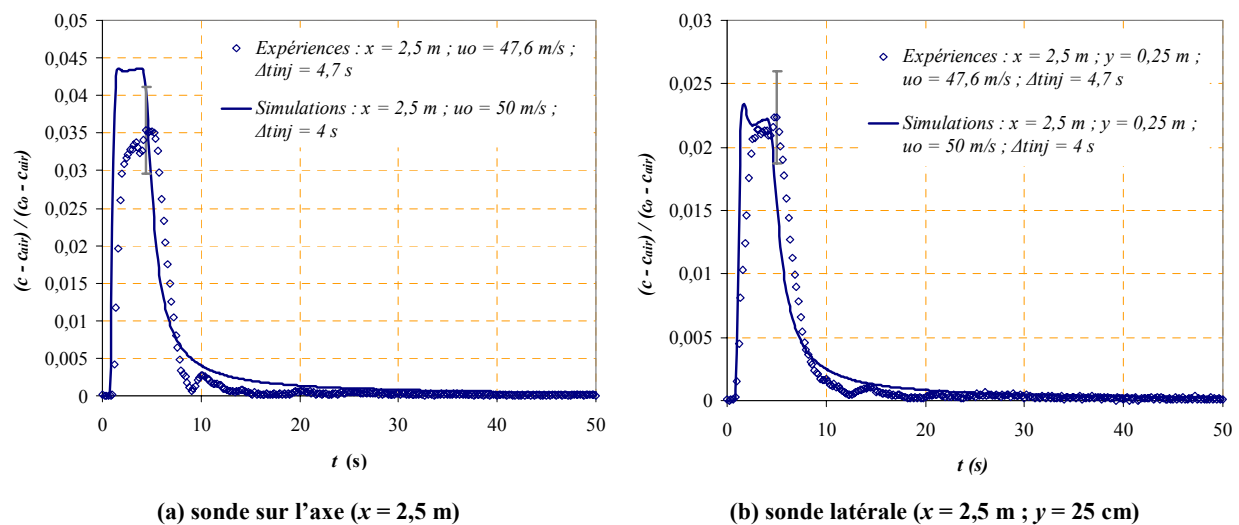


Figure 123 - Cas d'une fuite transitoire issue d'une conduite - Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium à 2,5 m de la source d'émission ($d_o = 1,8$ cm ; $u_o \approx 50$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s)

Ces résultats conduisent à conclure donc que les fuites transitoires produites à partir du système d'émission (cf. Figure 41) n'ont pas le même comportement que celles issues d'une conduite. Les écarts observés entre les résultats expérimentaux et ceux de simulation résident essentiellement dans les amplitudes des évolutions temporelles de concentration. Dans le cas des résultats de simulation, les maxima de concentration sont globalement supérieurs de 35 à 50 % à ceux observés expérimentalement. L'influence du système d'injection utilisé est donc très importante. Afin d'approfondir ce point, il est intéressant de savoir si ce même phénomène est observé, non plus dans le cas d'une fuite transitoire, mais dans le cas de la fuite continue. Le comportement d'un jet stationnaire issu d'une plaque percée et celui issu d'une conduite sont ainsi comparés.

IV.3.2. Réalisation expérimentale de jets stationnaires

Afin de vérifier les lois de comportement classiques des jets stationnaires (cf. Tableau 4), les premières expériences réalisées ont consisté à produire un jet continu en sortie de la conduite de diamètre $d_o = 1,8$ cm, puis en sortie de la plaque percée par un orifice circulaire de diamètre $d_o = 2$ cm. Les résultats sont ensuite comparés aux modèles classiques de la littérature.

Pour les mesures de vitesse moyenne du jet, la réalisation d'un jet continu est très simple : le sac permettant l'injection de mélange gazeux est déconnecté du montage expérimental (cf. Figure 40) et les mesures sont réalisées à l'aide d'un anémomètre à hélice. La vitesse initiale u_o du jet est mesurée au niveau de l'orifice du système d'injection.

Pour les mesures de concentration, la mise en œuvre expérimentale est très similaire à celle adoptée pour les fuites transitoires (cf. § III.2.2) : un sac contenant un mélange air / hélium de grand volume est utilisé de façon à ce que le jet émis dure suffisamment longtemps pour que le jet soit établi aux distances où sont réalisées les mesures (soit environ 20 s). La concentration en hélium au cours du temps est ensuite mesurée le long de l'axe de propagation du jet. Dès qu'un palier de concentration est atteint à une distance donnée de la source d'émission, le jet est alors considéré comme établi à cette position.

IV.3.2.1. Mesures de vitesses

La Figure 124 et la Figure 125 présentent des résultats de mesure de profils axiaux de vitesse moyenne d'un jet continu issu respectivement de la conduite et de la plaque percée, en comparaison avec le modèle classique (cf. Tableau 4). Dans le cas du jet continu issu de la conduite, ces mesures sont en bon accord avec les données de la littérature ; en revanche, dans le cas du jet continu issu de la plaque percée, la vitesse axiale moyenne décroît expérimentalement plus rapidement. D'autres mesures ont été réalisées avec une vitesse initiale différente (de l'ordre de 50 m/s) comme l'illustre la Figure 128. De la même façon, les vitesses mesurées sont inférieures aux vitesses fournies par les modèles classiques.

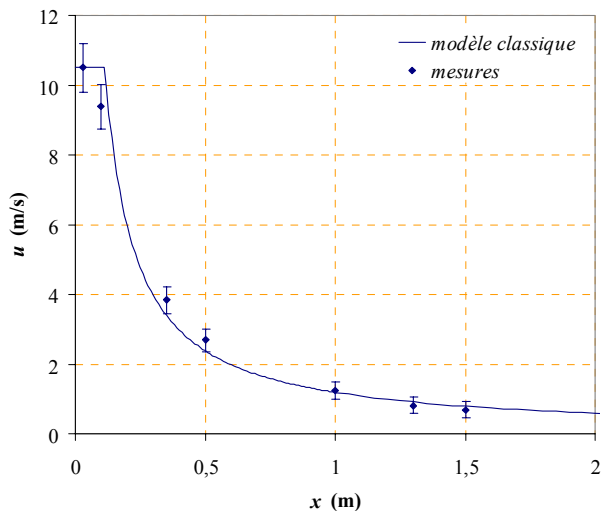


Figure 124 - Evolution axiale de la vitesse d'un jet continu en sortie de conduite ($u_o = 10,5$ m/s ; $d_o = 1,8$ cm)

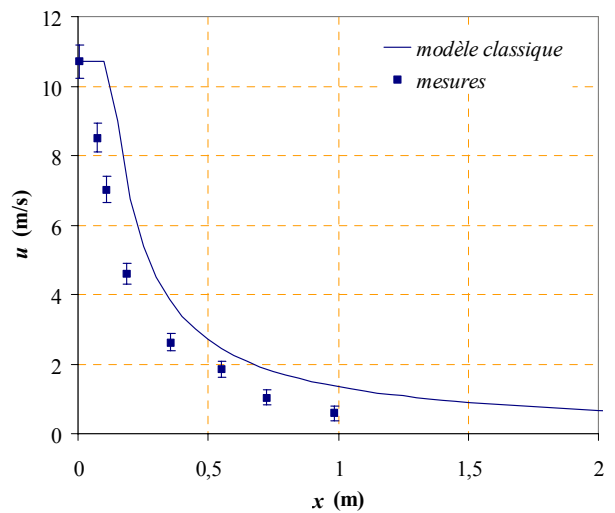


Figure 125 - Evolution axiale de la vitesse d'un jet continu en sortie de plaque percée ($u_o = 10,7$ m/s ; $d_o = 2$ cm)

Enfin, les mesures transversales de vitesse (cf. Figure 126, Figure 127 et Figure 129) ont permis également de mettre en évidence que le jet issu d'une plaque percée est plus "large" que celui issu d'une conduite.

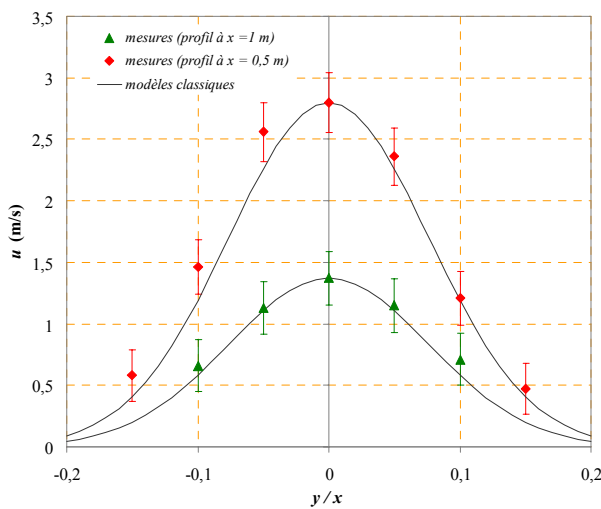


Figure 126 - Profil transversal de la vitesse d'un jet continu en sortie de conduite ($u_o = 10,5$ m/s ; $d_o = 1,8$ cm)

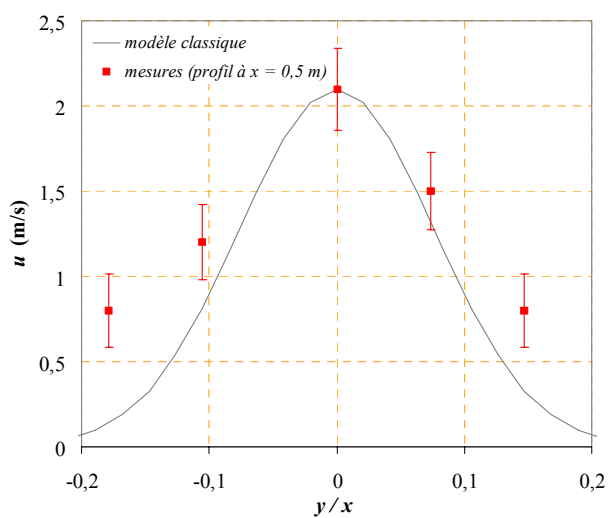


Figure 127 - Profil transversal de la vitesse d'un jet continu en sortie de plaque percée ($u_o = 10,7$ m/s ; $d_o = 2$ cm)

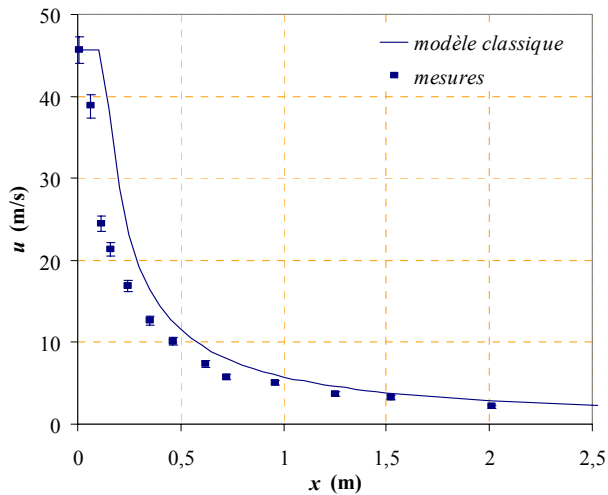


Figure 128 - Evolution axiale de la vitesse d'un jet continu en sortie de plaque percée ($u_o = 45,7 \text{ m/s}$; $d_o = 2 \text{ cm}$)

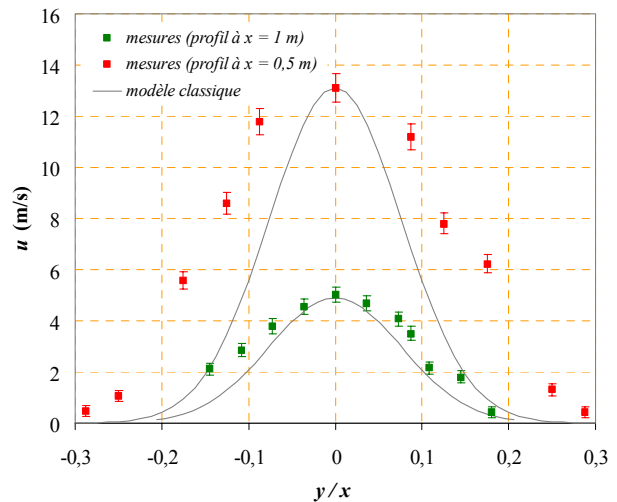


Figure 129 - Profil transversal de la vitesse d'un jet continu en sortie de plaque percée ($u_o = 45,7 \text{ m/s}$; $d_o = 2 \text{ cm}$)

IV.3.2.2. Mesures de concentration

Les profils de concentration de jets continus ont également été étudiés avec les deux types d'orifice. Les résultats sont présentés (cf. Figure 130 à Figure 133) et montrent, comme pour les profils de vitesses, que les profils de concentration diffèrent selon le type d'orifice utilisé.

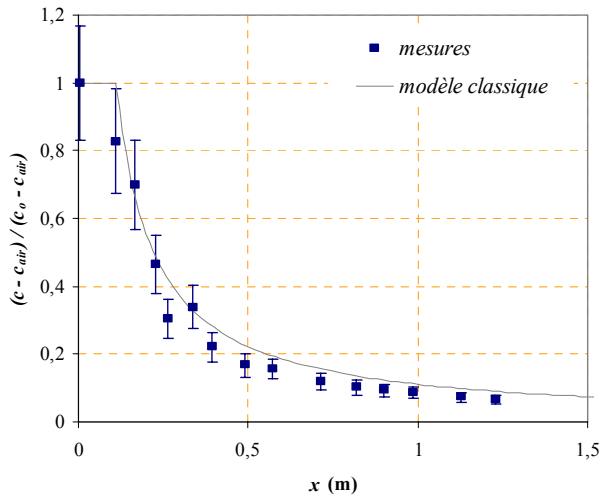


Figure 130 - Evolution axiale de la concentration d'un jet continu en sortie de conduite ($u_o = 10,2 \text{ m/s}$; $d_o = 1,8 \text{ cm}$)

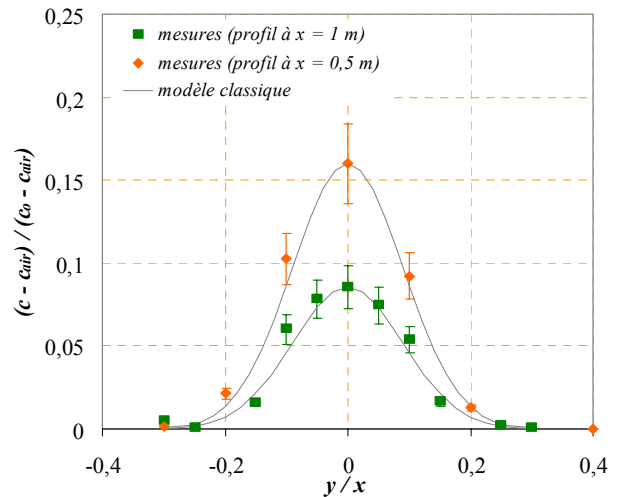


Figure 131 - Profils transversaux de concentration d'un jet continu en sortie de conduite ($u_o = 10,2 \text{ m/s}$; $d_o = 1,8 \text{ cm}$)

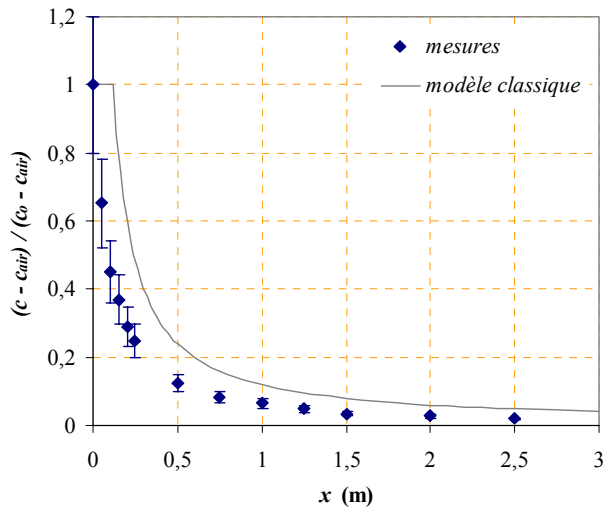


Figure 132 - Evolution axiale de la concentration d'un jet continu en sortie de plaque percée ($u_o = 10,7$ m/s ; $d_o = 2$ cm)

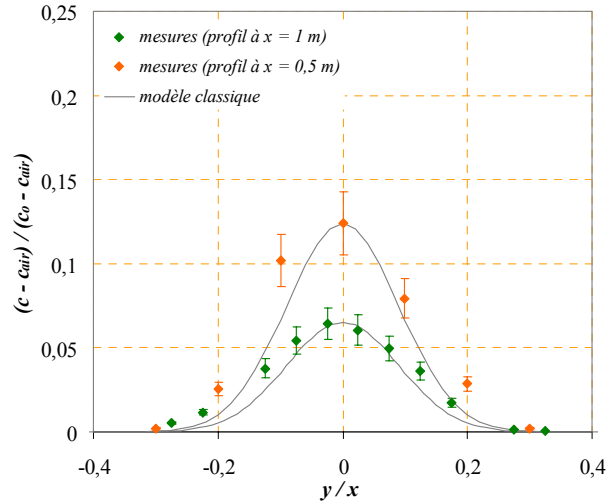


Figure 133 - Profils transversaux de concentration d'un jet continu en sortie de plaque percée ($u_o = 10,7$ m/s ; $d_o = 2$ cm)

Dans le cas de l'utilisation d'une conduite droite, les lois de comportement semblent vérifier celles de la littérature, alors que dans le cas de l'utilisation d'une plaque percée, le profil axial de concentration décroît plus rapidement et le profil transversal est plus large que le modèle. Le Tableau 49 permet de comparer les différentes allures des profils de concentration des jets continus réalisés.

Tableau 49 - Profils de concentration expérimentaux d'un jet continu ($u_o = 10,7$ m/s ; $d_o = 1,8$ cm)

	Modèle classique	Résultats expérimentaux (conduite : $d_o = 1,8$ cm)	Résultats expérimentaux (plaque percée : $d_o = 2$ cm)
Profil axial	$\frac{c_m}{c_o} = 6,17 \frac{d_o}{x}$	$\frac{c_m}{c_o} = 5,52 \frac{d_o}{x+0,004}$	$\frac{c_m}{c_o} = 3,78 \frac{d_o}{x+0,07}$
Profil transversal	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-62 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,106x$ $\theta_c^{50} = 6,1^\circ$ $\theta_c^{10} = 10,9^\circ$	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-55 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,112x$ $\theta_c^{50} = 6,4^\circ$ $\theta_c^{10} = 11,6^\circ$	$\frac{c}{c_m} = \exp\left(-36 \frac{y^2}{x^2}\right)$ $b_v = 0,139x$ $\theta_c^{50} = 7,9^\circ$ $\theta_c^{10} = 14,2^\circ$

L'analyse des écarts entre les profils de concentration montrent que le profil axial observé pour la plaque percée est environ 35 % plus faible que celui observé pour la conduite droite :

$$\frac{[c_m / c_o]_{\text{plaque percée}}}{[c_m / c_o]_{\text{conduite droite}}} = 0,68 \quad (\text{E - 73})$$

De même, dans le cas des profils transversaux, on observe que :

$$\frac{\ln[c_m / c_o]_{\text{plaque percée}}}{\ln[c_m / c_o]_{\text{conduite droite}}} = 0,65 \quad (\text{E - 74})$$

Il est alors très intéressant de constater que ces deux rapports sont très proches des écarts observés dans le cas des fuites transitoires entre les résultats de simulation et ceux issus de l'expérience.

Il faut noter par ailleurs que Xu et *al.* [75] ainsi que Quinn et *al.* [54] ont déjà observé et étudié des jets continus dont le comportement en termes de champ de vitesse diffère selon le type d'orifice utilisé. Ces auteurs n'utilisent pas des plaques percées mais des conduites contractées au niveau de l'orifice. Xu et *al.* ont notamment réalisé des essais expérimentaux mettant en évidence non seulement que la décroissance de la vitesse moyenne axiale d'un jet issu d'une conduite droite et longue est différente de celle d'un jet issu d'une conduite contractée, mais aussi que le jet est plus large dans le dernier cas (cf. Tableau 50).

Tableau 50 - Résultats expérimentaux de Xu et *al.* [75] pour un jet rond

	Conduite droite et longue	Conduite contractée
Loi de décroissance de la vitesse axiale	$\frac{u_m}{u_o} = 6,5 \frac{d_o}{x - 2,6 d_o}$	$\frac{u_m}{u_o} = 5,6 \frac{d_o}{x - 3,7 d_o}$
Demi-largeur du jet	$b_v = 0,086(x - x_o)$	$b_v = 0,095(x - x_o)$

Quinn et *al.* ont aussi mis en évidence une "accélération du jet" à une distance très proche de l'orifice (u_m / u_o atteint même 1,4 à une distance très proche de l'orifice).

Les observations expérimentales de ces différents auteurs montrent bien l'existence de l'influence de la forme de l'orifice sur les profils de vitesse. De la même façon, nos expérimentations montrent des écarts de comportement selon qu'est utilisée une conduite droite ou une plaque percée. L'orifice ayant une influence importante sur les profils longitudinaux et transversaux de vitesse et de concentration, il est intéressant de comprendre l'origine des écarts observés sur les profils selon le type d'orifice utilisé pour générer des jets continus ou des bouffées.

IV.3.3. Phénomène de contraction

Au travers des orifices des plaques se produit un phénomène de "contraction" de l'écoulement du jet [15], ce qui induit un rétrécissement du diamètre de l'orifice. Comme indiqué sur la Figure 134, la section de l'orifice à considérer n'est plus s mais σ .

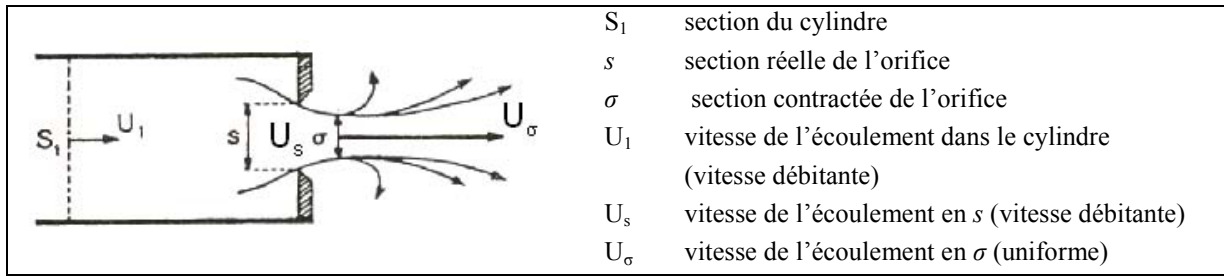


Figure 134 - Phénomène de contraction de jet

Il est possible d'estimer la différence de pression $\Delta P = p_1 - p_{atm}$ entre la section S_1 (pression p_1) et la section σ (pression extérieure p_{atm}) de façon théorique. De l'équation de Bernoulli, il découle la relation suivante :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho (U_\sigma^2 - \alpha_1 U_1^2) \quad (\text{E - 75})$$

soit

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho \left(\frac{1}{c_c^2 s^2} - \frac{\alpha_1}{S_1^2} \right) Q^2 \quad (\text{E - 76})$$

où ρ est la masse volumique de l'air, Q le débit volumique, c_c le coefficient de contraction et α_1 le coefficient d'énergie cinétique (proche de 1 en régime turbulent).

Le coefficient de contraction c_c est égal à :

$$c_c = \frac{\sigma}{s} \quad (\text{E - 77})$$

De même, il peut s'écrire de la façon suivante :

$$c_c = \frac{U_s}{U_\sigma} \quad (\text{E - 78})$$

Ce coefficient vaut environ 0,6 d'après Comolet [15] si $s \ll S_1$ et si le nombre de Reynolds est très grand mais sa valeur dépend bien souvent du rapport s / S_1 . En supposant que $s \ll S_1$ l'équation (E - 76) se simplifie et devient :

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho U_{\sigma}^2 \quad (\text{E - 79})$$

soit

$$\Delta P = \frac{1}{2} \rho \frac{U_s^2}{0,36} \quad (\text{E - 80})$$

Des essais expérimentaux ont permis de suivre l'évolution de la différence de pression ΔP en fonction de la vitesse initiale d'un jet rond stationnaire et ont mis en évidence ce phénomène de contraction. Les valeurs de U_s (vitesse débitante) sont estimées à partir des mesures réalisées à l'aide d'un débitmètre volumique (mesures en amont du système d'injection). Les valeurs U_{σ} ont été mesurées à 1 cm de l'orifice à l'aide d'un anémomètre à hélice. Dans le cas d'un orifice circulaire de 2 cm, le coefficient de contraction déterminé est de 0,65 (cf. Figure 135). Seules les incertitudes sur les valeurs de vitesse apparaissent sur la figure car celles sur les mesures de ΔP sont très faibles ($\approx 1\%$).

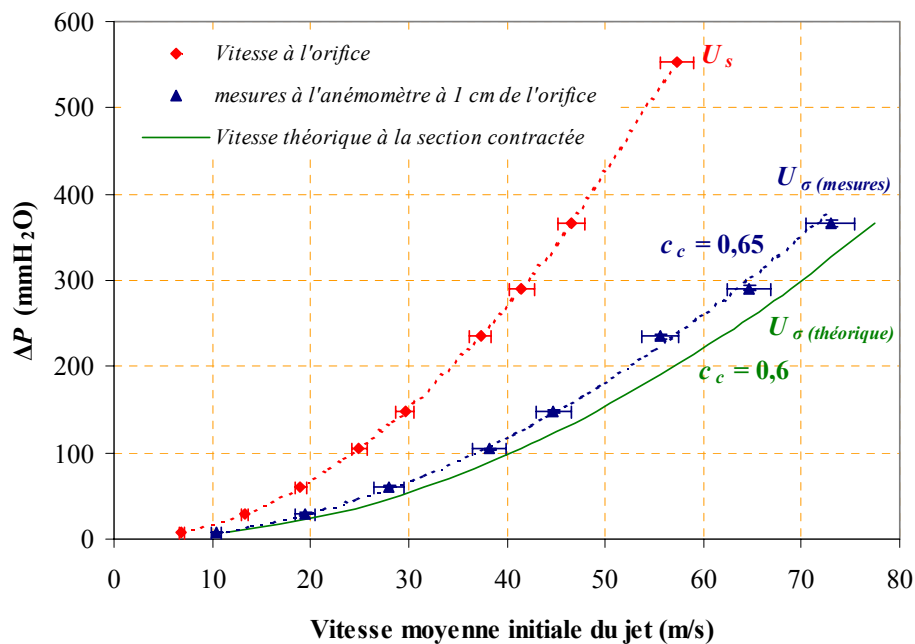


Figure 135 - Mesures de l'évolution de la ΔP en fonction de la vitesse pour un orifice de 2 cm de diamètre

Il est alors très intéressant de noter qu'un rapport d'environ 0,65 a déjà été observé précédemment dans le cadre de la comparaison entre les profils de concentration de jets continus issus d'un orifice circulaire d'une conduite droite ou d'une plaque percée (cf. Tableau 49).

Cependant, ni les données bibliographiques ni les expériences réalisées ne permettent de déterminer la distance exacte où se produit ce phénomène de contraction (lieu de la section σ), par rapport à la source d'émission du jet. Une simulation numérique de jet stationnaire a alors été menée pour vérifier si le code Flovent peut ou non prévoir ce phénomène de contraction.

A titre d'illustration, la Figure 136 présente le champ de vitesse obtenu ; le cylindre métallique est représenté sur le coin inférieur gauche de la figure.

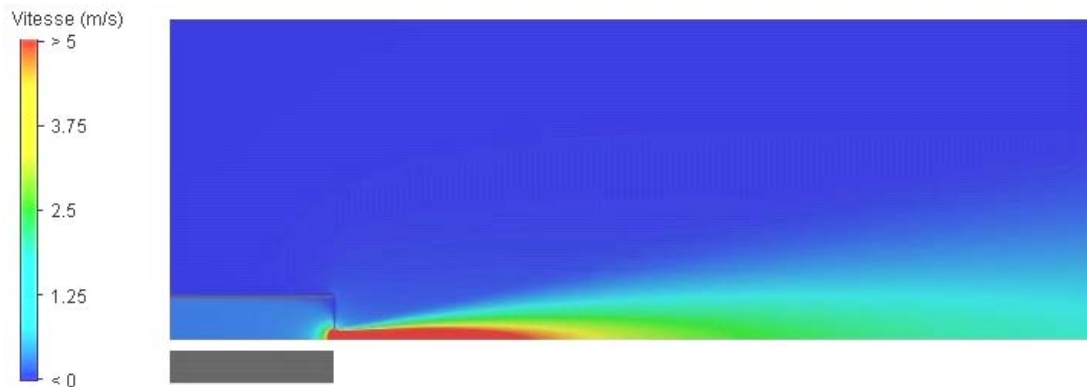


Figure 136 - Champ de vitesse (m/s) d'un jet rond stationnaire issu d'un orifice percé dans une plaque (simulation sous Flovent) ($u_o = 10$ m/s ; $d_o = 2$ cm)

La Figure 137 montre que le code Flovent prévoit bien une accélération de l'écoulement du jet dans une zone très proche de l'orifice. Elle a lieu à une distance de 1,5 cm de l'orifice.

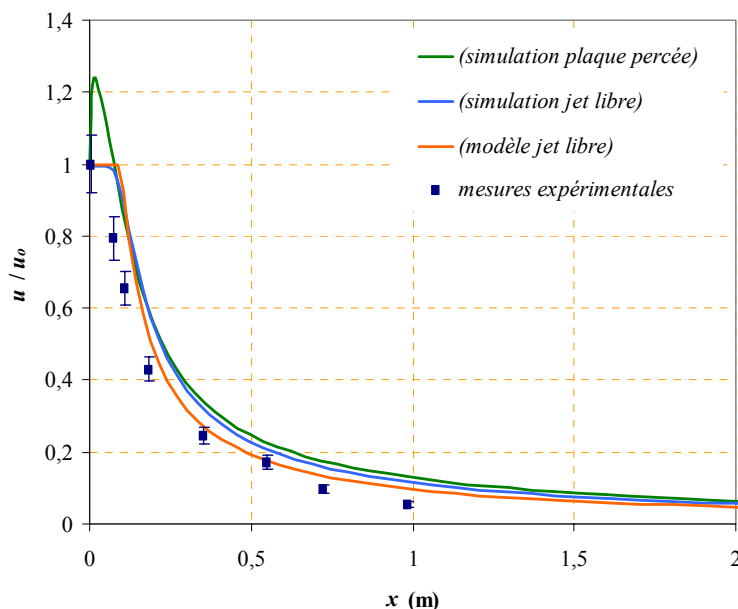


Figure 137 - Comparaison de l'évolution de la vitesse axiale d'un jet rond stationnaire entre les résultats de calculs menés avec Flovent et le modèle classique

Cependant, la vitesse moyenne selon l'axe du jet atteint une valeur maximale de 12,4 m/s et le coefficient de contraction vaut alors 0,8 contre 0,6 dans la littérature ou 0,65 dans nos expériences. Par ailleurs, à partir de l'abscisse $x = 10$ cm, il n'existe quasiment aucun écart entre les évolutions de la vitesse axiale déterminées par la simulation, et ce, contrairement aux mesures expérimentales (cf. Figure 124 et Figure 125).

D'après les résultats de simulation, le phénomène de contraction aurait également un effet sur le profil de concentration comme l'indique la Figure 138. Les écarts entre les deux évolutions axiales de la concentration obtenues par la simulation sont de l'ordre de 20 % jusqu'à 1 m de l'orifice, ce qui semble correspondre au coefficient de contraction issu de l'analyse précédente du profil de vitesse (0,8). Néanmoins, ces écarts demeurent nettement moins importants que ceux observés expérimentalement (écarts de 35 à 50 % dans l'ensemble, et un coefficient de contraction de 0,65 pour un diamètre d'orifice de 2 cm).

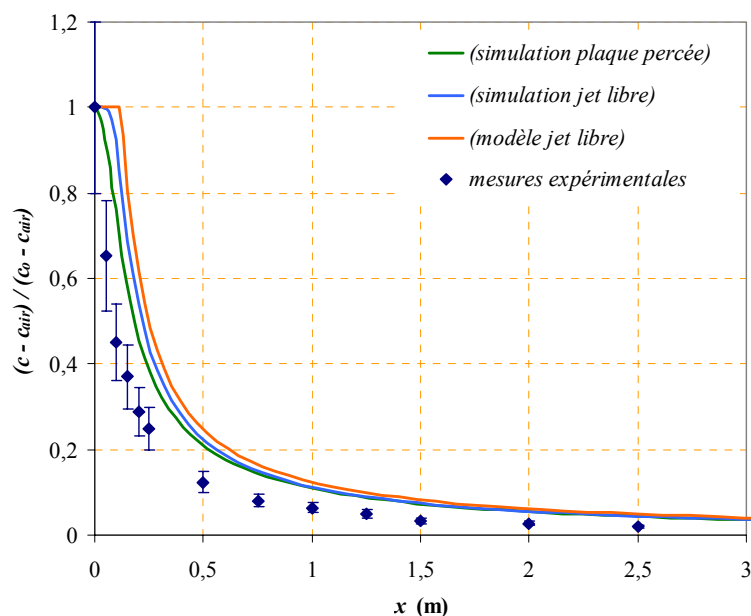


Figure 138 - Comparaison de l'évolution de la concentration axiale d'un jet rond stationnaire entre les résultats de calculs menés avec Flovent et le modèle classique

De plus, puisque les écarts diminuent en fonction de x et semblent même devenir nuls à partir de $x = 1$ m, il est difficile de conclure sur la détermination de ce coefficient de façon précise. Cette étude n'en demeure pas moins importante car le dispositif choisi (cf. Figure 41) est plus représentatif d'un cas réel de fuite que l'utilisation d'un simple tube. Malheureusement, les simulations numériques de jet stationnaire avec ce dispositif sont assez longues et limitées : pour une vitesse initiale de jet $u_0 > 20$ m/s, les calculs ne convergent pas.

De plus, l'utilisation du modèle $k-\epsilon$ dans ce cas (le seul proposé par Flovent) peut ne pas être adapté (notamment à cause de l'impaction de l'écoulement sur la plaque percée). La réalisation de simulations de fuites transitoires avec ce système, dans le but de comparer ensuite les résultats avec ceux des essais expérimentaux, est donc difficile.

En conclusion, le phénomène de contraction semble avoir un effet non-négligeable au cours de nos essais expérimentaux de fuites transitoires et semble affecter les comparaisons avec nos simulations numériques. Les confrontations précédemment présentées devraient ainsi être systématiquement corrigées de façon à prendre en compte ce phénomène ; ceci n'a été fait que pour un orifice circulaire de 2 cm de diamètre. Il serait nécessaire en toute rigueur de caractériser chaque orifice, notamment de vérifier si le phénomène de contraction se produit pour tous les diamètres utilisés et s'il existe également pour les fentes, à l'aide de moyens métrologiques plus adaptés.

IV.4. Confrontations des résultats après prise en compte du phénomène de contraction

Dans le cas de l'orifice circulaire de la plaque percée ($d_o = 2$ cm) le coefficient de contraction a été précédemment déterminé ($c_c = 0,65$). Si l'on applique ce coefficient aux résultats de la simulation, les confrontations s'en trouvent alors nettement améliorées (cf. Figure 139 à Figure 141).

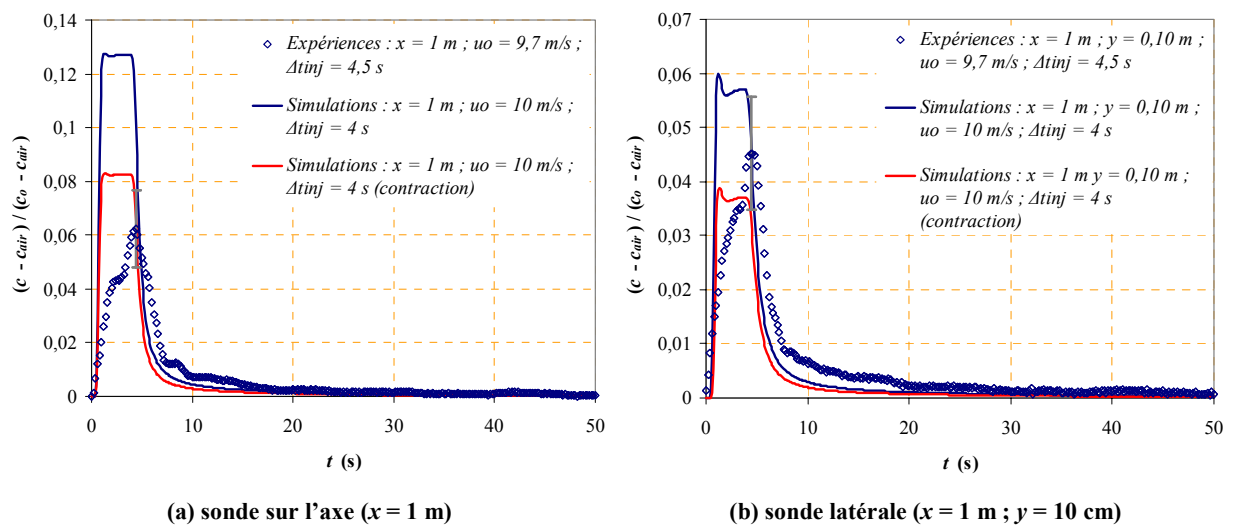


Figure 139 – Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium à 1 m de la source d'émission ($d_o = 2$ cm ; $u_0 = 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} \approx 4$ s) - Prise en compte du phénomène de contraction

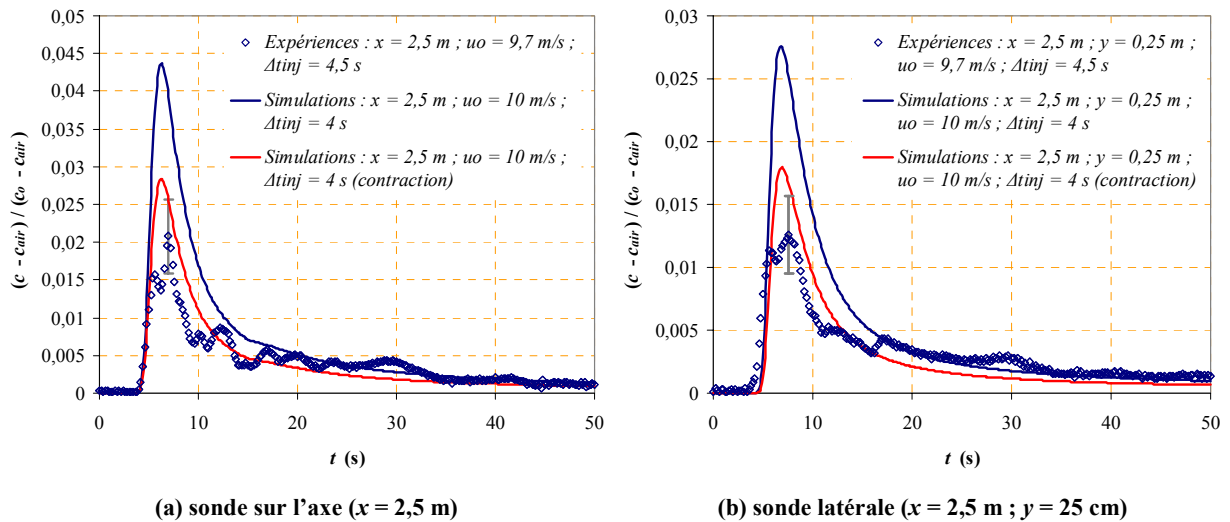


Figure 140 – Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium à 2,5 m de la source d'émission ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_0 = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{\text{inj}} \approx 4 \text{ s}$) - Prise en compte du phénomène de contraction

Le phénomène de contraction n'a pas été étudié de façon approfondie sur les autres orifices circulaires et les fentes, chaque cas étant spécifique et exigeant une étude appropriée, et c'est pourquoi seules les corrections apportées au cas du diamètre $d_o = 2 \text{ cm}$ sont présentées.

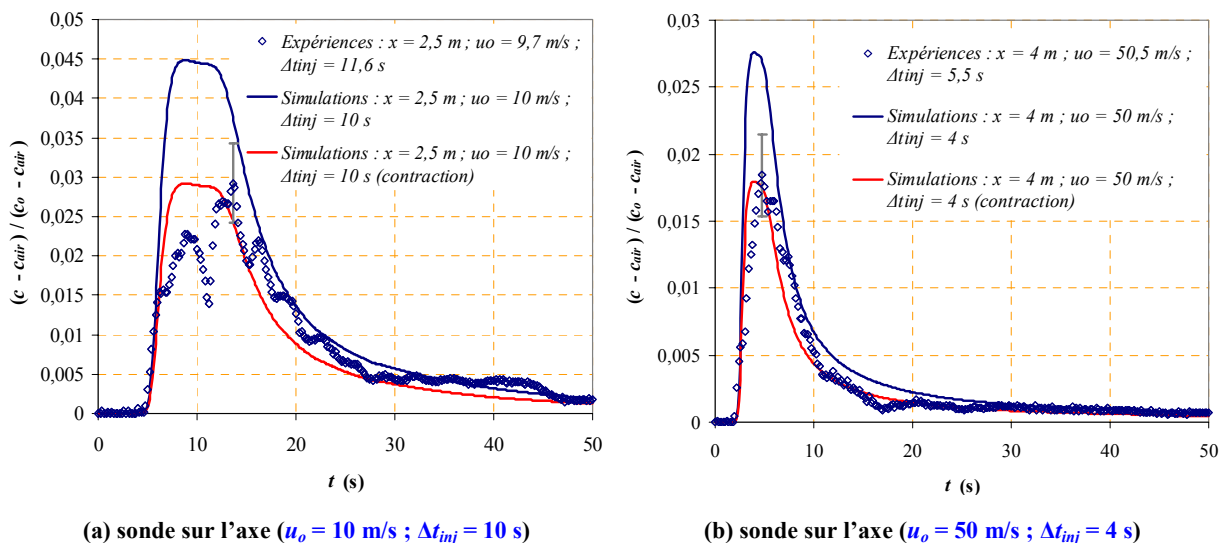


Figure 141 - Comparaisons expériences / simulations des évolutions temporelles de la concentration en hélium pour différentes positions axiales des sondes de mesures ($d_o = 2 \text{ cm}$) - Prise en compte du phénomène de contraction

En conclusion, les comparaisons entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulation ont permis de mettre en évidence le phénomène de contraction à l'orifice qui pourrait se produire à la brèche d'une fuite. Le fait de négliger ce phénomène induirait notamment une surévaluation de la concentration en contaminant à une position donnée en aval de la fuite. Par ailleurs, les expériences de fuites transitoires comme celles de fuites continues au travers de plaques percées ont permis de mettre en évidence que la dispersion

latérale d'un contaminant gazeux est plus importante que celle que peuvent prévoir les modèles de la littérature (relatifs à des jets issus de conduite).

L'origine des écarts observés entre les résultats expérimentaux et ceux des simulations numériques s'expliquant entre autres par les effets de contraction, les résultats des simulations de fuite transitoire peuvent à présent être exploités dans le but de développer un modèle permettant de décrire l'évolution spatio-temporelle de la concentration d'un contaminant gazeux en champ proche d'une source d'émission.

IV.5. Modélisation de la dispersion d'un contaminant gazeux dans le cas de fuites transitoires : élaboration de corrélations

IV.5.1. Problématique et démarche adoptée

Tout le travail de modélisation consiste à mettre en place des corrélations semi-empiriques permettant de décrire la dispersion d'un contaminant gazeux. Dans un premier temps, cette modélisation ne tient pas compte des effets de densité, qui sont abordés dans le chapitre suivant. Le modèle recherché doit s'écrire en fonction des différents paramètres d'étude sous la forme générale suivante :

$$c / c_o = f(x, y, z, t, d_o \text{ ou } h, u_o, \Delta t_{inj}) \quad (\text{E - 81})$$

où c est la concentration en contaminant, c_o la concentration initiale en contaminant, x, y, z les coordonnées spatiales, t le temps, d_o le diamètre de l'orifice circulaire (ou h la hauteur de la fente), u_o la vitesse initiale de la fuite et Δt_{inj} la durée de l'émission.

La Figure 142 montre qu'en un point fixé de la zone de propagation de la fuite, la concentration en contaminant croît à partir d'un temps de transfert t_{tr} , jusqu'à une valeur maximale c_{max}/c_o atteinte au temps t_{max} , puis décroît par suite de l'arrêt de l'émission de la fuite.

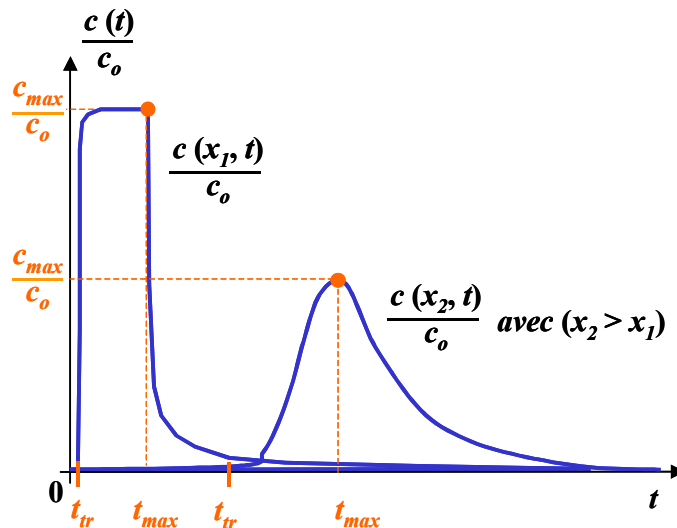


Figure 142 - Evolution temporelle de la concentration en contaminant, à deux positions sur l'axe

La recherche du modèle de dispersion a été entreprise de deux manières. Afin de mieux comprendre l'influence de chacun des paramètres précédemment cités (diamètre de l'orifice, vitesse initiale, ...) sur l'évolution temporelle de la concentration, il peut être intéressant d'utiliser dans un premier temps les plans d'expériences. Ces derniers ont été utilisés préférentiellement pour l'analyse des simulations de fuites transitoires plutôt que pour celle des expériences car, d'une part certaines expériences ne sont pas réalisables (c'est notamment le cas des faibles volumes de mélange air / hélium émis, c'est-à-dire le cas de faibles durées d'émission, de faibles vitesses initiales ou de l'utilisation d'orifices de faible section, cf. Chapitre III), d'autre part les simulations numériques ne nécessitent pas de répétitions. Dans un second temps, la recherche du modèle a été basée sur une approche plus physique. Ainsi, vont être successivement étudiés le principe de la distribution des temps de séjour, puis un examen du comportement physique d'un jet transitoire associé à une adaptation des lois issues de la théorie des jets.

IV.5.2. Apport des plans d'expériences

IV.5.2.1. Présentation

Les plans d'expériences servent avant tout à optimiser l'organisation d'essais pour obtenir le maximum d'informations avec le minimum de simulations. L'analyse statistique des résultats de ces plans permet ensuite d'aider à trouver un modèle de dispersion de contamination. En l'absence de toute information sur la fonction mathématique qui permet de décrire l'évolution de la concentration en aérocontaminant, le modèle accessible par les plans d'expériences est de type polynomial :

$$\frac{c}{c_o} = a_0 + \sum a_i x_i + \sum a_{ij} x_i x_j + \sum a_{ii} x_i^2 + \dots \quad (\text{E - 82})$$

où les x_i sont les différents paramètres de l'étude (vitesse initiale de la fuite, ouverture de l'orifice, durée d'émission, coordonnées x, y, z, t) et les a_i les coefficients du modèle à déterminer par une régression.

Il est donc peu probable que ce modèle, dénué a priori de tout sens physique, soit retenu au cours de ce travail. Néanmoins, il permet de déterminer les influences des différents paramètres étudiés sur l'évolution spatio-temporelle de la concentration en aérocontaminant. Cette utilisation des plans d'expériences, plus qualitative que quantitative, garde donc tout son intérêt.

IV.5.2.2. Choix d'un plan

Cette étude, à l'aide des plans d'expériences, a été limitée à celle des fuites transitoires issues d'une fente car elle permettait de simuler des jets plans en 2D et donc de réduire le temps de calcul. Il existe de nombreux plans d'expériences adaptés à des cas variés. Le plan choisi dans le cadre de cette problématique est un plan hybride. Les plans hybrides permettent d'identifier des modèles quadratiques ; ils sont d'une efficacité maximale en ce sens que le nombre d'essais est égal au nombre de coefficients à déterminer [53]. Par ailleurs, comme seules les influences des paramètres sont recherchées et non pas un modèle polynomial ayant une très grande précision, le plan hybride est suffisant pour une première analyse.

Le plan choisi est un plan dit 10.3 p qui permet, à l'aide de 10 essais, d'étudier les influences des trois paramètres suivants :

- vitesse initiale u_o de la fuite : $2 \text{ m/s} < u_o < 50 \text{ m/s}$;
- hauteur h de l'orifice : $1 \text{ mm} < h < 20 \text{ mm}$;
- durée d'émission de la fuite Δt_{inj} : $1 \text{ s} < \Delta t_{inj} < 10 \text{ s}$.

Ce plan a été réalisé à l'aide du logiciel *Lumière*¹⁰. Les essais de simulation effectués sont indiqués sur le Tableau 51.

¹⁰ Tutorial Lumière : logiciel de calcul et d'analyse statistique, société SIER, 95210 Saint-Gratien (2003).

Tableau 51 - Essais de simulation de fuites transitoires issues d'une fente 2D pour le plan hydride 10.3p

	Variables réelles			Variables codées		
	u_o (m/s)	Δt_{inj} (s)	h (mm)	u_o	Δt_{inj}	h
essai 1	5,55	1,67	14,41	- 1	- 1	0,6386
essai 2	46,45	1,67	14,41	1	- 1	0,6386
essai 3	5,55	9,33	14,41	- 1	1	0,6386
essai 4	46,45	9,33	14,41	1	1	0,6386
essai 5	2	5,5	1	- 1,1736	0	- 0,9273
essai 6	50	5,5	1	1,1736	0	- 0,9273
essai 7	26	1	1	0	- 1,1736	- 0,9273
essai 8	26	10	1	0	1,1736	- 0,9273
essai 9	26	5.5	20	0	0	1,2906
essai 10	26	5.5	7,78	0	0	- 0,1360

Le modèle auquel l'analyse de ce plan permet d'accéder est donc de type :

$$Y = a_0 + a_1 h + a_2 u_o + a_3 \Delta t_{inj} + a_{12} u_o h + a_{23} u_o \Delta t_{inj} + a_{13} h \Delta t_{inj} + a_{11} h^2 + a_{22} u_o^2 + a_{33} \Delta t_{inj}^2 \quad (\text{E} - 83)$$

⏟
⏟
⏟
⏟

effet constant
effets principaux
effets d'interaction
effets quadratiques

où Y est la réponse étudiée (qui peut être les maxima de concentration c_{max} le long de l'axe de propagation de la bouffée, les temps d'atteinte t_{max} de ces maxima, les temps de transfert t_{tr} ou encore les coefficients de transfert impulsionnel K).

IV.5.2.3. Analyse des résultats et discussions

Dans le cas de l'étude des maxima de concentration c_{max} / c_o , une première analyse des seuls effets principaux montre que la hauteur h est le premier facteur responsable de leur évolution. Jusqu'à une distance x à la source d'émission environ égale à 2 m, l'influence des autres facteurs n'est pas significative. Au-delà de 2 m, les autres paramètres ont une influence non-négligeable mais l'effet de la hauteur h de la fente reste prédominant (cf. Figure 143).

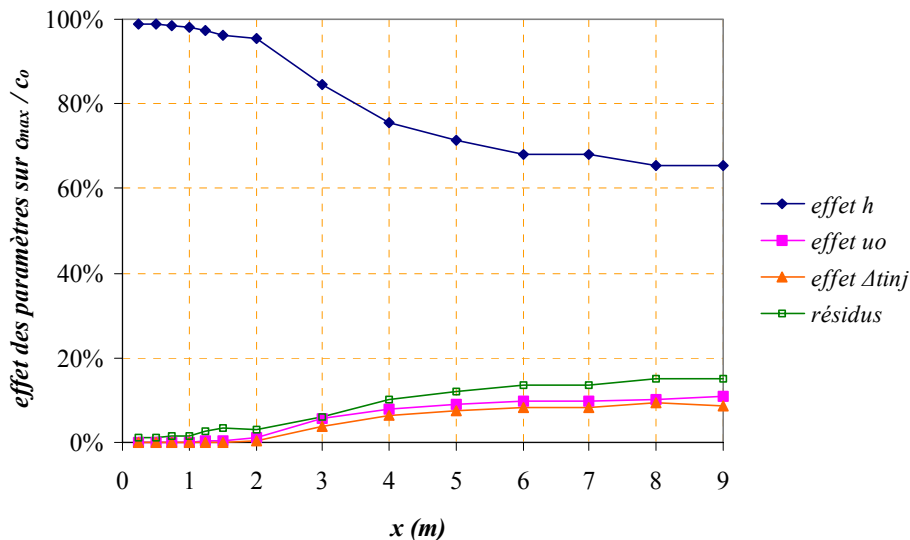


Figure 143 - Influence des paramètres sur les maxima des évolutions temporelles de la concentration dans le cas de fuites transitoires issues de fentes

L'interprétation des résultats montre donc que plus h est élevée, plus les c_{max} sont grands. Par ailleurs, l'augmentation de la valeur des résidus laisse entrevoir une contribution d'effets d'interaction ou quadratiques. Une analyse plus fine montre effectivement que l'effet du produit $u_0 \times \Delta t_{inj}$ peut contribuer jusqu'à 8 % à l'évolution des maxima de concentration.

De même, il peut être déduit de l'analyse des autres résultats de ce plan d'expériences que :

- pour les temps d'atteinte t_{max} correspondant aux c_{max} : ils dépendent de u_0 , h et de Δt_{inj} . Plus ces paramètres sont élevés, plus les t_{max} sont petits. Les contributions des effets d'interactions et quadratiques sont difficiles à interpréter ;
- pour les temps de transfert t_{tr} : ils se comportent de façon tout à fait similaire aux t_{max} ;
- pour les coefficients de transfert impulsionnel K : ils dépendent également de tous les paramètres et, comme pour t_{max} et t_{tr} , plus u_0 , h et Δt_{inj} sont élevés, plus les valeurs de K sont faibles.

En conclusion, les plans d'expériences ont permis surtout d'avoir une première approche de l'importance de l'influence des paramètres initiaux des fuites transitoires. La démarche adoptée par la suite consiste à déterminer un modèle de dispersion d'un contaminant gazeux par une étude paramétrique plus classique des résultats de simulation.

IV.5.3. Modèle inspiré des DTS

Afin d'orienter la recherche d'un modèle adimensionnel sous la forme d'une unique corrélation, dans un premier temps la loi de Distribution des Temps de Séjour (DTS) a constitué une piste à explorer. Il s'agit d'une notion très courante en génie des réacteurs [73]. Les réacteurs idéaux sont décrits par deux types d'écoulement simples : l'écoulement piston et

l'écoulement en mélange parfait (RAC) dont les temps de séjour des molécules qui les traversent sont facilement déterminés par des lois simples. Dans un réacteur réel tout comme dans un local, les molécules séjournent dans le volume du réacteur avec des temps de séjour différents les uns des autres et qui dépendent du profil hydrodynamique et de la géométrie du volume considéré. On définit alors une distribution des temps de séjour (DTS) qui est caractéristique de l'écoulement dans le réacteur, ou, dans ce cas, dans le local et plus particulièrement dans le champ proche d'une émission gazeuse. La DTS $E(t)$ est alors définie telle que $E(t).dt$ est la fraction du débit de sortie contenant des molécules d'âge compris entre les temps t et $t + dt$.

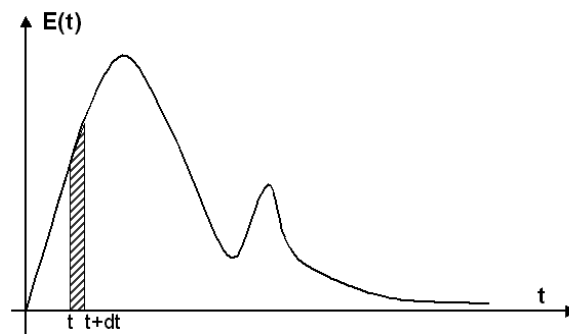


Figure 144 - Exemple d'allure d'une DTS

Les modèles de DTS les plus courants sont le modèle des RAC en série et celui de piston-dispersion. La loi de DTS, pour un écoulement piston-dispersion, présente de nombreux points communs avec les résultats des simulations de fuites transitoires, à savoir :

- l'évolution des courbes d'allure gaussienne ("en cloche") avec formation d'une traînée,
- l'évolution similaire des maxima,
- l'existence d'un temps de transfert.

L'expression générale de cette loi s'écrit de la façon suivante :

$$E(t) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{Pe}{\pi \tau t}} \exp\left[-\frac{Pe(\tau - t)^2}{4 \tau t}\right] \quad (\text{E - 84})$$

où τ est un temps caractéristique défini comme le rapport de la longueur du piston sur la vitesse du fluide et Pe le nombre adimensionnel de Péclet [73]. Les courbes de DTS dépendent essentiellement de ce facteur comme le montre la Figure 145.

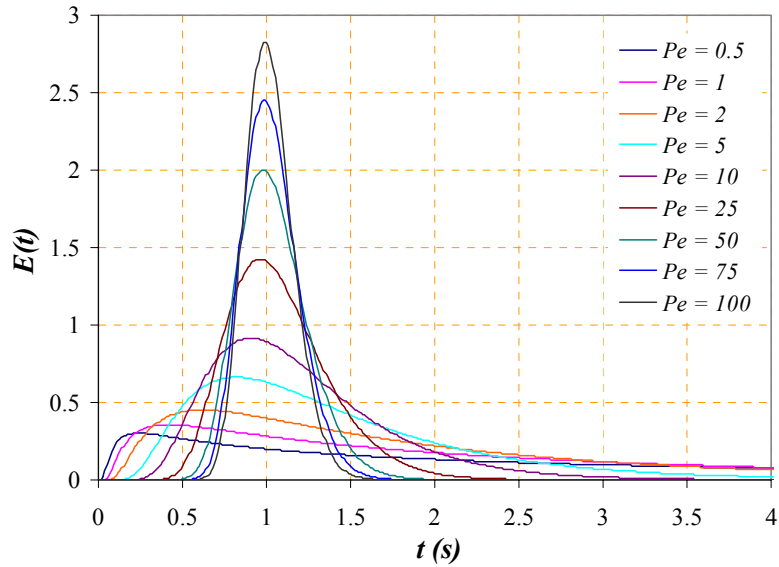


Figure 145 - Courbes de DTS - Modèle piston / dispersion

La recherche de corrélations décrivant l'évolution de $c(x, y, z, t)$ sous cette forme ne s'est malheureusement pas avérée satisfaisante (cf. Figure 146). Il est en effet difficile de relier les paramètres de l'équation (E - 84) aux paramètres initiaux de la fuite (u_o, d_o ou $h, \Delta t_{inj} \dots$) et aux coordonnées spatio-temporelles (x, y, z, t) . Par ailleurs, l'équation (E - 84) ne permet de décrire que les courbes d'évolution temporelle de la concentration "en cloche" : celles qui présentent des paliers sont alors plus difficiles à modéliser.

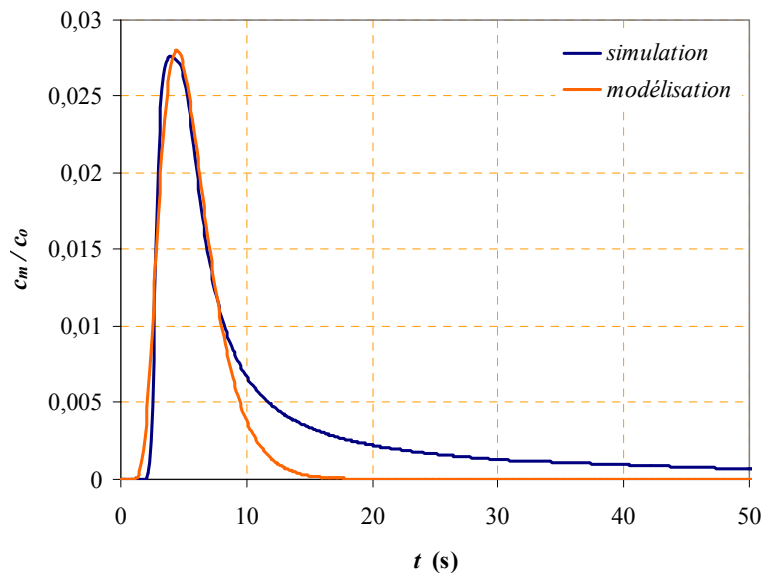


Figure 146 - Essai de modélisation d'une évolution de la concentration : cas d'une fuite transitoire ronde à $x = 4$ m sur l'axe de propagation : $u_o = 50$ m/s ; $d_o = 2$ cm ; $\Delta t_{inj} = 4$ s

IV.5.4. Modèle à deux équations

La recherche d'une seule et unique équation permettant de décrire l'évolution spatio-temporelle de la concentration d'un contaminant gazeux s'est avérée infructueuse ; la difficulté de cette représentation conduit alors à chercher à décrire $c(x, y, z, t)$ par plusieurs corrélations semi-empiriques [26].

Par la suite, le présent travail de modélisation porte essentiellement sur le cas de fuites transitoires provenant d'orifices 2D : les fentes 2D et les orifices circulaires. Les simulations 3D des fuites transitoires provenant de fentes n'ont pas été exploitées ici, car les résultats des simulations 3D sont proches des résultats de simulation 2D (cf. IV.2.2).

Le Tableau 52 récapitule l'ensemble des simulations de fuites transitoires réalisées. Dans le cas où l'orifice est une fente, les résultats de simulation, obtenus dans le cadre de la mise en œuvre des plans d'expériences, ont également été exploités pour la construction de modèles (cf. Tableau 51). De la même façon, les résultats de simulation ayant servi aux confrontations avec les résultats expérimentaux ont aussi été utilisés pour cette étude. Au total, 23 simulations avec des fentes et 19 avec des orifices circulaires ont été réalisées.

Tableau 52 - Récapitulatif des principales simulations de fuites transitoires réalisées sous Flovent

Etude	Fente			Orifice circulaire		
	h (mm)	u_o (m/s)	Δt_{inj} (s)	d_o (cm)	u_o (m/s)	Δt_{inj} (s)
Variation de la durée d'émission de la fuite	3	10	2	2	50	2
			4			4
			6			6
			8			8
			10			10
Variation de la vitesse initiale du jet	3	20	4	2	10	4
		30			20	
		40			30	
		50			40	
Variation de la hauteur de la fente	1	10	4	1	10	4
	2			2		
	4			4		
	5			5		

L'étude a été orientée vers une démarche consistant à décrire dans un premier temps les grandeurs évoquées au § III.2.3 : les maxima de concentration c_{max} , les temps d'atteinte t_{max} correspondant aux c_{max} et les temps de transfert t_{tr} en fonction des paramètres initiaux de la fuite (la concentration initiale en contaminant c_o , le diamètre d_o de l'orifice circulaire ou la hauteur h de la fente, la vitesse initiale de la fuite u_o , la durée de l'émission Δt_{inj}) et des coordonnées spatiales (x, y) .

Dans un deuxième temps, un modèle complet est recherché afin de décrire l'évolution spatio-temporelle de la concentration en aérocontaminant en fonction non-seulement des coordonnées spatio-temporelles (x, y, t) mais aussi des grandeurs précédentes.

Initialement, seules les évolutions de $c(x, y, t)$ sur l'axe de propagation de la fuite ont été examinées par mesure de simplicité. L'étude transversale est traitée en dernier lieu.

A noter que des logiciels commerciaux de calcul de régression ont été très utilisés au cours de ce travail (tableur *Excel*, *Table Curve 2D*).

IV.5.4.1. Etudes des grandeurs le long de l'axe de propagation de la fuite

- Etude des maxima de concentration c_{max}

L'analyse de l'évolution des c_{max} en fonction des différents paramètres initiaux des fuites transitoires montre que celle-ci se comporte de façon analogue à l'évolution de la concentration axiale d'un jet stationnaire (cf. § I.2.2) jusqu'à une distance critique x_c à partir de laquelle la décroissance de la concentration axiale est plus rapide (cf. Figure 147).

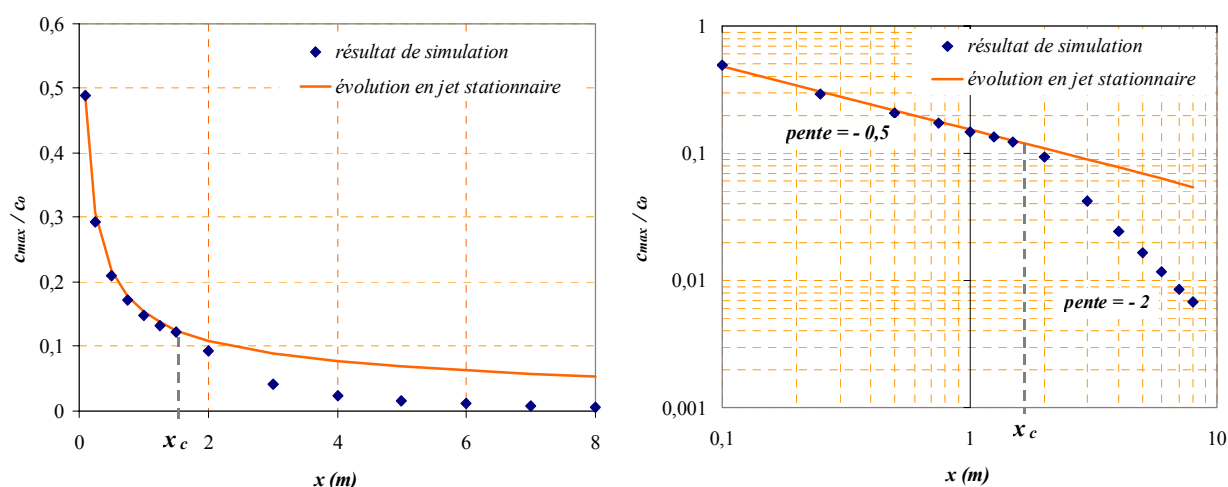


Figure 147 - Evolution des maxima de concentration le long de l'axe de propagation d'une fuite transitoire issue d'une fente ($h = 3$ mm ; $u_o = 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} = 2$ s)

Il est donc important de prendre en compte cette discontinuité dans la modélisation des c_{max} . Il faut bien comprendre que, en réalité, les fuites transitoires simulées peuvent se séparer en deux phénomènes physiques successifs : la formation du jet (ou jet transitoire), qui est la conséquence de l'émission gazeuse, puis la dilution et le déplacement de la bouffée après arrêt de l'émission (lorsque le contaminant gazeux arrive en x_c , il n'y a plus d'injection, donc plus d'inertie). La Figure 148 illustre de façon très schématique ces deux phénomènes successifs – jet transitoire et bouffée – constituant une fuite transitoire.

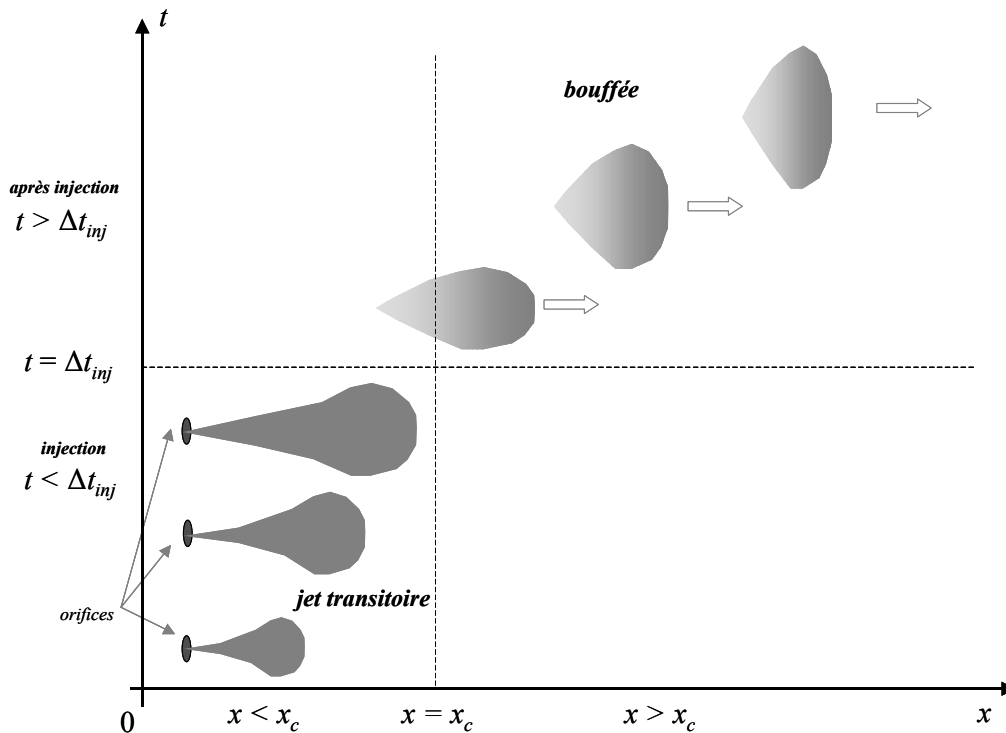


Figure 148 - Représentation des deux phases des fuites transitoires (jet transitoire et bouffée)

Pendant la phase de jet transitoire, dans le cas où les orifices sont des fentes, les c_{max} évoluent en $1/\sqrt{x}$ comme la concentration axiale dans un jet stationnaire, et pendant la phase de bouffée proprement dite, les c_{max} évoluent en $1/x^2$. La distance critique x_c (cf. Figure 147 et Figure 148) constitue la frontière entre ces deux phases et est atteinte au temps $t \approx \Delta t_{inj}$. Il est alors possible de déterminer cette distance x_c de deux façons : d'une part en la relevant sur tous les résultats de simulation réalisées, d'autre part par une suite de calculs simples.

Rappelons que les relations donnant l'évolution de la concentration et de la vitesse moyenne axiale d'un jet plan stationnaire sont :

$$\frac{u}{u_o} = C_u \sqrt{\frac{h}{x}} \quad (\text{E - 85})$$

$$\frac{c}{c_o} = C_{conc} \sqrt{\frac{h}{x}} \quad (\text{E - 86})$$

où $C_u \approx 2,46$ et $C_{conc} \approx 2,14$ d'après les données bibliographiques (cf. § I.2.2.2). D'après l'ensemble des résultats de simulation des fuites transitoires, C_{conc} est estimée ici à 2,81. Pour simplifier, l'approximation que C_u et C_{conc} sont égaux est admise. En effet, les comportements des profils axiaux des maxima de vitesse u_{max} / u_o et de concentration c_{max} / c_o sont quasiment identiques comme le montre la Figure 149.

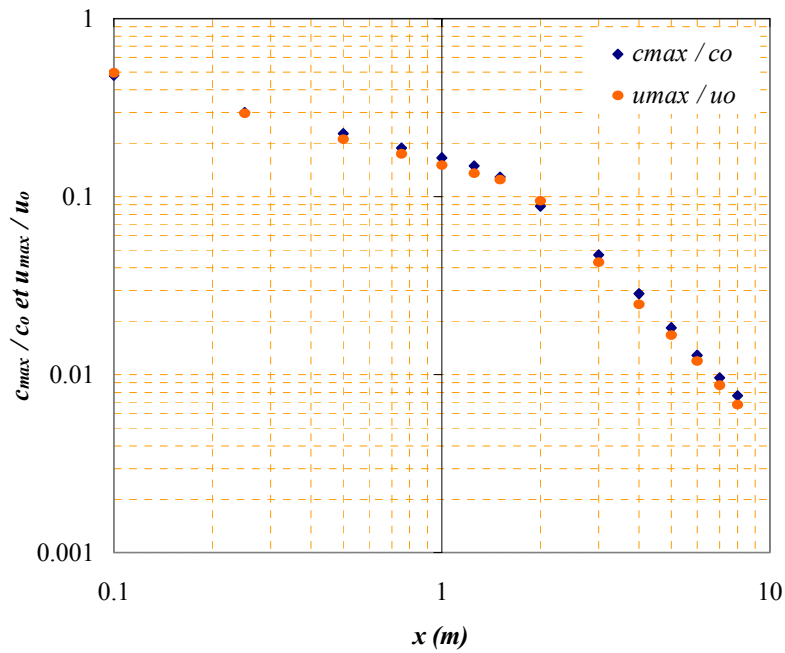


Figure 149 - Comparaison des résultats de simulation des profils axiaux des maxima de vitesse et de concentration d'une fuite transitoire issue d'une fente ($h = 3 \text{ mm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 2 \text{ s}$)

En remarquant que $u = \frac{dx}{dt}$ (la composante sur l'axe Oy étant négligeable devant celle sur l'axe Ox) et en considérant l'équation (E - 85), on trouve après intégration que :

$$t = \left(\frac{2}{3C_u} \right) \frac{x^{\frac{3}{2}}}{u_o \sqrt{h}} \quad (\text{E - 87})$$

Ce temps t n'est autre que le temps de transfert t_{tr} , c'est-à-dire le temps nécessaire au jet transitoire pour atteindre la distance x . Or, lorsque $x = x_c$, $t = \Delta t_{inj}$ et on en déduit aisément la distance critique x_c :

$$x_c = \left(\frac{3C_{conc}}{2} \right)^{\frac{2}{3}} h^{\frac{1}{3}} u_o^{\frac{2}{3}} \Delta t_{inj}^{\frac{2}{3}} \quad (\text{E - 88})$$

Les expressions analytiques décrivant l'évolution des c_{max} selon la phase considérée de la fuite transitoire peuvent être déterminées. Il a été vu précédemment que, pendant la phase de jet transitoire ($x < x_c$), les c_{max} évoluent (cas du jet plan) selon :

$$\frac{c_{max}}{c_o} = C_{conc} \sqrt{\frac{h}{x}} \quad (\text{E - 89})$$

Pendant la phase de bouffée ($x \geq x_c$) (cf. Figure 147) , l'analyse des résultats des simulations montre que les c_{max}/c_o évoluent selon :

$$\frac{c_{max}}{c_o} = \frac{P}{x^2} \quad (\text{E - 90})$$

où P est une constante.

A l'abscisse $x = x_c$, les deux expressions (E - 89) et (E - 90) doivent être égales et il est alors possible de déterminer la constante P . L'expression de l'évolution des c_{max} pendant la phase de bouffée devient donc :

$$\frac{c_{max}}{c_o} = C_{conc} \sqrt{\frac{h}{x} \left(\frac{x_c}{x} \right)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{E - 91})$$

On retrouve bien le fait que l'évolution des c_{max} , loin de l'orifice, dépend non seulement de h mais aussi du produit $u_o \times \Delta t_{inj}$, comme indiqué au § IV.5.2.3 lors de l'étude par les plans d'expériences. La Figure 150 en comparaison avec la Figure 147 montre clairement l'amélioration de la description de l'évolution des c_{max} par deux équations distinctes.

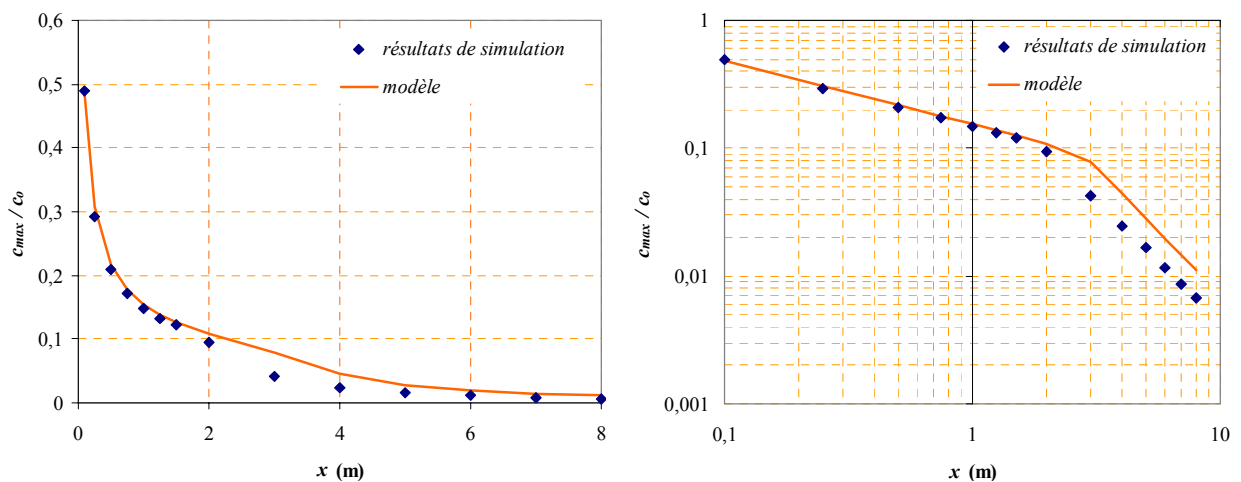


Figure 150 - Evolution des maxima de concentration le long de l'axe de propagation d'une fuite transitoire issue d'une fente ($h = 3 \text{ mm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 2 \text{ s}$)

Dans le cas d'une fuite transitoire issue d'un orifice circulaire, la même étude a été réalisée (cf. illustration des résultats Figure 151). L'ensemble des résultats pour les deux types de fuite est résumé dans le Tableau 53.

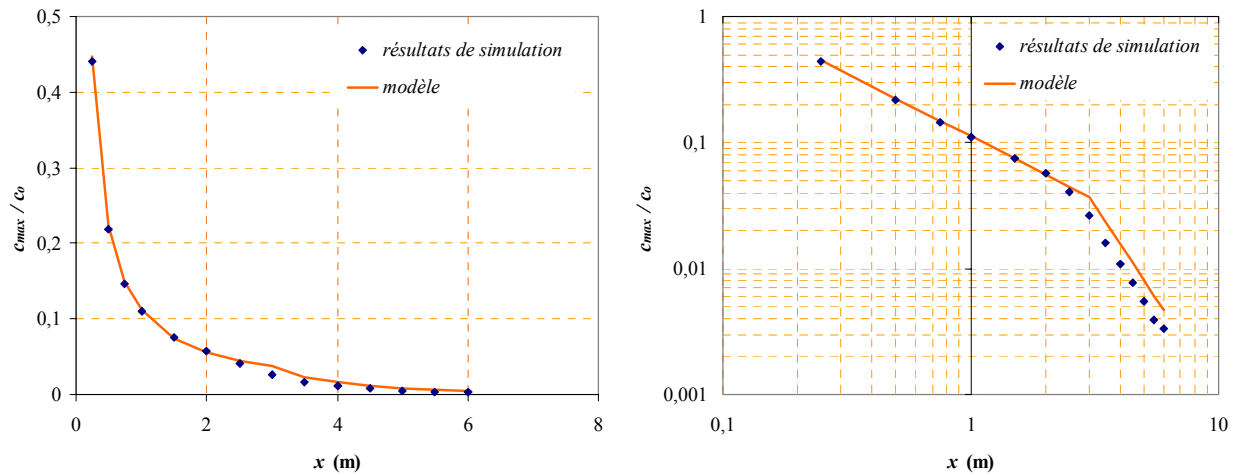


Figure 151 - Evolution des maxima de concentration le long de l'axe de propagation d'une fuite transitoire issue d'un orifice circulaire ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 4 \text{ s}$)

Tableau 53 - Expressions décrivant l'évolution des maxima de concentration c_{max} dans le cas de fuites transitoires issues d'une fente et d'un orifice circulaire

		Fente	Orifice circulaire
$x_c \text{ (m)}$		$x_c = \left(\frac{3 C_{conc}}{2} \right)^{\frac{2}{3}} h^{\frac{1}{3}} u_o^{\frac{2}{3}} \Delta t_{inj}^{\frac{2}{3}}$	$x_c = (2 C_{conc})^{\frac{1}{2}} d_o^{\frac{1}{2}} u_o^{\frac{1}{2}} \Delta t_{inj}^{\frac{1}{2}}$
c_{max} / c_o	Phase "jet transitoire" $x < x_c$	$\frac{c_{max}}{c_o} = C_{conc} \sqrt{\frac{h}{x}}$	$\frac{c_{max}}{c_o} = C_{conc} \frac{d_o}{x}$
	Phase "bouffée" $x \geq x_c$	$\frac{c_{max}}{c_o} = C_{conc} \sqrt{\frac{h}{x}} \left(\frac{x_c}{x} \right)^{\frac{3}{2}}$	$\frac{c_{max}}{c_o} = C_{conc} \frac{d_o}{x} \left(\frac{x_c}{x} \right)^2$

C_{conc} est une constante égale à 2,81 pour le cas des fentes, et 5,60 pour le cas des orifices circulaires. D'après ces premiers résultats, il semble alors aisé de comprendre que les autres grandeurs notables (t_{tr} , t_{max} et K) doivent être décrites par deux équations : l'une correspondant à la phase de jet transitoire, l'autre à la phase de bouffée.

- Etude des temps de transfert t_{tr} et des temps t_{max} d'atteinte des c_{max}

Le temps de transfert t_{tr} a été précédemment déterminé pour la phase de jet transitoire (équation (E - 87)). Pour déterminer son expression dans la phase de bouffée, le temps de transfert doit remplir deux conditions :

- se déduire par intégration de l'expression (E - 91) (pour le cas d'une fuite transitoire issue d'une fente), en conservant l'hypothèse que $u_{max} / u_o \approx c_{max} / c_o$;
- être continu à la distance $x = x_c$, c'est-à-dire : $t_{tr}|_{x < x_c} = t_{tr}|_{x \geq x_c}$.

Les résultats alors obtenus sont regroupés dans le Tableau 54, pour les deux types d'orifices étudiés.

Tableau 54 - Expressions décrivant l'évolution des temps de transfert t_{tr} le long de l'axe de propagation de fuites transitoires issues d'une fente et d'un orifice circulaire

		Fente	Orifice circulaire
t_{tr} (s)	Phase "jet transitoire" $x < x_c$	$t_{tr} = \left(\frac{2}{3C_{conc}} \right) \frac{x^{\frac{3}{2}}}{u_o h^{\frac{1}{2}}}$	$t_{tr} = \left(\frac{1}{2C_{conc}} \right) \frac{x^2}{u_o d_o}$
	Phase "bouffée" $x \geq x_c$	$t_{tr} = \left(\frac{2}{3C_{conc}} \right)^2 \frac{x^3}{u_o^2 h \Delta t_{inj}}$	$t_{tr} = \left(\frac{1}{2C_{conc}} \right)^2 \frac{x^4}{u_o^2 d_o^2 \Delta t_{inj}}$

On constate alors que la durée d'émission Δt_{inj} joue une influence dans la phase de bouffée, ce qui semble tout à fait logique : une fuite transitoire ayant une durée d'émission plus longue (tous les autres paramètres étant fixés par ailleurs) va bénéficier de davantage d'inertie et la bouffée alors générée se déplacera plus rapidement. Le temps de transfert t_{tr} en sera d'autant plus faible. La Figure 152 montre un exemple de comparaison entre les résultats de simulation et le modèle construit.

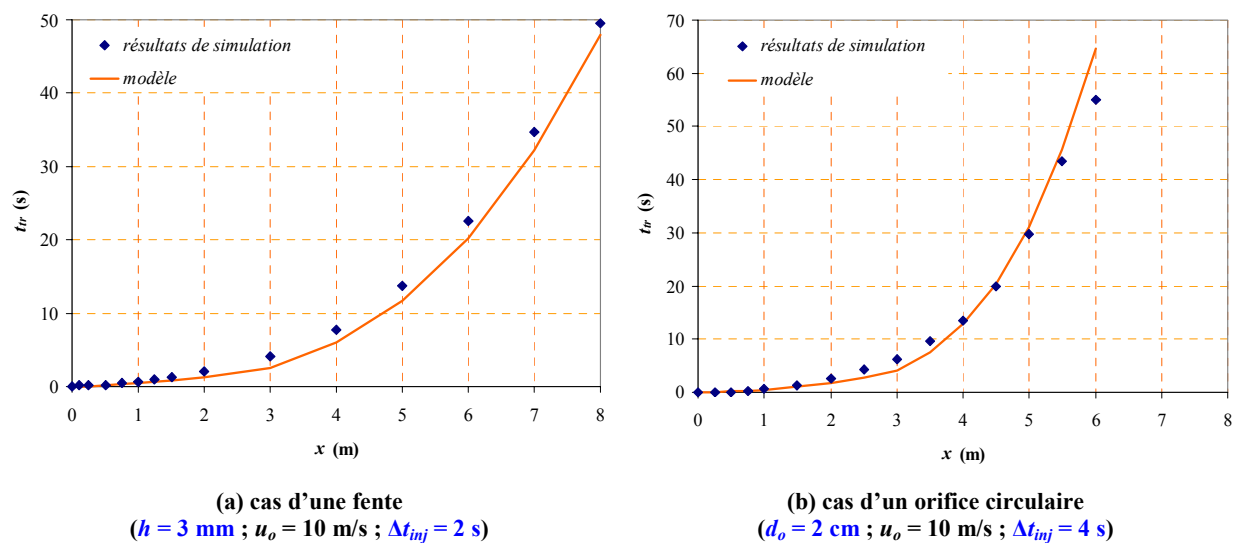


Figure 152 - Evolution des temps de transfert le long de l'axe de propagation d'une fuite transitoire

Remarquons que si l'on s'intéresse à la progression (ou avancée) $x(t)$ du jet transitoire ou de la bouffée, les expressions du Tableau 54 peuvent s'exprimer sous une autre forme (cf. Tableau 55). En prenant $C_{conc} = 2,81$ pour les fuites transitoires issues de fentes, 5,60 pour celles issues d'orifices circulaires, ces expressions rappellent celles trouvées dans la littérature (cf. § I.5 et les équations (E - 37) et (E - 39)) ; notamment dans le cas de l'orifice circulaire.

Tableau 55 –Avancée longitudinale x de fuites transitoires issues d’une fente et d’un orifice circulaire

		Fente	Orifice circulaire
x (m)	Phase "jet transitoire" $x < x_c$	$x = 2,6 u_o^{\frac{2}{3}} h^{\frac{1}{3}} t^{\frac{2}{3}}$	$x = 3,3 \sqrt{u_o d_o t}$
	Phase "bouffée" $x \geq x_c$	$x = 2,6 u_o^{\frac{2}{3}} h^{\frac{1}{3}} \Delta t_{inj}^{\frac{1}{3}} t^{\frac{1}{3}}$	$x = 3,3 \sqrt{u_o d_o \Delta t_{inj}^{\frac{1}{4}} t^{\frac{1}{4}}}$

Enfin, pour modéliser l’évolution des t_{max} , il est constaté d’une part qu’il est plus simple de modéliser $t_{max} - \Delta t_{inj}$ car lorsque les évolutions $c(x, t)$ présentent des paliers, il y a quasi-égalité $t_{max} \approx \Delta t_{inj}$, d’autre part il est supposé a priori que l’évolution de $t_{max} - \Delta t_{inj}$ est analogue à celle des temps de transfert t_{tr} . Ce choix, satisfaisant (cf. Figure 153), est confirmé par une étude paramétrique menée à l’aide d’un simple tableur (*Excel*) pour chaque variable (étude successive de l’influence de u_o sur $t_{max} - \Delta t_{inj}$, etc).

On peut souligner que seul le coefficient constant diffère par rapport à l’expression des temps de transferts t_{tr} ; celui-ci est totalement empirique car il résulte d’un ajustement entre les expressions du modèle et les résultats de simulation (cf. Tableau 56).

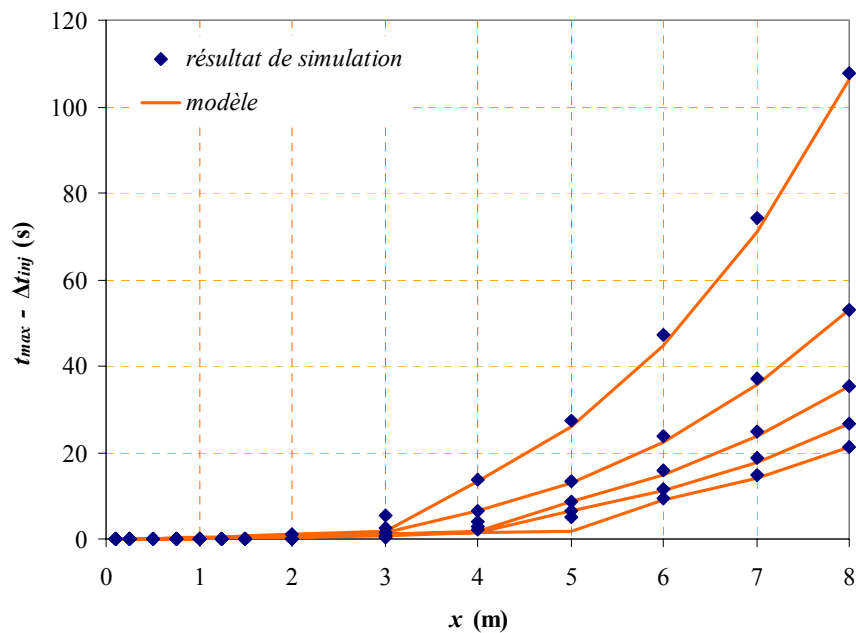


Figure 153 - Evolution de $t_{max} - \Delta t_{inj}$ le long de l’axe de propagation d’une fuite transitoire issue d’une fente pour différentes valeurs de hauteur h ($u_o = 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} = 4$ s)

Tableau 56 - Expressions donnant l'évolution de $t_{max} - \Delta t_{inj}$ le long de l'axe de propagation de fuites transitoires issues d'une fente et d'un orifice circulaire

		Fente	Orifice circulaire
$t_{max} - \Delta t_{inj} (s)$	Phase "jet transitoire" $x < x_c$	$t_{max} - \Delta t_{inj} = 0,112 \frac{x^{\frac{3}{2}}}{u_o h^{\frac{1}{2}}}$	$t_{max} - \Delta t_{inj} = 0,0647 \frac{x^2}{u_o d_o}$
	Phase "bouffée" $x \geq x_c$	$t_{max} - \Delta t_{inj} = 0,083 \frac{x^3}{u_o^2 h \Delta t_{inj}}$	$t_{max} - \Delta t_{inj} = 0,0106 \frac{x^4}{u_o^2 d_o^2 \Delta t_{inj}}$

IV.5.4.2. Construction du modèle

Les différentes grandeurs notables ayant été modélisées, elles vont désormais être intégrées dans la modélisation de l'évolution spatio-temporelle de la concentration $c(x, y, t)$ en aérocontaminant.

Aussi bien pour les jets ronds que pour les jets plans 2D, les courbes $c(x, t) / c_o$ peuvent être découpées en deux parties distinctes, selon l'allure générale présentée précédemment Figure 142 : une partie croissante et une partie décroissante ; la partie croissante de la concentration peut être décrite par la relation (E - 92) et la partie décroissante, par la relation (E - 94). La partie croissante de l'évolution de $c(x, t)$ peut être considérée comme la conséquence de l'émission de la fuite. L'arrêt de l'émission de cette fuite au bout d'un temps Δt_{inj} est ensuite responsable de la partie décroissante qui correspond à la dilution de la bouffée dans le champ proche de la source.

Rappelons que plusieurs paramètres interviennent dans le modèle proposé, où t_{max} est défini comme étant le temps d'atteinte du maximum de concentration c_{max} / c_o à une position donnée de l'espace. Le maximum de concentration est défini comme étant la valeur maximale atteinte avant décroissance de la concentration. La Figure 142 illustre ces deux paramètres importants qui constituent en quelque sorte un point de jonction entre la partie croissante de $c(x, t)$ et la partie décroissante.

Les modèles physiques, plus ou moins complexes, d'évolution temporelle de la concentration d'un polluant dans un système ventilé font intervenir des formulations en $\exp(\alpha t)$; il en est ainsi du modèle de DTS décrit précédemment ou des modèles à deux zones à concentrations homogènes proposés par Ameer [3]. Nous allons donc proposer de décrire la partie croissante et la partie décroissante de la concentration par une formulation exponentielle, faisant intervenir les paramètres caractéristiques évoqués ci-avant.

- Partie croissante : $0 < t < t_{max}$

La relation (E - 92) a été déterminée à l'aide du logiciel *Table Curve 2D* qui en réalité propose différentes équations possibles. Celle-ci est apparue comme celle qui correspondait le mieux à la partie croissante de $c(x, t) / c_o$ avec le minimum de paramètres.

$$\frac{c(x,t)}{c_o} = \frac{c_{max}/c_o}{1 + \exp\left(p\left(\alpha - \frac{t}{t_{tr}}\right)\right)} \quad (\text{E - 92})$$

où p et α sont des constantes.

Cette expression doit par ailleurs remplir la condition suivante : le temps de transfert t_{tr} , ayant été défini comme correspondant à l'arrivée du contaminant en une position donnée de l'espace (cf. III.2.3), peut très bien être défini comme étant le temps nécessaire à $c(x, t) / c_o$ pour atteindre 1 % de sa valeur maximale ; par conséquent le coefficient constant α dépend de p pour satisfaire cette condition.

$$\alpha = 1 + (\ln 99) / p \quad (\text{E - 93})$$

La relation (E - 92) présente l'avantage de pouvoir dégénérer au cas du jet continu : si l'on considère que la durée d'émission d'une fuite est très longue ($\Delta t_{inj} \rightarrow \infty$), seul le jet transitoire est à prendre en considération (phase de croissance de la courbe $c(x, y, t)$, et la relation (E - 92). tend rapidement vers c_{max}/c_o (dès que $t \rightarrow \infty$, cf. Figure 154), c'est-à-dire vers la relation du jet libre stationnaire. Les évolutions temporelles de la concentration observées sur cette figure rappellent celles provenant des résultats expérimentaux de Cossali et *al.* (cf. Figure 36).

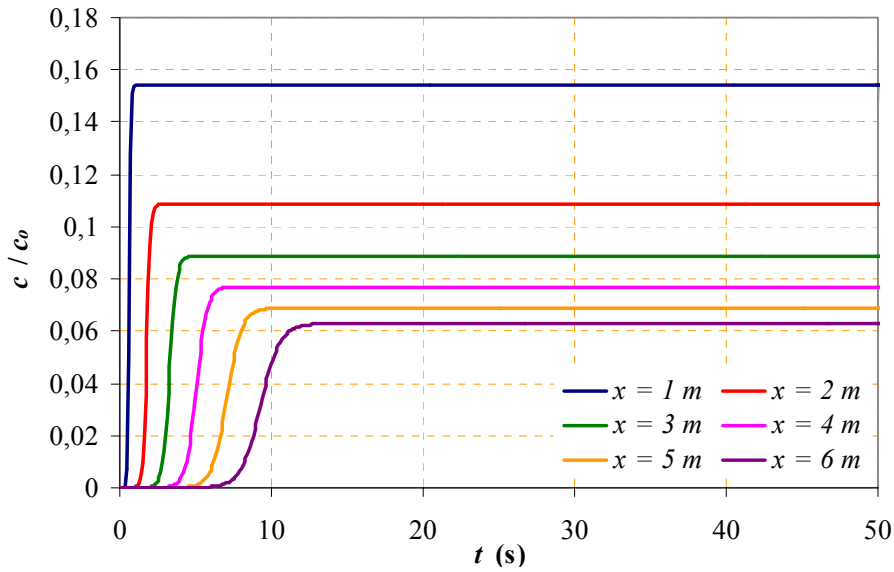


Figure 154 - Evolution temporelle de la concentration donnée par le modèle, dans le cas d'une durée d'émission de fuite infinie, à différentes distances à la source d'émission ($h = 3 \text{ mm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$)

- Partie décroissante : $t \geq t_{max}$

De la même façon, la relation (E - 94) correspond à l'équation correspondant au mieux à la partie décroissante, tout en comportant un minimum de paramètres à identifier.

$$\frac{c(x,t)}{c_o} = \frac{c_{max}/c_o}{(1+P_2)} \left[\exp\left(-\frac{t-t_{max}}{P_1 \tau}\right) + P_2 \exp\left(-\frac{t-t_{max}}{P_3 \tau}\right) \right] \quad (\text{E - 94})$$

où P_1, P_2, P_3 sont des constantes, et τ un paramètre homogène à un temps. Ils sont donnés dans le Tableau 57.

Tableau 57 - Valeurs des constantes et expression du paramètre τ relatives au modèle $c(x, t)$

		Fente	Orifice circulaire
τ		$\tau = \frac{x^2}{u_o h}$	$\tau = \frac{x^2}{u_o d_o}$
P	$x < x_c$	10	
	$x > x_c$	15	
a	$x < x_c$	1,46	
	$x > x_c$	1,31	
P_1		0,106	2,128
P_2		7,303	5,330
P_3		0,00741	0,217

La relation (E - 94) répond de plus à la condition de continuité selon laquelle à $t = t_{max}$, les relations (E - 92) et (E - 94) doivent être égales.

Dans l'ensemble, pour les fuites transitoires provenant de fentes comme des orifices circulaires, les comparaisons entre les résultats de simulation et le modèle proposé sont satisfaisantes (Figure 155 à Figure 158), même si, de façon générale, la qualité de la modélisation des courbes $c(x, t)$ est meilleure pour la phase "jet transitoire" que pour la phase "bouffée".

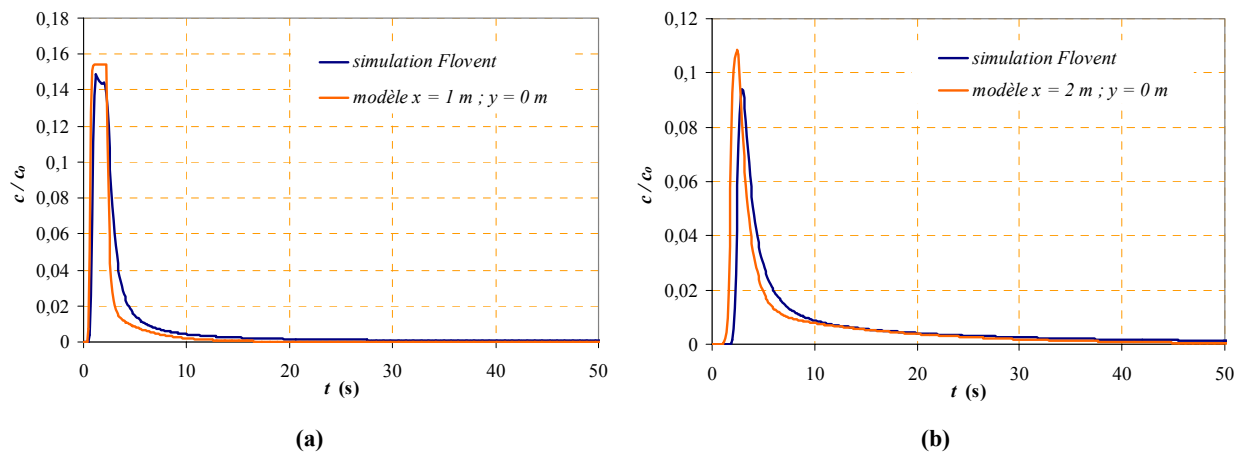


Figure 155 - Comparaison des courbes $c(x, t)$ entre les résultats de simulation et le modèle
Cas d'une fuite transitoire issue d'une fente ($h = 3 \text{ mm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 2 \text{ s}$)
Situation en phase de **jet transitoire**

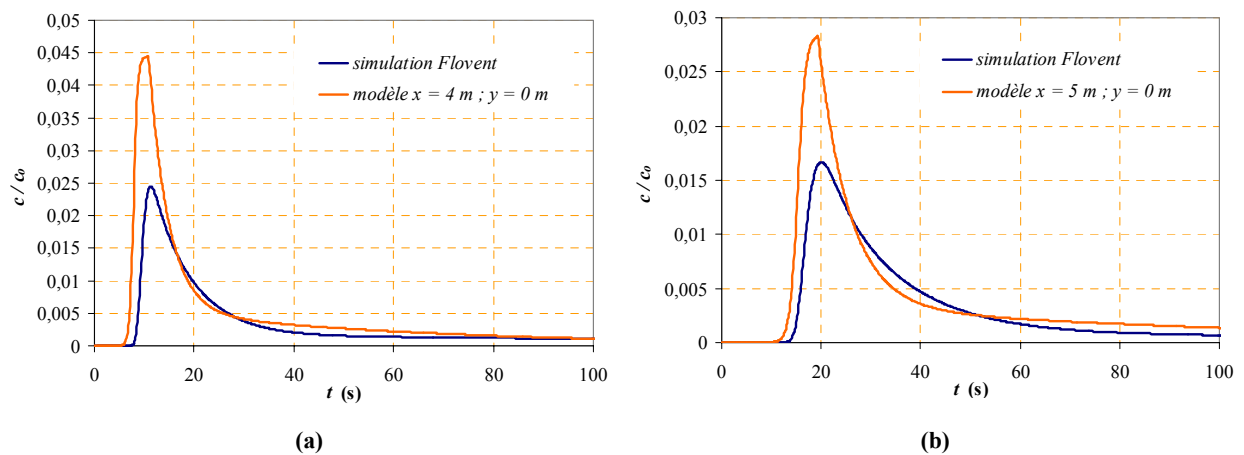


Figure 156 - Comparaison des courbes $c(x, t)$ entre les résultats de simulation et le modèle
Cas d'une fuite transitoire issue d'une fente ($h = 3 \text{ mm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 2 \text{ s}$)
Situation en phase de **bouffée**

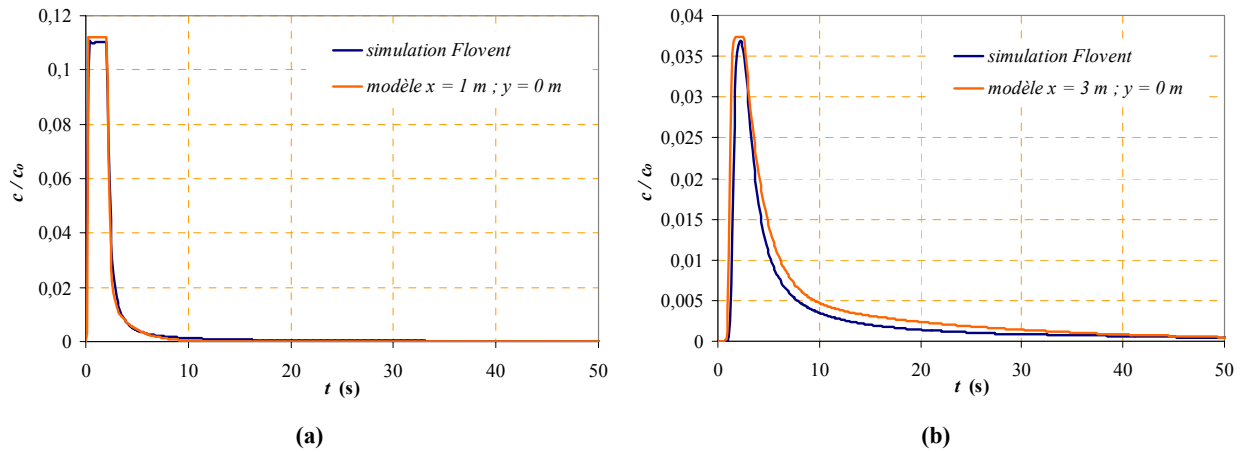


Figure 157 - Comparaison des courbes $c(x, t)$ entre les résultats de simulation et le modèle
 Cas d'une fuite transitoire issue d'un orifice circulaire ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 2 \text{ s}$)
 Situation en phase de **jet transitoire**

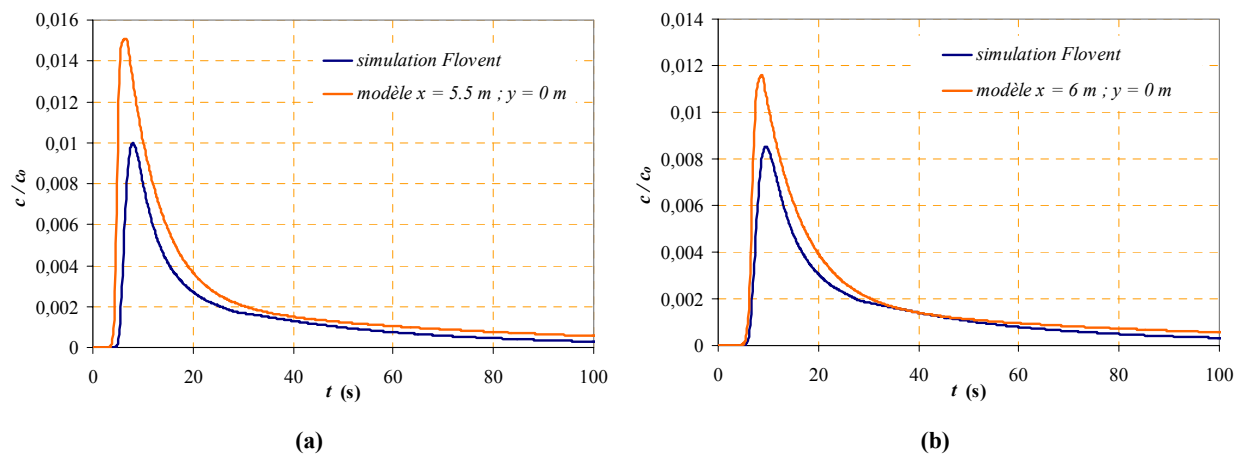


Figure 158 - Comparaison des courbes $c(x, t)$ entre les résultats de simulation et le modèle
 Cas d'une fuite transitoire issue d'un orifice circulaire ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_o = 50 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 2 \text{ s}$)
 Situation en phase de **bouffée**

IV.5.4.3. Evolution transversale des grandeurs et de $c(t)$

L'étude des évolutions transversales est beaucoup plus difficile à préciser. En effet, comme l'illustre la Figure 159, les profils transversaux des maxima de concentration ne sont pas nécessairement gaussiens, par analogie au comportement des jets stationnaires (cf. § I.2.2). Les allures gaussiennes de ces profils, de type $c_{max} / c_{max(axe)} = \exp(-\alpha_c y^2 / x^2)$, se rencontrent surtout dans la phase de jet transitoire. Elles montrent par ailleurs que la largeur du jet transitoire et de la bouffée ne sont pas linéaires selon x (conséquence de la variation de α_c , qui est une valeur constante dans le cas des jets stationnaires). Dans la phase "bouffée" (pour $x > 2 \text{ m}$), les profils transversaux ne sont plus du tout gaussiens et des approximations doivent donc être apportées.

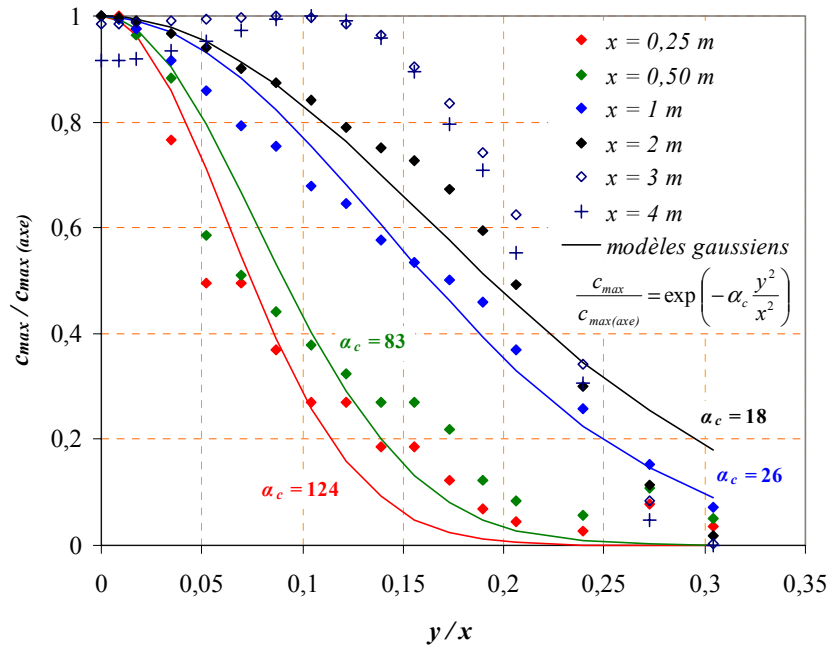


Figure 159 - Evolution transversale des maxima de concentration dans le cas de la fuite transitoire issue d'une fente ($h = 3 \text{ mm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 2 \text{ s}$)

▪ Cas des maxima de concentration c_{max}

En première approximation, il sera considéré que la dispersion transversale des fuites transitoires est analogue à celle des jets stationnaires, autrement dit l'expression des maxima de concentration devient (en phase de jet transitoire et bouffée) :

$$\frac{c_{max}(x,y)}{c_o} = \frac{c_{max}}{c_o} \Big|_{axe} \exp\left(-\alpha_c \frac{y^2}{x^2}\right) \quad (\text{E - 95})$$

où $\frac{c_{max}}{c_o} \Big|_{axe}$ représentent les expressions des maxima de concentration sur l'axe données dans le

Tableau 53.

▪ Cas des t_{tr} et des t_{max}

Par hypothèse, les expressions des temps t_{tr} et t_{max} sont considérées inchangées quelle que soit la distance transversale par rapport à l'axe du jet. Comme le montre la Figure 160, il est aisé de comprendre que le "front" du jet transitoire ou de la bouffée atteint le point M et le point M' quasiment au même instant. Il y a d'autant plus de retard de ce front que le point considéré est éloigné de l'axe.

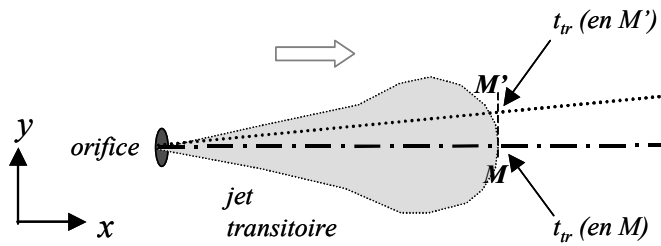


Figure 160- Schéma d'un jet transitoire : comparaison des temps de transferts

Les résultats demeurent ainsi encore acceptables comme le montre la Figure 161.

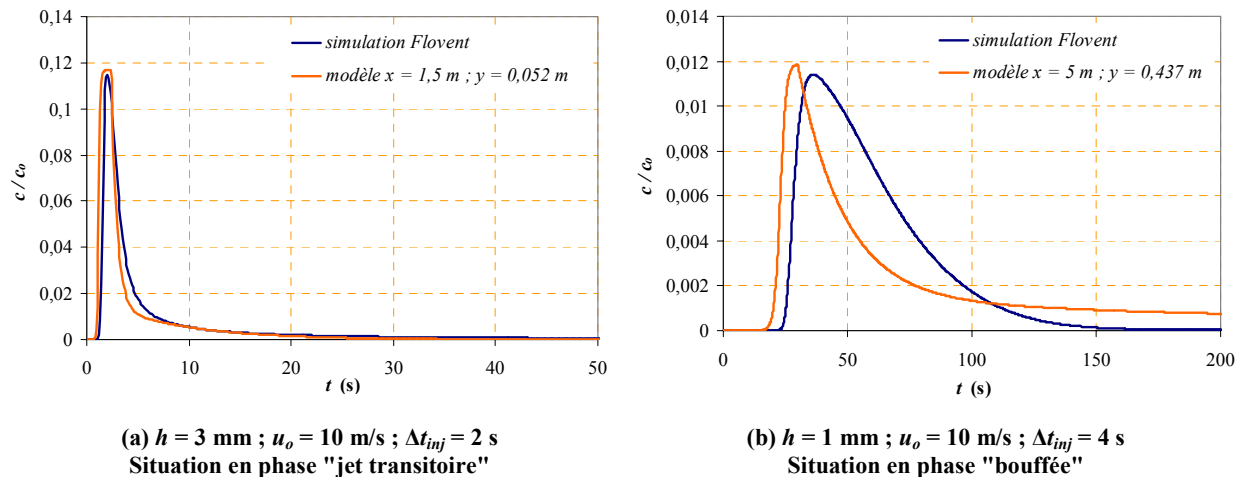


Figure 161 - Comparaison des courbes $c(x, t)$ entre les résultats de simulation et le modèle
Cas de la fuite transitoire issue d'une fente

IV.5.4.4. Evaluation des coefficients de transfert impulsionnels

Rappelons que le coefficient de transfert impulsionnel K est défini par la relation (E - 53) et représente la quantité de contaminant "vue" en un point donné en aval de la fuite.

$$K = \frac{1}{V_{inj}} \int_{t=0}^{\infty} \frac{c(x, t)}{c_o} dt \quad (\text{E - 53})$$

où $V_{inj} = s \cdot u_o \cdot \Delta t_{inj}$ avec s la section de l'orifice.

Il est possible d'évaluer les coefficients de transfert impulsionnels par deux méthodes :

- par intégration des expressions du modèle décrivant l'évolution spatio-temporelle en aérocontaminant (relations (E - 92) et (E - 94)),
- par une étude paramétrique plus classique, similaires à celles réalisées pour l'étude des maxima de concentration ou encore des temps de transferts évoqués précédemment. L'intérêt de cette étude est de mettre en place des relations simples directement utilisables pour une évaluation rapide des coefficients de transfert impulsionnels.

Dans le cadre de cette seconde méthode, les valeurs des K sont évaluées par intégration numérique des courbes $c(x, t) / c_o$ provenant des résultats de simulation.

En reprenant l'hypothèse précédente de l'existence de deux phases dans la fuite transitoire (jet transitoire + bouffée), on constate que, pendant la première phase, la valeur de K décroît de façon analogue à c_{max}/c_o (en $1/\sqrt{x}$ pour les fuites issues de fentes et en $1/x$ pour les fuites issues d'orifices circulaire. En revanche, pendant la seconde phase, la valeur de cette intégrale demeure constante quelle que soit la distance à la source d'émission (cf. Figure 162).

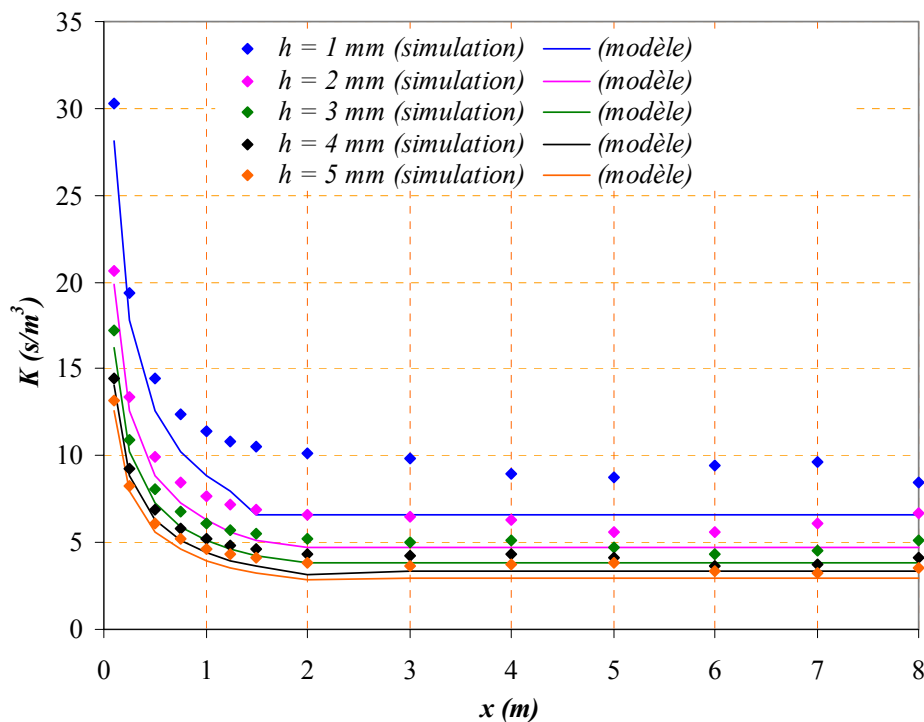


Figure 162 - Evolutions de K d'après les résultats des simulations et pour différentes fuites transitoires issues de fentes ($u_o = 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} = 4$ s)

Les expressions des coefficients de transfert impulsionnels mises en place sont regroupées dans le Tableau 58. A noter qu'il convient de prendre en compte, pour le calcul de K dans le cas d'une fuite issue d'une fente, la longueur B de la fente. Les valeurs de K sont parfois sous-estimées d'après ce modèle, comme l'illustre la Figure 162. Les écarts peuvent s'expliquer par une évaluation de x_c pas toujours satisfaisante.

Tableau 58 – Expressions donnant l'évolution du coefficient de transfert impulsionnel K dans le cas de fuites transitoires issues d'une fente et d'un orifice circulaire

	Fente	Orifice circulaire
$x = 0$	$K \approx \frac{1}{h B u_o}$	$K \approx \frac{1}{(\pi/4) d_o^2 u_o}$
Phase "jet transitoire" $x < x_c$	$K = 2,81 \frac{1}{u_o B \sqrt{h x}}$	$K = 6,75 \frac{1}{u_o d_o x}$
Phase "bouffée" $x \geq x_c$	$K = 13,24 \frac{1}{u_o^{\frac{3}{2}} B \sqrt{\Delta t_{inj} h}}$	$K = 5,40 \frac{1}{(u_o d_o)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\Delta t_{inj}}}$

Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que les expressions des coefficients de transfert continus sont tout à fait similaires à celles des coefficients de transfert impulsionnels dans le cas des jets transitoires. En effet, les coefficients de transfert continus s'expriment selon :

$$K = \frac{c(x)}{q_{inj}} \quad (\text{E - 96})$$

où $c(x)$ est la concentration d'un contaminant en un point donné de l'axe du jet continu et q_{inj} le débit volumique continu injecté de ce contaminant. q_{inj} s'écrit donc :

$$q_{inj} = c_o s u_o \quad (\text{E - 97})$$

En remplaçant s par son expression ($h \times B$ pour la fente, $\pi d_o^2 / 4$ pour l'orifice circulaire) et $c(x) / c_o$ par l'expression de l'évolution axiale de la concentration dans le cas d'un jet stationnaire (cf. Tableau 4), les expressions de K se déduisent alors aisément (cf. Tableau 59).

Tableau 59 – Expressions donnant l'évolution du coefficient de transfert continu K dans le cas de jets stationnaires

Jet plan issu d'une fente	Jet rond issu d'un orifice circulaire
$K = 2,46 \frac{1}{u_o B \sqrt{h x}}$	$K = 7,85 \frac{1}{u_o d_o x}$

IV.5.4.5. Estimation du champ proche en cas de fuite transitoire

Il est possible de définir un champ proche pour les fuites transitoires, de la même façon que pour les fuites continues (cf. § II.1.2) : le champ proche est tel que la vitesse u_{max} de l'écoulement de la fuite transitoire est supérieure ou égale à la vitesse de convection naturelle u_{conv} , soit :

$$u_{max} \geq u_{conv} \quad (\text{E - 98})$$

En reprenant l'hypothèse selon laquelle $u_{max} / u_o \approx c_{max} / c_o$, l'évolution de u_{max} / u_o en phase de bouffée s'exprime en coordonnées polaires r, θ de façon très générale selon :

$$\frac{u_{max}}{u_o} = C_{conc} \left(\frac{n d_h}{r \cos \theta} \right)^n \left(\frac{x_c}{r \cos \theta} \right)^{n+1} \exp(-\alpha_u \tan^2 \theta) \quad (\text{E - 99})$$

où $n = 1/2$ (jet plan) ou $n = 1$ (jet rond), x_c dépend de d_o, u_o et Δt_{inj} (cf. Tableau 53), d_h est le diamètre hydraulique de l'orifice ($2h$ ou d_o), C_{conc} et α_u sont des constantes qui diffèrent selon la valeur de n , et avec $-\pi < \theta < \pi$.

En appliquant la condition de l'équation (E - 98) à la relation (E - 99), la limite du champ proche d'une fuite transitoire est obtenue par la relation :

$$r \leq \frac{1}{\cos \theta} \left(C_{conc} \frac{u_o}{u_{conv}} (n d_h)^n x_c^{n+1} \exp(-\alpha_u \tan^2 \theta) \right)^{\frac{1}{2n+1}} \quad (\text{E - 100})$$

A titre d'exemple, dans le cas d'un orifice circulaire de diamètre 2 cm et une vitesse de convection naturelle u_{conv} estimée à 0,10 m/s, les limites du champ proche sont présentées pour différentes valeurs de vitesse initiale du jet u_o et deux valeurs de durée d'émission de fuite (cf Figure 163 et Figure 164).

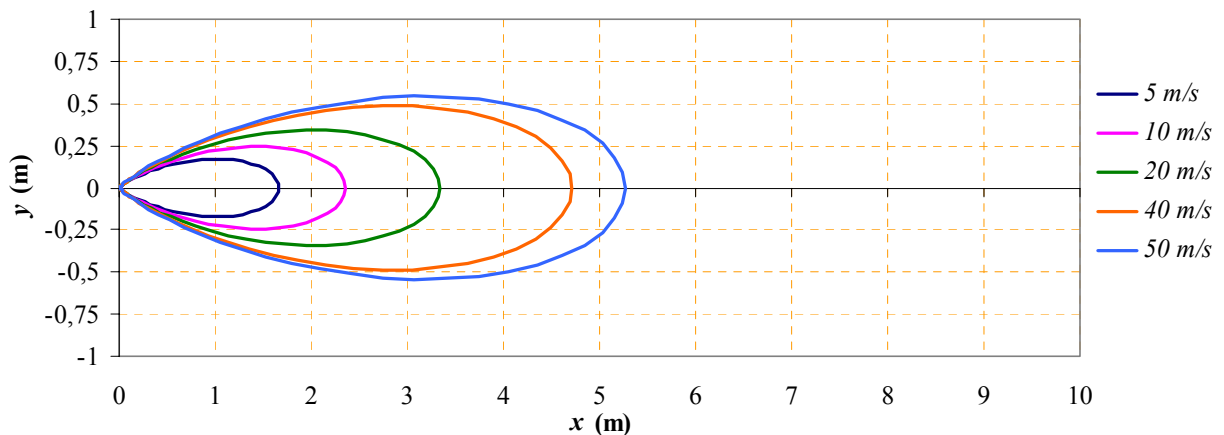


Figure 163 - Limite du champ proche pour une fuite transitoire ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s ; $\Delta t_{inj} = 2$ s)

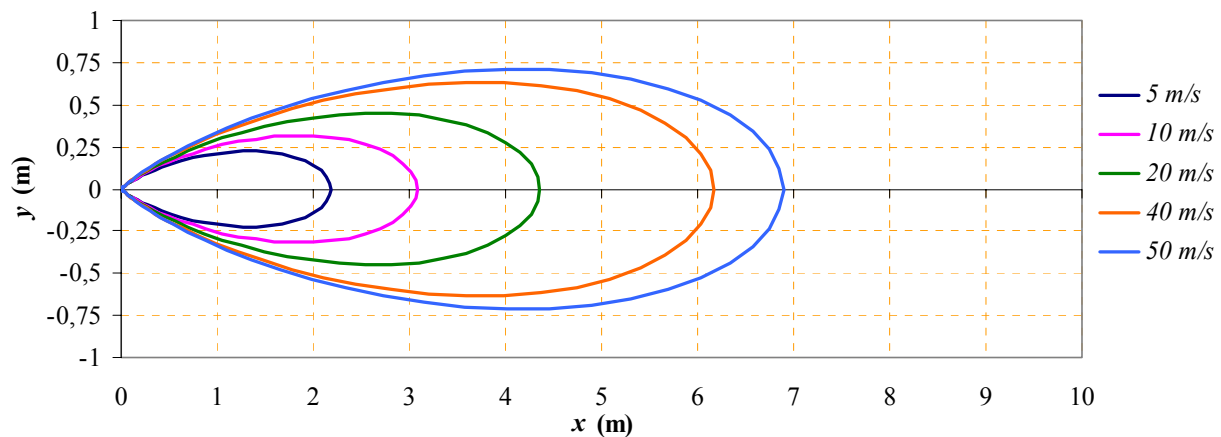


Figure 164 - Limite du champ proche pour une fuite transitoire ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$; $\Delta t_{inj} = 10 \text{ s}$)

Il convient de rappeler, comme lors de la définition du champ proche dans le cas des fuites continues, qu'il n'est pas tenu compte ici des perturbations pouvant être induites par la vitesse de convection dans le local (déviation de la trajectoire du jet dans le cas d'écoulements d'air transversaux). L'étude de telles perturbations est abordée dans le chapitre suivant.

IV.6. Conclusion

Les comparaisons des résultats expérimentaux avec les résultats de simulation, compte tenu du phénomène de contraction de l'écoulement de la fuite près de l'orifice d'émission, ont montré qu'il est possible d'utiliser le code multi-D Flovent pour simuler des fuites transitoires.

La recherche d'une modélisation de ces fuites transitoires, par une étude paramétrique, a permis de proposer des corrélations qui décrivent l'évolution spatio-temporelle de la concentration d'un polluant gazeux dilué en champ proche de l'émission de la fuite. Ces corrélations prennent en compte les différents paramètres d'étude : géométrie de la fuite (fente ou orifice circulaire), type de l'émission (continue ou transitoire), vitesse et durée d'émission de la fuite transitoire. Il a été également mis en évidence que cette dernière peut se décomposer en deux phénomènes physiques bien distincts : la formation du jet (ou jet transitoire), qui est la conséquence de l'émission gazeuse, puis la dilution et le déplacement de la bouffée après arrêt de l'émission.

Par ailleurs, il faut souligner que le phénomène de contraction à l'orifice de l'écoulement de la fuite doit être pris en compte en fonction du type de brèche considéré en cas de situation accidentelle de rupture de confinement. Les valeurs de la constante C_{conc} , dans les expressions de c_{max}/c_o , et de la constante α_c , dans le terme exponentiel de la dispersion transversale, sont alors à adapter. Si une contraction peut être considérée suite à une fuite provenant d'une brèche dans une paroi, il convient alors de remplacer C_{conc} par $c_c \cdot C_{conc}$ et α_c par $c_c \cdot \alpha_c$ où c_c est le coefficient de contraction pris égal à 0,6 par défaut. S'il n'y a pas de contraction (cas d'une

fuite provenant d'une conduite longue et droite, ce qui paraît peu probable en cas de situation accidentelle), le coefficient c_c est alors pris égal à 1.

Enfin, il est essentiel de rappeler que tous ces modèles ont été établis en supposant que les fuites étaient diluées et ne subissaient aucune perturbation, notamment de la part de la ventilation du local dans lequel elle pourrait se produire.

Chapitre V.

Etude de la perturbation des fuites par les effets de densité et la ventilation

Dans toutes les études précédentes, il a été supposé que les jets se propageaient librement sans aucune perturbation (jets libres d'un mélange d'air et de contaminant en faible concentration). Or, lorsque la concentration du contaminant est non-négligeable et que sa densité est plus élevée que celle de l'air ambiant, la fuite peut être déviée (fuite d'hydrogène, dispersion d'UF₆...).

Par ailleurs, dans tout local de l'industrie nucléaire, de nombreux obstacles sont susceptibles d'intervenir sur le comportement de fuites accidentelles et donc de modifier la dispersion d'un aérocontaminant, de même que les écoulements d'air à l'intérieur du local, qui sont sans aucun doute le phénomène majeur de perturbation de la dispersion d'un contaminant.

Au cours de cette partie, les perturbations des fuites continues, du fait des effets de densité en cas de forte concentration en contaminant ou bien des effets de la ventilation du local, sont étudiées.

V.1. Etude des effets de densité en cas de forte concentration du contaminant : fuites à masse volumique variable

Les données de la littérature se limitant en grande partie aux jets stationnaires verticaux, l'étude des effets de densité sur les jets a surtout porté sur les jets horizontaux pour lesquels de nombreuses simulations numériques sous Flovent ont été réalisées, la mise en œuvre expérimentale s'avérant difficile. Néanmoins, une étude numérique des jets verticaux à masse volumique variable a été réalisée afin de valider la prise en compte des effets de densité dans le code Flovent (cf. § I.3.2). Noter que, pour cette étude, les écoulements sont considérés comme faiblement compressibles.

V.1.1. Simulations et étude de jets verticaux

Cette étude succincte se limite à comparer des résultats de simulations numériques avec les modèles développés par Chen et Rodi [13] qui ont constitué un panel assez complet de relations décrivant les jets verticaux à masse volumique variable. Les comparaisons consistent en une simple confrontation entre les profils axiaux de vitesse et de concentration pour différentes concentrations initiales en hélium. Les simulations réalisées pour un orifice de diamètre $d_o = 2$ cm et une vitesse initiale de 10 m/s sont décrites dans le Tableau 60.

Tableau 60 - Simulations numériques réalisées et limites des zones dans le jet rond

Concentration initiale c_o (He) (vol. He / vol. air)	Fr	Masse volumique initiale ρ_o (kg/m ³)	Zones (cf. §I.3.2.1)		
			Zone de jet	Zone intermédiaire	Zone de panache
0,07	8155	1,135	$0 < x < 0,89$ m	$0,89 < x < 8,894$ m	$x > 8,894$ m
0,45	815	0,742	$0 < x < 0,253$ m	$0,253 < x < 2,529$ m	$x > 2,529$ m
0,64	407	0,536	$0 < x < 0,165$ m	$0,165 < x < 1,648$ m	$x > 1,648$ m
0,96	108	0,212	$0 < x < 0,068$ m	$0,068 < x < 0,675$ m	$x > 0,675$ m

L'analyse des profils axiaux de concentration obtenus lors des simulations montre que les effets de densité sont bien pris en compte par le code Flovent (cf. Figure 165). Les allures de ces profils, pour différentes concentrations initiales en hélium, varient de façon similaire à celles données par les modèles de Chen et Rodi (cf. Figure 166). A noter que les faibles écarts observés entre les différentes allures sont essentiellement dus au choix des conditions initiales (vitesse, diamètre d'orifice et densité).

Par ailleurs, la comparaison des profils axiaux de vitesse (cf. Figure 167) montre un bon accord entre les résultats de simulation et les modèles de Chen et Rodi, et ce, quelle que soit la concentration initiale en hélium.

Les confrontations entre les résultats de simulation et les modèles de Chen et Rodi demeurent donc acceptables. Les modèles de Chen et Rodi, tels qu'ils sont décrits dans le Chapitre I, sont ainsi applicables aux cas de fuites accidentelles continues verticales et à masse volumique variable.

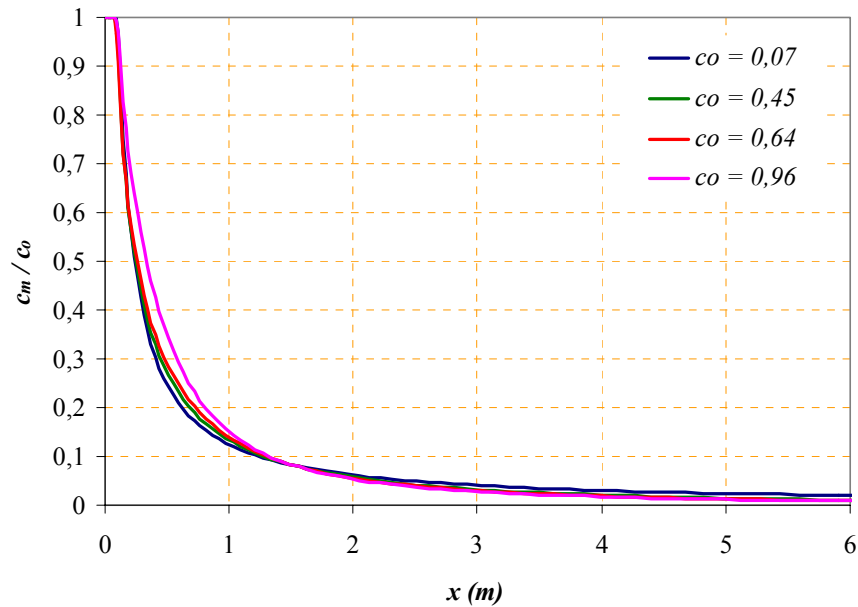


Figure 165 - Comparaison des profils axiaux de concentration de jets ronds verticaux à masse volumique variable obtenus lors de simulations sous Flovent et pour différentes concentrations initiales ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s)

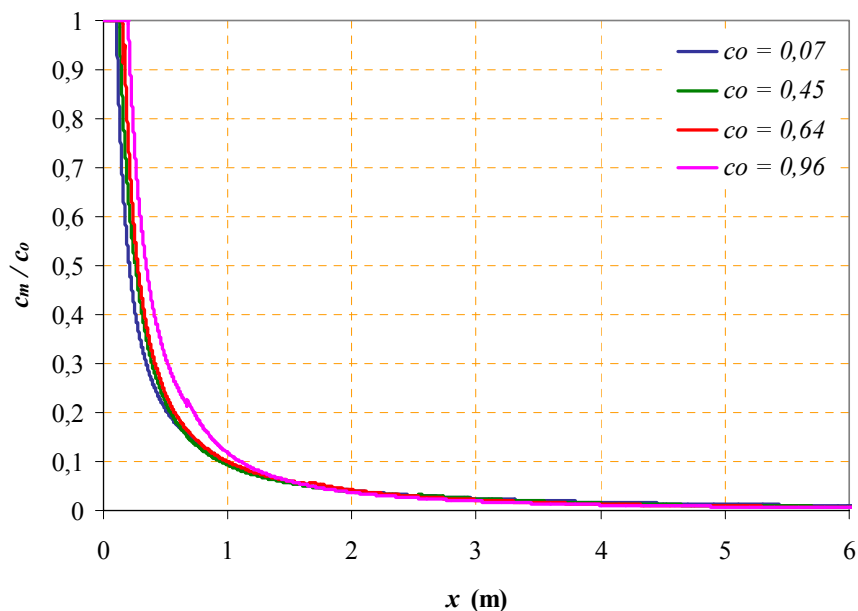


Figure 166 - Comparaison des profils axiaux de concentration de jets ronds verticaux à masse volumique variable obtenus par les modèles de Chen et Rodi et pour différentes concentrations initiales ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s)

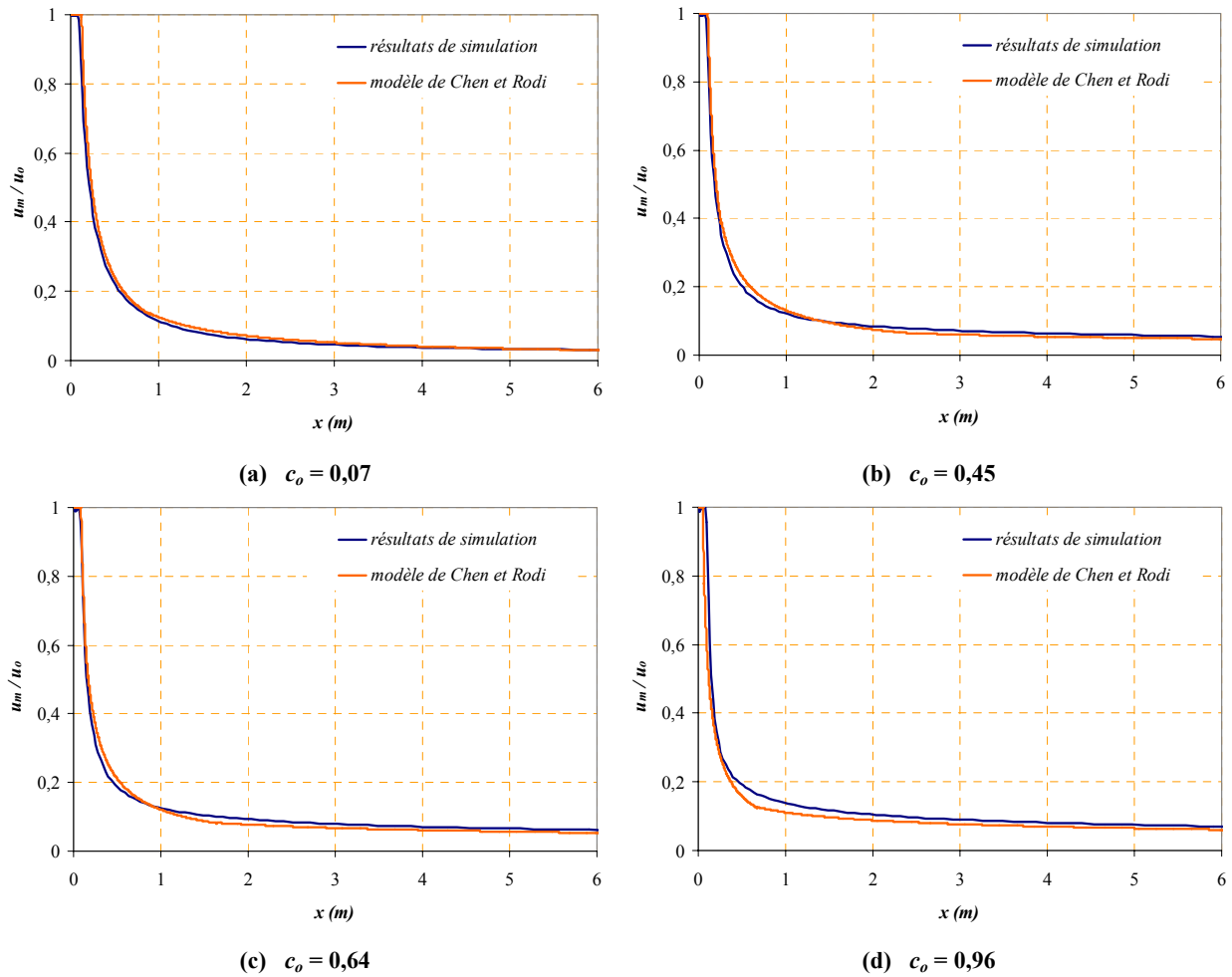


Figure 167 - Comparaison des profils axiaux de vitesse des résultats de simulation à ceux du modèle de Chen et Rodi - Cas du jet rond vertical à masse volumique variable ($d_o = 2 \text{ cm}$; $u_o = 10 \text{ m/s}$)

V.1.2. Simulations et étude de jets horizontaux

Cette étude numérique a pour objectif de déterminer des modèles décrivant le champ de concentration d'un contaminant gazeux susceptible d'être dévié par les effets de densité. Bien entendu, il est attendu que, pour une ouverture d'orifice et une vitesse initiale de fuite fixées, plus la concentration en contaminant sera élevée, plus le jet simulant la fuite sera dévié (vers le haut si le contaminant est plus léger que l'air ambiant, vers le bas sinon).

Les paramètres d'étude suivants doivent être intégrés dans les modèles recherchés :

- type et dimension de l'orifice (d_o pour les orifices circulaires, h pour les fentes)
- vitesse initiale du jet u_o ,
- densité initiale du jet ρ_o .

V.1.2.1. Cas du jet plan horizontal à masse volumique variable

Dans le cas de simulations des jets horizontaux susceptibles d'être déviés, il n'est pas possible d'exploiter la symétrie du jet. Les simulations se font donc sur tout le domaine de calcul. A titre d'exemple, le Tableau 61 et la Figure 168 présentent les paramètres de calcul utilisés pour la simulation d'un jet plan 2D horizontal à masse volumique variable.

Tableau 61 - Géométrie du domaine de calcul et paramètres de maillage dans le cas d'une simulation d'un jet plan 2D dévié par un courant transversal (Flovent)

Dimension du domaine	9 m × 6 m × 0,1 m
Orifice du jet	fente d'épaisseur variable
Symétrie utilisée	non
Vitesse initiale du jet	variable
Maillage	structuré : 151 × 211 mailles
Contrôles de maillage	maillage croissant sur les axes x et y une seule maille sur l'axe Oz (simulation 2D)
Faux pas de temps	0,1 s

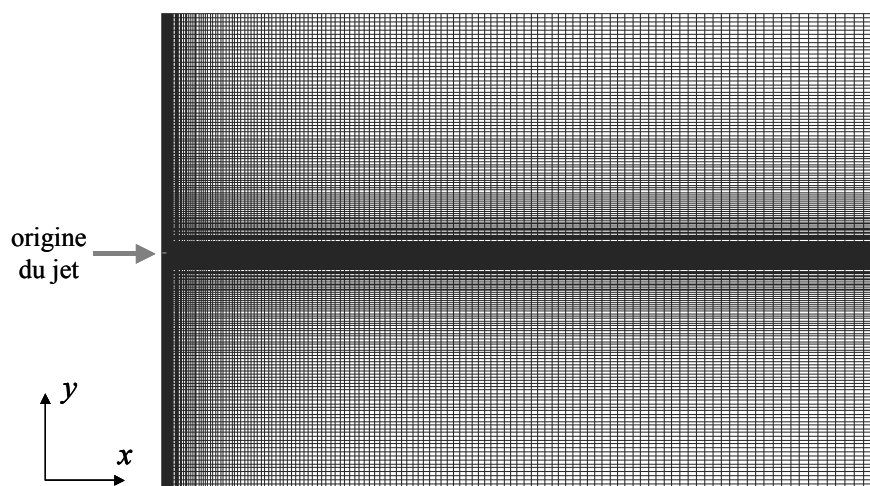


Figure 168 - Maillage utilisé pour la simulation de jets plans 2D horizontaux à masse volumique variable

Il est difficile de proposer un modèle permettant de décrire le comportement transversal car le traitement des résultats de simulation avec le code Flovent ne permet pas de relever les profils transversaux normaux à la trajectoire des jets ; seules des coupes à différentes abscisses x peuvent être tracées. Les modèles proposés précédemment se limitent donc aux évolutions longitudinales de la concentration de contaminant gazeux le long des trajectoire de fuites continues.

La Figure 169 et la Figure 170 présentent un exemple de champ de concentration obtenu pour un jet horizontal continu avec une forte concentration respectivement en hélium et en SF₆.

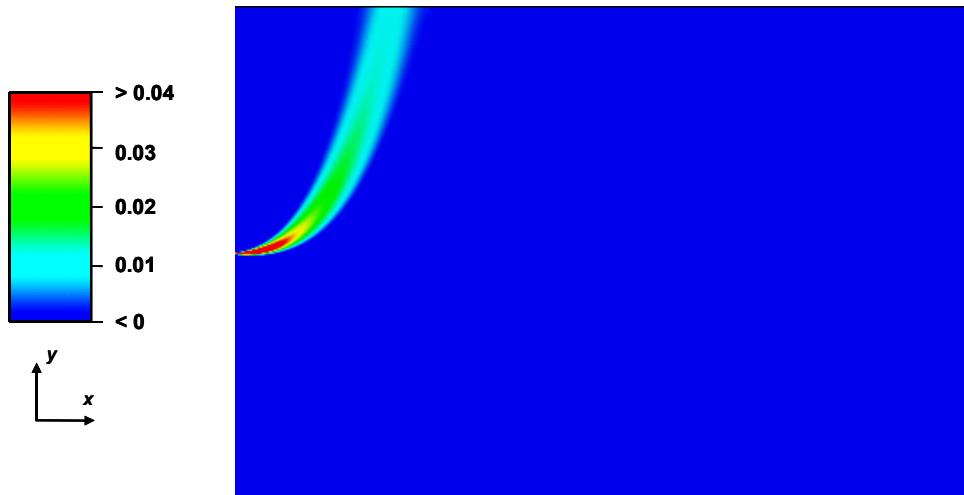


Figure 169 - Champ de concentration (kg d'hélium / kg d'air) d'un jet plan horizontal à masse volumique variable ($h = 3$ mm ; $c_o = 0,64$ en hélium ; $u_o = 10$ m/s)

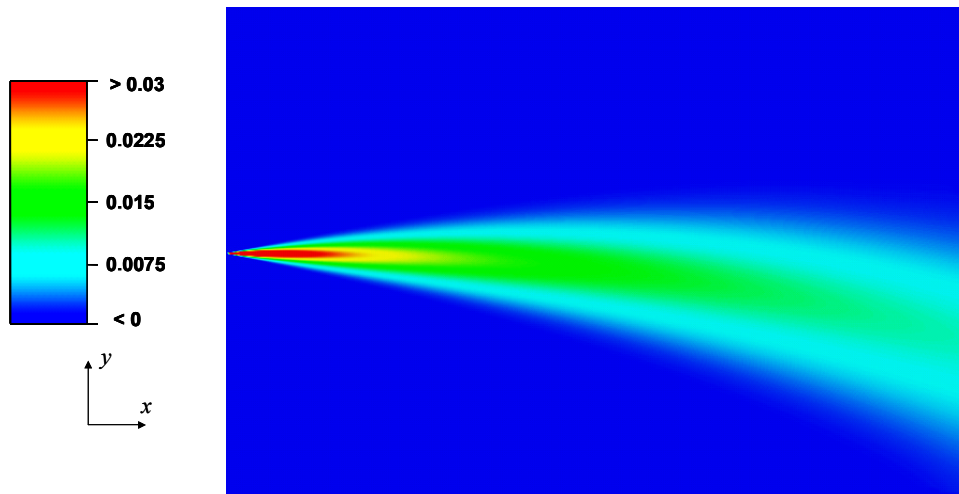


Figure 170 - Champ de concentration (kg de SF₆ / kg d'air) d'un jet plan horizontal à masse volumique variable ($h = 3$ mm ; $c_o = 0,05$ en SF₆ ; $u_o = 30$ m/s)

Ces deux figures montrent clairement qu'en cas de forte concentration initiale du contaminant gazeux, les effets de densité induisent une importante déviation du jet. Une étude paramétrique permet alors d'identifier les paramètres influant sur cette déviation. La détermination de la trajectoire $y(x)$ d'un jet consiste à considérer le lieu des maxima de concentration.

Dans le cas des jets plans, les trajectoires sont dans l'ensemble proportionnelles à $x^{2,5}$ (cf. Figure 171, a et b). Celles-ci sont constituées d'une partie droite due à l'inertie du jet, suivie d'une partie où les effets de flottabilité deviennent prépondérants et sont responsables de la déviation du jet.

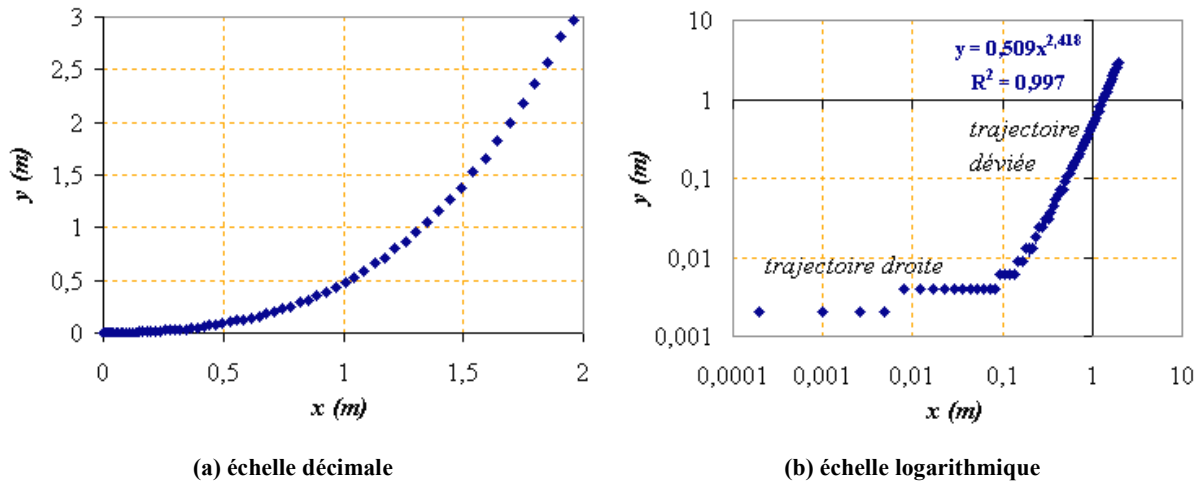


Figure 171 - Exemple de détermination de trajectoire de la concentration maximale d'un jet plan horizontal à masse volumique variable ($h = 3 \text{ mm}$; $c_0 = 0,64$ en hélium ; $u_0 = 10 \text{ m/s}$)

Les trajectoires des jets auraient également pu être caractérisées par la détermination du lieu des maxima de vitesse moyenne plutôt que celui des maxima de concentration, mais, dans la grande majorité des simulations, les deux courbes représentatives des trajectoires coïncident, comme l'illustre la Figure 172. Aussi, par la suite, seul le champ de concentration est considéré.

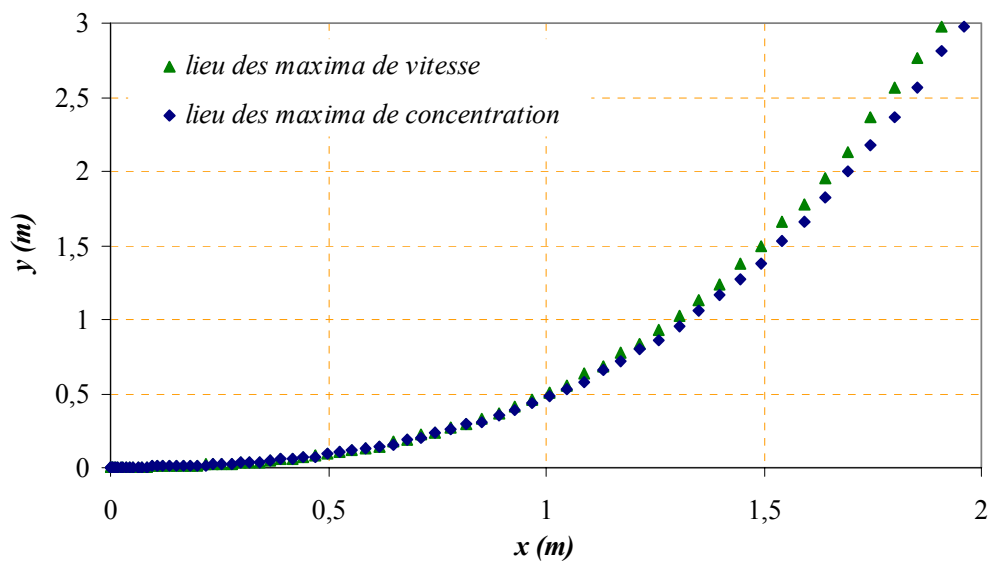


Figure 172 - Comparaison entre les trajectoires définies comme le lieu des maxima de la concentration et de la vitesse moyenne. Cas d'un jet plan horizontal à masse volumique variable ($h = 3 \text{ mm}$; $c_0 = 0,64$ en hélium ; $u_0 = 10 \text{ m/s}$)

Afin d'établir un modèle décrivant la trajectoire de ces jets, les paramètres variables choisis sont les suivants :

- hauteur de fente h variant entre 1 mm et 5 mm,
- vitesse initiale du jet u_o variant entre 10 m/s et 50 m/s,
- concentration initiale (fraction molaire) en contaminant c_o variant entre 0,07 et 0,96,
- masse molaire du contaminant : deux contaminants sont utilisés ; l'hélium simule une fuite de gaz "léger" et hexafluorure de soufre (SF_6) simule une fuite de gaz "lourd".

L'ensemble des simulations réalisées (au nombre de 30), dans le cas du jet plan continu horizontal dévié par les effets de densité, est récapitulé dans le Tableau 63 (Annexe 5).

La Figure 173 illustre l'influence de la vitesse initiale du jet sur sa trajectoire.

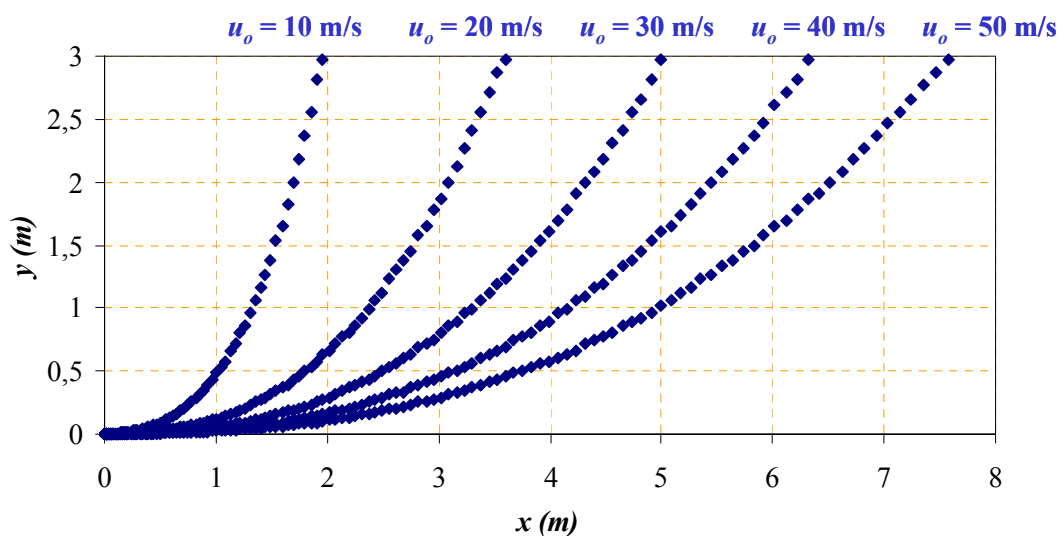


Figure 173 - Trajectoires du jet en fonction de la variation de la vitesse initiale ($c_o = 0,64$ en hélium ; $h = 3$ mm)

L'étude paramétrique montre que les trajectoires du jet sont proportionnelles à $1/u_o^2$ (cf. Figure 174), rejoignant ainsi les résultats de Arakeri et *al.* [5] pour d'autres configurations. De la même façon, l'étude de l'influence des autres paramètres montre que plus la hauteur de la fente est élevée, moins le jet est dévié ; de plus, bien entendu, plus la concentration initiale est élevée, plus le jet est dévié.

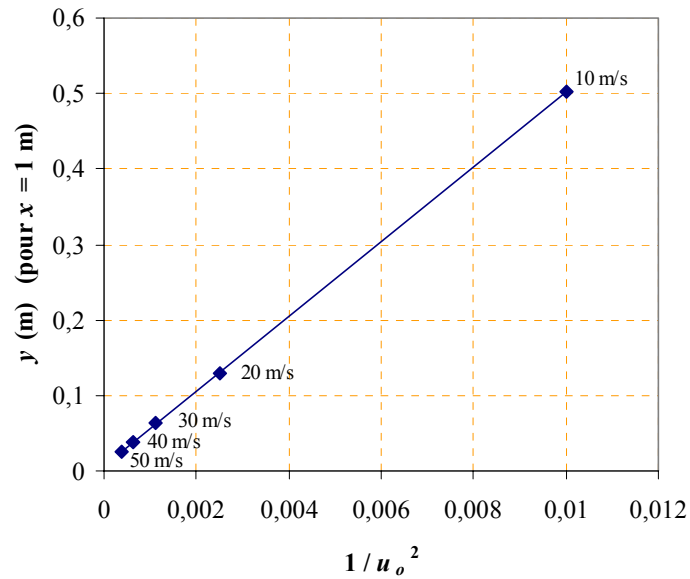


Figure 174 – Valeurs y de déviation d'un jet plan ($c_o = 0,64$ en hélium ; $h = 3$ mm) pour différentes valeurs de vitesse initiale de jet, et pour une position $x = 1$ m

Une formulation rejoignant celle de Arakeri (relation (E - 32)) est donc recherchée ; il en découle la formulation de la trajectoire du jet donnée par la relation (E - 101). Les coefficients constants et exposants de cette relation sont obtenus par une minimisation des écarts quadratiques entre les résultats de simulation et le modèle (utilisation du tableur *Excel*).

$$\frac{y}{h} = \frac{0,145}{Fr} \left(\frac{x}{h} \right)^{\frac{5}{2}} \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_o}} \quad (\text{E - 101})$$

où Fr est le nombre de Froude défini par la relation (E - 22).

Par commodité et suivant le cas, le nombre de Froude peut être soit positif (contaminant gazeux plus léger que l'air ambiant), soit négatif (contaminant plus lourd que l'air ambiant). Ainsi, si $Fr > 0$ alors $y > 0$ et le jet est dévié vers le haut ; si $Fr < 0$ alors $y < 0$ et le jet est dévié vers le bas.

La Figure 175 présente l'ensemble des trajectoires déterminées par les différentes simulations de jets plans horizontaux (cas de l'injection d'hélium et de l'hexafluorure de soufre).

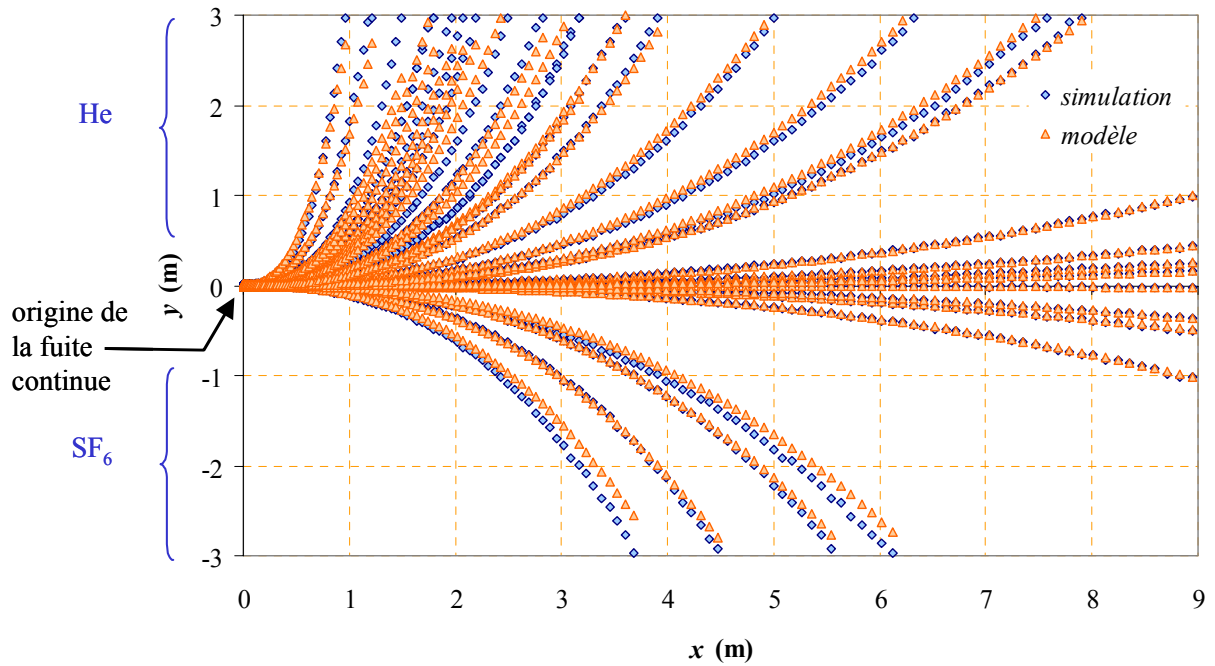


Figure 175 - Trajectoires du jet plan à masse volumique variable pour différents paramètres initiaux. Comparaisons entre les résultats des simulations et le modèle

Du fait de la déviation du jet, l'évolution de la concentration a été étudiée le long de la trajectoire du jet et non pas le long de l'axe Ox comme dans le cas de jets stationnaires classiques (cf. § I.2.2.2). L'étude paramétrique permet de déterminer l'évolution de la concentration maximale, inspirée de la théorie des jets plans continus non-déviés :

$$\frac{c_m}{c_o} = 2,80 \sqrt[5]{\frac{h}{l} \left(\frac{\rho_a}{\rho_o} \right)} \quad (\text{E - 102})$$

où l est l'abscisse curviligne le long de la trajectoire du jet qui peut être évaluée par la relation suivante :

$$l = \int_0^x \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2} dx \quad (\text{E - 103})$$

Il est à souligner que lorsque $\rho_o \approx \rho_a$, l'expression de la décroissance de la concentration pour un jet libre est retrouvée (cf. Tableau 4). La relation (E - 102) est illustrée par la Figure 176.

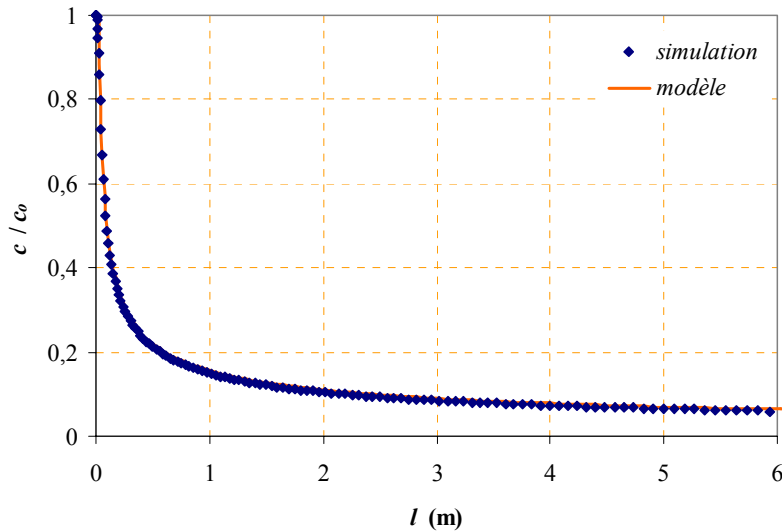


Figure 176 - Comparaison entre le profil de concentration le long de la trajectoire d'un jet plan horizontal et le modèle ($u_o = 50$ m/s ; $c_o = 0,64$ en hélium ; $h = 3$ mm)

V.1.2.2. Cas du jet rond horizontal à masse volumique variable

La démarche mise en œuvre pour l'étude des jets ronds horizontaux à masse volumique variable est tout à fait similaire à celle réalisée pour l'étude des jets plans. Cette étude n'est donc pas détaillée ici et seuls les résultats sont présentés. Vingt-deux simulations ont été effectuées ; elles sont résumées dans le Tableau 64 (Annexe 5).

Comme pour les jets plans horizontaux, la trajectoire du jet rond horizontal a été déterminée en fonction des différents paramètres :

$$\frac{y}{d_o} = \frac{0,103}{Fr} \left(\frac{x}{d_o} \right)^3 \left| \frac{\rho_o - \rho_a}{\rho_a} \right|^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{E - 104})$$

où Fr est le nombre de Froude donné par la relation (E - 22).

De la même façon, si le contaminant gazeux est plus léger que l'air ambiant, alors $Fr > 0$ et $y > 0$: le jet est donc dévié vers le haut. Dans le cas contraire, le jet est dévié vers le bas.

La Figure 177 présente l'ensemble des trajectoires déterminées par les différentes simulations de jets ronds horizontaux (avec de l'hélium).

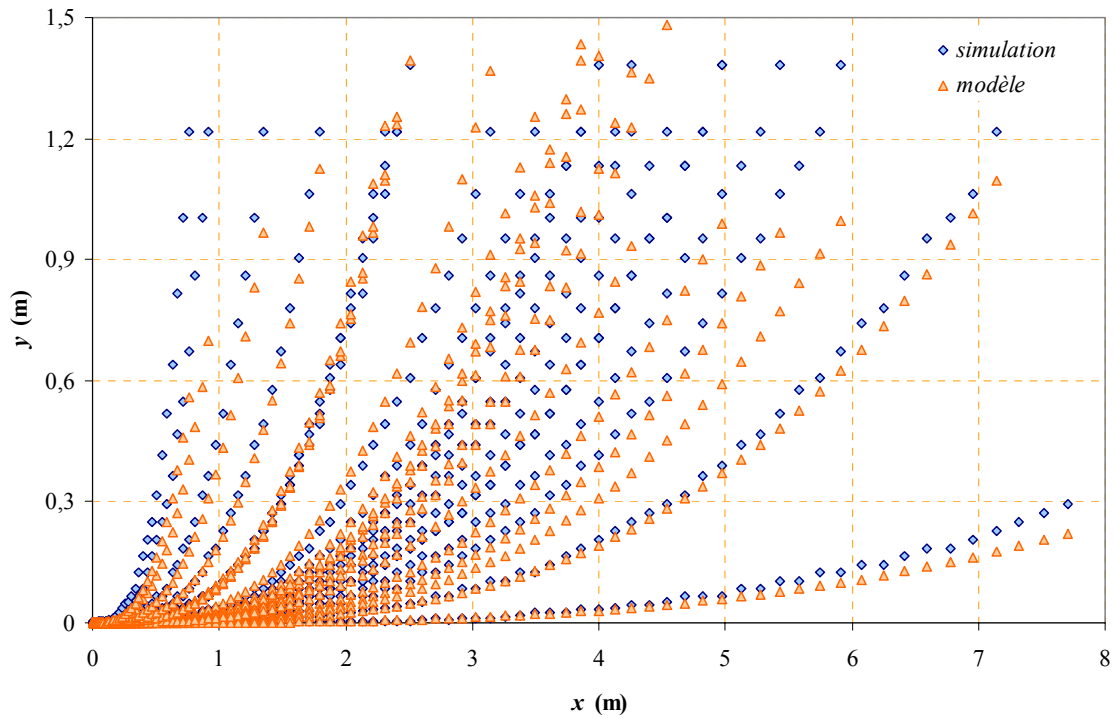


Figure 177 –Trajectoires du jet rond à masse volumique variable pour différents paramètres initiaux. Comparaisons entre les résultats des simulations et le modèle

Enfin, l'évolution de la concentration maximale s'exprime selon :

$$\frac{c_m}{c_o} = 5,60 \frac{d_o}{l} \left(\frac{\rho_a}{\rho_o} \right)^{\frac{1}{8}} \quad (\text{E - 105})$$

où l est l'abscisse le long de la trajectoire du jet qui peut être évaluée par la relation (E - 103).

De même, lorsque $\rho_o \approx \rho_a$, l'expression de la décroissance de la concentration pour un jet rond libre est retrouvée (cf. Tableau 4).

V.1.2.3. Commentaires sur la convergence des simulations

Lors de la mise en place des différents calculs, l'augmentation du faux pas de temps facilite en général la convergence des calculs dans le cas de concentrations initiales élevées. Cependant, les simulations dont les conditions initiales ont trait à la fois à une forte concentration initiale c_o en contaminant et à une vitesse initiale u_o élevée ont été les plus délicates à réaliser (notamment dans le cas où la concentration initiale en hélium était de 0,96 et la vitesse initiale du jet supérieure à 20 m/s). Par ailleurs, les simulations où le contaminant est initialement pur ($c_o = 1$) ne convergent pas.

Une étude de l'influence du maillage a par ailleurs été menée. Le raffinement du maillage n'affecte pas les résultats des simulations comme le met en évidence la Figure 178 : la trajectoire d'un jet plan issu d'une fente de hauteur 3 mm a été tracée dans le cas de calculs réalisés avec trois maillages différents : un maillage initial, qui correspond à celui indiqué au Tableau 61, un maillage deux fois plus dense que ce maillage initial et un maillage deux fois plus lâche.

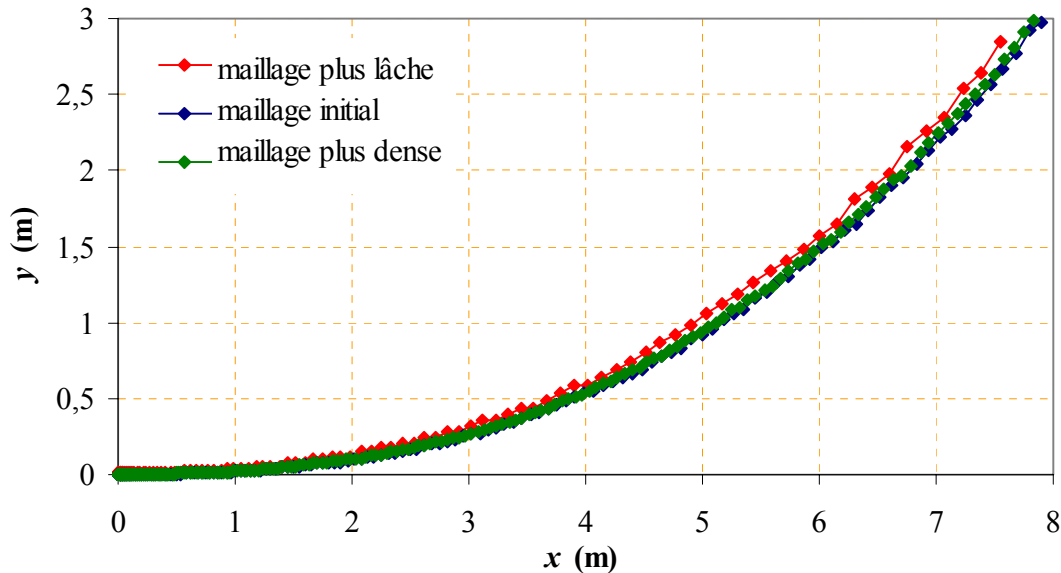


Figure 178 - Trajectoire du jet en fonction pour différentes densités de maillage
($c_o = 0,07$ en hélium ; $h = 3$ mm)

V.1.3. Étude expérimentale des effets de densité

Une étude expérimentale des jets horizontaux avec des concentrations importantes en hélium a été réalisée. Pour ceci, le protocole expérimental est fortement inspiré de la réalisation de jets stationnaires dilués (cf. § IV.3.2) : un grand volume d'un mélange air / hélium est émis dans le local pendant une durée d'environ 20 s. Les mesures sont réalisées avec les spectromètres de masse habituels. La concentration molaire initiale en hélium étant de 0,1 (soit 100 000 ppm), il n'est évidemment pas possible d'effectuer des mesures trop près de l'orifice. La Figure 179 présente des résultats de mesure en comparaison avec la simulation numérique réalisée en parallèle. Les valeurs indiquées sont en ppm (fractions molaires) et les tracés en pointillés mettent en évidence les limites du jet continu dans le cas de la simulation.

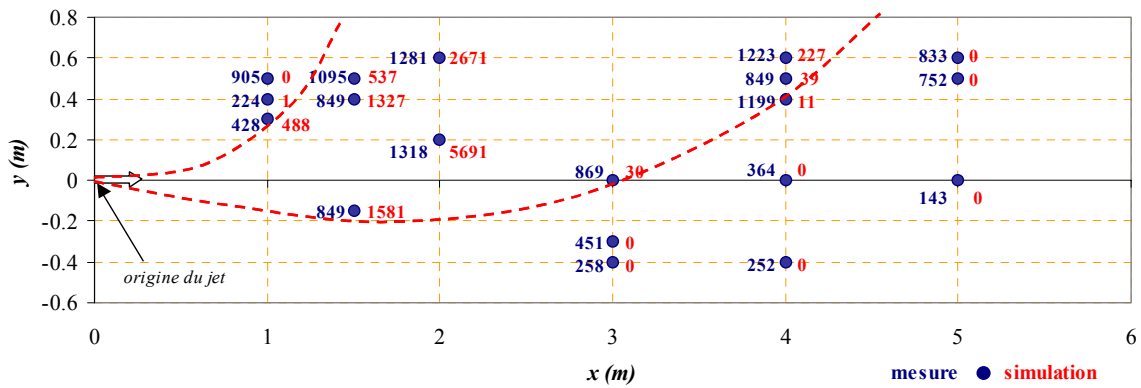


Figure 179 - Comparaison entre les mesures de concentration d'hélium et les résultats de simulation dans le cas d'un jet continu ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s ; $c_b = 0,1$)

L'analyse des résultats montre que, globalement, l'hélium injecté se retrouve en partie haute : des effets de densité sont bien observés expérimentalement mais les valeurs expérimentales ne coïncident jamais avec les résultats de simulation. D'autres essais ont été réalisés à l'aide de diluteurs, qui sont des appareils permettant de diluer un échantillon de gaz prélevé (avec un facteur de dilution connu allant de 10 à 100). Cela permet d'utiliser les spectromètres de masse hélium dans une gamme plus large de concentration. Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et ceux de simulation ne sont cependant pas davantage satisfaisantes (cf. Figure 180), même si une tendance d'élévation de l'hélium est observée de nouveau.

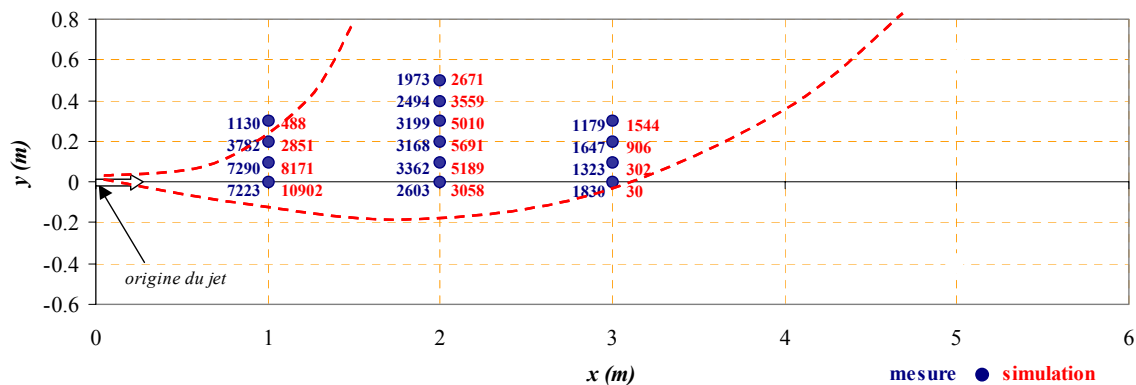


Figure 180 - Comparaison entre les mesures de concentration d'hélium et les résultats de simulation dans le cas d'un jet continu ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 10$ m/s ; $c_b = 0,1$) - Utilisation de diluteurs

Les différences observées entre les résultats présentés mettent surtout en évidence les difficultés expérimentales rencontrées lors de l'étude des effets de densité : la répétabilité des essais (cf. Figure 181) ainsi que la reproductibilité ne sont pas toujours vérifiées, et ce, malgré l'utilisation des diluteurs. A titre d'exemple, la valeur de la concentration en hélium à 3 m de la source d'émission est soit de 869 ppm (cf. Figure 179) soit de 1830 ppm (cf. Figure 180). Par ailleurs, des précautions doivent être prises car l'enchaînement de ces essais expérimentaux induit un accroissement de la teneur ambiante en hélium dans le local et nécessite l'aération régulière du local. Il est donc difficile de conclure sur la correspondance

entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation tant les mesures expérimentales de concentration oscillent de façon importante pendant la durée d'émission du jet (cf. Figure 181).

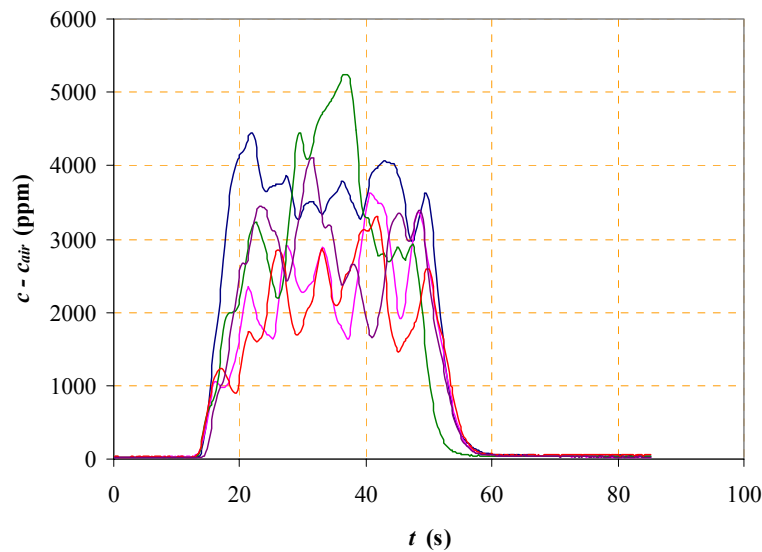


Figure 181 - Répétition de cinq mesures de concentration d'hélium à une distance de 1 m de la source d'émission et à une hauteur de 20 cm par rapport à l'axe

Il serait intéressant d'approfondir ces expérimentations afin de déterminer si ces oscillations sont dues aux conditions expérimentales (en particulier, la méthode de mesure intrusive perturbe probablement la dispersion de l'hélium), ou si elles correspondent à des instabilités non-prévues par les simulations.

V.2. Etude numérique des effets de la ventilation d'un local

Pour étudier l'influence de la ventilation sur la dispersion de contaminant gazeux, une étude à l'aide de simulations numériques sous Flovent a été réalisée. Seul le cas des fuites continues évoluant dans un milieu ambiant dans lequel il existe un écoulement d'air normal à ces fuites a été traité. Cette situation, conduisant à une déviation maximale de la fuite, correspond au cas le plus défavorable. Les jets plans 2D comme les jets ronds ont été étudiés dans le cas où le contaminant gazeux est dilué.

Afin d'établir des modèles décrivant le comportement de ce type de jets (trajectoire du jet et évolution de la concentration de long de cette trajectoire), les paramètres variables choisis sont les suivants (cf. Tableau 65 en Annexe 5) :

- hauteur de fente h variant entre 1 mm et 5 mm et diamètre de l'orifice circulaire d_o variant entre 1 cm et 5 cm,
- vitesse initiale du jet u_o variant entre 10 m/s et 50 m/s,
- vitesse moyenne de l'écoulement transversal u_{trans} variant entre 0,05 m/s et 0,5 m/s.

A noter que la vitesse de l'écoulement transversal est choisie très faible devant celle du jet émis car l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne des écoulements d'air dans un local ventilé, loin de la bouche de soufflage, est de 0,20 m/s. Les paramètres de calcul et le maillage utilisés sont tout à fait similaires à ceux des simulations de jets horizontaux à masse volumique variable. Il faut également souligner qu'il existe, dans le code Flovent, une option qui permet de définir un écoulement transversal sur l'ensemble du domaine de calcul.

Tout comme les jets horizontaux à masse volumique variable, les jets déviés par un écoulement transversal présentent deux zones : une première zone où l'effet de l'inertie initiale du jet est prépondérante, et une seconde zone où l'écoulement transversal prend de l'importance. La Figure 182 présente un exemple de champ de concentration d'un jet plan dévié par un écoulement d'air transversal.

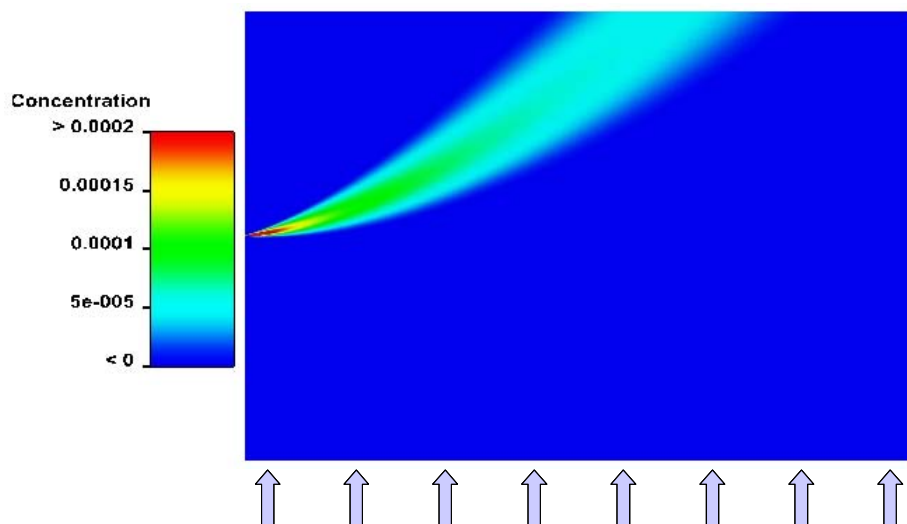


Figure 182 - Champ de concentration (kg de contaminant / kg d'air) d'un jet plan continu ($h = 3$ mm et $u_o = 10$ m/s) dévié par un écoulement transversal et normal au jet ($u_{trans} = 0,20$ m/s)

La recherche de modèles se faisant par une étude paramétrique classique, seuls sont présentés de façon très synthétique les résultats les plus pertinents. Les équations des trajectoires des fuites continues déviées et les évolutions de la concentration maximale le long de ces trajectoires sont résumées dans le Tableau 62. Les modèles recherchés pour les évolutions de la concentration s'inspirent de la formulation proposée par Rajaratnam (cf. Tableau 4). Le tableur *Excel* a été utilisé afin de déterminer, par une minimisation des écarts quadratiques entre les résultats de simulation et les modèles développés, les termes constants apparaissant dans les relations.

Tableau 62 - Modèles décrivant les jets plans et ronds déviés par un écoulement normal

	Jet plan	Jet rond
Trajectoire du jet	$\frac{y}{h} = 4,65 \left(\frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{x}{h} \right)^{\frac{3}{2}}$	$\frac{y}{d_o} = 0,16 \left(\frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{\frac{5}{2}}$
Evolution de la concentration sur cette trajectoire	$\frac{c_m}{c_o} = 2,80 \sqrt{\frac{h}{l}} \left(1 + \frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{\frac{13}{2}}$	$\frac{c_m}{c_o} = 5,60 \frac{d_o}{l} \left(1 + \frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{\frac{11}{2}}$

l est l'abscisse le long de la trajectoire du jet qui peut être évaluée par la relation (E - 103).

En ce qui concerne les équations de la trajectoire, il est ainsi facile de comprendre que plus le rapport u_{trans}/u_o est important, plus la déviation du jet est importante. Par ailleurs, l'équation de la trajectoire pour le jet rond (Tableau 62) rappelle celle trouvée dans la littérature (cf. § I.4.1.3).

Il est à noter également que, dans le cas où il n'y pas de déviation par un écoulement transversal ($u_{trans} = 0$), les expressions de l'évolution de la concentration le long de la trajectoire dans le cas du jet libre en milieu ambiant calme (cf. § I.2.2) sont retrouvées.

Il est intéressant d'analyser l'influence d'un courant transversal sur la notion de champ proche. En effet, celui-ci a été défini comme étant la région de l'espace dominée par le flux de quantité de mouvement de la fuite, c'est-à-dire la région dans laquelle la vitesse du fluide est supérieure à la vitesse de convection naturelle ou forcée du local (cf. § II.1.2). Or, l'étude a montré qu'un courant normal à la fuite, même de faible vitesse transversale, suffit à dévier de façon importante un jet continu. Les limites précédemment déterminées sont donc purement théoriques car la déviation par le courant de convection n'est pas prise en compte.

En particulier, il conviendrait probablement de définir le champ proche comme la région où les vitesses dans le jet sont plus importantes que la vitesse de convection dans le local (par exemple, cinq fois supérieures).

La Figure 183 présente un exemple de superposition des limites de champ proche pour différentes vitesses initiales de jets continus (théoriquement non déviés) et des trajectoires de ces mêmes jets s'ils étaient déviés par un écoulement normal et de vitesse moyenne 0,10 m/s (ordre de grandeur de la convection naturelle du local).

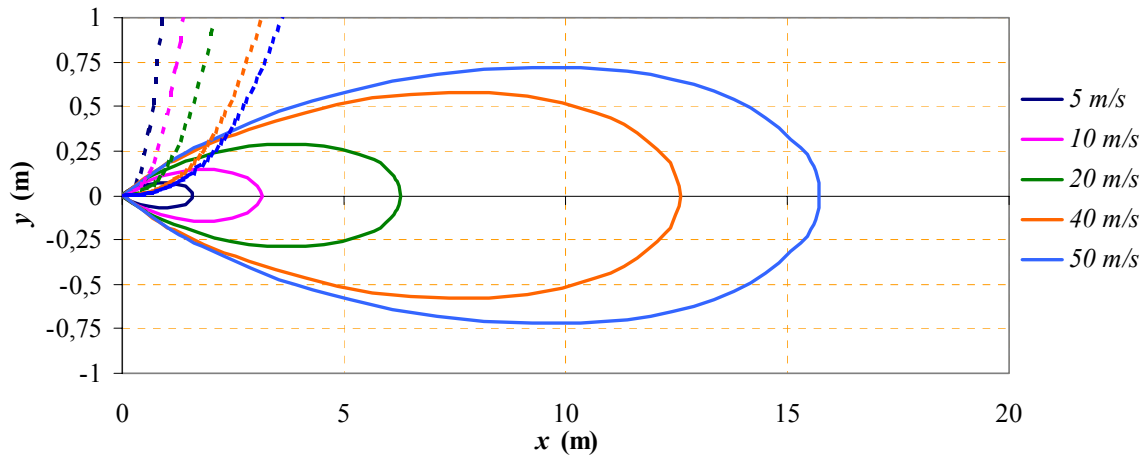


Figure 183 - Limites théoriques du champ proche en jet continu
 ($u_{conv} = 0,10 \text{ m/s}$; $d_o = 5 \text{ mm}$; $u_{trans} = 0,10 \text{ m/s}$)

La Figure 184 présente le cas où le champ proche serait défini par rapport à une vitesse cinq fois supérieure à celle de la convection dans le local.

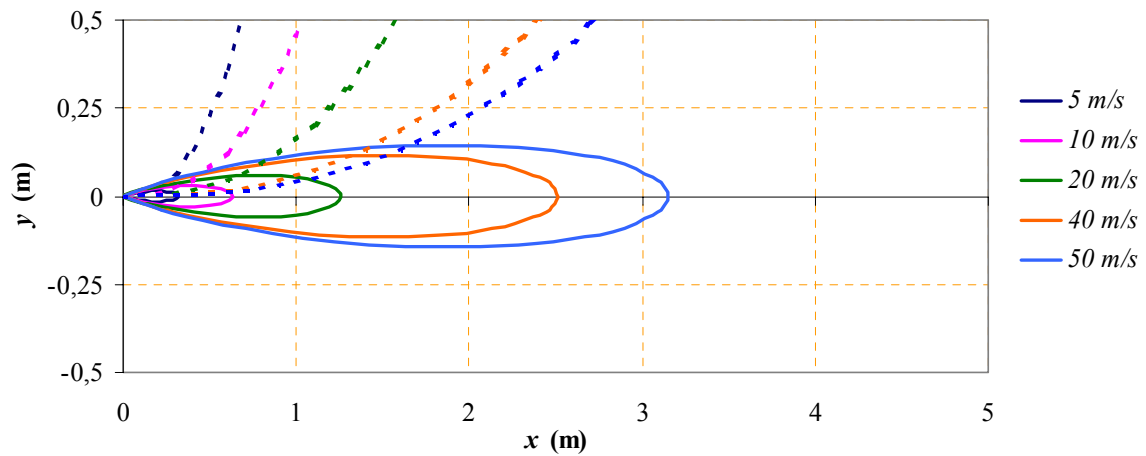


Figure 184 - Limites théoriques du champ proche en jet continu
 ($u_{conv} = 0,50 \text{ m/s}$; $d_o = 5 \text{ mm}$; $u_{trans} = 0,10 \text{ m/s}$)

Enfin, il serait intéressant d'étudier les effets d'écoulements d'air dans le local lorsque ceux-ci ne sont pas normaux à l'axe du jet mais à co-courant ou contre-courant. Cela modifierait également les limites du champ proche.

V.3. Conclusion

Les principaux résultats présentés dans cette partie, notamment la mise en place de corrélations décrivant le comportement de fuites continues pouvant être perturbées par la ventilation d'un local ou les effets de densité du polluant, proviennent essentiellement des simulations réalisées avec l'outil multi-D Flovent. Il semble alors important, par la suite, de qualifier ces modèles ; quelques expériences, dans le cas de l'étude des effets de densité, ont été menées mais celles-ci n'ont malheureusement pas été probantes et ce travail expérimental reste donc à poursuivre. Enfin, ces travaux, réalisés uniquement dans le cas de fuites continues, pourraient par la suite être étendus au cas de l'étude des fuites transitoires perturbées par la ventilation et les effets de densité. La notion de champ proche reste de plus à approfondir car les limites estimées doivent prendre en compte la déviation éventuelle des fuites.

Annexe 5 : Récapitulatif des simulations réalisées lors de l'étude des déviations des fuites continues

Tableau 63 - Récapitulatif des simulations de jets plans horizontaux à masse volumique variable

Etude	h (mm)	u_o (m/s)	c_o (vol. contaminant / vol. mélange)	Fr
Cas du contaminant simulé par He				
Variation de la concentration initiale de la fuite	3	10	0,07	54366
			0,28	10873
			0,45	5437
			0,64	2718
			0,88	1087
			0,96	725
Variation de la vitesse initiale du jet	3	20	0,07	$2,7 \cdot 10^5$
		30		$4,9 \cdot 10^5$
		40		$8,7 \cdot 10^5$
		50		$1,4 \cdot 10^6$
		20	0,64	10873
		30		24465
		40		43493
		50		67958
		20	0,96	2900
		30		6524
		40		11598
		50		18122
Variation de la hauteur de la fente	1	10	0,45	16310
	2			8155
	4			4077
	5			3262
Cas du contaminant simulé par SF₆				
Variations diverses	3	10	0,002	$-4,2 \cdot 10^5$
			0,05	- 21201
			0,37	- 5653
		30	0,05	$-1,9 \cdot 10^5$
			50	0,002
		0,05		$-5,3 \cdot 10^5$
	1	10	0,05	- 63602
5	- 12720			

Tableau 64 - Récapitulatif des simulations de jets ronds horizontaux à masse volumique variable

Etude	d_o (cm)	u_o (m/s)	c_o (vol. contaminant / vol. mélange)	Fr
Cas du contaminant simulé par He				
Variation de la concentration initiale de la fuite	2	10	0,07	8155
			0,28	1631
			0,45	815
			0,64	408
			0,88	163
			0,96	109
Variation de la vitesse initiale du jet	2	20	0,07	32620
		30		73395
		40		$1,3 \cdot 10^5$
		50		$2 \cdot 10^5$
		20	0,64	1631
		30		3670
		40		6524
		50		10194
Variation du diamètre de l'orifice	1	10	0,07	16310
	3			5437
	4			4077
	5			3262
	1		0,45	1631
	3			544
	4			408
	5			326

Tableau 65 - Récapitulatif des simulations de fuites déviées par un écoulement normal aux jets

Cas des fentes				
Etude	h (mm)	u_o (m/s)	u_{trans} (m/s)	u_{trans}/u_o
Variation de la vitesse moyenne du courant transversal	3	10	0,05	0,005
			0,10	0,01
			0,20	0,02
			0,30	0,03
			0,40	0,04
			0,50	0,05
Variation de la vitesse initiale du jet	3	20	0,2	0,01
		30		0,0067
		40		0,005
		50		0,004
Variation de la hauteur de la fente	1	10	0,2	0,02
	2			0,02
	4			0,02
	5			0,02
Cas des orifices circulaires				
Etude	d_o (cm)	u_o (m/s)	u_{trans} (m/s)	u_{trans}/u_o
Variation de la vitesse moyenne du courant transversal	2	10	0,05	0,005
			0,10	0,01
			0,15	0,015
			0,20	0,02
			0,25	0,025
			0,30	0,03
			0,40	0,04
			0,50	0,05
Variation de la vitesse initiale du jet	2	5	0,2	0,04
		20		0,01
		30		0,0067
		40		0,005
		50		0,004
Variation du diamètre de l'orifice	1	10	0,2	0,02
	2			0,02
	4			0,02
	5			0,02

Chapitre VI.

Synthèse et application à un cas concret : fuite potentielle sur le réacteur SILENE

Dans ce dernier chapitre, des tableaux synthétiques permettent de récapituler les différentes situations accidentelles et les corrélations directement utilisables pour prédire la dispersion d'un contaminant gazeux en champ proche de la fuite.

Il est intéressant par ailleurs de traiter un cas réel afin de valider les modèles précédents. Les expériences menées sur l'installation SILENE à Valduc en mai 2000 constituent une application intéressante dans la mesure où il s'agit d'un local ventilé d'une installation expérimentale dans lequel s'est produit un incident en 1999.

VI.1. Synthèse des modèles utilisables pour évaluer la dispersion d'un contaminant gazeux en cas de fuite accidentelle

De façon générale, le coefficient de contraction c_c est introduit dans toutes les relations décrivant la dispersion d'un contaminant gazeux. Il permet de prendre en compte l'existence d'un phénomène de contraction de l'écoulement à la sortie de l'orifice. Ce coefficient est souvent égal à 0,6 [15]. S'il n'y a pas de contraction, ce nombre est pris égal à 1 (valeur prise par défaut en l'absence de données précises).

VI.1.1. Cas d'une fuite continue

VI.1.1.1. Fuite continue diluée et non-perturbée

Dans le cas où le contaminant gazeux considéré est dilué (pas d'effets de densité) et la fuite continue, les modèles utilisables pour décrire l'évolution spatio-temporelle de ce contaminant sont les lois de comportement des jets stationnaires (cf. Tableau 66). Par ailleurs, c / c_o peut être indifféremment un rapport de fractions molaires ou massiques ($c / c_o < 0,01$) et ces lois concernent les fuites issues de fentes ou d'orifices circulaires de diamètre hydraulique d_h .

Tableau 66 - Lois de dispersion d'un contaminant gazeux dans le cas d'une fuite continue libre et diluée

	Fente	Orifice circulaire
Champ de concentration	$\frac{c}{c_o} = C_{conc} \left(\frac{n d_h}{x} \right)^n \exp \left(-\alpha_c \frac{y^2}{x^2} \right)$	
	$n = 1/2$ $C_{conc} = 2,8 c_c$ $\alpha_c = 38 c_c$	$n = 1$ $C_{conc} = 5,6 c_c$ $\alpha_c = 62 c_c$
θ_c^{50}	$\theta_c^{50} = \text{Arctan} \sqrt{\frac{\ln 2}{\alpha_c}}$	
θ_c^{10}	$\theta_c^{10} = \text{Arctan} \sqrt{\frac{\ln 10}{\alpha_c}}$	

d_h est le diamètre hydraulique de la fuite ($d_h = 2 h$ dans le cas de la fente et $d_h = d_o$ dans le cas de l'orifice circulaire).

VI.1.1.2. Fuite continue avec effets de densité

VI.1.1.2.1. Fuite verticale

Les fuites verticales peuvent être décrites par les relations de Chen et Rodi (cf. I.3.2.1 et Tableau 67) lorsque la fuite est ascendante et le contaminant gazeux plus léger que l'air ambiant, ou bien lorsque la fuite est descendante et le contaminant gazeux plus dense que l'air ambiant.

Tableau 67 - Lois de dispersion d'un contaminant gazeux dans le cas d'une fuite continue verticale et en forte concentration

	Fente	Orifice circulaire
Champ de concentration	$\frac{c}{c_o} = C_{conc} Fr^\beta \left(\frac{\rho_o}{\rho_a}\right)^\gamma \left(\frac{nd_h}{x}\right)^\delta \exp\left(-\alpha_c \frac{y^2}{x^2}\right)$	
n	1/2	1
Région de jet (X < 0,5)	$C_{conc} = 2 c_c$ $\beta = 0$ $\gamma = -1/2$ $\delta = 1/2$ $\alpha_c = 35 c_c$	$C_{conc} = 5 c_c$ $\beta = 0$ $\gamma = -1/2$ $\delta = 1$ $\alpha_c = 57 c_c$
Région intermédiaire (0,5 ≤ X ≤ 5)	$C_{conc} = 1,65 c_c$ $\beta = 1/6$ $\gamma = -1/4$ $\delta = 3/4$ $\alpha_c = 35 c_c$	$C_{conc} = 5,1 c_c$ $\beta = 1/10$ $\gamma = -7/16$ $\delta = 5/4$ $\alpha_c = 57 c_c$
Région de panache (X > 5)	$C_{conc} = 2,4 c_c$ $\beta = 1/3$ $\gamma = -1/3$ $\delta = 1$ $\alpha_c = 41 c_c$	$C_{conc} = 9,35 c_c$ $\beta = 1/3$ $\gamma = -1/3$ $\delta = 5/3$ $\alpha_c = 65 c_c$
Paramètre X	$X = Fr^{-\frac{1}{n+1}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a}\right)^{-\frac{1}{2(n+1)}} \frac{x}{nd_h}$	
Nombre de Froude	$Fr = \frac{\rho_o u_o^2}{n g d_h (\rho_a - \rho_o)}$	

VI.1.1.2.2. Fuite horizontale

Dans le cas des fuites horizontales, les modèles développés traduisent uniquement la trajectoire de la fuite et la décroissance de concentration en contaminant le long de cette trajectoire.

Tableau 68 - Modèles décrivant les fuites continues déviées par les effets de densité

	Fente	Orifice circulaire
Trajectoire du jet	$\frac{y}{n d_h} = \frac{C_y}{Fr} \left(\frac{x}{n d_h} \right)^{n+2} \left \frac{\rho_o - \rho_a}{\rho_a} \right ^{\frac{2n-1}{3}} \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{3}(5n-4)}$	
Evolution de la concentration sur la trajectoire	$\frac{c_m}{c_o} = C_{conc} \left(\frac{n d_h}{l} \right)^n \left(\frac{\rho_o}{\rho_a} \right)^{\frac{6n-11}{40}}$	
Constantes et paramètres	$n = 1/2$ $C_y = 0,145$ $C_{conc} = 2,8 c_c$	$n = 1$ $C_y = 0,103$ $C_{conc} = 5,6 c_c$
	$Fr = \frac{\rho_o u_o^2}{n g d_h (\rho_a - \rho_o)}$	

Il n'est pas trivial d'obtenir de façon analytique l'abscisse curviligne l par l'expression (E - 103) vue précédemment.

$$l = \int_0^x \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2} dx \quad (\text{E - 103})$$

Elle est plus facilement accessible par discrétisation de l'expression de la trajectoire (cf. Figure 185) et peut donc s'écrire :

$$l_k = \sum_{i=0}^k \sqrt{\Delta x_i^2 + \Delta y_i^2} \quad (\text{E - 106})$$

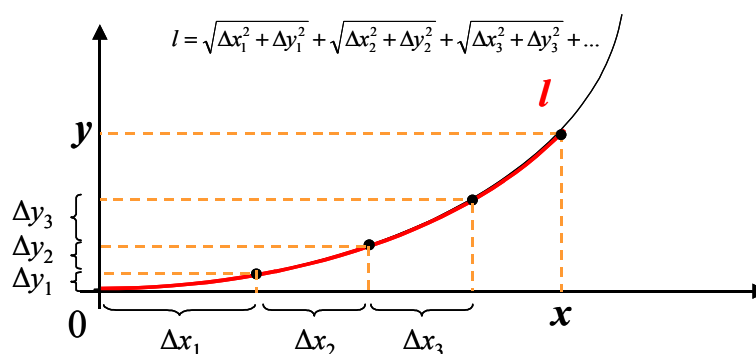


Figure 185 - Détermination de l'abscisse curviligne

VI.1.1.3. Fuite continue diluée déviée par la ventilation

Dans le cas où la ventilation d'un local induit un écoulement d'air normal à une fuite continue, la dispersion d'un contaminant gazeux peut être décrite par les relations du Tableau 69. u_{trans} est la vitesse de l'écoulement normal à la direction de la fuite (soit dans la direction de l'axe Oy).

Tableau 69 - Modèles décrivant les fuites continues déviées par un écoulement normal

	Fente	Orifice circulaire
Trajectoire du jet	$\frac{y}{n d_h} = C_y \left(\frac{x}{n d_h} \right)^{2n+\frac{1}{2}} \left(\frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{\frac{3}{2}}$	
Evolution de la concentration sur cette trajectoire	$\frac{c_m}{c_o} = C_{conc} \left(\frac{n d_h}{l} \right)^n \left(1 + \frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{2n-\frac{15}{2}}$	
Constantes et paramètres	$n = 1/2$ $C_y = 4,65$ $C_{conc} = 2,8 c_c$	$n = 1$ $C_y = 0,16$ $C_{conc} = 5,6 c_c$

VI.1.1.4. Expression des coefficients de transfert continus

Dans le cas des fuites continues, les coefficients de transfert se déduisent très facilement des profils de concentration c/c_o . Ils se calculent d'après l'expression générale (E - 107) :

$$K = \frac{c}{c_o} \frac{1}{s u_o} \quad (\text{E - 107})$$

où s est la section de l'orifice à l'origine de la fuite.

Le rapport c/c_o est un rapport de fractions molaires mais, dans le cas où le contaminant est en faible concentration initiale (fuite diluée), c et c_o peuvent être indifféremment des fractions molaires ou massiques.

VI.1.2. Cas d'une fuite transitoire (sans perturbation)

Les relations décrivant l'évolution spatio-temporelle d'un contaminant gazeux, valables pour les fentes et les orifices circulaires, sont rappelées dans le Tableau 70 et le Tableau 71. Les effets de densité ou de la ventilation du local ne sont pas pris en compte ici.

Tableau 70 - Lois de dispersion d'un contaminant gazeux dans le cas d'une fuite transitoire diluée

Partie croissante de $c(t)$ $0 < t < t_{max}$	$\frac{c(x, y, t)}{c_o} = \frac{c_{max} / c_o}{1 + \exp\left(p\left(\alpha - \frac{t}{t_{tr}}\right)\right)}$
Partie décroissante de $c(t)$ $t \geq t_{max}$	$\frac{c(x, y, t)}{c_o} = \frac{c_{max} / c_o}{(1 + P_2)} \left[\exp\left(-\frac{t - t_{max}}{P_1 \tau}\right) + P_2 \exp\left(-\frac{t - t_{max}}{P_3 \tau}\right) \right]$

Tableau 71 - Paramètres intervenant dans les lois de dispersion d'un contaminant gazeux dans le cas d'une fuite transitoire diluée

c_{max}	$\frac{c_{max}}{c_o} = C_{conc} \left(\frac{n d_h}{x}\right)^n \left(\frac{x_c}{x}\right)^{m(n+1)} \exp\left(-\alpha_c \frac{y^2}{x^2}\right)$
x_c	$x_c = \left[(n+1) C_{conc} u_o \Delta t_{inj} (n d_h)^n \right]^{\frac{1}{n+1}}$
t_{tr}	$t_{tr} = \left(\frac{1}{(n+1) C_{conc}} \right)^{m+1} \frac{x^{(n+1)(m+1)}}{u_o^{m+1} (n d_h)^{n(m+1)} \Delta t_{inj}^m}$
$t_{max} - \Delta t_{inj}$	$t_{max} - \Delta t_{inj} = C_t \frac{x^{(n+1)(m+1)}}{u_o^{m+1} (n d_h)^{n(m+1)} \Delta t_{inj}^m}$
τ	$\tau = \frac{x^2}{n u_o d_h}$

Tableau 72 - Constantes des paramètres intervenant dans les lois de dispersion d'un contaminant gazeux dans le cas d'une fuite transitoire diluée

	Fente	Orifice circulaire
n	$\frac{1}{2}$	1
m	0 pour $x < x_c$ (phase "jet transitoire") ----- 1 pour $x \geq x_c$ (phase "bouffée")	
C_{conc}	2,8 c_c	5,6 c_c
α_c	38 c_c	62 c_c
C_t	0,112 (pour $m = 0$) ----- 0,083 (pour $m = 1$)	0,0647 (pour $m = 0$) ----- 0,0106 (pour $m = 1$)
p	10 (pour $m = 0$) ----- 15 (pour $m = 1$)	
α	$\alpha = 1 + \frac{\ln 99}{p}$	
P_1	0,106	2,128
P_2	7,303	5,330
P_3	0,00741	0,217

Les coefficients de transfert impulsionnels se calculent soit par intégration des corrélations exprimant l'évolution spatio-temporelle de la concentration en aérocontaminant (relation (E - 53)), soit par les relations semi-empiriques regroupées dans le Tableau 73.

$$K = \frac{1}{V_{inj}} \int_{t=0}^{t=t_{final}} \frac{c}{c_o} dt \quad (\text{E - 53})$$

Tableau 73 – Expressions donnant l'évolution du coefficient de transfert impulsionnel K dans le cas de fuites transitoires issues d'une fente et d'un orifice circulaire

	Fente	Orifice circulaire
$x = 0$	$K \approx \frac{1}{h B u_o}$	$K \approx \frac{1}{(\pi/4) d_o^2 u_o}$
Phase "jet transitoire" $x < x_c$	$K = 2,81 \frac{1}{u_o B \sqrt{h x}}$	$K = 6,75 \frac{1}{u_o d_o x}$
Phase "bouffée" $x \geq x_c$	$K = 13,24 \frac{1}{u_o^{\frac{3}{2}} B \sqrt{\Delta t_{inj} h}}$	$K = 5,40 \frac{1}{(u_o d_o)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\Delta t_{inj}}}$

VI.2. Application aux expériences réalisées dans le local du réacteur

SILENE

VI.2.1. Objectifs et description succincte des expérimentations

Suite à la chute d'un écran de plomb sur la cuve du réacteur expérimental de criticité SILENE (centre de Valduc) en 1999, des expériences ont été réalisées en mai 2000 par le DPEA / SERAC [31] afin d'évaluer la dispersion d'un contaminant, qui aurait pu être provoquée par un éventuel percement de la cuve du réacteur. Le réacteur est situé dans un local ventilé de 2311 m³, comportant 16 bouches de soufflage en partie haute et 4 bouches d'extraction en partie basse. Le taux de renouvellement d'air est de 5 h⁻¹ (cf. Figure 186). Les conditions initiales de l'émission de la fuite ont été choisies telles que la situation soit a priori la plus défavorable pour un opérateur en cas d'accident : fuite de vitesse initiale de 50 m/s et dirigée vers la porte du local.

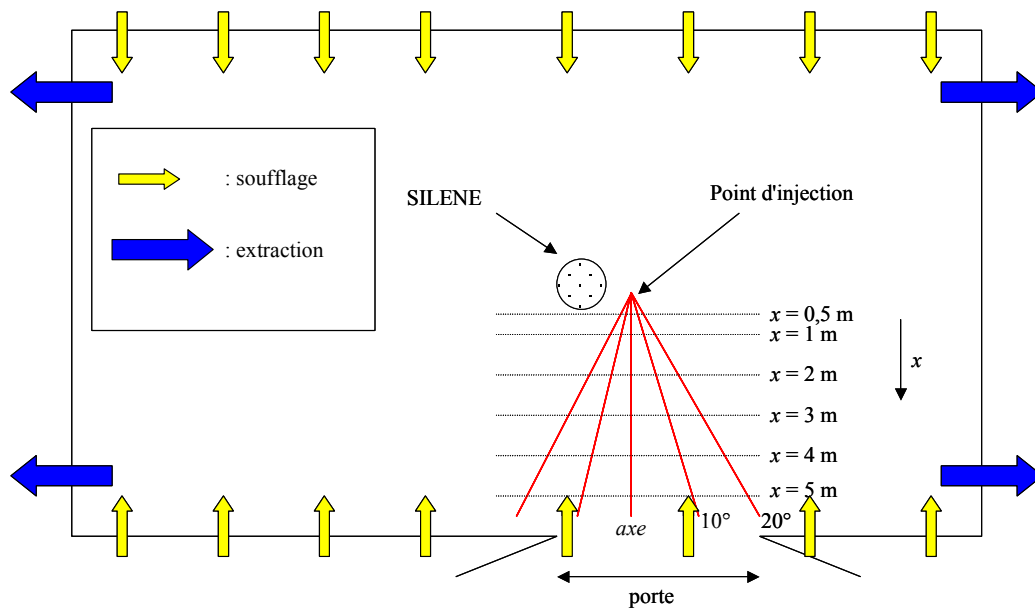


Figure 186 - Représentation vue de dessus du local contenant SILENE et du domaine de mesure

Le protocole expérimental [31] est très similaire à celui qui a été adopté au cours de ces travaux de thèse : il se résume à la vidange rapide d'un sac contenant un mélange air / hélium d'environ 60 L, et à la mesure en temps réel de la concentration en hélium en différents points de l'espace. Le point d'injection est situé à 50 cm à droite de la cuve et à 1,42 m de hauteur (hauteur estimée des voies respiratoires supérieures et proche de la zone d'impact lors de la chute de l'objet sur le réacteur en août 1999). Plusieurs scénarii d'essais ont été réalisés, en fonction de la géométrie du percement de la cuve (orifice circulaire/fente) et de la configuration du local (porte ouverte/porte fermée).

VI.2.2. Principaux résultats et comparaisons

L'analyse des essais montre, en accord avec les travaux menés dans la présente étude, que les concentrations moyennes diminuent en fonction de la distance à la source. Les résultats présentés ne concernent que les expériences réalisées avec un orifice circulaire (conduite de 2 cm de diamètre).

Le local étant ventilé, il a été observé une nette déviation latérale de la fuite générée vers la droite du local. En effet, comme le montre la Figure 187, les évolutions de la concentration enregistrées à gauche de l'axe d'injection sont quasi-nulles.

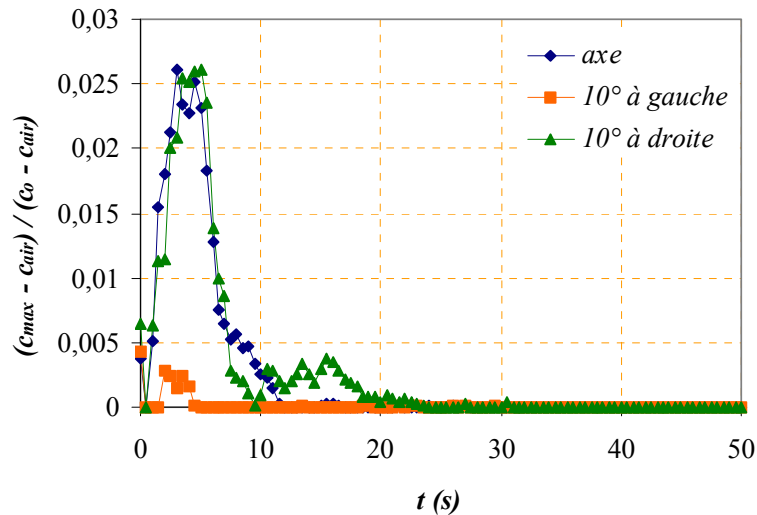


Figure 187 - Comparaisons des résultats de mesure à $x = 2$ m de la source d'émission (scénario 1 : porte fermée) - Fuite transitoire issue d'un orifice circulaire ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 50$ m/s ; $\Delta t_{inj} = 4$ s)

Par la suite, la trajectoire de déviation est déterminée en formulant les hypothèses suivantes :

- les écoulements d'air de la ventilation sont uniformes et normaux à la fuite,
- la trajectoire d'une fuite continue et d'une fuite transitoire sont identiques.

Il est alors possible en première approximation de prendre en compte les effets de la ventilation au modèle de dispersion d'un contaminant gazeux en cas de fuite transitoire. Les expressions de l'évolution spatio-temporelle d'un contaminant gazeux dilué sont ainsi appliquées (cf. Tableau 70). Les expressions de l'évolution des maxima de concentration deviennent, dans le cas d'un orifice circulaire (cf. Tableau 69) :

$$\frac{c_{max}}{c_o} = 5,6 \frac{d_o}{l} \left(1 + \frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{-5,5} \quad (\text{phase "jet transitoire"}) \quad (\text{E - 108})$$

$$\frac{c_{max}}{c_o} = 5,6 \frac{d_o}{l} \left(\frac{l_c}{l} \right)^2 \left(1 + \frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{-5,5} \quad (\text{phase "bouffée"}) \quad (\text{E - 109})$$

où l est l'abscisse curviligne le long de la trajectoire de la fuite transitoire qu'il est possible de calculer par la relation (E - 106), et l_c la limite entre la phase "jet transitoire" et la phase "bouffée".

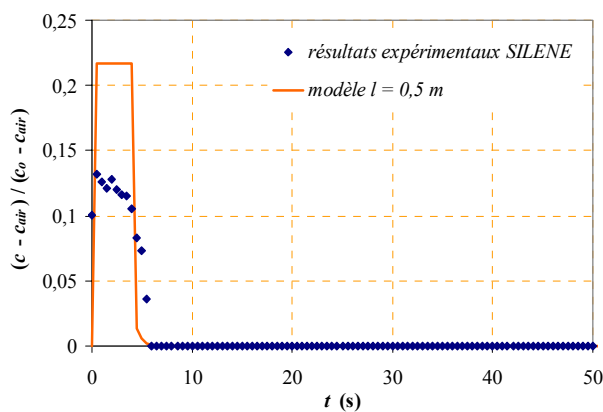
La trajectoire de la fuite transitoire est évaluée par la relation :

$$\frac{y}{d_o} = 0,16 \left(\frac{u_{trans}}{u_o} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{x}{d_o} \right)^{\frac{5}{2}} \quad (\text{E - 110})$$

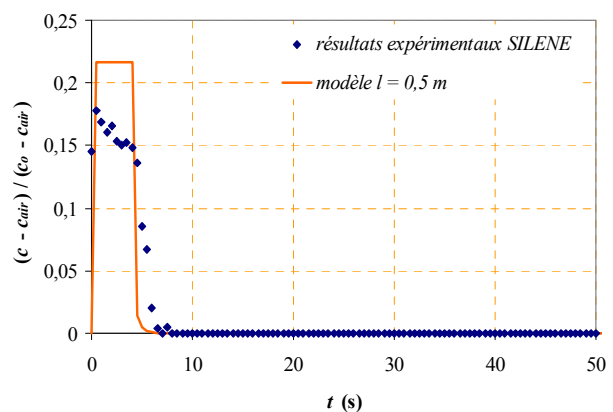
La trajectoire de la fuite et les évolutions spatio-temporelles de la concentration en hélium sont calculées pour plusieurs valeurs de vitesse moyenne de l'écoulement transversal (0,20 m/s ; 0,25 m/s, 0,30 m/s ; 0,40 m/s ; 0,50 m/s). La confrontation avec les résultats expérimentaux montre que la fuite émise est apparemment déviée par un écoulement de vitesse moyenne $u_{trans} = 0,30$ m/s pour les deux scénarii étudiés.

Les figures suivantes (Figure 188 (a) à (f)) présentent les comparaisons réalisées. Elles paraissent satisfaisantes dans la mesure où les écarts observés entre les résultats expérimentaux et le modèle peuvent s'expliquer par :

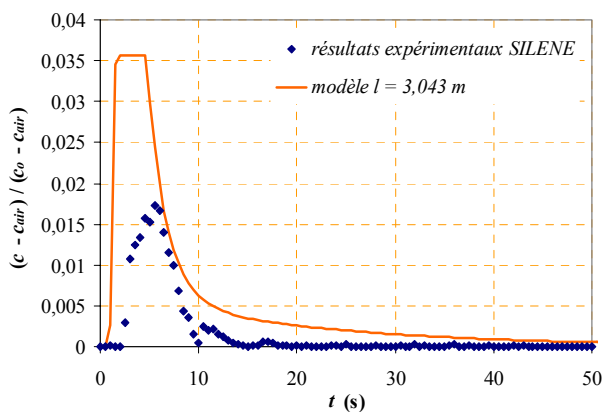
- l'hypothèse très approximative d'écoulements uniformes et normaux à la fuite : les effets de la ventilation sont certainement plus complexes à modéliser. En particulier, les effets de la porte du local (ouverte ou fermée) ne sont pas pris en compte dans le modèle ;
- les positions des sondes de mesure (initialement disposées sur l'axe d'injection et à 10° et 20° de cet axe) ne correspondent pas toujours précisément à la trajectoire estimée pour une déviation de la fuite continue par un écoulement normal de vitesse moyenne de 0,30 m/s (cf. Figure 189).



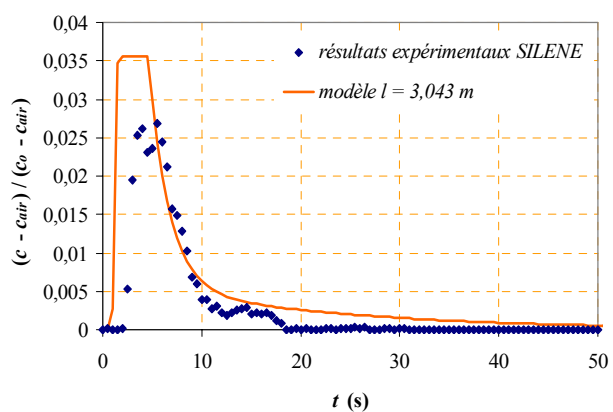
(a) porte du local ouverte : mesure à $l = 0,5$ m
($x = 0,5$ m, $y = 0$, sonde sur l'axe)



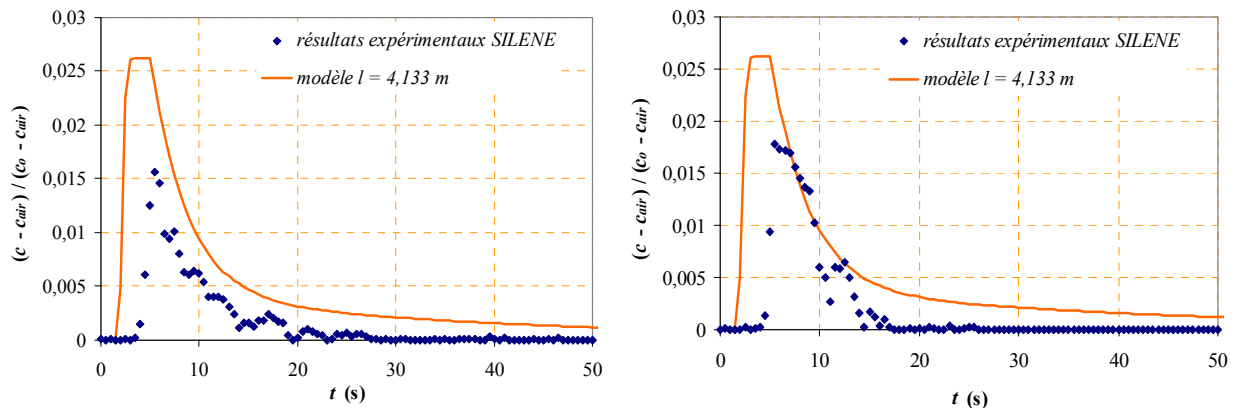
(b) porte du local fermée : mesure à $l = 0,5$ m
($x = 0,5$ m, $y = 0$, sonde sur l'axe)



(c) porte du local ouverte : mesure à $l = 3,043$ m
($x = 3$ m, $y = 0,53$ m, sonde à 10°)



(d) porte du local fermée : mesure à $l = 3,043$ m
($x = 3$ m, $y = 0,53$ m, sonde à 10°)



(e) porte du local ouverte : mesure à $l = 4,133$ m
($x = 4$ m, $y = 0,71$ m, sonde à 10°)

(f) porte du local fermée : mesure à $l = 4,133$ m
($x = 4$ m, $y = 0,71$ m, sonde à 10°)

Figure 188 - Comparaisons entre les résultats expérimentaux SILENE et le modèle de fuite transitoire - Fuite transitoire issue d'un orifice circulaire ($d_o = 2$ cm ; $u_o = 50$ m/s ; $\Delta t_{inj} = 4$ s)

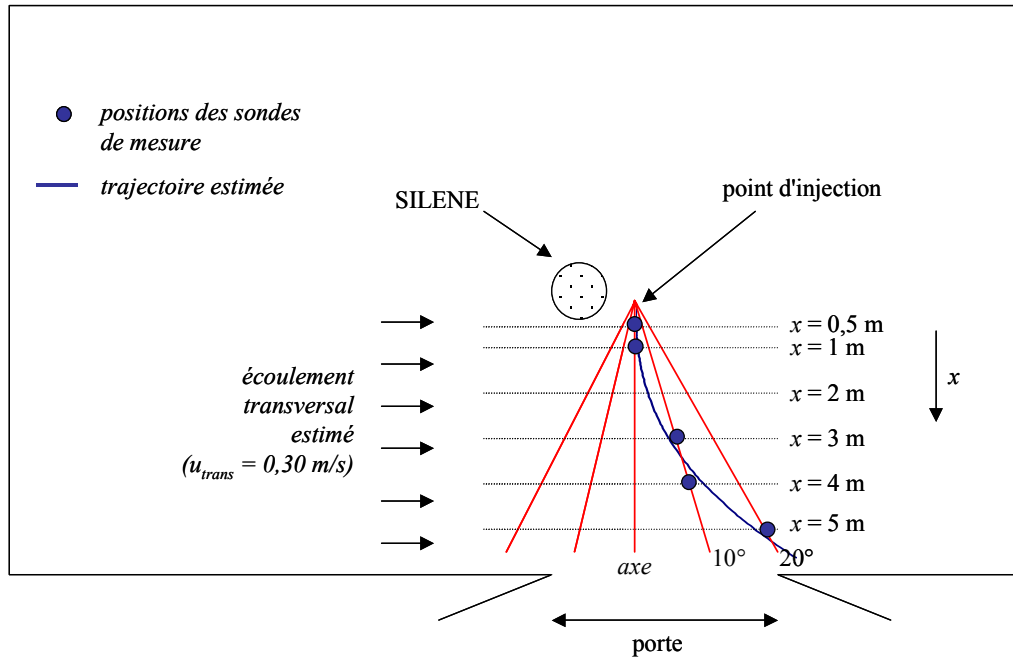


Figure 189 - Positions des sondes de mesure et trajectoire estimée de la fuite

Ainsi, les approximations importantes, qui ont dû être apportées pour réaliser des comparaisons convenables, mettent en évidence qu'il conviendrait d'adapter les modèles élaborés dans le cas de la fuite transitoire, afin de mieux rendre compte de l'influence des écoulements dus à la ventilation.

Conclusion générale

Nous avons pu constater, au cours de l'analyse bibliographique, que la littérature sur les jets libres et les autres vecteurs de contamination (panaches, jets à masse volumique variable, etc.) est très étendue du fait du grand nombre d'applications. Les propriétés les plus importantes à retenir de la théorie des jets sont essentiellement les lois de comportement moyennes des écoulements. Les évolutions axiales de la vitesse du fluide issu d'un jet et de la concentration d'un contaminant décroissent en $1/x^n$ le long de l'axe de l'écoulement du jet, tandis que les profils transversaux des champs de vitesse et de concentration sont gaussiens. Dans le cadre de cette étude, la théorie des jets continus constitue avant tout une base fondamentale.

Cependant, l'essentiel des connaissances porte sur les écoulements continus, sachant que très peu de données existent sur les fuites transitoires (jets transitoires et bouffées). Afin de pouvoir traiter les cas de dispersion d'un polluant dans des conditions variées d'émission, il s'est donc révélé nécessaire de pallier ce manque de connaissances en menant deux approches complémentaires : une approche expérimentale, qui s'appuie sur des expériences de traçage gazeux (réalisation de fuites transitoires à l'aide d'un montage expérimental simple), et une approche numérique, qui s'appuie sur des simulations multidimensionnelles à l'aide de codes de mécanique des fluides, afin d'aider à l'implémentation de modèles semi-empiriques permettant de décrire l'évolution spatio-temporelle d'un contaminant gazeux.

Les premières simulations ont permis d'évaluer et de comparer les codes multi-D disponibles au cours de la thèse (CFX-4, CFX-5 et Flovent) sur des cas simples de fuites continues (jets plan, rond et rectangulaire). Le code Flovent s'est avéré le plus adapté, comme l'ont démontré les résultats satisfaisants obtenus lors des premières simulations en régime stationnaire. En effet, le logiciel CFX-4 présente des lacunes lors de la simulation des jets ronds. Il a de plus l'inconvénient, dans les calculs, de converger après un nombre important d'itérations. Le logiciel CFX-5, bien qu'il soit doté d'un solveur plus performant que celui de CFX-4, fournit des résultats inexacts lorsqu'il n'y pas de conditions d'adhérence dans le domaine de calcul et nécessite une mise en œuvre plus délicate du maillage (non-structuré). Le code Flovent a donc été utilisé, en complément au programme expérimental, pour l'élaboration de modèles semi-empiriques de dispersion d'un contaminant.

Au cours de l'étude expérimentale, de nombreux essais de fuites transitoires ont été réalisés et ont permis d'étudier l'évolution spatio-temporelle de la dispersion d'un contaminant gazeux issu d'une source d'émission brève. Différents orifices, de forme et de dimension différentes, ainsi que d'autres paramètres variables comme la vitesse initiale de la fuite, la durée d'émission ou encore la concentration initiale en contaminant ont été utilisés pour mener à

bien cette étude. Bien que la mise en œuvre expérimentale ait été relativement simple, l'exploitation des résultats et leur interprétation se sont avérées assez complexes. La déconvolution de signaux de mesure et le calcul des incertitudes de mesure ont ainsi mis en évidence la difficulté d'effectuer des mesures rigoureuses de l'évolution spatio-temporelle de concentration. Ces essais expérimentaux ont aussi soulevé des questions pertinentes sur le phénomène de contraction des jets en sortie de l'orifice.

L'analyse des résultats de simulation de fuites transitoires a montré que les résultats expérimentaux peuvent être prédits par le code multi-D Flovent. Différentes approches de modélisation de l'évolution spatio-temporelle de polluant gazeux en cas de fuite transitoire ont alors été examinées – comme les plans d'expériences, le modèle piston-dispersion – mais une étude paramétrique plus classique s'est révélée plus intéressante. Une étude judicieuse de certaines grandeurs caractéristiques des fuites transitoires (évolution dans l'espace des maxima de concentration, des temps de transferts, etc.) a permis de montrer qu'une fuite transitoire peut se décomposer en deux phénomènes physiques bien distincts : la formation du jet (ou jet transitoire), qui est la conséquence de l'émission gazeuse, puis la dilution et le déplacement de la bouffée après arrêt de l'émission. Le modèle proposé tient compte de ces deux phénomènes. Il est également applicable dans le cas d'une fuite de longue durée (cas du jet stationnaire).

En ce qui concerne les fuites continues, l'étude des effets de densité (pour des concentrations initiales élevées en contaminant gazeux) et celle de l'influence de la ventilation du local ont également été traitées d'un point de vue essentiellement numérique. Des corrélations simples ont permis, grâce à une étude paramétrique, de décrire la déviation de fuites continues et l'évolution de la concentration en polluant le long de cette trajectoire, aussi bien pour des fuites issues de fentes que d'orifices circulaires.

Par ailleurs, une application concrète a été examinée (expériences dans le local du réacteur expérimental SILENE) et a mis en évidence la complexité des comparaisons entre le modèle de dispersion développé et les résultats expérimentaux obtenus dans le cas d'un local ventilé. Enfin, des tableaux récapitulants les modèles disponibles sont rappelés en fin de ce mémoire. Facilement utilisables dans le cadre des évaluations de sûreté traitant du confinement des substances, radioactives ou non, et de la protection des opérateurs dans les installations, ces modèles sont directement applicables à des situations accidentelles variées.

Bien évidemment, les modèles élaborés au cours de ces recherches ne couvrent pas l'ensemble des spécificités propres à la dispersion des polluants en milieu confiné et aux différentes situations accidentelles susceptibles d'être rencontrées. A partir du travail réalisé, quelques axes de recherche complémentaires peuvent être proposés afin d'améliorer la

compréhension des phénomènes et d'élargir les domaines d'application des modèles présentés tout en cernant au mieux leurs limites.

En tout premier lieu, il semblerait intéressant d'intégrer plus largement l'influence des effets dus aux principes mêmes du confinement statique et dynamique. A ce titre, il conviendrait d'adapter les modèles élaborés afin de rendre compte de la présence de parois ou d'obstacles inhérents à tout local ; de même, l'influence des écoulements dus à la ventilation reste à étudier dans le cas des fuites transitoires. Ces travaux complémentaires permettraient en outre d'affiner la notion de champ proche et de mieux cerner le domaine de validité des modèles proposés.

D'autres perspectives concernent le polluant lui-même. Du point de vue de la modélisation de sa dispersion, il importe peu qu'il soit radioactif ou non. Il est en revanche souhaitable d'affiner des modèles afin, d'une part, de prendre en compte les effets de densité d'un polluant gazeux dans le cas d'une fuite transitoire, d'autre part de les adapter au cas d'un polluant émis sous la forme d'aérosols.

Enfin, ces travaux, qui ont porté sur la dispersion d'un polluant en champ proche d'une source d'émission, se sont limités au cas d'une situation accidentelle. Il serait intéressant par la suite d'investiguer le cas d'une situation non-accidentelle, c'est-à-dire le cas des fuites diffuses, dont la dispersion est due essentiellement à la diffusion turbulente à l'intérieur d'un local.

Références bibliographiques

- [1] ABRAHAM, J., *Entrainment characteristics of transient gas jets*, Numerical Heat Transfer, Part A, vol. 30-4, pp 347-364 (1996).
- [2] ABRAMOVICH, G. N., *The Theory of Turbulent Jets*, MIT Press, (1963).
- [3] AMEUR, A.B., *La ventilation d'un local nucléaire. Modélisation, validation expérimentale, conséquences*, Thèse, INSTN, Saclay (1983).
- [4] AMIELH, M., DJERIDANE, T., ANSELMET, F., FULACHIER, L., *Velocity near-field of variable density turbulent jets*, International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 39-10, pp 2149-2164 (1996).
- [5] ARAKERI, J.H., DAS, D., SRINIVASAN, J., *Bifurcation in a buoyant laminar jet*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 412, pp 61-73 (2000).
- [6] ARMAND, P., *Analyse physique et modélisation du transport d'aérosols. Intégration dans un programme de calcul aux éléments finis – Validation expérimentale en écoulements laminaires et turbulents*, Thèse, IPSN, Université de Paris VI Pierre et Marie Curie, rapport CEA-R-5715 (1995).
- [7] BAINES, W.D., TURNER, J.S., CAMPBELL I.H., *Turbulent fountains in an open chamber*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 212, pp 557-592 (1990).
- [8] BENNETT, J.S, FEIGLEY, C.E., KHAN, J., HOSNI, M.H., *Comparison of emission models with Computational Fluid Dynamic Simulation and a proposed improved model*, American Industrial Hygiene Association Journal, vol. 64, pp 739-754 (2003).
- [9] BLANC, B., HENRY, R. P., LECLERC, J., *Guide de l'étanchéité Vol. 2 : Les Fuites : aspects théoriques, calculs pratiques*, Société française du Vide, Paris (1981).
- [10] BRICARD, J., *Physique des aérosols*, IPSN, Département de Protection, Centre de Fontenay-aux-Roses, Rapport CEA-R-4831 vol 1 et 2 (1977).

- [11] CHEN, C.J., CHEN, C.H., *On prediction and unified correlation for decay of vertical buoyant jets*, Journal of Heat Transfer, vol. 101, pp 532-537 (1979).
- [12] CHEN, C.J., RODI, W., *On the decay of vertical buoyant jets in uniform environment*, Proceedings of 6th International Heat Transfer Conference, pp 97-102 (1978).
- [13] CHEN, C.J., RODI, W., *Vertical turbulent buoyant jets*, HMT, vol. 4, Pergamon Press, Oxford (1980).
- [14] CHU, V.H., *Lagrangian scaling of turbulent jets and plumes with dominant eddies*, in *Recent Research Advances in the Fluid Mechanics of Turbulent Jets and Plumes*, Kluwer Academic Publishers, pp 45-72 (1994).
- [15] COMOLET, R., *Mécanique expérimentale des fluides*, Tome II, *Dynamique des fluides réels*, 4^{ème} édition, Masson, (1994).
- [16] COOPER, M.G., *A model for jet dispersion in a congested environment*, Advantica Technologies Limited Contract Research Report 396/2001 for Health and Safety Executive (UK) (2001).
- [17] COSSALI, G.E., COGHE, A., ARANEO, L., *Near-field Entrainment in an Impulsively Started Turbulent Gas Jet*, AIAA Journal, vol. 39-6, pp 1113-1122 (2001).
- [18] CRAFT, T.J., LAUNDER, B.E., *On the spreading mechanism of the three-dimensional turbulent wall jet*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 435, pp 305-326 (2001).
- [19] FERRAND, V., *Analyse physique d'un jet d'air turbulent chargé en gouttelettes. Diagnostics lasers applicables à l'injection d'essence dans les moteurs*, Thèse, INP, Toulouse (2001).
- [20] FERRAND, V., BAZILE, R., BORÉE, J., CHARNAY, G., *Gas-droplet turbulent velocity correlations and two-phase interaction in an axisymmetric jet laden with highly responsive droplets*, International Journal of Multiphase Flow, vol. 29, pp 195-217 (2003).

- [21] GEORGE, W. K., ABRAHAMSSON, H., ERIKSSON, J., KARLSSON, R.I., LÖFDAHL, L., WOSNIK, M., *A similarity theory for the turbulent plane wall jet without external stream*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 425, pp 367-411 (2000).
- [22] GOSSE, J., *Mécanique des fluides*, Techniques de l'Ingénieur, article A1870, vol. AF (1996).
- [23] GUILPART, J., *Évaluation des risques liés aux fluides frigorigènes naturels*, Techniques de l'Ingénieur, article BE9750, vol. BE (1999).
- [24] GUERRA D., RICCIARDI L., LABORDE J.C., DOMENECH S., *Modélisation du transfert d'un aérocontaminant dans un local ventilé, en champ proche d'une source d'émission*, 19^{ème} Congrès Français sur les Aérosols (décembre 2003, Paris)
- [25] GUERRA D., RICCIARDI L., LABORDE J.C., DOMENECH S., *Modelling of contaminant transfers in the workplace of a ventilated room*, 11th International Congress of the International Radiation Protection Association (mai 2004, Madrid, Espagne)
- [26] GUERRA D., RICCIARDI L., LABORDE J.C., DOMENECH S., *CFD simulations applied to the assessment of pollutant transfers in process operations*, CHISA 2004, International Congress of Chemical and Process Engineering (août 2004, Prague, République Tchèque)
- [27] HAUPAIS, A., *Combustion dans les moteurs Diesel*, Techniques de l'Ingénieur, article B2700, vol. BAL (1992).
- [28] HETSRONI, G., SOKOLOV M., *Distribution of mass, velocity, and of intensity of turbulence in a two-phase turbulent jet*, Journal of Applied Mechanics, vol. 6, pp 315-327 (1971).
- [29] KROTHAPALLI, D., BAGANOFF, D., KARAMCHETI, K., *On the mixing of a rectangular jet*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 107, pp 201-220 (1981).
- [30] KUO, K.K., *Principles of combustion*, John Wiley and Sons editions, (1996).
- [31] LABORDE, J.C., LACAN, J., RICCIARDI, L., *Caractérisation des transferts de contamination en cas de fuite sur la cuve du réacteur SILENE : application à la détermination de l'activité inhalée par un opérateur*, rapport IPSN / DPEA / SERAC / LECEV / 00-31 (2000).

- [32] LAQUERBE, C, *Modélisation des écoulements dans un local ventilé par une approche systémique*, Thèse, INP, Toulouse (1999).
- [33] LEE, D.W., *Analytical model of a round buoyant jet*, Conference, Oak Ridge Laboratory, USA (1981).
- [34] LEVY, Y., LOCKWOOD, F.C., *Velocity measurements in a particle-laden turbulent free jet*, *Combustion and Flame*, vol. 40, pp 333-339 (1981).
- [35] LIST, E.J., *Turbulent jets and plumes*, *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 14, pp 189-212 (1982).
- [36] LOZANOVA, M., STANKOV, P. (1998), *Experimental investigation on the similarity of a 3D rectangular turbulent jet*, *Experiments in Fluids*, vol. 24, pp 470-478.
- [37] LUBBERS, C.L., BRETHOUVER, G., BOERSMA, B.J., *Simulation of the mixing of a passive scalar on a round turbulent jet*, *Fluid Dynamics Research*, vol. 28, pp 189-208 (2001).
- [38] LUCAS J.F., *Analyse du champ scalaire au sein d'un jet turbulent axisymétrique à densité variable*, Thèse, Université Aix-Marseille II (1998).
- [39] MAX, J., LACOUME, J-L., *Méthodes et techniques du traitement du signal*, Masson, 5^{ème} édition (1996).
- [40] MODARESS, D., TAN H., ELGHOBASHI, S., *Two-component LDA measurement in a two-phase turbulent jet*, *AIAA Journal*, vol. 22-5, pp 624-630 (1984).
- [41] MODARESS, D., WUERER, J., ELGHOBASHI, S., *An experimental study of a turbulent round two-phase jet*, *Chemical Engineering Communications*, vol. 28, pp 341-354 (1984).
- [42] MORTON, B.R., *Forced plumes*, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 5, pp 151-163 (1959).
- [43] MORTON, B.R., TAYLOR, G., TURNER, J.S., *Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources*, *Proceeding of Royal Society*, vol. A234, pp 1-23 (1956).

- [44] PAGÉ, J., *Contribution à l'étude des jets turbulents axisymétriques à masse volumique variable*, Thèse, Université d'Orléans (1998).
- [45] PANCHAPAKESAN, N.R., LUMLEY, J.L., *Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 2. Helium Jet*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 246, pp 225-247 (1993).
- [46] PANTZLAFF, L., LUEPTOW, R.M., *Transient positively and negatively buoyant turbulent round jets*, Experiments in Fluids, vol. 27, pp 117-125 (1999).
- [47] PAPADOPOULOS, G., PITTS, W.M., *A generic centerline velocity decay curve for initially turbulent axisymmetric jets*, Transactions of the ASME, vol. 121, pp 80-85 (1999).
- [48] PAPANICOLAOU, P.N., LIST, E.J., *Investigations of round vertical turbulent buoyant jets*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 195, pp 341-391 (1988).
- [49] PARTHASARATHY, R.N., FAETH, G.M., *Structure of particle-laden turbulent water jets in still water*, International Journal of Multiphase Flow, vol. 13-5, pp 699-716 (1987).
- [50] PASQUILL, F., *Atmospheric diffusion, The dispersion of windborne material from industrial and others sources*, 2ème édition, Ellis Horwood, 429 p.
- [51] PAULSEN, H., *A study of transient jet and spray using a Shlieren method and digital image processing*, Thèse, Université de Trondheim, Norvège (1995).
- [52] PREVOST, F., *Comportement de particules solides polydispersées dans un jet d'air turbulent*, Thèse, INP, Toulouse (1994).
- [53] QUEFFELEC, B., *Méthodes statistiques et plans d'expériences, Document de synthèse*, société SIER, 95210 Saint-Gratien (2003).
- [54] QUINN, W.R., MILITZER, J., *Experimental and numerical study of a turbulent free square jet*, Physics of Fluids, vol. 31, pp 1017-1025 (1988).
- [55] RAJARATNAM, N., *Turbulent Jets*, Elsevier (1976).

- [56] RENOUX, A., BOULAUD D., *Les aérosols - Physique et métrologie*, Lavoisier, Tec&Doc (1998).
- [57] RICCIARDI, L., *Application de codes multidimensionnels à la caractérisation des transferts de contamination dans un local ventilé d'une installation nucléaire*, Congrès ContaminExpert, Paris (2003).
- [58] RICCIARDI, L., LABORDE, J.C., *Multidimensional simulation of air flows and Residence Times Distribution in a ventilated room*, Congrès Tracers and Tracing Methods, Nancy (2001).
- [59] RICHARDS, C.D., PITTS, W.M., *Global density effects on the self-preservation behaviour of turbulent free jets*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 254, pp 417-435 (1993).
- [60] RICOU, F.P., SPALDING, D.B., *Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets*, Journal of Fluids Mechanics, vol. 11, pp 21-32 (1961).
- [61] SANGRAS, R., FAETH, G.M., *Structure and mixing properties of unsteady round non-buoyant turbulent jets and puffs in still gases*, Proceedings of the ASME Heat Transfer Division, vol. 5, pp 41-48 (2000).
- [62] SAUTET, J.C., *Effets des différences de densité sur le développement scalaire et dynamique des jets turbulents*, Thèse, Université de Rouen (1992).
- [63] SAUTET, J.C., STEPOWSKI, D., *Variation of the effective nozzle diameter in round turbulent jets with variable density*, Fluid Mechanics and its applications, vol. 41, pp 119-126 (1997).
- [64] SAUTET, J.C., STEPOWSKI, D., *Evolution of the effective nozzle diameter in the buoyancy free development of turbulent jets with variable density*, Experiments in Fluids, vol. 25, pp 280-282 (1998).
- [65] SCHLICHTING, H., Gersten K., *Boundary layer theory*, 8th revised and enlarged edition, Springer (2000).
- [66] SHUEN, J-S., SOLOMON, A.S.P., ZHANG, Q-F., FAETH, G.M., *Structure of particle-laden jets : measurements and predictions*, AIAA Journal, vol. 23-3, pp 396-404 (1985).

- [67] SOARES, S., LAQUERBE, C., *Principe et validation de la modélisation des écoulements par une approche systémique*, rapport IPSN / DPEA / SERAC / LECEV / 99-27 (1999).
- [68] TALLON J., *Contrôle de l'étanchéité*, Techniques de l'Ingénieur, article R2055, vol. RAB (1990).
- [69] TSUJI, Y., MORIKAWA, Y., TANAKA, T, *Structure of particle-laden turbulent water jets in still water*, International Journal of Multiphase Flow, vol. 14-5, pp 565-574 (1988).
- [70] TURNER, J.S., *Buoyancy Effects in Fluids*, Cambridge at the University Press (1973).
- [71] VERSTEEG, H.K., MALALASEKERA, W., *An introduction to computational Fluid Dynamics, The finite volume control*, éd. Longman, Londres, (1995).
- [72] VIALLE, P., *Étude expérimentale de jets verticaux tridimensionnels en présence de forces de gravité*, Thèse, Université de Poitiers (1996).
- [73] VILLERMAUX, J., *Génie de la réaction chimique – Conception et fonctionnement des réacteurs*, Tec&Doc (1995).
- [74] WILSON, RV., DEMUREN, A.O., *Numerical simulation of turbulent jets with rectangular cross-section*, Journal of Fluids Engineering, vol. 120, pp 285-290 (1998).
- [75] XU, G., ANTONIA, R.A., *Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet*, Experiments in Fluids, vol. 5, pp 677-683 (2002).
- [76] ZOU, Y. (1999), *Air jet velocity decay in ventilation applications*, Bulletin n°48, Building Services Engineering, Royal Institute of Technology, Stockholm (Suède). <http://bim.ce.kth.se/itek/other/pdf/r48.pdf>

