



HAL
open science

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE JETS LIBRES, COMPRESSIBLES OU EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

Julien Dubois

► **To cite this version:**

Julien Dubois. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE JETS LIBRES, COMPRESSIBLES OU EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE. Energie électrique. Aix-Marseille Université, 2010. Français. NNT : . tel-00551205

HAL Id: tel-00551205

<https://theses.hal.science/tel-00551205>

Submitted on 2 Jan 2011

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

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

École doctorale ED 353 : Sciences pour l'ingénieur
Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

THÈSE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR d'Aix-Marseille Université

Spécialité : ÉNERGÉTIQUE

présentée par :

Julien DUBOIS

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE JETS LIBRES,
COMPRESSIBLES OU EN PRÉSENCE D'UN
OBSTACLE

dirigée par **Fabien ANSELMET** et par **Muriel AMIELH**
suivie en entreprise par **Olivier GENTILHOMME**

soutenue publiquement le **14 Juin 2010**, devant le jury composé de :

Monsieur	Pierre	MILLAN	Rapporteur et Président du Jury
Monsieur	Philippe	MARTY	Rapporteur
Madame	Muriel	AMIELH	Examinateur
Monsieur	Fabien	ANSELMET	Examinateur
Monsieur	Roland	BORGHI	Examinateur
Monsieur	Olivier	GENTILHOMME	Examinateur
Monsieur	Étienne	STUDER	Examinateur

"Hâtez-vous lentement, et sans perdre courage.

Vingt fois sur le métier remettez votre ouvrage."

(Boileau, 1674)

Résumé

L'objectif de ces travaux est d'étudier expérimentalement la dispersion d'hydrogène pour évaluer l'impact des fuites chroniques ou accidentelles qui peuvent intervenir en milieu libre ou encombré, à faible ou à forte pression, sur un véhicule fonctionnant avec une pile à combustible. Les fuites étudiées sont assimilées à des jets verticaux, turbulents, axisymétriques, à densité variable, et issus d'orifices cylindriques de 1 à 3 *mm* de diamètre.

Un banc expérimental a été conçu pour étudier ces fuites : l'hydrogène a été remplacé par de l'hélium pour des raisons de sécurité. Il résiste à une pression de 200 *bars* et permet de positionner un obstacle dans le jet. La technique BOS (Background Oriented Schlieren) a été adaptée aux jets millimétriques et à la présence d'un obstacle. Un soin particulier a été apporté à la mise en place de cette technique.

Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de la littérature quand il en existe. De nouvelles lois de similitude sont proposées, plus représentatives de la physique des jets : libres subsoniques, libres sous-détendus, et subsoniques en présence d'un obstacle (sphère). À partir de l'analyse de la structure compressible des jets sous-détendus, de nouvelles lois sont aussi proposées pour estimer la position et le diamètre du disque de Mach puis la longueur du cône potentiel. Enfin, deux lois d'estimation du volume et de la masse inflammables de jets libres d'hydrogène sont proposées : elles sont fonction du débit massique de la fuite.



**EXPERIMENTAL STUDY OF FREE JETS AND JETS WITH
COMPRESSIBLE EFFECTS OR IMPINGING AN OBSTACLE**

Abstract

The aim of this work is to experimentally investigate the hydrogen dispersion to evaluate the impact of chronic or accidental leaks that may occur in a free or in a congested environment, from a low or a high pressure tank, on a fuel cell vehicle. The leaks are assimilated to vertical turbulent and axisymmetric jets with variable density. They are issued from cylindrical orifices from 1 to 3 *mm* diameter.

An experimental set-up was designed to investigate the leaks : hydrogen has been replaced by helium for safety reasons. It supports a 200 *bar* pressure and allows to position an obstacle in the jet flow. The BOS (Background Oriented Schlieren) technique has been adapted to millimeter jets and to the presence of an obstacle. Particular attention has been given to the development of this technique.

The results show good agreement with the available literature data. New similarity laws are proposed, more representative of the flows of : subsonic free jets, under-expanded free jets, and subsonic impinging (a sphere) jets. From the structure analysis of compressible under-expanded free jets, new relations are proposed to estimate the Mach disk position and diameter as well as the potential core length. Finally, two new laws are found from the analysis of flammable volume and flammable mass : they are based on the leak mass flow rate.

Mots clés

Jets sous-détendus ; Jets impactants ; Lois de similitude ; Région inertielle ; Diamètre équivalent ; Diamètre fictif ; Volume inflammable ; Masse inflammable ; Strioscopie orientée sur l'arrière-plan ; Ensemenceur

Key words

Underexpanded jets ; Impinging jets ; Similarity laws ; Non buoyant region ; Equivalent diameter ; Fictive diameter ; Flammable volume ; Flammable mass ; Background Oriented Schlieren ; Fluid atomization

Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre

IRPHE - Unité Mixte de Recherche (UMR) 6594

Technopôle de Château-Gombert 49, rue Joliot Curie

BP 146, 13384 Marseille Cedex 13, France

Institut National de l'Environnement industriel et des RISques

INERIS - Etablissement Public à caractère Industriel et Commercial (EPIC)

Parc Technologique ALATA

BP 2, 60550 Verneuil-en-Halatte, France

Remerciements

Ces années de thèse ont été pour moi une période riche en apport de connaissances, de méthodologie, mais aussi en relations humaines. C'est pourquoi je remercie l'INERIS qui m'a financé durant ces trois années et permis de valoriser mes travaux lors de congrès nationaux et internationaux. Je remercie également l'IRPHE qui m'a accueilli dans ses locaux pour mener à bien mes travaux de recherche. Je n'oublie pas toute l'équipe du projet DRIVE avec qui j'ai eu le plaisir d'échanger des idées et qui a initialement contribué à l'orientation de mes travaux de recherche.

Je remercie plus particulièrement :

- Fabien Anselmet, pour son expertise dans les jets turbulents, sa gentillesse, son soutien, et avec qui j'ai découvert entre autres la finesse des fromages alpins
- Muriel Amielh, pour sa rigueur et ses compétences expérimentales qui me surprennent toujours, son humour, et avec qui j'ai une complicité particulière
- Olivier Gentilhomme, pour son perfectionnisme rédactionnel et avec qui j'ai appris la rigueur industrielle
- l'équipe Turbulence (IRPHE), pour sa disponibilité, son écoute, le sapin de Noël et les rires de Laurence Pietri
- l'unité Explosion DISpersion (INERIS), pour les séances cafés qui m'aidaient à garder la motivation pendant la rédaction

- le Pôle de Recherche de l'Enseignement Supérieur (PRES) de l'Université d'Aix-Marseille, qui dispense des formations de qualité au cours desquelles j'ai développé des compétences personnelles et professionnelles.

Je remercie Pierre Millan et Philippe Marty que j'ai eu le privilège de rencontrer lors de congrès scientifiques, et qui ont aimablement accepté d'être rapporteurs de ce mémoire. Je remercie plus généralement tous les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et pour leurs remarques pertinentes et constructives.

Je remercie aussi l'Association Française de Vélocimétrie Laser (AFVL) dont j'ai été membre, au sein de laquelle j'ai eu la chance de rencontrer des personnes aussi compétentes du point de vue scientifique qu'enrichissantes relationnellement. L'école d'été à l'Ile de Ré (2007) est à ce titre un souvenir inoubliable.

Je remercie les techniciens de l'atelier d'IRPHE qui ont répondu présent pour mes relations Franco-Russes et m'ont apporté des solutions lors de montages expérimentaux délicats : Frank Dutertre, Jacky Minelly, Hubert Ekongolo N'Kake, Raymond Vaudo, Matthieu Roy, et Éric Portal.

Je remercie également tout le personnel administratif et technique de l'IRPHE et de l'INERIS, en particulier Sophie Mebkhout, Lucienne Bazali, et Véronique Lejeune, qui ont fait preuve de professionnalisme : avec des blagues et le sourire s'il vous plaît !!

Je n'oublie pas les stagiaires que j'ai eu le plaisir de co-encadrer, Marianne Sjostrand et Marie-Laure Ducasse (mes 2 blondes), qui ont participé à des travaux de recherche en relation avec mon projet de thèse et avec qui j'ai été ravi de partager mon bureau.

Merci aussi à Guillaume qui m'a hébergé de nombreuses fois lors de mes déplacements et qui m'a fait goûter à la vie parisienne trépidante.

Je remercie également mes équipiers de Match Race, mes partenaires de régates, mes planches à voile, et tous les copains et copines qui ont su me faire évacuer les tensions inhérentes à l'accomplissement d'une thèse de doctorat.

Je terminerai mes propos en remerciant du fond du cœur mes parents Paule et Michel qui ont su me faire relativiser dans les moments de doute, ma sœur Maude et mon frère Clément pour leur soutien sans faille, et Cécile qui m'a supporté durant la dernière année de thèse et qui a su me motiver lorsque j'en avais besoin.

Merci, finalement, aux développeurs de Debian et d'Ubuntu pour la fiabilité de leurs outils de travail et la promotion du logiciel libre, et merci aux développeurs de L^AT_EX pour la rigueur, la fiabilité, et l'esthétique des produits finis.

Table des matières

Nomenclature	xxxv
1 Introduction	1
I Synthèse bibliographique	5
2 Généralités sur les jets	7
3 Jets subsoniques libres	9
3.1 Nombre de Reynolds	9
3.2 Nombre de Froude	10
3.3 Nombre de Mach	10
3.4 Coefficient de décharge	11
3.5 Conditions à l'orifice	12
3.6 Paramètres globaux	12
3.7 Cône potentiel	14
3.8 Similitude	15
3.8.1 Similitude axiale	16
3.8.2 Diamètre équivalent	19
3.8.3 Similitude radiale et taux d'épanouissement	20
3.8.4 Origines virtuelles	21
3.9 Conclusion	23
4 Jets supersoniques libres	25
4.1 Caractéristiques générales	26

TABLE DES MATIÈRES

4.2	Conditions à l'orifice	27
4.3	Spécificités des jets sous-détendus	29
4.4	Cône potentiel	31
4.4.1	Disque de Mach	32
4.4.2	Ondes de choc obliques	37
4.4.3	Longueur des cellules de choc	37
4.5	Similitude et diamètre fictif	38
4.5.1	Théories de Birch (1984 et 1987)	39
4.5.2	Théorie de Ewan (1986)	41
4.5.3	Théorie de Yüceil & Ötügen (2002)	41
4.5.4	Théorie de Harstad & Bellan (2006)	42
4.6	Conclusion	43
5	Jets en présence d'un obstacle	45
5.1	Coefficient de traînée	47
5.2	Efficacité de mélange	48
5.3	Conclusion	49
II	Dispositif expérimental et techniques de mesures	51
6	Description du dispositif expérimental	53
6.1	Mise en place du banc expérimental haute pression	54
6.2	Stockage et acheminement des gaz	55
6.3	Enceinte haute pression	56
6.4	Buses interchangeable	58
6.5	Obstacles	60
6.6	Sécurité	61
6.6.1	Risque d'anoxie	61
6.6.2	Risque de projection d'objets	61
6.6.3	Risque laser	62
6.6.4	Risque du bruit	62
6.7	Performances du banc haute pression	63

7	Techniques de mesures	65
7.1	Mesures par anémométrie fil chaud	65
7.1.1	Description du dispositif d'acquisition	66
7.1.2	Résultats	67
7.2	Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction	69
7.2.1	Principe de la BOS	69
7.2.2	Particularités du dispositif	70
7.2.3	Corrélation des images	73
7.2.4	JetBOSsoft	75
7.2.5	Intégration du champ moyen	76
7.2.6	Post-traitement des résultats	78
7.2.7	Calcul du volume et de la masse inflammables	79
7.2.8	Conservation du flux de masse	80
7.2.9	Difficultés rencontrées	84
7.2.10	Conclusion sur la BOS	89
7.3	Mesures de fraction molaire par une sonde aspirante	91
7.3.1	Principe de la technique	91
7.3.2	Traitement du signal	92
III Résultats expérimentaux		95
8	Présentation des résultats	97
9	Jets subsoniques libres	99
9.1	Validation de la BOS	99
9.1.1	Concentration axiale moyenne	100
9.1.2	Concentration radiale moyenne	101
9.2	Similitude axiale	102
9.3	Épanouissement et similitude radiale	110
9.4	Volume et masse inflammables	114
9.4.1	EXPLOJET	116
9.4.2	Résultats expérimentaux	117
9.5	Conclusion	121

TABLE DES MATIÈRES

10 Jets supersoniques libres	125
10.1 Structure des jets supersoniques	125
10.1.1 Évolution des cellules de choc	127
10.1.2 Positions et diamètres du disque de Mach	129
10.1.3 Longueur du cône potentiel	133
10.1.4 Influence des ondes de choc sur le calcul de la concentration	134
10.2 Similitude axiale	136
10.3 Épanouissement et similitude radiale	143
10.4 Volume et masse inflammables	150
10.5 Conclusion	154
11 Jets subsoniques en présence d'un obstacle	159
11.1 Paramètre de similitude	160
11.2 Similitude axiale	162
11.2.1 Sphère	163
11.2.2 Problèmes de mesures en champ proche	167
11.2.3 Cylindre	169
11.3 Épanouissement et similitude radiale	171
11.3.1 Épanouissement	173
11.3.2 Décroissance radiale de la concentration moyenne	179
11.4 Volume et masse inflammables	183
11.5 Conclusion	190
IV Conclusion	195
12 Conclusions et perspectives	197
V Annexes	201
A EXPLOJET	203
B Ensemenceur haute pression	207
B.1 Conception	208
B.2 Taille des gouttes	211

C Étapes pratiques d'intégration des gradients de densité en BOS	223
D Conservation de la quantité d'hélium dans le jet	227
E Détails techniques de l'installation	231
E.1 Caractéristiques des détendeurs Vegatec	231
E.2 Représentation numérique de l'enceinte haute pression déformée par le critère de Von Mises	234
E.3 Schéma d'usinage de l'enceinte haute pression	235
E.4 Caractéristiques du capteur de pression Keller PA-23 S	236
E.5 Schéma d'usinage de la buse plate de 1 mm : les autres buses plates sont usinées en respectant le rapport $L/D_j = 5$	238
E.6 Schéma d'usinage de la pièce anti-tourbillons située dans l'enceinte . .	239
E.7 Schéma d'usinage de l'ensemenceur	240
E.8 Inventaire des essais BOS réalisés	241
F Répartition du champ de pression autour de la sphère	243
G Évolution du volume inflammable en fonction du rapport des dia- mètres R_D	247
Références bibliographiques	259

TABLE DES MATIÈRES

Table des figures

1.1	<i>Schématization de la chaîne accidentelle</i>	2
3.1	<i>Structure générale d'un jet subsonique libre axisymétrique à densité variable</i>	13
3.2	<i>Lois de similitudes de concentration appliquées à un jet d'hydrogène subsonique</i>	22
4.1	<i>Structure générale d'un jet supersonique libre axisymétrique</i>	26
4.2	<i>Structure générale d'une tuyère de Laval (ou convergente-divergente)</i>	27
4.3	<i>Évolution de la structure compressible en champ proche d'un jet sous-détendu</i>	29
4.4	<i>Comparaison entre une image strioscopique et les mesures de pression par sonde de Pitot, pour un jet d'air de $D_j = 400 \mu\text{m}$ et $NPR = 3, 4$, d'après <i>Phalnikar et al. (2008)</i></i>	32
4.5	<i>Schéma représentatif du diamètre fictif</i>	39
5.1	<i>Structure générale d'un jet subsonique axisymétrique en présence d'une sphère dans l'écoulement</i>	45
5.2	<i>Écoulement schématique autour d'une sphère pour différents niveaux de turbulence, issu de <i>Moradian et al. (2009)</i></i>	46
5.3	<i>Évolution du coefficient de traînée pour différentes formes géométriques en fonction du nombre de Mach (<i>Fortier (1974)</i>)</i>	48
6.1	<i>Schéma de l'installation, du stockage du gaz au jet de fuite de l'enceinte haute pression</i>	56

TABLE DES FIGURES

6.2	<i>Photo du dispositif haute pression : le gaz arrive par un flexible (caché, en bas) attaché au châssis via un câble en inox, puis il passe par une conduite inox (9 mm de diamètre intérieur) avant d'arriver dans l'enceinte et de fuir par la buse</i>	57
6.3	<i>Photographies des buses plates (①) et sur-élevées (② et ③)</i>	58
6.4	<i>Photo du montage expérimental, sans les appareils de mesure</i>	60
6.5	<i>Positionnement de l'obstacle axisymétrique dans l'écoulement du jet (bleuté sur la photo) : le dispositif est présenté dans son ensemble en haut à droite de la figure</i>	61
6.6	<i>Représentation linéaire et semi-logarithmique du bruit émis par le jet en fonction de P_0 et D_j : les mesures convergent autour de la loi 6.1</i>	62
6.7	<i>Évolution de la pression dans l'enceinte en fonction de la pression fournie en aval du détendeur : à un débit fixé par le détendeur, la pression dans l'enceinte sera plus faible avec une buse de gros diamètre qu'avec une buse de petit diamètre</i>	64
7.1	<i>Évolution du carré de la vitesse en fonction du rapport des pressions</i>	68
7.2	<i>Schéma de principe de la BOS : mesure des gradients de densité par déviation de la lumière à travers le jet</i>	70
7.3	<i>Évolution du bruit de fond en fonction du nombre de corrélations pour différentes techniques</i>	72
7.4	<i>Champs de gradients de densité d'un jet d'hélium subsonique ($Re = 3000$, $D_j = 2$ mm) : norme [1], projections radiale [2] et axiale [3]. La transformée inverse d'Abel utilise la projection radiale [2]</i>	75
7.5	<i>Intégration d'un champ de gradients de densité par la BOS et obtention du champ de masse volumique d'un jet d'hélium subsonique de $D_j = 8$ mm (BOS61, annexe E.8</i>	77
7.6	<i>Schéma représentatif du domaine d'inflammabilité délimité par la LII et la LSI</i>	79
7.7	<i>Représentation schématique de la conservation du flux de masse . . .</i>	81
7.8	<i>Vérification de la conservation du flux de masse d'hélium à l'aide de la loi 7.19, pour un jet subsonique d'hélium de diamètre $D_j = 2$ mm</i>	83

TABLE DES FIGURES

7.9	<i>Norme du bruit de fond lié au capteur CCD de la caméra. La zone centrale correspond à la suppression des gradients du jet. Ce phénomène s'est également produit sans jet</i>	85
7.10	<i>Jet subsonique d'hélium de $D_j = 1$ mm qui impacte un cylindre vertical de $D_o = 10$ mm : mise en évidence d'un problème de verticalité de l'obstacle par rapport au jet</i>	86
7.11	<i>Champ et évolution axiale de la masse volumique d'un jet d'hélium de $D_j = 1$ mm qui impacte une plaque plane cylindrique positionnée à 20 mm</i>	87
7.12	<i>Effet d'astigmatisme mis en évidence sur une acquisition BOS pour un jet d'air supersonique de $D_j = 2$ mm à $P_0 = 30$ bars (BOS88, annexe E.8)</i>	88
7.13	<i>Structures d'un jet d'air à $\frac{P_0}{P_a} \approx 15$ (BOS89, annexe E.8) représentées par les isocontours de masse volumique (50 niveaux). Le jet de gauche est obtenu numériquement par <i>Lehnasch (2005)</i> tandis que le jet de droite est obtenu expérimentalement par la BOS</i>	90
8.1	<i>Graphiques récapitulatifs des essais BOS de jets libres (subsoniques et supersoniques) [1] et de jets subsoniques en présence d'un obstacle [2]</i>	98
9.1	<i>Concentrations axiales moyennes de jets subsoniques d'hélium et d'hydrogène représentées en fonction de l'abscisse de la mesure et du diamètre équivalent</i>	101
9.2	<i>Superposition des profils radiaux de la concentration moyenne, normalisés par la valeur maximale sur l'axe et par la demi-largeur de profil moyen pour un jet d'hélium de $D_j = 2$ mm et $Re_j = 3000$ (BOS101, annexe E.8)</i>	102
9.3	<i>[1] : comparaison des principales lois de similitude axiales avec les mesures d'un jet d'hélium de $D_j = 2$ mm et $Re_j = 3000$ (BOS101, annexe E.8). [2] : ajustement de la loi de <i>Thring & Newby (1952)</i> avec l'ensemble des mesures BOS</i>	103
9.4	<i>Comparaison des résultats obtenus sur les taux de décroissance axiale de la concentration avec ceux de la littérature</i>	104

TABLE DES FIGURES

9.5	<i>Évolution de l'origine virtuelle et de la longueur du cône potentiel en fonction de la densité à l'orifice [1] et du nombre de Reynolds [2]</i> . . .	106
9.6	<i>Concentrations moyennes axiales de jets d'hélium normalisées par le diamètre équivalent de Thring & Newby (1952) [1] (équation 3.32) et par le diamètre équivalent de Sautet & Stepowski (1998) [2] (équation 3.35)</i>	107
9.7	<i>Concentrations moyennes axiales de jets à densité variable [1] et normalisées par le nouveau diamètre équivalent (équation 9.2) [2]</i> . . .	108
9.8	<i>Comparaison des nouvelles définitions du diamètre équivalent et de l'origine virtuelle avec les formulations classiques</i>	109
9.9	<i>Jet d'hélium pour lequel le maximum de concentration est désaxé : champ de fraction molaire [1] et analyse radiale à $x = 85D_j$ [2]</i> . . .	110
9.10	<i>Comparaison des résultats obtenus sur le taux d'épanouissement des jets d'hélium avec ceux de la littérature</i>	112
9.11	<i>Évolution de l'origine virtuelle de la demi-largeur de profil moyen de la concentration</i>	113
9.12	<i>Comparaison des évolutions axiales de la demi-largeur de profil moyen de la concentration de jets d'hélium BOS avec la littérature, en champ proche et en champ lointain</i>	114
9.13	<i>Champ de fraction molaire [1] et volume inflammable d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ [2] obtenu à partir de [1] (BOS122, annexe E.8). Les limites d'inflammabilité sont définies par analogie avec l'hydrogène : $\chi_{LII} = 4\%$ et $\chi_{LSI} = 75\%$</i>	115
9.14	<i>Volumes inflammables successivement mesurés pour différentes valeurs de χ_{LII}, à χ_{LSI} fixé</i>	115
9.15	<i>Influence du taux de décroissance axiale, du taux d'épanouissement, et des origines virtuelles sur le volume et la masse inflammables calculés par EXPLOJET pour un jet d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ et $\chi \in [4; 75]\%$. Les valeurs de référence sont $K_c = 0, 2$, $K'_c = 0, 13$, et $x_c = x'_c = 0$</i> . . .	117
9.16	<i>Évolutions de volumes et de masses inflammables en fonction de la LII choisie, pour des jets d'hélium de différents diamètres</i>	118
9.17	<i>Évolutions de volumes et de masses inflammables normalisés en fonction de la LII choisie, pour des jets d'hélium de différents diamètres</i>	120

9.18 Comparaison des enveloppes inflammables déterminées par les différentes formulations des lois de similitudes référencées au tableau 9.3 (1) et (3) et un jet d'hélium mesuré par la BOS (BOS101, annexe E.8) (2). Pour comparaison, un jet d'hydrogène est également représenté (4) 123

10.1 Structure d'un jet sous-détendu proche de l'orifice d'après Wilkes et al. (2006) (1); Centre et Droite : gradients de densité (amplifiés $\times 3$) obtenus respectivement dans les jets d'air (2) et d'hélium (3), de $D_j = 1 \text{ mm}$ pour $P_0 = 100 \text{ bars}$ (BOS146 et BOS149, annexe E.8) . 126

10.2 Projections radiale et axiale des gradients de densité de jets sous-détendus d'air et d'hélium de $D_j = 2 \text{ mm}$ à $P_0 = 4P_a$ (BOS79 pour l'hélium et BOS77 pour l'air, annexe E.8) : la couleur bleue indique des gradients négatifs tandis que la couleur rouge indique des gradients positifs 128

10.3 Norme des gradients de densité moyens de jets sous-détendus d'air et d'hélium avec $D_j = 2 \text{ mm}$ et pour différentes pressions (champs BOS définis à l'annexe E.8) : la couleur rouge indique la présence de forts gradients 129

10.4 Comparaison de la structure compressible en champ proche ($x < 5D_j$) entre un jet d'air (1) et un jet d'hélium (2) de $D_j = 2 \text{ mm}$ et $P_0 = 15P_a$ (respectivement BOS89 et BOS80, annexe E.8) : le disque de Mach est mis en évidence par la projection axiale des gradients de densité . 129

10.5 Évolution de la position du disque de Mach en fonction de la pression du réservoir. Les essais sont référencés à l'annexe E.8 130

10.6 Évolution du diamètre du disque de Mach en fonction de la pression du réservoir. Les essais sont référencés à l'annexe E.8 132

10.7 Évolution de la longueur du cône potentiel avec la position du disque de Mach, pour des jets sous-détendus d'hélium pour $P_0 \in [30; 120] \text{ bars}$ 133

10.8 Évolutions axiales moyennes de la concentration et de la densité d'un jet d'hélium à $P_0 = 100 \text{ bars}$ (BOS135, annexe E.8) 135

TABLE DES FIGURES

10.9	<i>Comparaison des évolutions axiales de la concentration moyenne de jets sous-détendus d'hélium avec un jet subsonique d'hélium. Les évolutions sont normalisées par le diamètre de l'orifice [1] puis par le diamètre équivalent classique des jets à masse volumique variable [2]</i>	137
10.10	<i>Comparaison des différentes expressions du diamètre fictif de la littérature avec un jet sous-détendu d'hélium pour $P_0 = 100P_a$ (BOS138, annexe E.8)</i>	138
10.11	<i>Comparaison des résultats obtenus sur les taux de décroissance axiale de la concentration avec ceux de la littérature</i>	140
10.12	<i>Évolution de l'origine virtuelle de jets sous-détendus d'hélium ($P_0 \in [30; 120](P_a)$) en fonction de la densité à l'orifice $\sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}$</i>	141
10.13	<i>Comparaison des évolutions axiales de la concentration moyenne de jets sous-détendus d'hélium avec la loi 10.15 [1], et représentation en similitude [2]</i>	142
10.14	<i>Comparaison des résultats obtenus sur les taux d'épanouissement de la concentration avec ceux de la littérature</i>	144
10.15	<i>Évolution du taux d'épanouissement K'_c en fonction du diamètre fictif</i>	145
10.16	<i>Comparaison des évolutions axiales de la demi-largeur de profil moyen de concentration de jets sous-détendus d'hélium avec celle d'un jet subsonique [1] et évolution de l'origine virtuelle en fonction du diamètre fictif [2]</i>	146
10.17	<i>Évolution de l'origine virtuelle de la demi-largeur en fonction de l'origine virtuelle de la décroissance de concentration axiale pour des jets sous-détendus d'hélium</i>	147
10.18	<i>Comparaison de l'évolution axiale de la demi-largeur de profil moyen de la concentration de jets sous-détendus d'hélium de $P_0 = 30P_a$ [1] et $P_0 = 100P_a$ [2] avec la nouvelle loi de similitude 10.19</i>	148
10.19	<i>Superposition des profils radiaux de concentration d'un jet sous-détendu d'hélium à $P_0 = 100$ bars [1] (annexe E.8) et représentation en similitude [2]</i>	149
10.20	<i>Évolutions de volumes et de masses inflammables de jets sous-détendus d'hélium de $D_j = 1$ mm en fonction de la LII, pour différentes pressions P_0</i>	151

10.21 *Évolutions de volumes et de masses inflammables normalisés de jets sous-détendus d'hélium de $D_j = 1$ mm en fonction de la LII, pour différentes pressions P_0* 152

10.22 *Évolutions du volume inflammable (4-75%) d'un jet sous-détendus d'hydrogène de $P_0 = 40$ bars en fonction de la section de l'orifice* . . 153

10.23 *Comparaison des enveloppes inflammables à 35% en volume déterminées par les différentes formulations des lois de similitudes référencées au tableau 10.3 (1 et 3) et un jet d'hélium à 30 bars mesuré par la BOS (BOS141, annexe E.8) 2. Pour comparaison, un jet d'hydrogène est également représenté 4* 156

11.1 *Champs de fraction molaire de jets d'hélium ($D_j = 3$ mm) en présence d'une sphère de 10 mm à $10D_j$ 1 ou d'une sphère de 20 mm à $20D_j$ 2. 3 représente la superposition des champs avec une mise à l'échelle de 2 vers 1 en fonction de D_o* 161

11.2 *Jet d'hélium de $D_j = 1$ mm en présence d'une sphère de 10 mm positionnée à $10D_j$ de l'orifice (BOS75, annexe E.8). Le maximum de concentration détecté par JetBOSsoft (points noirs) suit l'axe du jet puis le contour de l'ensemble [sphère+tige]* 162

11.3 *Décroissance axiale de la concentration d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à différentes distances de l'orifice (BOS118->122, annexe E.8)* 164

11.4 *Décroissance normalisée de la concentration axiale de jets d'hélium en présence d'une sphère, pour différentes positions d'impact x_o* 165

11.5 *Décroissance de la concentration axiale en pseudo-similitude de jets d'hélium en présence d'une sphère* 166

11.6 *Champ de fraction molaire et décroissance axiale de la concentration d'un jet d'hélium de $D_j = 1$ mm en présence d'une sphère de 10 mm de diamètre positionnée à $2D_j$ (BOS73, annexe E.8); cette concentration est comparée à celles du jet libre et des jets avec une sphère positionnée à $5D_j$ et $10D_j$* 168

TABLE DES FIGURES

11.7	<i>Jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'un cylindre vertical de 10 mm positionné à $5D_j$ de l'orifice (BOS114, annexe E.8). Le maximum de concentration détecté par JetBOSsoft (points noirs) ne suit pas le contour de l'ensemble [cylindre+tige] puisque l'écoulement ne se comporte plus comme un jet</i>	169
11.8	<i>Décroissance axiale de la concentration d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'un cylindre vertical de 10 mm de diamètre positionné à différentes distances de l'orifice (BOS112->117, annexe E.8)</i>	170
11.9	<i>Décroissance normalisée de la concentration axiale de jets d'hélium en présence d'un cylindre vertical, pour différentes position d'impact x_o</i>	171
11.10	<i>Jet d'hélium de $D_j = 1$ mm en présence d'une sphère de 10 mm positionnée à $10D_j$ de l'orifice (BOS75, annexe E.8). JetBOSsoft repère la demi-largeur L_C de la concentration (ligne rouge) par rapport au maximum de concentration (points noirs)</i>	172
11.11	<i>Épanouissement avec l'obstacle d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à différentes distances de l'orifice (BOS118->122, annexe E.8)</i>	173
11.12	<i>Épanouissement normalisé de la demi-largeur de jets d'hélium en présence d'une sphère, pour différentes positions d'impact x_o, avec l'obstacle (L_{C_1})</i>	174
11.13	<i>Épanouissement sans l'obstacle d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionné à différentes distances de l'orifice (BOS118->122, annexe E.8)</i>	176
11.14	<i>Épanouissement normalisé de la demi-largeur de jets d'hélium en présence d'une sphère pour différentes position d'impact x_o, sans l'obstacle (L_{C_2})</i>	177
11.15	<i>Champ de fraction molaire d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm qui impacte une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à $x_o = 5D_j$ (BOS118, annexe E.8), avec grossissement de la zone d'impact 2</i>	179

TABLE DES FIGURES

11.16 <i>Décroissance radiale de la concentration d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à $5D_j$ de l'orifice (BOS118, annexe E.8). Les abscisses correspondent aux pointillés verts de la figure 11.15</i>	180
11.17 <i>Profils de concentration radiaux de jets d'hélium en présence d'une sphère de $R_D = 2$, normalisés et répartis en fonction de D_o et de leur position par rapport à x_o</i>	181
11.18 <i>Évolution qualitative expérimentale du volume inflammable d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm libre et en présence d'une sphère de $D_o = 10$ mm pour différentes positions</i>	184
11.19 <i>Évolution qualitative expérimentale du volume inflammable d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm libre et en présence d'un cylindre de $D_o = 10$ mm pour différentes positions</i>	185
11.20 <i>Évolution du volume et de la masse inflammables d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'une sphère de $D_o = 20$ mm, en fonction de la fraction molaire à la LII (BOS118->122, annexe E.8) pour $\chi_{LSI} = 75\%$</i>	186
11.21 <i>Évolution du volume et de la masse inflammables normalisés de jets d'hélium de en présence d'un obstacle (sphère ou cylindre) en fonction de la fraction molaire à la LII pour $\chi_{LSI} = 75\%$</i>	187
11.22 <i>Évolution du volume inflammable normalisé de jets d'hélium en présence d'une sphère en fonction de la fraction molaire à la LII. Les jets sont de D_j variable et les résultats sont normalisés par ceux du jet libre de référence (en pointillés)</i>	189
11.23 <i>Évolution du volume inflammable normalisé d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'un cylindre vertical de $D_o = 10$ mm en fonction de la fraction molaire à la LII</i>	190
11.24 <i>Comparaison des enveloppes inflammables à 20% en volume d'un jet d'hélium en présence d'une sphère : mesuré par la BOS (BOS118, annexe E.8) [1], et déterminé par les lois de similitudes référencées au tableau 11.1 [2]. Pour comparaison, un jet d'hydrogène est également représenté [3]</i>	193

TABLE DES FIGURES

B.1	<i>Domaines de dangerosité des particules en fonction de leur taille et de leur quantité en suspension : les fractions conventionnelles sont représentées par les zones que délimitent les courbes. ① : alvéolaire ; ①+② : thoracique ; ①+②+③ : inhalable</i>	<i>208</i>
B.2	<i>Schéma de l'ensemenceur</i>	<i>209</i>
B.3	<i>Représentation des contraintes de Von Mises subies par l'ensemenceur, pour une pression de 150 bars</i>	<i>211</i>
B.4	<i>Réponse des particules à travers une onde de choc oblique, issu de Melling (1997)</i>	<i>214</i>
B.5	<i>Photo du montage expérimental de génération de gouttelettes de l'ensemenceur pendant un essai de granulométrie laser : le liquide est aspiré par capillarité puis pulvérisé et entraîné par le gaz sous forme de gouttelettes</i>	<i>215</i>
B.6	<i>Répartition et taille des particules générées pour différentes pressions d'injection</i>	<i>216</i>
B.7	<i>Schéma de l'interface jet/capillaire</i>	<i>216</i>
B.8	<i>Répartition et taille des particules générées à différents angles d'injection (pour de l'air) [1] et pour différents gaz [2]</i>	<i>218</i>
B.9	<i>Répartition et taille des particules générées en fonction du liquide utilisé et du diamètre du capillaire</i>	<i>220</i>

Nomenclature

Constantes et variables usuelles

B	:	Épaisseur de la bague entre l'objectif et le capteur CCD
C	:	Concentration (fraction massique)
\widehat{C}	:	Concentration moyenne
C_p	:	Chaleur spécifique à pression constante
C_v	:	Chaleur spécifique à volume constant
C_d	:	Coefficient de décharge
C_x	:	Coefficient de traînée aérodynamique
d	:	Diffusivité
D	:	Diamètre en m
E_p	:	Potentiel électrochimique de la sonde aspirante
f	:	Distance focale de l'objectif en mm
g	:	Pesanteur terrestre : $g = 9,81 m.s^{-2}$
G	:	Facteur de grandissement
h	:	Hauteur en m
H	:	Facteur d'échelle
J	:	Moment en $kg.m.s^{-2}$
K_g	:	Constante de Gladstone-Dale en $m^3.kg^{-1}$
l	:	Longueur ou distance en m
l_s	:	Longueur des cellules de choc en m
L	:	Demi-largeur de profil moyen en m
m	:	Masse en kg
\dot{m}	:	Débit massique en $kg.s^{-1}$
M	:	Nombre de Mach
n	:	Indice de réfraction
N	:	Nombre de moles
Oh	:	Nombre d'Ohnesorge

0. NOMENCLATURE

P	:	Pression en Pa ou en bar
Pr	:	Nombre de Prandtl
Re	:	Nombre de Reynolds
r	:	Position radiale à une abscisse x du jet, en m
R	:	Constante des gaz parfaits : $R = 8,314472 \text{ J.mol}^{-1}K^{-1}$
S	:	Surface en m^2
Sc	:	Nombre de Schmidt
T	:	Température en K
U	:	Vitesse en $m.s^{-1}$
V	:	Volume en m^3
\dot{V}	:	Débit massique en $m^3.s^{-1}$
Vm	:	Volume molaire en $m^3.mol^{-1}$
W	:	Masse molaire en $g.mol^{-1}$
We	:	Nombre de Weber
x	:	Abscisse ou position le long de l'axe du jet, en m
Zb	:	Distance entre le jet et l'arrière-plan, en mm
Zc	:	Distance entre le jet et la lentille de la caméra, en mm
Zi	:	Distance entre la lentille de la caméra et le capteur CCD, en mm
χ	:	Fraction molaire en $\%$
$\hat{\chi}$:	Fraction molaire moyenne en $\%$
γ	:	Rapport des chaleurs spécifiques : $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$
λ	:	Longueur d'onde de la lumière incidente en nm
μ	:	Viscosité dynamique en $kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	:	Viscosité cinématique en $m^2.s^{-1}$
ρ	:	Masse volumique en $kg.m^{-3}$
σ	:	Tension de surface en $N.m^{-1}$

Indices

$(.)_0$:	Au repos, dans le réservoir pressurisé
$(.)_1$:	À la sortie du capillaire
$(.)_a$:	Dans l'espace ambiant
$(.)_{ap}$:	Sur l'arrière-plan
$(.)_c$:	Sur l'axe du jet
$(.)_{cap}$:	Relatif au capillaire
$(.)_C$:	Relatif à la concentration
$(.)_{col}$:	Au col de la tuyère
$(.)_d$:	À l'orifice, mais relatif à la géométrie de la tuyère
$(.)_f$:	Au diamètre fictif

$(\cdot)_g$:	Relatif au gaz étudié, à P_a et T_a
$(\cdot)_i$:	Au moment de l'impact
$(\cdot)_{inf}$:	Inflammable
$(\cdot)_j$:	À l'orifice
$(\cdot)_{jet}$:	Sur le plan médian du jet
$(\cdot)_l$:	Relatif au liquide d'ensemencement
$(\cdot)_{LII}$:	À la <i>LII</i>
$(\cdot)_{LSI}$:	À la <i>LSI</i>
$(\cdot)_M$:	Au disque de Mach
$(\cdot)_o$:	Au niveau de l'obstacle
$(\cdot)_p$:	Relatif aux particules
$(\cdot)_{px}$:	Pour un pixel
$(\cdot)_r$:	Valeur relative \equiv non absolue
$(\cdot)_{sim}$:	À la similitude
$(\cdot)_t$:	Turbulent
$(\cdot)_U$:	Relatif à la vitesse
$(\cdot)_x$:	Valeur moyenne à une abscisse x

Abréviations

ALR	:	Air-to-Liquid mass Ratio
ANR	:	Agence Nationale de la Recherche
BOS	:	Background Oriented Schlieren
CEA	:	Commissariat à l'Énergie Atomique
CFD	:	Computational Fluid Dynamics
DRIVE	:	Données expérimentales pour l'évaluation des RISques hydrogène à bord du véhicule, la Validation d'outils numériques et l'Édition de référentiels
EMI	:	Énergie Minimale d'Inflammation
GPL	:	Gaz de Pétrole Liquéfié
INERIS	:	Institut National de l'Environnement industriel et des RISques
IRPHE	:	Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre
LIF	:	Laser-Induced Fluorescence
LII	:	Limite Inférieure d'inflammabilité
LSI	:	Limite Supérieure d'inflammabilité
NPR	:	Nozzle Pressure Ratio
ONERA	:	Office National d'Études et de Recherche Aérospatiales
PAC	:	Pile À Combustible
PIV	:	Particle Image Velocimetry
SMD	:	Sauter Mean Diameter of the spray
SP	:	Speckle Photography

Chapitre 1

Introduction

Afin de réduire à long terme les émissions polluantes, les piles à combustible (PAC) font progressivement leur apparition dans les secteurs des transports, de l'alimentation de sites isolés, ou encore des équipements portables. Associé à la pile à combustible, l'hydrogène est un vecteur énergétique à fort potentiel puisqu'il permet de stocker l'excédent d'électricité produit à partir des énergies renouvelables telles que l'éolien ou le photovoltaïque. L'intérêt de développer l'hydrogène comme nouveau vecteur énergétique est alors double : proposer une alternative à la raréfaction des énergies fossiles et lutter contre l'émission de polluants.

Cependant, l'utilisation d'hydrogène présente un certain nombre de risques qu'il convient de maîtriser. En raison de sa faible densité, l'hydrogène se diffuse très vite dans l'air : en cas de fuite à faible débit, il s'échappe vers le haut et sa concentration diminue très rapidement, ce qui représente un facteur de sécurité. L'hydrogène présente un risque d'inflammation lorsque son mélange dans l'air est compris entre 4 et 75% en volume, car l'énergie nécessaire à l'inflammation du mélange peut être faible ($EMI \approx 20 \mu J$ à la stœchiométrie). Sa flamme est à peine visible à l'œil nu et sa température est de $2300^\circ C$ dans l'air, ce qui peut représenter un danger pour les secours intervenant en cas d'incendie. De plus, dans certains cas de confinement, une explosion peut se produire. Ainsi, un des "problèmes" majeurs de l'hydrogène reste le risque d'inflammabilité et d'explosivité.

1. INTRODUCTION

Dans le secteur des transports, la maîtrise des risques est particulièrement importante pour que l'hydrogène puisse remplacer de manière durable les carburants traditionnels : l'expérience des véhicules roulant au GPL a montré que l'acceptabilité sociale d'un nouveau carburant passe avant tout par la maîtrise des risques associés. L'utilisation de l'hydrogène à grande échelle comme vecteur d'énergie doit donc répondre à des mesures de sécurité exigeantes. Aussi, de nombreux projets ont vu le jour, européens comme HySafe ou nationaux comme ceux financés par l'ANR (PanH de 2005 à 2008 devenu récemment Hpac). DRIVE est un projet du programme PanH et regroupait l'INERIS, PSA Peugeot-Citroën, le CEA et l'IRPHE. Ce projet s'intéressait à l'ensemble de la chaîne accidentelle impliquant l'hydrogène (figure 1.1) et avait pour objectifs principaux :

- produire des données expérimentales nécessaires à l'évaluation des risques
- confronter ces données expérimentales aux outils de calcul prédictifs afin d'évaluer leurs aptitudes à prédire le comportement de l'hydrogène dans plusieurs situations accidentelles
- éditer et diffuser plusieurs guides (phénoménologique, CFD, et conception véhicule hydrogène)

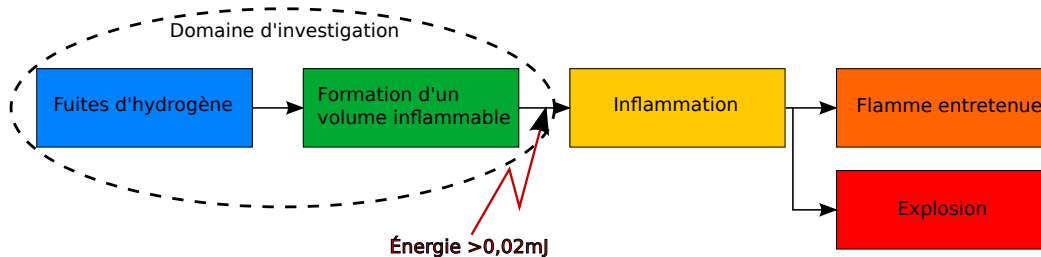


FIGURE 1.1 – Schématisation de la chaîne accidentelle

La présente étude, inscrite dans le programme DRIVE, s'intéresse aux deux premières étapes de la chaîne accidentelle de la figure 1.1, à savoir la fuite d'hydrogène et sa dispersion sous forme de jet, puis la formation d'un nuage inflammable créé par le mélange de l'hydrogène dans l'air. Ce nuage inflammable sera caractérisé par un volume inflammable et une masse inflammable responsable des effets de surpression

généérés par l'explosion du mélange.

À bord des véhicules automobiles, une des solutions proposées est de stocker l'hydrogène sous forme gazeuse à très haute pression (700 *bars*) afin de favoriser l'autonomie du véhicule sans augmenter le volume embarqué. Un stockage très haute pression comme celui-ci doit répondre à des normes de sécurité exigeantes. Les jets provenant d'une fuite accidentelle d'hydrogène peuvent être libres ou rencontrer des obstacles au cours de leur épanouissement. Lorsque la fuite d'hydrogène provient d'une canalisation ou d'un réservoir sous haute pression, des effets de pression sont aussi présents dans le jet formé : il est alors dit supersonique. Ainsi, 3 types de jets seront étudiés :

1. les jets libres sans effets de pression, dits subsoniques (si la fuite a lieu près de la PAC)
2. les jets libres dits supersoniques (si la fuite a lieu près du réservoir ou des conduites haute pression)
3. les jets subsoniques en présence d'un obstacle (si la fuite a lieu dans un milieu encombré : bloc moteur, carrosserie, etc)

La recherche bibliographique effectuée dans la première partie de cette étude a mis en évidence une pauvreté de données quantitatives sur le nuage inflammable généré par ces configurations de fuite, notamment lorsqu'un obstacle est présent dans l'écoulement. Ainsi, il est apparu intéressant d'étudier des fuites d'hydrogène présentées précédemment afin d'estimer le volume et la masse inflammables générés, pour ensuite maîtriser les risques associés. Lors des essais expérimentaux, l'hélium a remplacé l'hydrogène pour des raisons de sécurité : c'est le gaz inerte qui s'en rapproche le plus en terme de densité. Il sera montré que les jets d'hélium et d'hydrogène ont un développement similaire qui justifie le choix de l'hélium. Les volumes et les masses inflammables seront établis par analogie avec les limites d'inflammabilité de l'hydrogène.

1. INTRODUCTION

Dans la première partie, une étude bibliographique fait le point sur les connaissances actuelles en matière de jets à densité variable, qu'ils soient libres ou en présence d'un obstacle. Le dispositif expérimental et les techniques de mesures utilisées sont ensuite décrits dans la deuxième partie de l'étude. Enfin, la troisième partie est consacrée à l'analyse des résultats issus des mesures : une analyse est effectuée successivement sur les jets libres subsoniques, supersoniques, puis les jets en présence d'un obstacle.

Première partie

Synthèse bibliographique

Chapitre 2

Généralités sur les jets

Les jets ont été largement étudiés depuis le début du 20^{ème} siècle. Cette synthèse dresse un bilan qui se veut le plus exhaustif possible sur les jets de gaz à densité variable issus d'orifices circulaires. En fonction de l'environnement dans lequel il évolue et de la pression de rejet, le jet peut être libre ou en présence d'obstacles, et présenter ou non des effets de compressibilité.

La première partie de ce chapitre est ainsi consacrée à la définition du jet d'un point de vue aérodynamique. Ensuite, un état de l'art est présenté sur les jets libres subsoniques, c'est-à-dire sans effets de compressibilité. Une troisième partie introduit la notion d'ondes de chocs créées par les effets de compressibilité qui apparaissent quand la pression de rejet dépasse une valeur critique, et enfin une quatrième partie introduit les effets d'un obstacle sur le champ de propagation d'un jet.

Un jet est un écoulement généré par une différence de pression de part et d'autre d'un orifice qui lui procure une vitesse d'éjection U_j . Le jet est dit libre lorsqu'il se développe librement dans le milieu environnant. Il est dit à densité variable lorsque la masse volumique du gaz dans l'écoulement est modifiée par le mélange d'espèces, de température, ou par des effets de compressibilité. Localement, la densité du jet correspond au rapport de sa masse volumique par la masse volumique de référence. C'est donc une valeur sans dimension.

2. GÉNÉRALITÉS SUR LES JETS

La présente étude s'intéresse aux jets créés par des fuites accidentelles de gaz, et plus particulièrement d'hydrogène à bord des véhicules fonctionnant à l'aide d'une pile à combustible. Les jets s'épanouissent dans l'air à pression et température ambiantes. Ils sont considérés axisymétriques et turbulents car leur vitesse initiale est suffisamment élevée pour que l'écoulement ne soit plus laminaire. En fonction de la pression de rejet, un jet peut être subsonique ou supersonique : il est dit subsonique lorsque sa vitesse d'éjection est inférieure à la vitesse du son, et supersonique dans le cas contraire. La vitesse du son à l'orifice c_j est déterminée en fonction des propriétés physiques du gaz et des conditions d'éjection, à partir de la loi des gaz parfaits :

$$c_j = \sqrt{\frac{\gamma P_j}{\rho_j}} = \sqrt{\gamma \frac{R}{W} T_j} \quad (2.1)$$

Chapitre 3

Jets subsoniques libres

Le jet est subsonique lorsque la pression génératrice P_0 est inférieure à une pression critique qui dépend du gaz considéré et généralement voisine de 2 *bars*. Il peut être horizontal, vertical, ou présenter un angle. La présente étude s'intéresse aux jets verticaux pour leur axisymétrie en écoulement stationnaire. À l'orifice, ils ont un diamètre D_j , une vitesse de sortie U_j supposée uniforme, une viscosité dynamique μ_j , et une masse volumique ρ_j . Ils s'épanouissent dans de l'air à pression et température ambiantes (P_a, T_a). Le réservoir dans lequel l'hydrogène est stocké est supposé à température ambiante et seule sa pression P_0 peut varier. Les nombres sans dimension qui permettent de définir en partie l'écoulement sont le nombre de Reynolds, le nombre de Froude, et le nombre de Mach.

3.1 Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds Re_j représente le rapport des forces d'inertie et des forces visqueuses. Il caractérise la nature du régime de l'écoulement, à savoir laminaire, transitoire, ou turbulent, quelle que soit la nature du fluide.

$$Re_j = \frac{\rho_j D_j U_j}{\mu_j} \quad (3.1)$$

Au faibles valeurs ($Re_j < 2000$) les forces de viscosité dominent et l'écoulement est laminaire. Aux valeurs intermédiaires ($2000 < Re_j < 3000$) l'écoulement est inertiel

3. JETS SUBSONIQUES LIBRES

mais toujours laminaire : il est en transition vers la turbulence. Aux fortes valeurs ($Re_j > 3000$) l'écoulement est turbulent.

3.2 Nombre de Froude

Le nombre de Froude représente le rapport des forces d'inertie et des forces de pesanteur. Il caractérise le comportement géométrique du jet : plus il est élevé plus les régions inertielle et intermédiaire du jet seront importantes (figure 3.1). Le nombre de Froude défini ici correspond au nombre de Froude densimétrique utilisé par [Fulachier *et al.* \(1990\)](#) et [El-Amin & Kanayama \(2009\)](#), qui vaut la racine carrée du nombre de Froude classique :

$$Fr_j = \sqrt{\frac{\rho_j U_j^2}{g|\rho_j - \rho_a|D_j}} \quad (3.2)$$

3.3 Nombre de Mach

Le nombre de Mach représente le rapport de la vitesse de l'écoulement par la vitesse du son. Il mesure le rapport entre les forces liées au mouvement et la compressibilité du fluide : en-dessous de $M_j < 0,3$ les effets de compressibilité sont nuls ou négligeables. Au-delà de $M_j > 0,3$ il faut tenir compte du caractère compressible du gaz. C'est notamment le cas dans la région de développement proche de la sortie. Le jet est transsonique pour $M_j = 0,9 - 1,1$ et supersonique au-delà.

Pour les jets subsoniques, la vitesse à l'orifice s'exprime par ([Candel \(2003\)](#)) :

$$U_j = Cd \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_0}{W} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P_a} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} \right]} \quad (3.3)$$

avec $Cd \in [0,6; 1]$ le coefficient de décharge propre à la géométrie de l'orifice. Le nombre de Mach s'exprime alors en fonction de la vitesse du son c_j à l'orifice :

$$M_j = \frac{U_j}{c_j} \quad (3.4)$$

3.4 Coefficient de décharge

Pour un gaz de concentration C_j à l'orifice, les débits massique et volumique s'expriment respectivement à partir de la relation 3.3 par :

$$\dot{m}_j = \rho_j C_j U_j \pi \left(\frac{D_j}{2} \right)^2 \quad \text{et} \quad \dot{V}_j = C_j U_j \pi \left(\frac{D_j}{2} \right)^2 \quad (3.5)$$

Le coefficient de décharge Cd est un coefficient lié à la perte de charge à travers l'orifice lorsque l'écoulement est subsonique. Il est donc intimement lié à la forme géométrique de l'orifice ([Gentilhomme \(2008\)](#)). Dans le cas des jets supersoniques certains auteurs l'utilisent pour aligner les prévisions analytiques avec les résultats expérimentaux. Il peut alors jouer le rôle d'un correcteur du débit massique lorsque ce dernier est calculé isentropiquement.

- [Ruffin et al. \(1997\)](#) proposent la relation suivante quand il y a création d'entropie entre l'amont et l'aval d'une onde de choc :

$$Cd = \frac{\dot{m}_j}{\dot{m}_{j_{isentropique}}} = \frac{\frac{V}{RT_0} \frac{dP_0}{dt}}{\sqrt{\gamma P_0 T_0} \pi \left(\frac{D_{col}^2}{4} \frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \quad (3.6)$$

où D_{col} est le diamètre au col de la tuyère et V le volume de gaz rejeté avec la variation de pression dP_0 dans l'intervalle de temps dt

- [Cruz-Maya et al. \(2006\)](#) définissent le coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds Re_d au col sonique de la tuyère quand la perte d'entropie est le résultat de la friction du gaz sur les parois de la tuyère et du coefficient de contraction :

$$Cd = 0,99575 - \frac{3,7026}{\sqrt{Re_d}} \quad (3.7)$$

Cette relation présente moins de 0,2% de déviation par rapport à leurs mesures numériques et expérimentales, pour $P_0 \in [1; 20] \text{ bars}$.

3. JETS SUBSONIQUES LIBRES

3.5 Conditions à l'orifice

Tant que l'écoulement est subsonique à l'orifice, il peut être assimilé à celui d'un gaz parfait dans des conditions isentropiques. Les conditions de rejet telles que la température, la pression, ou la masse volumique s'écrivent :

$$T_j = T_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-1} \quad (3.8)$$

$$P_j = P_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad (3.9)$$

$$\rho_j = \rho_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{\frac{1}{1-\gamma}} \quad (3.10)$$

Quand le nombre de Mach est petit ($M_j < 0,3$) les effets de compressibilité sont négligeables, d'où $T_j \approx T_a$, $P_j \approx P_a$, et $\rho_j \approx \rho_g$. Si la viscosité dynamique du gaz μ_j ($kg.m^{-1}.s^{-1}$) est modifiée par la température, la loi de Sutherland donne :

$$\mu_j = \mu_0 \left(\frac{T_j}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + Su}{T_j + Su} \quad (3.11)$$

où $Su = 120 K$ est la constante de Sutherland pour l'air qui donne une bonne approximation sur une plage de température de l'ordre de $170 K$ à $1900 K$ environ. Pour l'hydrogène et l'hélium, cette constante vaut respectivement $Su = 72 K$ et $Su = 79.4 K$.

3.6 Paramètres globaux

Les jets étudiés sont turbulents ($Re \geq 3000$), stationnaires $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial P}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial U}{\partial t} = 0$, et à densité variable ($\nabla \rho \neq 0$). Un écoulement turbulent est par nature instationnaire, cependant il peut être considéré comme stationnaire en moyenne si les variables moyennes sont indépendantes du temps. Les jets étudiés expérimentalement sont ici continuellement approvisionnés en gaz et le débit reste constant. Les jets sont alors considérés stationnaires car moyennés sur une durée suffisamment importante par rapport à la vitesse du rejet et au diamètre de l'orifice.

Les jets subsoniques étudiés dans cette étude sont à faible nombre de Mach ($M_j < 0,3$) et axisymétriques. Certains auteurs ont étudié des jets avec des orifices de géométries différentes, comme [New \(2009\)](#) qui utilise un orifice elliptique biseauté : il a remarqué que dans ce cas le mélange du gaz est plus efficace qu'avec un orifice rond.

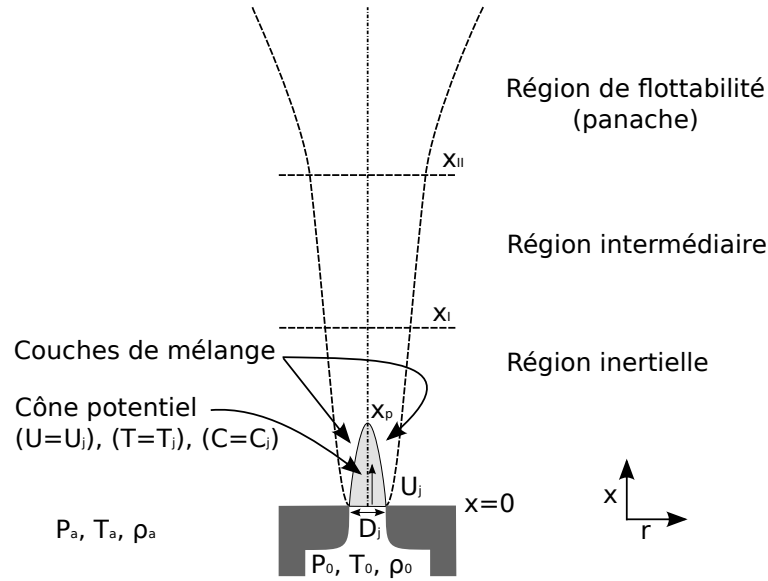


FIGURE 3.1 – Structure générale d'un jet subsonique libre axisymétrique à densité variable

Comme le montre la figure 3.1, le jet subsonique à densité variable est caractérisé par trois régions distinctes :

1. une région inertielle incluant le cône potentiel où prédominent les forces d'inertie. [Chen & Rodi \(1980\)](#) définissent la fin de cette région par x_I en fonction du nombre de Froude densimétrique défini par la relation 3.2, telle que :

$$\frac{x_I}{D_j} = \frac{Fr_j}{2} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.12)$$

2. une région intermédiaire où l'écoulement est régité à la fois par les forces d'inertie et par les forces de gravité. Cette région est délimitée par x_I et x_{II} , où :

$$x_{II} \approx 10x_I \quad (3.13)$$

3. JETS SUBSONIQUES LIBRES

3. une région de flottabilité ou "de panache" qui débute à x_{II} dans laquelle l'écoulement est principalement dominé par les forces de gravité.

Ces trois régions sont complémentaires des trois régions suivantes qui caractérisent principalement la région inertielle :

1. la région de mélange qui contient le cône potentiel et où se développe une couche de mélange. Cette région de mélange est comprise entre l'orifice $x = 0$ et la fin du cône potentiel x_p
2. la région de transition entre x_p et une abscisse de similitude $x_{sim} \approx 15D_j$ (Djeridane (1994))
3. la région pleinement développée où sont généralement établies des lois de similitude, pour $x_{sim} \geq 15D_j$: cette région comprend une partie de la région inertielle, la région intermédiaire et la région de flottabilité

3.7 Cône potentiel

Le cône potentiel est un volume dans lequel aucun mélange ne se produit. La vitesse, la température et la concentration y sont constantes, égales à la vitesse, à la température et à la concentration d'éjection. Il est entouré par une région de mélange entre le gaz issu du réservoir et le fluide environnant.

Le cône potentiel prend fin à l'abscisse $x = x_p$ à partir de laquelle les couches de mélange se rejoignent sur l'axe du jet. Dans la littérature, il existe différentes expressions de la longueur du cône potentiel repérée par l'abscisse x_p . Les différentes formulations de cette longueur sont regroupées dans le tableau 3.1 par ordre chronologique.

Les relations du tableau 3.1 ont été déterminées expérimentalement : généralement à partir du champ de vitesse, mais aussi parfois à partir du champ de concentration comme dans l'étude de Sautet & Stepowski (1994). La relation qui semble la plus réaliste est celle de Zaman (1998) car elle prend autant en compte la masse

Auteur	Relation
Lau & Morris (1979)	$\frac{x_p}{D_j} = 4, 2 + 1, 1M_j^2$
Pitts (1991b)	$\frac{x_p}{D_j} = \frac{4,3}{D_j} Re_j^{0,097}$
Sautet & Stepowski (1994)	$\frac{x_p}{D_j} = 2 + 2, 7 \cdot 10^{-2} \sqrt{Re_j}$
Sautet & Stepowski (1995)	$\frac{x_p}{D_j} = 1 + 1, 7 \cdot 10^{-4} Re_j$
Zaman (1998)	$\frac{x_p}{D_j} = \frac{\sqrt{\rho_j U_j^2 + P_j - P_a}}{K_u U_j \sqrt{\rho_a}}, K_u \approx 0, 16$

TABLE 3.1 – Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour le calcul de la longueur du cône potentiel

volumique que la vitesse, et qu'elle est indirectement basée sur la conservation de la quantité de mouvement.

3.8 Similitude

Les études précédentes ont montré que certaines grandeurs évoluent en similitude dans un jet à densité variable. Ces grandeurs sont la vitesse U et un scalaire comme la température, la masse volumique, la fraction molaire, ou la concentration. La température et la masse volumique sont liées par l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P = \frac{nRT}{V} = \frac{\rho RT}{W} \quad (3.14)$$

Le scalaire étudié dans cette étude est la concentration C , c'est-à-dire la fraction massique du gaz rejeté, définie à température et pression ambiantes par :

$$C = \frac{W_g}{W} \chi \quad \text{avec} \quad \chi = \frac{W_a - W_g}{W_a - W} \quad (3.15)$$

La concentration et la vitesse sont liées par la conservation de la masse et de la quantité de mouvement. Fulachier *et al.* (1990) ont montré comment des lois de similitude sont extraites des formulations intégrales de la conservation de la masse et de la conservation de la quantité de mouvement.

3. JETS SUBSONIQUES LIBRES

À partir du moment où le jet à densité variable est en similitude avec ceux à masse volumique constante, c'est-à-dire pour $x \gtrsim 15D_j$ selon [Djeridane \(1994\)](#), les fonctions de similitude peuvent s'écrire :

$$\frac{U}{U_c} = f(\eta) \quad \text{et} \quad \frac{C}{C_c} = h(\eta) \quad (3.16)$$

où η est le paramètre de similitude. Dans un jet, la similitude se décompose en une similitude axiale et une similitude radiale qui caractérise l'épanouissement du jet.

3.8.1 Similitude axiale

Expérimentalement, les décroissances axiales de vitesse et de concentration de jets axisymétriques à densité variable sont ajustées pas les lois de décroissance suivantes, introduites par [Thring & Newby \(1952\)](#) :

$$\frac{U_j}{U_c} = K_u \frac{x - x_u}{D_e} \quad (3.17)$$

$$\frac{C_j}{C_c} = K_c \frac{x - x_c}{D_e} = K_c \left(\frac{D_j}{D_e} \right) \frac{x - x_c}{D_j} \quad (3.18)$$

avec K_u et K_c les taux de décroissance axiaux de la vitesse et de la concentration, et x_u et x_c leurs origines virtuelles respectives. Les origines virtuelles sont des paramètres d'ajustement expérimental qui permettent de regrouper sur une même courbe différents profils de vitesse ou de concentration, quels que soient les paramètres à l'orifice. D_e est le diamètre équivalent qui dépend des masses volumiques du gaz et de l'air ambiant, défini à la section 3.8.2. Ces lois de décroissance sont valables dans la région inertielle, c'est-à-dire pour $x < x_I$. Au-delà de cette limite, ces lois ne sont plus applicables et une fonction de la gravité intervient : le nombre de Froude. Dans un jet à densité variable, les lois de décroissance sont donc différentes suivant la région d'étude.

3.8.1.1 Région inertielle ($x < x_I$)

[Thring & Newby \(1952\)](#) introduisent les premiers des formulations issues des équations de conservation sans tenir compte des effets de gravité, pour $x < x_I$. Ces

formulations sont reprises par [Chen & Rodi \(1980\)](#) :

$$\frac{U_j}{U_c} = K_u \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{x}{D_j} \quad (3.19)$$

$$\frac{\rho_a - \rho_j}{\rho_a - \rho_c} = K_c \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} \frac{x}{D_j} \quad (3.20)$$

avec $K_u = 0,161$ et $K_c = 0,200$.

Contrairement aux autres auteurs, [Chen & Rodi \(1980\)](#) tiennent compte de la décroissance de la fraction molaire axiale

$$\rho = \rho_a(1 - \chi) + \rho_j \chi \quad (3.21)$$

$$\rho = \frac{1}{\left(\frac{1}{\rho_j} - \frac{1}{\rho_a} \right) C + \frac{1}{\rho_a}} \quad (3.22)$$

Il vient après développement :

$$\frac{1}{C_c} = \frac{1}{\chi_c} \frac{\rho_a}{\rho_j} + 1 - \frac{\rho_a}{\rho_j} \quad (3.23)$$

La loi de décroissance de la fraction molaire [3.20](#) devient :

$$\frac{1}{C_c} = K_c \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{x}{D_j} + \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_j} \right) \quad (3.24)$$

Ce qui revient à une relation similaire à la relation [3.18](#) avec $\frac{x_c}{D_e} = \frac{1}{K_c} \left(\frac{\rho_a}{\rho_j} - 1 \right)$. Il existe d'autres lois de décroissance dans la littérature telle que celle de [Lau & Morris \(1979\)](#) pour la vitesse :

$$\frac{U_c}{U_j} = 1 - e^{-\frac{\alpha x_p}{x - x_p}} \quad (3.25)$$

avec $\alpha = 1,35$ une constante empirique, ou encore comme celles de [Pitts \(1986\)](#) pour la vitesse et la concentration :

$$\frac{U_j}{U_c} = K_u \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{-0,6} \frac{x - x_u}{D_j} \quad (3.26)$$

$$\frac{C_j}{C_c} = K_c \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{-0,6} \frac{x - x_c}{D_j} \quad (3.27)$$

3. JETS SUBSONIQUES LIBRES

Ces lois ont la particularité d'avoir été définies empiriquement à partir de données expérimentales et ne représentent pas parfaitement la physique de l'écoulement. Par la suite, ce seront les lois 3.17 et 3.18 qui seront utilisées, car elles découlent des équations de conservation. Le gaz sera considéré pur à l'orifice : $C_j = 1$.

Les taux de décroissance K_u et K_c trouvés dans la littérature sont dispersés et ne semblent pas liés de quelque manière que ce soit : $K_u \in [0, 12; 0, 18]$ et $K_c \in [0, 18; 0, 25]$ (d'après les auteurs : Way & Libby (1971), Niwa *et al.* (1984), Fulachier *et al.* (1990), Richard & Pitts (1993), Ruffin *et al.* (1994), Chaineaux (1999), Houf & Schefer (2008), Schefer *et al.* (2008), et Wang *et al.* (2008)).

3.8.1.2 Régions intermédiaire et de panache ($x > x_I$)

Les résultats expérimentaux obtenus dans cette étude font référence à la région inertielle. Néanmoins, il paraît important de mentionner et de décrire l'évolution du jet au-delà de la limite inertielle x_I , dans l'objectif d'élaborer un logiciel de calcul permettant de prédire le mélange. Au-delà de la région inertielle, il y a d'abord la région intermédiaire puis celle de panache. Chen & Rodi (1980) décrivent l'évolution de la région intermédiaire, pour $x_I < x < x_{II}$:

$$\frac{U_j}{U_c} = Kt_u Fr_j^{\frac{1}{5}} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{-\frac{9}{20}} \left(\frac{x}{D_j} \right)^{\frac{4}{5}} \quad (3.28)$$

$$\frac{\rho_a - \rho_j}{\rho_a - \rho_c} = Kt_c Fr_j^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{\frac{7}{16}} \left(\frac{x}{D_j} \right)^{\frac{5}{4}} \quad (3.29)$$

avec $Kt_u = 0,138$, $Kt_c = 2,27$, et $Fr_j^2 = \frac{\rho_j U_j^2}{g|\rho_j - \rho_a|D_j}$ le nombre de Froude densimétrique.

Dans la région de panache, pour $x > x_{II}$ (Chen & Rodi (1980)) :

$$\frac{U_j}{U_c} = Kp_u Fr_j^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{x}{D_j} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.30)$$

$$\frac{\rho_a - \rho_j}{\rho_a - \rho_c} = Kp_c Fr_j^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{x}{D_j} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (3.31)$$

avec $Kp_u = 0,286$ et $Kp_c = 0,107$. Récemment, Michaux (2007) a mis en évidence des lois analytiques pour des panaches axisymétriques.

3.8.2 Diamètre équivalent

Le diamètre équivalent D_e est le diamètre de calcul que devrait avoir l'orifice pour obtenir la même quantité de mouvement et le même flux de masse qu'un jet à densité constante. Il a pour but de faciliter l'étude des écoulements à densité variable en prenant en compte les effets de température, de pression, ou d'espèces. Le diamètre équivalent a initialement été défini par [Thring & Newby \(1952\)](#) en fonction du rapport des masses volumiques du gaz à l'éjection ρ_j et du gaz ambiant ρ_a :

$$\frac{D_e}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} \quad (3.32)$$

$\rho_j = \rho_g$ pour les jets subsoniques. D'autres auteurs comme [Dahm & Dimotakis \(1987\)](#) proposent un diamètre équivalent qui peut prendre en compte un profil de vitesse à l'orifice non uniforme :

$$D_e = \frac{2\dot{m}_j}{\sqrt{\pi\rho_a J_j}} \quad (3.33)$$

avec le moment J_j qui vaut :

$$J_j = \pi\rho_j U_j^2 \left(\frac{D_j}{2}\right)^2 \quad (3.34)$$

Dans la littérature, les auteurs considèrent généralement un profil de vitesse uniforme à l'orifice. Dans ce cas le diamètre équivalent défini par la relation 3.33 se ramène à celui de la relation 3.32. L'expression du diamètre équivalent peut se retrouver à partir des équations de continuité (voir [Fulachier *et al.* \(1990\)](#) ou [Stepowski & Cabot \(1988\)](#)).

Plus tard, [Sautet & Stepowski \(1998\)](#) définissent expérimentalement un autre diamètre équivalent pour le champ proche ($< 70D_j$), à partir de mesures de vitesses et de densités :

$$\frac{D_e}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} \left[1 + \left(\sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{15D_j}} \right]^{-1} \quad (3.35)$$

3. JETS SUBSONIQUES LIBRES

3.8.3 Similitude radiale et taux d'épanouissement

Les profils radiaux de vitesse et de concentration sont non uniformes. En similitude, ils prennent la forme d'un profil gaussien dont la valeur maximale se situe sur l'axe du jet :

$$\frac{U}{U_c} = e^{-\alpha\eta^2} \quad \text{et} \quad \frac{C}{C_c} = e^{-\beta\eta^2} \quad (3.36)$$

avec η la variable de similitude. α et β sont des constantes représentatives du taux d'épanouissement linéaire du jet. [Chen & Rodi \(1980\)](#) définissent ces constantes comme $\alpha = \frac{\ln 2}{L_U^2}$ et $\beta = \frac{\ln 2}{L_C^2}$. L_U et L_C sont les demi-largeurs des profils moyens de vitesse et de concentration dans une section où $U = \frac{1}{2}U_c$ et $C = \frac{1}{2}(C_c)$ respectivement. Les demi-largeurs sont liées par le nombre de Schmidt (ou de Prandtl Pr_t) turbulent Sc_t :

$$Sc_t = \left(\frac{L_U}{L_C} \right)^2 \quad (3.37)$$

En partant du principe que le jet s'épanouit linéairement, les demi-largeurs valent :

$$L_U = K'_u(x - x'_u) \quad \text{et} \quad L_C = K'_c(x - x'_c) \quad (3.38)$$

K'_u et K'_c sont les taux d'épanouissement respectifs de la vitesse et de la concentration et sont à priori indépendants du diamètre équivalent. À partir de la conservation de la quantité de mouvement et du flux de masse et grâce à l'approximation gaussienne des expressions de la concentration et de la vitesse, [El-Amin & Kanayama \(2009\)](#) exprime les lois de décroissance radiale en fonction de Sc_t , à partir des lois [3.36](#) :

$$\frac{U}{U_c} = e^{-\frac{Sc_t r^2}{K'_u{}^2(x-x'_u)^2}} \quad \text{et} \quad \frac{C}{C_c} = e^{-\frac{Sc_t r^2}{K'_c{}^2(x-x'_c)^2}} \quad (3.39)$$

Ces expressions sont cohérentes avec celles de [Chen & Rodi \(1980\)](#), puisque $\ln 2 \approx 0,7 = Sc_t$. En tenant compte de la relation [3.37](#), il vient :

$$\frac{U}{U_c} = e^{-\frac{r^2}{K'_c{}^2(x-x'_c)^2}} \quad \text{soit} \quad \frac{C}{C_c} = \left(\frac{U}{U_c} \right)^{Sc_t} \quad (3.40)$$

Ce dernier résultat démontré, par [El-Amin & Kanayama \(2009\)](#), met en relation les décroissances de vitesse et de concentration. D'après la littérature, le taux d'épanouissement radial $K'_c \in [0, 10; 0, 13]$.

Le nombre de Schmidt turbulent Sc_t compare la viscosité turbulente ν_t avec la diffusivité turbulente d_t :

$$Sc_t = \frac{\nu_t}{d_t} \quad (3.41)$$

Dans l'étude des jets turbulents, Sc_t prend généralement la valeur 0,7 (Chen & Rodi (1980), Panchapakesan & Lumley (1993), ou plus récemment Wang *et al.* (2008)).

Les résultats de El-Amin & Kanayama (2009) qui concernent les valeurs du nombre de Schmidt turbulent selon le gaz utilisé sont regroupés dans la table 3.2.

	Hydrogène	Hélium	Air
Sc_t	0,63	0,7	0,76

TABLE 3.2 – Nombres de Schmidt turbulents suivant le gaz utilisé (El-Amin & Kanayama (2009))

En cas de doute sur le nombre de Schmidt turbulent à adopter, Law (2006) propose la valeur $Sc_t = 0,7$ qui est la valeur du nombre de Schmidt turbulent en turbulence isotropique.

3.8.4 Origines virtuelles

Il y a deux types d'origines virtuelles : pour les décroissances axiales et pour les épanouissements. Il y a ensuite plusieurs grandeurs associées à chaque type, comme la vitesse ou la concentration. Une origine virtuelle présente l'intérêt de juxtaposer les lois de décroissance avec les résultats expérimentaux.

La figure 3.2 présente la décroissance axiale et l'épanouissement en concentration d'un jet d'hydrogène. Les taux de décroissance choisis sont ceux retenus par Chen & Rodi (1980) et les origines virtuelles sont les moyennes des valeurs trouvées dans la littérature.

3. JETS SUBSONIQUES LIBRES

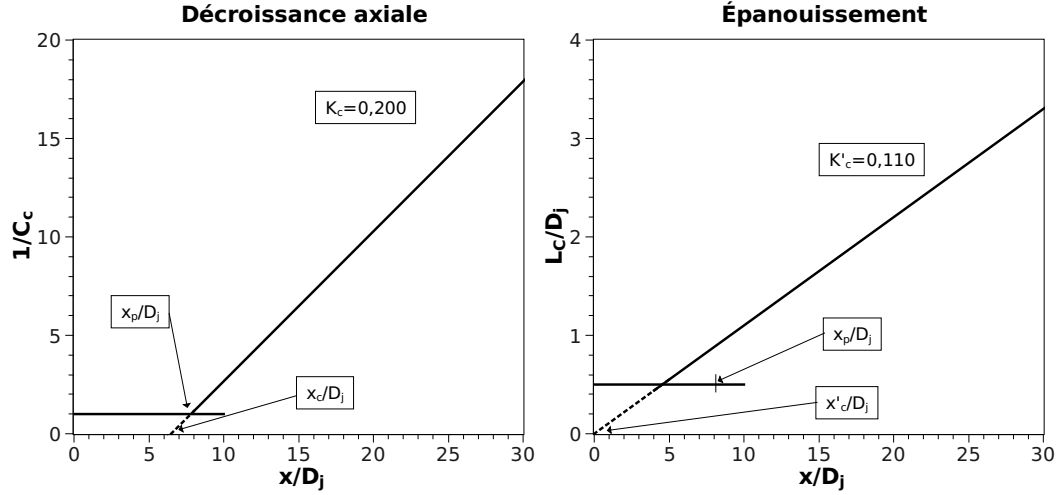


FIGURE 3.2 – *Lois de similitudes de concentration appliquées à un jet d'hydrogène subsonique*

La figure 3.2 met en évidence la détermination de l'origine virtuelle axiale à partir de la longueur du cône potentiel. Certains auteurs comme [Lau & Morris \(1979\)](#) pour la vitesse et [Sautet & Stepowski \(1994\)](#) pour la concentration, montrent que l'origine virtuelle axiale dépend de x_p . [Sautet & Stepowski \(1995\)](#) estiment que les origines virtuelles axiales sont dépendantes du rapport des masses volumiques entre le gaz rejeté et le gaz environnant, tandis que [Zaman \(1998\)](#) suppose que $x_u \approx x_p$. Les différentes expressions des origines virtuelles trouvées dans la littérature sont regroupées dans le tableau 3.3 par ordre chronologique.

Auteur	Relation
Sautet & Stepowski (1994)	$\frac{x_c}{D_j} = -0,9 + 3,8 \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}$
Sautet & Stepowski (1995)	$\frac{x_u}{D_j} = -6,5 + 5,4 \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}$
Zaman (1998)	$\frac{x_u}{D_j} = \frac{\sqrt{\rho_j U_j^2 + P_j - P_a}}{K_u U_j \sqrt{\rho_a}}$

TABLE 3.3 – *Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour les origines virtuelles axiales*

La définition du cône potentiel dit que si $x < x_p$ alors $C_c = C_j$ et $U_c = U_j$. La figure 3.2 indique alors que x_u et x_c doivent être liées entre elles ainsi qu'à x_p .

L'hypothèse de Zaman (1998) ($x_u \approx x_p$) peut être vraie dans les cas où la masse volumique du gaz rejeté est faible par rapport à celle du gaz environnant, mais elle est erronée dans les autres cas. Puisque l'évolution du jet est gouvernée par la conservation de la quantité de mouvement, les origines virtuelles axiales doivent dépendre à la fois du rapport des masses volumiques initial et de la vitesse de rejet. Les lois proposées au tableau 3.3 sont adaptées aux conditions expérimentales associées, mais nécessitent des approfondissements pour être appliquées à des conditions d'essais plus générales. Ainsi, Pitts (1991b) suggère que les origines virtuelles dépendent du nombre de Reynolds par l'intermédiaire de la longueur du cône potentiel (tableau 3.1).

Concernant les origines virtuelles des épanouissements, aucune loi d'évolution n'a été trouvée dans la littérature. Elles sont généralement adaptées aux conditions expérimentales, mais la dispersion des résultats incite à prendre $x'_u \approx 0$ et $x'_c \approx 0$. Là aussi des essais expérimentaux sont nécessaires pour déterminer les paramètres d'évolution des origines virtuelles d'épanouissement. C'est un des objectifs de cette étude.

3.9 Conclusion

Les jets libres turbulents à densité variable ont été largement étudiés dans la littérature. Les paramètres moteurs sont la masse volumique du gaz, sa vitesse, et son diamètre à l'orifice. La masse volumique dépend à la fois de la pression, de la température, et de la nature du gaz. Pour estimer les risques relatifs à une fuite accidentelle de gaz, il existe divers outils prédictifs comme EXPLOJET (annexe A) qui est un outil conçu par l'INERIS et qui associe la fuite à un jet turbulent à densité variable. Ce jet est simulé à partir des lois de similitude axiales (lois 3.17 et 3.18 dans la région inertielle correspondant à $x < x_I$) et radiales (lois 3.38 et 3.40), pour les vitesses et pour les concentrations. Pour appliquer ces lois de similitudes, l'utilisateur doit faire un choix de $K_u; K'_u; x_u; x'_u$ pour le champ de vitesses et de $K_c; K'_c; x_c; x'_c$ pour le champ de concentrations. Les recherches effectuées dans la littérature ont montré que $K_u \in [0, 12; 0, 18]$, $K_c \in [0, 18; 0, 25]$, et $K'_c \in [0, 10; 0, 13]$. K'_u se détermine ensuite à l'aide de la relation 3.37 par $K'_u = K'_c \sqrt{Sc_t}$. Dans le cas

3. JETS SUBSONIQUES LIBRES

où le profil de vitesse est uniforme à l'orifice, le diamètre équivalent peut être calculé à l'aide de la relation [3.32](#).

Le volume et la masse inflammables d'un jet d'hydrogène sont ensuite calculés à partir de ces lois de similitude. Ainsi, afin de maîtriser les risques liés à une fuite d'hydrogène qui prend la forme d'un jet libre subsonique, un des objectifs de cette étude expérimentale est d'apporter des réponses sur le choix des taux de décroissance axiale, des taux d'épanouissement, des origines virtuelles, et du diamètre équivalent à adopter.

Quand la pression initiale de la fuite dépasse un seuil critique, des effets de compressibilité apparaissent et le jet prend alors la forme d'un jet supersonique.

Chapitre 4

Jets supersoniques libres

Lorsque la pression de stockage du gaz dépasse une valeur critique égale à $P_a \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$, le jet qui émane de l'orifice passe du régime subsonique au régime supersonique. Vu de profil, un orifice se présente comme une tuyère qui, selon sa forme, peut générer des jets supersoniques : soit sur-détendus, soit sous-détendus. Dans le cas d'un orifice cylindrique ou convergent, ce qui correspond à la majorité des fuites pouvant survenir, le jet sera sous-détendu. Le tableau 4.1 liste les différentes possibilités de jets en fonction du rapport de pressions P_0/P_a et de la forme de la tuyère.

Forme de l'orifice	$\frac{P_0}{P_a} < \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$	$\frac{P_0}{P_a} > \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$	
Cylindrique ou Convergent (Majorité des fuites)	Subsonique	Sous-détendu	
Tuyère de Laval (Convergent + Divergent)		Sur-détendu	Sous-détendu

TABLE 4.1 – Types de jets obtenus en fonction de la pression du réservoir et de la forme de l'orifice

Dans le cas particulier d'une tuyère de Laval ou convergente-divergente, le jet peut être sous-détendu ou sur-détendu : la pression à l'orifice est inférieure à la pression ambiante. Ce dernier cas étant rare, il ne sera pas abordé dans cette étude : des

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

informations complémentaires peuvent être trouvées dans l'article de [Kweon *et al.* \(2006\)](#).

Pour se rapprocher des conditions réelles d'une fuite à haute pression, les jets étudiés sont issus d'orifices cylindriques, donc soniques. La pression à l'orifice est toujours supérieure à la pression ambiante : l'écoulement est alors dit sous-détendu.

4.1 Caractéristiques générales

La figure 4.1 présente la structure générale des jets sous-détendus. Ils ont une structure similaire aux jets subsonique, à quelques différences près :

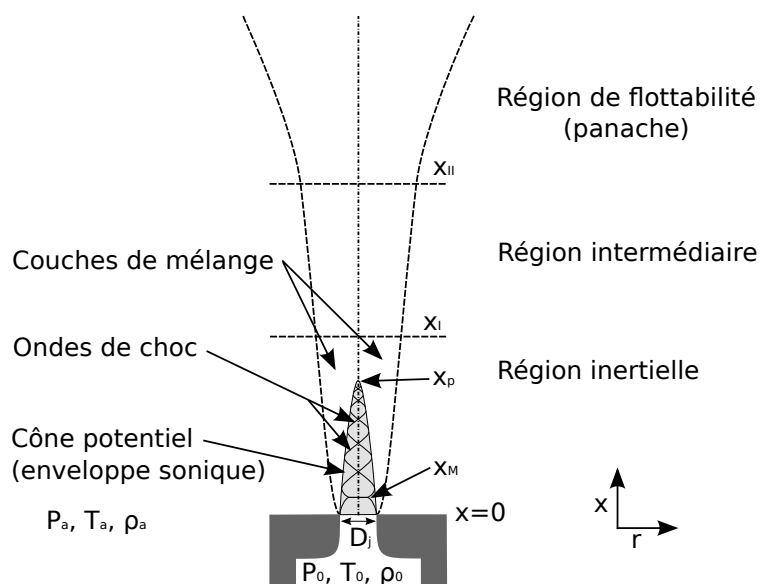


FIGURE 4.1 – Structure générale d'un jet supersonique libre axisymétrique

1. la fin de la région inertielle est plus éloignée de l'orifice, ce qui s'explique par la vitesse plus importante à l'orifice.
2. des ondes de choc apparaissent dans le cône potentiel dont l'enveloppe a une vitesse sonique ($M = 1$), ce qui empêche le mélange avec les gaz extérieurs.

Ainsi, comme pour les jets subsoniques, la concentration dans le cône potentiel est identique à la concentration à l'orifice.

- la vitesse, la pression, et la température varient avec les ondes de choc. La première onde de choc droite, appelée disque de Mach, a une position et un diamètre qui varient avec la pression de rejet.

4.2 Conditions à l'orifice

Quel que soit le type de tuyère utilisée, le jet supersonique voit sa vitesse à l'orifice stagner au-delà d'une certaine pression. Le nombre de Mach correspondant, noté M_d , est lié au design de la tuyère. Au col de la tuyère, le nombre de Mach $M_{col} = 1$. $M_d = 1$ pour une tuyère convergente ou cylindrique puisque $D_{col} = D_j$, tandis qu'une tuyère de Laval permet au gaz de se détendre avant l'orifice, donc d'accélérer. La figure 4.2 présente la structure générale d'une tuyère de Laval :

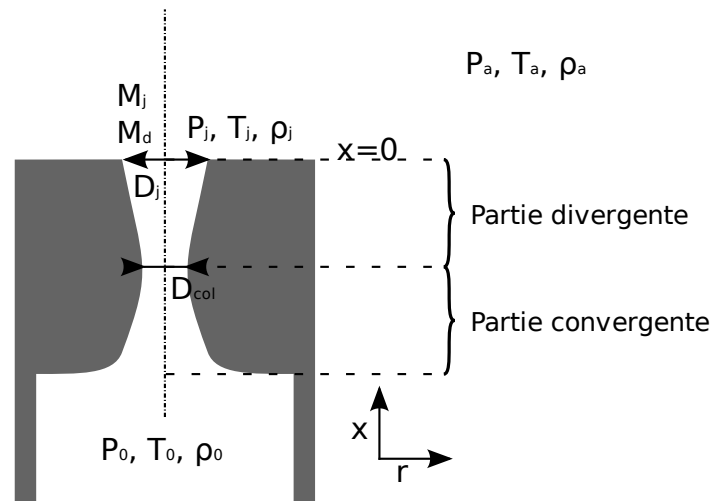


FIGURE 4.2 – Structure générale d'une tuyère de Laval (ou convergente-divergente)

La détente du réservoir est généralement assimilée à celle d'un gaz parfait dans les conditions isentropiques. Les lois définies à la section 3.5 permettent alors de calculer la température, la pression, et la masse volumique du jet à l'orifice. Elles

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

permettent aussi de calculer M_d en fonction du rapport des sections :

$$\frac{S_j}{S_{col}} = \frac{1}{M_d} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_d^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (4.1)$$

La conservation de l'énergie pour les écoulements adiabatiques permet de déterminer le nombre de Mach du jet complètement détendu M_j , à température et pression ambiantes :

$$M_j^2 = \frac{T_j}{T_a} \left(\frac{2}{\gamma - 1} + M_d^2 \right) - \frac{2}{\gamma - 1} \quad (4.2)$$

Le rapport des températures peut être également remplacé par le rapport des pressions à partir de la loi de Laplace $T^\gamma P^{1-\gamma} = cte$, soit $\frac{T_j}{T_a} = \left(\frac{P_j}{P_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$. Le nombre de Mach du jet complètement détendu peut alors s'exprimer en fonction de la pression initiale P_0 pour un orifice sonique :

$$M_j^2 = \frac{2}{\gamma - 1} \left(\frac{P_0}{P_a} - 1 \right) \quad (4.3)$$

La vitesse de sortie du jet U_d est également fixée par le design de la tuyère. Elle est déterminée à partir de l'équation de conservation de l'énergie pour un écoulement adiabatique :

$$U_d = \sqrt{2C_p T_0 \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)} \quad (4.4)$$

Pour retrouver la vitesse de l'écoulement complètement détendu U_j , il suffit de remplacer la température à l'orifice T_j par la température ambiante T_a .

Le régime d'écoulement d'un jet est généralement déterminé en fonction du NPR (Nozzle Pressure Ratio), défini par :

$$NPR = \frac{P_j}{P_a} \quad (4.5)$$

Le NPR est supérieur ou égal à 1 dans la plupart des cas. Il peut cependant être plus petit que l'unité si le jet est sur-détendu. La pression à l'orifice se calcule

4.3 Spécificités des jets sous-détendus

en fonction de M_d à partir des lois isentropiques définies à la section 3.5. Le NPR s'énonce alors en fonction de la pression du réservoir :

$$NPR = \frac{P_0}{P_a} \left(\frac{T_j}{T_0} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \frac{P_0}{P_a} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_d^2 \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad (4.6)$$

Le NPR est un paramètre important pour les jets gazeux puisqu'il prend en compte divers paramètres à l'orifice comme la pression et la température, le γ du gaz, et le nombre de Mach M_d .

4.3 Spécificités des jets sous-détendus

La majorité des jets supersoniques sont sous-détendus : la pression à l'orifice est supérieure à la pression ambiante. Suivant la valeur de cette pression de rejet ou plus précisément du NPR , la structure compressible en champ proche du jet aborde différents aspects, schématisés sur la figure 4.3 :

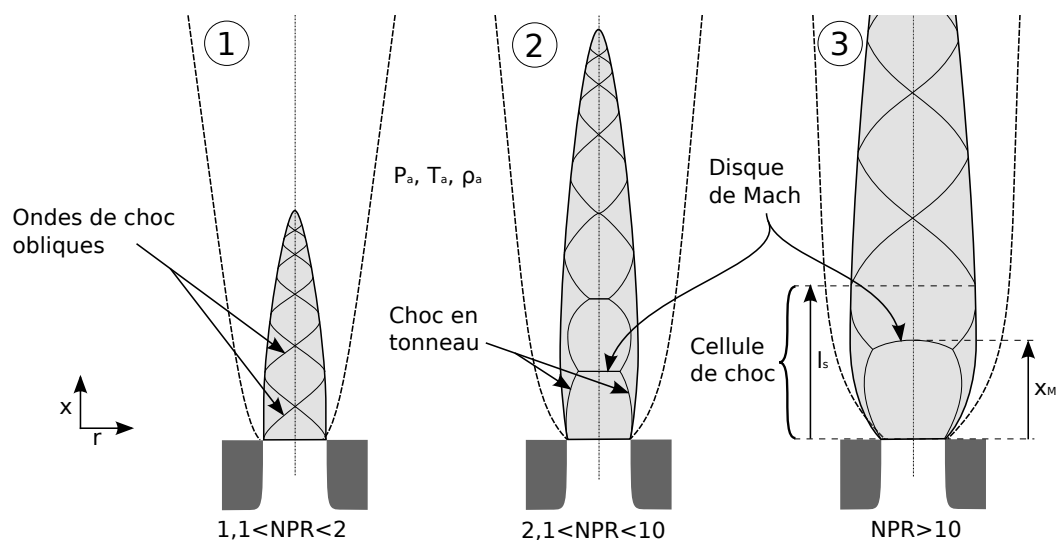


FIGURE 4.3 – Évolution de la structure compressible en champ proche d'un jet sous-détendu

1. pour $1,1 < NPR \lesssim 2$ le jet adopte une structure dite "en diamant". Il est dit "faiblement sous-détendu". Dans les ouvrages de [Donaldson & Snedeker \(1971\)](#) ou [Cumber *et al.* \(1995\)](#) ce type de jet est aussi appelé "modérément

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

sous-détendu".

2. pour $2, 1 < NPR \lesssim 10$, la forme des cellules de choc change : la recompression, atteignant une valeur limite pour les ondes de choc obliques, a lieu à travers un choc droit appelé "disque de Mach" dont l'abscisse sera notée x_M . Le jet est dit "fortement sous-détendu". Juste en aval du disque de Mach l'écoulement est subsonique. Si $4 < NPR \lesssim 10$, alors la partie subsonique du jet est rapidement accélérée et redevient supersonique ce qui peut entraîner la formation d'un deuxième choc droit (Cumber *et al.* (1995)).
3. le disque de Mach s'éloigne de l'orifice et augmente en intensité et en diamètre au fur et à mesure que le NPR augmente. Quand l'intensité augmente, les gradients de vitesse, de pression, et de température augmentent également. Pour $NPR > 10$, le premier disque de Mach a un diamètre et une force suffisamment grands pour empêcher la formation d'un deuxième disque de Mach (Lehnasch (2005)). En aval du disque l'écoulement retrouve une structure en diamant comme pour le jet faiblement sous-détendu.

Entre l'orifice et le disque de Mach, Ashkenas & Sherman (1966) et Imasaka *et al.* (2003) estiment que le gaz se détend toujours de la même manière, quel que soit le NPR . Tant que $0 \ll x < x_M$, le nombre de Mach augmente suivant la loi :

$$M(x) = A \left(\frac{x}{D_j} \right)^{\gamma-1} - \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)}{A \left(\frac{x}{D_j} \right)^{\gamma-1}} \simeq A \left(\frac{x}{D_j} \right)^{\gamma-1} \quad (4.7)$$

où A est une constante dépendante du gaz : $A = 3,26$ pour l'hélium et $A = 3,65$ pour l'hydrogène. Le nombre de Mach est maximal lorsque $x = x_M$.

Le disque de Mach marque la fin de la première zone de détente dont le choc externe est appelé "choc en tonneau". Le gaz s'y détend adiabatiquement sans échange de matière avec l'extérieur. C'est en amont du disque de Mach, où la densité est la plus faible du jet, que la vitesse d'écoulement est maximale. Finat'ev *et al.* (1968)

définit le nombre de Mach maximal au niveau du disque de Mach comme :

$$M_M^2 = \left(\frac{4\gamma P_0}{(\gamma^2 - 1)P_a} \right)^{\gamma-1} \left(\frac{2}{\gamma - 1} + M_d^2 \right)^\gamma - 1 \quad (4.8)$$

4.4 Cône potentiel

Comparativement aux jets subsoniques, la limite extérieure du cône potentiel est sonique : $M = 1$. À l'intérieur, la concentration est la même qu'à l'orifice mais la vitesse, la pression, et la température varient avec les ondes de choc. Dans la littérature, plusieurs auteurs ont déterminé empiriquement la longueur du cône potentiel pour les jets supersoniques. L'ensemble de ces expressions est regroupé dans le tableau 4.2.

Auteur	Relation
Lau & Morris (1979)	$\frac{x_p}{D_j} = 0,8 + 5M_j^2$
Tam <i>et al.</i> (1985)	$\frac{x_p}{D_j} = 4,4 + 1,1M_j^2 + f\left(\frac{T_j}{T_a}\right)$
Zaman (1998)	$\frac{x_p}{D_j} = 2 + 2,7 \cdot 10^{-2} \sqrt{Re_j}$
Phalnikar <i>et al.</i> (2008)	$\frac{x_p}{D_j} = 1,8 \left(\frac{P_j}{P_a}\right) + 2,9$

TABLE 4.2 – Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour le calcul de la longueur du cône potentiel pour les jets sous-détendus

Certains auteurs, comme Tam *et al.* (1985), ont exprimé la longueur x_p du cône potentiel à partir de celle des jets subsoniques en rajoutant une fonction du rapport des températures qui prend en compte les effets de compressibilité, telle que :

$$\frac{x_p}{D_j} = f\left(\frac{T_j}{T_a}\right) = \begin{cases} 1,1 \left(1 - \frac{T_j}{T_a}\right) & \text{si } \frac{T_j}{T_a} \leq 1 \\ e^{-3,2\left(\frac{T_j}{T_a} - 1\right)} - 1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.9)$$

Pour mesurer x_p , Phalnikar *et al.* (2008) se sont inspirés de l'analyse des structures de jets sous-détendus de $D_j = 200$ et $400 \mu m$, pour $3 < NPR < 8$. Deux méthodes expérimentales ont été utilisées : la strioscopie pour visualiser les variations de densité et le tube de Pitot pour mesurer la pression le long de l'axe du jet.

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

La figure 4.4 présente leurs résultats en comparant les variations de densité et de pression axiale.

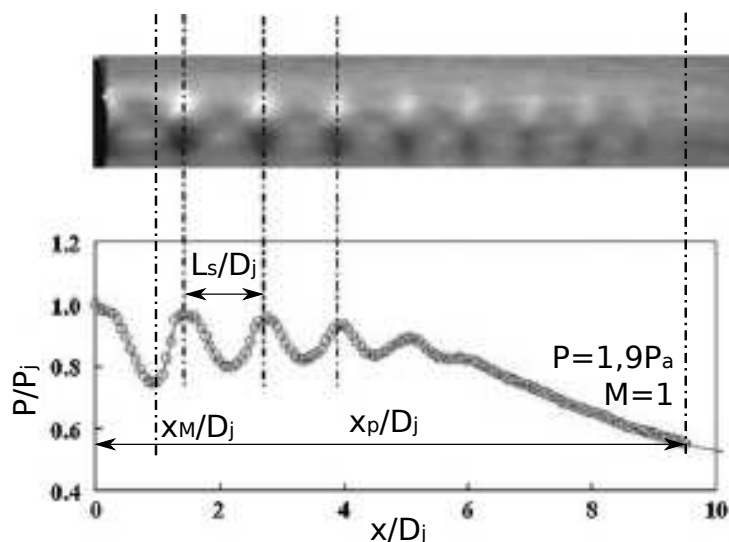


FIGURE 4.4 – Comparaison entre une image strioscopique et les mesures de pression par sonde de Pitot, pour un jet d'air de $D_j = 400 \mu\text{m}$ et $NPR = 3,4$, d'après *Phalnikar et al. (2008)*

Les fortes pressions sont en bonne adéquation avec les fortes densités, ce qui a permis à *Phalnikar et al. (2008)* de mesurer x_p grâce aux effets de compressibilité : en-dessous de $M = 1$, la pression n'oscille plus et le mélange peut s'effectuer. La figure 4.4 indique cette limite.

Zaman (1998) montre que les effets de compressibilité augmentent la longueur du cône potentiel. Il est alors nécessaire de bien comprendre l'évolution des structures compressibles dans le champ proche des jets supersoniques, et notamment le rôle prépondérant joué par le disque de Mach.

4.4.1 Disque de Mach

Lorsque le jet est sous-détendu, le disque de Mach est la première onde de choc qui apparaît après l'orifice. C'est une onde de choc droite où la pression, la température, et la densité sont faibles. Sa taille et sa position dépendent de la pression du

réservoir : il doit alors influencer sur la longueur du cône potentiel. L'écoulement est discontinu au travers du disque de Mach et subit une augmentation brutale de la pression, de la température, et de la densité. En conséquence, la vitesse chute brutalement et l'écoulement devient subsonique. Les équations de saut de disque de Mach s'obtiennent à partir des équations de conservation, de la quantité de mouvement, et de l'énergie, où les indices 1 et 2 représentent respectivement l'amont et l'aval du disque de Mach dans un écoulement stationnaire d'un gaz parfait polytropique :

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(2 + (\gamma - 1)M_1^2)(1 - \gamma + 2\gamma M_1^2)}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad (4.10)$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{2 + (\gamma - 1)M_1^2} \quad (4.11)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1 - \gamma + 2\gamma M_1^2}{1 + \gamma} \quad (4.12)$$

$$M_2^2 = \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2}M_1^2}{\gamma M_1^2 - \frac{\gamma-1}{2}} \quad (4.13)$$

Et la variation d'entropie entre ces deux états :

$$\Delta s = s_2 - s_1 = C_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{1-\gamma} \right) \quad (4.14)$$

Le disque de Mach recomprime l'écoulement pour adapter la pression à la pression ambiante, mais il faut généralement une succession d'ondes de choc pour que l'écoulement retrouve la pression ambiante. Le disque de Mach est caractérisé par son abscisse x_M et son diamètre D_M .

4.4.1.1 Position du disque de Mach

D'après [Rasi *et al.* \(1996\)](#), la position est indépendante de la nature du gaz, ce qui est contredit par [Young \(1975\)](#) pour qui x_M dépendrait de γ . En revanche, les deux auteurs s'accordent pour affirmer que x_M dépend du rapport de pressions entre le réservoir et l'air ambiant tel que :

$$\frac{x_M}{D_j} = C_{x_M} \sqrt{\frac{P_0}{P_a}} \quad (4.15)$$

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

où C_{x_M} est une constante déterminée expérimentalement. [Ashkenas & Sherman \(1966\)](#) ont été les premiers à exprimer la position de ce premier disque de Mach avec $C_{x_M} = 0,67$ pour des jets d'air. Cette formulation est la plus utilisée dans la littérature, et serait valable pour $NPR \lesssim 1,5 \cdot 10^5$ ([Crist et al. \(1966\)](#)). Les autres relations trouvées dans la littérature sont regroupées dans le tableau 4.3. Elles ont été établies expérimentalement pour des jets d'air sous-détendus issus d'un orifice sonique pour la plupart.

Auteur	Relation	Validité
Ashkenas & Sherman (1966)	$\frac{x_M}{D_j} = 0,67 \sqrt{\frac{P_0}{P_a}}$	$NPR \lesssim 1,5 \cdot 10^5$
Finat'ev et al. (1968)	$\frac{x_M}{D_j} = 3,2 \frac{M_d^2}{M_d^2+1} \left(\frac{P_j}{P_a}\right)^{0,39}$	$10 < \frac{P_0}{P_a} < 10^4$
Addy (1981)	$\frac{x_M}{D_j} = 0,64 \sqrt{\frac{P_0}{P_a}}$	$1 < NPR < 10$
Ewan & Moodie (1986)	$\frac{x_M}{D_j} = 0,77 + 0,068 D_j^{0,35} \left(\frac{P_j}{P_a}\right)$	$2 < NPR < 14$
Katanoda et al. (2000)	$\frac{x_M}{D_j} = \sqrt{\frac{\gamma P_j}{2 P_a} M_d^2}$ pour $M_d \in [1, 5; 2]$	$1 < NPR < 2,7$

TABLE 4.3 – Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour le calcul de la position du disque de Mach de jets d'air sous-détendus

[Katanoda et al. \(2000\)](#) ont validé leur relation avec un jet sous-détendu issu d'une tuyère de Laval telle que $M_d = 1,5$ et $M_d = 2$. Alors que $1 < NPR < 2,7$, $4 < \frac{P_0}{P_a} < 20$. Leur relation peut se mettre sous la forme plus générale de la relation 4.15 avec $C_{x_M} = \sqrt{\frac{\gamma M_d^2}{2}} \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}}$. Comparée aux résultats de [Love et al. \(1959\)](#), elle surestime légèrement la position du disque de Mach pour $NPR < 3$.

À partir des travaux de [Ashkenas & Sherman \(1966\)](#), [Young \(1975\)](#) détermine analytiquement la position du disque de Mach en fonction de γ du gaz. Les équations formulées sont basées sur la variation d'entropie entre l'amont et l'aval du disque de Mach. Basé sur la relation 4.15, le coefficient vaut :

$$C_{x_M} = 0,674 \sqrt{\gamma(\gamma+1)} \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma}\right)^{\frac{1}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{4\gamma}{(\gamma+1)^2}\right)^{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} \quad (4.16)$$

pour la méthode entropique. $0,69 < C_{x_M} < 0,76$ pour $1,28 < \gamma < 1,67$, ce qui correspond respectivement à du méthane et à de l'hélium. Appliqué à de l'air, $C_{x_M} = 0,72$ est plus grand que la valeur trouvée par [Ashkenas & Sherman \(1966\)](#). Une autre méthode est proposée à partir des variations de pressions à travers le disque de Mach, basée sur les travaux de [Adamson & Nicholls \(1958\)](#). Cette autre méthode fournit approximativement les mêmes résultats.

[Rasi et al. \(1996\)](#) étudient les jets d'hélium à des pressions comprises entre 15 et 700 *bars*. Comme l'hélium a une distance intermoléculaire supérieure à celle de l'air, les ondes de choc sont susceptibles de s'épaissir. D'après eux, la relation 4.15 est valide pour un choc droit dont l'épaisseur est négligeable. Ils définissent l'épaisseur du disque de Mach $l_M = x_{M_{aval}} - x_{M_{amont}}$ à partir de deux distances à l'orifice : $x_{M_{amont}}$ et $x_{M_{aval}}$, définies par :

$$\frac{x_{M_{amont}}}{D_j} = 0,61\sqrt{\frac{P_0}{P_a}} \quad \text{et} \quad \frac{x_{M_{aval}}}{D_j} = 1,15\sqrt{\frac{P_0}{P_a}} \quad (4.17)$$

La position du disque est prise comme étant la moyenne de ces deux positions, à savoir :

$$\frac{x_M}{D_j} = \frac{x_{M_{amont}} + x_{M_{aval}}}{2D_j} \quad (4.18)$$

soit $C_{x_M} = 0,88$ à partir de la relation 4.15, ce qui laisse penser que les autres auteurs ont déterminé x_M à partir de $x_{M_{amont}}$. Les expériences effectuées avec des jets d'hélium leur permettent de mesurer $x_M = 4,5 \pm 0,5 \text{ mm}$ alors que leur relation prévoit $x_M = 4,3 \text{ mm}$, ce qui est une bonne prédiction.

[Xu et al. \(2005\)](#) étudient numériquement un jet sous-détendu d'hydrogène issu d'un réservoir à $P_0 = 200 \text{ bars}$ qui évolue dans de l'air à pression atmosphérique. Le disque de Mach est à $x_M = 9,2D_j$ de l'orifice, ce qui correspond à $C_{x_M} = 0,9$ appliqué à la relation 4.15. Le γ de l'hydrogène étant proche de celui de l'air, 2 analyses sont possibles. Soit la position du disque de Mach ne dépend pas du γ du gaz, soit elle est surestimée par la modélisation numérique de [Xu et al. \(2005\)](#).

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

4.4.1.2 Diamètre du disque de Mach

Le diamètre est un autre paramètre important qui caractérise le disque de Mach. [Ashkenas & Sherman \(1966\)](#) le définissent comme :

$$\frac{D_M}{D_j} = C_{D_M} \frac{x_M}{D_j} \quad (4.19)$$

avec $0,42 < C_{D_M} < 0,48$ pour $20 < \frac{P_0}{P_a} < 1000$. Appliquée à l'étude de [Xu et al. \(2005\)](#), la relation donne $C_{D_M} = 0,61$ pour un jet d'hydrogène à $P_0 = 200 \text{ bars}$.

Les études expérimentales sur le diamètre du disque de Mach sont moins répandues que celles sur sa position. Les relations trouvées dans la littérature sont regroupées dans le tableau 4.4. Elles ont été formulées expérimentalement pour des jets d'air issus d'un orifice cylindrique ou convergent.

Auteur	Relation	Validité
Antsupov (1974)	$\frac{D_M}{D_j} = \log_{10} \left[\left(\frac{P_j}{P_a} \right)^{\frac{5}{2}} \right] - \frac{3}{4}$	$NPR < 40$
Addy (1981)	$\frac{D_M}{D_j} = 0,36 \sqrt{\frac{P_0}{P_a} - 3,9}$	$2 < NPR < 5$
Otoabe et al. (2007)	$\frac{D_M}{D_j} = 0,067 C_{shape} \left(\frac{P_0}{P_a} \right)^{0,6} - 0,59$	$2 < NPR < 7$

TABLE 4.4 – Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour le calcul du diamètre du disque de Mach de jets d'air sous-détendus

[Ewan & Moodie \(1986\)](#) estime que la relation de [Antsupov \(1974\)](#) surestime D_M au delà de $NPR = 4$. [Lehnasch \(2005\)](#) confirme cette surestimation lorsqu'il compare la loi avec les données de [Love et al. \(1959\)](#).

[Addy \(1981\)](#) montre que la forme de l'orifice influe sur le diamètre du disque de Mach mais moins sur sa position : à rapport de pression identique, un orifice convergent génère un disque de Mach plus large que des orifices de type "sharp-edged".

Otobe *et al.* (2007) valident leur étude numérique sur les résultats de Addy (1981). La constante C_{shape} de leur relation dépend de la forme de l'orifice : $C_{shape} = 5,65$ pour un orifice convergent. À partir d'une étude précédente sur la condensation de l'humidité contenue dans l'air dans les rejets (Otobe *et al.* (2006)), ils ont déterminé que le degré de super-saturation de l'air influence le diamètre du disque mais pas sa position : plus l'air est humide plus le D_M est grand.

Le disque de Mach est un cas particulier d'une famille beaucoup plus large, les chocs obliques.

4.4.2 Ondes de choc obliques

Les ondes de choc obliques sont largement présentes dans les jets supersoniques. Elles composent la structure en diamant des jets faiblement sous-détendus et fortement sous-détendus en aval du disque de Mach. En ce sens elles contribuent à allonger ou raccourcir le cône potentiel. Les équations de saut pour des chocs obliques se retrouvent à partir des équations 4.10 à 4.13 en remplaçant respectivement M_1 et M_2 par $M_{1n} = \sin(\sigma)M_1$ et $M_{2n} = \sin(\sigma - \phi)M_2$. σ représente l'angle que fait l'onde de choc avec l'axe du jet, et ϕ l'angle que prend l'onde de choc réfléchie par rapport à l'axe du jet.

L'angle et la longueur des ondes de choc obliques jouent un rôle dans la longueur des cellules de choc.

4.4.3 Longueur des cellules de choc

Le cône potentiel est composé d'un nombre limité de cellules de choc. Leur dimension joue donc un rôle dans la longueur du cône potentiel. Pack (1950) a été le premier à définir la longueur de la première cellule de choc à partir de M_j , défini à la relation 4.2.

Dans la relation de Tam & Tanna (1982), D_f est un diamètre fictif : il correspond au diamètre que le jet aurait dans les conditions détendues (à P_a et T_a). À partir des relations de détente isentropique définies à la section 3.5, ce diamètre fictif s'exprime

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

Auteur	Relation	Application
Pack (1950)	$\frac{ls}{D_j} = 1, 1\sqrt{M_j^2 - 1}$	Tuyère de Laval
Tam & Tanna (1982)	$\frac{ls}{D_f} \approx \frac{2\pi}{2,405}\sqrt{M_j^2 - 1}$	Tuyère de Laval
Phalnikar <i>et al.</i> (2008)	$\frac{ls}{D_j} = 0, 57M_j^2 - 0, 15$	Orifice convergent

TABLE 4.5 – Synthèse des lois trouvées dans la littérature pour le calcul de la longueur de la première cellule de choc de jets d'air sous-détendus

par :

$$\frac{D_f}{D_j} = \left[\frac{2 + (\gamma - 1)M_j^2}{2 + (\gamma - 1)M_d^2} \right]^{\frac{\gamma+1}{4(\gamma-1)}} \sqrt{\frac{M_d}{M_j}} \quad (4.20)$$

La relation de Tam & Tanna (1982) à été établie à partir de jets sous-détendus issus d'une tuyère de Laval. Elle n'était pas adaptée aux résultats expérimentaux de Phalnikar *et al.* (2008), c'est pourquoi ces dernier ont établi une relation empirique à partir d'un orifice convergent.

4.5 Similitude et diamètre fictif

Comme pour les jets subsoniques, les évolutions axiales de vitesse et de concentration des jets supersoniques sont ajustées pas des lois de décroissance similaires à celle énoncées à la section 3.8.1. Les effets de compressibilité diminuent les taux de décroissance axiale de vitesse et de concentration. Pour prendre en compte ces effets de compressibilité dans les lois de similitude, un diamètre fictif est introduit.

Le diamètre fictif D_f est un diamètre de référence à partir duquel sont appliquées les lois de similitude des jets à densité variable, à l'image de ce qu'est D_j pour les jets subsoniques. Ainsi, la loi de similitude axiale 3.18 s'énonce telle que :

$$\frac{C_j}{C_c} = K_c \left(\frac{D_j}{D_e} \right) \frac{x - x_c}{D_f} = K_c \left(\frac{D_j}{D_e} \right) \left(\frac{D_j}{D_f} \right) \frac{x - x_c}{D_j} \quad (4.21)$$

D_e est le diamètre équivalent des jets subsoniques à densité variable. Puisque

pour les jets subsonique $\rho_j = \rho_g$, la relation 3.32 prend ici la forme :

$$\frac{D_e}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}} \quad (4.22)$$

Comme le présente la figure 4.5, D_f représente le diamètre que devrait avoir la buse pour obtenir la même quantité de mouvement qu'un jet subsonique du même gaz. Il prend alors compte des effets de compressibilité mais pas la masse molaire du gaz.

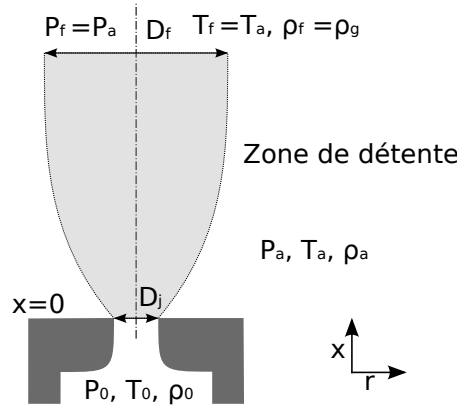


FIGURE 4.5 – Schéma représentatif du diamètre fictif

En règle générale, $P_f = P_a$ et $D_f \geq D_j$, sauf quand le rejet est sur-détendu pour lequel $D_f < D_j$. Si la détente est isentropique et si $T_f = T_a$, alors le diamètre fictif s'exprime avec la relation 4.20. D'autres théories existent comme celles de Birch *et al.* (1984), de Ewan & Moodie (1986), ou encore de Yüceil & Ötügen (2002). En revanche, aucune étude n'a été trouvée sur l'étude de l'épanouissement et des profils radiaux de jets sous-détendus, laissant supposer qu'ils sont similaires à ceux d'un jet subsonique.

4.5.1 Théories de Birch (1984 et 1987)

Birch *et al.* (1984) déterminent un diamètre fictif pour $1 < NPR < 37$ à partir de la détente isentropique d'un gaz parfait. Les conditions au diamètre fictif sont

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

prises telles que $P_f = P_a$, $T_f = T_a$, et $M_f = 1$. La conservation du débit donne :

$$\frac{D_f}{D_j} = \sqrt{Cd \frac{U_j \rho_j}{U_f \rho_f}} = \sqrt{Cd \frac{P_0}{P_a} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \left(\frac{T_a}{T_0} \right)^{\frac{1}{4}}} \quad (4.23)$$

Cd est le coefficient de décharge défini à la section 3.4. Pour ajuster la loi 4.23 avec leurs essais expérimentaux de gaz naturel, [Birch *et al.* \(1984\)](#) trouvent $Cd = 0,85$ ($\sqrt{0,85} \approx 0,92$). Pour une fuite d'hydrogène, [van den Bosch *et al.* \(2005\)](#) recommandent $\sqrt{Cd} = 0,95$. Pour des jets verticaux ascendants d'hydrogène et de méthane, [Bénard *et al.* \(2007\)](#) vérifient que la loi prédit la hauteur maximale avec moins de 20% d'erreur pour $P_0 < 71 \text{ bars}$ avec $Cd = 1$. Le taux de décroissance axial de la concentration utilisé dans leur étude est $K_c = 0,185$ pour l'hydrogène (issu de [Houf *et al.* \(2007\)](#)).

Dans une autre étude, [Birch *et al.* \(1987\)](#) s'intéressent cette fois-ci au champ de vitesse du même jet sous-détendu de gaz naturel, mais pour $1 < NPR < 40$. Ils établissent une nouvelle loi en supposant seulement que $P_f = P_a$. Leurs mesures montrent que la température retrouve rapidement sa valeur initiale après le choc, soit $T_f = T_0$. Ils considèrent que les profils de vitesse se ré-uniformisent après le disque de Mach, donc $Cd = 1$ au diamètre fictif mais $Cd \leq 1$ à l'orifice ce qui explique la présence d'un coefficient de décharge dans leur relation. La vitesse au diamètre fictif est déterminée à partir de la conservation de la quantité de mouvement, pour une détente isentropique d'un gaz parfait. Ainsi le diamètre fictif prend la forme :

$$\frac{D_f}{D_j} = Cd \sqrt{\frac{P_0}{P_a} \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \frac{1}{(\gamma Cd^2 + 1)}} \quad (4.24)$$

Le diamètre fictif calculé est plus petit que celui de [Birch *et al.* \(1984\)](#) puisque la vitesse commence à décroître plus tôt que la concentration, dès que la pression dans le jet est devenue ambiante. La vitesse calculée au diamètre fictif est supersonique, à environ 1,5 fois la vitesse du son locale, soit $M_f \approx 1,5$. D'après leurs études successives du champ de concentration puis du champ de vitesse de rejets sous-détendus, Birch & al. définissent deux diamètres fictifs :

1. un diamètre fictif pour la similitude des concentrations : loi 4.23

2. un diamètre fictif pour la similitude des vitesses : loi 4.24

4.5.2 Théorie de Ewan (1986)

Ewan & Moodie (1986) déterminent un diamètre fictif pour représenter la décroissance axiale de la vitesse de jets sous-détendus à partir des lois de similitude classiques. Les mesures ont été effectuées pour $1 < NPR < 14$. Les conditions au diamètre fictif sont prises telles que $P_f = P_a$ et $M_f = 1$. Ils font l'hypothèse que la température en aval du disque de Mach est approximativement la même qu'à l'orifice et ne fluctue plus significativement ensuite. La température au diamètre fictif est alors prise telle que $T_f = T_j$. À partir des conditions précédentes, la détente isentropique d'un gaz parfait et la conservation du débit donnent :

$$\frac{D_f}{D_j} = \sqrt{\frac{P_j}{P_a}} \quad \text{et} \quad \rho_f = \rho_g \frac{\gamma + 1}{2} \quad (4.25)$$

Cette relation donnant la valeur du diamètre fictif ne tient pas compte d'un coefficient de décharge, mais se trouve adaptée aux mesures de concentration de Birch *et al.* (1984). L'explication se trouve dans le développement puis le calcul de P_j en fonction de P_0 (section 3.5).

4.5.3 Théorie de Yüceil & Ötügen (2002)

Dans leur approche du diamètre fictif, Yüceil & Ötügen (2002) considèrent que $P_f = P_a$. Leurs mesures de vitesse sont réalisées pour des jets d'air issus d'une tuyère de Laval, pour $1 < NPR < 21$. Ils déduisent la vitesse de l'écoulement au diamètre fictif à partir de la conservation du débit et de la quantité de mouvement et obtiennent la même expression que Birch *et al.* (1987), soit $M_f \approx 1,5$. La température au diamètre fictif est déterminée à partir de la détente adiabatique entre l'orifice et la vitesse cible calculée précédemment, telle que $T_f \leq T_j$. Le diamètre fictif calculé est ainsi plus petit que celui de Birch *et al.* (1987) et prend la forme :

$$\frac{D_f}{D_j} = \sqrt{\frac{2NPR\gamma M_d^2(\gamma + NPR - 1) - (\gamma - 1)(NPR - 1)^2}{2\gamma^2 M_d^2 \times NPR + 2\gamma(NPR - 1)}} \quad (4.26)$$

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

Lorsque $NPR \rightarrow \infty$, la vitesse et la température au diamètre fictif ont respectivement pour asymptote $U_f = U_j \left(1 + \frac{1}{\gamma M_d^2}\right)$ et $T_f = T_j \left(\frac{2\gamma M_d^2 - \gamma + 1}{2\gamma^2 M_d^2}\right)$. À l'image de [Birch *et al.* \(1987\)](#), le diamètre fictif de [Yüceil & Ötügen \(2002\)](#) s'utilise pour la similitude axiale des vitesses.

4.5.4 Théorie de Harstad & Bellan (2006)

[Harstad & Bellan \(2006\)](#) ont étudié analytiquement les jets d'hydrogène à haute pression pour $1 < NPR < 370$, souhaitant obtenir une estimation du temps de vidange d'un réservoir suite à une fuite accidentelle de gaz. À partir d'un orifice sonique, ils définissent une fonction f_s qui prend en compte la création d'entropie $s_f - s_0$ au cours de la détente :

$$f_s \equiv e^{\frac{(s_f - s_0)W}{R}} = \frac{P_0}{P_f} \left(\frac{T_f}{T_0}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4.27)$$

La détente est isentropique jusqu'au disque de Mach puis l'onde de choc crée de l'entropie. La variation d'entropie à travers le disque de Mach s'exprime par :

$$f_{s_M} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1}(M_j^2 - 1)\right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \left[\frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{2}{(\gamma+1)M_j^2}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (4.28)$$

D_f s'exprime alors de la même manière que la loi 4.20 mais prend en compte l'entropie créée à travers le disque, soit :

$$\frac{D_f}{D_j} = \left(\frac{2}{\gamma+1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}M_f^2\right)^{\frac{\gamma+1}{4(\gamma-1)}} \sqrt{\frac{f_{s_M}}{M_j}} \quad (4.29)$$

Si $M_j > 1$ et que la détente est considérée isentropique avec $M_f = M_j$, alors la relation 4.29 est égale à celle de [Tam & Tanna \(1982\)](#). Au diamètre fictif, la pression P_f vaut :

$$\frac{P_f}{P_0} = \frac{1}{f_{s_M}} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2}M_f^2\right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}} \quad (4.30)$$

Pour un gaz parfait comme l'hydrogène avec $\gamma = 1,4$, la fonction de variation d'entropie au disque de Mach peut être approximée par $f_{s_M} \approx 0,90 \frac{P_0}{P_a}$ qui donne un résultat satisfaisant à 2% près dans la gamme de pressions 3-700 bars. La variation d'entropie à travers le disque de Mach permet de déterminer la pression et le nombre

de Mach en aval de l'onde de choc. L'approximation précédente donne un nombre de Mach en aval du choc $M_{aval} \approx 0,4$.

Si $M_f = 1$, valeur en-dessous de laquelle le mélange gaz-air est possible (condition de Birch *et al.* (1984)), alors la relation 4.29 devient :

$$\frac{D_f}{D_j} = \sqrt{f_{sM}} \quad \left(\approx \sqrt{0,90 \frac{P_0}{P_a}} \text{ pour un gaz parfait et } \gamma = 1,4 \right) \quad (4.31)$$

Pour un gaz parfait et $\gamma = 1,4$, le coefficient vaut $\sqrt{0,90} \approx 0,95$, ce qui se rapproche des coefficients de décharge utilisés par les précédents auteurs.

4.6 Conclusion

Les jets libres supersoniques sont caractérisés par la présence d'ondes de choc qui font apparaître des gradients importants de densité et de vitesse dans le cône potentiel. L'enveloppe du cône potentiel est sonique, donc, comme pour les jets subsoniques, le mélange entre le gaz et l'air n'est pas possible à l'intérieur. Lors de l'analyse des décroissances axiales, le diamètre fictif prend en compte les effets de compressibilité dans les lois de similitude. Les domaines de validité expérimentaux des diamètres fictifs présentés dans ce chapitre ainsi que leurs caractéristiques sont regroupés dans le tableau 4.6.

Auteur	P_f	T_f	M_f	Validé pour :
Birch <i>et al.</i> (1984)	P_a	T_a	1	$1 < NPR < 37$
Birch <i>et al.</i> (1987)	P_a	T_0	1,5	$1 < NPR < 40$
Ewan & Moodie (1986)	P_a	T_j	1	$1 < NPR < 14$
Yüceil & Ötügen (2002)	P_a	$< T_j$	1,5	$1 < NPR < 21$

TABLE 4.6 – Caractéristiques des diamètres fictifs trouvées dans la littérature

L'analyse bibliographique sur les jets supersoniques a montré que si les champs de vitesse ont été étudiés, seule la décroissance axiale de la concentration a été approchée par Birch *et al.* (1984). Pour estimer les risques d'inflammabilité liés à une fuite

4. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

accidentelle d'hydrogène à haute pression, le diamètre fictif de [Birch *et al.* \(1984\)](#), validé expérimentalement jusqu'à 70 *bars*, est utilisé dans EXPLOJET (annexe [A](#)). Mais la décroissance axiale de la concentration doit être validée, l'épanouissement et la décroissance radiale doivent être étudiés. Le volume inflammable créé par la fuite pourrait ainsi être estimé par l'intermédiaire de lois de similitude, à la manière des jets subsoniques.

Lorsqu'une fuite de gaz a lieu en milieu encombré, le jet formé est susceptible de heurter un ou plusieurs obstacles et ainsi de modifier le mélange naturel du jet de manière plus ou moins conséquente. Avant d'étudier l'effet d'un obstacle dans un jet supersonique, il est préférable d'étudier au préalable les jets subsoniques en présence d'un obstacle.

Chapitre 5

Jets en présence d'un obstacle

À la connaissance de l'auteur, peu de recherches se sont focalisées sur l'influence éventuelle d'un obstacle sur la dispersion d'un mélange gazeux dans l'atmosphère. Un jet axisymétrique en présence d'un obstacle se présente comme sur la figure 5.1, lorsque l'obstacle est par exemple une sphère.

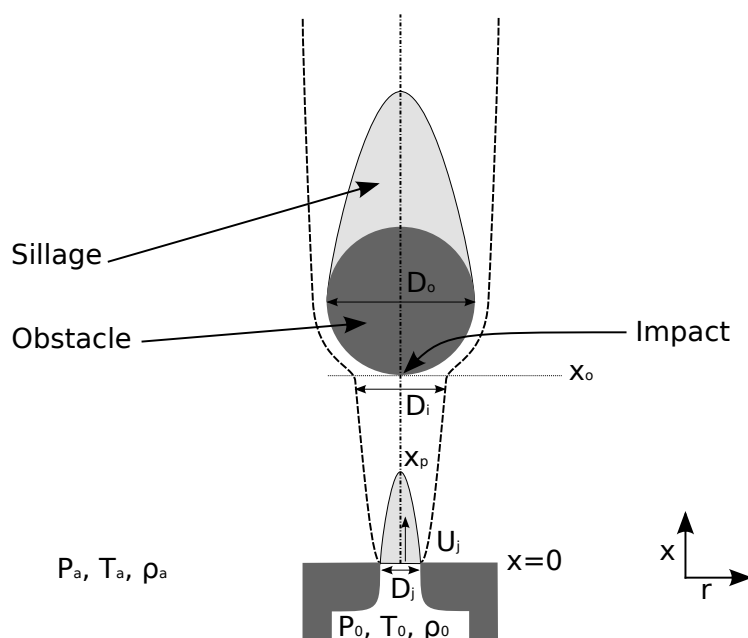


FIGURE 5.1 – Structure générale d'un jet subsonique axisymétrique en présence d'une sphère dans l'écoulement

5. JETS EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

La figure 5.1 présente un jet subsonique qui impacte une sphère positionnée à une abscisse x_o de l'orifice. L'ensemble "jet+obstacle" correspond aux critères d'axi-symétrie initialement admis pour les jets étudiés dans cet ouvrage. La plupart des études de la littérature traitent de la répartition des pressions, des températures, des vitesses ou des masses volumiques en champ proche, pour des jets impactants : les dimensions de l'obstacle sont grandes par rapport aux dimensions du jet au moment de l'impact. Quelques exemples de jets impactants présents dans la littérature :

- jets impactants une surface plane (Donaldson & Snedeker (1971), Birch *et al.* (2005), Fairweather & Hargrave (2002a), Fairweather & Hargrave (2002b), Chen & Modi (1999), Chen *et al.* (2000), Crafton *et al.* (2006), Mitchell *et al.* (2006))
- jets impactants une paroi concave (Brizzi & Gilard (2006), Brizzi *et al.* (2006))
- jets impactants une sphere (Boiron *et al.* (2009), Hureau *et al.* (1996))

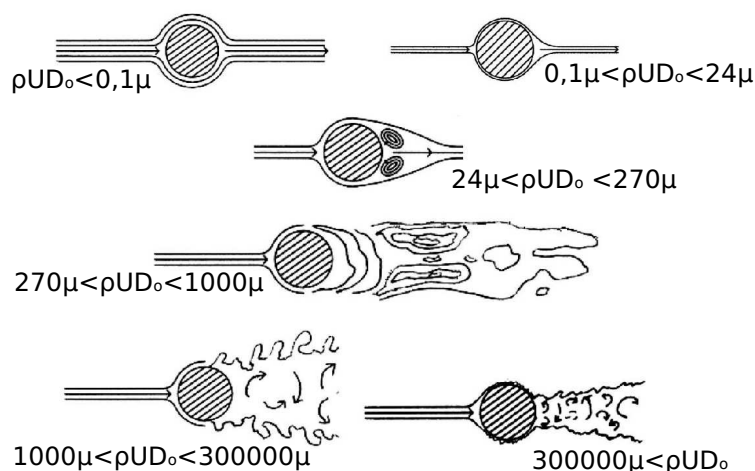


FIGURE 5.2 – Écoulement schématique autour d'une sphère pour différents niveaux de turbulence, issu de Moradian *et al.* (2009)

L'étude du sillage généré par une sphère dans un écoulement (figure 5.2) montre que le taux de turbulence est plus élevé que dans un écoulement libre, ce qui peut vouloir dire que le mélange est plus efficace. La forme de l'obstacle peut également modifier le taux de turbulence et l'efficacité de mélange. Elle est prise en compte

par le coefficient de traînée Cx . Cette étude s'intéresse aux jets de gaz subsoniques qui ont un nombre de Reynolds correspondant à $Re_j \in [3000; 7000]$.

5.1 Coefficient de traînée

Un obstacle positionné dans un écoulement induit un sillage qui dépend de sa forme géométrique et de la rugosité de sa surface. L'influence de la forme de l'obstacle sur le sillage est généralement caractérisée dans la littérature par un coefficient de traînée Cx déterminé expérimentalement la plupart du temps. Le coefficient de traînée s'exprime en fonction de la force de traînée F_D par :

$$Cx = \frac{2F_D}{\rho S U^2} \quad (5.1)$$

Quand la forme de l'obstacle n'est pas profilée, ou est très rugueuse, le coefficient de traînée peut être supérieur à 1. En revanche, les obstacles qui ont une forme profilée et une surface lisse ont un coefficient largement inférieur. L'effet de la rugosité est négligeable pour $Re > 1000$ et Cx ne dépend alors que de la forme de l'obstacle. Voici quelques exemples de valeurs de Cx issus d'un document technique de Fortier (1974) :

Disque	Cylindre \parallel ($\frac{L}{D} = 2$)	Cylindre \parallel ($\frac{L}{D} = 4$)	Sphère	Aile d'avion
$Cx = 1,12$	$Cx = 0,85$	$Cx = 0,87$	$Cx = 0,39$	$Cx = 0,07$

TABLE 5.1 – Quelques valeur de coefficient de traînée Cx pour $Re \in [10^3 ; 10^5]$ (Fortier (1974)). Le symbole \parallel signifie que l'axe de l'obstacle est parallèle à l'écoulement

Si $M > 0,3$ au moment de l'impact alors Cx dépend du nombre de Mach. La figure 5.3 présente cette dépendance de Cx au nombre de Mach ainsi que l'influence de la forme géométrique de l'obstacle : pour $M \in [0,3 ; 1]$ le coefficient de traînée augmente de manière significative avec le nombre de Mach. En-dessous de $M = 0,3$, le coefficient de traînée reste constant.

5. JETS EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

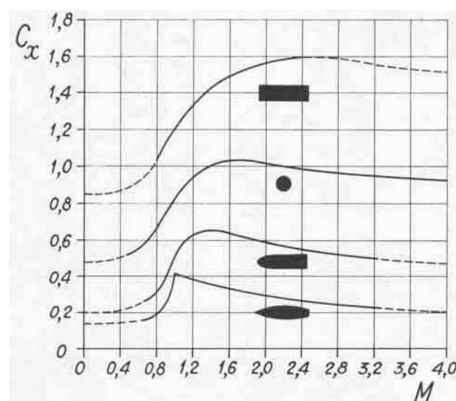


FIGURE 5.3 – Évolution du coefficient de traînée pour différentes formes géométriques en fonction du nombre de Mach (*Fortier (1974)*)

5.2 Efficacité de mélange

La turbulence dans le sillage d'un obstacle augmente avec le coefficient de traînée. Dans le cas d'un jet turbulent en présence d'un obstacle, le diamètre du jet au moment de l'impact est variable ainsi que la distribution des vitesses. Il est alors important de bien appréhender ces paramètres. À partir de cette analyse, *Cooper (2001)* a estimé l'influence d'obstacles sur l'efficacité du mélange dans l'air avec un jet subsonique de gaz naturel et de nitrogène : $U_j = 156 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $D_j = 10,7 \text{ mm}$, et $\dot{m} = 0,011 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$. Les paramètres déterminants semblent être le C_x de l'obstacle et le rapport des surfaces entre l'obstacle et le jet. À partir des observations expérimentales faites sur des jets turbulents en présence d'un obstacle, *Cooper (2001)* arrive aux conclusions suivantes :

1. le jet perd son inertie au moment de l'impact, et elle se transforme en turbulence par la rugosité et la forme géométrique de l'obstacle
2. comme la turbulence augmente, le taux d'entraînement du fluide ambiant dans le jet augmente également et le mélange est ainsi plus efficace

Cooper (2001) estime que la perte de quantité de mouvement dans le jet est proportionnelle au rapport des surfaces et à C_x . La quantité de mouvement J'_i du

jet après l'impact s'exprime en fonction de celle du jet J_i avant l'impact par :

$$J'_i = \frac{2J_i}{Cx \left(\frac{2}{Cx} + \frac{S_o}{S_i} \right)} \quad (5.2)$$

Comme vu précédemment le taux de mélange entre le gaz rejeté et le milieu ambiant dépend du taux de turbulence et donc du coefficient d'entraînement du jet. D'après Cooper (2001), le coefficient d'entraînement α'_i du jet après l'impact est défini en fonction du coefficient d'entraînement α_i avant l'impact par :

$$\alpha'_i = \alpha_i + 0,9 \frac{S_o}{S_i} (0,2 - \alpha_i) \quad (5.3)$$

Tant que $\alpha_i < 0,2$, cette relation montre que plus la surface de l'obstacle est grande par rapport à la surface du jet au moment de l'impact, plus le mélange est efficace. Cependant, Cooper (2001) détermine à partir des résultats expérimentaux que l'obstacle annule complètement l'inertie axiale du jet quand l'obstacle dépasse une certaine dimension : l'inertie axiale se transforme alors principalement en inertie radiale. Au-delà de cette limite l'écoulement ne se comporte plus comme un jet. Cette limite est fixée par le rapport des diamètres, de sorte que le jet continue de se propager tant que :

$$\frac{D_o}{D_i} < \frac{2,4}{Cx} \quad (5.4)$$

Les prédictions de leur code de calcul sont en accord avec les mesures pour $x \gtrsim 4D_o$.

5.3 Conclusion

La littérature est peu documentée en ce qui concerne l'influence d'obstacles sur l'efficacité de mélange dans les jets. Toutefois il apparaît que le coefficient de traînée Cx de l'obstacle placé dans l'écoulement du jet augmente localement le taux de turbulence et donc l'efficacité de mélange. Cooper (2001) trouve expérimentalement que le rapport des surfaces joue également un rôle important dans l'efficacité de mélange. Toutefois l'obstacle ne doit pas dépasser une taille critique au-delà de laquelle l'écoulement ne ressemble plus à celui d'un jet, mais à celui d'un panache lorsque le gaz est plus léger que l'air comme c'est le cas de l'hydrogène. Introduire des obstacles

5. JETS EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

au sein d'un jet turbulent à densité variable est donc une étude nouvelle du point de vue de l'efficacité de mélange du gaz rejeté avec le gaz environnant. Aucune loi de similitude n'existe dans la littérature, ce qui rend difficile l'estimation du volume et de la masse inflammables générés par un jet d'hydrogène. Ainsi, afin de maîtriser les risques liés à une fuite d'hydrogène qui prend la forme d'un jet subsonique avec un obstacle dans son écoulement, un des objectifs de cette étude expérimentale est d'apporter des réponses sur l'influence de cet obstacle sur la dispersion de l'hydrogène dans l'air, notamment en termes de volume et de masse inflammables.

Deuxième partie

Dispositif expérimental et techniques de mesures

Chapitre 6

Description du dispositif expérimental

Précédemment dimensionnée par Pitre (2006), la conception du banc expérimental a constitué une part importante de cette étude. L'intérêt de cette étude repose sur l'étude de fuites d'hydrogène, mais pour des raisons sécuritaires, l'hydrogène est remplacé par des gaz non inflammables : de l'hélium ou de l'air. L'hélium est le gaz inerte qui a la masse volumique la plus proche de l'hydrogène tandis que l'air a le même rapport des chaleurs spécifiques γ , déterminant pour l'analyse des ondes de choc. Pour simuler une fuite il est nécessaire de se rapprocher des conditions réelles : le réservoir utilisé est un réservoir sous pression qui dispose d'une ouverture simulant une brèche. Cette brèche se veut ronde et de petit diamètre (1 à 3 *mm*) de telle sorte que la fuite soit assimilable à un jet axisymétrique de faible débit de fuite. Ce faible débit présente le double avantage de contrôler la consommation de gaz et de limiter la portée du jet. Les mesures se font à l'aide d'une technique optique basée sur les variations d'indice de réfraction et nécessitent une caméra. Les mesures se trouvent donc limitées d'une part par la taille du jet, et d'autre part par le champ d'acquisition de la caméra.

Suivant le type de jet étudié (subsonique, supersonique), le réservoir de gaz peut être soumis à des pressions importantes et doit rester stable en pression pendant toute la durée des mesures pour permettre l'étude stationnaire des jets. Par conséquent une enceinte en acier inoxydable (inox 304l) a été usinée par les techniciens du

6. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

laboratoire de l'IRPHE, laquelle peut aisément résister à des pressions de 200 *bars*, pression standard de stockage utilisée par les industriels. Durant les essais, l'enceinte est continuellement alimentée par une ou plusieurs bouteilles de gaz industriel afin de conserver une pression stable à l'intérieur. Tous les éléments décrits ci-dessous, du stockage du gaz à la fuite, constituent le banc expérimental haute pression. Les techniques de mesures utilisées seront abordées au chapitre 7.

6.1 Mise en place du banc expérimental haute pression

Le banc expérimental haute pression est composé de 3 parties :

1. le stockage du gaz et son acheminement vers l'enceinte
2. l'enceinte haute pression
3. des buses interchangeables qui servent à modifier le diamètre d'éjection du jet

Il est utile de pouvoir modifier le diamètre de fuite suivant l'objectif recherché : des buses de gros diamètre seront préférées pour étudier le champ proche des jets tandis que des buses de plus petit diamètre seront privilégiées pour étudier les phénomènes de mélange loin en aval de l'éjection.

Les jets subsoniques ($P_0 < 2 \text{ bars}$) ont des débits relativement faibles comparés aux jets supersoniques. Dans le premier cas, une bouteille d'hélium industriel permettra d'effectuer des mesures, alors que dans le deuxième cas la bouteille se videra trop vite compte tenu des débits élevés des jets supersoniques. Pour exemple avec un diamètre d'éjection de 1 *mm*, une bouteille d'hélium de 45 *l* initialement à 200 *bars* perd 100 *bars* de pression en approximativement 1 *min* 30 *s*. C'est insuffisant pour mener à bien une série d'acquisitions nécessitant au moins 2 *min* de mesures. C'est pourquoi il a été choisi d'utiliser des cadres de 9 bouteilles à 200 *bars* pour alimenter les essais supersoniques, ce qui correspond à un volume de gaz détendu de 81 Nm^3 pour de l'hélium et de 89 Nm^3 pour de l'air (rappel : 1 Nm^3 = un norme cube équivaut à 1 m^3 de gaz à 0°C et 1 *atm* = 1013,25 *mbar* de pression). Dans ce contexte, un cadre d'hélium de 9 bouteilles initialement à 200 *bars* permet

d'alimenter continuellement un jet d'hélium de diamètre $D_j = 1 \text{ mm}$ à 100 bars pendant 14 min , sans perte de débit.

6.2 Stockage et acheminement des gaz

Les cadres d'air et d'hélium sont stockés à l'extérieur du bâtiment, dans un emplacement adapté. En effet, le poids d'un cadre de 9 bouteilles est tel que le plancher de la salle d'expériences n'aurait pas été en mesure de résister à la charge, d'où le choix d'aménager à l'extérieur un local spécifique au stockage du gaz. Ce choix était également motivé par des raisons sécuritaires.

Les cadres d'air et d'hélium sont disposés côte à côte dans le local gaz. Pour changer de gaz, il suffit de dévisser le raccord et de le revisser sur l'autre cadre, après avoir purgé la ligne. La ligne haute pression qui relie le local gaz à la salle d'expériences fait 50 m de long pour un diamètre extérieur $D_{ext} = 12.7 \text{ mm}$ et intérieur de $D_{int} = 9 \text{ mm}$. Elle est prévue pour résister à une pression de 300 bars et relie le cadre de gaz à la salle d'expérience à une hauteur de 5 m du sol. Un flexible sécurisé puis une seconde ligne en dur prennent le relai pour alimenter l'enceinte en gaz (figure 6.1). Le flexible a été relié aux conduites par une soudure bout-à-bout au moyen d'une machine TIG orbitale, qui assure une bonne étanchéité et une bonne résistance à la pression. Le flexible a une longueur de $1,3 \text{ m}$ et supporte également 300 bars ($D_{ext} = 12,7 \text{ mm}$ et $D_{int} = 9 \text{ mm}$). Sur toute sa longueur, la conduite de gaz compte 11 angles à 90° et 5 angles à 45° .

Comme le montre la figure 6.1, le gaz ne subit sa première détente qu'une fois arrivé dans la salle d'essais. Le poste de détente est composé dans l'ordre de :

1. une vanne manuelle
2. un manomètre amont ($0\text{-}400 \text{ bars}$)
3. un détendeur à ressort (Vegatec), dont les caractéristiques sont définies en annexe E.1
4. un manomètre aval ($0\text{-}250 \text{ bars}$)
5. une vanne électromagnétique

6. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

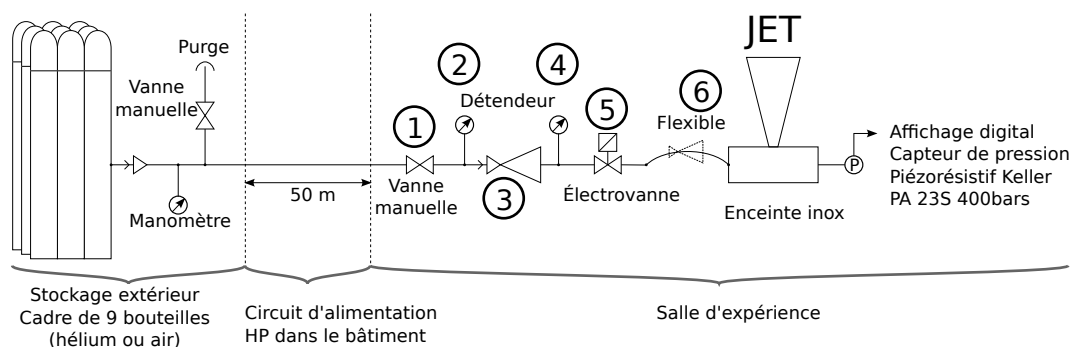


FIGURE 6.1 – Schéma de l'installation, du stockage du gaz au jet de fuite de l'enceinte haute pression

- un flexible de raccordement avec éventuellement un deuxième détendeur à ressort Air Liquide (0-8 bars) quand l'étude porte sur les jets subsoniques : le deuxième détendeur est plus précis pour régler la pression dans l'enceinte

La vanne électromagnétique a pour but de couper à distance et instantanément l'arrivée de gaz, ce qui a pour double avantage de protéger l'utilisateur (fuite intempestive directionnelle, risque de projection d'objet mal fixé, etc...) et d'économiser le gaz. A titre indicatif, pour une pression fixée à 100 bars et un diamètre de fuite $D_j = 1 \text{ mm}$, 42,6 Nl d'hélium sont consommés par seconde.

6.3 Enceinte haute pression

L'enceinte haute pression, usinée par les techniciens du laboratoire, est un bloc d'acier inoxydable (inox 3041) de 200 mm de diamètre et de 60 mm d'épaisseur (annexe E.3). Elle est dotée de 3 orifices :

- l'un pour le capteur de pression, de diamètre 8 mm
- un autre pour l'alimentation en gaz, de diamètre 10 mm
- un troisième de diamètre 18,4 mm sur lequel viennent se visser les différentes buses de rejet. Entre l'enceinte et les buses se trouvent un ou plusieurs joints à écrasement de 2,5 mm de hauteur pour 30 mm de diamètre qui assurent

l'étanchéité de l'ensemble

L'enceinte est fixée à un châssis en acier par trois vis et trois rotules, de manière à régler la planéité de l'enceinte et à éviter toute vibration.

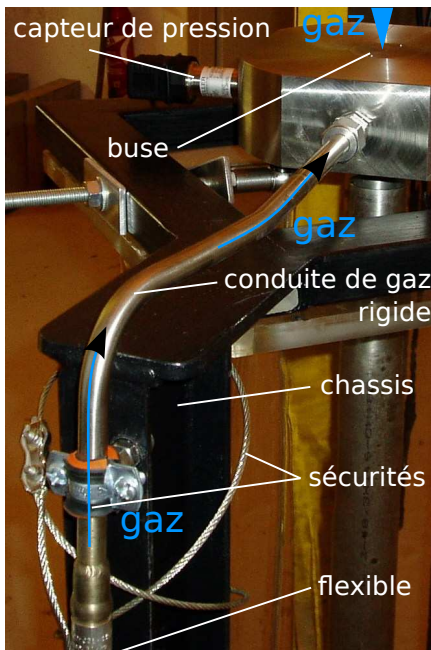


FIGURE 6.2 – Photo du dispositif haute pression : le gaz arrive par un flexible (caché, en bas) attaché au châssis via un câble en inox, puis il passe par une conduite inox (9 mm de diamètre intérieur) avant d'arriver dans l'enceinte et de fuir par la buse

Les dimensions de l'enceinte ont été définies de telle sorte qu'elle puisse résister à une pression interne maximale de 200 bars (annexe E.2). L'enceinte comporte :

1. une cavité représentant le réservoir, de $(4,5 \text{ cm}^3 + \text{le volume dans les buses} - \text{le volume occupé par la pièce qui casse les tourbillons})$
2. un conduit qui relie l'arrivée de gaz à la cavité (annexe E.3), de 88 mm de long ($6,2 \text{ cm}^3$)
3. un conduit qui relie le capteur de pression à la cavité de 88 mm de long (4 cm^3)
4. un capteur de pression Keller PA-23 S (annexe E.4)
5. un épaulement de 5 mm de profondeur pour 50 mm de diamètre qui permet d'intégrer complètement la buse dans l'enceinte

6. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

- un épaulement de 2 mm de profondeur pour 33 mm de diamètre qui permet l'adaptation du joint d'étanchéité

Une petite pièce surmontée d'un joint faisant étanchéité avec la buse a été rajoutée par la suite, à l'intérieur de la cavité. Cette pièce a pour but de casser les tourbillons générés par le coude formé entre l'arrivée de gaz et la cavité. Elle est constituée de 6 trous de 1 mm de diamètre chacun qui débouchent dans un cylindre de 4 mm de diamètre : les plans sont fournis en annexe E.6.

6.4 Buses interchangeables

Le dispositif expérimental doit permettre d'explorer le jet issu de plusieurs orifices. Pour cela, il est possible de visser sur l'enceinte différentes buses dont l'ouverture est parfaitement circulaire et dont le diamètre de l'orifice varie entre 1 et 8 mm. Chaque buse, en inox, est usinée avec le plus grand soin pour limiter le plus possible la rugosité de surface. Les buses ont un pas de vis dimensionné (1/4" gaz) pour résister à la très forte pression exercée par le gaz dans la cavité. Elles sont usinées dans des blocs d'inox 304l, un matériau très dur et très dense qui résiste à l'érosion générée par le frottement du gaz à son passage sur les parois. Chaque buse, présentée sur la figure 6.3, présente des intérêts divers :

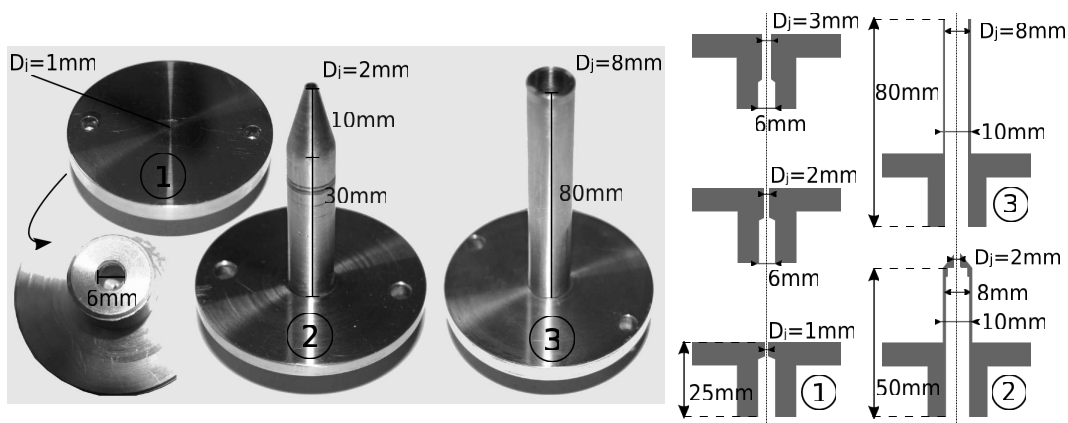


FIGURE 6.3 – Photographies des buses plates (①) et sur-élevées (② et ③)

1. Les buses plates de diamètres d'éjection 1 à 3 *mm* (figure 6.3 ①) sont utilisées pour étudier les fuites de gaz accidentelles. Ces petits diamètres sont utiles pour étudier le champ lointain du jet où sa masse volumique se rapproche de la masse volumique de l'air ambiant. Les parties hautes des buses comportent l'orifice de diamètre D_j qui se prolonge sur $l = 5D_j$. La partie basse de la buse est pourvue d'un orifice de 6 *mm* de diamètre sur une longueur qui dépend de D_j . Plus de détails sont donnés dans l'annexe E.5.
2. La buse sur-élevée de $D_j = 2$ *mm* (figure 6.3 ②) est utilisée pour caractériser le champ proche des jets sous-détendus : la sur-élévation de l'orifice permet non seulement de positionner la caméra plus près de l'orifice, mais aussi de supprimer l'effet miroir des buses plates. En revanche le jet émis est un jet de tube et un co-courant peut s'établir avec l'entraînement de l'écoulement. Le tube qui sort de l'embase a un diamètre extérieur de 10 *mm* et un diamètre intérieur de 8 *mm*, sur une longueur de 50 *mm*. La partie conique proche de l'orifice a un diamètre intérieur de 2 *mm* sur toute sa longueur (10 *mm*). Le rapport $l = 5D_j$ est ainsi conservé.
3. La buse sur-élevée de $D_j = 8$ *mm* (figure 6.3 ③) est utilisée pour valider la technique de mesures, présentée à la section 7.2 : le diamètre important du jet permet de s'affranchir des problèmes de résolution tandis que la sur-élévation permet de s'affranchir des effets miroir. Le tube fait 10 *mm* de diamètre extérieur, 8 *mm* de diamètre intérieur, pour 80 *mm* de longueur ($l = 10D_j$).

Pour éviter le surplomb de la caméra en champ proche et l'effet miroir qui en découle, il est également possible de baisser la caméra. Par contre seule la moitié supérieure du champ d'acquisition est alors exploitable.

6. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

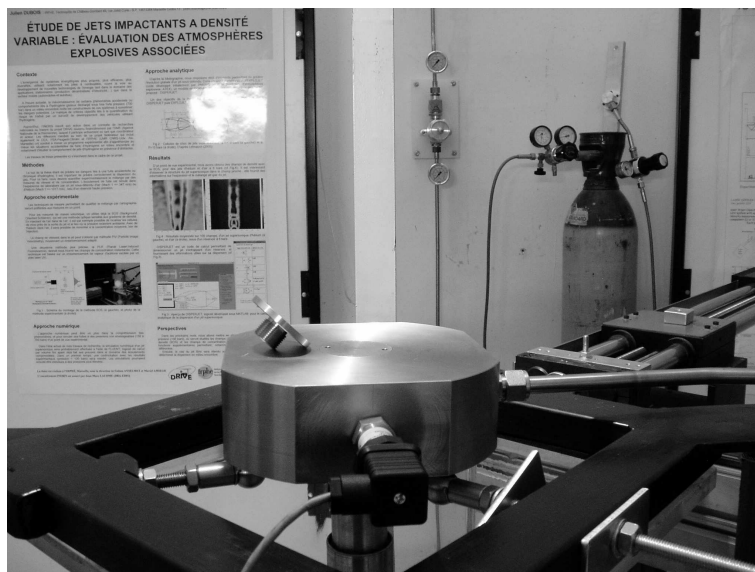


FIGURE 6.4 – Photo du montage expérimental, sans les appareils de mesure

6.5 Obstacles

Le dispositif expérimental est le même que celui utilisé pour les jets libres, où un dispositif de positionnement de l'obstacle a été rajouté. La figure 6.5 présente ce dispositif qui permet de régler tridimensionnellement la position de l'obstacle dans l'écoulement à l'aide de vis micrométriques.

Trois obstacles axisymétriques à géométrie simple ont été retenus en raison de leurs commodités expérimentales (détaillées à la section 7.2.9) :

- une sphère de diamètre $D_o = 10 \text{ mm}$
- une sphère de diamètre $D_o = 20 \text{ mm}$
- un cylindre de diamètre $D_o = 10 \text{ mm}$ et de hauteur 40 mm , dont l'axe de révolution est confondu avec celui du jet

L'obstacle est maintenu dans l'écoulement par une tige cylindrique de 4 mm de diamètre sur laquelle il vient se visser. La tige est suffisamment fine pour ne pas trop perturber l'écoulement après l'obstacle mais suffisamment épaisse pour ne pas vibrer en présence de l'écoulement. Le support de la tige est positionné suffisamment

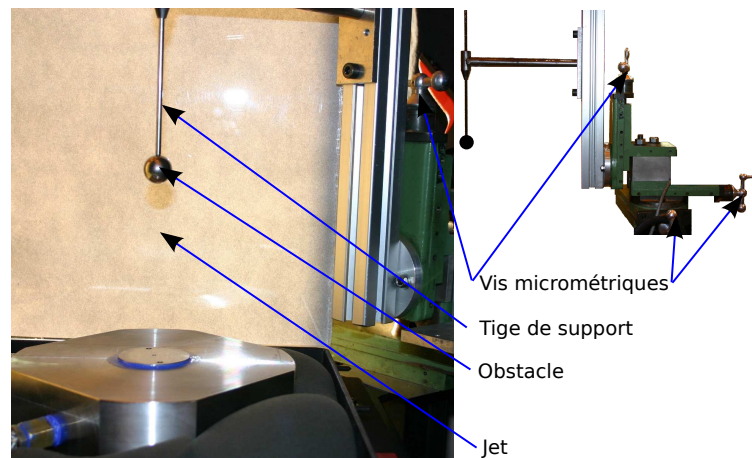


FIGURE 6.5 – *Positionnement de l'obstacle axisymétrique dans l'écoulement du jet (bleuté sur la photo) : le dispositif est présenté dans son ensemble en haut à droite de la figure*

loin de la zone d'impact pour ne pas perturber la mesure de l'écoulement dans le champ d'étude.

6.6 Sécurité

6.6.1 Risque d'anoxie

La salle d'essais a une base carrée de $5,9\text{ m}$ de côté pour une hauteur de 9 m , soit un volume de 313 m^3 . En cas de rejet prolongé, l'hélium peut présenter un risque d'anoxie car il remplace l'oxygène. Pour pallier à l'accumulation éventuelle de gaz, la salle est dotée d'un extracteur de gaz et d'une ouverture vers l'extérieur située près du plafond. L'extracteur n'est mis en route qu'en cas d'expériences prolongées.

6.6.2 Risque de projection d'objets

L'enceinte est solidement attachée à un châssis en acier, et les obstacles positionnés dans l'écoulement sont solidement fixés au châssis par le biais de vis millimétriques. Des montures en polycarbonate peuvent être montées sur le châssis pour protéger l'utilisateur si l'expérience requiert un ensemencement du jet avec des particules fines.

6. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

6.6.3 Risque laser

En cas d'utilisation du laser, le port de lunettes est obligatoire pour le personnel responsable des essais, tandis qu'un voyant rouge est activé à l'extérieur de la salle pour éviter toute intrusion intempestive.

6.6.4 Risque du bruit

Le caractère supersonique des jets peut présenter un risque pour le système auditif. Lors de tests sonores réalisés par le Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique (LMA) de Marseille, les intensités sonores mesurées pour les jets d'hélium atteignaient 120 *dB*.

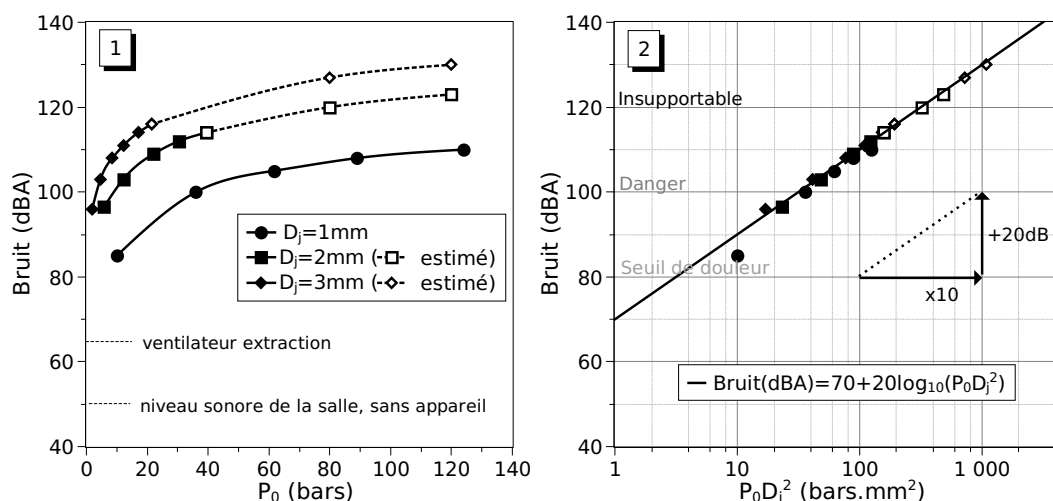


FIGURE 6.6 – Représentation linéaire et semi-logarithmique du bruit émis par le jet en fonction de P_0 et D_j : les mesures convergent autour de la loi 6.1

La figure 6.6 [1] représente l'évolution de l'intensité sonore émise par le jet en fonction de la pression dans l'enceinte. Dès 10 *bars*, il apparaît que le bruit émis dépasse le seuil de douleur (80 *dB*) pour un diamètre d'éjection au moins égal à 1 *mm* et que le bruit émis atteint le seuil de danger (100 *dB*) pour des diamètres supérieurs à 2 *mm*. La figure 6.6 [2] représente l'évolution logarithmique du bruit émis par le jet en fonction de la pression de l'enceinte et du diamètre d'éjection. Représenté en

6.7 Performances du banc haute pression

coordonnées semi-logarithmiques, le niveau sonore suit la loi suivante :

$$\text{Bruit(dBA)} = 70 + 20 \log_{10} (P_0 D_j^2) \quad (6.1)$$

La loi 6.1 montre que l'intensité sonore émise par le jet évolue de manière logarithmique en fonction de P_0 et de la surface d'éjection. Autrement dit, l'intensité sonore émise par le jet dépend du débit de fuite. Pour se protéger des émissions sonores pendant les essais, il est obligatoire de porter simultanément des boules antibruit (-38 dB) et un casque (-35 dB, -42 dB pour les hautes fréquences).

6.7 Performances du banc haute pression

Il n'y a pas de détendeur présent entre le cadre et la ligne haute pression, ce qui signifie que le gaz arrive non détendu dans la salle d'expériences. L'installation (détendeur + conduite de gaz) est dimensionnée pour fonctionner entre 30 et 150 bars et délivrer des débits maximaux de $0,010 \text{ kg.s}^{-1}$ d'hélium ou $0,026 \text{ kg.s}^{-1}$ d'air correspondant à des fuites à travers un orifice de 1 mm de diamètre à 150 bars de pression. L'installation existante ne permet pas de détendre le gaz en dessous de 30 bars de façon précise et stable. Pour des conditions de fonctionnement à plus basse pression ($P_0 < 30 \text{ bars}$), un détendeur adapté est installé sur la ligne de détente pour la durée des essais.

La figure 6.7 présente l'évolution de la différence de pression (P_0 et $P_{manometre}$) en fonction de l'orifice utilisé. Les pertes de charge liées à la tuyauterie et au détendeur ainsi dimensionnés induisent un blocage du débit qui a pour effet direct de limiter la pression P_0 dans l'enceinte pour des diamètres de fuite plus élevés. En d'autres termes, l'inconvénient du débit bloqué (figure 6.7) est que pour la pression $P_{manometre} = 100 \text{ bars}$ affichée en aval du détendeur (électrovanne fermée), la pression effective dans l'enceinte est $P_0 = 91 \text{ bars}$ (différence de pressions due aux pertes de charge entre le détendeur et l'enceinte) avec un diamètre de fuite de 1 mm, de 30 bars avec un diamètre de fuite de 2 mm, et de 12,5 bars avec un diamètre de fuite de 3 mm. Le fonctionnement résulte du compromis entre la génération de jets à forte pression et une consommation de gaz raisonnable. Néanmoins, à des

6. DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

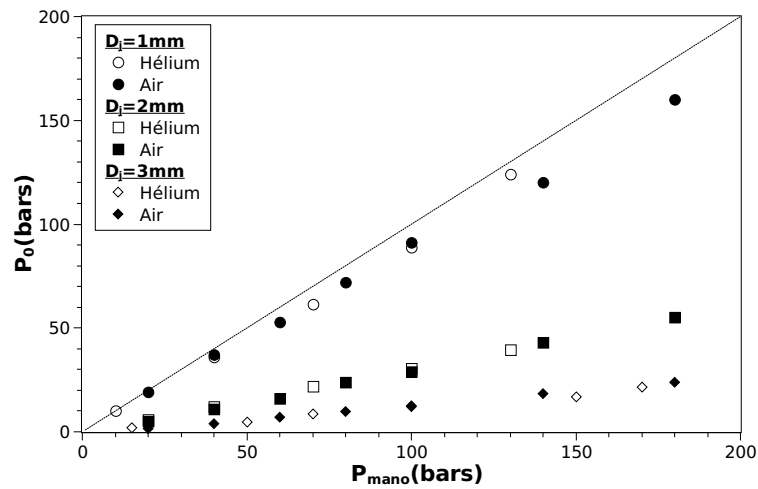


FIGURE 6.7 – Évolution de la pression dans l'enceinte en fonction de la pression fournie en aval du détendeur : à un débit fixé par le détendeur, la pression dans l'enceinte sera plus faible avec une buse de gros diamètre qu'avec une buse de petit diamètre

pressions très importantes ($P_0 > 50\text{ bars}$), l'élargissement du disque de Mach en sortie de buse fait que le diamètre d'un jet issu d'une buse de 1 mm est suffisamment important pour ne pas nécessiter l'utilisation d'une buse de plus gros diamètre.

Chapitre 7

Techniques de mesures

Ce chapitre est consacré à la description des techniques utilisées pour mesurer la vitesse des jets à l'orifice et leurs champs de concentration. Les mesures de vitesse à l'orifice permettent d'estimer le coefficient de décharge et les pertes de charge des buses utilisées. Après calibration, un facteur correcteur sera appliqué à la pression dans l'enceinte pour obtenir des jets avec un nombre de Reynolds choisi. Les mesures de vitesse ont été réalisées par anémométrie fil chaud.

Les mesures de concentration moyennes ont été réalisées au moyen d'une technique de mesure optique ayant les qualités d'être non intrusive et de présenter une cartographie du champ des gradients de densité, et par voie de conséquence du champ de masse volumique, du champ de fraction molaire, ou du champ de concentration. Cette technique de mesure, la BOS, est basée sur les variations d'indices de réfraction.

Enfin une troisième technique de mesure, ponctuelle et intrusive, permet de valider la technique précédente par des mesures de fraction molaire au moyen d'une sonde aspirante.

7.1 Mesures par anémométrie fil chaud

L'anémométrie fil chaud est une technique de mesure destinée à mesurer en un point les vitesses moyenne et instantanée d'un écoulement. Elle permet ainsi de

7. TECHNIQUES DE MESURES

déterminer de manière précise les caractéristiques classiques de la turbulence telles que la vitesse moyenne, les fluctuations de vitesse, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, ou encore l'intensité turbulente. Cette technique de mesure n'est utilisée dans cette étude que pour déterminer la vitesse moyenne du gaz en sortie de buse afin de déterminer les pertes de charge et le coefficient de décharge induits par le dispositif expérimental. Les détails techniques ne sont pas explicités ici car la littérature est déjà relativement bien fournie sur cette technique de mesure (Way & Libby (1971), Panchapakesan & Lumley (1993), Bruun (1995), Lasserre (2000), ou Pietri *et al.* (2000)).

7.1.1 Description du dispositif d'acquisition

Un courant électrique passe dans la partie conductrice du fil, qui chauffe par sa résistance propre. Le gaz en écoulement autour du fil transporte une partie de sa chaleur par convection, induisant des variations de la résistance du conducteur. Si l'intensité (ou respectivement la tension) est maintenue constante, des variations de tension (ou respectivement d'intensité) sont enregistrées. Le lien entre la vitesse du gaz et la tension aux bornes du fil est exprimé par la loi de King :

$$E^2 = A + BU_f^n \quad (7.1)$$

où E est la tension aux bornes du fil et U_f la vitesse normale au fil. Un calibrage est préalablement nécessaire pour déterminer les constantes A , B , et n , qui sont fonction des conditions expérimentales.

La chaîne d'acquisition est composée de matériel Dantec, à savoir :

- une sonde à fil droit (55P11) de $5 \mu m$ de diamètre et de $1 mm$ de long
- un porte-sonde placé au-dessus du jet de telle sorte que la sonde à fil droit soit placée perpendiculairement à l'écoulement
- un système anémométrique Dantec CTA 4 voies
- un filtre passe-bas (Stanford 2 voies) qui filtre les hautes fréquences pouvant être responsables d'erreurs sur les mesures. La fréquence d'échantillonnage est de $2 kHz$ par voie, et le filtre coupe les fréquences supérieures à $1 kHz$
- une carte d'acquisition (AT/PCI-MOI-16E-1, 12 bits, bipolaire) qui transforme le signal analogique en signal numérique lisible par l'ordinateur

7.1 Mesures par anémométrie fil chaud

- un ordinateur équipé de la carte d'acquisition et du logiciel Streamware de Dantec pour analyser les mesures et configurer les différents paramètres de fonctionnement de l'anémomètre

Les étalonnages sont faits dans la soufflerie d'étalonnage Dantec avec la buse n°3 qui permet d'atteindre des vitesses élevées dans la gamme $5\text{-}300 \text{ m.s}^{-1}$ dans l'air. Pour étalonner le fil avec de l'hélium, il a fallu modifier les caractéristiques du gaz imposées par le logiciel Streamware : $R_{s,helium} = \frac{R}{W_{helium}} = 2077 \text{ J.kg}^{-1}.K^{-1}$; $\gamma = 1,67$; $\mu = 20,15.10^{-6} \text{ kg.m}^{-1}.s^{-1}$. L'étalonnage de la sonde dans l'hélium n'a été possible qu'entre 80 et 160 m.s^{-1} , car, au-delà de $U = 160 \text{ m.s}^{-1}$ dans l'hélium, la partie mesure de pression du système anémométrique Dantec sature. Les coefficients de la loi 7.1 sont calculés à partir des 7 points de mesures acquis au cours de l'étalonnage :

$$A = 6,78925 ; B = 0,63442 ; n = 0,5$$

7.1.2 Résultats

Après l'étalonnage, la vitesse d'éjection de l'hélium a été mesurée pour différentes pressions à partir d'une buse plate de diamètre $D_j = 3 \text{ mm}$. Les pertes de charge inhérentes au montage expérimental sont évaluées par comparaison de la vitesse mesurée par anémométrie fil chaud avec la vitesse théorique, définie par la relation 3.3. Malgré un étalonnage qui ne couvre pas la gamme des mesures (limites du système d'étalonnage), les vitesses mesurées sont en très bonne adéquation avec les vitesses théoriques moyennant une perte de charge et un coefficient de décharge adaptés (figure 7.1). Cette adéquation a permis de valider les mesures au delà de 160 m.s^{-1} . Sur la figure 7.1, le coefficient de décharge est fixé par la pente de la régression linéaire, alors que l'ordonnée à l'origine (à savoir l'écart entre les deux courbes) détermine la perte de charge ΔP du dispositif.

La figure 7.1 présente les évolutions du carré de la vitesse en fonction de la pression du réservoir. Les mesures sont comparées avec la loi théorique sans coefficient de décharge ($Cd = 1$), sans perte de charge ($\Delta P = 0$), ou avec le coefficient de décharge et la perte de charge adaptés à l'orifice. Le coefficient de décharge trouvé

7. TECHNIQUES DE MESURES

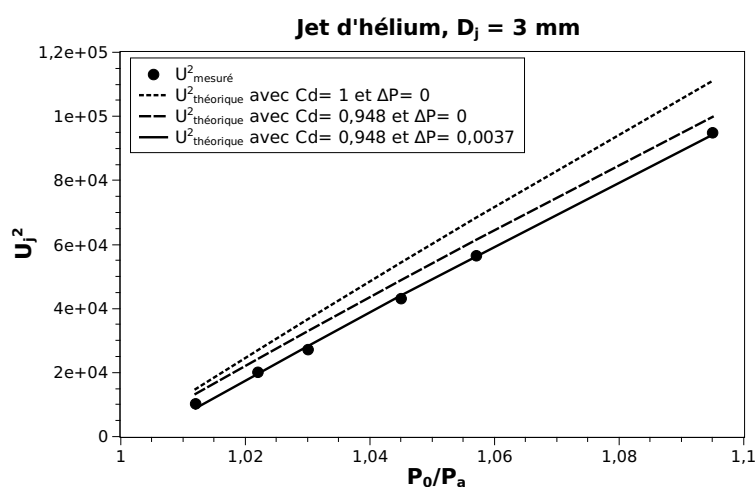


FIGURE 7.1 – Évolution du carré de la vitesse en fonction du rapport des pressions

vaut $Cd = 0,95$, ce qui est en très bonne adéquation avec les données de la littérature ([Gentilhomme \(2008\)](#)) et avec la loi 3.7 établie pour une tuyère de Laval à col sonique : cette loi donne $Cd = 0,948$ pour $Re_j = 6000$, mais n'est à priori pas adaptée à ces mesures subsoniques. La perte de charge du dispositif expérimental vaut $\Delta P = 0,004 \text{ bars}$ en régime subsonique. Cd reste approximativement le même pour les autres orifices utilisés, puisque le coefficient de décharge est principalement lié à la géométrie de l'orifice ([Gentilhomme \(2008\)](#)), qui reste la même. En revanche la perte de charge augmente lorsque D_j diminue ou que la viscosité cinématique ν est plus élevée.

La figure 7.1 montre que de légères pertes de charge sont présentes dès les faibles pressions. Or une variation de $0,01 \text{ bar}$ dans l'enceinte a une influence non négligeable sur la vitesse d'éjection de l'hélium ($> 20 \text{ m.s}^{-1}$), notamment aux basses pressions. Les mesures n'ont pas pu être effectuées au-delà de 320 m.s^{-1} car la vitesse du gaz devient trop importante et la sonde fil chaud risque d'être endommagée. Toutefois, le domaine d'étude des jets subsoniques reste en deçà de 300 m.s^{-1} donc les estimations restent valables.

Les informations obtenues par anémométrie fil chaud permettent de calibrer le dispositif expérimental. Connaissant maintenant le coefficient de décharge des

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

orifices ($Cd = 0,95$) et la perte de charge de la buse de 3 mm , les essais de jets subsoniques seront réalisés pour $Re_j = 3000$ défini à partir de la vitesse de sortie U_j réelle, fixée à partir de la pression corrigée de l'enceinte. La perte de charge des autres orifices ($D_j = 2\text{ mm}$ ou $D_j = 1\text{ mm}$ en supersonique) sera supposée similaire à celle mesurée pour $D_j = 3\text{ mm}$ ($\Delta P = 0,004\text{ bars}$), faute de pouvoir effectuer leur calibration (limites du système d'étalonnage).

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

Il existe une technique qui permet de réaliser des cartographies de masse volumique de jets à densité variable, en présence ou non d'obstacles. Il s'agit d'une technique optique, non intrusive appelée BOS pour "Background Oriented Schlieren". Cette technique ombroscopique s'est développée depuis les années 2000, notamment à partir des travaux de [Richard & Raffel \(2001\)](#). Elle est basée sur les variations des indices de réfraction qui sont directement liées aux variations de masse volumique : elles sont dépendantes des variations de température, de pression, ou de masse molaire.

7.2.1 Principe de la BOS

La BOS nécessite une caméra, un ordinateur, un arrière-plan aléatoirement moucheté, et une source de lumière. Comme le montre le schéma de la figure 7.2, l'arrière-plan rétro-éclairé et la caméra sont placés de part et d'autre du jet à étudier. Le jet dévie les rayons lumineux de leur trajectoire initiale par l'intermédiaire des gradients de densité. Un point de l'arrière-plan apparaît alors sur le capteur CCD comme déplacé par rapport à la position qu'il aurait sans le jet.

Deux versions de la technique ont été testées. Elles se distinguent principalement par l'éclairage utilisé. La première, que nous identifierons comme la "Speckle Photography" ("SP"), est basée sur un rétro-éclairage par un laser YAG pulsé. La seconde, dénommée ici BOS, utilise une lampe halogène. Le principe décrit ci-après

7. TECHNIQUES DE MESURES

est commun aux deux versions.

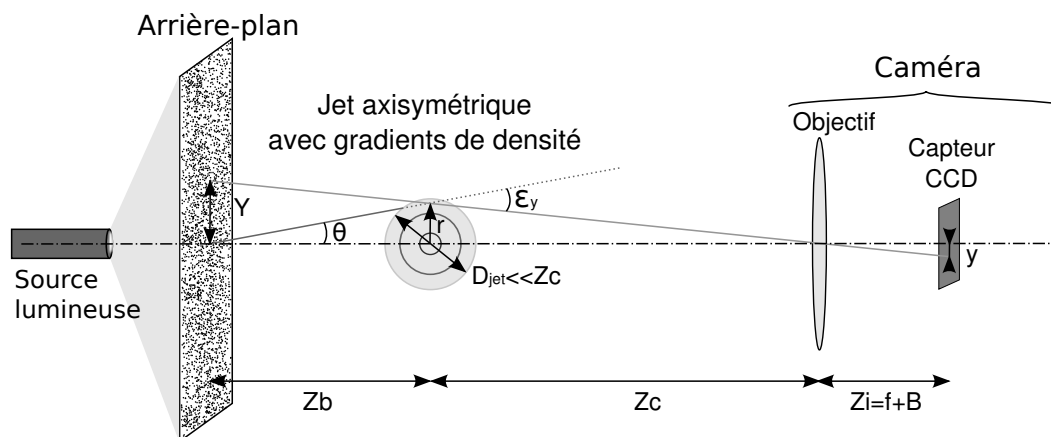


FIGURE 7.2 – Schéma de principe de la BOS : mesure des gradients de densité par déviation de la lumière à travers le jet

La légende de la figure 7.2 est définie dans la nomenclature. La déviation ε_y observée selon l'axe y résulte du gradient spatial de l'indice de réfraction intégré sur le chemin lumineux, soit :

$$\varepsilon_y \approx \tan(\varepsilon_y) = \int_{Z_b - \frac{d}{2}}^{Z_b + \frac{d}{2}} \frac{1}{n(x, y, z)} \frac{\partial n(x, y, z)}{\partial y} dz \quad (7.2)$$

La caméra est focalisée sur l'arrière-plan. Il s'agit d'une feuille de papier blanc aléatoirement mouchetée, plaquée derrière un cadre de plexiglas pour éviter toute vibration de la feuille. Les étapes types d'une acquisition sont les suivantes :

1. enregistrer une image sans le jet, appelée image de référence
2. enregistrer une image avec le jet
3. corrélation des images au moyen d'un algorithme PIV

7.2.2 Particularités du dispositif

Pour le présent montage, la taille des points de l'arrière-plan est de l'ordre de 2-3 px sur le capteur CCD comme le requiert l'optimisation de la technique, proposée

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

par Goldhahn & Seume (2007). La caméra CCD (Kodak ES 1.0, taille d' $1px = 9 \mu m$, $1008 \times 1018 px$) est équipée d'un objectif de $50 mm$ éventuellement complété d'une bague allonge de 10 ou $20 mm$. Une caméra dotée d'un capteur CCD a été préférée à une caméra dotée d'un capteur CMOS car un capteur CCD offre une meilleure définition des images, et par conséquent une meilleure précision des mesures, selon Hain *et al.* (2007).

Dans le cas de la Speckle Photography, l'arrière-plan est rétro-éclairé par la lumière verte d'un laser Yag pulsé ($\lambda = 532 nm$, durée d'éclairement $10 ns$, taux de répétition $10 Hz$). Les points aléatoires nécessaires à cette technique de mesure sont générés par l'éclairement du grain du papier par le laser. Toutefois, à cause de la forte énergie du laser, la feuille de papier rétro-éclairée se comporte comme une source lumineuse sur laquelle la caméra ne peut pas focaliser et l'image capturée est toujours nette. Rapprocher ou éloigner l'arrière plan du jet augmente ou diminue la taille des points du mouchetage sur le capteur CCD et permet ainsi d'optimiser les corrélations. L'acquisition d'images est synchronisée avec l'éclairement pulsé du laser Yag. Pour chaque champ, une série de 200 images avec l'écoulement est enregistrée pour 1 image de référence. Ainsi l'évolution des gradients peut être mise sous la forme d'une vidéo, ou les champs peuvent être moyennés pour obtenir le champ moyen des gradients de densité. En l'absence de focalisation de la caméra sur l'arrière-plan, la procédure complète de calcul qui permet d'obtenir le champ de masse volumique ne s'applique pas. Néanmoins, la SP se présente comme une technique de visualisation qui a dans un premier temps permis d'identifier la structure des ondes de choc des jets supersoniques, notamment du disque de Mach.

Dans le cas de la BOS, l'arrière-plan est rétro-éclairé par une lampe halogène. Le mouchetage de l'arrière-plan est fourni par une pulvérisation de peinture noire sur le papier : les points sont très fins et répartis aléatoirement. Ainsi, l'hétérogénéité de la granulométrie de l'arrière-plan permet d'avoir une grande finesse de corrélation aussi bien pour les petits champs d'acquisition (caméra proche de l'arrière-plan) que pour les grands (caméra loin de l'arrière-plan). Contrairement à la SP, la durée d'acquisition de l'image est ici fixée par la caméra. Son temps d'exposition est de l'ordre de $30 \mu s$: une image capturée correspond déjà à une moyenne d'images instantanées

7. TECHNIQUES DE MESURES

intégrées sur cette durée.

Le temps d'acquisition d'une image est relativement long par rapport à la vitesse d'écoulement du jet, par conséquent l'image enregistrée est déjà représentative d'un écoulement stationnaire. Ceci réduit le nombre de champs à moyenner pour obtenir une convergence statistiquement acceptable du champ moyen. Pour diminuer les erreurs parasites dues au bruit de fond, différentes techniques ont été comparées.

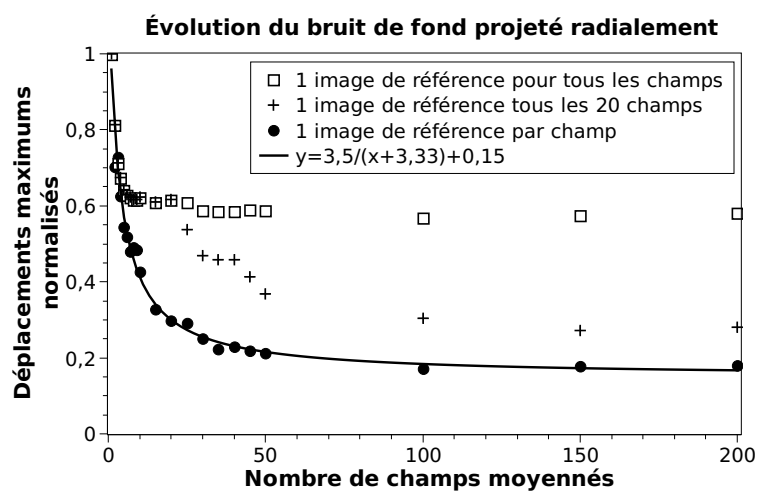


FIGURE 7.3 – Évolution du bruit de fond en fonction du nombre de corrélations pour différentes techniques

La figure 7.3 présente l'évolution du bruit de fond en fonction du nombre de champs moyennés. Le bruit de fond est mesuré sur le champ moyen des gradients de densité après suppression du jet, par l'intermédiaire des gradients radiaux utilisés par la transformée inverse d'Abel. Différentes techniques ont été testées :

1. les 200 images avec le jet sont corrélées avec 1 seule image de référence
2. les 200 images avec le jet sont corrélées avec 10 images de référence : l'arrière-plan est déplacé pour chacune des 10 séries de 20 images
3. les 200 images avec le jet sont corrélées avec 200 images de référence : l'arrière-plan reste fixe. Le fait de prendre 200 images de référence au lieu d'une seule

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

atténue les gradients parasites naturellement présents, tels que les gradients thermiques de convection

La figure 7.3 montre que le champ moyen est statistiquement convergé dès 100 champs moyennés, quelle que soit la technique utilisée. La convergence est meilleure lorsque plusieurs images de référence sont utilisées plutôt qu'une seule. La moyenne sur 200 champs n'apporte alors qu'une légère réduction du bruit de fond mais présente l'avantage d'être un bon compromis entre qualité du champ moyen et temps de calcul. Le mode opératoire typique d'une mesure par BOS est le suivant :

1. ne pas allumer la source lumineuse
2. ouvrir le diaphragme au maximum pour focaliser la caméra sur l'arrière plan : cela réduit la profondeur de champ et affine la focalisation
3. une fois le réglage effectué, fermer le diaphragme au maximum avant la fermeture totale pour réduire les effets de distorsion qui pourraient fausser la mesure de masse volumique
4. éclairer fortement l'arrière plan pour augmenter le contraste
5. une fois la distance caméra-arrière-plan établie, positionner le jet plus proche de l'arrière-plan que de la caméra pour augmenter la précision de la mesure des gradients de densité (Goldhahn & Seume (2007)).

Après le mode opératoire et l'acquisition des champs, vient la corrélation des images afin d'obtenir les champs de gradients d'indices de réfraction. Le post-traitement du champ moyen des gradients permet ensuite de calculer les champs de masses volumiques et d'analyser les résultats.

7.2.3 Corrélation des images

Le logiciel utilisé pour corrélérer les images, calculer le champ moyen, intégrer les gradients de densité, calculer le champ de concentration, et analyser les résultats expérimentaux, se nomme JetBOSsoft. Il a été conçu au cours de cette étude et se spécialise sur l'étude des jets axisymétriques à masse volumique variable libres ou

7. TECHNIQUES DE MESURES

impactant. Pour obtenir les champs de gradients d'indices de réfraction, le logiciel utilisé, JetBOSsoft, utilise un algorithme de corrélation PIV inspiré de DPIVsoft (Meunier & Leweke (2003)). Il divise les images en fenêtres d'interrogation carrées de taille prédéfinie en px , en puissance de 2 (8, 16, 32, ou 64 px). Une fonction d'inter-corrélation entre les deux images est ensuite calculée pour chaque fenêtre, dont le pic de corrélation maximum donne le déplacement moyen des particules. Les fonctions de corrélation sont calculées à partir d'une transformée de Fourier rapide (FFT) pour alléger le temps de calcul. Les erreurs de corrélation sont réduites par déplacement de la fenêtre d'interrogation dans un second calcul de corrélation. Un vecteur déplacement est assigné à chaque fenêtre.

Le déplacement sub-pixel est estimé par un ajustement gaussien du pic de la fonction de corrélation en utilisant 3 points dans chaque direction. L'erreur induite par l'usage d'une FFT est également corrigée par l'élargissement de la fonction de corrélation sur les bords des fenêtres d'interrogation (Raffel *et al.* (1998)). DPIVsoft (et par conséquent JetBOSsoft) a été optimisé pour les forts gradients de déplacements par la déformation des fenêtres d'interrogation. Cette déformation des fenêtres est basée sur les gradients de déplacement. Cette méthode réduit l'erreur d'un facteur 10 pour les gradients modérés, comme ceux utilisés par la BOS. Des informations plus précises sur l'algorithme de corrélation sont disponibles dans les articles de Meunier & Leweke (2003) et Meunier *et al.* (2004).

Les fenêtres d'interrogation sont déformées en fonction des gradients de déplacement, c'est-à-dire en fonction des gradients de vitesse pour la PIV ou en fonction des gradients de densité pour la BOS. L'algorithme effectue un premier calcul avec une estimation grossière du champ de déplacements. Les gradients de déplacement sont ensuite calculés par différence finie et moyennés pour obtenir une estimation convenable de la déformation qui sera effectuée dans le second calcul. Le second calcul est plus précis et bénéficie d'une meilleure résolution spatiale que le premier. Cette méthode de double calcul est très efficace.

La figure 7.4 présente le résultat obtenu après corrélation des images. Le champ présenté est le champ moyen de gradient de densité d'un jet d'hélium subsonique de

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

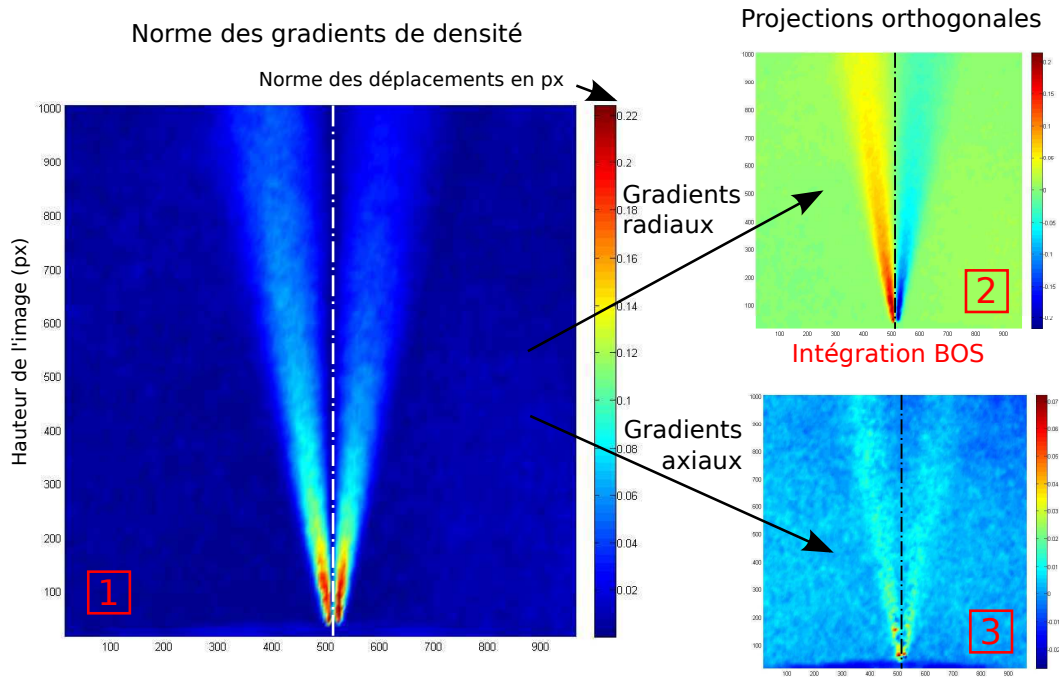


FIGURE 7.4 – Champs de gradients de densité d'un jet d'hélium subsonique ($Re = 3000$, $D_j = 2\text{ mm}$) : norme [1], projections radiale [2] et axiale [3]. La transformée inverse d'Abel utilise la projection radiale [2]

$D_j = 2\text{ mm}$. La décomposition axiale permet de visualiser les effets de compressibilité s'il y a lieu (figure 10.2) tandis que la projection radiale est utile à l'intégration du champ par la transformée inverse d'Abel.

La section qui suit introduit brièvement JetBOSsoft avant la présentation de l'intégration des champs corrélés. Les analyses qui suivront sont issues de JetBOSsoft.

7.2.4 JetBOSsoft

Le logiciel JetBOSsoft a spécialement été développé pour le calcul et l'analyse des mesures BOS. La version originale de DPIVsoft (Meunier & Leweke (2003)) permet de calculer le champ de vitesse d'un écoulement à partir des images de particules transportées. Dans le cas de la BOS, JetBOSsoft calcule le déplacement virtuel des points de l'arrière-plan dû à la déviation des rayons lumineux par les gradients d'indice de réfraction (algorithme issu de DPIVsoft). Sous l'hypothèse d'axisymétrie

7. TECHNIQUES DE MESURES

du jet, JetBOSsoft calcule ensuite le champ de masse volumique associé grâce à la transformée inverse d'Abel puis à l'équation de Gladstone-Dale qui lie les indices de réfraction aux masses volumiques (Haertig *et al.* (2004)). Les étapes successives utilisées dans JetBOSsoft pour intégrer le champ de gradients sont détaillées à l'annexe C. JetBOSsoft a été développé sous Matlab pour plusieurs raisons :

1. les algorithmes de corrélation PIV étaient déjà présents dans DPIVsoft (Meunier *et al.* (2004))
2. l'environnement de développement est convivial
3. l'utilisateur peut aisément modifier le logiciel ou ajouter de nouvelles fonctionnalités
4. Matlab dispose d'un large choix de bibliothèques et de sous-routines qui simplifient la programmation

7.2.5 Intégration du champ moyen

À partir du champ moyen des déplacements, JetBOSsoft permet d'intégrer les gradients de densité au moyen de la méthode présentée à l'annexe C. Les étapes successives sont les suivantes :

1. récupérer le champ moyen des gradients de densité (moyenne sur 200 champs)
2. supprimer le bruit de fond ou réduire l'espace de calcul si souhaité
3. entrer les paramètres nécessaires à la transformée inverse d'Abel (se référer à la figure 7.2)
4. choisir le mode de représentation (masse volumique, concentration, ou fraction molaire)
5. sélectionner la symétrisation de l'intégration si le jet est centré sur le champ d'acquisition : la transformée inverse d'Abel s'effectue alors de chaque côté de l'axe du jet puis JetBOSsoft moyenne les deux champs ainsi obtenus. Cette technique est très efficace pour obtenir un champ moyen de masse volumique précis.

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

- lancer les calculs en choisissant l'axe de symétrie du jet. Une méthode de détermination automatique basée sur les maximums des gradients radiaux est également disponible, mais elle peut être "parasitée" par du bruit de fond. La méthode manuelle est préférée : sélectionner deux fois le centre des gradients radiaux ou sélectionner les gradients maximaux de part et d'autre de l'axe de symétrie.
- enregistrer le champ *.bos obtenu

Il est nécessaire que l'écoulement soit axisymétrique pour effectuer la transformée inverse d'Abel. À chaque instant t , le jet n'est pas axisymétrique, des instabilités peuvent apparaître. En revanche, le fait de moyenner les champs instantanés laisse apparaître le jet comme stationnaire, c'est-à-dire que l'écoulement n'est pas modifié au cours du temps. Il est donc supposé que le jet est axisymétrique en moyenne : un axe de symétrie apparaît sur le champ moyen des gradients de masse volumique. Cet axe de symétrie est repéré sur la figure 7.4.

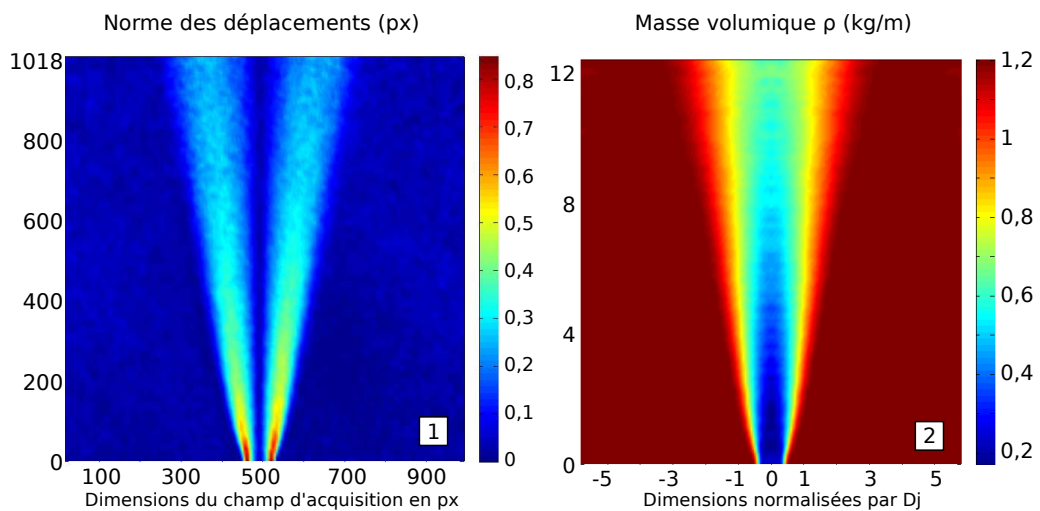


FIGURE 7.5 – Intégration d'un champ de gradients de densité par la BOS et obtention du champ de masse volumique d'un jet d'hélium subsonique de $D_j = 8$ mm (BOS61, annexe E.8)

7. TECHNIQUES DE MESURES

La figure 7.5 [1] présente le champ de la norme des gradients de densité d'un jet d'hélium dans l'air, repérés par le déplacement des points de l'arrière-plan, en px . Après les étapes énoncées précédemment, le champ moyen de masse volumique obtenu est représenté sur la figure 7.5 [2]. C'est à partir de ce champ de masse volumique que sont calculés les champs de fraction molaire et de concentration.

7.2.6 Post-traitement des résultats

Une fois le champ *.bos sauvegardé, JetBOSsoft dispose d'outils de post-traitement pour l'analyser suivant qu'il s'agisse de masse volumique, de fraction molaire, ou d'un champ de concentration. Ces outils permettent entre autres de :

- vérifier la conservation du flux de masse
- déterminer le taux de décroissance axiale et son origine virtuelle à partir de la loi de [Thring & Newby \(1952\)](#) (section 3.8.1)
- déterminer le taux d'épanouissement et son origine virtuelle (section 3.8.3)
- calculer et visualiser le volume et la masse inflammables compris entre des limites inférieure et supérieure d'inflammabilité (respectivement LII et LSI , à définir dans JetBOSsoft)

Les résultats sont exportables en ASCII pour une analyse ultérieure. Le taux de décroissance axiale de la concentration moyenne ou encore le taux d'épanouissement sont calculés par régression linéaire avec la fonction "robustfit" de Matlab (Statistics Toolbox). La fonction "robustfit" effectue une régression multilinéaire robuste qui présente l'avantage d'être moins influencée par les points divergents que la régression linéaire classique. La linéarisation débute à $20D_j$, distance à laquelle il existe une pseudo-similitude pour des jets subsoniques ([Fulachier et al. \(1990\)](#) ou [Djeridane \(1994\)](#)). En moyenne, l'écart-type sur K_c est inférieur à 10% ce qui est en accord avec l'observation faite par [Pitts \(1991a\)](#). La dispersion sur x_c est plus importante puisqu'elle dépend du K_c trouvé. L'intervalle de confiance sur x_c est de $\pm 5D_j$. Concernant l'analyse de l'épanouissement des jets, l'incertitude moyenne sur K'_c est inférieure à 5% et l'intervalle de confiance sur x'_c est de $\pm 1D_j$. Pour analyser les jets et valider les mesures, un bilan de conservation du flux de masse est au préalable nécessaire pour vérifier que le bruit de fond n'interfère pas sur les mesures.

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

7.2.7 Calcul du volume et de la masse inflammables

Avant de vérifier que le flux de masse se conserve dans l'écoulement, il convient de présenter le principe du calcul du volume et de la masse inflammables. JetBOSsoft les calcule entre la *LII* et la *LSI* exprimés en fraction molaire. L'utilisateur détermine manuellement ces limites d'inflammabilité en % et il peut ainsi les adapter à tout type de gaz.

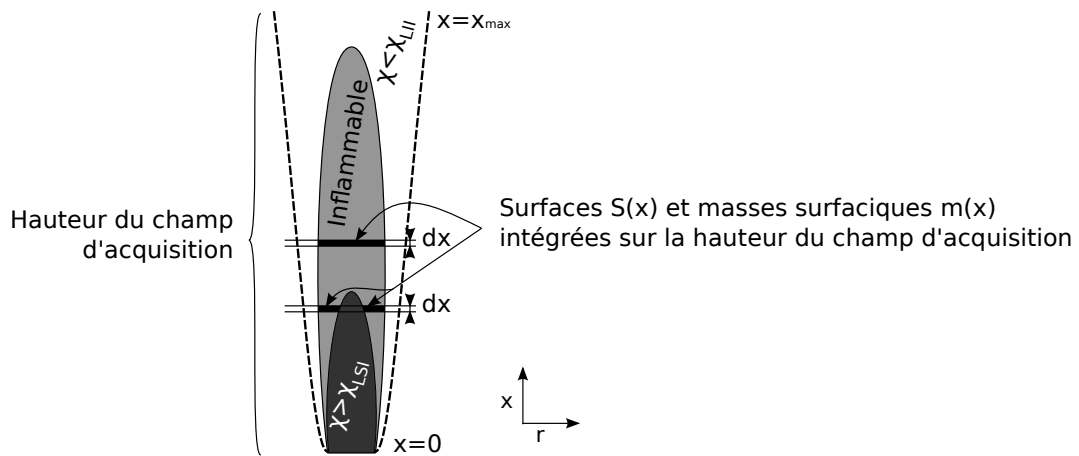


FIGURE 7.6 – Schéma représentatif du domaine d'inflammabilité délimité par la *LII* et la *LSI*

Pour calculer le volume inflammable, JetBOSsoft détecte pour chaque intervalle dx les positions radiales de la *LII* et la *LSI* si elle existe. Il calcule alors les surfaces localement comprises entre les limites d'inflammabilité puis les intègre sur la hauteur du jet, dans le champ d'acquisition. La figure 7.6 schématise la méthode de calcul. Pour chaque abscisse, la surface vaut :

$$S(x) = 2\pi \int_{r_{LSI}(x)}^{r_{LII}(x)} r dr \quad (7.3)$$

Concernant la masse inflammable, JetBOSsoft calcule dans un premier temps la masse surfacique d'hélium $m(x)$ présente sur chaque section $S(x)$, en fonction de la fraction molaire $\chi(x, r)$. Cette masse surfacique s'exprime alors par :

$$m(x) = 2\pi \rho_g \int_{r_{LSI}(x)}^{r_{LII}(x)} \chi(x, r) r dr \quad (7.4)$$

7. TECHNIQUES DE MESURES

Le calcul du volume et de la masse d'hélium résulte des intégrations respectives des surfaces et des masses surfaciques sur la hauteur du jet, telles que :

$$V = \int_0^{x_{max}} S(x) dx \quad \text{et} \quad m = \int_0^{x_{max}} m(x) dx \quad (7.5)$$

7.2.8 Conservation du flux de masse

Pour un jet à densité variable stationnaire, la conservation du flux de masse consiste à vérifier que la quantité de gaz pur injectée à l'orifice au cours d'une durée élémentaire dt se retrouve à traverser toute section $S(x)$ du jet de façon identique. Dans ce qui suit, la température et la pression sont considérées invariables dans le jet. Ainsi, la conservation du flux de masse dans le jet se traduit par :

$$2\pi \int_0^{\frac{D_j}{2}} \rho_g U_j r dr = 2\pi \int_0^{r_{max}(x)} \rho_g \chi(x, r) U(x, r) r dr = \text{cte} \quad (7.6)$$

où $r_{max}(x)$ est le rayon maximal du jet à une abscisse x . À partir de la relation 3.15, la relation 7.6 prend la forme plus classique de la conservation de la concentration explicitée par [El-Amin & Kanayama \(2009\)](#) telle que :

$$2\pi \int_0^{r_{max}(x)} \rho(x, r) C(x, r) U(x, r) r dr = \text{cte} \quad (7.7)$$

Une méthode détaillée de l'obtention de la conservation du flux de masse est explicitée à l'annexe D. La modélisation intégrale précédente fait perdre le détail des profils radiaux de vitesse et de fraction molaire, qui sont de forme gaussienne au-delà de l'abscisse de similitude. Ainsi, pour des raisons de simplicité de calcul, l'approximation unidimensionnelle est utilisée : l'écoulement est supposé stationnaire et sans apport d'hélium depuis l'extérieur du jet, et la surface $S(x)$ à une abscisse x est connue. Dans JetBOSsoft, cette surface est définie par la relation 7.3 pour $r_{LSI}(x) = 0$ et $r_{LII}(x) = r_{max}(x)$, en fixant les valeurs $\chi_{LSI} = 100\%$ et $\chi_{LII} = 1\%$. La valeur 1% à la place de 0% permet de s'affranchir d'éventuelles erreurs d'intégration dues au bruit de fond.

L'approximation unidimensionnelle nécessite de faire une hypothèse sur la forme des profils radiaux de vitesse et de fraction molaire. Ainsi, des profils uniformes ou

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

"plats" seront utilisés : cette approche est très fréquemment adoptée dans le cadre de développements théoriques : Michaux (2007) en a fait usage dans sa thèse sous le terme de "top-hat". La schématisation de l'écoulement ainsi simplifié est représenté sur la figure 7.7.

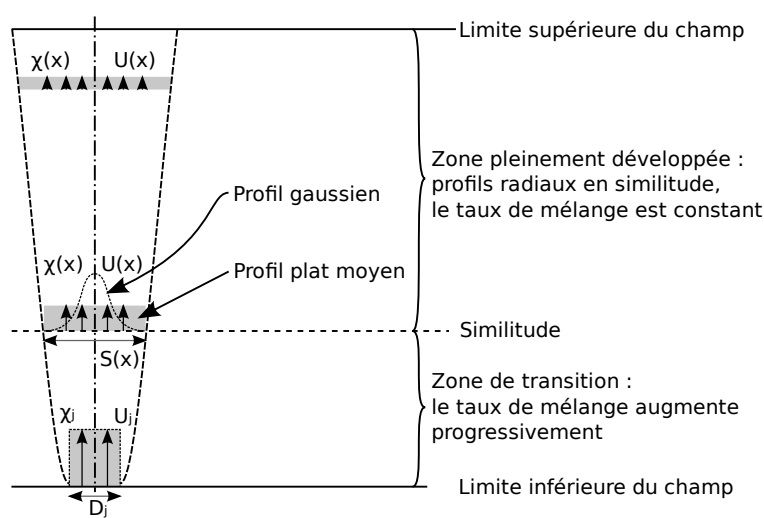


FIGURE 7.7 – Représentation schématique de la conservation du flux de masse

Comme le présente la figure 7.7, les profils moyens de vitesse et de masse volumique d'hélium sont assimilés à des profils plats représentatifs de la vitesse et de fraction molaire moyennes, tels que :

$$\widehat{U}(x) = \frac{2\pi \int_0^{r_{max}(x)} U(x, r) r dr}{S(x)} \quad \text{et} \quad \widehat{\chi}(x) = \frac{2\pi \int_0^{r_{max}(x)} \chi(x, r) r dr}{S(x)} \quad (7.8)$$

Ainsi, à partir de l'équation (7.6) et en considérant l'écoulement unidimensionnel, le flux de masse d'hélium à travers toute section de contrôle $S(x)$ se conserve si :

$$\rho_g \widehat{\chi}(x) \widehat{U}(x) S(x) = \text{cte} \quad (7.9)$$

L'équation ci-dessus montre qu'il est nécessaire de connaître la vitesse axiale moyenne du jet pour vérifier la conservation du flux de masse d'hélium. Or un champ BOS ne contient pas d'informations sur les vitesses dans le jet. Il s'agit donc de proposer une analyse pour vérifier la conservation du flux de masse sans que la

7. TECHNIQUES DE MESURES

vitesse ne rentre en compte. À l'orifice, la vitesse moyenne s'exprime par :

$$\widehat{U}(x=0) = \frac{U_j}{\pi D_j^2} 2\pi \int_0^{\frac{D_j}{2}} r dr = U_j \quad (7.10)$$

Au-delà de $x > x_{sim}$, les profils de vitesse et de concentration sont en similitude et adoptent un profil gaussien de demi-largeurs respectives L_U et L_C . Par définition, l'intervalle de confiance d'une gaussienne est de 99,7% pour $r \leq 3L$. Le rayon du jet à une abscisse x peut alors être approximé par $r(x) \approx 3L$, et la surface associée par $S(x) \approx 9\pi L^2$. La relation 3.37 indique que les surfaces à une abscisse x ne sont pas les mêmes pour les vitesses et pour les concentrations : le volume de contrôle précédemment choisi est tel que $S(x) = S_C(x) \approx 9\pi L_C^2$, et la surface relative aux vitesses est $S_U(x) \approx 9\pi L_U^2 = 9\pi S_{C_t} L_C^2 < S_C(x)$. La vitesse moyenne s'exprime alors en fonction de la relation 3.40 par :

$$\widehat{U}(x)_{x>x_{sim}} = \frac{U_c(x)}{9\pi L_C(x)^2} 2\pi \int_0^\infty e^{-S_{C_t} \left(\frac{r}{L_U}\right)^2} r dr \quad (7.11)$$

soit à partir de la relation 3.37 :

$$\widehat{U}(x)_{x>x_{sim}} = \frac{U_c(x)}{9\pi L_C(x)^2} 2\pi \int_0^\infty e^{-\left(\frac{r}{L_C}\right)^2} r dr \quad (7.12)$$

or :

$$\int_0^\infty e^{-\left(\frac{r}{L_C}\right)^2} r dr = -\frac{L_C^2}{2} \int_0^\infty -\frac{2r}{L_C^2} e^{-\left(\frac{r}{L_C}\right)^2} dr = -\frac{L_C^2}{2} \left[e^{-\left(\frac{r}{L_C}\right)^2} \right]_0^\infty = \frac{L_C^2}{2} \quad (7.13)$$

d'où, pour $x > x_{sim}$:

$$\widehat{U}(x) = \frac{U_c(x)}{9} \quad (7.14)$$

En utilisant un raisonnement analogue pour la concentration d'hélium dans le jet, il vient :

$$\widehat{C}(x)_{x>x_{sim}} = \frac{C_c(x)}{9\pi L_C(x)^2} 2\pi \int_0^\infty e^{-S_{C_t} \left(\frac{r}{L_C}\right)^2} r dr = \frac{C_c(x)}{9S_{C_t}} \quad (7.15)$$

À partir des relations 7.14 et 7.15, la vitesse moyenne s'exprime en fonction de la concentration moyenne pour $x > x_{sim}$, par :

$$\widehat{U}(x) = \widehat{C}(x) \frac{U_c(x) S_{C_t}}{C_c(x)} \quad (7.16)$$

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

À partir des lois de similitude classiques de [Thring & Newby \(1952\)](#) exprimées loin de l'orifice ($x \gg x_c$ et $x \gg x_u$), le rapport de la vitesse axiale par la concentration axiale s'exprime comme :

$$\frac{U_c(x)}{C_c(x)} = \frac{K_c U_j}{K_u C_j} \quad (7.17)$$

Finalement, les relations 7.16 et 7.17 permettent de réécrire la conservation du flux de masse énoncée par la relation 7.9 telle que :

$$\rho_g \widehat{\chi(x)} \widehat{C(x)} \frac{K_c U_j}{K_u C_j} S_{c_t} S(x) = \text{cte} \quad (7.18)$$

Soit, en ne considérant que les variables :

$$\widehat{\chi(x)} \widehat{C(x)} S(x) = \text{cte} \quad (7.19)$$

Ainsi, vérifier la conservation du flux de masse d'hélium revient à vérifier la relation 7.19, pour $x > x_{sim}$.

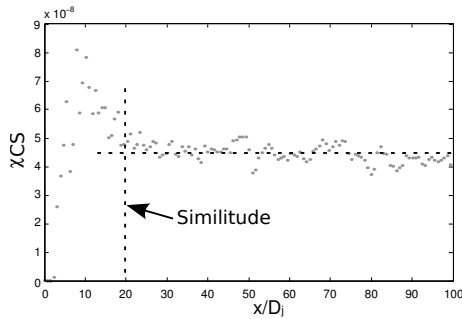


FIGURE 7.8 – Vérification de la conservation du flux de masse d'hélium à l'aide de la loi 7.19, pour un jet subsonique d'hélium de diamètre $D_j = 2 \text{ mm}$

La figure 7.8 montre, grâce à la relation 7.19, que le flux de masse est conservé à partir de $x \approx 20D_j$, pour un jet d'hélium subsonique de $D_j = 2 \text{ mm}$. Cette abscisse de similitude ne correspond pas à celle trouvée par [Djeridane \(1994\)](#), mais elle correspond à celle trouvée par [Amiell *et al.* \(1996\)](#). La relation 7.6 permet également d'exprimer K_u en fonction de K_c . Ainsi, en partant des conditions à l'orifice, il vient :

$$\frac{U_j}{U_c} = \frac{S_{c_t}}{C_c} \text{ soit } K_u = S_{c_t} K_c \quad (7.20)$$

7. TECHNIQUES DE MESURES

Cette dernière relation traduit l'évolution de Sc_t vers la similitude en fonction de l'abscisse, également évoquée par la relation 3.37. Les résultats obtenus pour différentes valeurs de K_c et K_u sont en accord avec les valeurs trouvées dans la littérature.

7.2.9 Difficultés rencontrées

Comme toute technique optique, la BOS a ses limites et présente des difficultés pour sa mise en œuvre. Parmi les difficultés rencontrées, le bruit de fond s'est particulièrement révélé difficile à résoudre.

7.2.9.1 Bruit de fond

Le volume de la salle d'expérience est important (section 6.6) et présente des ouvertures sur l'extérieur en partie haute. Elle est donc sujette à des mouvements naturels de masses d'air qui perturbent les mesures soit directement par fluctuation du jet ou soit indirectement par la présence de gradients de température dans le local : ils peuvent être générés par des différences de température importantes entre l'intérieur de la pièce et l'extérieur (en particulier en hiver), ou encore par du vent qui s'engouffre dans les aérations (en particulier les jours de mistral). Pour satisfaire des conditions expérimentales optimales, il est souhaitable que la température extérieure ne soit pas trop faible (supérieure à 10°C) et qu'il n'y ait pas de vents forts (moins de 25 $km.h^{-1}$). Ces valeurs sont des estimations déduites des conditions météorologiques présentes lors des essais réalisés. La première solution a été de sélectionner les jours d'essais en fonction de la météo. La deuxième solution a été de positionner des rideaux épais pour atténuer les mouvements de masse d'air, détectés à l'aide d'un fil de laine.

La figure 7.9 présente un autre phénomène qui intervient : le bruit de fond lié au bruit électronique du capteur CCD. Lorsque les gradients d'indices sont faibles et que les déplacements enregistrés par le capteur sont inférieurs au pixel, ce phénomène pose un problème. À titre d'exemple les déplacements maximaux des points de l'arrière-plan sur le capteur sont de 0,18 px pour un jet subsonique d'hélium de $D_j = 2 mm$ avec $Zv = 139 mm$ et $Zc = 1164 mm$. À ces échelles un bruit de fond

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

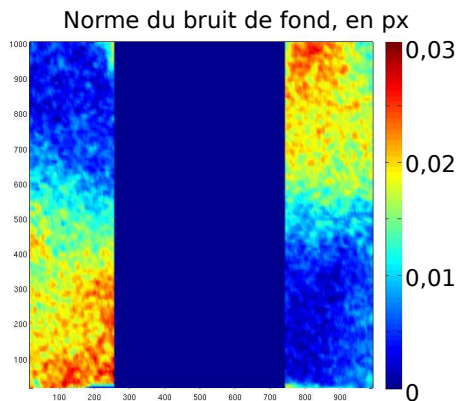


FIGURE 7.9 – Norme du bruit de fond lié au capteur CCD de la caméra. La zone centrale correspond à la suppression des gradients du jet. Ce phénomène s'est également produit sans jet

a été observé qui semble être lié à la distorsion du capteur CCD sous l'effet de la chaleur, lors d'une utilisation prolongée de la caméra. Cette difficulté a été résolue par l'extinction régulière de la caméra et l'espacement des essais pour éviter une surchauffe du capteur.

7.2.9.2 Surplomb de la caméra

Lorsque la caméra est proche de l'orifice, le jet est grossi à l'aide de bagues allongées. L'effet de surplomb est alors renforcé et la buse réfléchit les points lumineux de l'arrière-plan. Les gradients observés en très proche sortie sont issus de la réflexion de la buse et non de l'arrière-plan. Les gradients mesurés par la BOS sont alors plus faibles que la réalité puisque le Zb de la réflexion est très petit devant le Zb réel. L'angle de déviation ε_y est donc réduit et le déplacement des points en pixels est plus faible que ce qu'il devrait être. La première solution de recours est de ne pas tenir compte de cette zone de réflexion. La deuxième est de baisser la caméra pour annuler l'effet de surplomb : la masse volumique mesurée est alors la bonne mais le champ d'acquisition est diminué de moitié en hauteur.

7.2.9.3 Verticalité

Une autre difficulté à résoudre est de régler la verticalité du jet ainsi que l'alignement entre l'axe du jet et celui de la caméra. En effet, si l'axe de verticalité de la caméra n'est pas parfaitement aligné avec celui du jet, la condition d'axisymétrie n'est plus respectée et le résultat de la transformée inverse d'Abel est faux. Cette

7. TECHNIQUES DE MESURES

difficulté a été résolue en réglant la verticalité du jet avec les vis de réglage de l'enceinte et un niveau, puis d'ajuster la caméra à l'aide de vis micrométriques à partir d'acquisitions BOS moyennées sur 20 champs.

Un soin particulier a été apporté à cette étude pour assurer l'axisymétrie des jets étudiés. C'est pourquoi un dispositif anti-tourbillons a été adapté au montage (annexe E.6). Aux échelles utilisées (jets millimétriques) la BOS requiert une grande précision dans l'acquisition des données expérimentales, notamment dans le positionnement de la caméra et des obstacles.

Lorsqu'un obstacle est introduit dans le jet, une difficulté supplémentaire est apparue : le positionnement de l'obstacle dans les trois dimensions puis sa verticalité ainsi que celle de la tige. Le principe est décrit à la section 6.5. Pour les mêmes raisons qu'en jets libres, l'axisymétrie des jets impactant doit être respectée.

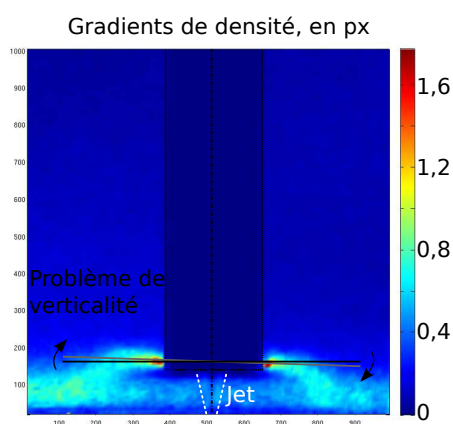


FIGURE 7.10 – *Jet subsonique d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ qui impacte un cylindre vertical de $D_o = 10 \text{ mm}$: mise en évidence d'un problème de verticalité de l'obstacle par rapport au jet*

La figure 7.10 illustre un cas de non alignement entre un jet subsonique d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ et un cylindre vertical de $D_o = 10 \text{ mm}$: les gradients de densité indiquent une asymétrie de l'écoulement après l'impact. La solution apportée est identique à celle des jets libres : la verticalité de l'obstacle avec son axe est estimée à partir d'une image brute, puis la symétrie de l'écoulement est validée ou non sur une moyenne de 20 champs de gradients. La figure 7.10 met également un autre problème en évidence : les gradients sortent du champ d'acquisition.

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

7.2.9.4 Masse volumique de référence

Pour que le champ de masse volumique intégré à partir des gradients de densité soit réaliste, la masse volumique de référence doit être la même sur toute la hauteur d'au moins un des deux bords latéraux du champ moyen. Ainsi les gradients de densité ne doivent pas sortir du champ sous peine de fausser les masses volumiques intégrées.

Lors de l'étude des jets impactant, certains obstacles ont été écartés car ils occasionnaient de la dispersion d'hélium en-dehors du champ d'acquisition.

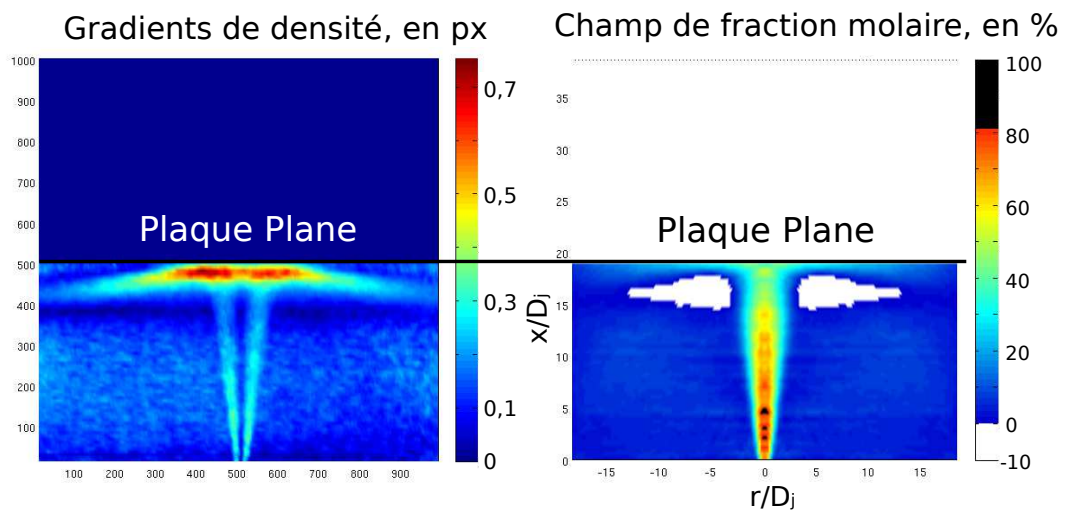


FIGURE 7.11 – Champ et évolution axiale de la masse volumique d'un jet d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ qui impacte une plaque plane cylindrique positionnée à 20 mm

La figure 7.11 présente un jet d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ qui impacte une plaque plane cylindrique. La plaque plane occasionne une fuite latérale de l'hélium en-dehors du champ. La solution de recours pour remédier à la présence de gradients sur les bords du champ d'acquisition, a été de déplacer latéralement la caméra pour capturer seulement une moitié du jet. La transformée inverse d'Abel n'est alors effectuée que sur une moitié du jet. Malgré cette parade, le cas de la plaque plane n'a pas été étudié puisque l'hélium sortait tout de même du champ d'acquisition.

7. TECHNIQUES DE MESURES

7.2.9.5 Astigmatisme

Un autre effet, l'astigmatisme, apparaît pour des jets d'air où $P_0 > 15 \text{ bars}$. Cet effet d'optique a déjà été observé par [Haertig et al. \(2004\)](#) lors de l'impact d'un écoulement d'air sur l'embout sphérique d'un cylindre. Les conditions génératrices de l'écoulement étaient $P_0 = 4,5 \text{ bars}$ avec une tuyère de Laval de $M_d = 2,06$. L'astigmatisme est généré par des indices de réfraction très élevés, et apparaît localement au niveau des chocs par l'intermédiaire d'une zone de flou (défocalisation de l'arrière-plan). La figure 7.12 fait ressortir le flou observé à l'orifice principalement, puis au niveau des ondes de choc pour un jet d'air sous-détendu de $P_0 = 30 \text{ bars}$.

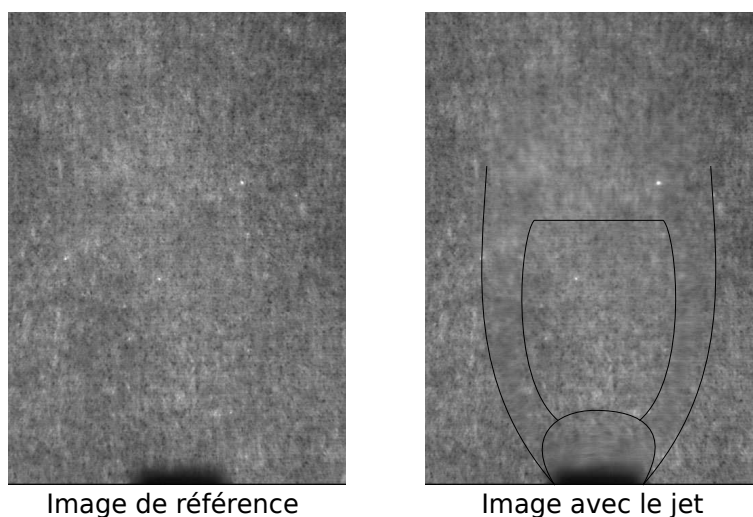


FIGURE 7.12 – Effet d'astigmatisme mis en évidence sur une acquisition BOS pour un jet d'air supersonique de $D_j = 2 \text{ mm}$ à $P_0 = 30 \text{ bars}$ (BOS88, annexe E.8)

L'image du jet sur la figure 7.12 est prise pour $Z_b = 38 \text{ mm}$, $Z_c = 108 \text{ mm}$, et $Z_i = 70 \text{ mm}$. L'astigmatisme, s'il est important, peut entraîner des erreurs de corrélation.

7.2.9.6 Paramètres de corrélation

La corrélation est une autre source d'erreur. Tout d'abord le choix de la taille des fenêtres ainsi que leurs nombres horizontal et vertical sont déterminants. Plus les

7.2 Mesures de masse volumique via les variations d'indices de réfraction

fenêtres de corrélation sont nombreuses, plus le calcul est long mais plus il est précis, à la condition toutefois que le mouchetage de l'arrière-plan soit suffisamment fin. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre le temps de calcul et la qualité de corrélation. Comme les plus forts gradients sont horizontaux, le nombre de fenêtres choisi est plus important sur l'horizontale : 70% de recouvrement horizontal contre 50% de recouvrement vertical. Compte tenu de la taille des images (1018x1008px), les fenêtres de corrélation choisies font 16px de côté. Dans cette configuration, le calcul des corrélations de 200 champs prend approximativement 1h.

7.2.10 Conclusion sur la BOS

Dans cette étude, la BOS a permis de reconstituer les champs de masse volumique de jets d'air et d'hélium, subsoniques ou supersoniques, libres ou impactants. Moyennant des hypothèses d'isothermie et d'isobarité, cette technique de mesure permet de reconstituer le champ de concentration ou de fraction volumique à partir du champ de masse volumique. Les mesures ont été validées grâce aux résultats de la littérature, notamment ceux de [Djeridane \(1994\)](#), et grâce à des mesures effectuées à l'aide de la sonde aspirante présentée ci-après.

Pour conclure sur la qualité de la technique, la BOS est utilisée pour mesurer la structure compressible d'un jet d'air sous-détendu à $\frac{P_0}{P_c} \approx 15$. Les résultats sont comparés à ceux d'un jet de conditions motrices identiques, simulé numériquement par [Lehnasch \(2005\)](#).

La figure [7.13](#) présente les isocontours de masse volumique représentés sur 50 niveaux, du jet obtenu numériquement par [Lehnasch \(2005\)](#) (à gauche) et du jet obtenu dans cette étude par la BOS (à droite).

La figure [7.13](#) montre la bonne concordance des structures de choc d'une part, et la bonne adéquation des masses volumiques calculées d'autre part. Le disque de Mach localisé par la BOS est positionné (trait plein rouge) entre les disques de Mach trouvés dans la littérature par [Lehnasch \(2005\)](#) pour les mêmes pressions (pointillés

7. TECHNIQUES DE MESURES

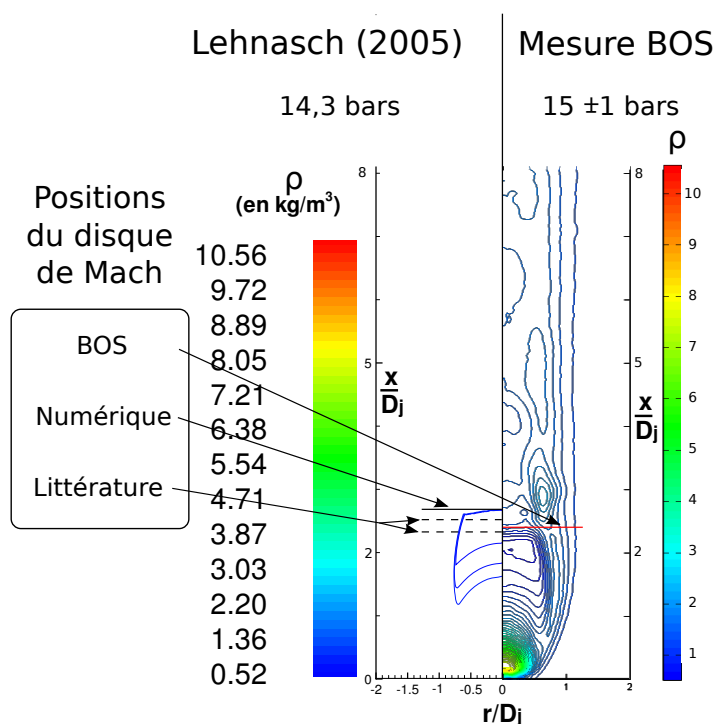


FIGURE 7.13 – Structures d’un jet d’air à $\frac{P_0}{P_a} \approx 15$ (BOS89, annexe E.8) représentées par les isocontours de masse volumique (50 niveaux). Le jet de gauche est obtenu numériquement par *Lehnasch (2005)* tandis que le jet de droite est obtenu expérimentalement par la BOS

noirs), et à $0,3 D_j$ en-dessous de celui déterminé numériquement (trait plein noir).

Les résultats numériques avaient tendance à sur-estimer les positions du disque de Mach. Les masses volumiques calculées par la BOS sont également très proches de celles calculées numériquement, au-delà de $0,3 D_j$. La BOS reste toutefois inadaptée pour mesurer la masse volumique des jets sous-détendus à la sortie immédiate de l’orifice, puisque l’astigmatisme évoqué précédemment est d’autant plus important que la pression de rejet est grande, ce qui réduit proportionnellement la masse volumique calculée.

7.3 Mesures de fraction molaire par une sonde aspirante

Dans le but de valider la BOS, des mesures de fraction molaire d'hélium ont été effectuées à l'aide d'une sonde aspirante. Ces mesures sont ponctuelles et moyennées dans le temps. Elles ont été réalisées à l'aide d'un analyseur chimique SETNAG & LIEN de type ATK20. Cet appareil relève la teneur en oxygène du gaz prélevé à l'aide d'une sonde de diamètre intérieur $\varnothing = 1 \text{ mm}$, et la présente sous forme d'une tension proportionnelle au pourcentage volumique d'oxygène. Sachant que l'hélium ne contient pas d'oxygène et que l'air en contient 20,5 %, la fraction molaire en hélium dans le jet se retrouve aisément. Le descriptif de la technique qui suit est issu du manuel d'utilisation du matériel [Setnag \(1990\)](#).

7.3.1 Principe de la technique

Dans l'écoulement à analyser, un échantillon de gaz est prélevé. Il passe au contact d'un élément sensible constitué d'une micro-jauge à oxygène (Brevet ANVAR-CNRS-Université de Grenoble) : c'est une jauge électrochimique en zircon, spécifique à l'oxygène, miniaturisée et à référence interne métallique. À haute température, la sonde zircon est conductrice d'ions oxygène : lorsque les deux faces métallisées d'une paroi en zircon sont en contact avec deux atmosphères gazeuses de teneurs en oxygène différentes, un potentiel électrochimique E_p est développé entre ces deux faces. Cette tension suit la loi théorique de Nernst :

$$E_p = \kappa T \ln \left[\frac{P_2(O_2)}{P_1(O_2)} \right] \quad (7.21)$$

La pression d'oxygène inconnue (P_2) est déduite de la tension et de la pression relevées, à partir d'une pression d'oxygène de référence (P_1) fixée (celle concernant l'air pur : 0,209 atm). Pour déterminer la teneur en oxygène, la température T de la jauge doit être déterminée et stable. Ceci est réalisé en maintenant la sonde dans un four thermostaté à 700 °C. La micro-jauge à oxygène, contrairement aux sondes en zircon classiques dites "à référence air", possède sa propre référence grâce à un mélange métal-oxyde du métal placé à l'intérieur de la jauge : elle est dite "à

7. TECHNIQUES DE MESURES

référence interne métallique", ce qui évite toute circulation de gaz de référence. Un thermocouple fixé sur la micro-jauge à oxygène mesure précisément sa température.

7.3.2 Traitement du signal

Le modèle ATK20 est doté d'un affichage numérique du taux d'oxygène mesuré, d'un commutateur d'échelle et de 2 seuils réglables sur une des échelles (transmetteur avec indicateur numérique et 2 seuils). Néanmoins pour plus de précision la tension électrique aux bornes de la jauge est récupérée et analysée dans un boîtier électronique qui délivre alors une tension comprise entre 1 et $5 \pm 0,01 V$, proportionnelle à la fraction molaire moyenne d'oxygène $\chi (P_2/P_1)$. Ceci permet de déduire, via le pourcentage volumique d'oxygène dans de l'air pur, la fraction molaire d'hélium :

$$\chi = \frac{Ep_a - Ep}{Ep_a - Ep_g} \quad (7.22)$$

Ep_a est le potentiel électrochimique de l'air et Ep_g est le potentiel électrochimique du gaz pur (ici de l'hélium). La concentration d'hélium est ensuite déduite de la fraction molaire à partir de la loi 3.15. Lors des mesures, l'échantillonnage est obtenu par une aspiration continue, à l'aide d'un tube fin de diamètre intérieur $\varnothing = 1 \text{ mm}$. Le débit d'aspiration de la pompe (130 l/h) a été réglé pour limiter la durée d'acquisition (durée de remplissage du tube de prélèvement) sans toutefois perturber l'écoulement : ce débit d'aspiration reste faible par rapport au débit local du jet, de telle sorte que l'aspiration ne perturbe pas l'écoulement de manière significative : aux débits les plus faibles la pression relative génératrice est de 0,036 bars pour un orifice de $Dj = 2 \text{ mm}$. Le débit est alors d'environ 2150 l/h pour une vitesse d'éjection de 200 m.s^{-1} , soit 540 l/h ramené au 1 mm de diamètre de la sonde. L'épanouissement du jet fait chuter la vitesse de l'écoulement si bien qu'à 80 Dj la vitesse axiale ne vaut plus que 7 m.s^{-1} , soit 19 l/h au niveau de la sonde. À cet endroit la sonde aspire alors le mélange sur un diamètre de 2,7 mm, ce qui ne modifie quasiment pas la concentration réelle (erreur <1%). L'erreur de la mesure est estimée à 1% sur la concentration par le constructeur. Les jets étudiés ne dépassent pas 3 mm de diamètre. La sonde de prélèvement ayant un diamètre intérieur gros par rapport au diamètre d'éjection du jet, il est probable que l'erreur sur la mesure augmente quand le jet n'est pas suffisamment épanoui. Ainsi, les mesures faites par

7.3 Mesures de fraction molaire par une sonde aspirante

la sonde aspirante peuvent avoir tendance à sous-estimer la concentration d'hélium, en particulier près de l'orifice.

Les acquisitions des tensions délivrées par le boîtier électronique sont effectuées sur un voltmètre programmable qui moyenne les tensions mesurées sur le temps de la mesure.

7. TECHNIQUES DE MESURES

Troisième partie

Résultats expérimentaux

Chapitre 8

Présentation des résultats

La majeure partie des résultats expérimentaux est issue des mesures BOS (section 7.2). Néanmoins une sonde aspirante (section 7.3) a été utilisée pour valider la BOS avec des jets libres subsoniques. Quelques mesures ont également été effectuées pour des jets en présence d'un obstacle en collaboration avec [Ducasse \(2009\)](#). Les résultats sont présentés en 3 grandes familles :

1. les jets libres subsoniques (sans effets de compressibilité)
2. les jets libres supersoniques (présence d'ondes de choc en proche sortie)
3. les jets subsoniques en présence d'un obstacle (sans effets de compressibilité mais avec intrusion d'un obstacle dans l'écoulement)

L'ensemble des essais réalisés est regroupé sous forme graphique par la figure 8.1. La figure 8.1 [1] regroupe les essais effectués pour des jets libres, subsoniques et supersoniques. Ils sont représentés en fonction de la résolution du champ x_{max} , de la pression P_0 , et de la nature du gaz : en conditions subsoniques, seuls les jets d'hélium ont été étudiés puisqu'ils présentent des gradients de densité avec l'air environnant. En conditions supersoniques, les jets d'air présentent un intérêt particulier puisque les variations de masse volumique sont uniquement dues aux effets de compressibilité.

La figure 8.1 [2] présente les essais effectués pour des jets subsoniques en présence d'un obstacle. Les obstacles utilisés sont axisymétriques et placés sur l'axe des

8. PRÉSENTATION DES RÉSULTATS

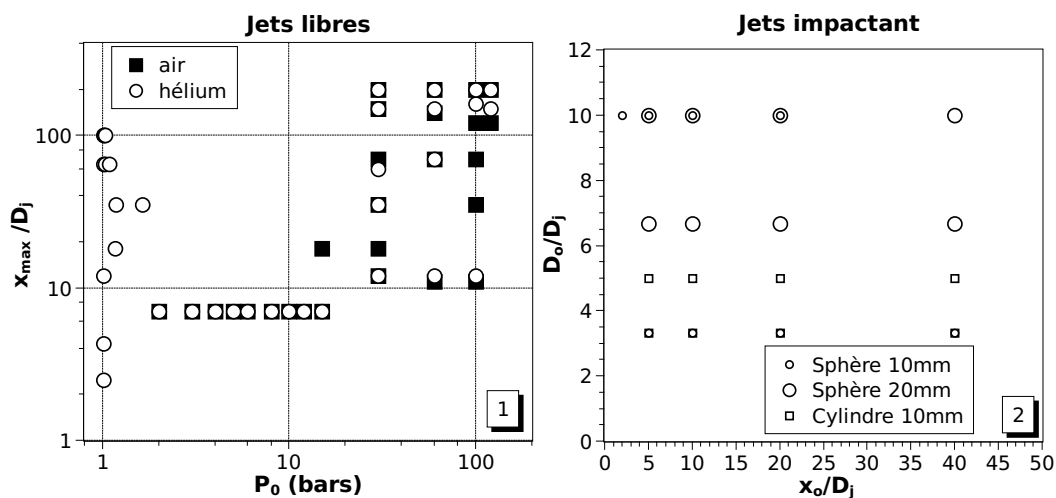


FIGURE 8.1 – Graphiques récapitulatifs des essais BOS de jets libres (subsoniques et supersoniques) [1] et de jets subsoniques en présence d'un obstacle [2]

jets. Les jets étudiés sont des jets subsoniques d'hélium sans effets de compressibilité ($M_j < 0,3$, section 3.3) de diamètres de rejets 2 ou 3 mm. Les essais sont caractérisés par le rapport du diamètre D_o de l'obstacle au diamètre D_j du jet en fonction de la position x_o de l'obstacle, pour différentes tailles et différentes géométries. Les paramètres des essais BOS sont détaillés à l'annexe E.8, pour les jets libres et en présence d'un obstacle.

Chapitre 9

Jets subsoniques libres

L'objectif de ce chapitre est de déterminer expérimentalement les volumes et les masses inflammables générés par des jets libres et subsoniques d'hélium, par analogie avec l'hydrogène. Les prédictions des lois de similitude seront comparées aux résultats obtenus afin de pouvoir estimer par la suite les volumes et les masses générés par des fuites d'hydrogène de conditions similaires. Pour ce faire, il est important de vérifier au préalable la similitude des jets d'hélium avec les jets d'hydrogène, par l'intermédiaire des décroissances axiales et radiales de la concentration.

Pour pouvoir utiliser la BOS comme moyen de mesure quantitative il est nécessaire de valider sa capacité à mesurer un champ de masse volumique. La validation est réalisée pour des jets libres subsoniques d'hélium : elle s'appuie d'une part sur des mesures effectuées par sonde aspirante, et d'autre part sur des exemples classiques de la littérature comme la décroissance axiale, l'épanouissement, et la décroissance radiale de la concentration.

9.1 Validation de la BOS

Une première validation est menée sur la mesure de masse volumique en très proche sortie de l'orifice : $x < 12D_j$. La caméra positionnée proche de l'orifice, D_j est choisi suffisamment grand pour que l'erreur sur la corrélation des images soit faible : $Z_i = f = 50 \text{ mm}$, $Z_c = 555 \text{ mm}$, et $D_j = 8 \text{ mm} \approx 80 \text{ px}$. La vitesse à l'orifice est mesurée à l'aide d'une sonde de Pitot dont la précision des mesures a été

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

estimée à 3% : $U_j = 104 \text{ m.s}^{-1}$, soit $Re_j = 7000$ (BOS61, annexe E.8). Le jet a alors le même nombre de Reynolds que ceux étudiés expérimentalement par Djeridane (1994).

Les champs de masse volumique, de fraction molaire, et de concentration du jet sont successivement calculés par la BOS (section 7.2.5). Les évolutions suivantes, caractéristiques des jets subsoniques à densité variable, sont obtenues à partir du champ de masse volumique :

1. évolutions axiales et radiales de la masse volumique moyenne $\rho_c(x)$ et $\rho(r, x)$
2. évolutions axiales et radiales de la concentration moyenne $C_c(x)$ et $C(r, x)$
3. évolution axiale de la demi-largeur $L_C(x)$ de profil moyen de concentration

Comme le montre la figure 7.5 [2] de la section 7.2.5, les masses volumiques calculées en sortie d’orifice pour l’hélium et pour l’air ambiant sont identiques aux masses volumiques théoriques : $\rho_{He} \approx 0,17 \text{ kg.m}^{-3}$ et $\rho_{air} \approx 1,2 \text{ kg.m}^{-3}$.

9.1.1 Concentration axiale moyenne

Il est important de vérifier si l’évolution de la concentration axiale moyenne est cohérente avec la littérature existante. Le jet s’épanouissant, le nombre de pixels sur lesquels l’intégration est effectuée augmente et la norme des gradients de densité diminue. Les validations qui suivent sont réalisées pour le champ proche et le champ lointain de jets d’hélium : $x \leq 100D_j$

La figure 9.1 présente les évolutions de la concentration axiale moyenne de jets d’hélium et d’hydrogène en fonction de l’abscisse normalisée par le diamètre équivalent de Thring & Newby (1952). La concentration est représentée en mode semi-logarithmique de manière à distinguer aussi bien les fortes et les faibles concentrations. En plus des résultats obtenus en champ proche pour le jet d’hélium de $D_j = 8 \text{ mm}$, des résultats obtenus en champ lointain pour un jet de $D_j = 2 \text{ mm}$ sont également présentés. Les mesures BOS sont comparées d’une part à des mesures ponctuelles réalisées à l’aide de la sonde aspirante (section 7.3), et d’autre part aux données de la littérature. Le jet utilisé pour ces prélèvements par sonde est un jet

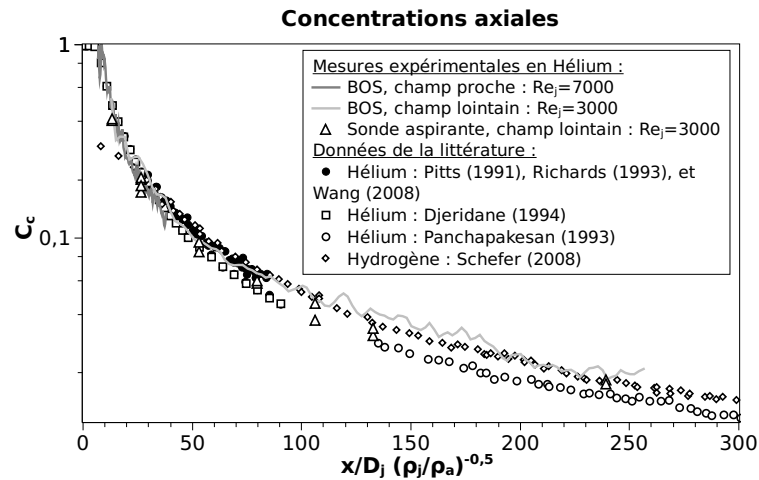


FIGURE 9.1 – Concentrations axiales moyennes de jets subsoniques d’hélium et d’hydrogène représentées en fonction de l’abscisse de la mesure et du diamètre équivalent

d’hélium de $D_j = 2 \text{ mm}$ et de $Re_j = 3000$. La figure 9.1 montre que les mesures de concentration axiale par la BOS sont en adéquation avec les mesures par sonde aspirante ainsi qu’avec les données de la littérature. Il n’est pas tenu compte ici d’une éventuelle influence du nombre de Froude qui détermine la limite de la région inertielle (section 3.6) : certains auteurs comme Djeridane (1994) ou Panchapakesan & Lumley (1993) ont effectué certaines ou toutes leurs mesures dans la région intermédiaire où la concentration axiale diminue plus rapidement que dans la région inertielle.

9.1.2 Concentration radiale moyenne

En complément de la concentration axiale, il convient de valider les mesures radiales de la concentration moyenne. Pour ceci, les profils radiaux doivent converger vers le profil de similitude énoncé à l’équation 3.39 à mesure que x augmente. L’étude est portée sur le jet d’hélium de $D_j = 2 \text{ mm}$ dont l’évolution de la concentration axiale a déjà été présentée.

La figure 9.2 présente les profils radiaux moyens de concentration en champ proche et en champ lointain, pour le jet d’hélium présenté précédemment. La représentation du champ proche ($x < 30D_j$) montre que la similitude est atteinte à partir

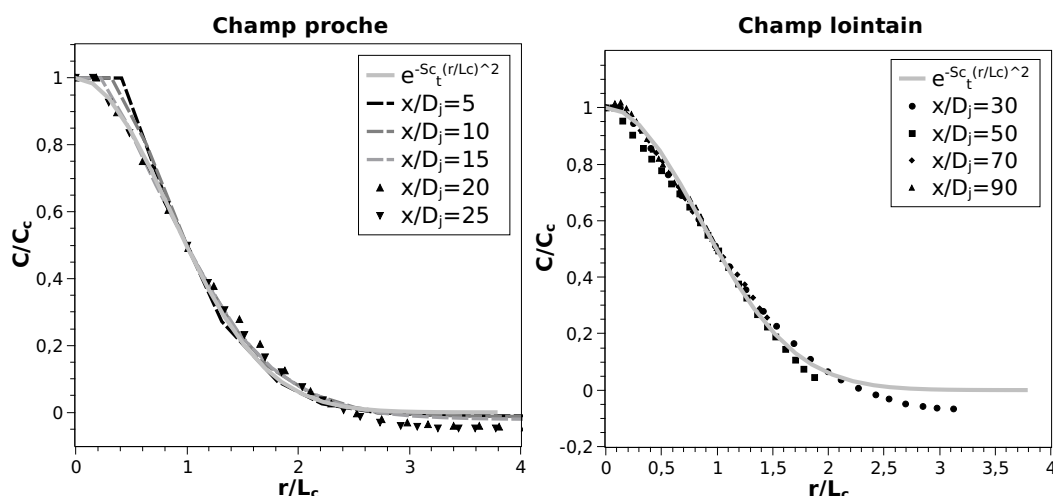


FIGURE 9.2 – Superposition des profils radiaux de la concentration moyenne, normalisés par la valeur maximale sur l'axe et par la demi-largeur de profil moyen pour un jet d'hélium de $D_j = 2 \text{ mm}$ et $Re_j = 3000$ (BOS101, annexe E.8)

de $15D_j$, ce qui confirme l'analyse de Djeridane (1994). Au-delà, les profils se superposent relativement bien à la loi de similitude. Les écarts qui peuvent apparaître en champ lointain, comme c'est le cas avec le profil pris à $x = 50D_j$, proviennent d'un effet local lié au bruit de fond.

Que ce soit pour les mesures axiales ou radiales de concentration, la BOS s'est montrée en bon accord avec les mesures réalisées par sonde aspirante et avec les résultats de la littérature.

9.2 Similitude axiale

La section 3.8.1 montre qu'il existe plusieurs lois de similitude qui décrivent l'évolution de la concentration axiale moyenne. Il est alors intéressant de déterminer quelle loi est la plus à même de représenter les écoulements étudiés. La figure 9.3 [1] compare les deux lois de similitude principales rencontrées dans la littérature avec les mesures réalisées pour un jet d'hélium de $D_j = 2 \text{ mm}$. Il apparaît clairement qu'à K_c fixé, la loi de Thring & Newby (1952) s'avère plus adaptée que celle de Pitts (1986). C'est donc cette première loi qui sera utilisée par la suite.

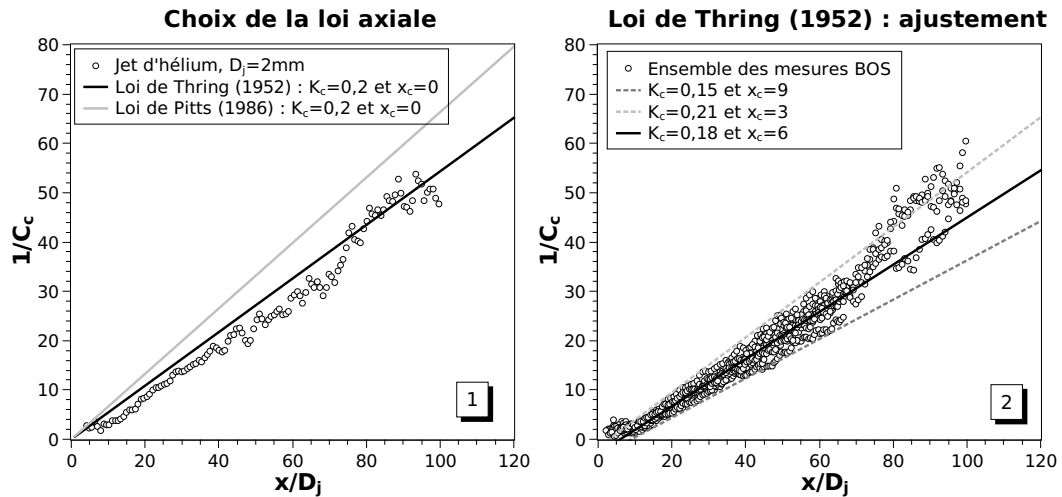


FIGURE 9.3 – 1 : comparaison des principales lois de similitude axiales avec les mesures d'un jet d'hélium de $D_j = 2$ mm et $Re_j = 3000$ (BOS101, annexe E.8). 2 : ajustement de la loi de *Thring & Newby (1952)* avec l'ensemble des mesures BOS

La figure 9.3 2 regroupe les concentrations axiales de l'ensemble des essais BOS pour des jets libres subsoniques en champ lointain (champ d'acquisition $> 60D_j$). Les essais sont bornés par la loi de similitude de *Thring & Newby (1952)* à laquelle sont appliquées des valeurs extrêmes de K_c et x_c . La moyenne des deux amène à considérer un taux de décroissance $K_c = 0,18$ et une origine virtuelle $x_c \approx 6D_j$.

Pour vérifier ces estimations, l'ensemble des taux de décroissance mesurés et les origines virtuelles associées sont présentés dans le tableau 9.1. Ils sont déterminés pour $x > 20D_j$ quand les profils radiaux sont en similitude (section 7.2.8). Appliquée aux essais, la relation 3.12 indique que les mesures effectuées sont dans la zone inertielle. Les incertitudes affichées sont directement liées à l'interpolation linéaire des points de mesure, et ne reflètent que partiellement les incertitudes de la technique de mesure.

Le tableau 9.1 montre que les taux de décroissance se concentrent autour d'une valeur moyenne $K_c = 0,178 \pm 11\%$, ce qui est proche de la valeur $K_c = 0,18$ estimée à la figure 9.3. Pour comparer ce résultat à ceux de la littérature, les taux

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

N° BOS	K_c	$\frac{x_c}{D_j}$
72	$0,143 \pm 0,003$	$5,79 \pm 0,67$
96	$0,169 \pm 0,003$	$4,67 \pm 0,70$
101	$0,208 \pm 0,003$	$6,61 \pm 0,99$
107	$0,169 \pm 0,002$	$4,11 \pm 0,69$
112	$0,186 \pm 0,004$	$5,15 \pm 0,91$
113	$0,189 \pm 0,002$	$9,96 \pm 0,60$
122	$0,162 \pm 0,002$	$7,17 \pm 0,64$
125	$0,197 \pm 0,001$	$8,27 \pm 0,49$
Moyenne	$0,178 \pm 0,021$	$5,94 \pm 2,81$

TABLE 9.1 – Ensemble des taux de décroissance axiale de la concentration moyenne et des origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais BOS (annexe E.8) à partir de $20D_j$

de décroissance axiale mesurés et ceux de la littérature sont représentés sur la figure 9.4.

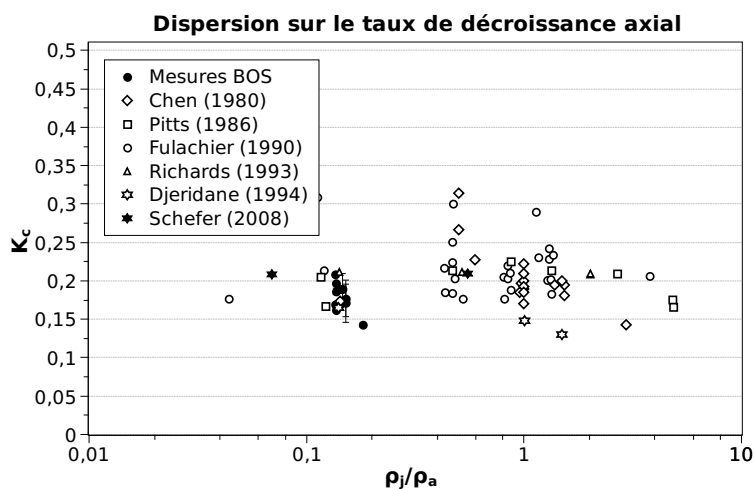


FIGURE 9.4 – Comparaison des résultats obtenus sur les taux de décroissance axiale de la concentration avec ceux de la littérature

La figure 9.4 présente les valeurs de K_c mesurées et celles trouvées dans la lit-

térature pour des jets libres, en fonction de la densité à l'orifice. Elle montre que les résultats sont dispersés et ne dépendent pas seulement de la nature du gaz, mais également de paramètres liés aux conditions expérimentales : les jets de tube de [Djeridane \(1994\)](#) semblent par exemple avoir un K_c inférieur à ceux mesurés pour des jets issus de buses plates. Les résultats sont tout de même moins dispersés que ceux trouvés dans la littérature, et sont en bon accord avec le taux de décroissance du jet d'hydrogène de [Schefer et al. \(2008\)](#) (moins de 10% de différence) : $D_j = 1,91 \text{ mm}$ et $Re_j = 2400$.

Le tableau [9.1](#) montre également que l'origine virtuelle moyenne vaut $x_c \approx 6 D_j$. Cette valeur est du même ordre de grandeur que celle trouvée par [Schefer et al. \(2008\)](#) ($x_c \approx 4 D_j$) pour un jet d'hydrogène de $D_j = 1,91 \text{ mm}$ et $Re_j = 2400$. L'incertitude sur les mesures de x_c est importante : elle est liée d'une part à l'incertitude sur le K_c trouvé lors de la régression linéaire, et d'autre part à l'incertitude sur l'abscisse de l'orifice dans le champ d'acquisition BOS. La base du champ est à priori positionnée sur l'orifice du jet, mais le positionnement est rendu plus difficile à mesure que la caméra est loin du jet. De plus, l'incertitude sur $\frac{x_c}{D_j}$ augmente lorsque le diamètre du jet est petit.

La section [3.8.4](#) indique que x_c et x_p sont intimement liés. x_c correspond au point d'intersection entre la courbe de décroissance, obtenue en utilisant une régression linéaire des points de mesure, et la droite $C_c = 0,95$. x_c se retrouve alors à partir de la loi de similitude [3.18](#). En admettant une concentration unitaire $C_c \approx 1$ en $x = x_p$, la valeur de l'origine virtuelle s'exprime alors par :

$$\frac{x_c}{D_j} = \frac{x_p}{D_j} - \frac{1}{K_c} \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} \quad \text{ou encore} \quad \frac{x_c}{D_e} = \frac{x_p}{D_e} - \frac{1}{K_c} \quad (9.1)$$

La mesure de x_c à partir de celle de x_p et de la relation [9.1](#) présente à priori une incertitude plus faible puisque l'incertitude de la régression linéaire n'est pas prise en compte. Afin de vérifier la validité des lois de la littérature fournies dans les tableaux [3.1](#) et [3.3](#), la figure [9.5](#) présente les évolutions de l'origine virtuelle et de l'abscisse du cône potentiel en fonction de la densité à l'orifice [\[1\]](#) et en fonction du nombre de Reynolds à l'orifice [\[2\]](#).

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

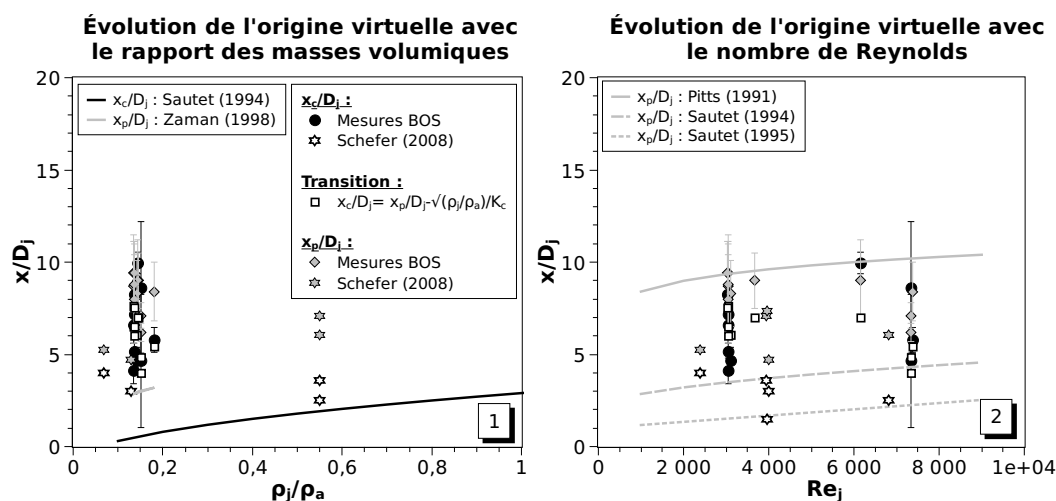


FIGURE 9.5 – Évolution de l'origine virtuelle et de la longueur du cône potentiel en fonction de la densité à l'orifice [1] et du nombre de Reynolds [2]

Les figures 9.5 [1] et [2] montrent tout d'abord que les mesures de x_c déterminées à partir de la relation 9.1 sont en bon accord avec celles mesurées par régression linéaire. Il est intéressant de constater que la loi sur x_c est explicitée en fonction du rapport de densité alors que les lois sur x_p sont majoritairement explicitées en fonction du nombre de Reynolds : Sautet & Stepowski (1994) fournissent deux lois contradictoires avec la relation 9.1. L'origine virtuelle du jet d'hydrogène de Schefer *et al.* (2008) est proche de celles des jets d'hélium pour des conditions motrices similaires : il n'est pas tenu compte de leur incertitude de mesure. La disparité des résultats ne permet pas de conclure sur une loi d'évolution de x_c en fonction de la densité ou du nombre de Reynolds, mais une valeur moyenne de $x_p = 8D_j$ est retenue.

Ainsi, il est conseillé de déterminer l'origine virtuelle à partir de la longueur du cône potentiel pour réduire l'erreur de mesure, et déterminer l'origine virtuelle des vitesses de façon similaire à l'équation 9.1. À partir de la relation 9.1 et du K_c moyen trouvé, $x_c \approx x_p - 2D_j$ pour de l'hélium et $x_c \approx x_p - 1,4D_j$ pour de l'hydrogène : un jet d'hydrogène et un jet d'hélium de même longueur de cône potentiel n'auront pas la même origine virtuelle, ce que confirme la figure 9.5 [1] pour des jets à plus forte densité.

Pour pouvoir appliquer une loi de similitude axiale à des jets d'hydrogène, l'analyse du taux de décroissance et de l'origine virtuelle passe par l'étude approfondie du diamètre équivalent. L'idéal serait de trouver une expression du diamètre équivalent qui prenne en compte l'établissement de la similitude : comme l'abscisse de similitude et les origines virtuelles sont directement liées à la longueur du cône potentiel, ce diamètre équivalent permettrait de s'affranchir d'origines virtuelles difficiles à déterminer. Sautet & Stepowski (1998) a proposé une expression basée sur les champs de vitesse de jets tels que $\rho_j \leq \rho_a$: relation 3.35 à la section 3.8.2. Cette relation est comparée à la formulation plus classique de Thring & Newby (1952) à la figure 9.6.

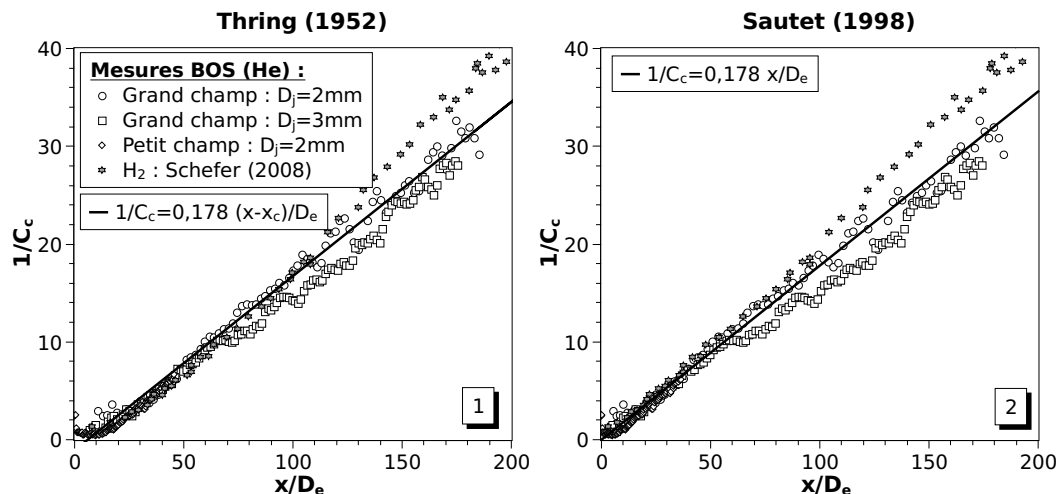


FIGURE 9.6 – Concentrations moyennes axiales de jets d'hélium normalisées par le diamètre équivalent de Thring & Newby (1952) [1] (équation 3.32) et par le diamètre équivalent de Sautet & Stepowski (1998) [2] (équation 3.35)

La figure 9.6 présente l'évolution de la concentration moyenne axiale de jets subsoniques d'hélium, mesurés en champ proche et en champ lointain. Les résultats sont normalisés par les diamètres équivalents respectifs de Thring & Newby (1952) [1] et Sautet & Stepowski (1998) [2]. Il apparaît que pour un même taux de décroissance, le diamètre équivalent trouvé par Sautet & Stepowski (1998) permet de s'affranchir des origines virtuelles : graphiquement (figure 9.6[2]), l'exponentielle "supprime" le cône potentiel et les effets de vitesse jusqu'à l'abscisse de similitude (ici $15D_j$). Cette expression du diamètre équivalent montre une bonne adéquation avec les mesures

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

BOS en hélium et avec les données expérimentales de Schefer *et al.* (2008) en hydrogène. Néanmoins cette formulation a été établie pour représenter les décroissances de vitesse de jets hydrogène-air et a ses limites :

1. la concentration axiale évolue de manière non physique pour $\rho_j > \rho_a$ quand $x < 50D_j$: proche de l'orifice, elle décroît plus rapidement qu'un jet de densité plus faible avant de croître jusqu'à l'abscisse de similitude
2. la valeur de similitude $15D_j$ est une valeur spécifique à l'étude de Sautet & Stepowski (1998) : elle est susceptible d'évoluer avec les conditions motrices du jet

Pour pallier à ces limites, un nouveau diamètre équivalent est proposé et la loi de similitude axiale est telle que :

$$\frac{1}{C_c} = K_c \frac{x}{D_e} \quad \text{avec} \quad \frac{D_e}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} + 1 \right) e^{-\frac{x}{2x_p}} \right]^{-1} \quad (9.2)$$

Ce nouveau diamètre équivalent est validé pour des jets subsoniques à densité variable sur la figure 9.7, pour $\rho_j = \rho_g \in [0,08; 1,52]$.

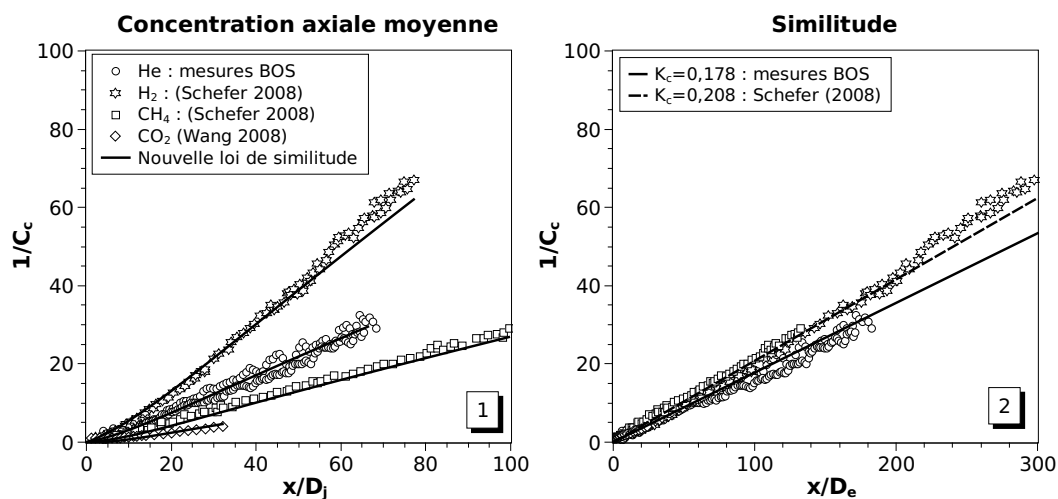


FIGURE 9.7 – Concentrations moyennes axiales de jets à densité variable [1] et normalisées par le nouveau diamètre équivalent (équation 9.2) [2]

La figure 9.7 [1] présente l'application de la relation 9.2 en fonction de D_j pour estimer la concentration moyenne axiale de jets de différentes densités : hydrogène, hélium, méthane, et dioxyde de carbone. Les données sont extraites de mesures BOS et des articles de Schefer *et al.* (2008) et Wang *et al.* (2008). Les taux de décroissance associés sont reportés dans la loi d'évolution. La figure 9.7 [2] présente les mêmes concentrations mais représentées cette fois-ci en fonction du diamètre équivalent de la relation 9.2. La différence de K_c est due aux conditions expérimentales et non aux propriétés du gaz. Ces deux figures, complémentaires, montrent que le nouveau diamètre équivalent est en très bon accord avec tous les gaz, particulièrement dans la région proche de l'orifice jusqu'à l'abscisse de similitude déterminée par :

$$x_{sim} = 2 x_p \quad (9.3)$$

Au-delà de $x_{sim} = 2 x_p$, l'équation reprend la pente classique d'une fonction affine donnée par l'équation 3.18. Pour confirmer cette observation, il est intéressant de comparer la nouvelle loi avec celle de Thring & Newby (1952). Pour ce faire, les évolutions des diamètres équivalents et des origines virtuelles sont observées en fonction de l'abscisse sur la figure 9.8, pour un jet d'hélium de $K_c = 0,178$ et $x_p = 8D_j$. L'origine virtuelle de la loi 9.2 est déterminée à partir de la relation 9.1.

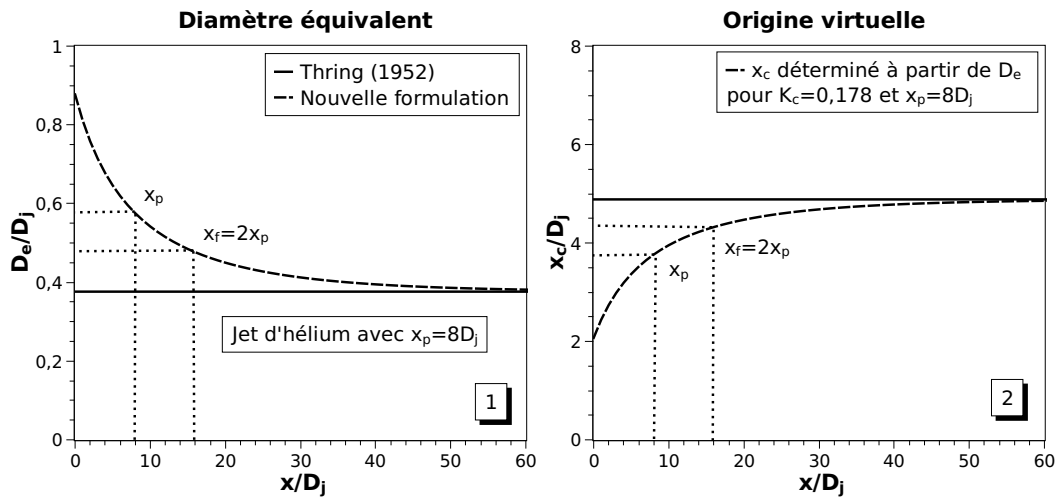


FIGURE 9.8 – Comparaison des nouvelles définitions du diamètre équivalent et de l'origine virtuelle avec les formulations classiques

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

La figure 9.8 montre que les nouvelles expressions rejoignent celles de [Thring & Newby \(1952\)](#) à partir de $40D_j$: la différence entre les 2 formulations devient négligeable au-delà. Avant cette abscisse, le diamètre équivalent a une valeur initiale d'environ 2,5 fois sa valeur de référence à l'orifice, 1,5 fois à $8D_j$ et 1,2 fois à l'abscisse de similitude déterminée par $x_{sim} = 2x_p$. L'origine virtuelle suit une évolution inverse.

9.3 Épanouissement et similitude radiale

Les taux d'épanouissement des jets ont été mesurés à partir de $20D_j$, abscisse à laquelle les profils radiaux de la concentration moyenne sont en similitude ([Amielh et al. \(1996\)](#)). Le taux d'épanouissement K'_c se détermine à partir de l'évolution de la demi-largeur de concentration moyenne L_c en fonction de l'abscisse de mesure. Pour certains jets désaxés et pour les jets étudiés par la suite en présence d'un obstacle, les profils radiaux peuvent être mesurés non pas à partir de l'axe de symétrie du jet, mais à partir de la position radiale du maximum de concentration. La figure 9.9 1 présente ce concept.

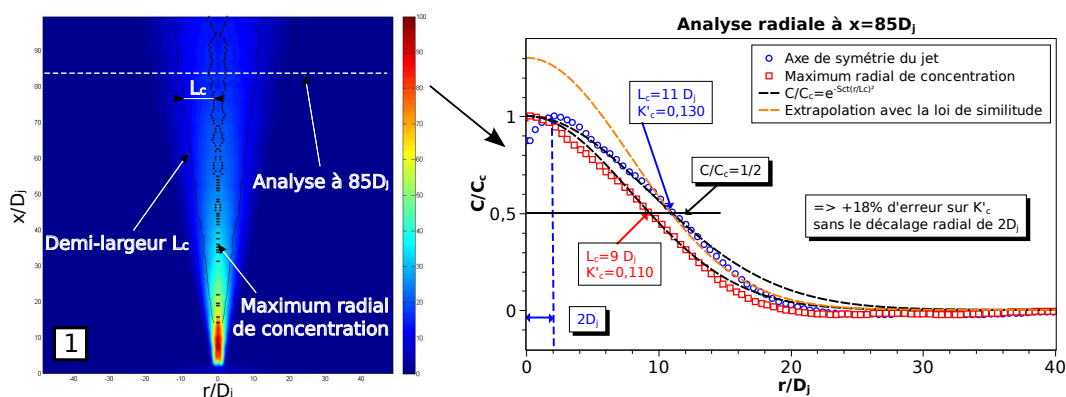


FIGURE 9.9 – Jet d'hélium pour lequel le maximum de concentration est désaxé : champ de fraction molaire 1 et analyse radiale à $x = 85D_j$ 2

La figure 9.9 2 présente une analyse radiale effectuée sur un jet d'hélium de $D_j = 2 \text{ mm}$ à une abscisse $x = 85D_j$: l'écart entre l'axe du jet $r = 0$ et le maximum de concentration $r(C_{max}) = 2D_j$ est très grand. Partant du principe qu'à cette

9.3 Épanouissement et similitude radiale

abscisse les profils radiaux du jet sont en similitude, l'analyse consiste à vérifier la méthode la plus adaptée pour déterminer l'épanouissement du jet : les données brutes, l'extrapolation par la loi de similitude 3.39, ou le décalage radial $L_C - r(C_{max})$. La figure 9.9 [2] montre que :

1. les données brutes ne correspondent pas aux prévisions de la loi de similitude
2. l'extrapolation ne se superpose pas aux données brutes avant la demi-largeur, ce qui met en défaut la technique de mesure précédemment validée et surestime la concentration axiale de 30%
3. le décalage radial des données se superpose bien à la loi de similitude avec la demi-largeur modifiée $L_C - r(C_{max})$

En cas de jet désaxé, c'est donc la troisième méthode qui s'avère le mieux représenter l'écoulement : elle réduit d'environ 20% l'incertitude sur la détermination de K'_c qui peut être induite si le maximum de concentration est désaxé de $2D_j$ (figure 9.9). En revanche, l'incertitude sur l'origine virtuelle augmente. La concentration moyenne axiale sera dans ce cas mesurée sur le maximum de concentration du jet. Dans la majorité des cas, les jets ne sont pas décalés : C_c et L_C se mesurent à partir de l'axe du jet. Pour les mesures effectuées avec des jets d'hélium, les taux d'épanouissement et leurs origines virtuelles sont regroupés dans le tableau 9.2, puis comparés aux données de la littérature dans la figure 9.10

La figure 9.10 compare les taux d'épanouissement mesurés dans le cadre de cette étude avec ceux de la littérature existante obtenus pour différents gaz. Il apparaît que les mesures BOS effectuées avec des jets d'hélium sont en bon accord avec celles de la littérature, particulièrement avec le jet d'hydrogène de Schefer *et al.* (2008). Le taux d'épanouissement moyen mesuré est $K'_c = 0,109 \pm 9\%$ au-delà de $20D_j$. La figure 9.10 indique que K'_c a tendance à diminuer avec l'augmentation de la densité à l'orifice.

La relation 3.38 indique que l'origine virtuelle soit connue pour déterminer la demi-largeur. La figure 9.11 présente l'évolution de l'origine virtuelle de L_C en fonc-

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

N° BOS	K'_c	$\frac{x'_c}{D_j}$
96	$0,115 \pm 0,002$	$-1,35 \pm 0,73$
101	$0,106 \pm 0,002$	$1,22 \pm 1,16$
112	$0,095 \pm 0,003$	$-5,71 \pm 1,51$
113	$0,106 \pm 0,003$	$4,73 \pm 1,26$
122	$0,123 \pm 0,002$	$2,44 \pm 0,49$
Moyenne	$0,109 \pm 0,01$	$-0,13 \pm 3,51$

TABLE 9.2 – Ensemble des taux d'épanouissement de la concentration moyenne des jets d'hélium non désaxés et les origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais BOS (annexe E.8) pour $x > 20D_j$

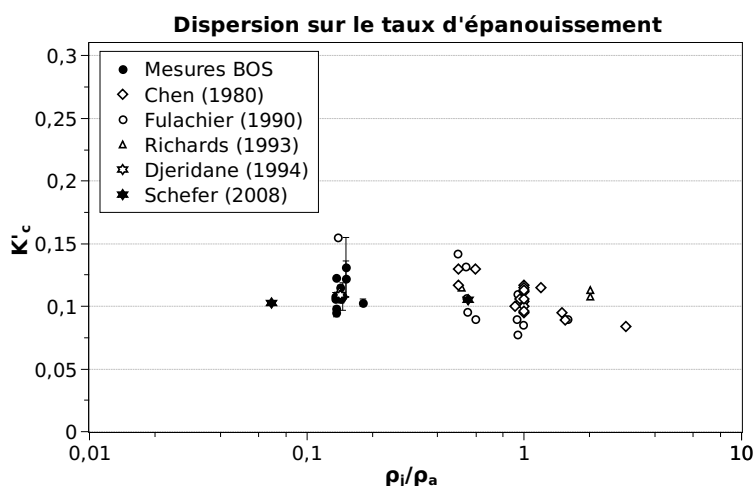


FIGURE 9.10 – Comparaison des résultats obtenus sur le taux d'épanouissement des jets d'hélium avec ceux de la littérature

tion de la densité du jet à l'orifice. Les données sont issues des mesures BOS et de la littérature.

Malgré la disparité des mesures, la position de l'origine virtuelle semble être une fonction du rapport des masses volumiques : plus la masse volumique du gaz rejeté est importante plus l'origine virtuelle est grande. L'incertitude de mesure sur les origines virtuelles est importante et dépend des conditions expérimentales. Par ailleurs, la BOS présente l'avantage de mesurer précisément l'évolution du taux

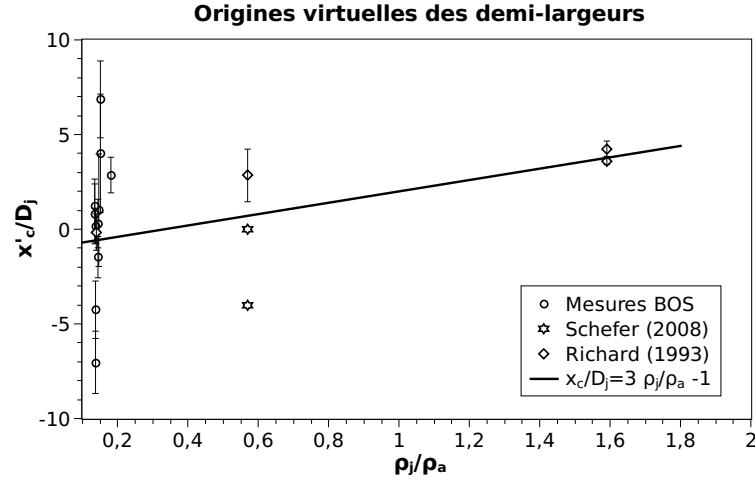


FIGURE 9.11 – Évolution de l'origine virtuelle de la demi-largeur de profil moyen de la concentration

d'épanouissement en proche sortie, avant l'abscisse de similitude. De ce fait, à la manière de la décroissance axiale de la concentration, une nouvelle loi de similitude est proposée pour l'évolution de la demi-largeur de concentration :

$$\frac{L_C}{D_j} = K'_c \frac{x}{D_j} \left(1 - e^{-\frac{x}{x_p}}\right) + 0,5 \quad (9.4)$$

Cette relation a été établie à partir des résultats expérimentaux et en posant la condition limite $\lim_{x \rightarrow 0} \frac{L_C}{D_j} = \frac{1}{2}$. Comme la nouvelle loi de concentration axiale, aucune origine virtuelle n'est nécessaire. La figure 9.12 présente cette nouvelle loi avec les mesures BOS et les données de la littérature.

La figure 9.12 montre que les demi-largeurs suivent une loi linéaire au-delà de $x \approx 4D_j = 0,5x_p$, à rapprocher des résultats de [Djeridane \(1994\)](#). La loi 9.4 se montre efficace pour estimer l'évolution de L_C , particulièrement dans la région proche de l'orifice.

De nouvelles lois d'évolution de la concentration axiale et de l'épanouissement ont été trouvées. Couplées, elles permettent d'évaluer le volume et la masse inflammables créés pour un jet de gaz inflammable comme l'hydrogène. Les analyses de concentrations axiales et radiales de jets d'hélium en similitude se sont montrées en très

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

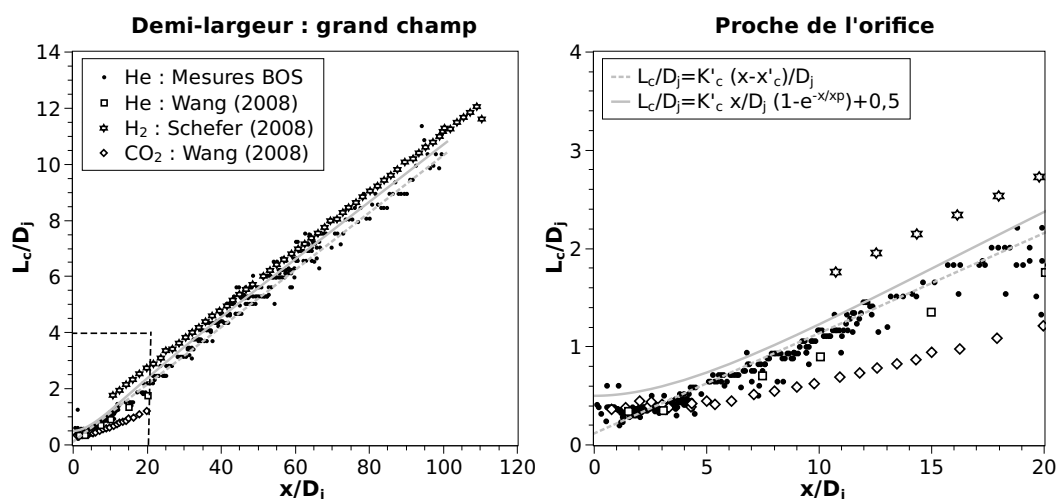


FIGURE 9.12 – Comparaison des évolutions axiales de la demi-largeur de profil moyen de la concentration de jets d’hélium BOS avec la littérature, en champ proche et en champ lointain

bon accord avec celles effectuées par [Schefer *et al.* \(2008\)](#) avec de l’hydrogène. Par conséquent, l’hélium se trouve être un gaz adéquat pour étudier expérimentalement et sans danger les volumes et les masses inflammables de jets d’hydrogène.

9.4 Volume et masse inflammables

Lorsque le gaz rejeté est inflammable, son mélange avec l’air entraîne la formation d’un volume susceptible de s’enflammer en présence d’une source d’énergie. Ce volume est borné par une limite inférieure (LII) et une limite supérieure (LSI) d’inflammabilité propres au gaz. La figure 9.13 présente le volume inflammable d’un jet d’hélium obtenu par analogie avec l’hydrogène. À partir d’un champ BOS, le volume inflammable [2] est mis en évidence à partir du champ de fraction molaire [1] par l’intermédiaire d’un code de couleurs adapté. L’hélium n’étant pas un gaz inflammable, les limites d’inflammabilité LII et LSI utilisées sont celles de l’hydrogène : $\chi_{LII} = 4\%$ et $\chi_{LSI} = 75\%$.

Comme le montre la figure 9.13 [2], le champ d’acquisition est trop petit pour visualiser totalement le volume inflammable $\chi \in [4; 75]\%$: les champs les plus grands

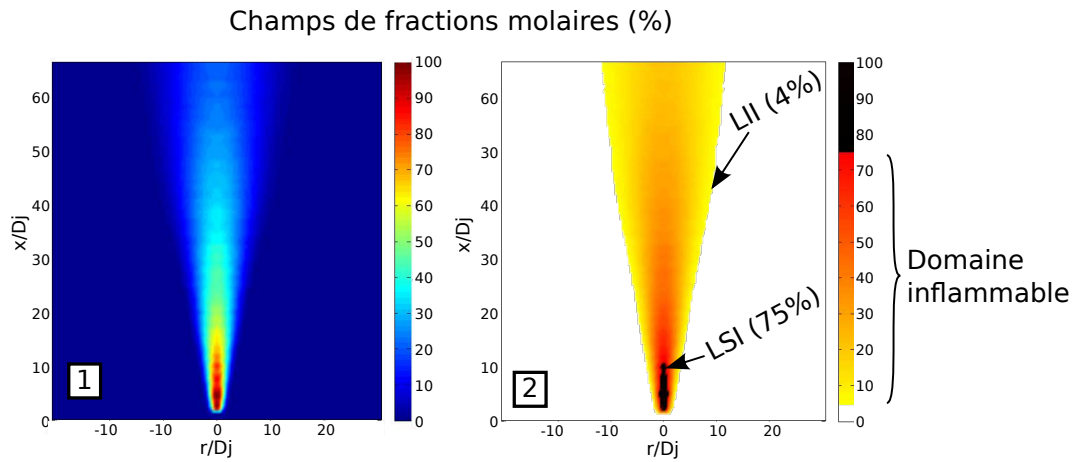


FIGURE 9.13 – Champ de fraction molaire [1] et volume inflammable d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ [2] obtenu à partir de [1] (BOS122, annexe E.8). Les limites d'inflammabilité sont définies par analogie avec l'hydrogène : $\chi_{LII} = 4\%$ et $\chi_{LSI} = 75\%$

permettent de visualiser le volume inflammable $\chi \in [10; 75]\%$. Ainsi, les mesures sont effectuées pour $\chi \in [\chi_{LII}; 75]\%$ avec χ_{LII} variant de 70% au maximum autorisé par le champ.

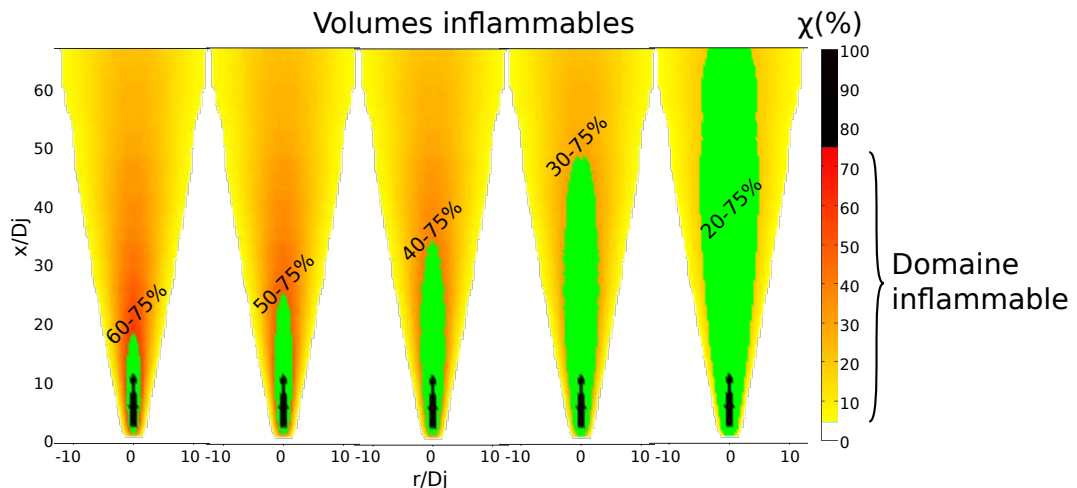


FIGURE 9.14 – Volumes inflammables successivement mesurés pour différentes valeurs de χ_{LII} , à χ_{LSI} fixé

La figure 9.14 présente typiquement les volumes inflammables successifs obtenus

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

avec $\chi_{LSI} = 75\%$ et χ_{LII} variable dans le champ d'acquisition. L'objectif de cette représentation est d'une part observer l'évolution des volumes inflammables afin d'estimer le volume et la masse inflammables pour $\chi \in [4; 75]\%$, et d'autre part de comparer l'intégration des lois de similitudes trouvées et celles implémentées dans EXPLOJET avec les résultats expérimentaux.

9.4.1 EXPLOJET

EXPLOJET (annexe A) est un modèle développé à l'INERIS (Chaîneaux (1999), Hysafe (2006)) qui permet de prédire la dispersion d'un jet turbulent de produit gazeux, et d'estimer les surpressions engendrées par la combustion du volume inflammable. Pour prédire les surpressions liées à la combustion du gaz inflammable, il est nécessaire de connaître la quantité de gaz à enflammer autrement dit de quantifier la masse de gaz contenue dans un volume inflammable donné. La masse inflammable est calculée dans EXPLOJET à partir du volume inflammable multiplié par une constante qui ne dépend que du gaz considéré.

Puisque le scénario accidentel le plus redouté en cas de fuite d'hydrogène est celui d'une explosion, il est intéressant de comprendre comment EXPLOJET calcule le volume inflammable d'un jet d'hélium par analogie avec l'hydrogène. La dispersion du gaz est basée sur la loi de Thring & Newby (1952), avec comme valeurs par défaut : $K_c = 0,2$ et $K'_c = 0,13$, $K_u = 0,13$ et $K'_u = 0,1$. Ces taux de décroissance axiale et d'épanouissement sont plus forts que ceux mesurés ici : +12% sur K_c et +18% sur K'_c (tableaux 9.1 et 9.2). Avec les paramètres par défaut, EXPLOJET surestime le volume et la masse inflammables de 20% (figure 9.15), ce qui est préférable car cela témoigne d'une plus grande prudence pour une étude de risques.

La figure 9.15 présente l'influence de K_c , K'_c , x_c et x'_c sur l'estimation du volume et de la masse inflammables par EXPLOJET, pour un jet d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ et $\chi \in [4; 75]\%$. Les conclusions sont assez similaires entre le volume et la masse inflammables car ces deux paramètres sont fonction de la même loi d'évolution de la concentration. Il apparaît que K_c a une plus grande influence sur le volume ou la

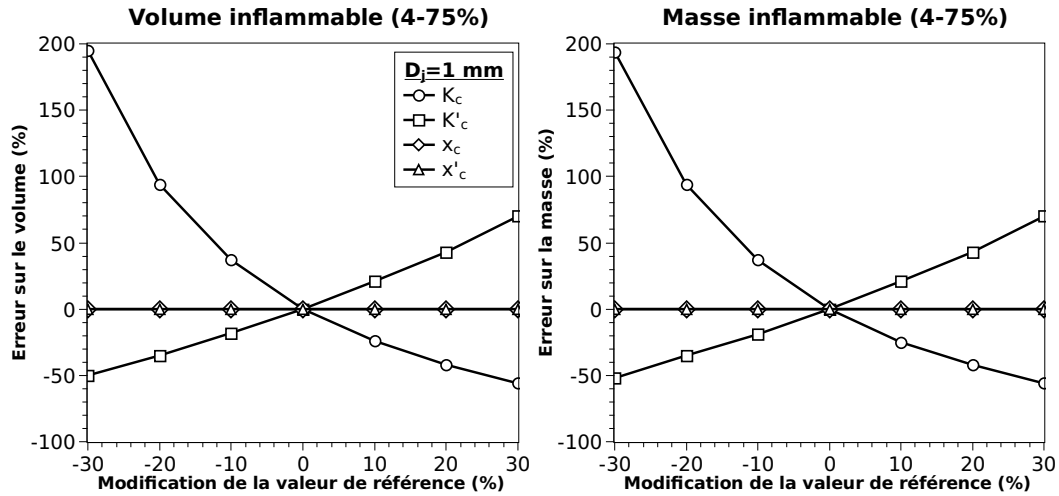


FIGURE 9.15 – Influence du taux de décroissance axiale, du taux d'épanouissement, et des origines virtuelles sur le volume et la masse inflammables calculés par EXPLOJET pour un jet d'hélium de $D_j = 1$ mm et $\chi \in [4; 75]\%$. Les valeurs de référence sont $K_c = 0, 2$, $K'_c = 0, 13$, et $x_c = x'_c = 0$

masse inflammable que K'_c , mais que les origines virtuelles n'ont aucune influence : le volume et la masse inflammables augmentent quand K_c diminue ou que K'_c augmente. D'après les définitions des lois de similitude 3.18 et 3.38, les origines virtuelles devraient également modifier le volume et la masse d'hélium calculés. À partir de cette observation, la méthode de calcul d'EXPLOJET est analysée : le volume et la masse d'hélium ne sont pas calculés par l'intégration des lois de similitude, mais à partir d'un ellipsoïde de révolution dont les limites radiales et axiales de la *LII* sont elles déterminées à partir des lois de similitude. Ceci explique que les origines virtuelles ne soient pas prises en compte. EXPLOJET sera par la suite comparé aux résultats expérimentaux.

9.4.2 Résultats expérimentaux

À partir des lois de similitude trouvées aux sections 9.2 et 9.3, un outil de modélisation analytique a été développé sous Matlab au cours de cette étude : DISPERJET. Contrairement à EXPLOJET, DISPERJET ne propose pas encore de calculs liés aux explosions, mais il se spécialise dans la dispersion des jets : il utilise les résultats

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

expérimentaux de cette étude sur les jets subsoniques, supersoniques, libres ou en présence d'obstacles, afin de prédire au mieux les volumes et masses inflammables générés par une fuite d'hydrogène. Le calcul du volume et de la masse inflammables dans DISPERJET sont explicités à la section 7.2.7.

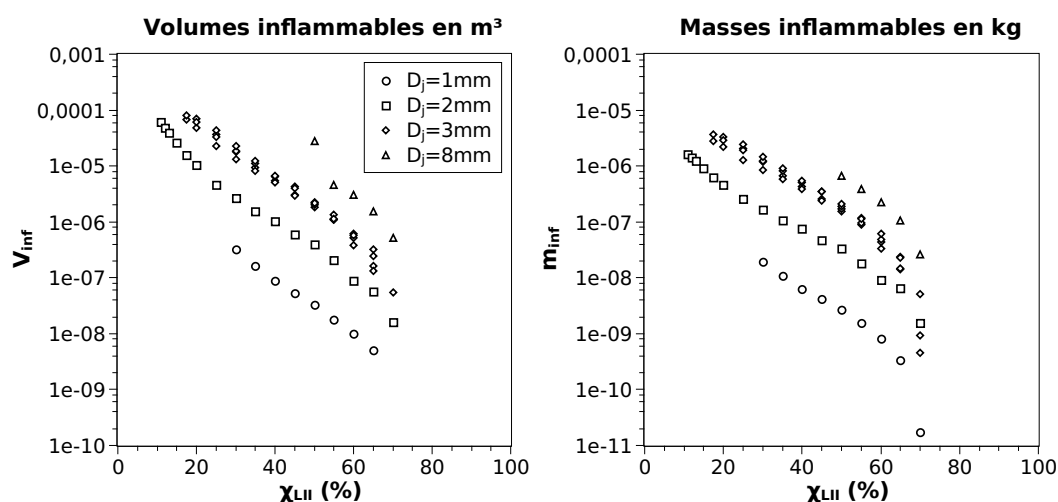


FIGURE 9.16 – Évolutions de volumes et de masses inflammables en fonction de la LII choisie, pour des jets d'hélium de différents diamètres

La figure 9.16 présente les évolutions de volumes et de masses inflammables de jets d'hélium de différents diamètres, par analogie avec l'hydrogène. Ces évolutions sont présentées sur un graphique semi-logarithmique afin d'observer aussi bien les évolutions aux faibles concentrations qu'aux fortes concentrations. Il apparaît que le volume et la masse inflammables suivent sensiblement la même évolution : ils augmentent exponentiellement à mesure que la fraction molaire de la LII diminue. D'autre part, plus le diamètre de l'orifice est important, plus le volume et la masse inflammables sont importants. Dans cette étude, le nombre de Reynolds est fixé à $Re_j = 3000$ sauf pour le jet de $D_j = 8\text{ mm}$ où $Re_j = 7000$. Les débits sont alors semblables pour un même diamètre d'orifice. Le volume et la masse inflammables semblent en effet proportionnels au débit de gaz à l'orifice, défini par l'équation 3.5.

Par cette précédente observation, il est alors possible de normaliser les volumes inflammables par un volume élémentaire relatif au diamètre de l'orifice et à la nature

du gaz. Selon [Chaineaux \(1993\)](#), le volume inflammable peut être assimilé à un ellipsoïde de révolution défini par :

$$V_{el} = \frac{2\pi}{3} x_{LII} (r_{LII})_{max}^2 \quad (9.5)$$

Le diamètre équivalent s'est avéré être un paramètre adapté à la similitude axiale de l'hélium et de l'hydrogène. Ainsi d'après les lois de similitude, l'ellipsoïde de révolution doit être proportionnel à D_e axialement et à D_j radialement. Soit $r = \frac{D_j}{2}$ et $x = 2D_e$, le volume élémentaire devient :

$$V_{el} = \frac{\pi}{3} D_j^3 \frac{D_e}{D_j} \simeq D_e D_j^2 = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} D_j^3 \quad (9.6)$$

La masse élémentaire est définie par la masse de gaz comprise dans le volume élémentaire, soit :

$$m_{el} = \rho_g V_{el} \quad (9.7)$$

La prise en compte du diamètre équivalent et de la masse volumique du gaz rejeté permet aussi bien d'analyser les évolutions du volume et de la masse inflammables d'un jet d'hélium que d'un jet d'hydrogène. Ainsi pour des conditions de rejet similaires, un jet d'hydrogène a un volume inflammable identique à celui d'un jet d'hélium et une masse inflammable environ deux fois inférieure pour une LII axiale identique. La figure [9.17](#) présente les évolutions des volumes et des masses inflammables de la figure [9.16](#), mais normalisées par le volume et la masse de référence.

La figure [9.17](#) montre que le volume et la masse de référence sont effectivement des paramètres de normalisation adaptés, mais les mesures ne se superposent pas toutes parfaitement. Les écarts sont attribués d'une part aux incertitudes de mesure propres à la BOS, et d'autre part aux valeurs des débits : la normalisation ne prend pas en compte la vitesse du gaz à l'éjection alors que le volume et la masse de gaz inflammables sont dépendants de la quantité de gaz injectée à l'orifice, à savoir du débit.

La figure [9.17](#) présente également les estimations d'EXPLOJET et des nouvelles lois de similitude par DISPERJET, avec les K_c et K'_c moyens trouvés à la suite

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

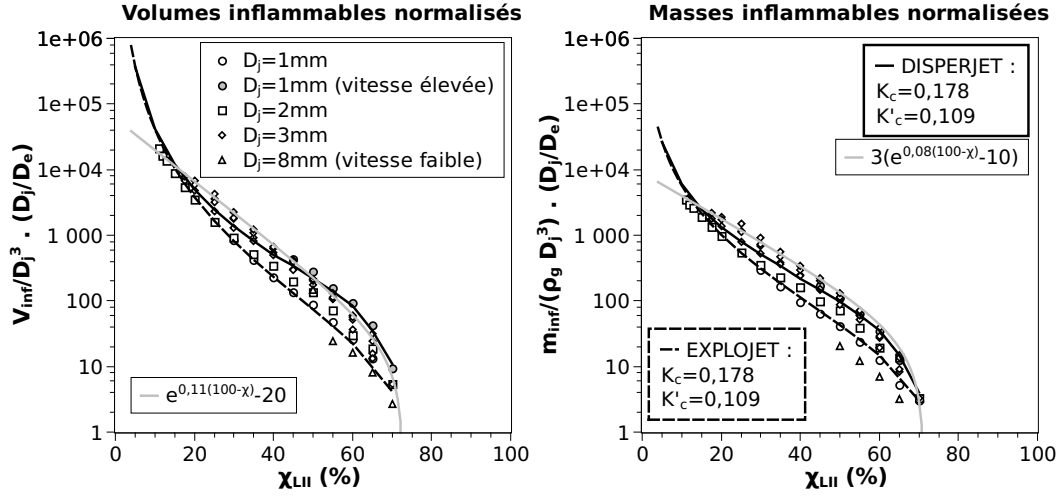


FIGURE 9.17 – Évolutions de volumes et de masses inflammables normalisés en fonction de la LII choisie, pour des jets d'hélium de différents diamètres

des analyses précédentes. Il apparaît qu'EXPLOJET sous-estime le volume et la masse inflammables pour $\chi_{LII} > 17\%$ et les surestime pour $\chi_{LII} < 15\%$. Cette surestimation est confirmée par [Chaîneaux \(1993\)](#) pour des jets d'hydrogène et de méthane. EXPLOJET estime le volume inflammable à partir de la relation 9.5 et de l'abscisse de la LII calculée à partir de la loi axiale de [Thring & Newby \(1952\)](#) :

$$\frac{x_{LII}}{D_j} = \frac{x_c}{D_j} + \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} \frac{1}{K_c C_{LII}} \quad (9.8)$$

À $\chi_{LII} = 4\%$, la concentration vaut :

$$C_{LII} = \frac{W_g \chi_{LII}}{W_a - \chi_{LII}(W_a - W_g)} = 0,57\% \quad (9.9)$$

En prenant les valeurs expérimentales $K_c = 0,178$ et $x_c = 6D_j$, il vient $x_{LII} \approx 375D_j$ pour un jet d'hélium et $x_{LII} \approx 265D_j$ pour un jet d'hydrogène. À partir de la relation 3.12, les jets d'hélium ne sont plus inertiels pour $x_I \gtrsim 0,04U_j\sqrt{D_j}$ et les jets d'hydrogène pour $x_I \gtrsim 0,023U_j\sqrt{D_j}$. Le rapport de l'abscisse de la LII par l'abscisse de la fin de la région inertielle s'exprime alors respectivement pour un jet d'hélium puis d'hydrogène :

$$\left(\frac{x_{LII}}{x_I}\right)_{He} \approx \frac{9375}{U_j} \sqrt{D_j} \quad \text{et} \quad \left(\frac{x_{LII}}{x_I}\right)_{H_2} \approx \frac{11522}{U_j} \sqrt{D_j} \quad (9.10)$$

Il paraît alors évident que tant que $(U_j)_{He} < 9375\sqrt{D_j}$ ou que $(U_j)_{H_2} < 11522\sqrt{D_j}$, l'abscisse de la *LII* n'est plus dans la région inertielle du jet. La loi de similitude de [Thring & Newby \(1952\)](#) ne s'applique plus. C'est pourquoi les volumes et les masses inflammables sont surestimés pour les faibles *LII*.

La figure 9.17 montre également que les nouvelles lois de similitude utilisées par DISPERJET sont plus en accord avec les mesures, particulièrement pour les concentrations élevées. Pour les faibles *LII*, même remarque que pour EXPLOJET : les volumes et masses inflammables sont surestimés puisque seule la région inertielle est étudiée. À partir des mesures, une corrélation majorante apparaît pour les volumes inflammables puis pour les masses inflammables :

$$\frac{V_{inf}}{D_e D_j^2} = e^{0,11[100-\chi(\%)]} - 20 \quad \text{et} \quad \frac{m_{inf}}{\rho_g D_e D_j^2} = 3 (e^{0,08[100-\chi(\%)]} - 10) \quad (9.11)$$

Les coefficients dans l'exponentielle rappellent fortement les valeurs de K'_c pour V_{inf} et K'_u pour m_{inf} . À partir de ces relations, il serait intéressant de pouvoir estimer le volume et la masse inflammables d'un jet de gaz inflammable stationnaire à partir du débit. La vitesse moyenne à l'orifice des jets étudiés vaut $U_j \approx 155 \text{ m.s}^{-1}$. Les relations 9.11 s'expriment alors respectivement en fonction du débit volumique \dot{V}_j et du débit massique \dot{m}_j à l'orifice :

$$\begin{aligned} V_{inf} &= \frac{4D_e}{155\pi} \dot{V}_j (e^{0,11[100-\chi(\%)]} - 20) \\ m_{inf} &= \frac{12D_e}{155\pi} \dot{m}_j (e^{0,08[100-\chi(\%)]} - 10) \end{aligned} \quad (9.12)$$

9.5 Conclusion

Les résultats expérimentaux obtenus sur la décroissance axiale et l'épanouissement de la concentration pour des jets subsoniques d'hélium sont en accord à 10% près en similitude avec ceux trouvés dans la littérature. Compte tenu de la décroissance rapide de la concentration dans la région proche de l'orifice, il est intéressant de noter que la fraction molaire axiale n'est plus que de 50% à l'abscisse de similitude déterminée par $x_{sim} = 2x_p$. Ceci signifie que le champ proche des rejets subsoniques joue un rôle important dans le mélange des gaz et que l'équation 9.2 apporte une

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

grande précision sur les phénomènes de mélange en champ proche (figure 9.18). Les relations classiques et les nouvelles lois de similitude issues des résultats expérimentaux sont regroupées dans le tableau 9.3.

Loi	Classique	Auteur	Nouvelle
$\frac{x_p}{D_j}$	$4,3Re_j^{0,097}$	Pitts (1991b)	
$\frac{D_e}{D_j}$	$\sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}$	Thring & Newby (1952)	$\sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} + 1 \right) e^{-\frac{x}{2x_p}} \right]^{-1}$
$\frac{x_e}{D_j}$	$-0,9 + 3,8 \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}$	Sautet & Stepowski (1994)	$4,3Re_j^{0,097} - \frac{1}{K_c} - \frac{D_e}{K_c D_j}$
$\frac{1}{C_c}$	$K_c \frac{x-x_c}{D_e}$	Thring & Newby (1952)	$K_c \frac{x}{D_e}$
$\frac{L_C}{D_j}$	$K'_c \frac{x-x'_c}{D_j}$	Chen & Rodi (1980)	$K'_c \frac{x}{D_j} \left(1 - e^{-\frac{x}{x_p}} \right) + 0,5$
$\frac{C}{C_c}$	$e^{-Sc_t \left(\frac{r}{L_C} \right)^2}$	El-Amin & Kanayama (2009)	

TABLE 9.3 – Comparaison des lois de décroissance classiques avec les nouvelles lois utilisées dans DISPERJET

La figure 9.18 compare les champs de fraction molaire d'un jet d'hélium expérimental de $D_j = 2 \text{ mm}$ et $Re_j = 3000$ avec les lois de similitude énoncées au tableau 9.3 appliquées à un jet d'hélium de mêmes caractéristiques, et à un jet d'hydrogène de même diamètre et de même pression de réservoir P_0 . Les jets sont bornés par les limites d'inflammabilité de l'hydrogène (4-75% en volume) : les faibles concentrations sont représentées en jaune et les fortes concentrations en rouge. Le contour vert représente l'isoconcentration à 20%. Il apparaît que :

1. les nouvelles lois de similitude représentent plus fidèlement la physique des jets que les lois classiques, particulièrement dans la zone de proche sortie où le jet est très concentré en gaz.
2. le jet d'hydrogène génère un volume inflammable plus important que l'hélium pour un même diamètre : la vitesse d'éjection de l'hydrogène est supérieure à celle de l'hélium pour le même orifice, ce qui augmente le débit volumique et donc le volume inflammable. En revanche, les masses inflammables sont iden-

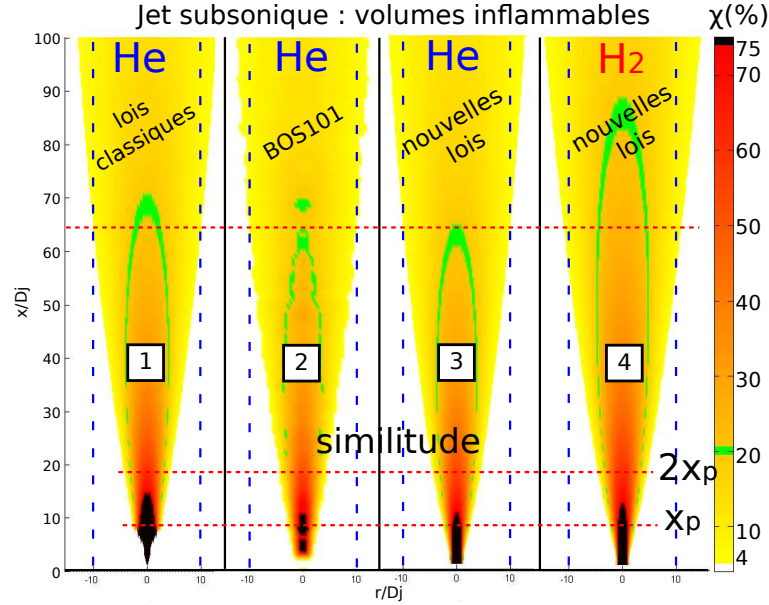


FIGURE 9.18 – Comparaison des enveloppes inflammables déterminées par les différentes formulations des lois de similitude référencées au tableau 9.3 (1 et 3) et un jet d'hélium mesuré par la BOS (BOS101, annexe E.8) 2. Pour comparaison, un jet d'hydrogène est également représenté 4

tiques.

L'analyse des volumes et des masses inflammables a montré que le volume inflammable dépend du débit volumique \dot{V}_j tandis que la masse inflammable dépend du débit massique \dot{m}_j . Il est ainsi possible d'évaluer rapidement le volume et la masse inflammable d'un jet stationnaire axisymétrique subsonique, sans avoir recours aux lois de similitude. Les corrélations trouvées, à priori valables pour de l'hydrogène, sont regroupées dans le tableau 9.4.

Volume inflammable (m^3)	$V_{inf} = \frac{D_e}{122} \dot{V}_j (e^{0,11[100-\chi(\%)]} - 20)$
Masse inflammable (kg)	$m_{inf} = \frac{D_e}{41} \dot{m}_j (e^{0,08[100-\chi(\%)]} - 10)$

TABLE 9.4 – Lois utilisées pour déterminer rapidement les volumes et les masses inflammables formées par le mélange d'un jet gazeux subsonique dans l'air

9. JETS SUBSONIQUES LIBRES

Il reste à valider ces lois pour des gaz de masse volumique plus importante comme le méthane ou encore pour des jets à plus forte pression, notamment quand la vitesse à l'orifice est sonique et quand les effets de compressibilité viennent perturber les phénomènes de mélange.

Chapitre 10

Jets supersoniques libres

Les jets étudiés dans ce chapitre sont des jets libres sous-détendus d'hélium ou d'air issus d'un réservoir de pression comprise entre 2 bars et 120 bars. $D_j = 2 \text{ mm}$ pour $P_0 \leq 15 \text{ bars}$ et $D_j = 1 \text{ mm}$ pour $P_0 \geq 30 \text{ bars}$. La section 4.1 indique que la position et le diamètre du disque de Mach sont proportionnels à la pression du réservoir, tout comme la longueur du cône potentiel. Les précédentes analyses des sections 9.2 et 9.3 sur les jets subsoniques ont montré que la similitude dépend fortement de la longueur du cône potentiel.

Ainsi, l'objectif de cette partie est d'une part de déterminer expérimentalement la limite du cône potentiel par l'étude de la structure des ondes de choc et notamment du disque de Mach, et d'autre part d'établir une similitude avec les jets libres subsoniques en terme de décroissance axiale et radiale de la concentration moyenne. Les évolutions du volume et de la masse inflammables seront ensuite étudiées en fonction de la LII comme à la section 9.4, puis en fonction de la pression du réservoir.

10.1 Structure des jets supersoniques

La structure des jets supersoniques détermine les paramètres de mélange du gaz dans l'air tels que la longueur du cône potentiel et l'abscisse de similitude. La structure est étudiée par l'analyse des gradients de densité en champ proche à l'aide de la SP et de la BOS (section 7.2), puis en champ lointain par la BOS qui fournit des

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

informations moyennées dans le temps. L'information brute des champs de gradients de densité présentée à la figure 10.1 ne permet pas d'évaluer directement la position et le diamètre du disque de Mach, particulièrement dans les jets d'hélium où les gradients les plus forts sont induits par les variations d'espèce, c'est-à-dire par la différence de masse molaire entre l'hélium et l'air environnant.

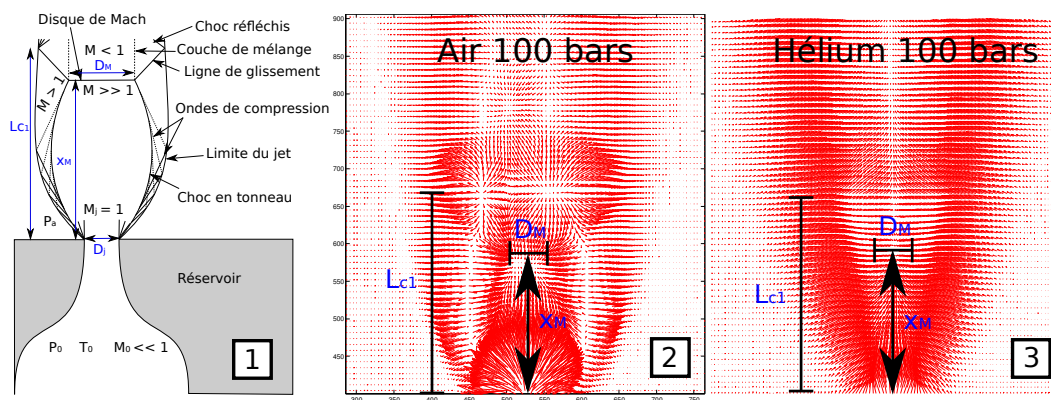


FIGURE 10.1 – Structure d'un jet sous-détendu proche de l'orifice d'après *Wilkes et al. (2006)* [1]; Centre et Droite : gradients de densité (amplifiés $\times 3$) obtenus respectivement dans les jets d'air [2] et d'hélium [3], de $D_j = 1$ mm pour $P_0 = 100$ bars (BOS146 et BOS149, annexe E.8)

La figure 10.1 compare les gradients de densité obtenus pour des jets d'air et d'hélium (respectivement [2] et [3]) à $P_0 = 100$ bars avec la structure générale d'un jet sous-détendu (*Wilkes et al. (2006)*), dans la région de proche sortie [1]. Les vecteurs représentent les gradients d'indices de réfraction qui sont directement reliés aux gradients de densité par la relation de Gladstone-Dale (équation C.6) et laissent apparaître la structure compressible des jets sous-détendus. La structure du jet d'air est facilement reconnaissable car les gradients dépendent uniquement des effets de compressibilité. En revanche la structure du jet d'hélium est masquée par de forts gradients radiaux liés à la masse molaire propre de l'hélium, particulièrement aux faibles pressions. Cette constatation incite à penser que l'analyse des structures compressibles de jets d'hydrogène serait rendue encore plus difficile car sa masse molaire est plus faible que celle de l'hélium.

10.1.1 Évolution des cellules de choc

Dans un champ BOS ou SP (section 7.2), les vecteurs qui représentent les gradients d'indices de réfraction sont orientés des fortes densités vers les faibles densités, ce qui permet de déterminer d'une part la position et le diamètre du disque de Mach (faible densité) et d'autre part la position et le diamètre des cellules de choc qui prennent la forme d'une structure "en diamant" après le disque de Mach.

La figure 10.1 [3] montre que les structures compressibles dans le jet d'hélium sont difficilement décelables car les gradients radiaux liés à la différence d'espèce entre l'hélium et l'air sont suffisamment forts pour masquer les effets de compressibilité, même à 100 *bars* : la masse volumique s'exprime à partir de la loi des gaz parfaits :

$$\rho = \frac{WP}{RT} \quad (10.1)$$

Vu que R est une constante et que la température augmente avec la pression dans les ondes de choc, il faut que la variation locale du rapport de la pression par la température soit nettement plus importante que la variation d'espèce pour qu'une onde de choc soit visible radialement, soit :

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{P}{T} \right) \gg \frac{dW}{dr} \quad (10.2)$$

Ainsi, les ondes de choc sont plus facilement détectables axialement car W varie moins axialement que radialement. Pour palier aux difficultés de visualisation de la structure de compressibilité, les gradients sont projetés axialement et radialement : la projection radiale est utilisée par le traitement BOS pour intégrer les gradients et calculer le champ de masse volumique tandis que la composante axiale fournit une information sur la structure compressible dans le jet (figure 10.2).

La figure 10.2 présente les décompositions axiales et radiales des gradients de densités de jets modérément sous-détendus d'air et d'hélium, dans les cinq premiers diamètres. Les jets sont issus d'un orifice de $D_j = 2 \text{ mm}$ à $P_0 = 4P_a$. Les projections radiales montrent les chocs en tonneau et la limite extérieure du cône potentiel pour le jet d'air [1] et la répartition de la concentration pour le jet d'hélium [3], alors que la structure compressible est mise en évidence par les projections axiales des

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

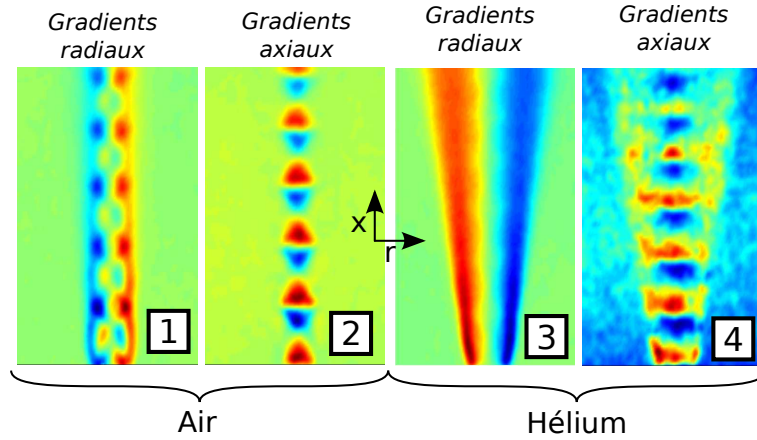


FIGURE 10.2 – Projections radiale et axiale des gradients de densité de jets sous-détendus d'air et d'hélium de $D_j = 2 \text{ mm}$ à $P_0 = 4P_a$ (BOS79 pour l'hélium et BOS77 pour l'air, annexe E.8) : la couleur bleue indique des gradients négatifs tandis que la couleur rouge indique des gradients positifs

gradients de densité pour le jet d'air [2] et pour le jet d'hélium [4].

Les ondes de choc évoluent en fonction de la pression à l'orifice : au fur et à mesure que la pression augmente, la structure en diamant du jet légèrement sous-détendu laisse place à un disque de Mach suivi d'une autre structure en diamant. La figure 10.3 présente l'évolution de la structure compressible en fonction de la pression, pour des jets d'air et d'hélium de $D_j = 2 \text{ mm}$ avec $P_0 \in [2; 6]P_a$. Les acquisitions BOS pour ces champs de gradients de densité permettent de visualiser les phénomènes compressibles des jets dans la région proche de l'orifice, jusqu'à $x = 5 D_j$.

Dans la continuité des figures précédentes, la figure 10.4 compare deux jets supersoniques d'air [1] et d'hélium [2] pour $P_0 = 15P_a$ et de $D_j = 2 \text{ mm}$. À cette pression ($NPR = 7,92$ pour l'air et $NPR = 7,45$ pour l'hélium), le disque de Mach est complètement formé. Il est mis en évidence par la projection axiale des gradients de densité obtenus par la BOS. C'est par cette technique que sont déterminés les positions et les diamètres des disques de Mach, en fonction de P_0 et du gaz utilisé.

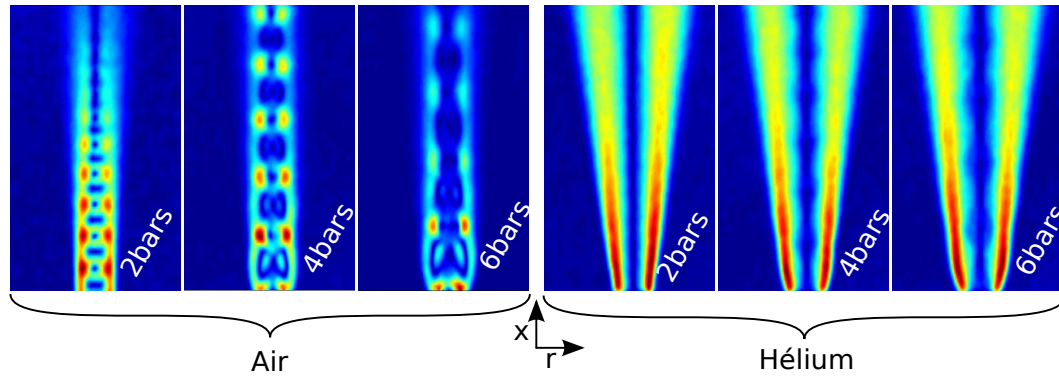


FIGURE 10.3 – Norme des gradients de densité moyens de jets sous-détendus d'air et d'hélium avec $D_j = 2 \text{ mm}$ et pour différentes pressions (champs BOS définis à l'annexe E.8) : la couleur rouge indique la présence de forts gradients

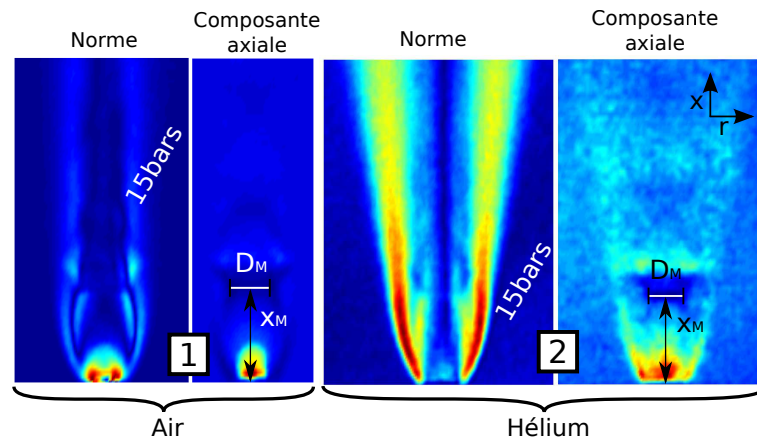


FIGURE 10.4 – Comparaison de la structure compressible en champ proche ($x < 5D_j$) entre un jet d'air [1] et un jet d'hélium [2] de $D_j = 2 \text{ mm}$ et $P_0 = 15 \text{ Pa}$ (respectivement BOS89 et BOS80, annexe E.8) : le disque de Mach est mis en évidence par la projection axiale des gradients de densité

10.1.2 Positions et diamètres du disque de Mach

La comparaison de la figure 10.3 pour $P_0 = 4$ et 6 bars et de la figure 10.4 pour $P_0 = 15 \text{ bars}$ indique que la position et le diamètre du disque de Mach augmentent avec la pression du réservoir. La plupart des auteurs expriment la position du disque de Mach en fonction du rapport de la pression du réservoir par la pression extérieure sous la forme $\frac{x_M}{D_j} = C_{x_M} \sqrt{\frac{P_0}{P_a}}$ (section 4.4.1.1), avec C_{x_M} une constante qui varie de 0,64 à 0,8 suivant les auteurs. La figure 10.5 présente les positions du disque de Mach

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

obtenues par SP et par BOS en fonction de la racine carrée du rapport des pressions : les résultats sont d'abord comparés aux données expérimentales et numériques de la littérature [1], puis aux lois d'évolution [2] présentées à la section 4.4.1.1.

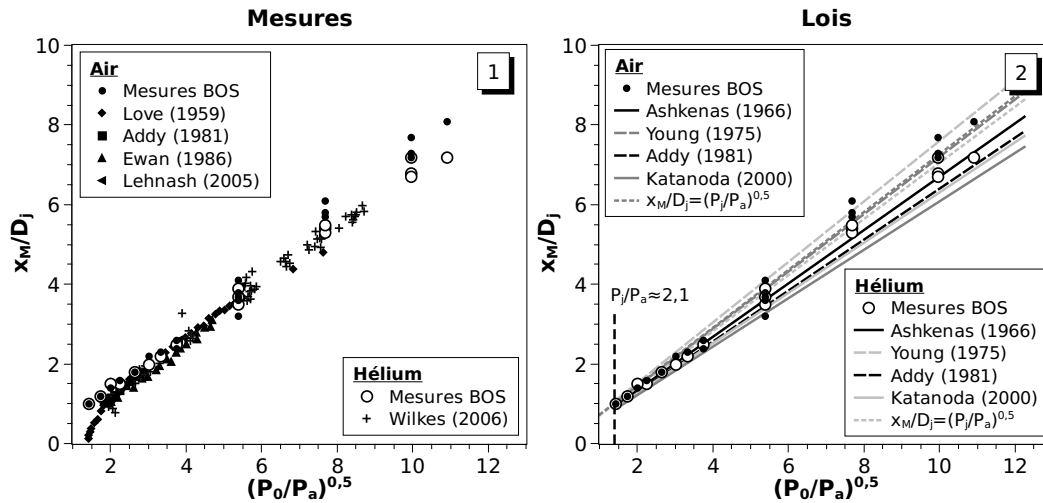


FIGURE 10.5 – Évolution de la position du disque de Mach en fonction de la pression du réservoir. Les essais sont référencés à l'annexe E.8

À partir des gradients de densité axiaux, l'abscisse du disque de Mach est déterminée par la moyenne entre les distances minimale et maximale mesurées. Ainsi les résultats tiennent compte des incertitudes suivantes :

1. facteur de grossissement du dispositif (section 7.2)
2. positionnement de l'orifice sur le champ d'acquisition
3. épaisseur apparente du disque de Mach qui est liée à la moyenne des mesures (écoulement stationnaire en moyenne)

De ce fait les incertitudes de mesure augmentent avec l'éloignement de la caméra et avec l'augmentation de la pression : les oscillations du disque de Mach autour de sa position moyenne sont plus importantes (Jerónimo *et al.* (2002)), ce qui le fait apparaître plus épais sur le champ moyen. Ce phénomène est amplifié lorsque la

caméra est focalisée sur la région proche de l'orifice.

Les résultats BOS pour les jets d'hélium sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux de [Wilkes *et al.* \(2006\)](#) et suivent très bien la relation de [Ashkenas & Sherman \(1966\)](#). Le rapport des chaleurs spécifiques γ du gaz joue un rôle dans la détermination de la position du disque de Mach, mais les résultats vont à l'encontre des résultats analytiques de [Young \(1975\)](#) ou [Katanoda *et al.* \(2000\)](#) : à pressions P_0 identiques le disque de Mach du jet d'air est plus éloigné que celui du jet d'hélium. La position du disque de Mach dépend à la fois de γ et de P_0 . Ceci qui conduit à une nouvelle formulation, plus simple que les lois classiques de la littérature :

$$\frac{x_M}{D_j} = \sqrt{\frac{P_j}{P_a}} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{2(\gamma-1)}} \sqrt{\frac{P_0}{P_a}} \quad (10.3)$$

Soit $C_{x_M} \approx 0,70$ pour $\gamma = 1,6$ (hélium) et $C_{x_M} \approx 0,73$ pour $\gamma = 1,4$ (air ou hydrogène). Cette relation s'adapte très bien à la loi de [Young \(1975\)](#) pour les jets d'air et se rapproche de la loi [Ashkenas & Sherman \(1966\)](#) pour les jets d'hélium.

Tout comme la position du disque de Mach, le diamètre augmente avec la pression. Comme le montre la figure 10.6, les résultats sont plus dispersés que pour la mesure de la position. Ceci vient du fait que, d'une part les limites du disque sont floutées par les gradients de densité radiaux et d'autre part, que la longueur à mesurer est plus faible que pour la position, avec le même domaine d'incertitude de mesure. Les incertitudes relatives sont donc plus importantes pour le diamètre que pour l'abscisse.

La figure 10.6 présente l'évolution du diamètre du disque de Mach en fonction de la racine carré du rapport de la pression du réservoir par la pression ambiante. Les mesures sont comparées aux données de la littérature [1] puis aux lois définies à la section 4.4.1.2 [2]. Il apparaît que la loi de [Addy \(1981\)](#) est celle qui se rapproche le plus des résultats expérimentaux. Toutefois le diamètre du disque de Mach semble également dépendre du rapport des chaleurs spécifiques γ du gaz. La corrélation suivante tient compte des observations expérimentales :

$$\frac{D_M}{D_j} = \frac{\gamma}{4} \sqrt{\sqrt{Cd} \frac{P_0}{P_a} - 2\gamma^2} \quad (10.4)$$

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

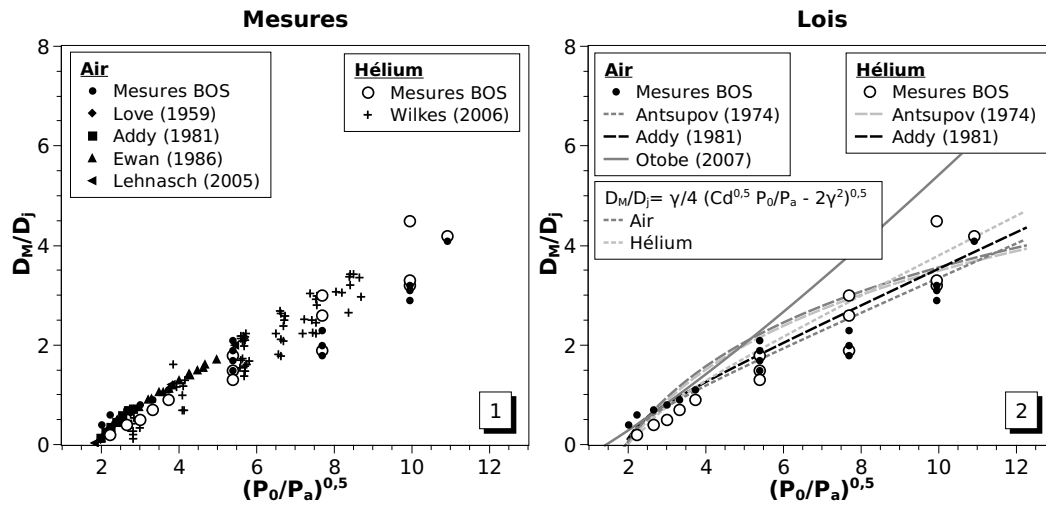


FIGURE 10.6 – Évolution du diamètre du disque de Mach en fonction de la pression du réservoir. Les essais sont référencés à l'annexe E.8

Le coefficient de décharge $Cd = 0,95$ est présent dans la loi 10.4 pour prendre en compte la forme de l'orifice et ainsi rester en adéquation avec les observations de Addy (1981) et Lehnasch (2005) : la forme de l'orifice influence fortement le diamètre du disque de Mach mais peu sa position. Pour les jets fortement sous-détendus (section 4.3), la relation 10.4 prend la valeur $\frac{D_M}{D_j} \approx C_{D_M} \sqrt{\frac{P_0}{P_a}}$ avec $C_{D_M} = 0,35$ pour l'air ou l'hydrogène et $C_{D_M} = 0,39$ pour l'hélium. En comparaison, Addy (1981) propose $C_{D_M} = 0,36$ avec de l'air. Pour des orifices minces ou aigus, Addy (1981) trouve $C_{D_M} = 0,31$ ce qui correspondrait à un coefficient de décharge $Cd = 0,62$ avec de l'hélium. Ce coefficient est à rapprocher du coefficient de décharge $Cd = 0,62$ proposé par Gentilhomme (2008) pour un orifice similaire. La relation 10.4 calcule également les origines virtuelles trouvées par Addy (1981) pour des jets d'air. Ces origines virtuelles sont de la forme : $\frac{2\gamma^2}{\sqrt{Cd}}$ et conviennent également pour les jets d'hélium.

Les relations 10.3 et 10.4 sont en bon accord avec les essais expérimentaux et avec les données de la littérature. Elles présentent la nouveauté de prendre en compte la géométrie de l'orifice et le rapport des chaleurs spécifiques γ du gaz. Elles ne nécessitent par ailleurs pas de coefficient empirique pour s'accorder aux résultats expérimentaux.

10.1.3 Longueur du cône potentiel

La longueur du cône potentiel est intimement associée à l'abscisse de similitude des jets à masse volumique variable ainsi qu'aux origines virtuelles de la similitude axiale. Les présents travaux sur les jets subsoniques ont montré que l'épanouissement dépend également du cône potentiel. Il est donc important d'étudier au préalable sa longueur. D'après les constatations précédemment faites sur la structure en champ proche des jets sous-détendus (sections 4.1 et 10.1), la longueur du cône potentiel doit être liée à l'abscisse du disque de Mach.

La figure 10.7 présente les évolutions de la longueur du cône potentiel déterminé expérimentalement en fonction de l'abscisse x_M du disque de Mach, calculée par l'équation 10.3. Cette relation est préférée aux mesures directes car elle permet d'obtenir plus de points de mesures par extrapolation. Les autres lois de la littérature sont également représentées, y compris les lois déterminant la longueur du cône potentiel de jets subsoniques.

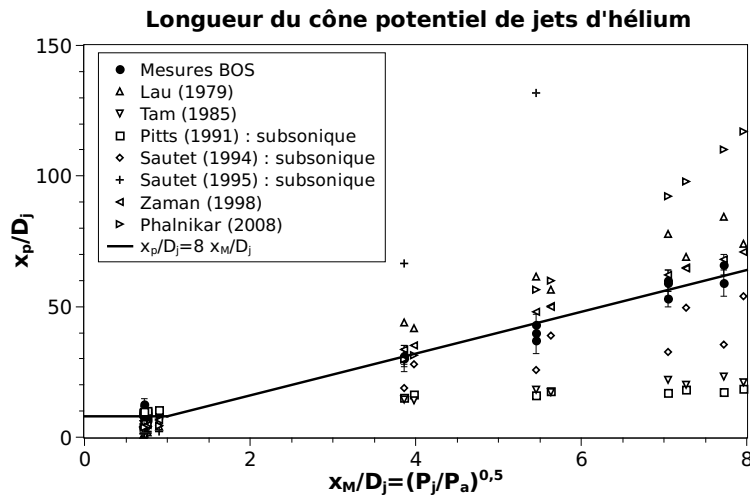


FIGURE 10.7 – Évolution de la longueur du cône potentiel avec la position du disque de Mach, pour des jets sous-détendus d'hélium pour $P_0 \in [30; 120]$ bars

D'après la figure 10.7 les relations de Tam *et al.* (1985), Pitts (1991b), Sautet & Stepowski (1994), et Sautet & Stepowski (1995), sous-estiment en majorité la longueur du cône potentiel. La loi de Phalnikar *et al.* (2008) s'avère valable jusqu'à 30

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

bars, ce qui est cohérent puisque l'auteur n'a pas dépassé cette pression au cours de ses essais. La loi de [Lau & Morris \(1979\)](#), exprimée en fonction du nombre de Mach détendu M_j , est proche des résultats expérimentaux mais sur-estime la longueur du cône potentiel. La loi de [Zaman \(1998\)](#), une fois exprimée en fonction du diamètre équivalent et non en fonction de D_j , est celle qui se rapproche le plus des mesures.

Après observation de l'évolution du cône potentiel sur la figure 10.7, il apparaît que ce dernier croît linéairement avec la position du disque de Mach suivant la relation :

$$x_p = 8 x_M \quad (10.5)$$

D'après la relation 10.3 trouvée précédemment, la longueur du cône potentiel prend la forme $\frac{x_p}{D_j} = 8 \sqrt{\frac{P_j}{P_a}}$. Comme $P_j = P_a$ pour les jets subsoniques, cette relation apparaît donc également cohérente pour les jets subsoniques.

10.1.4 Influence des ondes de choc sur le calcul de la concentration

Comme présenté à l'annexe C, JetBOSSoft calcule la concentration et la fraction molaire dans le jet en supposant la pression et la température constantes et égales aux conditions ambiantes. Or des ondes de choc sont présentes dans un jet supersonique et modifient localement la température et la pression. Ainsi, la concentration paraît réduite dans une onde de forte pression car la masse volumique augmente, et paraît augmentée dans une onde de faible pression comme le disque de Mach. Pour cette raison, la concentration et la fraction molaire peuvent localement être calculées supérieures à l'unité. D'après la loi 3.14 des gaz parfaits et la relation 3.15, la fraction molaire calculée sur l'axe vaut effectivement :

$$(\chi_c)_{calc} = \frac{\rho_a - \rho_c}{\rho_a - \rho_g} = \frac{W_a - \frac{P_c T_a}{P_a T_c} W_c}{W_a - W_g} \quad (10.6)$$

Dans le cône potentiel, $W_c = W_g$. À partir de la relation 3.14, les effets de compressibilité dûs aux ondes de choc valent alors, pour $x < x_p$:

$$\frac{\rho_c}{\rho_g} = \frac{P_c T_a}{P_a T_c} \quad (10.7)$$

10.1 Structure des jets supersoniques

La figure 10.8 présente les évolutions axiales moyennes des expressions précédentes, pour un jet sous-détendu d'hélium avec $P_0 = 100P_a$. Il apparaît que la fraction molaire calculée est supérieure à l'unité dans les 60 premiers diamètres, ce qui est représentatif des effets de compressibilité à l'intérieur du cône potentiel.

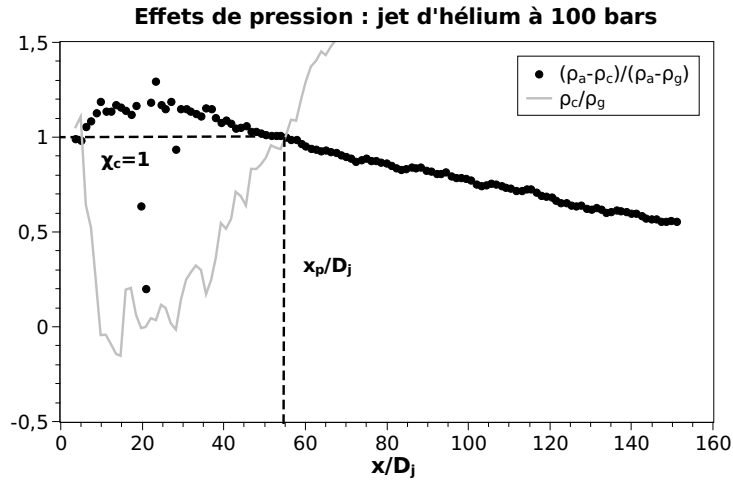


FIGURE 10.8 – Évolutions axiales moyennes de la concentration et de la densité d'un jet d'hélium à $P_0 = 100 \text{ bars}$ (BOS135, annexe E.8)

La figure 10.8 montre que la fin du cône potentiel est localisée par l'intersection de $(\chi_c)_{calc}$ avec $\chi_c = 1$, mais aussi par l'intersection de $(\chi_c)_{calc}$ avec $\frac{\rho_c}{\rho_g}$, qui marque la fin des effets de compressibilité. Le calcul qui suit montre que le mélange air-hélium ne s'est pas effectué avant l'abscisse $x = x_p$, déterminée par l'intersection des deux évolutions précédentes :

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho_a - \rho_c}{\rho_a - \rho_g} = \frac{\rho_c}{\rho_g} &\iff \frac{W_a - \frac{P_c T_a}{P_a T_c} W_c}{W_a - W_g} = \frac{W_c P_c T_a}{W_g P_a T_c} \\
 &\iff W_a W_g P_a T_c - P_c T_a W_c W_g = W_c P_c T_a (W_a - W_g) \\
 &\iff W_c = W_g \frac{P_a T_c}{P_c T_a} \quad (10.8)
 \end{aligned}$$

S'il y a déjà eu mélange de l'hélium avec l'air en amont de $x = x_p$, alors :

$$W_c > W_g \iff \frac{P_a T_c}{P_c T_a} > 1 \quad (10.9)$$

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

Dans un jet supersonique, Harstad & Bellan (2006) a montré qu'il y a création d'entropie à travers les ondes de choc. L'écoulement à $P = P_a$ est alors légèrement plus froid que sa température d'origine, telle que $T > 0,95T_0$. Dans cette étude $T_0 \approx T_a$. Il vient alors, en posant $T_c = 0,95T_a$:

$$(10.9) \iff P_c < 0,95P_a$$

Phalnikar *et al.* (2008) a montré que $P_c > P_a$ tant que $x < x_p$ et $x > x_M$ (figure 4.4). L'hélium et l'air ne peuvent donc pas se mélanger avant l'abscisse $x = x_p$.

10.2 Similitude axiale

En-dehors du cône potentiel, les effets de compressibilité n'interviennent plus ou peu et les variations de densité sont principalement dues au mélange des gaz. À partir du moment où les gaz se mélangent, le taux de décroissance de la concentration moyenne devrait alors prendre une forme similaire à celle des jets subsoniques. Pour le vérifier, la figure 10.9 [1] présente les évolutions axiales de la concentration moyenne d'hélium dans des jets sous-détendus pour $P_0 \in [30; 120]$ bars. Attention cependant : lorsque $C_c < 1$, la concentration mesurée tient compte des effets de compressibilité puisque la concentration est calculée à partir de la masse volumique (annexe C). Ces évolutions sont comparées à celle d'un jet subsonique, et les abscisses de mesures sont normalisées par le diamètre de l'orifice. Il apparaît que plus la pression augmente plus le taux de décroissance est faible, ce qui confirme les résultats de la littérature.

La première étape est de vérifier si le diamètre équivalent $D_e = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} D_j$ classique suffit à établir une similitude sur le taux de décroissance. La figure 10.9 [2] présente les mêmes évolutions de concentration que [1] mais les abscisses de mesures sont cette fois-ci normalisées par le diamètre équivalent des jets subsoniques. Au vu de l'alignement des décroissances axiales, le diamètre équivalent classique s'avère être un paramètre de similitude adapté. En réalité, D_e est défini pour les jets à densité variable sans effets de compressibilité : la masse volumique mesurée à l'orifice vaut $\rho_j = \rho_g$ et ne dépend pas de la pression. Pour les jets sous-détendus, ρ_j dépend de

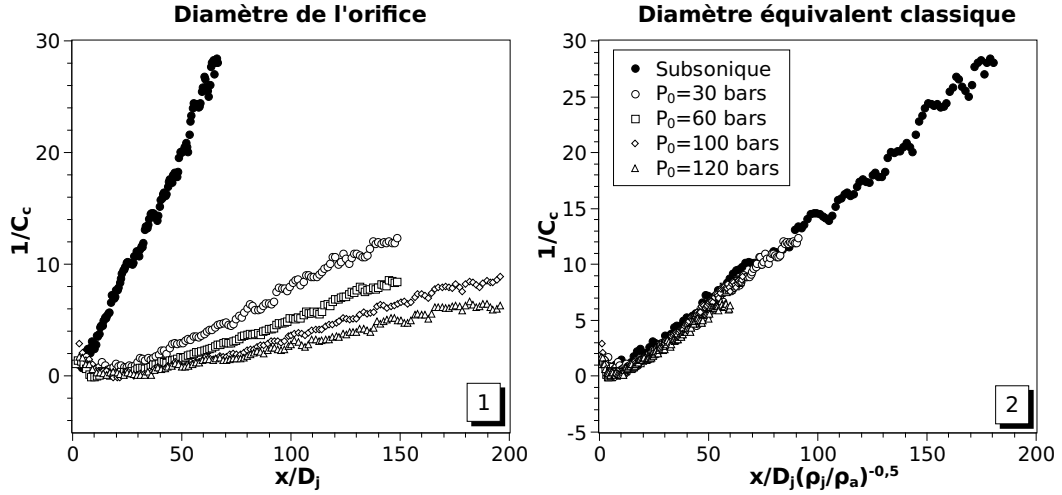


FIGURE 10.9 – Comparaison des évolutions axiales de la concentration moyenne de jets sous-détendus d'hélium avec un jet subsonique d'hélium. Les évolutions sont normalisées par le diamètre de l'orifice [1] puis par le diamètre équivalent classique des jets à masse volumique variable [2]

la pression à l'orifice et D_e sera considéré conforme à sa définition subsonique, tel que :

$$\frac{D_e}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}} \quad (10.10)$$

Un diamètre fictif D_f est alors introduit pour établir une similitude entre les jets sous-détendus et les jets subsoniques. La similitude précédente se réécrit alors en fonction de D_f à partir des lois 4.21 et 10.10 avec :

$$\frac{D_f}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_g}} \quad (10.11)$$

De même, la relation 9.1 qui exprime l'origine virtuelle en fonction de la longueur du cône potentiel se réécrit :

$$\frac{x_c}{D_f} = \frac{x_p}{D_f} - \frac{1}{K_c} \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}} \quad \text{ou encore} \quad \frac{x_c}{D_j} = \frac{x_p}{D_j} - \frac{1}{K_c} \left(\frac{D_f}{D_j} \right) \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}} \quad (10.12)$$

La section 4.5 a montré que plusieurs expressions du diamètre fictif existent dans la littérature. La figure 10.10 compare les différentes expressions du diamètre fictif avec la concentration axiale moyenne d'un jet d'hélium issu d'un réservoir à $P_0 = 100 \text{ bars}$. Pour comparer les lois qui disposent d'un coefficient de décharge avec

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

celles qui n'en n'ont pas, il est posé $Cd = 1$. Le taux de décroissance utilisé est le taux de décroissance moyen mesuré pour les jets subsoniques, soit $K_c = 0,178$. L'origine virtuelle est calculée à partir de la longueur du cône potentiel par la relation 10.12.

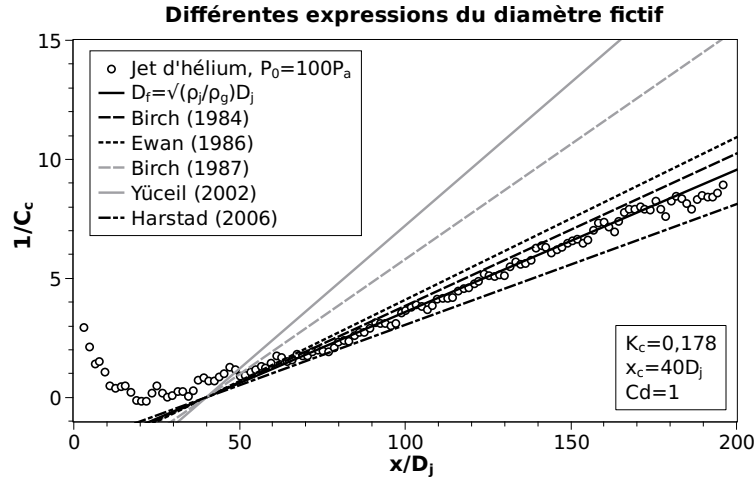


FIGURE 10.10 – Comparaison des différentes expressions du diamètre fictif de la littérature avec un jet sous-détendu d'hélium pour $P_0 = 100P_a$ (BOS138, annexe E.8)

La figure 10.10 montre que les diamètres fictifs de Birch *et al.* (1987) et Yuceil & Ötügen (2002) ne conviennent pas pour prédire l'évolution de la concentration moyenne sur l'axe du jet. Ces diamètres fictifs ont été établis pour représenter la décroissance axiale des vitesses en similitude avec la vitesse encore supersonique au diamètre fictif. Il est donc compréhensible que ces lois prédisent mal la décroissance des concentrations.

Les lois de Birch *et al.* (1984) et Harstad & Bellan (2006) prédisent correctement la décroissance des concentrations : la première sous-estime la concentration axiale moyenne (d'autant plus que C_d est petit) tandis que la deuxième la surestime. Outre la présence du coefficient de décharge, la loi de Birch *et al.* (1984) suppose que les nombres de Mach au diamètre fictif et à l'orifice sont les mêmes. Le rapport des vitesses s'exprime alors :

$$\frac{U_f}{U_j} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2} \frac{T_0}{T_f}} \quad (10.13)$$

10.2 Similitude axiale

Si $T_f = T_0$ comme ils le supposent, alors $U_f > U_j$. En revanche [Harstad & Bellan \(2006\)](#) montrent qu'il y a une perte de chaleur au cours de la détente par la création d'entropie à travers les ondes de choc. À ce moment là, $T_f = T_j$ et donc $U_f = U_j$. Ceci a également été confirmé par [Ewan & Moodie \(1986\)](#). La figure 10.10 montre que la relation 10.11 est la plus adaptée pour estimer la concentration axiale moyenne. C'est donc cette expression qui sera utilisée par la suite.

$\frac{P_0}{P_a}$	N° BOS	K_c	$\frac{x_c}{D_j}$	$\frac{x_c}{D_f} \left(\frac{\rho_g}{\rho_a}\right)^{-0,5}$	$\frac{x_{C_c=50\%}}{D_j}$
120	138	$0,144 \pm 0,003$	$60,32 \pm 5,34$	$10,9 \pm 1,6$	81 ± 2
	134	$0,210 \pm 0,004$	$69,28 \pm 3,19$	$15,1 \pm 1,0$	80 ± 1
100	139	$0,176 \pm 0,002$	$57,33 \pm 2,51$	$12,8 \pm 0,8$	74 ± 2
	135	$0,197 \pm 0,004$	$66,42 \pm 3,44$	$13,8 \pm 1,2$	75 ± 1
60	140	$0,158 \pm 0,002$	$29,57 \pm 2,99$	$9,8 \pm 1,3$	45 ± 2
	136	$0,168 \pm 0,002$	$44,34 \pm 1,71$	$13,2 \pm 0,7$	55 ± 1
30	141	$0,164 \pm 0,001$	$22,30 \pm 1,92$	$14,6 \pm 1,2$	31 ± 2
	137	$0,160 \pm 0,002$	$31,13 \pm 1,80$	$12,1 \pm 1,1$	40 ± 1
Moyenne		$0,172 \pm 0,022$		$12,8 \pm 3,3$	

TABLE 10.1 – Ensemble des taux de décroissance axiale de la concentration moyenne et des origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais BOS (annexe E.8) au-delà de l'abscisse pour laquelle $C_c \leq 50\%$

Une fois le paramètre de similitude choisi, les taux de décroissance de la concentration axiale moyenne et les origines virtuelles associées peuvent être déterminés. Ils sont regroupés dans le tableau 10.1 pour l'ensemble des jets sous-détendus d'hélium étudiés. Deux essais sont donnés par pression : un dont le champ d'acquisition permet de mesurer les concentrations jusqu'à $200D_j$ et un autre où les mesures s'arrêtent à $150D_j$. Les taux de décroissance K_c sont déterminés comme pour les jets subsoniques, à partir de l'abscisse à laquelle l'hélium est mélangé à 50% sur l'axe c'est-à-dire à l'intersection des mesures avec la droite $\frac{1}{C_c} = 2$.

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

La moyenne des K_c , présentée dans le tableau 10.1 est plus faible que la moyenne des jets subsoniques, avec une incertitude sur les K_c plus importante à mesure que la pression augmente : la régression linéaire qui détermine K_c et x_c est alors réalisée sur un nombre de points de moins en moins important. Exprimée en fonction du diamètre fictif et du diamètre équivalent, $x_{C_c=50\%}$ tend vers une valeur moyenne, soit $\frac{x_{C_c=50\%}}{D_f} \left(\frac{\rho_g}{\rho_a} \right)^{-0,5} = 25 \pm 1$.

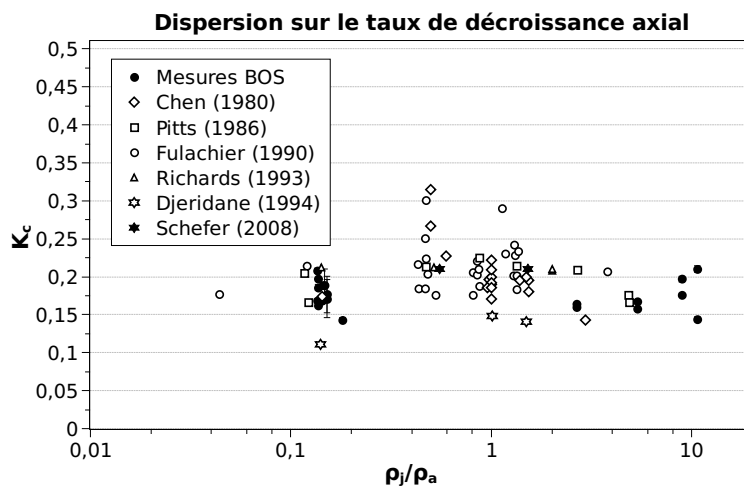


FIGURE 10.11 – Comparaison des résultats obtenus sur les taux de décroissance axiale de la concentration avec ceux de la littérature

La figure 10.11 compare les taux de décroissance axiale des jets subsoniques et sous-détendus d'hélium avec ceux de la littérature pour des jets subsoniques à densité variable. La dispersion des résultats est cohérente avec celle obtenue dans la littérature. Les taux de décroissance axiale de la concentration pour les jets subsoniques et sous-détendus convergent vers une valeur moyenne commune : $K_c = 0,175$. De même, l'origine virtuelle s'approche d'une constante lorsqu'elle est normalisée par le diamètre équivalent $D_e = D_f \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}}$, et prend pour valeur moyenne $\frac{x_c}{D_f} \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{-0,5} \approx 13$. En raison du taux d'incertitude relativement élevé sur les mesures d'origine virtuelle, une seconde méthode de détermination est proposée basée sur la longueur du cône potentiel grâce à la relation 10.12.

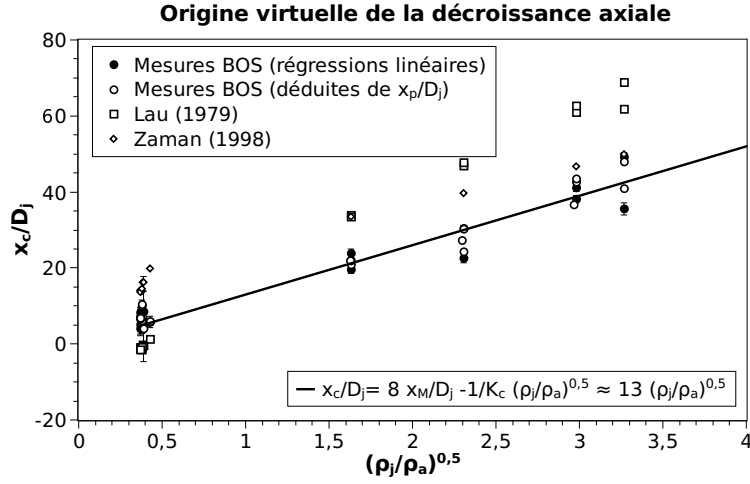


FIGURE 10.12 – Évolution de l'origine virtuelle de jets sous-détendus d'hélium ($P_0 \in [30; 120](P_a)$) en fonction de la densité à l'orifice $\sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}$.

La figure 10.12 présente l'évolution des origines virtuelles en fonction de la densité à l'orifice. Les origines virtuelles expérimentales présentées proviennent d'une part des régressions linéaires effectuées sur les concentrations axiales en similitude, et d'autre part de la longueur du cône potentiel via la relation 10.12. Comme pour les jets subsoniques, c'est cette dernière méthode qui apporte le plus de précision. Ainsi, la figure 10.12 présente aussi les évolutions de x_c calculé à partir des lois d'évolution de x_p issues de Lau & Morris (1979) et Zaman (1998). La figure 10.12 montre que la loi de Lau & Morris (1979) surestime toujours l'origine virtuelle et que la loi de Zaman (1998) se montre bien adaptée aux mesures. Comme vu à la section 9.2 des jets subsoniques, la décroissance axiale de la concentration moyenne doit pouvoir s'exprimer en fonction de la longueur du cône potentiel et sans origine virtuelle, à la manière de la relation 9.2. Pour les jets sous-détendus, le diamètre équivalent s'énonce alors :

$$\frac{D_e}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_a} + 1 \right) e^{-\frac{x}{2x_p}} \right]^{-1} \quad (10.14)$$

Ainsi, un nouveau diamètre fictif est proposé et la loi de similitude axiale est telle que :

$$\frac{1}{C_c} = K_c \left(\frac{D_j}{D_f} \right) \frac{x}{D_e} \quad \text{avec} \quad \frac{D_f}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_g}} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_g}{\rho_a} + 1 \right) e^{-\frac{x}{2x_p}} \right]^{-1} \quad (10.15)$$

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

Cette dernière relation permet de prédire l'évolution axiale de la concentration moyenne aussi bien pour un écoulement subsonique que supersonique, en notant toutefois que $D_f \approx D_j$ pour un écoulement subsonique.

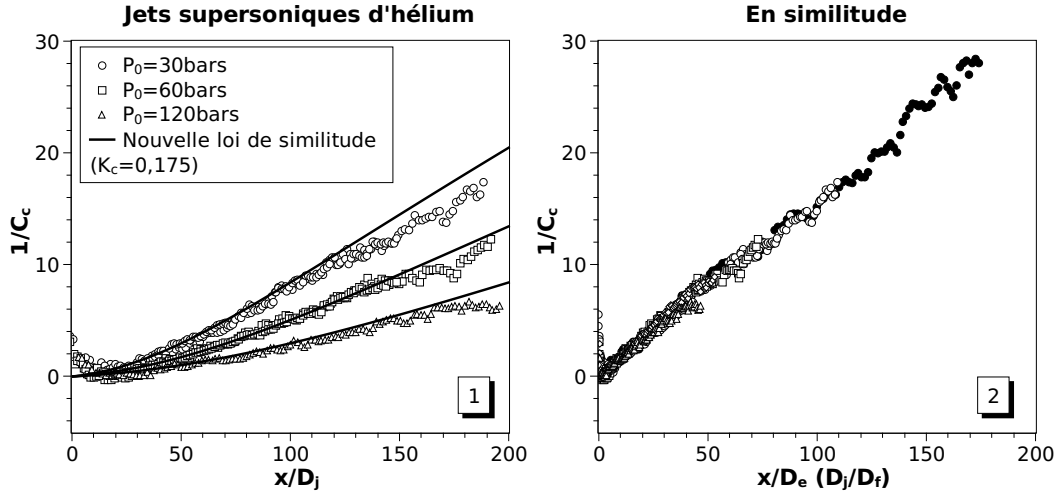


FIGURE 10.13 – Comparaison des évolutions axiales de la concentration moyenne de jets sous-détendus d'hélium avec la loi 10.15 [1], et représentation en similitude [2]

La figure 10.13 [1] présente l'application de la relation 10.15 pour estimer la concentration moyenne axiale de jets sous-détendus d'hélium pour $P_0 \in [30; 120]P_a$. La relation 10.15 présente un très bon accord avec les différentes pressions, particulièrement en amont de $x = x_{sim}$. Cette abscisse de similitude s'avère être la même que pour les jets subsoniques : elle est définie par la relation 9.3. Le taux de décroissance utilisé est la valeur moyenne des K_c des jets subsoniques et sous-détendus, c'est-à-dire $K_c = 0,175$. L'écart entre la loi et les mesures au-delà de $x = x_{sim}$ est dû à l'écart entre le K_c propre à la mesure et $K_c = 0,175$. La figure 10.13 [2] présente des jets sous-détendus et un jet subsonique d'hélium en similitude. Le diamètre équivalent étant fixé, elle montre que le nouveau diamètre fictif est en très bon accord avec toutes les pressions testées, particulièrement dans la région proche de l'orifice jusqu'à l'abscisse de similitude déterminée par $x = x_{sim}$. Pour un diamètre équivalent et une pression fixés, les évolutions du nouveau diamètre fictif et de l'origine virtuelle associée sont similaires à celles présentées à la figure 9.8 pour

le diamètre équivalent.

Après l'analyse de la similitude axiale où le diamètre fictif et l'origine virtuelle ont été étudiés, de nouvelles relations ont été proposées à partir des propriétés du disque de Mach. Les analyses réalisées pour des jets sous-détendus d'hélium sont à priori valables pour des jets sous-détendus d'hydrogène via le diamètre équivalent, étudié pour les jets subsoniques à densité variable à la section 9.2. Pour une complète similitude des jets sous-détendus avec les jets subsoniques, il reste à analyser leur taux d'épanouissement ainsi que la décroissance radiale de la concentration moyenne.

10.3 Épanouissement et similitude radiale

Les taux d'épanouissement des jets sous-détendus ont été mesurés à partir de $x_{C_c=50\%}$, abscisse à laquelle les profils moyens de concentration sont à priori en similitude, d'après l'étude sur les jets subsoniques. Cette étude a par ailleurs montré que la similitude sur l'épanouissement débute avant l'abscisse de similitude. L'ensemble des taux d'épanouissement des jets sous-détendus libres d'hélium et leurs origines virtuelles est regroupé dans le tableau 10.2, puis comparé aux données de la littérature sur la figure 10.14.

D'après les résultats du tableau 10.2, il apparaît que les abscisses de similitude augmentent avec la pression, ce qui est en adéquation avec l'augmentation de la longueur du cône potentiel. Les taux d'épanouissement augmentent eux aussi avec la pression mais très légèrement, ce qui fait une moyenne supérieure à celle des jets subsoniques : soit $K'_c = 0,114$ pour les jets sous-détendus contre $K'_c = 0,109$ pour les jets subsoniques.

La figure 10.14 présente l'ensemble des taux d'épanouissement mesurés pour des jets d'hélium sous-détendus et subsoniques, représentés en fonction du rapport des masses volumiques. Il apparaît que les résultats sont similaires à ceux relevés dans la littérature avec un taux d'épanouissement moyen $K'_c = 0,114 \pm 4\%$. À première vue, les taux d'épanouissement des jets sous-détendus sont dans la moyenne des résultats de la littérature et les résultats BOS pour les jets subsoniques et sous-détendus réunis

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

$\frac{P_0}{P_a}$	N° BOS	K'_c	$\frac{x'_c}{D_j}$	$\frac{x'_c}{D_f} \frac{D_j}{D_e}$	$\frac{x_{sim}}{D_j}$
120	138	$0,119 \pm 0,003$	$35,77 \pm 3,63$	$10,96 \pm 1,11$	81 ± 2
	134	$0,114 \pm 0,002$	$31,65 \pm 2,43$	$9,69 \pm 0,74$	80 ± 1
100	139	$0,115 \pm 0,002$	$28,51 \pm 2,32$	$9,57 \pm 0,78$	74 ± 2
	135	$0,121 \pm 0,002$	$34,64 \pm 2,47$	$11,62 \pm 0,83$	75 ± 1
60	140	$0,112 \pm 0,002$	$18,77 \pm 2,43$	$8,13 \pm 1,34$	45 ± 2
	136	$0,113 \pm 0,002$	$19,12 \pm 1,78$	$8,29 \pm 0,77$	55 ± 1
30	141	$0,113 \pm 0,001$	$12,97 \pm 1,75$	$7,94 \pm 1,07$	31 ± 2
	137	$0,103 \pm 0,001$	$11,92 \pm 1,43$	$7,30 \pm 0,88$	40 ± 1
Moyenne		$0,114 \pm 0,005$			

TABLE 10.2 – Ensemble des taux d'épanouissement et des origines virtuelles associées, déterminés à partir des essais BOS (annexe E.8) pour laquelle $x > x_{sim}$

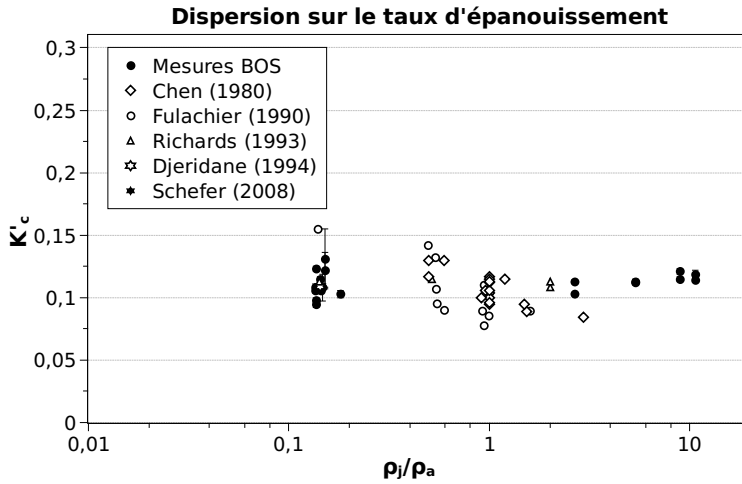


FIGURE 10.14 – Comparaison des résultats obtenus sur les taux d'épanouissement de la concentration avec ceux de la littérature

prennent la valeur $K'_c = 0,111$, dont l'incertitude est de 8%. Mais les résultats de la figure 10.14 ne permettent pas d'évaluer l'influence de la compressibilité de l'écoulement.

La figure 10.15 présente l'évolution du taux d'épanouissement des jets sous-

10.3 Épanouissement et similitude radiale

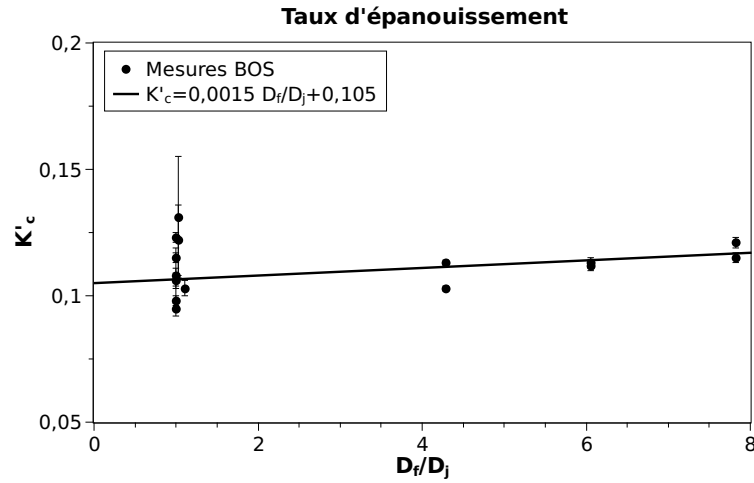


FIGURE 10.15 – Évolution du taux d'épanouissement K'_c en fonction du diamètre fictif

détendus d'hélium en fonction du diamètre fictif en similitude : la relation 10.15 prend alors la forme de la relation 10.11. La figure 10.15 montre que le taux d'épanouissement augmente linéairement avec le diamètre fictif. La régression linéaire des points de mesure donne la relation suivante :

$$K'_c = 0,0015 \frac{D_f}{D_j} + 0,105 \quad (10.16)$$

Cette relation est également valable pour les jets subsoniques puisque $K'_c = 0,107$ si $D_f = D_j$. Cette valeur est dans le domaine d'incertitude de la moyenne précédemment trouvée pour les jets subsoniques : $K'_c = 0,109 \pm 9\%$. Maintenant que le taux d'épanouissement est déterminé, il reste à analyser l'évolution de l'origine virtuelle pour obtenir ainsi tous les éléments de la relation 3.38.

La figure 10.16 [1] compare les taux d'épanouissement obtenus avec les jets d'hélium pour différentes pressions de rejet : subsonique ou sous-détendus avec $P_0 = 30$ et 120 bars . Les traits pleins sont les régressions linéaires associées aux points de mesures. Les tendances confirment le fait que le taux d'épanouissement et l'origine virtuelle augmentent avec la pression.

La figure 10.16 [2] présente l'évolution de l'origine virtuelle associée à la demi-largeur en fonction du diamètre fictif. La régression linéaire des points de mesure

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

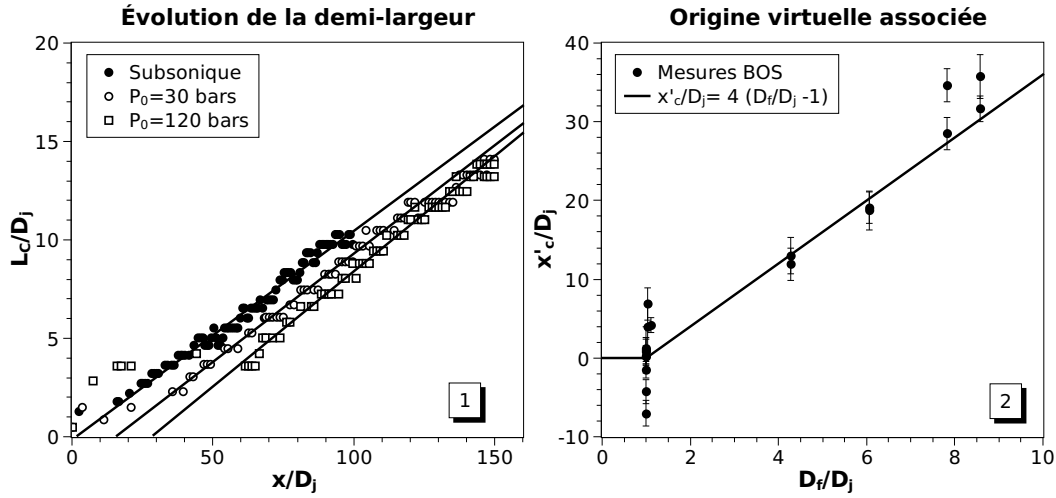


FIGURE 10.16 – Comparaison des évolutions axiales de la demi-largeur de profil moyen de concentration de jets sous-détendus d'hélium avec celle d'un jet subsonique [1] et évolution de l'origine virtuelle en fonction du diamètre fictif [2]

donne la loi suivante :

$$x'_c = 4(D_f - D_j) \quad (10.17)$$

Comme pour l'analyse axiale, la régression de la demi-largeur s'effectue sur un moins grand nombre de points aux fortes pressions à cause des dimensions du champ d'acquisition. C'est ce qui explique la présence de 2 points aberrants quand le diamètre fictif est grand. Puisque l'origine virtuelle de la décroissance axiale x_c est elle aussi dépendante du diamètre fictif, les deux origines virtuelles peuvent alors être reliées l'une à l'autre. La figure 10.17 présente l'évolution de l'origine virtuelle de l'épanouissement en fonction de l'origine virtuelle de la concentration axiale.

La régression linéaire de la figure 10.17 montre que l'origine virtuelle de l'épanouissement est une fonction affine de l'origine virtuelle de la décroissance de la concentration axiale telle que :

$$x'_c = x_c - 6D_j \quad (10.18)$$

D'après les constatations précédentes, il est envisageable de trouver une loi similaire à l'équation 9.4 adaptée aux jets sous-détendus. La condition limite à l'orifice est la même que pour les jets subsoniques, à savoir $\lim_{x \rightarrow 0} \frac{L_c}{D_j} = \frac{1}{2}$. L'analyse fine des

10.3 Épanouissement et similitude radiale

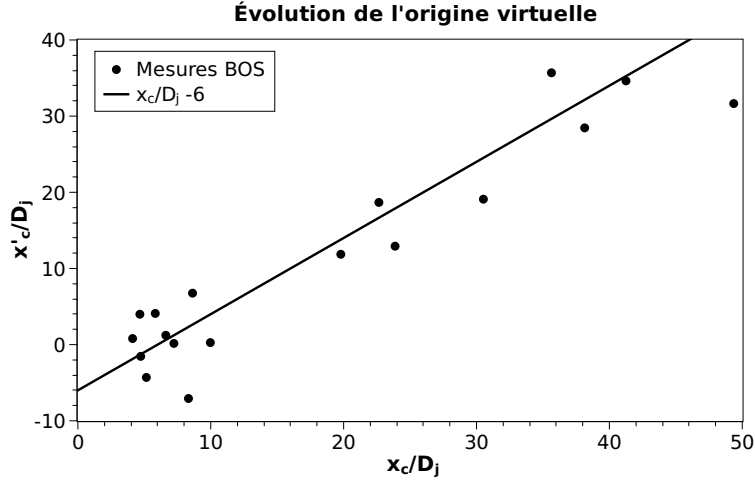


FIGURE 10.17 – Évolution de l'origine virtuelle de la demi-largeur en fonction de l'origine virtuelle de la décroissance de concentration axiale pour des jets sous-détendus d'hélium

résultats expérimentaux montre que l'évolution de la demi-largeur du profil moyen de concentration suit la loi suivante :

$$\frac{L_C}{D_j} = K'_c \frac{x - x_p}{D_j} \left(1 - e^{-\frac{x}{x_p}}\right) + \frac{D_M}{1,6D_j} \left(\frac{2x}{x + x_M}\right) + 0,5 \quad (10.19)$$

Le terme $\frac{D_M}{1,6D_j} \left(\frac{2x}{x + x_M}\right)$ est issu de l'analyse en champ proche : il traduit l'épanouissement important du jet jusqu'au disque de Mach puis l'épanouissement très faible jusqu'à la fin du cône potentiel. C'est pourquoi le diamètre et la position du disque de Mach interviennent dans la relation.

La figure 10.18 présente l'évolution de la demi-largeur de profil moyen de concentration de jets sous-détendus d'hélium de pressions initiales $P_0 = 30bars$ [1] et $P_0 = 100bars$ [2]. Toutes les mesures associées aux pressions respectives sont représentées, ce qui permet de définir aussi précisément le champ lointain que le champ proche. La loi classique (relation 3.38) et la nouvelle loi (relation 10.19) sont également représentées. Il apparaît que la loi classique est valable pour $x > x_p$, mais plus la pression augmente, moins cette loi tient compte de l'épanouissement donc du mélange en champ proche.

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

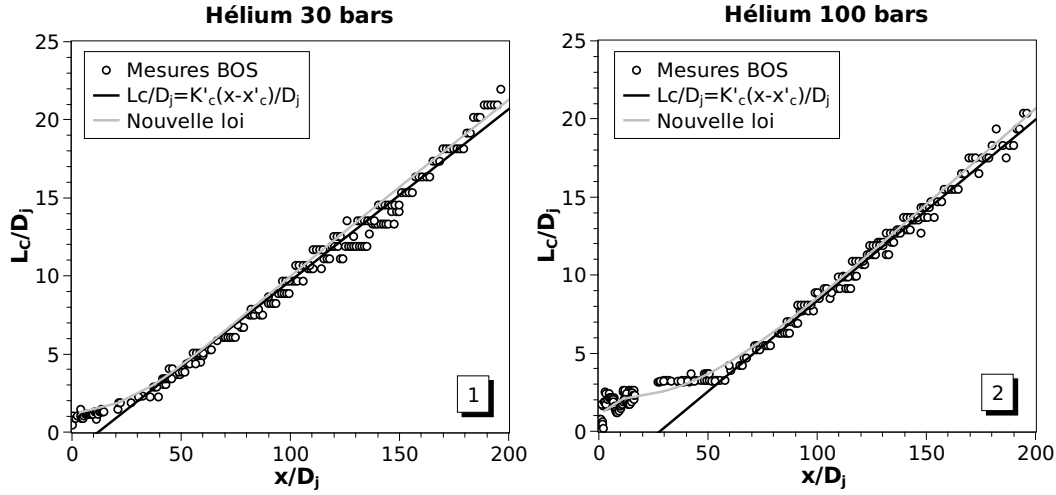


FIGURE 10.18 – Comparaison de l'évolution axiale de la demi-largeur de profil moyen de la concentration de jets sous-détendus d'hélium de $P_0 = 30P_a$ [1] et $P_0 = 100P_a$ [2] avec la nouvelle loi de similitude 10.19

La figure 10.18 montre que la loi 10.19 décrit précisément les évolutions à la fois du champ proche et du champ lointain. Cette nouvelle expression de la demi-largeur caractérise la transition entre le rejet d'hélium à l'orifice, la formation du disque de Mach, et l'abscisse de similitude. Elle a été testée avec succès avec les différentes pressions expérimentales : $P_0 \in [30; 120]P_a$.

Maintenant que des similitude existent sur la concentration axiale et sur l'épanouissement, il reste à vérifier que les profils radiaux de la concentration moyenne soient également en similitude au-delà d'une abscisse pour utiliser les lois précédentes et simuler un jet sous-détendu et ainsi estimer le volume et la masse inflammables générés. Ainsi, les évolutions axiales d'un jet sous-détendus d'hélium à $P_0 = 100P_a$ sont représentées sur la figure 10.19 pour différentes abscisses. Ces profils radiaux sont issus de différentes mesures BOS : le profil à $x = 10D_j$ provient d'une mesure BOS en champ très proche ($0 < x < 16D_j$) alors que le profil à $x = 150D_j$ provient d'une mesure BOS en champ lointain ($0 < x < 190D_j$).

Comme vu à la section 10.1.4 la BOS ne tient pas compte de la présence des ondes de choc dans le calcul de la concentration, ce qui peut faire apparaître $C > 1$

10.3 Épanouissement et similitude radiale

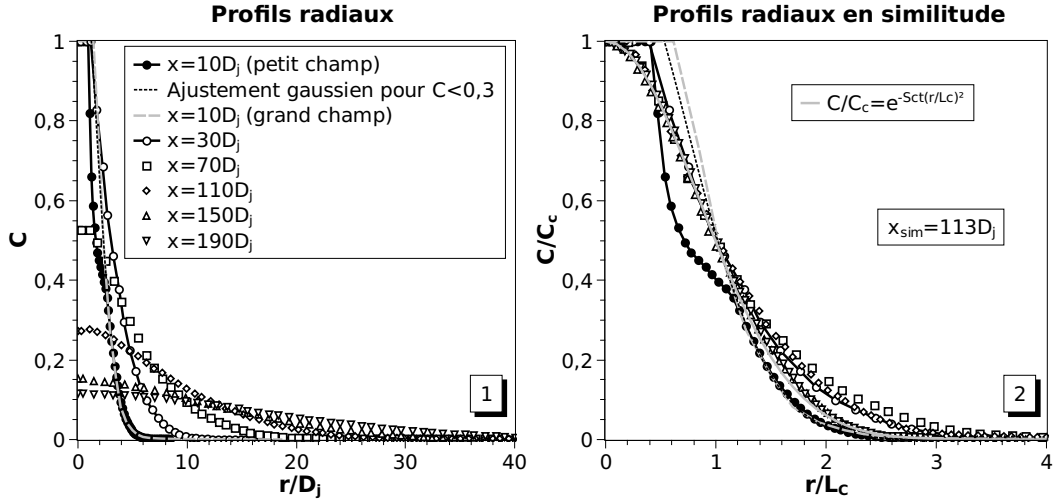


FIGURE 10.19 – Superposition des profils radiaux de concentration d'un jet sous-détendu d'hélium à $P_0 = 100$ bars [1] (annexe E.8) et représentation en similitude [2]

après l'intégration des gradients radiaux. Il est alors admis que $C = 1$ dans le cône potentiel, c'est-à-dire quand $C > 1$. Toutefois, en champ très proche, la mesure de concentration est faussée par la très forte pression aux alentours du disque de Mach : cette perturbation est bien visible pour $x = 10D_j$ sur les figures 10.19 [1] et [2]. Une estimation de la décroissance radiale sans effets de compressibilité est représentée en pointillés sur la figure : il s'agit d'une régression gaussienne ajustée sur la partie sans effets de compressibilité, pour $C < 0,3$. En similitude à partir de la figure 10.19 [2], elle prend la forme :

$$\frac{C}{C_c} = 1,3 e^{-Sct \left(\frac{x}{L_c} \right)^2} \quad (10.20)$$

Cette régression est validée par d'autres mesures BOS acquises en champ plus grand, où les effets de compressibilité ne sont plus détectés. L'analyse de la région du cône potentiel en champ proche ($x < 60D_j$ sur la figure 10.19) montre que la largeur du cône potentiel diminue peu comparée à l'élargissement du jet. La similitude classique n'est donc pas envisageable pour $x < 60D_j$.

Les profils n'atteignent la similitude qu'entre 110 et 150 D_j alors que le cône potentiel prend fin vers 57 D_j , soit $x_{sim} \approx 113$. Cette observation confirme l'observation faite pour les jets subsoniques, à savoir $x_{sim} \approx 2x_p$. Maintenant que la

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

similitude des profils radiaux de concentration a été vérifiée, les nouvelles relations de similitudes sont intégrées dans DISPERJET et l'étude du volume et de la masse inflammables peut être effectuée.

10.4 Volume et masse inflammables

La précédente étude du volume et de la masse inflammables de jets subsoniques à la section 9.4 a montré que le volume inflammable est proportionnel au débit volumique du jet et que la masse inflammable est proportionnelle au débit massique. Pour un jet sous-détendu, les débits sont plus importants : le volume et la masse inflammables seront alors plus importants que ceux d'un jet subsonique de même diamètre.

L'objectif de cette section est d'une part d'analyser les évolutions du volume et de la masse inflammables pour des jets sous-détendus d'hélium par analogie avec l'hydrogène, et d'autre part d'établir une éventuelle similitude avec celles des jets subsoniques. Les volumes et les masses inflammables des jets sous-détendus d'hélium sont obtenus à partir des mesures BOS, d'une manière similaire à celle utilisée pour les jets subsoniques (section 9.4).

Par analogie avec l'hydrogène, les évolutions du volume et de la masse inflammables de jets sous-détendus d'hélium sont représentées en fonction du domaine d'inflammabilité sur la figure 10.20. Le diamètre d'éjection est fixé à $D_j = 1 \text{ mm}$ et les pressions sont comprises dans l'intervalle $P_0 \in [30; 120] \text{ bars}$. Les évolutions sont comparées à celle obtenue pour un jet subsonique d'orifice identique. Comme pour les jets subsoniques, la limite supérieure d'inflammabilité est fixée à $\chi_{LSI} = 75\%$ d'hélium, et χ_{LII} varie de 70% au minimum autorisé par le champ d'acquisition.

La figure 10.20 montre que pour une pression fixée, les évolutions sont identiques à celles observées pour les jets subsoniques. Plus la pression augmente, plus le volume et la masse inflammables sont importants. Comme pour les jets subsoniques, les précédentes évolutions sont normalisées par un volume et une masse de référence

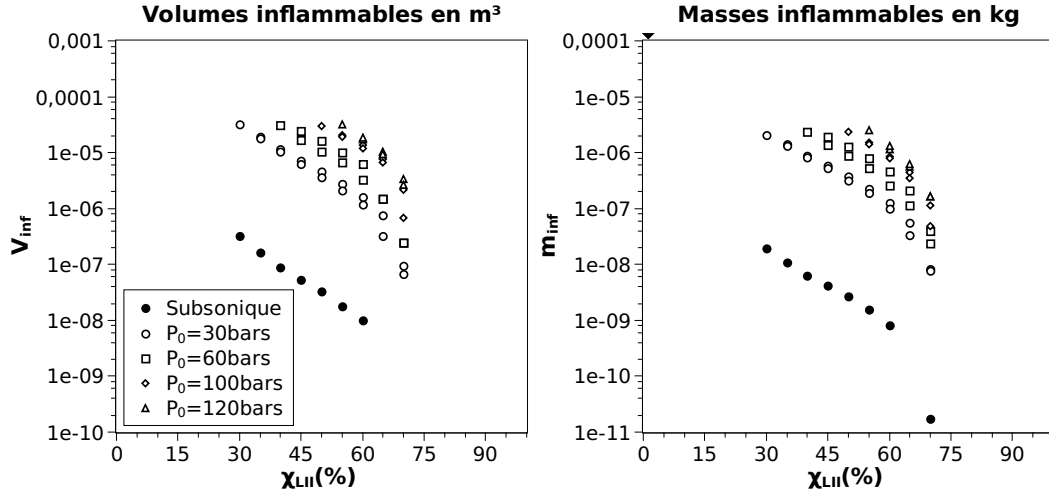


FIGURE 10.20 – Évolutions de volumes et de masses inflammables de jets sous-détendus d'hélium de $D_j = 1$ mm en fonction de la LII, pour différentes pressions P_0

présentés respectivement par les relations 9.6 et 9.7. Pour prendre en compte les effets de compressibilité des jets sous-détendus, ces relations doivent prendre en compte le diamètre fictif en plus du diamètre équivalent. Ainsi, l'ellipsoïde de révolution présenté à la relation 9.5 doit être proportionnel à D_e et D_f axialement et à D_f radialement. Soit $r = \frac{D_f}{2}$ et $x = 2D_e \frac{D_f}{D_j}$, le volume élémentaire devient :

$$V_{el} = \frac{\pi}{3} D_f^3 \frac{D_e}{D_j} \simeq \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}} D_f^3 \quad (10.21)$$

Ce volume élémentaire est toujours valable pour les jets subsoniques puisque dans ce cas $D_f = D_j$. De même, la masse élémentaire est toujours définie par la masse de gaz comprise dans le volume élémentaire, soit :

$$m_{el} = \rho_g V_{el} \quad (10.22)$$

Comme pour les jets subsoniques à densité variable, le diamètre équivalent permet aussi bien d'analyser les évolutions du volume et de la masse inflammables d'un jet d'hélium que d'un jet d'hydrogène. Le remplacement de D_j par D_f permet d'étudier aussi bien des jets sous-détendus que des jets subsoniques. La figure 10.21 présente les évolutions des volumes et des masses inflammables de la figure 10.20, mais normalisées par le volume et la masse de référence. Les résultats de calculs issus

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

d'EXPLOJET avec la loi de Birch *et al.* (1984) et de DISPERJET avec les nouvelles lois de similitude précédemment définies sont également représentés sur cette figure, avec $K_c = 0,175$ et $K'_c = 0,114$ les valeurs moyennes trouvées précédemment. Les erreurs sur K_c et K'_c sont similaires à celles présentées à la figure 9.15.

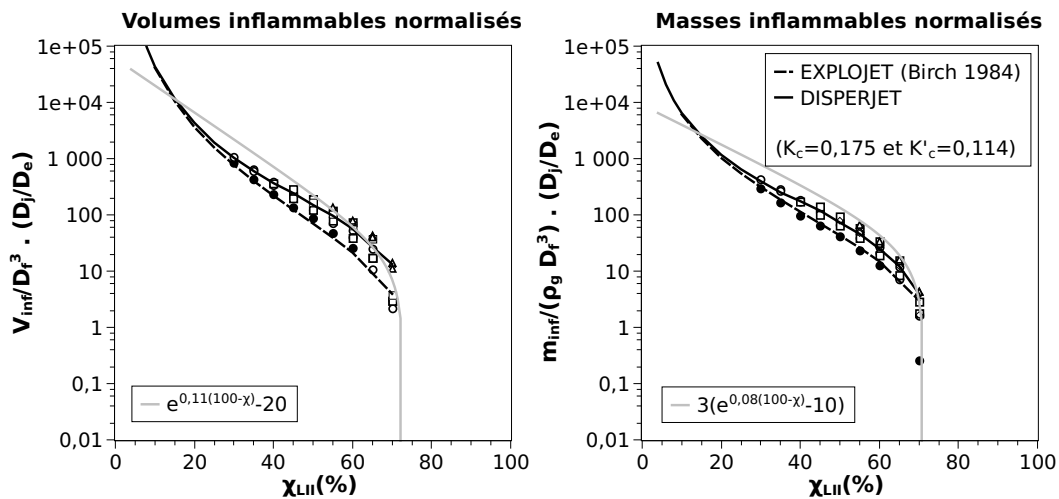


FIGURE 10.21 – Évolutions de volumes et de masses inflammables normalisés de jets sous-détendus d'hélium de $D_j = 1$ mm en fonction de la LII, pour différentes pressions P_0

La figure 10.21 montre que le volume et la masse de référence sont effectivement des paramètres de normalisation adaptés. Le décalage du jet subsonique par rapport aux jets sous-détendus est attribué à la valeur des débits : la normalisation ne prend pas en compte la vitesse du gaz à l'orifice. Les jets sous-détendus ont une vitesse constante sonique à l'orifice ce qui explique la très bonne superposition, alors que les jets subsoniques ont une vitesse U_j qui dépend de la pression du réservoir.

Il apparaît qu'EXPLOJET sous-estime le volume et la masse inflammable pour $\chi_{LII} > 20\%$, ce qui confirme l'analyse effectuée avec les jets subsoniques. Les champs d'acquisition étant restreints, les volumes et les masses inflammables n'ont pu être mesurés pour $\chi_{LII} < 20\%$. Dans le domaine des mesures effectuées, la figure 9.17 montre que les nouvelles lois de similitude utilisées par DISPERJET sont en très bon accord avec les mesures. À partir des mesures, des lois majorantes similaires

aux relations 9.11 apparaissent pour les volumes et les masses inflammables. Elles prennent alors en compte le diamètre fictif et s'expriment par :

$$\frac{V_{inf}}{D_f^3} \frac{D_j}{D_e} = e^{0,11[100-\chi(\%)]} - 20 \quad \text{et} \quad \frac{m_{inf}}{\rho_g D_f^3} \frac{D_j}{D_e} = 3 (e^{0,08[100-\chi(\%)]} - 10) \quad (10.23)$$

À partir de ces relations, il serait intéressant de pouvoir estimer le volume et la masse inflammables d'un jet de gaz inflammable stationnaire à partir du débit. Pour les jets sous-détendus, la vitesse est fixe à l'orifice et déterminée par la célérité définie à la relation 2.1. Les relations 10.23 s'expriment alors respectivement en fonction du débit volumique \dot{V}_j et du débit massique \dot{m}_j à l'orifice, en prenant le diamètre fictif tel que défini par la relation 10.11 :

$$\begin{aligned} V_{inf} &= \frac{4D_e \dot{V}_j}{\pi c_j} \left(\frac{D_f}{D_j} \right)^3 (e^{0,11[100-\chi(\%)]} - 20) \\ m_{inf} &= \frac{12D_e \dot{m}_j}{\pi c_j} \left(\frac{D_f}{D_j} \right)^2 (e^{0,08[100-\chi(\%)]} - 10) \end{aligned} \quad (10.24)$$

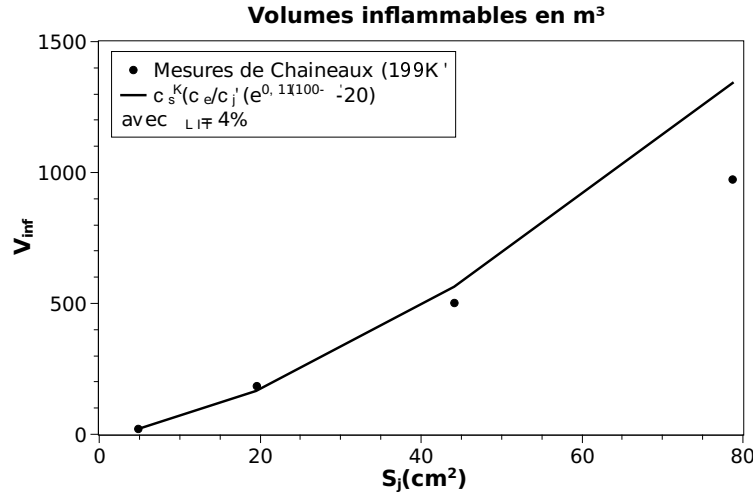


FIGURE 10.22 – Évolutions du volume inflammable (4-75%) d'un jet sous-détendus d'hydrogène de $P_0 = 40$ bars en fonction de la section de l'orifice

La figure 10.22 présente l'évolution du volume inflammable (4-75%) d'un jet sous-détendu d'hydrogène à $P_0 = 40$ bars en fonction de la section de l'orifice. Il apparaît que la relation 10.24 estime convenablement les mesures de volume inflammable effectuées par Chaîneaux (1993) pour des jets sous-détendus d'hydrogène.

10.5 Conclusion

Les résultats expérimentaux obtenus sur les jets sous-détendus d'hélium grâce à la BOS sont originaux puisqu'il n'existe que très peu de données quantitatives dans la littérature, particulièrement sur la décroissance radiale de la concentration ou encore dans la région du cône potentiel.

Le disque de Mach est un ingrédient déterminant vis à vis des décroissances de concentration dans les jets sous-détendus et est aisément repérable par ombroscopie. Son étude permet de donner un ordre de grandeur de la pression de rejet grâce à la relation 10.3, du diamètre fictif ($D_f = x_M \sqrt{\frac{\gamma+1}{2}}$), et de la longueur du cône potentiel.

Comme pour les jets subsoniques, la fraction molaire axiale n'est plus que de 50% à l'abscisse de similitude déterminée par $x_{sim} = 2x_p$. Les jets sous-détendus sont en similitude avec les jets subsoniques via un diamètre fictif. Une nouvelle expression de ce diamètre a été trouvée, qui comme le diamètre équivalent évolue en fonction de l'abscisse. Sa valeur maximale s'est avérée être plus adaptée lorsqu'elle est exprimée en fonction du rapport de la masse volumique à l'orifice par la masse volumique du même gaz aux conditions ambiantes. La loi des gaz parfaits donne :

$$\frac{D_f}{D_j} = \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} = \sqrt{\frac{\gamma+1}{2} \left(\frac{P_j}{P_a} \right)} \quad (10.25)$$

L'ensemble des relations trouvées pour l'analyse de l'évolution de la concentration au sein d'un jet sous-détendu d'hélium est regroupée dans le tableau 10.3 suivant.

La figure 10.23 compare les champs de fraction molaire d'un jet expérimental sous-détendu d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ et de pression initiale $P_0 = 30 \text{ bars}$. La partie en noir qui représente le volume supérieur à 75% de fraction molaire est une superposition de tous les essais BOS à 30 bars, ce qui apporte une meilleure définition de la région proche de l'orifice. Les lois de similitude énoncées au tableau 10.3 sont appliquées à un jet d'hélium de mêmes caractéristiques, et à un jet d'hydrogène de même diamètre et de même pression initiale P_0 . Les jets sont bornés par les *LII* et *LSI* de l'hydrogène (4-75% en volume), avec les faibles concentrations représentées

Loi	Classique	Auteur	Nouvelle
x_M	$0,67D_j \sqrt{\frac{P_0}{P_a}}$	Ashkenas & Sherman (1966)	$D_j \sqrt{\frac{P_j}{P_a}}$
D_M	$0,36D_j \sqrt{\frac{P_0}{P_a} - 3,9}$	Addy (1981)	$\frac{\gamma D_j}{4} \sqrt{\sqrt{Cd} \frac{P_0}{P_a} - 2\gamma^2}$
x_p	$(0,8 + 5M_j^2)D_j$	Lau & Morris (1979)	$8x_M$
$\frac{D_f}{D_j}$	$\sqrt{Cd \frac{P_0}{P_a} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$	Birch <i>et al.</i> (1984)	relation 10.15
x_c	$3,8D_j \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}} - 0,9D_j$	Sautet & Stepowski (1994)	$x_p - \frac{D_j}{K_c} \sqrt{\frac{\rho_j}{\rho_a}}$
$\frac{1}{C_c}$	$K_c \frac{x-x_c}{D_f} \left(\frac{\rho_g}{\rho_a}\right)^{-0,5}$	Birch <i>et al.</i> (1984)	$K_c \left(\frac{D_j}{D_f}\right) \frac{x}{D_e}$
K'_c			$0,0015 \frac{D_f}{D_j} + 0,105$
x'_c			$x_c - 6D_j$
L_C	$K'_c (x - x'_c)$	Chen & Rodi (1980)	relation 10.19
$\frac{C}{C_c}$	$e^{-Sc_t \left(\frac{r}{L_C}\right)^2}$	El-Amin & Kanayama (2009)	

TABLE 10.3 – Comparaison des lois de décroissance classiques avec les nouvelles lois utilisées dans DISPERJET

en jaune et les fortes concentrations en rouge. Le contour vert représente l'isoconcentration volumique en gaz à 35%. Il apparaît que :

1. les nouvelles lois de similitude représentent plus fidèlement la physique des jets que les lois classiques particulièrement dans la zone de proche sortie où le jet est très concentré en gaz.
2. le jet d'hydrogène génère un volume inflammable plus important que l'hélium pour un même diamètre et une même pression : la vitesse d'éjection de l'hydrogène est supérieure à celle de l'hélium pour le même orifice, ce qui augmente le débit volumique et donc le volume inflammable. En revanche, les masses inflammables sont identiques.

L'analyse des volumes et des masses inflammables a montré que les lois de similitude classiques sous-estiment les volumes et masses délimités par les fortes concentrations ($\chi > 20\%$). Les lois de similitude trouvées après l'analyse des résultats

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

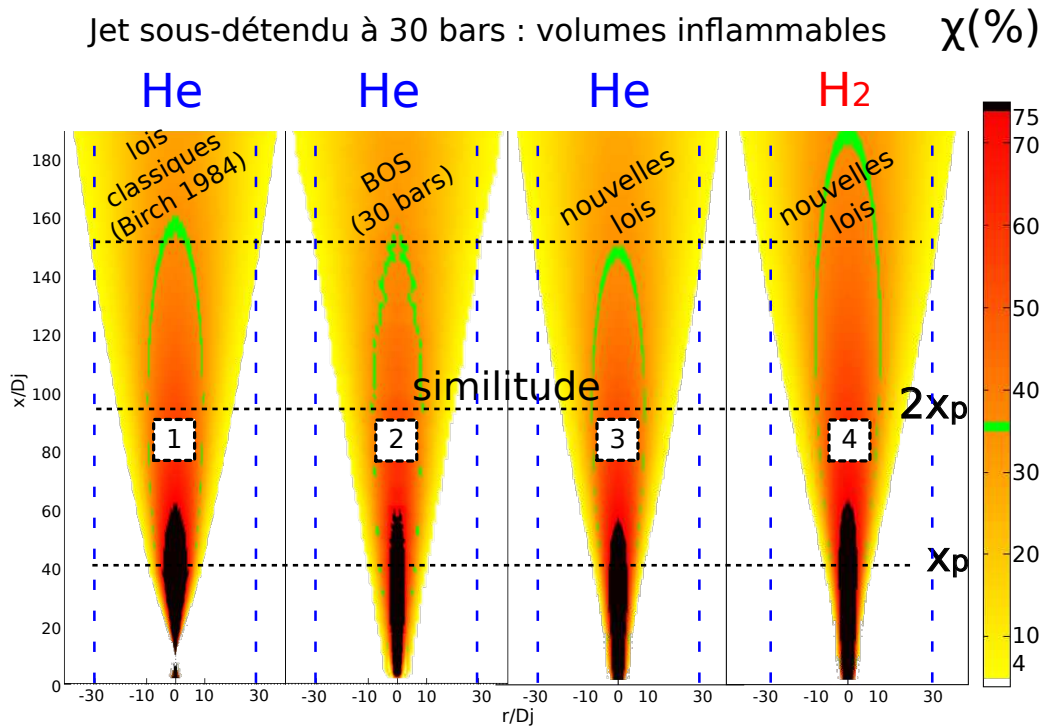


FIGURE 10.23 – Comparaison des enveloppes inflammables à 35% en volume déterminées par les différentes formulations des lois de similitudes référencées au tableau 10.3 (1 et 3) et un jet d'hélium à 30 bars mesuré par la BOS (BOS141, annexe E.8) 2. Pour comparaison, un jet d'hydrogène est également représenté 4

expérimentaux améliorent nettement la précision des estimations sur l'étendue des concentrations. Comme pour les jets subsoniques, le volume inflammable dépend du débit volumique \dot{V}_j tandis que la masse inflammable dépend du débit massique \dot{m}_j , moyennant l'utilisation du diamètre fictif. Il est ainsi possible d'évaluer rapidement le volume et la masse inflammable d'un jet stationnaire axisymétrique, sans avoir recours aux lois de similitude. La loi trouvée pour le volume inflammable est en bonne adéquation avec les données expérimentales de [Chaineaux \(1993\)](#) pour un jet d'hydrogène à $P_0 = 40 \text{ bars}$, dans la gamme 4-75%. Cette loi ainsi que la loi donnant la masse inflammable sont regroupées dans le tableau 10.4.

Les jets libres, subsoniques et sous-détendus, ont été examinés. Des lois de similitude ont été trouvées pour des jets d'hélium et validées pour des jets d'hydrogène. Il est maintenant possible d'estimer précisément le volume et la masse inflammables

10.5 Conclusion

Volume inflammable (m^3)	$V_{inf} = \frac{4D_e \dot{V}_j}{\pi \sqrt{T_0}} \sqrt{\frac{W_g(\gamma+1)}{2\gamma R}} \left(\frac{D_f}{D_j}\right)^3 (e^{0,11[100-\chi(\%)]} - 20)$
Masse inflammable (kg)	$m_{inf} = \frac{12D_e \dot{m}_j}{\pi \sqrt{T_0}} \sqrt{\frac{W_g(\gamma+1)}{2\gamma R}} \left(\frac{D_f}{D_j}\right)^2 (e^{0,08[100-\chi(\%)]} - 10)$

TABLE 10.4 – *Lois utilisées pour déterminer rapidement les volumes et les masses inflammables formées par le mélange d'un jet gazeux subsonique dans l'air*

de jets libres d'hydrogène afin de prévenir les risques liés à une éventuelle fuite. Si cette fuite a lieu dans un milieu encombré, le jet est en présence d'obstacles et les lois de similitude ne sont plus applicables. C'est pourquoi la prochaine partie se propose d'étudier ce type d'écoulement, toujours au moyen de la BOS.

10. JETS SUPERSONIQUES LIBRES

Chapitre 11

Jets subsoniques en présence d'un obstacle

Contrairement aux jets libres étudiés précédemment, ce chapitre est consacré à l'étude de jets en présence d'un obstacle dans l'écoulement. Le jet impacte alors cet obstacle qui perturbe l'écoulement classique du jet libre (section 3), et peut ainsi modifier grandement le mélange du gaz dans l'air.

L'objectif de cette partie est d'une part d'identifier expérimentalement les facteurs qui modifient le développement du jet, et d'autre part de rechercher une éventuelle similitude avec les jets libres du point de vue des décroissances axiales et radiales de la concentration moyenne. L'objectif final est de déterminer l'influence d'un obstacle (dimensions, forme géométrique, position) sur l'efficacité de mélange du jet dans l'air, autrement dit de déterminer son influence sur le volume et la masse inflammables comparativement à un jet libre.

La BOS est utilisée pour mesurer la concentration d'hélium en tout point du jet en présence d'un obstacle. Afin de respecter les conditions d'intégration de la transformée inverse d'Abel, l'obstacle doit être axisymétrique avec son axe de symétrie confondu avec celui du jet. Ainsi, deux obstacles axisymétriques aux géométries simples ont été choisis pour leur intérêt industriel et pour leur adéquation avec la BOS : une sphère pour étudier l'impact d'un jet sur une surface arrondie, et un

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

cylindre vertical pour étudier l'impact d'un jet sur une surface plane à angles vifs.

11.1 Paramètre de similitude

Pour les mesures qui suivent, l'obstacle est positionné sur l'axe d'axisymétrie du jet à une abscisse x_o de l'orifice. Cette abscisse correspond au point d'impact du jet sur l'obstacle. Les paramètres variables sont alors :

- le diamètre du jet D_j
- le diamètre de l'obstacle D_o
- la géométrie de l'obstacle : impact sur un obstacle convexe avec une sphère et impact sur un plan à arêtes vives avec un cylindre vertical
- la position de l'obstacle x_o

Compte tenu du nombre important de variables, un paramètre est établi pour regrouper plusieurs variables en une seule : R_D . Il représente le rapport du diamètre de l'obstacle par le diamètre D_i du jet au moment de l'impact :

$$R_D = \frac{D_o}{D_i} \quad (11.1)$$

Le jet se développe librement avant l'impact sur l'obstacle, ce qui permet d'estimer sa largeur à partir de l'épanouissement du jet libre, vu à la section 9.3. En considérant que le jet libre a un profil gaussien pour la décroissance radiale de la concentration moyenne, les 2% de gaz en volume, soit la moitié de χ_{LII} de l'hydrogène, sont atteints pour un rayon de $3L_C$. Le diamètre du jet au moment de l'impact se définit alors par :

$$D_i = 6L_C(x_o) \quad (11.2)$$

La figure 11.1 présente deux jets d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ qui impactent une sphère de 10 mm ou 20 mm respectivement positionnée à $10D_j$ et $20D_j$. Le rapport des diamètres R_D est identique et les deux jets se superposent bien moyennant une mise à l'échelle par rapport aux diamètres des sphères. Bien évidemment les concentrations ne sont pas les mêmes mais la bonne continuité de l'épanouissement des jets en terme

11.1 Paramètre de similitude

de limite extérieure et de demi-largeur L_C laisse supposer que R_D est un paramètre de similitude.

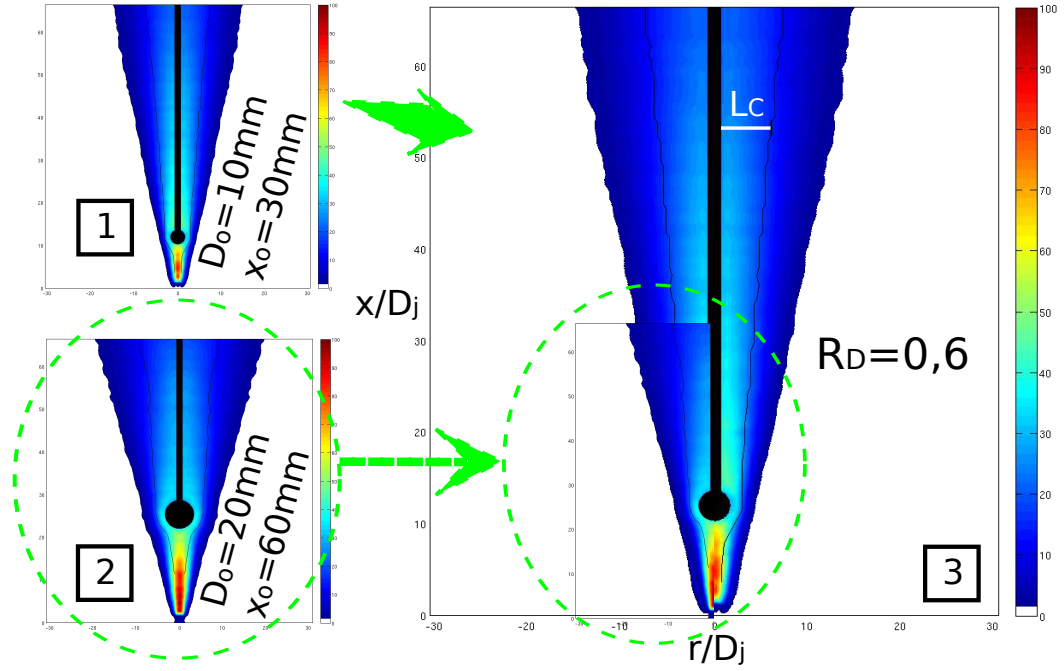


FIGURE 11.1 – Champs de fraction molaire de jets d'hélium ($D_j = 3 \text{ mm}$) en présence d'une sphère de 10 mm à $10D_j$ [1] ou d'une sphère de 20 mm à $20D_j$ [2]. [3] représente la superposition des champs avec une mise à l'échelle de [2] vers [1] en fonction de D_o

R_D regroupe les variables D_j , D_o , et x_o , et se définit à partir de l'équation 9.4 :

$$R_D = \frac{D_o}{6 K'_c x_o \left(1 - e^{-\frac{x_o}{4D_j}}\right) + 3 D_j} \quad (11.3)$$

Cette relation est valable dans la région où les profils de décroissance radiaux sont en similitude, mais elle est à nuancer dans la région inertielle pour $x < x_p$ puisque les profils radiaux ne sont pas gaussiens : la largeur du jet est surestimée et R_D plus petit que la réalité.

Pour vérifier la cohérence du paramètre R_D et identifier une éventuelle similitude, l'étude portera sur la décroissance axiale de la concentration moyenne, puis sur

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

l'épanouissement du jet ainsi que sur la décroissance radiale de la concentration moyenne.

11.2 Similitude axiale

L'obstacle et la tige de support se situent sur l'axe du jet. Par conséquent la décroissance axiale de la concentration moyenne ne peut être prise sur l'axe du jet mais elle sera prise sur le maximum de concentration. Ce maximum de concentration correspond à l'axe du jet dans la partie libre (avant l'impact) et au contour de l'obstacle en aval de l'obstacle (figure 11.2).

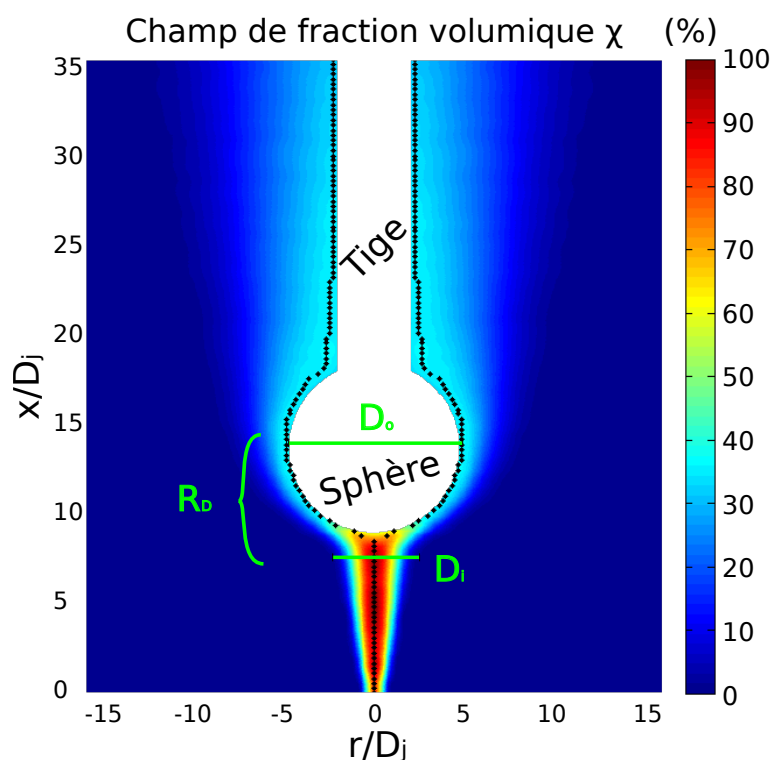


FIGURE 11.2 – Jet d'hélium de $D_j = 1$ mm en présence d'une sphère de 10 mm positionnée à $10D_j$ de l'orifice (BOS75, annexe E.8). Le maximum de concentration détecté par JetBOSsoft (points noirs) suit l'axe du jet puis le contour de l'ensemble [sphère+tige]

La figure 11.2 montre le champ de fraction molaire d'un jet d'hélium de $D_j = 1$ mm qui impacte une sphère de 10 mm à une hauteur de $10 D_j$: le rapport des

diamètres vaut $R_D = 1,9$. Le maximum de concentration est repéré par JetBOSsoft et représenté par des points noirs sur la figure. Il apparaît effectivement que le maximum de concentration suit le contour de l'obstacle. Un léger décalage est néanmoins visible dans la zone de recirculation, juste en aval de la sphère, à l'intersection avec la tige. Ce décalage est dû à une concentration stagnante d'hélium : la concentration mesurée au point noir est la même que celle mesurée radialement le long de l'obstacle.

Pour évaluer l'influence de l'obstacle sur le mélange du gaz dans l'air il est préférable d'étudier les écoulements en plus grand champ. Bien que la résolution des mesures autour de l'obstacle soit d'autant moins bonne que le champ est grand, les taux de décroissances axiaux seront plus précis puisque les mesures s'étendront plus loin de l'orifice : les régressions linéaires auront ainsi une incertitude plus faible. Pour mesurer la variation du taux de décroissance axial en présence d'un obstacle, les évolutions axiales de la concentration moyenne sont comparées à celles des jets libres. Dans le cas des jets en présence d'un obstacle où l'obstacle et la tige sont sur l'axe du jet, les évolutions axiales correspondent aux évolutions du maximum radial de concentration représenté par les points noirs sur la figure 11.2.

La visualisation préalable des champs de concentration a montré que dans certains cas, le maximum de concentration ne correspond pas précisément à la paroi de l'ensemble obstacle-tige, particulièrement lorsque le champ d'acquisition est grand : la résolution du contour de l'obstacle est plus faible. Cet effet est la conséquence d'un très léger décalage entre l'axe d'intégration BOS et l'axe réel de l'ensemble tige-obstacle (section 7.2.9). Vu que la concentration le long de l'obstacle ne peut pas être plus faible que la concentration maximale détectée, la solution apportée est de considérer que la concentration le long de l'obstacle vaut le maximum trouvé radialement. L'étude des profils radiaux de concentration abordée à la section 11.3.2 montre que cette solution est acceptable.

11.2.1 Sphère

La figure 11.3 présente les évolutions axiales de la concentration moyenne pour un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ qui impacte une sphère de 20 mm de diamètre

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

positionnée successivement à 5, 10, 20, et 40 D_j . Ces évolutions sont tout d'abord représentées en fonction de l'abscisse $\frac{x}{D_j}$ [1], puis en prenant pour origine l'abscisse d'impact ou la fin du cône potentiel pour le jet libre [2].

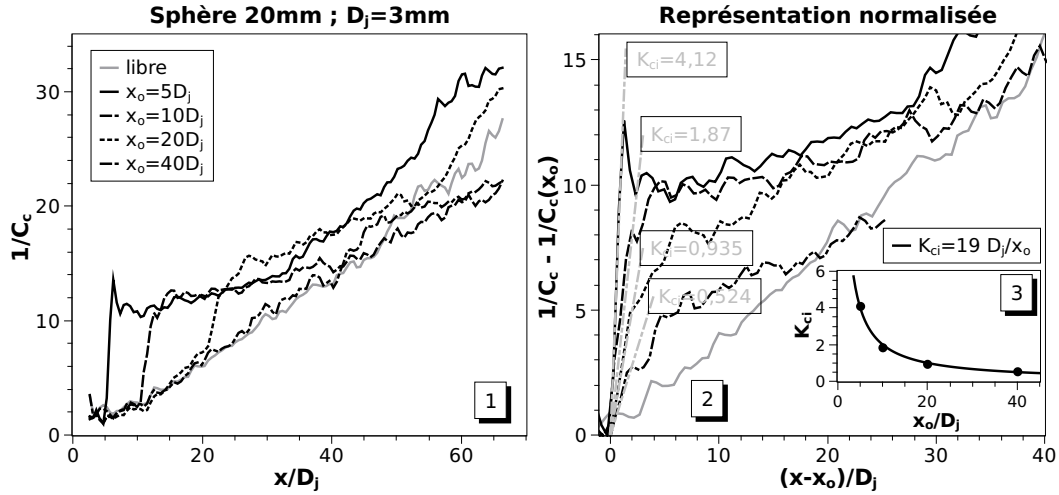


FIGURE 11.3 – Décroissance axiale de la concentration d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à différentes distances de l'orifice (BOS118->122, annexe E.8)

Il apparaît tout d'abord que le taux de décroissance K_c de la concentration axiale prend une valeur élevée K_{c_i} au moment de l'impact du jet sur la sphère, ce qui se traduit par une forte diminution de la concentration et donc par un meilleur mélange. K_{c_i} est inversement proportionnel à la position de l'obstacle x_o/D_j [3] : plus l'obstacle est proche de l'orifice, plus le mélange est efficace. La concentration stagne ensuite dans le sillage de la sphère avec un taux de décroissance constant $K_{c_s} \approx 0,055$ pendant environ $4D_o$ puis reprend le taux de décroissance du jet libre, soit $K_c \approx 0,175$.

Des lois apparaissent alors pour K_{c_i} et pour K_{c_s} en fonction de K_c :

$$\frac{K_c}{K_{c_i}} = 0,3 \frac{x_o}{D_j} \quad (11.4)$$

$$\frac{K_c}{K_{c_s}} = 3,2 \quad (11.5)$$

11.2 Similitude axiale

Pour vérifier cette analyse la figure 11.4 présente les décroissances axiales de la concentration de jets d'hélium en présence d'une sphère. Ces jets peuvent avoir différents diamètres et impacter des sphères également de diamètres différents et positionnées à différentes distances de l'orifice. C'est pourquoi ils sont représentés en fonction du paramètre de similitude R_D défini à la relation 11.1. Les jets sont également regroupés par rapport à la position de l'obstacle pour mettre en évidence le taux de décroissance à l'impact, K_{ci} .

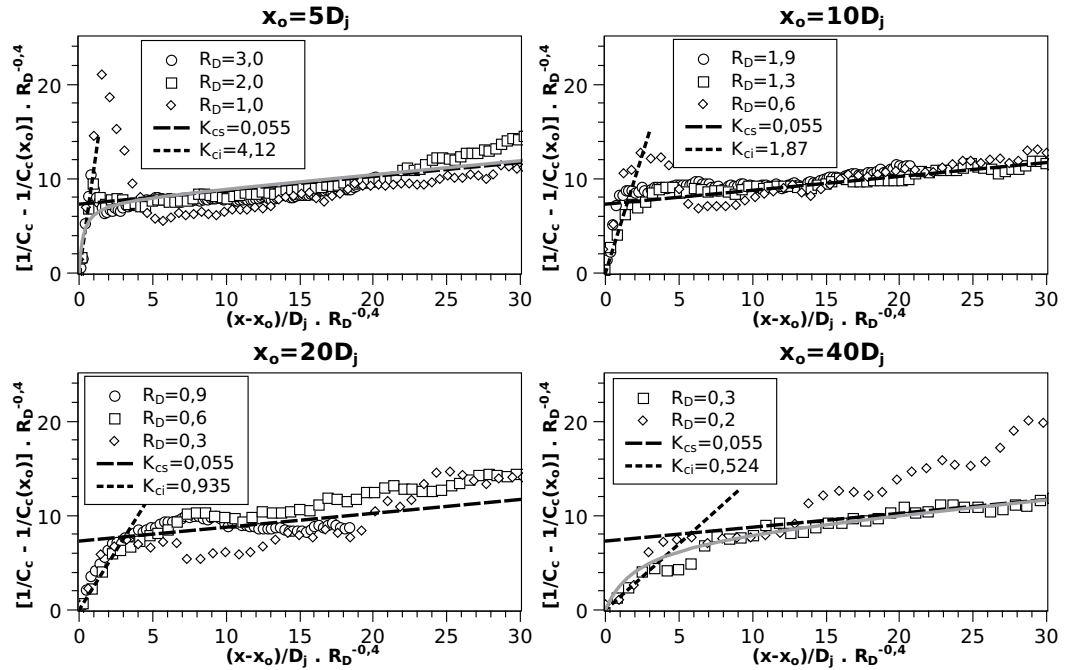


FIGURE 11.4 – Décroissance normalisée de la concentration axiale de jets d'hélium en présence d'une sphère, pour différentes positions d'impact x_o

La figure 11.4 montre qu'une similitude existe pour la décroissance axiale de jets en présence d'une sphère et que ce paramètre de similitude est $R_D^{-0,4}$. La similitude n'est pas totale puisque K_{ci} varie en fonction de la distance x_o à laquelle l'obstacle est placé. En revanche K_{cs} reste constant. Cette analyse confirme les relations 11.4 et 11.5. La dispersion qui apparaît pour $R_D = 0,2$ à $x_o = 40D_j$ est due au bruit de fond sur le dernier quart du champ d'acquisition ($x > 100D_j$). L'erreur apparaît

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

d'autant plus amplifiée que le rapport R_D est faible.

En résumé, plus la sphère est loin de l'orifice moins elle influence la décroissance de la concentration et donc le mélange. Le taux de décroissance de la concentration au moment de l'impact pourrait être proportionnel à la vitesse d'impact du jet puisque K_{c_i} et U_c sont inversement proportionnels à $\frac{x}{D_j}$.

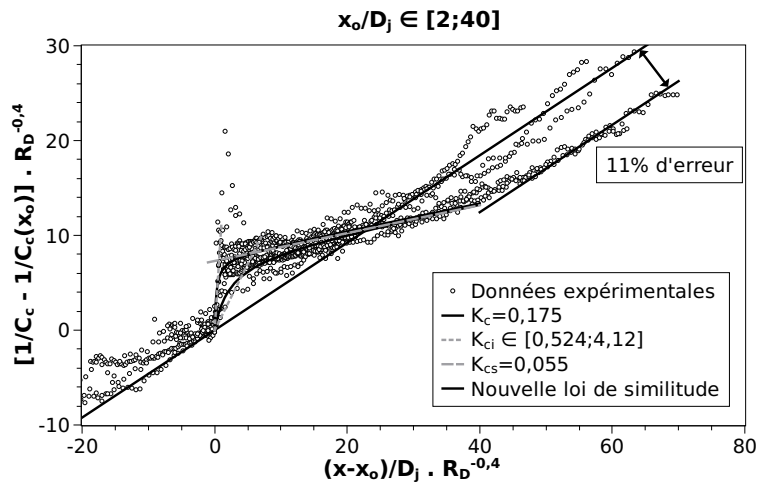


FIGURE 11.5 – Décroissance de la concentration axiale en pseudo-similitude de jets d'hélium en présence d'une sphère

La figure 11.5 présente cette fois-ci les données expérimentales des figures précédentes en pseudo-similitude, indépendamment de la position de l'obstacle. Il apparaît que la concentration axiale suit une décroissance moyenne à partir de l'impact telle que :

$$\frac{1}{C_c} = \frac{1}{C_c(x_o)} + \frac{K_{c_s}(x - x_o)}{\sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}} D_j} + \left(7,5 + K_{c_s} \sqrt{\frac{x_o}{D_j}} \right) \frac{x - x_o}{x - x_o + x_o K_{c_s} R_D^{0,4}} \quad (11.6)$$

La figure 11.5 montre que la formulation précédente est valable pour $\frac{x-x_o}{D_j} R_D^{-0,4} \in [0; 24]$, soit $\frac{x}{D_j} \in \left[\frac{x_o}{D_j}; \frac{x_o}{D_j} + 24R_D^{0,4} \right]$. Ensuite le jet retrouve le taux de décroissance de concentration axial classique des jets libres subsoniques. Vu qu'il y a une perte de quantité de mouvement lors de l'impact sur l'obstacle, il se peut que la région intermédiaire prenne forme plus près de l'orifice que prévu. Cet effet est apparu lors

de certaines mesures, notamment lorsque la sphère est proche de l'orifice (figure 11.3 pour $x_o = 5D_j$). Des essais supplémentaires sont toutefois nécessaires pour confirmer cette observation.

11.2.2 Problèmes de mesures en champ proche

Le taux de décroissance axial du jet avec la sphère positionnée à $x_o = 5D_j$ et $10D_j$ sur les figures 11.3 et 11.4 devient négatif sur une courte distance près de la zone d'impact : ce n'est pas physique puisque cela reviendrait à admettre un gain ou une production d'hélium dans le jet. Ce phénomène se retrouve dans d'autres essais de jet en présence d'une sphère placée dans le cône potentiel, et peut s'expliquer par une analyse de la méthode de calcul de la concentration. Dans JetBOSsoft, la concentration est déduite de la masse volumique mesurée par la BOS (relation C.9) en considérant des gradients nuls de température et de pression. Le taux de décroissance K_c négatif observé sur la figure 11.3 peut être soit la conséquence d'un taux surestimé par un effet de température ou de pression, soit une résolution insuffisante des gradients de densité mesurés, soit un problème lié à la méthode d'intégration. Pour statuer sur cette origine, un jet transsonique d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ en présence d'une sphère de $D_o = 10 \text{ mm}$ positionnée à 2, 5, et 10 D_j est étudié en champ proche. La forte pression d'impact du jet transsonique permet d'étudier les effets de pression ou de température tandis que la proximité de la caméra permet de s'affranchir des éventuels problèmes de résolution du champ.

La figure 11.6 représente le champ de fraction molaire d'un jet d'hélium de $D_j = 1 \text{ mm}$ qui impacte une sphère de $D_o = 10 \text{ mm}$ à $x_o = 2D_j$. La sphère est donc placée dans le cône potentiel du jet où la vitesse et la concentration axiales sont maximales et les profils radiaux ne sont pas encore sous forme gaussienne. Le cercle rouge indique la sous-estimation de la concentration qui se traduit par un pic en $1/C_c$ indiqué par les pointillés noirs sur le graphique associé ; la courbe rouge représente la décroissance de la concentration axiale indiquée par les points noirs sur le champ de fraction molaire. Les courbes verte et bleue montrent que le pic en $1/C_c$ diminue à mesure que la sphère s'éloigne de l'orifice pour disparaître au-delà

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

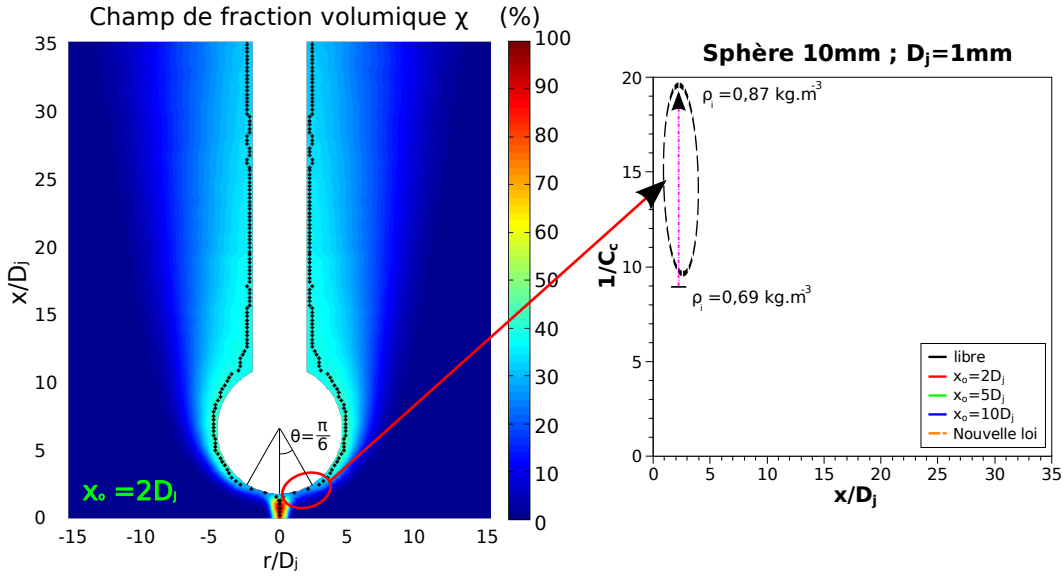


FIGURE 11.6 – Champ de fraction molaire et décroissance axiale de la concentration d'un jet d'hélium de $D_j = 1$ mm en présence d'une sphère de 10 mm de diamètre positionnée à $2D_j$ (BOS73, annexe E.8); cette concentration est comparée à celles du jet libre et des jets avec une sphère positionnée à $5D_j$ et $10D_j$

de $x_o = 10D_j$, ce qui est confirmé par la figure 11.4.

La mesure des densités de la figure 11.6 est réalisée avec un champ de petites dimensions : la proximité de la caméra implique alors une bonne résolution de la zone d'impact, ce qui élimine l'hypothèse de résolution insuffisante. L'annexe F analyse en détail les effets de pression autour de la sphère. Si $\rho_{i_{th}} = 0,69 \text{ kg.m}^{-3}$, alors il suffit d'une vitesse d'écoulement $U = 275 \text{ m.s}^{-1}$ pour que la pression dynamique vaille $P_{i_m} = 1,26 \text{ bars}$. La pression d'arrêt peut également être plus faible pour le même rapport de masses volumiques si la sphère est plus froide que le jet. Les effets de pression peuvent donc intervenir pour le jet transsonique de la figure 11.6 où $U_j \approx 700 \text{ m.s}^{-1}$ mais pas pour les jets subsoniques où $U_j < 200 \text{ m.s}^{-1}$. L'analyse des profils radiaux de concentration qui suit (section 11.3.2) a permis d'apporter une réponse sur la cause de cette perte de concentration. Il serait toutefois intéressant d'étudier le champ de masse volumique d'un jet d'air dans des conditions similaires afin de faire abstraction de la variation de masse molaire W dans le jet et ainsi de mettre en valeur les effets de pression.

11.2.3 Cylindre

Contrairement à l'impact sur une sphère, l'impact d'un jet sur un cylindre vertical peut localement être assimilé à un impact sur une paroi plane. C'est pourquoi l'écoulement n'est plus considéré comme un jet vertical quand $R_D \geq 1$ puisque la quantité de mouvement axiale s'annule au contact de l'obstacle : le développement du jet n'est plus possible, comme le montre la figure 11.7. Cooper (2001) prévoyait une autre limite : $R_D \geq \frac{2,4}{C_x}$, soit $R_D \geq 2,8$ pour un cylindre vertical. Dans son étude, Cooper (2001) positionnait les obstacles au-delà de $15D_j$, c'est-à-dire dans la zone de similitude, où la vitesse est faible. Ceci montre que la vitesse U_i du jet au moment de l'impact joue un rôle important pour déterminer la limite à partir de laquelle l'écoulement ne se comporte plus comme un jet.

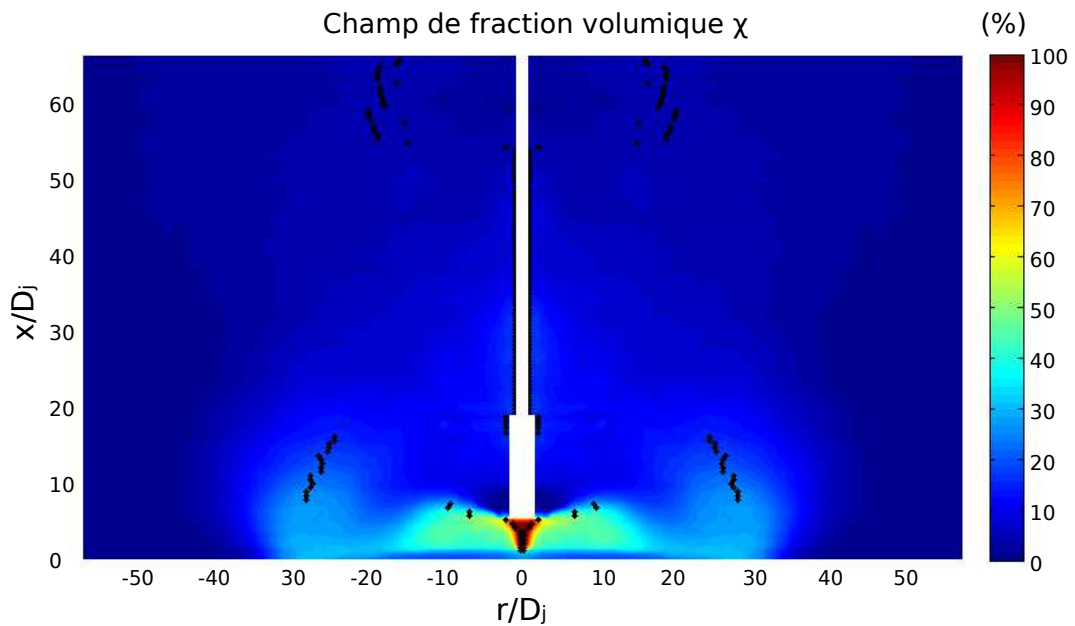


FIGURE 11.7 – Jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ en présence d'un cylindre vertical de 10 mm positionné à $5D_j$ de l'orifice (BOS114, annexe E.8). Le maximum de concentration détecté par JetBOSsoft (points noirs) ne suit pas le contour de l'ensemble [cylindre+tige] puisque l'écoulement ne se comporte plus comme un jet

La figure 11.8 présente les évolutions axiales de concentration moyenne pour un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ qui impacte un cylindre de 10 mm de diamètre positionné

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

successivement à 5, 10, 20, et 40 D_j . Ces évolutions sont tout d'abord représentées en fonction de l'abscisse [1], puis en prenant pour origine l'abscisse d'impact ou la fin du cône potentiel pour le jet libre [2]. Il apparaît que la décroissance axiale de la concentration du jet en présence du cylindre vertical à $x_o = 5D_j$ ne correspond pas à la décroissance classique d'un jet libre ou en présence d'une sphère comme vu précédemment, puisque le taux de décroissance est très élevé et ne diminue pas après l'impact. Dans ce cas-ci l'écoulement est celui d'un jet impactant : l'épanouissement du jet est insuffisant au moment de l'impact et la composante axiale de la vitesse est transformée en composante radiale. Dans ce cas, l'écoulement en aval du cylindre est dû à la densité de l'hélium, qui, plus léger que l'air, s'évacue vers le haut sous la forme d'un panache.

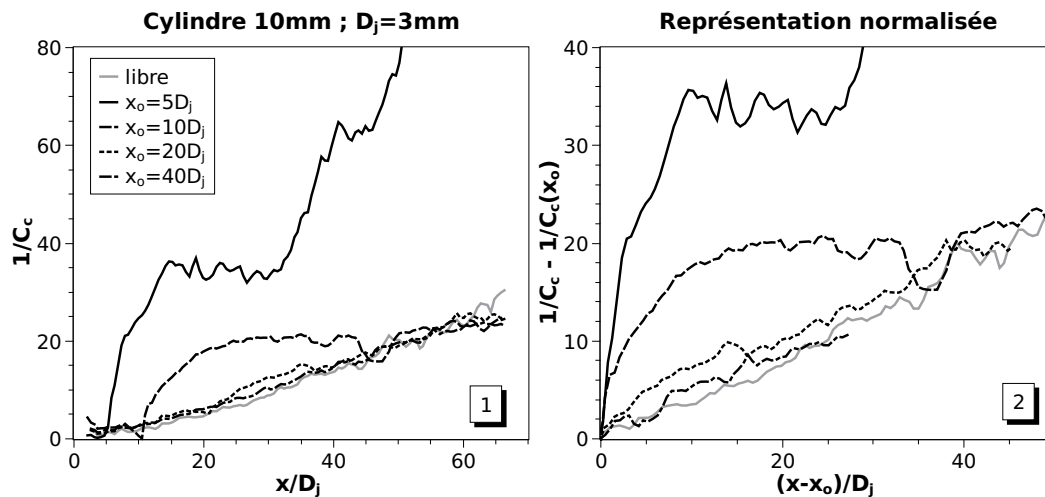


FIGURE 11.8 – Décroissance axiale de la concentration d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'un cylindre vertical de 10 mm de diamètre positionné à différentes distances de l'orifice (BOS112->117, annexe E.8)

Les autres écoulements de la figure 11.8 ($x_o = 10, 20,$ et $40D_j$) sont également des jets en présence d'un cylindre vertical et sont comparés au jet libre de référence. Contrairement aux jets en présence d'une sphère, il apparaît qu'au-delà de $20D_j$ l'impact ne modifie plus la concentration axiale : plus le cylindre est éloigné de l'orifice moins le mélange axial est perturbé. Cette analyse est similaire à celle faite pour la sphère, mais le cylindre apparaît plus influent : proche de l'orifice le cylindre

11.3 Épanouissement et similitude radiale

mélange mieux que la sphère, mais il mélange moins bien lorsque $x_o > 20D_j$. Cette différence pourra être analysée dans des travaux futurs par l'analyse des champs de vitesse.

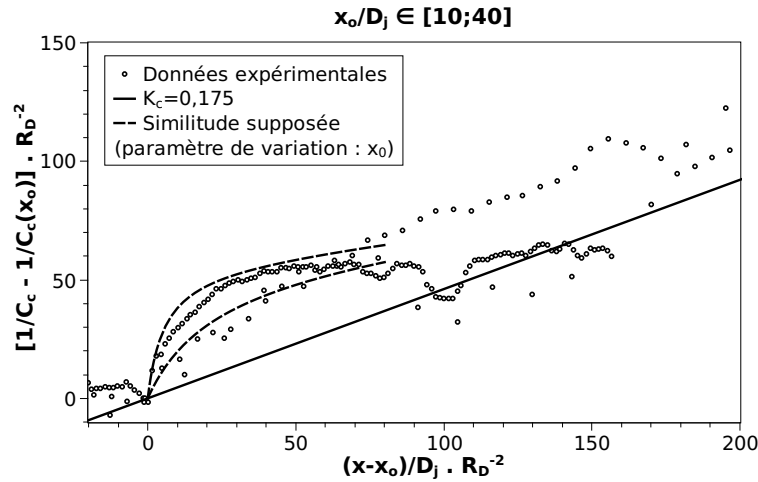


FIGURE 11.9 – *Décroissance normalisée de la concentration axiale de jets d'hélium en présence d'un cylindre vertical, pour différentes position d'impact x_o*

La figure 11.9 présente les évolutions axiales de la concentration, normalisées par R_D^{-2} . Une pseudo-similitude pourrait apparaître en remplaçant le coefficient $R_D^{-0,4}$ de la sphère par R_D^{-2} , mais les résultats ne sont statistiquement pas suffisants. L'inverse de ce rapport, R_D^2 , correspond au rapport de surfaces $R_S = \frac{\pi D_o^2}{\pi D_i^2}$ introduit par Cooper (2001).

11.3 Épanouissement et similitude radiale

La présence d'un obstacle dans l'écoulement d'un jet libre a non seulement un effet sur la concentration axiale moyenne, mais aussi sur l'épanouissement et sur la décroissance radiale. L'étude de la décroissance axiale a montré que les résultats avec le cylindre vertical n'étaient pas suffisants pour définir une similitude. Par conséquent, l'étude radiale qui suit sera principalement consacrée aux jets d'hélium en présence d'une sphère.

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

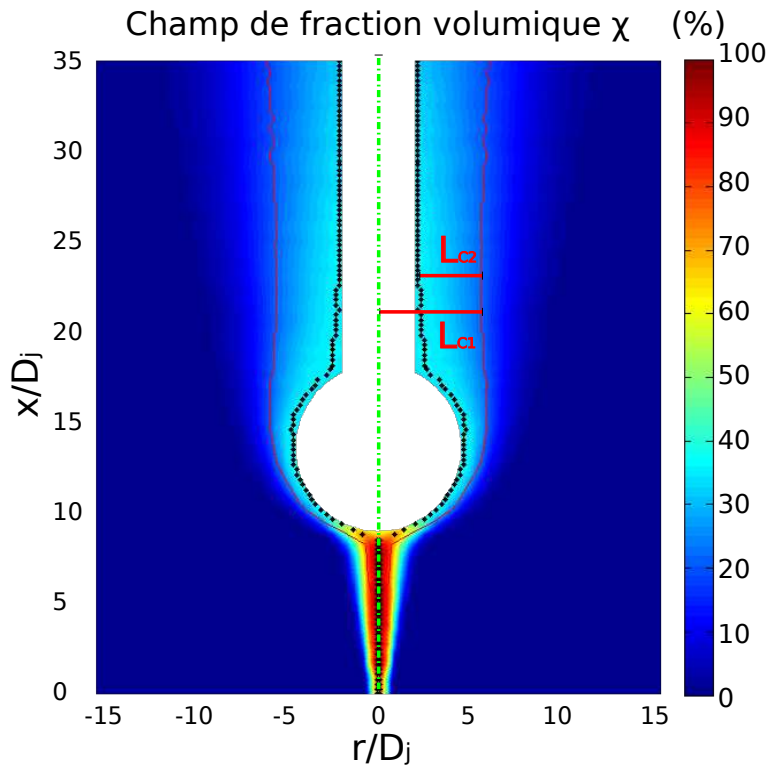


FIGURE 11.10 – Jet d'hélium de $D_j = 1$ mm en présence d'une sphère de 10 mm positionnée à $10D_j$ de l'orifice (BOS75, annexe E.8). JetBOSsoft repère la demi-largeur L_C de la concentration (ligne rouge) par rapport au maximum de concentration (points noirs)

En raison de la présence de l'obstacle dans le jet, les décroissances radiales de concentration et l'épanouissement sont mesurés de deux manières différentes :

1. à partir de l'axe d'axisymétrie : demi-largeur L_{C_1}
2. à partir du maximum de concentration : demi-largeur L_{C_2}

La figure 11.10 illustre ces deux mesures de demi-largeur sur un jet de $D_j = 1$ mm qui impacte une sphère de 10 mm de diamètre positionnée à $10D_j$. L_{C_1} croît brutalement au moment de l'impact et jusqu'à la moitié de la sphère puis stagne ensuite, tandis que L_{C_2} stagne d'abord jusqu'à la moitié de la sphère, puis augmente dans le début du sillage pour également stagner ensuite. Les deux évolutions de la demi-largeur L_{C_1} et L_{C_2} sont différentes et méritent d'être étudiées : s'il y a similitude, la

11.3 Épanouissement et similitude radiale

première permet d'estimer la demi-largeur réelle d'un jet après impact à partir de la relation 11.2, tandis que la deuxième pourrait permettre en plus de reconstituer le champ de concentration d'un jet en présence d'une sphère, à partir de la relation de similitude axiale 11.6. Les décroissances radiales de la concentration débutent alors à la position radiale $r(x) = L_{C_1}(x) - L_{C_2}(x)$.

11.3.1 Épanouissement

11.3.1.1 Par rapport à l'axe initial du jet

Lorsque la demi-largeur de profil moyen de concentration est prise par rapport à l'axe initial du jet, l'épanouissement de l'écoulement indique la position réelle de la demi-largeur et fournit ainsi une information sur la portée radiale du jet. La figure 11.11 présente les évolutions de cette demi-largeur pour un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ qui impacte une sphère de 20 mm de diamètre positionnée successivement à $5D_j$, $10D_j$, $20D_j$, et $40D_j$. Ces évolutions sont tout d'abord superposées et représentées en fonction de l'abscisse $\frac{x}{D_j}$ [1], puis en prenant pour origine l'abscisse d'impact ou la fin du cône potentiel pour le jet libre [2].

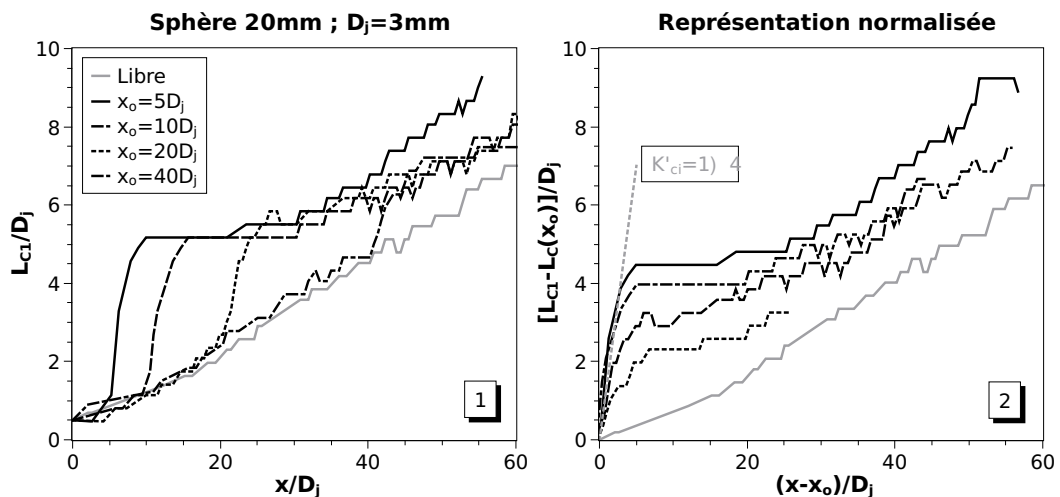


FIGURE 11.11 – Épanouissement avec l'obstacle d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à différentes distances de l'orifice (BOS118->122, annexe E.8)

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

De manière similaire à la décroissance axiale de la concentration, il apparaît que le taux d'épanouissement K'_c prend une valeur élevée $K'_{c_i} = 1,4$ au moment de l'impact du jet sur la sphère, puis $K'_{c_s} = 0,04$ dans le sillage pour enfin retrouver le taux d'épanouissement du jet libre K'_c pour $x > x_o + 4,5D_oR_D^{0,4}$, mais avec une origine virtuelle x'_c différente. Contrairement à la décroissance axiale, K'_{c_i} peut être considéré comme constant et ne dépend pas de $\frac{x_o}{D_j}$.

Pour vérifier l'analyse précédente, la figure 11.12 présente les épanouissements de jets d'hélium en présence d'une sphère. Ces jets peuvent avoir différents diamètres ($D_j \in [1; 3] \text{ mm}$) et impacter une sphère de 10 mm ou 20 mm de diamètre positionnée à différentes abscisses. C'est pourquoi ils sont représentés en fonction du paramètre de similitude R_D défini à la section 11.1. Pour mettre en évidence l'épanouissement à l'impact K'_{c_i} , les épanouissements sont représentés en fonction de l'abscisse d'impact x_o .

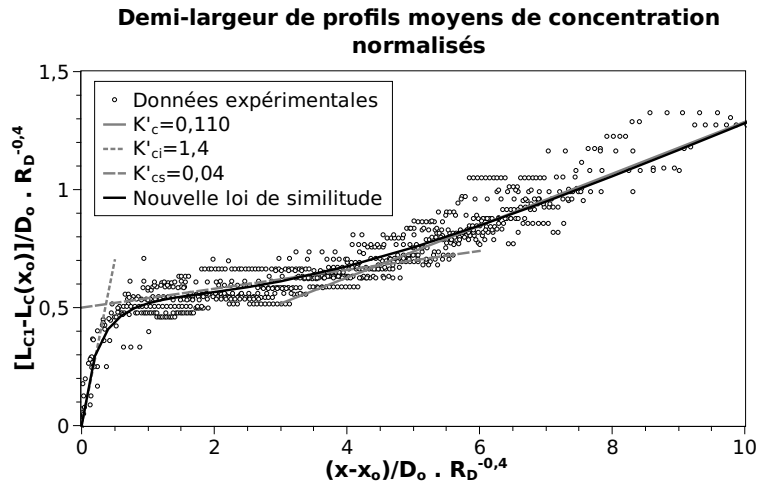


FIGURE 11.12 – Épanouissement normalisé de la demi-largeur de jets d'hélium en présence d'une sphère, pour différentes positions d'impact x_o , avec l'obstacle (L_{C1})

La figure 11.12 présente les données expérimentales en pseudo-similitude obtenues pour différents jets en présence d'un obstacle. Elle montre qu'une similitude existe pour l'épanouissement du jet lorsqu'il impacte une sphère et que ce paramètre de similitude est $\frac{D_j}{D_o} R_D^{-0,4}$. Le facteur $\frac{D_j}{D_o}$ indique que l'obstacle est pris en compte

11.3 Épanouissement et similitude radiale

tandis que $R_D^{-0,4}$ confirme la validité du paramètre de similitude R_D utilisé également pour la décroissance axiale. La figure 11.12 montre que K'_{c_i} et K'_{c_s} sont constants. Il apparaît que l'épanouissement suit une croissance moyenne à partir de l'impact, tel que :

$$L_{C_1}(x) = L_C(x_o) + D_o R_D^{0,4} \left[K'_{c_i}(\phi - 5) \left(1 - e^{-\frac{\phi}{4}} \right) + 0,8 \frac{\phi}{\phi + 2,6 K'_{c_i}} \right] \quad (11.7)$$

avec $\phi = \frac{x-x_o}{D_o} R_D^{-0,4}$.

Lors de l'impact sur un cylindre vertical, l'épanouissement du jet montre au contraire que K'_{c_i} dépend de la position de l'obstacle. Ce phénomène se comprend aisément puisque lors de l'impact d'une paroi plane, plus la vitesse d'impact du jet est grande, plus l'épanouissement est grand au niveau de l'obstacle (figure 11.7). Comme pour la décroissance axiale, aucune similitude n'apparaît pour l'épanouissement.

11.3.1.2 Par rapport au contour de l'obstacle

L'étude de l'épanouissement du jet en présence d'un obstacle en prenant le bord de la sphère pour référence est plus intéressante puisqu'une loi de similitude d'épanouissement, couplée à la similitude axiale et à une similitude radiale, permettrait alors de reconstituer le champ de concentration. Il serait ainsi possible d'estimer le volume inflammable ou les distances d'effets de jets en présence d'un obstacle. L'épanouissement sans obstacle se détermine à partir de l'évolution de la demi-largeur L_{C_2} , entre le bord de l'obstacle et la demi-largeur de profil moyen de concentration : $L_{C_2}(x) = L_{C_1}(x) - r_o(x)$ où $r_o(x)$ est le rayon de l'obstacle à une altitude x . Cette demi-largeur prend alors en compte la forme et les dimensions de l'obstacle. De ce point de vue là, la BOS présente un avantage puisqu'elle permet de mesurer le champ de concentration près de l'obstacle sans perturber l'écoulement, contrairement aux techniques intrusives telles que la sonde aspirante. La figure 11.10 présente cet épanouissement sans obstacle, avec L_{C_2} .

De manière analogue à la figure 11.11, la figure 11.13 présente l'épanouissement d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ qui impacte une sphère de 20 mm de diamètre positionnée successivement à $5D_j$, $10D_j$, $20D_j$, et $40D_j$, sauf que l'épanouissement

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

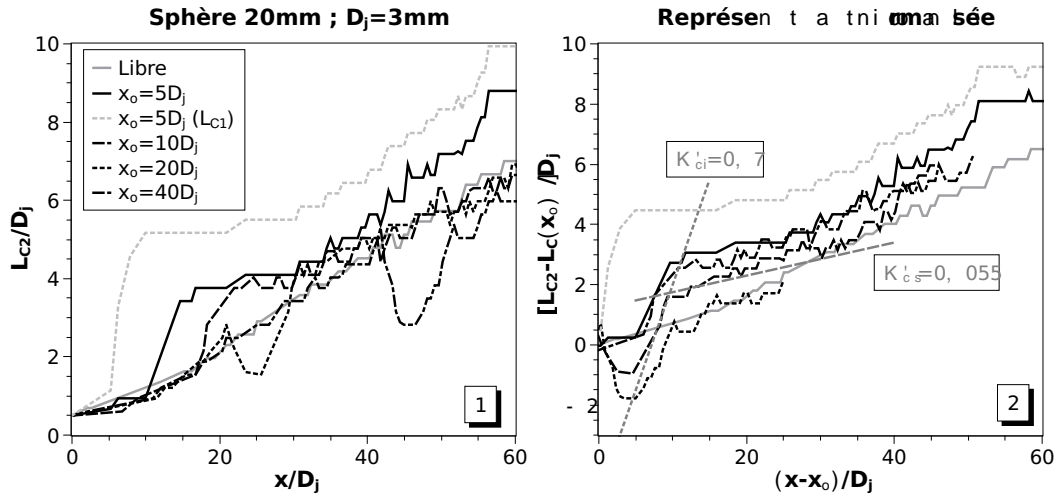


FIGURE 11.13 – Épanouissement sans l'obstacle d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à différentes distances de l'orifice (BOS118->122, annexe E.8)

est représenté par la demi-largeur L_{C_2} . Ces évolutions sont tout d'abord représentées en fonction de l'abscisse $\frac{x}{D_j}$ [1], puis en prenant pour origine l'abscisse d'impact ou la fin du cône potentiel pour le jet libre [2]. Pour comparaison, la courbe en pointillés rouges indique l'épanouissement avec obstacle (L_{C_1}) pour la sphère positionnée à $5D_j$, initialement représenté sur la figure 11.11.

Il apparaît tout d'abord que le fort épanouissement ne débute pas en x_o mais vers le milieu de la sphère $x_o + \frac{D_o}{2}$ dans une région qui correspond au décollement des lignes de courant (figure 5.2 pour $1000\mu < \rho D_o U < 300000\mu$). Le taux d'épanouissement à l'impact K'_{c_i} apparaît constant quelle que soit la position de l'obstacle et prend approximativement la valeur $K'_{c_i} = 0,7$. Ce taux d'épanouissement obtenu avec L_{C_2} vaut la moitié du même taux d'épanouissement trouvé avec L_{C_1} . Cependant il est parfois précédé d'un taux d'épanouissement négatif lorsque l'obstacle est loin de la fin du cône potentiel, soit pour $x_o > 10D_j$. Ce taux d'épanouissement négatif correspond à un rétrécissement de la section du jet sur la première moitié de la sphère. Puisque la quantité de mouvement se conserve, l'écoulement doit localement accélérer lors du rétrécissement, juste après l'impact. Les hypothèses précédentes pourraient être confirmées par des mesures de vitesse. Dans le sillage proche de la

11.3 Épanouissement et similitude radiale

sphère, pour $0,5D_o < x - x_o < 2D_o$, le taux d'épanouissement K'_{c_s} est également constant ($K'_{c_s} = 0,055$) mais l'origine virtuelle x'_{c_s} varie. Ce taux d'épanouissement déduit de l'évolution de L_{C_2} est proche de celui trouvé avec L_{C_1} . Ceci est compréhensible puisque loin en aval de l'obstacle l'épaisseur de la tige devient progressivement négligeable par rapport à la largeur du jet. Les taux d'épanouissement avec L_{C_1} et L_{C_2} doivent alors tendre vers la même valeur. Pour vérifier ces analyses, les résultats sont comparés à ceux obtenus avec d'autres essais sur la figure 11.14.

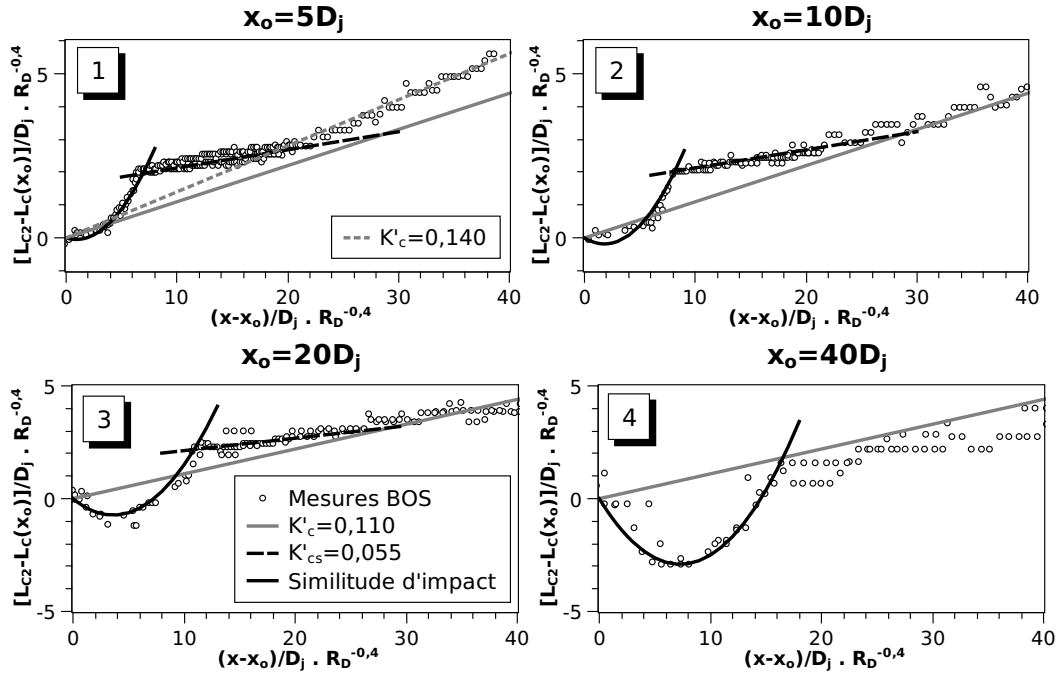


FIGURE 11.14 – Épanouissement normalisé de la demi-largeur de jets d'hélium en présence d'une sphère pour différentes position d'impact x_o , sans l'obstacle (L_{C_2})

La figure 11.14 présente les épanouissements mesurés pour plusieurs essais de jet en présence d'une sphère. Ces épanouissements sont représentés en fonction du rapport de diamètres R_D et pour différentes positions d'obstacle. Une similitude apparaît pour ce type d'épanouissement, en fonction de $R_D^{-0,4}$. Cette similitude est différente suivant la position de l'obstacle, notamment pour l'épanouissement à l'impact K'_{c_i} . En revanche le taux d'épanouissement dans le sillage $K'_{c_s} = 0,055$ reste constant ainsi que l'origine virtuelle associée $x'_{c_s} = x_o - \frac{L_C(x_o) + D_j(\pi R_D)^{0,4}}{K'_{c_s}}$. Un cas

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

particulier apparaît lorsque l'obstacle est très éloigné de l'orifice tel que $x_o > 40D_j$ [4] où l'obstacle ne modifie plus l'épanouissement du jet. Le taux d'épanouissement est identique à celui du jet libre mais l'origine virtuelle est légèrement décalée, ce qui signifierait que le jet soit dans ce cas-ci légèrement moins épanoui que son jet libre de référence. Dans les autres cas où $x_o < 40D_j$ ([2] et [3]), le jet conserve son taux d'épanouissement $K'_{c_s} = 0,055$ jusqu'à ce qu'il retrouve le taux d'épanouissement et l'origine virtuelle du jet libre.

Après le sillage de la sphère, le jet tend à retrouver l'épanouissement du jet libre $K'_c = 0,110$ et $x'_c = x_o - \frac{L_C(x_o)}{K'_c}$, sauf lorsque l'obstacle est très proche de l'orifice (figure 11.14 [1]). Dans ce dernier cas, l'obstacle pourrait avoir suffisamment freiné l'inertie du jet pour que celui-ci ne retrouve pas l'épanouissement initial du jet libre. Le taux d'épanouissement est légèrement supérieur au $K'_c = 0,110$ initial ($K'_c = 0,140$ après le sillage), mais l'origine virtuelle x'_c ne paraît pas modifiée. Il pourrait s'agir de l'apparition anticipée de la zone de panache du jet, déjà observé pour la concentration axiale à la figure 11.3 : le sillage après la sphère semble raccourci et l'épanouissement augmente plus rapidement. Ceci pourrait avoir un lien avec les effets aérodynamiques autour de la sphère, mais des mesures de vitesse sont nécessaires pour le confirmer.

L'épanouissement à l'impact prend la forme d'un polynôme du second degré fonction de la position de l'obstacle. Ainsi, tant que $L_{C_2}(x) < L_C(x_o) + K'_{c_s}(x - x_o) + D_j(\pi R_D)^{0,4}$, la demi-largeur de concentration moyenne prend la forme suivante :

$$L_{C_2}(x) = L_C(x_o) + \frac{(x - x_o)}{D_j R_D^{0,4}} \left[K'_{c_s}(x - x_o) - \frac{R_D^{0,4}}{100}(D_j + 2x_o) \right] \quad (11.8)$$

Ensuite, dans le sillage de la sphère tant que $x < x_o + (\pi R_D)^{0,4} \frac{D_j}{K'_c - K'_{c_s}}$:

$$L_{C_2}(x) = L_C(x_o) + K'_{c_s}(x - x_o) + (\pi R_D)^{0,4} D_j \quad (11.9)$$

Après l'étude de l'épanouissement du jet en présence d'un obstacle, l'étude de la décroissance radiale de la concentration moyenne est nécessaire à la bonne compréhension des phénomènes de mélange au moment de et après l'impact.

11.3.2 Décroissance radiale de la concentration moyenne

Les profils radiaux qui présentent le plus d'intérêt sont ceux qui sont situés autour et en aval de l'obstacle. Les décroissances axiales et les épanouissements des jets d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre ont déjà été étudiés. Pour cette raison, et dans le but d'analyser les profils radiaux le plus loin possible en aval de l'obstacle, le champ d'acquisition choisi est celui du jet représenté à la figure 11.15, où la sphère est placée proche de l'orifice.

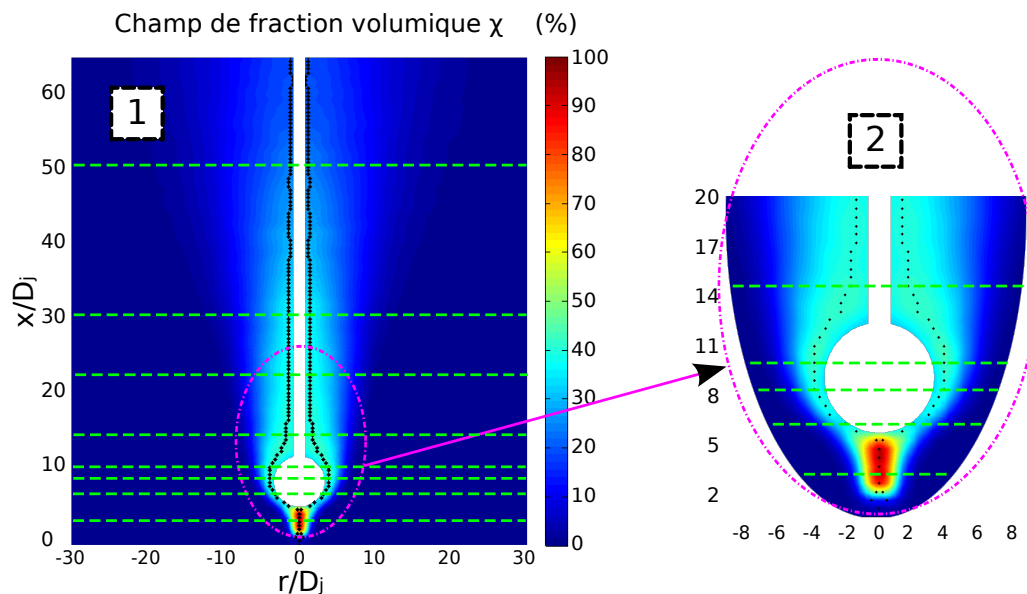


FIGURE 11.15 – Champ de fraction molaire d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ qui impacte une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à $x_o = 5D_j$ (BOS118, annexe E.8), avec grossissement de la zone d'impact [2]

La figure 11.15 présente le champ de fraction molaire d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ en présence d'une sphère de $D_o = 20 \text{ mm}$ positionnée à $x_o = 5D_j$. L'obstacle est représenté en blanc, les points noirs indiquent la position du maximum radial de concentration, et les pointillés verts indiquent les abscisses pour lesquelles les profils radiaux sont analysés. L'impact et le contour de la sphère sont grossis pour une meilleure visibilité [2].

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

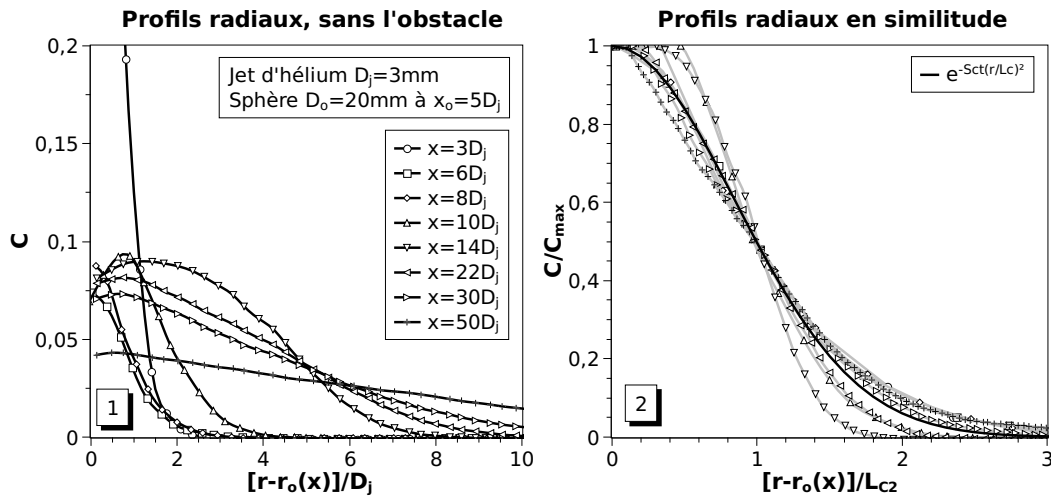


FIGURE 11.16 – Décroissance radiale de la concentration d'un jet d'hélium de $D_j = 3\text{ mm}$ en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionnée à $5D_j$ de l'orifice (BOS118, annexe E.8). Les abscisses correspondent aux pointillés verts de la figure 11.15

L'étude des profils radiaux a révélé que l'interprétation n'était pas évidente lorsque l'obstacle est pris en compte, et qu'aucune similitude n'apparaissait. Il a donc été préféré d'étudier les profils radiaux de concentration de jets en présence d'une sphère, sans prendre en compte l'obstacle : les coordonnées radiales du bord de l'obstacle $r_o(x)$ sont retranchées aux coordonnées radiales des profils.

La figure 11.16 présente les profils radiaux de concentration du jet d'hélium, pour les différentes abscisses prédéfinies sur la figure 11.15. Les profils radiaux sont tout d'abord présentés sans l'obstacle et non normalisés sur la figure 11.16 [1]. Il apparaît que la concentration maximale est plus faible à $6D_j$ et $8D_j$ qu'à $10D_j$. Cette observation avait déjà été faite lors de l'analyse de la décroissance axiale.

L'analyse minutieuse des profils montre que le profil à $6D_j$ n'est pas complet. Cette observation apporte un élément de réponse à la problématique soulevée dans la section 11.2.2 : le problème provient de la méthode d'intégration de la BOS. Lorsqu'un obstacle est présent, il y a une forte probabilité pour que l'axe d'axisymétrie sélectionné ne soit pas parfaitement aligné avec celui de l'obstacle. Vu que l'épaisseur du jet est faible dans la première moitié de la sphère suivant l'impact, une partie des

11.3 Épanouissement et similitude radiale

gradients de densité doit être masquée par la sphère. C'est pourquoi la concentration calculée apparaît diminuée en champ proche mais pas quand le jet est suffisamment épanoui au moment de l'impact (figure 11.6).

Sur la figure 11.16 [2], les profils radiaux sont cette fois-ci représentés normalisés par la concentration radiale maximum (points noirs de la figure 11.15) et par la demi-largeur de profil moyen L_{C_2} . Comme vu précédemment, la concentration le long de l'obstacle est remplacée par la concentration radiale maximale. Les profils ne suivent pas tous la loi classique de similitude, ce qui semble normal puisque la présence de l'obstacle bouleverse l'écoulement naturel du jet. Les profils abordent différents aspects suivant leur position. Pour le vérifier, l'exemple précédent est comparé à un autre jet en présence d'une sphère de rapport de diamètres R_D similaire (figure 11.17) : un jet transsonique d'hélium de diamètre $D_j = 1 \text{ mm}$ qui impacte une sphère de 10 mm de diamètre positionnée à $10D_j$ de l'orifice (BOS75, annexe E.8). Ce jet est visible sur la figure 11.2.

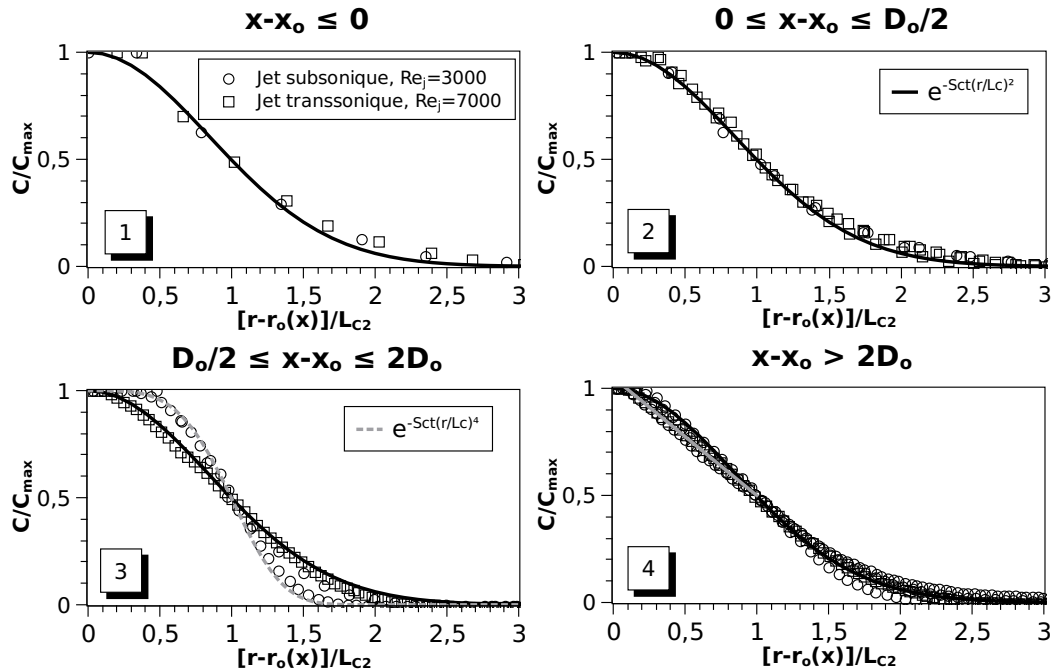


FIGURE 11.17 – Profils de concentration radiaux de jets d'hélium en présence d'une sphère de $R_D = 2$, normalisés et répartis en fonction de D_0 et de leur position par rapport à x_0

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

La figure 11.17 présente les profils radiaux de concentration de ces deux jets d'hélium en présence d'une sphère. Tous deux ont un diamètre de rejet D_j différent, une vitesse d'éjection et un nombre de Reynolds différents, et l'obstacle qu'ils impactent n'a pas le même diamètre. Ils ont en revanche tous deux le même rapport de diamètre $R_D = 2$ défini à l'équation 11.1, puisque ce paramètre s'est avéré être adéquat comme paramètre de similitude. Pour plus de cohérence sur la figure 11.17, les profils radiaux sont répartis en fonction de leur localisation par rapport à l'abscisse d'impact x_o et par rapport au diamètre D_o de la sphère :

1. avant l'impact : $x - x_o < 0$
2. entre l'impact et la moitié de la sphère (convergence des lignes de courant) :
 $0 \leq \frac{x-x_o}{D_o} < 0,5D_o$
3. dans le sillage proche de la sphère (divergence des lignes de courant) : $0,5D_o \leq x - x_o \leq 2D_o$
4. au-delà : $x - x_o > 2D_o$

La figure 11.17 [1] montre les profils radiaux classiques de la fin du cône potentiel, avant l'impact. Entre l'impact et la moitié de la sphère les lignes de courant ne se sont pas encore décollées. La figure 11.17 [2] montre que les profils sont quasiment en similitude, ce qui est logique puisque l'épanouissement n'a pas encore subi de variation brutale. Dans le sillage proche de la sphère (figure 11.17 [3]) les profils sont perturbés et ne suivent plus la loi de similitude classique. Ils rappellent alors les profils radiaux de concentration en très proche sortie de l'orifice, et sont de la forme $e^{-Sc_t \left(\frac{r}{L_C}\right)^4}$. Seul le profil correspondant au jet de $D_j = 1 \text{ mm}$ transsonique, de nombre de Reynolds $Re_j = 7000$ plus de deux fois supérieur au jet de $D_j = 3 \text{ mm}$, retrouve le profil de similitude plus rapidement. Ce phénomène doit être lié aux lignes de courant qui recollent plus rapidement derrière la sphère grâce à la turbulence et à la vitesse élevées. Au-delà du sillage proche dont la fin est localisée aux environs de $2D_o$, la figure 11.17 [4] montre que les profils radiaux de concentration suivent à nouveau le profil de similitude pour $r - r_o(x) > L_{C_2}$. En revanche, certains profils ont une décroissance de concentration linéaire entre la tige et la demi-largeur,

avant de retrouver la forme plus classique d'un profil gaussien pour $r > L_C$. Ce phénomène, présent sur quelques cas seulement, s'explique par une légère asymétrie des gradients moyens sur le haut de la fenêtre d'acquisition : le centrage de la sphère sur l'axe du jet est d'autant plus délicat que R_D est grand. Néanmoins, cette décroissance linéaire n'entraîne que très peu de variations sur le volume et la masse calculés. Ainsi, la loi de similitude des profils radiaux de concentration peut s'appliquer sur tout l'axe du jet en présence de la sphère, sauf peut-être juste en aval de l'obstacle. Le champ de concentration d'un jet en présence d'une sphère peut alors être estimé à partir des lois de similitude des jets libres et de lois 11.6, 11.7 et 11.9.

11.4 Volume et masse inflammables

L'étude des évolutions axiales et des épanouissements des jets ont montré qu'en présence d'un obstacle dans l'écoulement, le mélange du gaz dans l'air est amélioré. Le volume et la masse inflammables formés pour $\chi \in [4; 75]\%$ seront alors a priori moins importants que ceux formés par un jet libre de mêmes conditions à l'orifice, sauf peut-être si l'obstacle est positionné dans la région où $\chi > \chi_{LSI}$, soit $\chi > 75\%$ pour les jets d'hélium étudiés, par analogie avec l'hydrogène.

Le volume et la masse inflammables sont obtenus à partir des mesures par BOS, d'une manière similaire à la technique utilisée pour les jets libres (section 9.4). Les champs de concentration obtenus par la BOS sont le résultat d'une intégration jusqu'à l'axe de symétrie du jet, ce qui signifie que la transformée d'Abel calcule un volume et une masse qui n'existent pas en réalité puisque l'obstacle et la tige sont présents sur l'axe du jet. Cette difficulté a été résolue en supprimant le volume occupé par l'ensemble tige+obstacle après l'intégration des gradients, à partir des dimensions réelles de l'obstacle et de la tige. JetBOSsoft calcule ensuite l'ensemble tige-obstacle aux dimensions du champ d'acquisition grâce aux paramètres d'échelle de la BOS (annexe C).

L'objectif de cette section est d'analyser les évolutions du volume et de la masse inflammables pour des jets d'hélium en présence d'un obstacle, en fonction de la

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

taille et de la position de l'obstacle, pour déterminer quel facteur influence le plus la dilution du gaz rejeté dans l'air. Une première étape dans l'étude des volumes et des masses inflammables est d'analyser l'influence d'un l'obstacle lors de son intrusion dans un jet libre. Comme pour les jets subsoniques, la limite supérieure d'inflammabilité est fixée par analogie avec l'hydrogène à $\chi_{LSI} = 75\%$ d'hélium, et χ_{LII} varie de 70% au minimum autorisé par le champ d'acquisition.

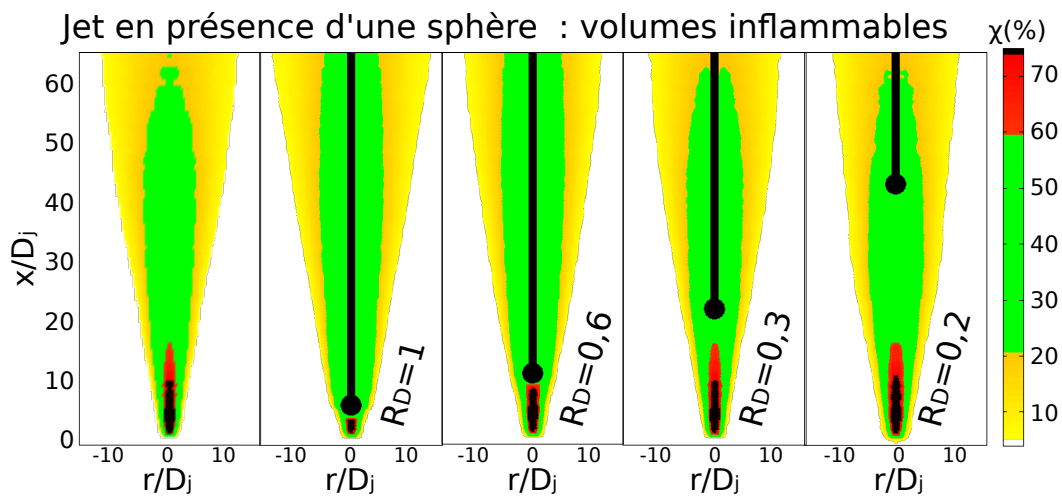


FIGURE 11.18 – Évolution qualitative expérimentale du volume inflammable d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ libre et en présence d'une sphère de $D_o = 10 \text{ mm}$ pour différentes positions

La figure 11.18 présente les champs expérimentaux de volume inflammable d'un jet libre d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ puis du même jet en présence d'une sphère de 10 mm positionnée à $5D_j$, $10D_j$, $20D_j$, et $40D_j$. Des volumes inflammables sont représentés qualitativement en fonction de la fraction molaire χ : en jaune correspond le volume compris entre les isoconcentrations $\chi = 4\%$ et $\chi = 20\%$, en vert le volume compris entre $\chi = 20\%$ et $\chi = 60\%$, et en rouge le volume compris entre $\chi = 60\%$ et $\chi = 75\%$. La figure 11.18 montre que quand la sphère est placée dans la zone de forte concentration (75-60%), ces fortes concentrations sont diluées plus rapidement et les moyennes concentration (60-20%) augmentent alors.

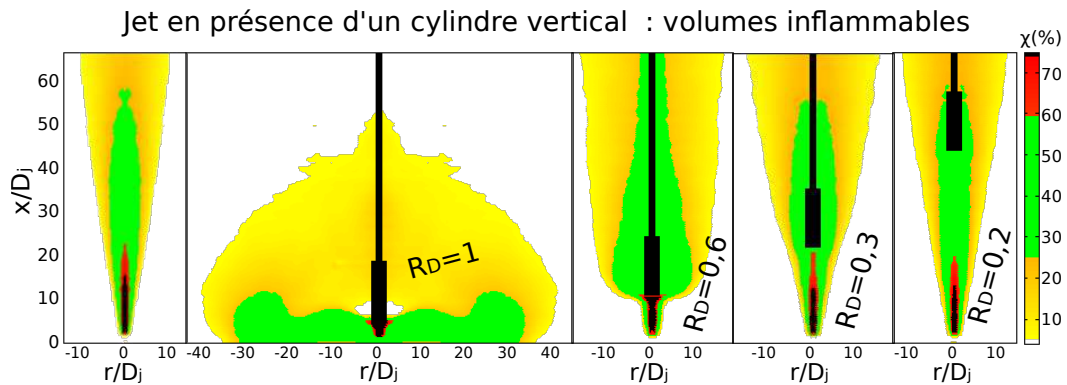


FIGURE 11.19 – Évolution qualitative expérimentale du volume inflammable d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ libre et en présence d'un cylindre de $D_o = 10 \text{ mm}$ pour différentes positions

La figure 11.19 présente un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ qui impacte un cylindre vertical positionné à $5D_j$, $10D_j$, $20D_j$, et $40D_j$. Il apparaît que lorsque le cylindre est placé à $5D_j$ ($R_D = 1$), l'écoulement ne ressemble plus à un jet. Puis de manière similaire à la sphère, le volume inflammable est quasiment identique à celui du jet libre en-dessous de $R_D = 0,5$. Quand $R_D > 0,5$ l'épanouissement du jet impactant le cylindre vertical est plus important qu'avec une sphère en raison de la section d'impact plane.

Afin de quantifier les observations précédentes, les évolutions du volume et de la masse inflammables d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ en présence d'une sphère de 20 mm de diamètre positionnée successivement à différentes abscisses sont représentées sur la figure 11.20. Le volume et la masse inflammables exprimés respectivement en m^3 et en kg sont tracés en fonction de la fraction molaire χ à la LII. Il apparaît tout d'abord que les évolutions du volume et de la masse inflammables sont bien estimés par les lois de similitude trouvées précédemment et sont proches, ce qui confirme les observations déjà faites pour les jets libres. L'extrapolation des lois de similitude pour $\chi_{LII} < 20\%$ ne tiennent pas compte de la perte d'inertie causée par l'impact : les calculs sont réalisés à partir de la loi de décroissance axiale de la région inertielle. La perte d'inertie à l'impact est susceptible de rapprocher la région intermédiaire de l'orifice, ce qui entrainerait une augmentation du mélange et ainsi

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

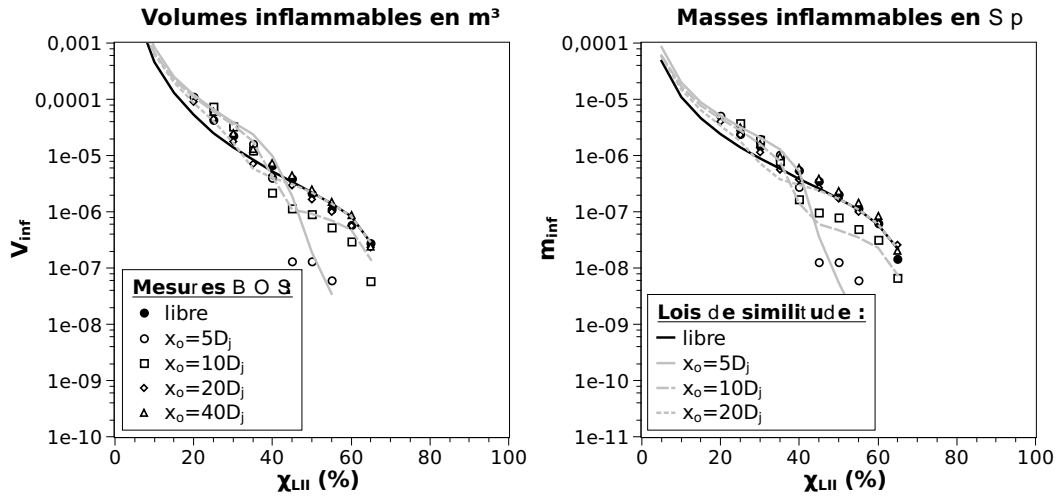


FIGURE 11.20 – Évolution du volume et de la masse inflammables d'un jet d'hélium de $D_j = 3 \text{ mm}$ en présence d'une sphère de $D_o = 20 \text{ mm}$, en fonction de la fraction molaire à la LII (BOS118->122, annexe E.8) pour $\chi_{LSI} = 75\%$

un volume et une masse inférieurs à ceux calculés.

La figure 11.20 montre que le volume et la masse inflammables aux fortes concentrations ($LII > 40\%$) sont nettement diminués lorsque l'obstacle est proche de l'orifice : plus l'obstacle est proche de l'orifice plus les fortes concentrations sont diluées rapidement. En revanche, les volumes et les masses inflammables pour $\chi_{LII} \in [20; 35]\%$ ne sont pas franchement modifiés et ce, quelle que soit la position de la sphère. Il semble néanmoins qu'à ces concentrations et lorsque l'obstacle est placé proche de l'orifice, le volume soit légèrement supérieur à celui du jet libre. Le volume et la masse inflammables de gaz sont susceptibles d'augmenter lorsque l'obstacle est positionné dans la région proche du cône potentiel où $\chi > \chi_{LSI}\%$: une partie de la masse non inflammable de gaz est diluée et devient alors inflammable. Pour le vérifier, les évolutions du volume et de la masse inflammables de jets en présence d'une sphère ou d'un cylindre vertical positionnés à $x_o \in [2; 10]D_j$ sont analysés sur la figure 11.21.

La figure 11.21 présente les évolutions normalisées du volume et de la masse inflammables de jets d'hélium en présence d'un obstacle (sphère ou cylindre). La

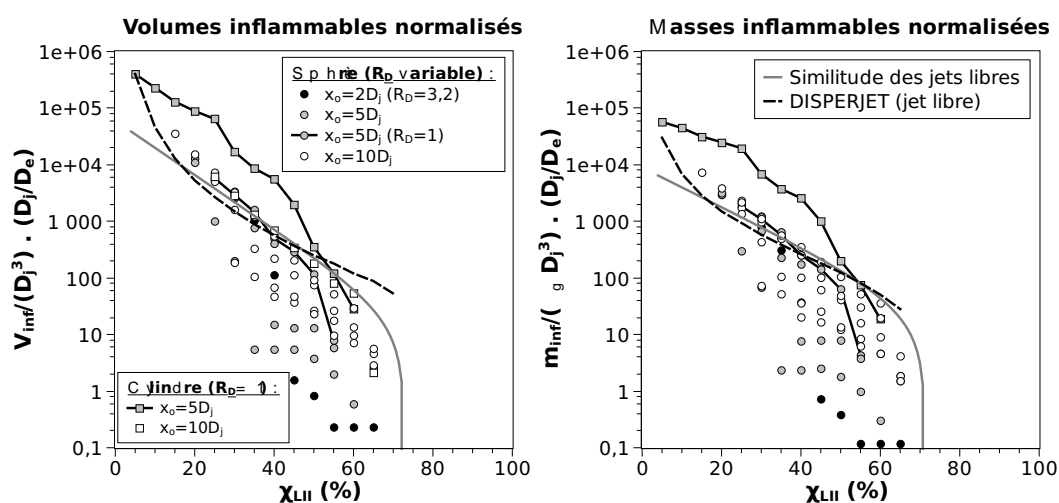


FIGURE 11.21 – Évolution du volume et de la masse inflammables normalisés de jets d'hélium de en présence d'un obstacle (sphère ou cylindre) en fonction de la fraction molaire à la LII pour $\chi_{LSI} = 75\%$

normalisation est effectuée par le volume et la masse de référence précédemment définis à la section 9.4. Les obstacles sont un cylindre vertical de $D_o = 10 \text{ mm}$, ou une sphère de $D_o = 10$ ou 20 mm , et les jets sont de diamètre variable tel que $D_j \in [1; 3] \text{ mm}$. Ainsi, différentes valeurs de R_D sont représentées : pour la sphère, il a été montré que plus R_D est grand, plus le mélange est efficace. C'est ce qui explique la dispersion des mesures pour une même position x_o .

La figure 11.21 montre également que plus l'obstacle est proche de l'orifice, plus le volume et la masse aux fortes concentrations sont faibles et plus le volume et la masse augmentent. Les lois majorantes 9.11 trouvées pour les jets libres subsoniques sont également représentés. Il apparaît alors que le volume et la masse pour $\chi_{LSI} < 35\%$ sont plus importants avec les jets en présence d'une sphère que pour les jets libres. Ceci indique que le gaz présent dans la région où $\chi > \chi_{LSI}$ est effectivement dilué prématurément par l'obstacle et converti en volume et en masse inflammables. Mais la figure montre également que la dilution n'est pas la même suivant la géométrie de l'obstacle : lorsqu'il est situé à $5D_j$, le cylindre stoppe l'inertie du jet qui prend alors la forme d'un panache. C'est le seul cas où les 4% de fraction molaire sont visibles dans le champ d'acquisition. Placé proche de l'orifice,

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

le cylindre vertical transfère directement les fortes concentrations vers les faibles. La conséquence directe est l'augmentation brutale du volume et de la masse inflammables pour $\chi_{LII} < 50\%$.

La figure 11.21 montre également que comme la sphère, le cylindre ne modifie plus significativement le volume et la masse inflammables au-delà de la fin du cône potentiel. Les variations du volume inflammable du jet en présence de la sphère confirment l'observation faite à la figure 11.20 : lorsque la sphère est placée proche de l'orifice le volume inflammable est légèrement supérieur à celui du jet libre pour des LII comprises entre 20% et 35%. L'hélium se répartit plus vite vers les faibles concentrations lors de l'intrusion de la sphère dans la région de fortes concentrations ($\chi_{LII} > 50\%$).

L'augmentation du volume inflammable pour $x_o = 5D_j$ reste faible pour la sphère comparativement au cylindre vertical. Ceci veut dire que le cylindre, qui présente des arêtes vives, mélange mieux que la sphère et qu'il augmente le volume et la masse inflammables lorsque $x_o < x_p$ et $R_D \geq 0,9$. Outre le cas où $x_o = 5D_j$, la figure 11.21 montre que le cylindre ne présente pas grand intérêt pour l'étude du volume et de la masse inflammables, puisqu'ils ne sont plus modifiés au-delà de $x_o \geq 10D_j$. C'est pourquoi le reste de l'analyse sera centré sur les jets en présence d'une sphère.

La figure 11.21 montre aussi que la position x_o de l'obstacle modifie plus significativement le volume et la masse inflammables que le rapport des diamètres R_D . Afin de vérifier l'influence de ce paramètre et vu que le volume et la masse inflammables ont des évolutions semblables, la figure 11.22 présente l'évolution des volumes inflammables de jets en présence d'une sphère, normalisés par le jet libre de mêmes conditions à l'orifice, pour différentes positions de l'obstacle.

La figure 11.22 confirme le fait que la position de l'obstacle a plus d'influence sur le volume inflammable normalisé que le rapport des diamètres R_D . Un jet de $R_D = 1$ où $x_o = 5D_j$ n'a pas la même répartition des volumes inflammables qu'un jet de R_D similaire où $x_o = 20D_j$. En revanche pour une même position de la sphère, il apparaît que plus le rapport des diamètres R_D est grand, meilleur est le

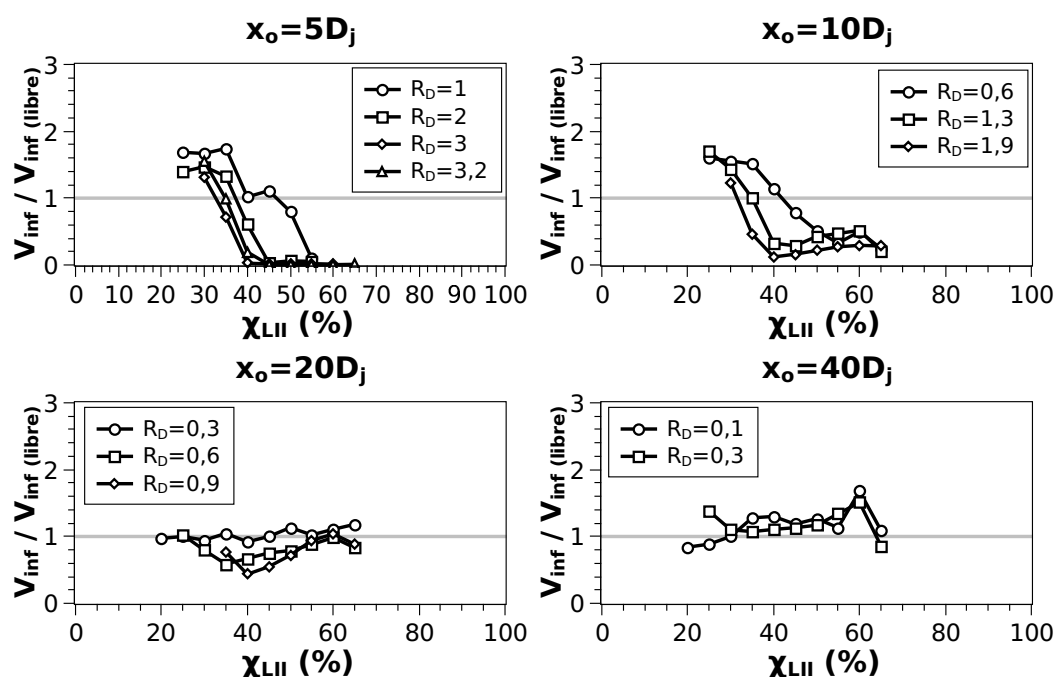


FIGURE 11.22 – Évolution du volume inflammable normalisé de jets d'hélium en présence d'une sphère en fonction de la fraction molaire à la LII. Les jets sont de D_j variable et les résultats sont normalisés par ceux du jet libre de référence (en pointillés)

mélange puisque la transition entre les fortes et les faibles concentrations s'effectue plus rapidement. Il est par ailleurs intéressant de constater que dans la plupart des cas, le volume inflammable pour $\chi_{LII} \approx 35\%$ est invariable et a la même valeur que celui du jet libre de référence. La masse inflammable a une évolution similaire au volume inflammable.

La figure 11.23 présente l'évolution du volume et de la masse inflammables normalisés d'un jet de $D_j = 3 \text{ mm}$ en présence d'un cylindre de 10 mm de diamètre positionné à $5 D_j$. Le volume et la masse inflammables de ce jet sont normalisés jusqu'à $\chi_{LII} = 4\%$, grâce à l'extrapolation d'un jet libre modélisé par DISPERJET. Il apparaît d'une part que le maximum du volume et de la masse inflammables est atteint à $\chi_{LII} = 25\%$ et vaut 23 fois le volume et 21 fois la masse du jet libre de référence, d'autre part que le mélange est amélioré puisque le volume inflammable 4-75% est similaire à celui du jet libre. Même si le cylindre vertical améliore le mé-

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

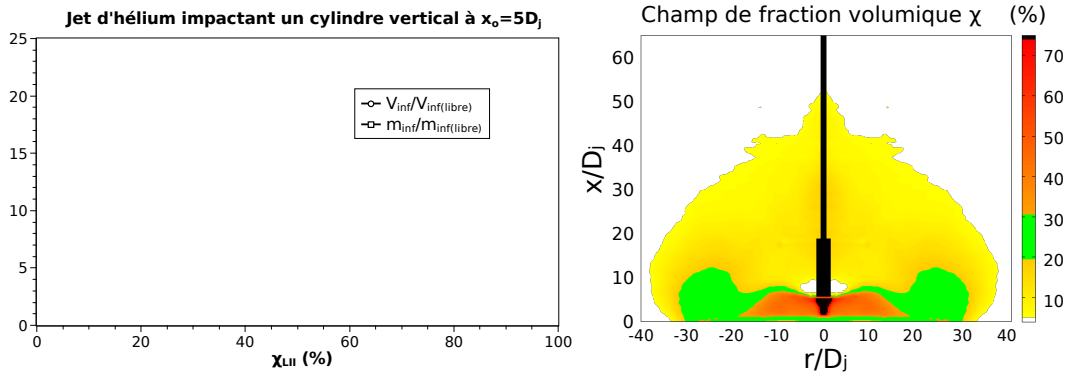


FIGURE 11.23 – Évolution du volume inflammable normalisé d'un jet d'hélium de $D_j = 3$ mm en présence d'un cylindre vertical de $D_o = 10$ mm en fonction de la fraction molaire à la LII

lange de l'hélium dans l'air, l'impact du jet sur la partie plane modifie la forme géométrique du volume inflammable qui se rapproche d'une enveloppe sphérique.

Les fortes concentrations sont réparties autour de la concentration de stœchiométrie de l'hydrogène $\chi_{LIIH_2} \approx 30\%$, augmentant ainsi largement le volume et la masse explosifs (13-65%, CEA (2005)). Il n'est pas tenu compte ici de la turbulence dans l'écoulement qui joue également un rôle important lors des phénomènes explosifs.

11.5 Conclusion

La synthèse bibliographique présentée à la section 5 a montré que les données relatives à l'impact d'un jet sur un obstacle et aux conséquences d'un tel impact sur la formation d'un volume et d'une masse inflammables sont rares. Les travaux reportés dans ce chapitre constituent donc une base de données intéressante pour la validation d'outils numériques.

Deux obstacles aux géométries différentes ont été étudiés à l'aide de la BOS : un cylindre vertical et une sphère. Les jets en présence d'un cylindre vertical présentaient des difficultés expérimentales en raison de la verticalité du cylindre difficile à obtenir et de l'épanouissement brutal du jet lors de l'impact sur la partie plane, lorsque $R_D > 0,5$. Pour cette raison, l'étude s'est plutôt focalisée sur les jets en présence d'une sphère. Le rapport des diamètres R_D s'est avéré être un paramètre

adéquat dans l'étude des similitudes.

L'analyse de la décroissance axiale de la concentration pour les jets en présence d'une sphère a montré qu'une similitude existe et qu'elle dépend à la fois du rapport des diamètres R_D et de la position x_o de l'obstacle : plus l'obstacle est proche de l'orifice meilleur est le taux de décroissance K_{c_i} à l'impact. Le taux de décroissance axial retrouve ensuite celui du jet libre, au-delà du sillage de la sphère. La longueur de ce sillage dépend également du rapport des diamètres et vaut approximativement $24R_D^{-0,4}$.

La mesure de l'épanouissement du jet au moment de et après l'impact sur l'obstacle a été étudiée selon 2 approches. La première mesure (L_{C_1}) prend en compte l'obstacle tandis que la deuxième (L_{C_2}) est prise à partir du bord de l'obstacle : seul le gaz est pris en compte. Les deux analyses ont permis d'établir des similitude d'épanouissement. La première est sans surprise une fonction du diamètre D_o de l'obstacle qui regroupe toutes les positions x_o . La deuxième en revanche se rapproche de la décroissance axiale dans le sens où la forme de l'épanouissement dépend de la position de la sphère : plus elle est éloignée de l'orifice plus la demi-largeur subit localement un rétrécissement de section.

L'analyse de la décroissance radiale de la concentration pour les jets en présence d'une sphère a montré que la similitude classique des profils est perdue à partir du décollement des lignes de courant (ici la moitié de la sphère). Elle tend à s'établir de nouveau au-delà du sillage, mais avec une décroissance linéaire de la concentration entre le bord de la tige et la demi-largeur du profil moyen de concentration. Des paramètres autres que ceux étudiés tels que la vitesse de l'écoulement et le taux de turbulence semblent intervenir dans la perte et le retour de la similitude.

L'ensemble des relations trouvées pour l'analyse de l'évolution de la concentration au sein d'un jet d'hélium en présence d'une sphère sont regroupées dans le tableau 11.1 suivante.

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

Grandeur	Valeur
R_D	$D_o \left[6 K'_c x_o \left(1 - e^{-\frac{x_o}{4D_j}} \right) + 3 D_j \right]^{-1}$
K_{c_i}	$19 \frac{D_j}{x_o}$
$\frac{1}{C_c}$	$\frac{1}{C_c(x_o)} + \frac{K_{c_s}(x-x_o)}{\sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_a}} D_j} + \left(7, 5 + K_{c_s} \sqrt{\frac{x_o}{D_j}} \right) \frac{x-x_o}{x-x_o(R_D^{0,4}-K_{c_s})}$
$\frac{L_{C_1}}{D_j}$	$\frac{L_C(x_o)}{D_j} + \frac{D_o}{D_j} R_D^{0,4} \left[K'_c(\phi - 5) \left(1 - e^{-\frac{\phi}{4}} \right) + 0, 8 \frac{\phi}{\phi+2,6K'_c} \right]$
$\frac{L_{C_2}}{D_j} (impact)$	$\frac{L_C(x_o)}{D_j} + \frac{(x-x_o)}{D_j R_D^{0,4}} \left[K'_{c_s} \frac{x-x_o}{D_j} - \frac{R_D^{0,4}}{100} (1 + 2 \frac{x_o}{D_j}) \right]$
$\frac{L_{C_2}}{D_j} (sillage)$	$\frac{L_C(x_o)}{D_j} + K'_{c_s} \frac{x-x_o}{D_j} + (\pi R_D)^{0,4}$
$\frac{C}{C_c}$	$1, 05 - 0, 55 \frac{r-r_o}{L_{C_2}}$ pour $x > 2D_o$ et $r - r_o < L_{C_2}$

TABLE 11.1 – Nouvelles lois de similitude utilisées dans DISPERJET lors de l'impact sur une sphère

La figure 11.24 compare les champs de fraction molaire d'un jet d'hélium expérimental de $D_j = 3 \text{ mm}$ et $Re_j = 3000$ en présence d'une sphère de $D_o = 20 \text{ mm}$ positionnée à $x_o = 5D_j$, avec les lois de similitude énoncées au tableau 11.1. Ces lois sont appliquées à un jet d'hélium de mêmes caractéristiques, et à un jet d'hydrogène de même diamètre et de même pression de réservoir P_0 . Les jets sont bornés par les limites d'inflammabilité de l'hydrogène (4-75% en volume) : les faibles concentrations sont représentées en jaune et les fortes concentrations en rouge. Le contour vert représente l'isoconcentration à 20%. Il apparaît que :

1. les nouvelles lois de similitude représentent relativement bien la physique des jets
2. comme pour les jets libres, le jet d'hydrogène génère un volume inflammable plus important que le jet d'hélium pour un même diamètre : la vitesse d'éjection de l'hydrogène est supérieure à celle de l'hélium pour le même orifice et la même pression de réservoir, ce qui augmente le débit volumique et donc le volume inflammable.

L'analyse des volumes et des masses inflammables a montré que l'obstacle améliore la dilution du gaz dans lequel il est placé, ce que confirme l'analyse de Cooper

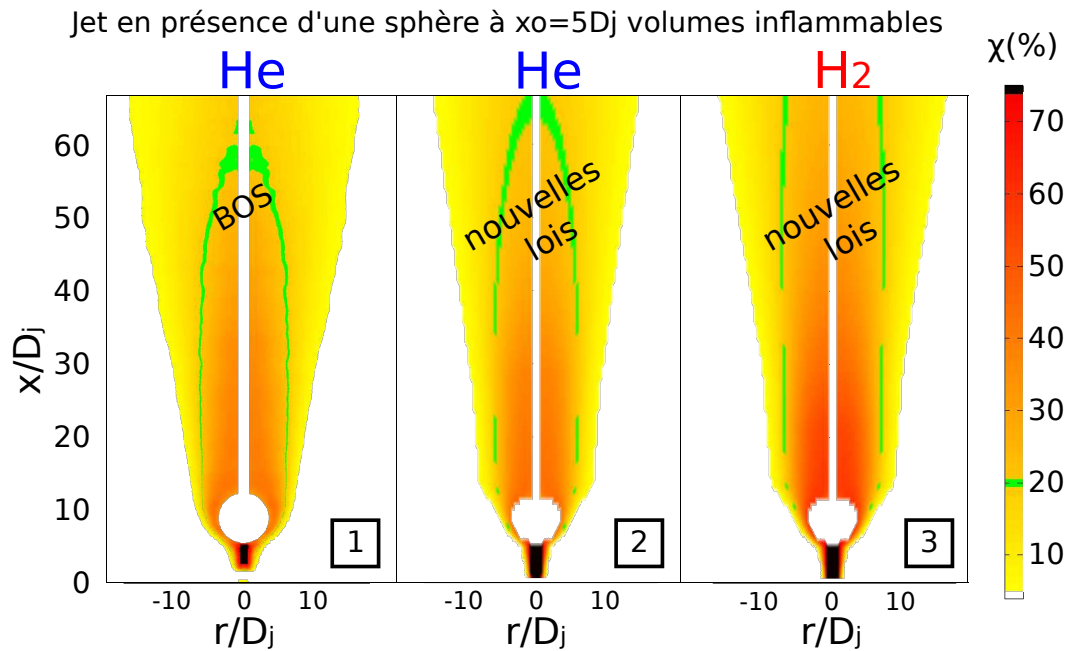


FIGURE 11.24 – Comparaison des enveloppes inflammables à 20% en volume d'un jet d'hélium en présence d'une sphère : mesuré par la BOS (BOS118, annexe E.8) 1, et déterminé par les lois de similitudes référencées au tableau 11.1 2. Pour comparaison, un jet d'hydrogène est également représenté 3

(2001). Seulement, si le jet est déjà suffisamment épanoui par rapport à la taille de l'obstacle ($R_D < 0,5$), alors le mélange du jet dans l'air n'est pas significativement amélioré et le volume et la masse inflammables ne sont que très légèrement modifiés. Il serait intéressant de mesurer expérimentalement la modification du taux de turbulence lors de l'intrusion d'un obstacle dans l'écoulement d'un jet libre, par des mesures instationnaires. Ainsi, les champs instantanés de concentration et de vitesse devraient permettre de mieux comprendre les paramètres intervenant dans le mélange du jet dans l'air lorsqu'un obstacle est présent, et devraient ainsi permettre de mieux prédire les fuites accidentelles de gaz explosifs tel que l'hydrogène.

11. JETS SUBSONIQUES EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

Quatrième partie

Conclusion

Chapitre 12

Conclusions et perspectives

Pour être utilisée à grande échelle comme vecteur d'énergie, la filière hydrogène doit répondre à des mesures de sécurité exigeantes. Dans ce but, la présente étude s'est intéressée à la fuite d'hydrogène et sa dispersion sous forme de jet, puis la formation d'un nuage potentiellement inflammable créé par le mélange de l'hydrogène dans l'air. Lors des travaux expérimentaux, la fuite a été assimilée à un jet axisymétrique à densité variable, libre ou en présence d'un obstacle. Le volume et la masse inflammables ont alors été déduits des concentrations dans le jet. Les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude sont l'aboutissement d'une succession d'étapes clés pour la réussite du projet de thèse, notamment :

1. le choix d'une méthode de mesure adaptée à la problématique : la difficulté de mesurer des écoulements supersoniques ou en présence d'un obstacle a conduit à rechercher une méthode non intrusive, permettant de cartographier le champ de concentration des jets
2. le dimensionnement puis la conception du dispositif expérimental haute pression : l'utilisation d'un réseau haute pression nécessite de répondre à des normes de sécurité adaptées
3. la mise en œuvre du banc expérimental : la grande précision de la technique de mesure (BOS) impose de nombreux réglages fins

12. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ces travaux de conception du banc expérimental et de la mise œuvre de la BOS ont constitué une part importante de ces travaux de thèse, car si la technique de mesure existait déjà, il a fallu l'adapter aux objectifs fixés qui étaient de mesurer le volume et la masse inflammables de jets sous-détendus et de jets en présence d'un obstacle.

L'étude bibliographique a montré que l'évolution de la concentration dans les jets subsoniques peut être estimée à partir de lois de similitude, fonctions de la densité du gaz rejeté. Pour utiliser ces lois de similitudes, l'utilisateur doit choisir le taux de décroissance axial et le taux d'épanouissement, mais aussi des origines dites virtuelles à partir desquelles s'appliquent les lois de similitude. Si des valeurs moyennes existaient pour les taux de décroissance, une grande dispersion apparaissait sur les origines virtuelles, ce qui rendait incertaine l'estimation des lois de similitude.

Concernant les jets supersoniques, l'étude bibliographique a montré que les données expérimentales de concentration sont relativement pauvres en raison des difficultés à effectuer des mesures lorsque la vitesse est très élevée. L'évolution de la concentration dans les jets supersoniques est également estimée à partir de lois de similitude, mais en faisant intervenir un diamètre fictif qui prend en compte les effets de compressibilité dans le jet. L'épanouissement et la décroissance radiale sont supposés identiques aux jets subsoniques.

La littérature est peu documentée en ce qui concerne les jets en présence d'un obstacle : le mélange s'effectue mieux lorsqu'un obstacle est présent et ceci est fonction du rapport entre le diamètre du jet au moment de l'impact et le diamètre de l'obstacle, mais aussi de la position de l'obstacle. Seulement, il n'existe pas à l'heure actuelle de lois de similitude pour exprimer les évolutions de la concentration, ce qui rend le volume et la masse inflammables difficiles à quantifier.

Afin d'étudier les phénomènes de mélange, une technique de mesure optique, non intrusive, a été choisie pour sa capacité à cartographier les concentrations dans les jets, et ainsi à représenter qualitativement et quantitativement les volumes et les masses inflammables. Au cours des essais expérimentaux, l'hélium a remplacé

l'hydrogène pour des raisons de sécurité : c'est le gaz inerte qui s'en rapproche le plus en terme de densité. La technique de mesure choisie, la BOS ("Background Oriented Schlieren"), a été validée par comparaison des résultats avec ceux de la littérature et par des mesures réalisées au moyen d'une sonde aspirante. Grâce aux données de la littérature, il a été montré que les jets d'hélium et d'hydrogène ont un développement similaire, ce qui justifie le choix de l'hélium. Les volumes et les masses inflammables ont été définis par analogie avec les limites d'inflammabilité de l'hydrogène.

L'analyse des résultats expérimentaux a permis de mettre en évidence les phénomènes de mélange dans la région des jets où les forces d'inertie prédominent. Suite à ces résultats, de nouvelles lois de similitudes ont été proposées. Les volumes et les masses inflammables ont également été mesurés, et les nouvelles lois de similitude se sont avérées plus adaptées pour prédire ces grandeurs que les lois de similitude classiques.

Pour les jets supersoniques, une nouvelle expression du diamètre fictif a été établie. Cette nouvelle expression tient compte de la disparition progressive des effets de compressibilité dans le jet. La région de fortes concentrations n'est ainsi plus sous-estimée par les précédentes lois de similitude.

Enfin, l'analyse des jets en présence d'un obstacle a montré que le mélange est plus efficace lorsque l'obstacle est grand par rapport au diamètre du jet au moment de l'impact. Par ailleurs, plus l'obstacle est proche de l'orifice, plus le mélange est efficace. Des lois de similitude ont été trouvées pour des jets subsoniques en présence d'une sphère, permettant ainsi d'estimer le volume et la masse inflammables : leur analyse a montré que l'obstacle ne les modifie quasiment pas, sauf lorsque l'obstacle est placé dans la région où la concentration est supérieure à la limite supérieure d'inflammabilité. Dans ce dernier cas, un obstacle de diamètre grand par rapport au diamètre du jet mélange mieux s'il a des arêtes vives.

Les mesures de concentration effectuées étaient des mesures moyennes : la turbulence n'est pas directement prise en compte. Or une explosion dépend également

12. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

du taux de turbulence dans l'écoulement ainsi que de la vitesse. Ainsi, une étude des champs fluctuants et des mesures de vitesse sont nécessaires afin de compléter cette étude par des mesures de taux de turbulence et de fluctuations de concentration, notamment dans le cas des jets en présence d'un obstacle. Ce sera l'objet des travaux qui suivent ceux présentés ici, notamment ceux du projet de thèse de M.L. Ducasse au laboratoire IRPHE.

Cinquième partie

Annexes

Annexe A

EXPLOJET

La description qui suit est issue de la note de présentation générale d'EXPLOJET Version 4.

Avant propos

EXPLOJET est un code de calcul des explosions dans les jets turbulents de gaz inflammables, développé à l'INERIS depuis 1994. Sa documentation comprend :

1. une note de présentation générale qui peut aussi être employée comme guide d'utilisation (volume 1) : il contient un rappel des motifs qui ont poussé l'INERIS à développer son niveau de connaissance dans le domaine des explosions de gaz survenant dans les jets turbulents. La chronologie et le contenu général de l'ensemble des études réalisées par l'institut dans ce domaine y sont ensuite résumés avant de présenter le code de calcul EXPLOJET, Version 4, en termes généraux
2. un manuel théorique (volume 2) : il contient une présentation détaillée des modèles et équations employés
3. un manuel pratique (volume 3) : il contient une présentation détaillée de la structure informatique du code
4. un dossier de synthèse des travaux de recherches et de validation engagés par l'INERIS dans le cadre du développement du code EXPLOJET (volume 4). Il

contient :

- une présentation de l'ensemble des recherches effectuées qu'elles soient de type expérimental ou numérique
- une analyse critique du code basée sur les comparaisons entre les mesures expérimentales et les résultats de calculs.

Base expérimentale : le projet MERGE

En 1991, l'INERIS s'est joint à 7 autres partenaires européens pour réaliser le projet de recherches désigné par l'acronyme MERGE (Chaineaux (1993), Chaineaux & Schumann (1995)). L'INERIS a réalisé une étude expérimentale à échelle quasi-industrielle dans le cadre de ce projet, comprenant deux phases :

1. dans un premier temps, le nuage inflammable formé suite à la décharge dans l'air d'un gaz (CH_4 ou H_2) contenu sous 40 bars de pression dans une citerne de 5 m³ a été caractérisé au moyen de mesures de concentration. Ces dernières ont été réalisées au moyen de capteurs de gaz qui ont été spécifiquement mis au point par l'INERIS. Les paramètres dont l'influence a été étudiée sont le diamètre de l'orifice de fuite (de 20 jusqu'à 150 mm) et la nature du gaz
2. dans un second temps, le déroulement de l'explosion du mélange réactif a été caractérisée essentiellement au moyen de mesures du champ de pression engendré. Outre le diamètre de fuite et la nature du gaz, les paramètres considérés sont l'emplacement de la source d'inflammation et le délai écoulé entre le début de la décharge et l'instant d'inflammation. Il ressort notamment de la seconde phase d'expérimentation que :
 - les surpressions mesurées sont d'autant plus élevées que le diamètre de l'orifice débitant est grand
 - les surpressions mesurées sont d'autant plus grandes que le point d'inflammation se rapproche de la source d'émission du jet
 - les flammes se propagent plus vite et engendrent des surpressions plus élevées avec les jets d'hydrogène qu'avec les jets de méthane pour un même point d'inflammation.

Ces résultats confirment l'importance de la structure des jets et de leur agitation turbulente sur le déroulement des explosions susceptibles de s'y produire. Au cours de cette période, parallèlement à ces travaux expérimentaux, l'INERIS a de plus soutenu les recherches engagées à cette époque par l'IRPHE qui avaient pour but d'étudier les jets turbulents subsoniques à densité variable à l'aide de modèles numériques de transport au second ordre (Ruffin *et al.* (1994)).

Modules

C'est au cours du projet MERGE que la Version 0 d'EXPLOJET a été conçue. Cette version, tout comme la Version 4, comprend 3 modules :

1. le module n° 1 permet, connaissant les conditions de rejet (nature du gaz, pression de réservoir, diamètre de fuite, ...), de calculer la composition, le champ de vitesse, et le champ de turbulence régnant dans le volume inflammable susceptible d'être formé. Ce module a été conçu essentiellement à partir de lois de similitudes sur la base des résultats d'étude obtenus à l'IRPHE (Ruffin *et al.* (1994)) dans le cas des jets de gaz subsoniques à densité variable. Par rapport au premier code mis au point par l'INERIS entre 1987 et 1989, appelé Jet, le module n°1 permet de tenir compte de l'influence, qui peut être très importante, des différences de densité entre le gaz rejeté et l'air ambiant
2. le module n°2 permet de calculer les vitesses de flamme susceptibles d'être observées dès lors qu'un lieu d'inflammation est spécifié. Ce module a été conçu à partir de la connaissance de l'état de l'art des études des interactions entre les régimes de combustion et la turbulence des mélanges gazeux réactifs (Mouilleau (1996), Mouilleau & al.(1998))
3. le module n°3 permet d'évaluer le champ de surpressions aériennes qui pourrait être engendré par la propagation des flammes. Ce module a été conçu directement à partir des modèles proposés par le laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD) de Poitiers (Deshaies & al.(1979), Deshaies & al.(1981)) : il permet de calculer précisément les champs de surpressions aériennes engendrés par des déflagrations sphériques se propageant à vitesse constante ou variable

A. EXPLOJET

mais en tout état de cause inférieure à une centaine de $m.s^{-1}$.

Interface utilisateur

Sur le plan pratique, la Version 4 d'EXPLOJET se présente à l'utilisateur comme un "classeur" Excel composé d'une dizaine de feuilles, dont la feuille principale est représentée sur la figure ?? . Les calculs sont ensuite effectués en Visual Basic.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N
1	Calcul d'une explosion de jet de gaz inflammable													
2	SAISIE													
3	Données sur l'espace ambiant													
4														
5	Pression (Pa)	1,0133E+05												
6	Température (K)	293		Densité (kg/m ³)	1,21E+00									
7	Masse molaire (g/mol)	2,90E+01		Viscos (m ² /s)	342,05									
8	Viscosité (Pa.s)	1,15E-05		Vis. cin. (m ² /s)	9,53E-06									
9	Rapport C _{hal} / S _{oc}	1,40E+00												
10														
11	Données sur le gaz constituant le jet aux conditions ambiantes													
12														
13	Masse molaire (g/mol)	26,01		Fracti	7,00E-01									
14	Viscosité dynamique (g/m ² s)	1,79E-06		Vis. cin. (m ² /s)	1,50E-06									
15	Rapport C _{hal} / S _{oc}	1,4		Rapport thozgaz pur	0,97									
16														
17	Données sur les conditions d'éjection													
18														
19	Température réservoir (K)	293		Expansion (super-critique)										
20	Pression réservoir (Pa)	7,85E+05		C _{ocp} massique réservoir	1									
21	Diamètre du col (m)	1,00E-03		C _{ocp} volumique réservoir	1									
22	C _{ocp} d'échappement	1		Diamètre de calcul (m)	2,09E-03									
23														
24	Données sur la turbulence du jet													
25														
26	Taux d'amortissement de U et Gamma													
27	Vitesse longitudinale	A	0,13											
28	Abscisse virtuelle (m)	X _U	1,1		X _{U0} (m)	1,12								
29	Concentration massique	B	0,2											
30	Abscisse virtuelle (m)	X _B	1,11		X _{B0} (m)	1,12	Xsp0	0,01						
31														
32	Taux d'élargissement des profils radiaux de U et Gamma													
33	Elarg. de U	A'	0,1											
34	Abscisse virt. (m)	X _{U'}	1		X _{U0'} (m)	1,01								
35	Elarg. de Gamma	B'	0,13											
36	Abscisse virt. (m)	X _{B'}	1		X _{B0'} (m)	1,01								
37														
38	Intensités de turbulence													
39	Vitesse turbulente	A3u	0,27		x _{u0} (m)	1,1								
40		A3v	0,2		x _{v0} (m)	1,1								
41		A3w	0,2		x _{w0} (m)	1,1								
42														
43	Dissipation de ECT	A2	0,03		x _{A0} (m)	1,1								
44														
45	Turbulence à l'éjection	w _{stoc}	0,04											
46		w _{stoc}	0,04											
47		w _{stoc}	0,04											
48		EPP/PE	1,00E-04											
49														
50	Données sur la combustion													
51														
52	Vitesse laminaire de flamme	S _{0,max} (m/s)	3,9											
53		Stom1 (m/s)	0,2											
54		Stom2 (m/s)	0,2		Beta1	6,04E+02								
55	Expansion volumétrique	B _{etamax}			Beta2	-1,90E+03								
56		Betamin1			Beta3	2,40E+03								
57		Betamin2			Beta4	-1,35E+03								
58	Concentrations volumétriques	STO	0,1		Beta5	3,09E+02								
59		LIE	0,01		Beta6	-6,13E+00								
60		LSE	0,9		Beta7	2,04E+00								
61		C _{stoc}	0,54											
Données / NORME 60079 / VFL_CST / VFL_VAR														

Annexe B

Ensemenceur haute pression

Un ensemeur haute pression a été réalisé en vue d'étudier les champs de vitesses de jets subsoniques impactants et de jets supersoniques libres ou impactants par PIV (Vélocimétrie par Image de Particules). Le but premier est de générer des particules de très petite taille, de l'ordre du μm , qui seront mélangées au jet à l'intérieur de l'enceinte. Une fois ces particules dans l'écoulement le champ de vitesse est déduit du déplacement de ces gouttelettes mesuré entre deux images successives et de l'intervalle de temps entre ces deux images. De par leur très petite taille, les particules d'ensemencement peuvent être source de danger pour l'utilisateur, a fortiori si ce sont des particules solides. D'autre part les particules d'ensemencement solides sont des particules qui coûtent cher. C'est pourquoi il a été choisi d'utiliser de l'eau ou de l'huile avec le port d'un masque de protection adapté. La figure B.1 (ONERA) présente le danger potentiel des particules en fonction de leur taille. Il en ressort que, en considérant que 80 % des particules générées sont sub-microniques ou microniques, plus de 95 % des particules seront en suspension et peuvent entrer dans les alvéoles pulmonaires. Si de l'huile d'olive est utilisée comme liquide d'ensemencement, il y a alors un risque de pneumonie graisseuse (ou huileuse) ou de réduction de la capacité pulmonaire. Il sera alors nécessaire de porter un masque de protection adapté durant les essais : un filtre de type P2 arrête 94 % de particules de $0,6 \mu m$ ou plus, alors qu'un filtre de type P3 en arrête 99,954 % (ONERA).

Le but second de l'ensemeur est de vaporiser de l'acétone qui, mélangé à l'écoulement, fluoresce quand il est excité par un laser à 253 nm (UV). L'acétone

B. ENSEMENCEUR HAUTE PRESSION

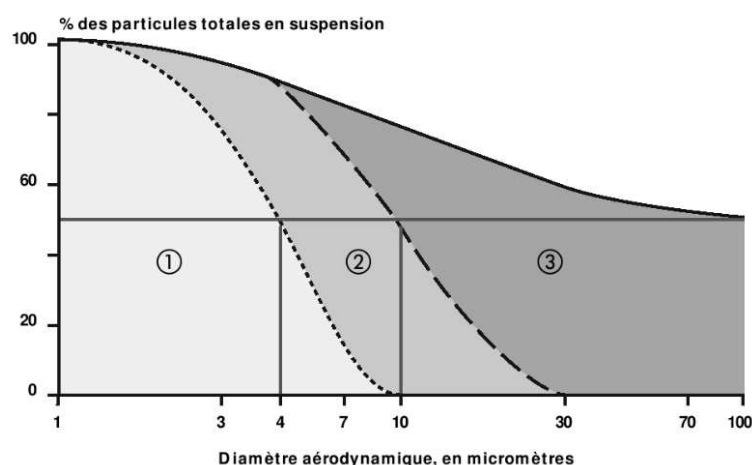


FIGURE B.1 – Domaines de dangerosité des particules en fonction de leur taille et de leur quantité en suspension : les fractions conventionnelles sont représentées par les zones que délimitent les courbes. ① : alvéolaire ; ①+② : thoracique ; ①+②+③ : inhalable

est un gaz inflammable. Il est donc nécessaire de se renseigner sur les conditions de sécurité à adopter avant toute utilisation : ventilation forcée de la salle, alarme en cas de dépassement de moitié ou du quart de la *LII*, etc. Des informations plus précises sur les dangers liés à l'utilisation des produits d'ensemencement sont disponibles sur le site internet du CAS (Chemical Abstracts Service). Les produits y sont référencés sous forme de numéro (huile d'olive : 8001-25-0 ; acétone : 67-64-1).

B.1 Conception

Compte tenu des difficultés rencontrées lors de la conception, l'ensemenceur n'a pas pu être utilisé pour cette étude, mais il servira ultérieurement à l'ensemencement du jet pour l'analyse du champ de vitesses par la vélocimétrie par image de particules (PIV), ou pour l'étude des champs de concentrations instantanés par LIF. Les mesures instantanées de champs de vitesses et de champs de concentration pourront permettre une étude plus détaillée des phénomènes de mélange, notamment par l'intermédiaire de l'étude de la turbulence dans le jet.

L'utilisation d'acétone nécessite des conditions sécuritaires strictes et des dimensionnements adaptés tels que le changement régulier des joints d'étanchéité. C'est

pourquoi l'ensemencement avec des vapeurs d'acétone n'est pas analysé dans cette étude.

L'ensemenceur, réalisé en inox 304L, est composé (figure B.2, annexe E.7) :

- d'un cylindre de diamètre intérieur $D_{int} = 80 \text{ mm}$, d'épaisseur $e = 10 \text{ mm}$, et de hauteur $h = 200 \text{ mm}$
- de deux bouchons de 160 mm de diamètre et 20 mm d'épaisseur
- d'un impacteur situé en partie haute dont le but est de laisser passer les particules les plus fines
- d'un injecteur de diamètre intérieur $0,4 \text{ mm}$ par lequel le gaz arrive
- d'un capillaire de diamètre intérieur $0,4 \text{ mm}$ par lequel le liquide (huile ou eau) est aspiré avant d'être pulvérisé
- d'un tube de vidange et d'un tube de trop plein sur le bouchon inférieur
- d'une évacuation des particules et d'une vanne de régulation de débit sur le bouchon supérieur

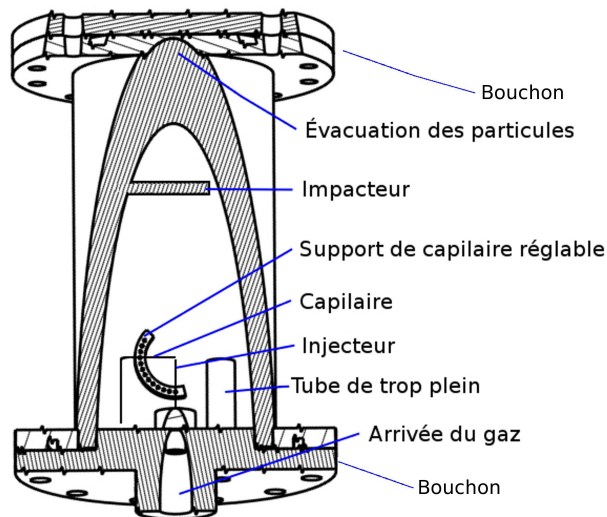


FIGURE B.2 – Schéma de l'ensemenceur

Compte tenu de la large gamme de pression de fonctionnement et de la pression maximale admissible, l'ensemenceur doit résister à une pression de fonctionnement de 150 bars . D'après la norme CODAP 95, un coefficient de sécurité $s = 1,5$ doit être

B. ENSEMENCEUR HAUTE PRESSION

appliqué sur la contrainte pour des raisons sécuritaires. L'ensemenceur est modélisé numériquement (figure B.3) et usiné par les techniciens du laboratoire. Les soudures entre le cylindre et les bouchons sont réalisées par le laboratoire Aimée Cotton. L'essai d'étanchéité réalisé par la suite par le CETIM a montré que la soudure n'est pas une solution adaptée aux pressions supérieures à 210 *bars*. Par la suite, des tiges de renfort extérieures à l'ensemenceur seront préférées : elles fixeront les bouchons ensemble, comprimant ainsi le cylindre central.

La limite élastique de l'inox 304l vaut $R_{el} = 170 \text{ MPa}$ (valeur la plus faible trouvée sur www.soudeur.com), ce qui lui confère une résistance pratique à l'extension de $R_{pe} = 133 \text{ MPa}$:

$$R_{pe} = \frac{R_{el}}{s} = \frac{170}{1,5} = 133 \quad (\text{B.1})$$

Une première étude de tenue à la pression a été effectuée numériquement à l'aide de *Code_Aster*. C'est un logiciel libre de simulation numérique en mécanique des structures, développé par EDF. L'ensemenceur est représenté numériquement par un cylindre fermé de rayon intérieur 80 *mm*, d'épaisseur 10 *mm*, et de hauteur 180 *mm*. Les bouchons ont une hauteur de 20 *mm* (figure B.3). Les hypothèses du calcul sont les suivantes :

- l'enceinte est positionnée à la verticale
- les bouchons sont solidaires de l'enceinte
- la face extérieure du bouchon du bas est définie comme encastree
- la face extérieure du bouchon du haut ainsi que le contour extérieur du cylindre central sont libres
- des pressions sont appliquées sur les trois faces intérieures : le cylindre central et les deux bouchons

D'après le résultat de la simulation numérique pour une pression intérieure de 150 *bars* (figure B.3) la contrainte maximale de Von Mises vaut $\approx 90 \text{ MPa}$. La contrainte maximale est inférieure à la résistance pratique à l'extension du matériaux. Le critère de sécurité est donc respecté.

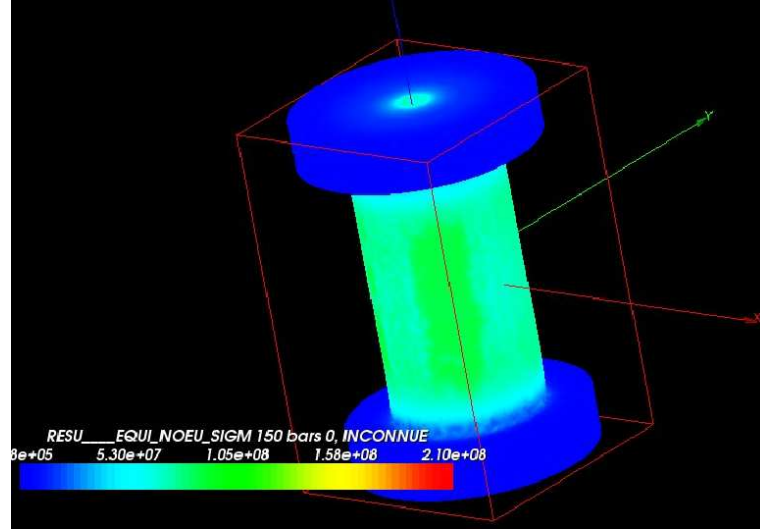


FIGURE B.3 – Représentation des contraintes de Von Mises subies par l'ensemenceur, pour une pression de 150 bars

La figure B.3 montre que c'est l'enveloppe cylindrique de l'ensemenceur qui subit les contraintes les plus importantes. C'est donc sur ce cylindre que porte l'étude de sécurité. Le cylindre est considéré comme une enveloppe épaisse de par ses proportions : $\frac{D_{int}}{e} < 20$. Pour des raisons de sécurité, la pression maximale admissible est fixée par la réserve de gaz, soit 200 bars. Compte tenu des proportions du cylindre, le critère de sécurité suivant s'applique (Spenlé & Gourhant (2003)) :

$$P_{eff} \frac{D_{ext}^2 + D_{int}^2}{D_{ext}^2 - D_{int}^2} \leq R_{pe} \quad (\text{B.2})$$

où $D_{ext} = 100 \text{ mm}$ est le diamètre extérieur du cylindre et $P_{eff} = 20 \text{ MPa}$ est la pression à l'intérieur de l'ensemenceur ($1 \text{ MPa} = 10 \text{ bars}$). À 200 bars et compte tenu des dimensions de l'ensemenceur (la hauteur utile du cylindre est de 180 mm) le rapport de l'équation B.2 vaut 91 MPa, ce qui équivaut à un coefficient de sécurité de 1,9. Par conséquent, l'ensemenceur est conforme aux normes de sécurité en vigueur (CODAP 95).

B.2 Taille des gouttes

La taille des particules d'ensemencement est essentielle dans une vélocimétrie par image de particules (PIV). Les particules injectées dans l'écoulement doivent être

B. ENSEMENCEUR HAUTE PRESSION

suffisamment grosses pour diffuser la lumière du laser vers la caméra et suffisamment petites pour pouvoir suivre cet écoulement : si la particule est trop grosse elle aura des difficultés à suivre l'écoulement du fait de sa trop grande inertie, notamment au travers des ondes de choc où l'accélération est brutale. Le champ de vitesse résultant ne sera alors pas représentatif de la réalité.

La capacité d'une particule de diamètre D_p et de masse volumique ρ_p à suivre un écoulement est généralement quantifiée par son temps de relaxation τ_p . Pour des petites particules considérées sphériques, le coefficient de traînée dit de Stokes (Melling (1997)) est défini par :

$$Cx_p = \frac{24}{Re_p} \quad (\text{B.3})$$

où $Re_p = \frac{\rho_g \Delta U_p D_p}{\mu_g}$ est le nombre de Reynolds de l'écoulement autour des particules et ΔU_p la différence de vitesse entre l'écoulement et les particules. ρ_g et μ_g sont respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique du gaz composant l'écoulement. Au voisinage des ondes de choc obliques ce coefficient de Stokes est modifié par Mitchell *et al.* (2005) pour prendre en compte le libre parcours moyen local du gaz :

$$Cx_p = \frac{24}{Re_p(1 + 2,7Kn_p)} \quad (\text{B.4})$$

où $Kn_p = \frac{l_g}{D_p}$ est le nombre de Knudsen déterminé par le rapport du libre parcours moyen l_g des molécules du gaz et du diamètre D_p des particules. Il sert à déterminer le régime de l'écoulement en terme de continuité : si $Kn_p > 0,001$ le diamètre des particules est trop gros par rapport au libre parcours moyen des molécules de gaz, et les particules ne suivent pas fidèlement l'écoulement. C'est le cas par exemple au travers des ondes de choc où la forte détente du gaz après le choc entraîne une augmentation non négligeable du libre parcours moyen l_g . Le temps de relaxation τ_p des particules s'écrit alors :

$$\tau_p = \frac{D_p^2 \rho_p}{18\mu_g} (1 + 2,7Kn_p) \quad (\text{B.5})$$

L'aisance des particules à suivre l'écoulement est caractérisée par le nombre de

Stokes $Stk = \frac{\tau_p}{\tau_g}$ où τ_g est l'échelle de temps caractéristique de l'écoulement :

$$\tau_g = 10 \frac{\delta_g}{\Delta U_g} \quad (\text{B.6})$$

avec δ_g l'épaisseur de la couche de cisaillement, c'est-à-dire la distance sur laquelle la vitesse varie (ΔU_g). Les conditions les plus critiques se retrouvent au voisinage des ondes de choc où la variation de vitesse ΔU_g est relativement importante par rapport à l'épaisseur δ_g des chocs. Le nombre de Stokes Stk est généralement faible (< 1). Plus il est petit, plus les particules suivent fidèlement l'écoulement : un nombre de Stokes $Stk = 0,1$ correspond à une déviation d'environ 1% de la vitesse réelle, d'après [Scarano \(2008\)](#). Au voisinage d'une onde de choc, le nombre de Stokes peut-être élevé suivant la taille des particules d'ensemencement. La figure [B.4](#) présente l'importance du diamètre des particules d'eau sur leur suivi d'un écoulement d'air au travers d'une onde de choc oblique à 55° ([Melling \(1997\)](#)). Perpendiculairement à l'onde de choc, ce graphique représente la composante de la vitesse d'une particule en fonction de la distance à l'onde de choc. Il ressort de cette étude que les particules de moins de $0,3 \mu m$ retrouvent rapidement la vitesse de l'écoulement après le choc ($\approx 2 mm$) alors qu'il faut $12 mm$ aux particules de $1 \mu m$ pour retrouver la vitesse de l'écoulement. Ces informations seront à prendre en compte lors de l'étude des champs de vitesse de jets supersoniques par PIV.

Il existe différents types d'ensemencement de particules liquides, comme le bulleur, le Laskin, ou encore le pulvérisateur ([Lefebvre \(1996\)](#), [Lecordier \(2008\)](#)). Ce dernier type d'ensemencement a été retenu pour les raisons suivantes :

- conception simple
- génération de particules fines ($< 4 \mu m$ en moyenne sans impacteur d'après [Tropea et al. \(2007\)](#))

Contrairement aux pulvérisateurs industriels comme ceux cités dans [Lefebvre \(1996\)](#), la conception maison permet d'obtenir un nuage de gouttelettes fines dès les faibles pressions. Cela permet par exemple d'ensemencer un jet subsonique.

B. ENSEMENCEUR HAUTE PRESSION

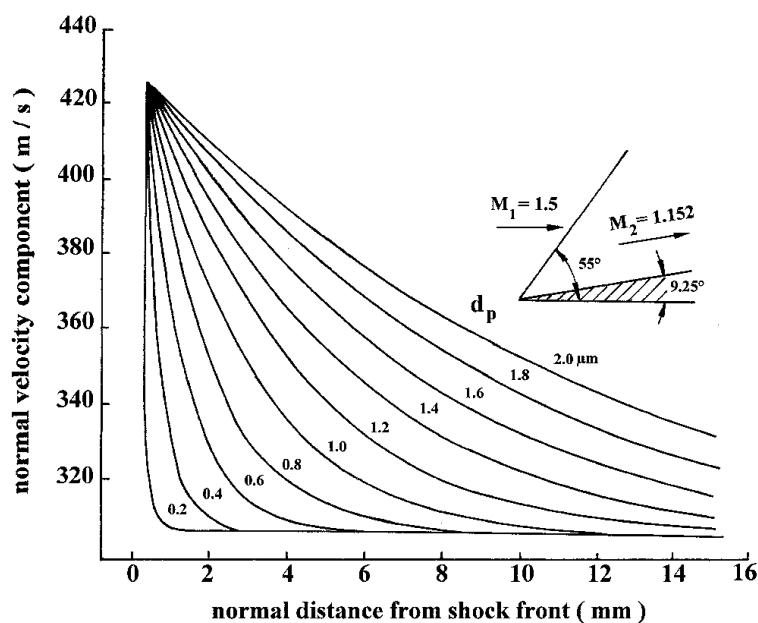


FIGURE B.4 – Réponse des particules à travers une onde de choc oblique, issu de *Melling (1997)*

Dans la configuration choisie, les gouttes sont générées par pulvérisation (ou atomisation) : un jet de gaz à haute vitesse rase un tube capillaire plongé dans un liquide (eau ou huile d'olive), et l'effet aérodynamique à son extrémité crée une dépression statique. Le liquide remonte alors le tube par capillarité et par aspiration, et est arraché par le jet sous forme de gouttelettes comme le montre la figure B.5. Dans l'ensemenceur, un impacteur présent en amont de l'évacuation des particules ne laisse passer que les plus petites particules : les grosses particules, de par leur inertie, impactent l'obstacle et retombent dans le fond de l'ensemenceur. Enfin, une vanne présente à la sortie de l'ensemenceur a pour vocation de réguler le débit, et par conséquent la taille des particules à ensemencer et la densité du mélange gaz - particules. Selon *Tropea et al. (2007)*, l'alignement de l'injecteur et du capillaire a un effet sur la densité du nuage de gouttes ainsi généré mais pas sur la taille des gouttelettes : plus le capillaire est aligné sur l'axe du jet de l'injecteur, plus la quantité de gouttelettes sera importante.

La taille des gouttes générées a été mesurée par granulométrie laser (PDA Dan-

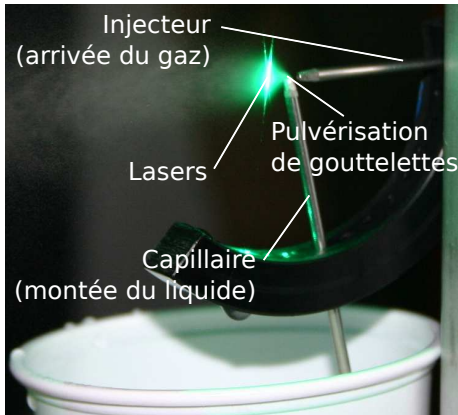


FIGURE B.5 – Photo du montage expérimental de génération de gouttelettes de l'ensemencement pendant un essai de granulométrie laser : le liquide est aspiré par capillarité puis pulvérisé et entraîné par le gaz sous forme de gouttelettes

tec Dynamics). L'influence de plusieurs paramètres a été étudiée tels que l'angle formé entre l'injecteur et le capillaire, la pression d'émission du gaz, le diamètre du capillaire, le gaz utilisé, ou encore le type de liquide (huile d'olive et eau) et sa température. Les essais ont été effectués avec une durée d'acquisition constante, ce qui permet de relever le nombre de particules, leur taille, et leur vitesse. Comme dans la littérature (Rabe & Sabroske (1994) et Kahler *et al.* (2002)), la figure B.6 montre une forte dépendance de la taille des gouttes à la pression. Plus la pression d'injection est forte, plus les particules sont grosses ($> 3 \mu m$). Ceci peut s'expliquer par une étude aérodynamique du jet de gaz impactant sur le capillaire. Néanmoins, une pression minimale doit être fournie à l'injecteur (0.4 bars) pour que le gaz ait l'énergie suffisante pour arracher les particules liquides du capillaire. En-dessous de cette pression minimale aucune gouttelette n'est créée.

Comme vu précédemment, plus la pression fournie à l'injecteur est importante, plus la vitesse du jet U_j sera importante. La figure B.7 schématise la génération des gouttelettes à partir de l'interface entre le jet et le capillaire : le jet crée une dépression P_1 en haut du capillaire qui fait monter le liquide sur toute sa hauteur h_{cap} avec une vitesse U_l . P_1 est induite par l'effet aérodynamique mis en évidence par un coefficient α qui représente l'importance de la dépression générée par le profil : $P_1 = \alpha P_a$ avec $0 < \alpha < 1$. P_1 dépend de la vitesse U_i du jet au moment de l'impact sur le capillaire.

B. ENSEMENCEUR HAUTE PRESSION

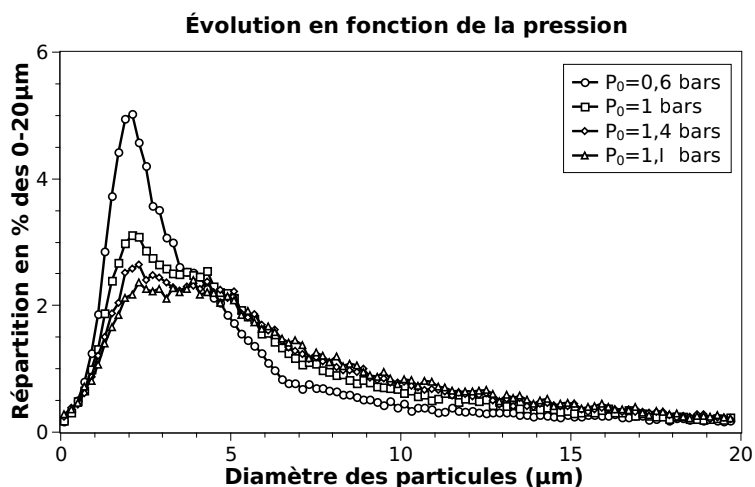


FIGURE B.6 – Répartition et taille des particules générées pour différentes pressions d'injection

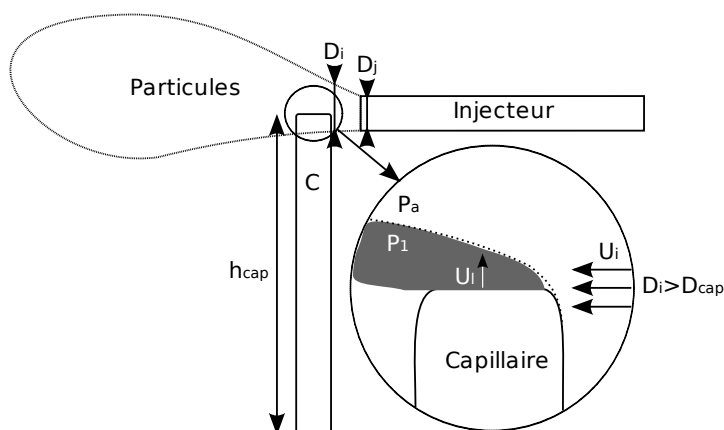


FIGURE B.7 – Schéma de l'interface jet/capillaire

Lefebvre (1996) et Ferreira *et al.* (2009) estiment le diamètre moyen des particules en fonction du rapport des débits massiques du gaz et du liquide $ALR = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_l}$. Le débit de gaz au niveau du capillaire est difficile à estimer si on tient compte de l'intrusion du capillaire dans l'écoulement : le débit de gaz au niveau du capillaire $\dot{m}_{g_{cap}}$ est inférieur au débit initial d'un facteur $K_{\dot{m}} < 1$. Le débit massique de gaz au niveau du capillaire vaut alors $\dot{m}_{g_{cap}} = K_{\dot{m}} \dot{m}_j$ avec \dot{m}_j le débit massique de gaz à la sortie de l'injecteur.

L'écoulement dans le capillaire est assimilable à un écoulement de Poiseuille de par son petit diamètre (0,4 ou 1 *mm*), sa hauteur relativement grande (quelques *cm*), et la forte viscosité du fluide. L'écoulement est supposé stationnaire et axisymétrique. La conservation de la quantité de mouvement projetée sur l'axe (z) du capillaire s'écrit :

$$\mu \frac{d}{r dr} \left(r \frac{dU_{lr}}{dr} \right) = \frac{dP}{dz} \quad (\text{B.7})$$

En tenant compte du profil non linéaire des vitesses, à savoir une vitesse nulle à la paroi et finie sur l'axe, la vitesse maximum sur l'axe $U_{l_{max}}$ et moyenne \hat{U}_l s'énoncent en fonction de la variation de pression et du diamètre du capillaire :

$$U_{l_{max}} = -\frac{1}{4\mu} \frac{dP}{dz} \left(\frac{D_{cap}}{2} \right)^2 \quad (\text{B.8})$$

$$\hat{U}_l = \frac{U_{l_{max}}}{2} \quad (\text{B.9})$$

Le débit du capillaire peut ainsi s'exprimer :

$$\dot{m}_l = \rho_l \hat{U}_l \pi \left(\frac{D_{cap}}{2} \right)^2 = \rho_l \frac{\pi D_{cap}^4}{128\mu} \frac{P_a - P_1}{h_{cap}} \quad (\text{B.10})$$

Le rapport des débits s'exprime alors en fonction des conditions initiales, des caractéristiques du gaz et du liquide utilisés, et de $K_{\dot{m}}$ et α qui sont des constantes respectivement relatives à la distance injecteur-capillaire et à l'aspect de forme du capillaire :

$$ALR = \frac{\dot{m}_{g_{cap}}}{\dot{m}_l} = \frac{K_{\dot{m}}}{1 - \alpha} \frac{\dot{m}_g (128\mu h_{cap})}{P_a \pi \rho_l D_{cap}^4} \quad (\text{B.11})$$

$\dot{m}_{g_{cap}}$ peut alors être déterminé en fixant $K_{\dot{m}}$ et α qui peut être assimilé à un coefficient de portance aérodynamique ($\alpha < 1$). Comme le débit de liquide \dot{m}_l dépend des conditions expérimentaux, il serait intéressant de mesurer les débits de liquide en fonction des paramètres énoncés précédemment (diamètre capillaire, liquide, pression) pour obtenir une loi qui exprimerait le diamètre moyen des gouttes en fonction de l' ALR .

L'ensemenceur permet de modifier l'angle entre l'injecteur de gaz et le capillaire. Une étude complémentaire a permis d'étudier l'influence de cet angle. La figure [B.8](#)

B. ENSEMENCEUR HAUTE PRESSION

[1] montre que plus l'angle injecteur/capillaire augmente, plus les particules sont petites. L'angle idéal pour générer des particules fines s'avère être de 90° , car en-deçà les particules sont plus grosses et au-delà le gain n'est pas significatif et le positionnement du capillaire est plus délicat : si le capillaire n'est pas précisément centré dans l'écoulement de l'injecteur, le jet n'entraîne aucune goutte. Au-delà de 100° , le gaz remonte dans le capillaire et la génération de gouttelettes est alors impossible. Le choix de l'angle injecteur/capillaire s'est donc porté sur 90° .

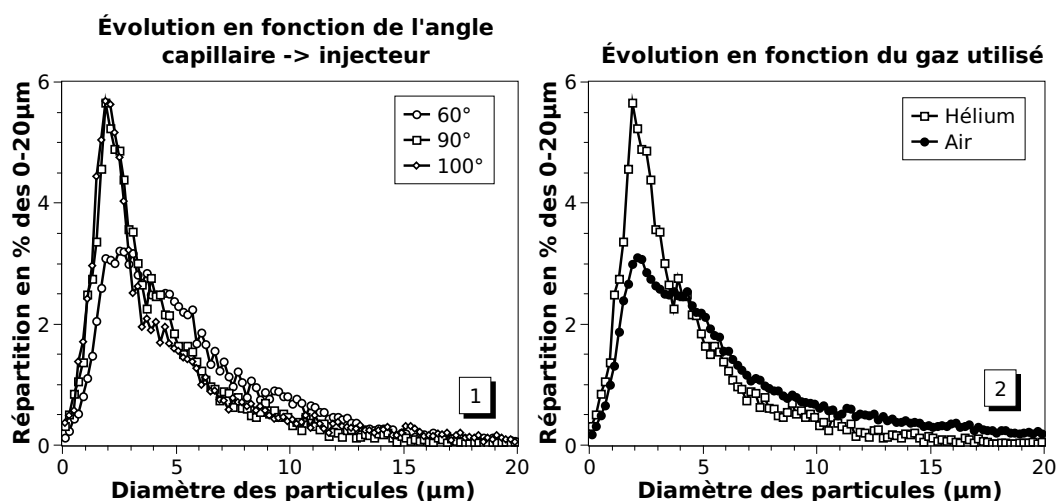


FIGURE B.8 – Répartition et taille des particules générées à différents angles d'injection (pour de l'air) [1] et pour différents gaz [2]

Des essais ont été effectués en injectant de l'hélium à la place de l'air. Les résultats sont représentés sur la figure B.8 [2]. Il s'est avéré que, pour une même pression de décharge (1 bar de pression relative) et pour un même liquide (eau), l'hélium génère plus de petites particules que l'air. À iso-pression, la masse volumique de l'hélium est 7 fois plus faible que celle de l'air et sa vitesse d'écoulement est donc plus élevée. Ces deux paramètres peuvent expliquer la taille des particules obtenues : dans le cas d'une atomisation de gouttes, la fragmentation et la taille des gouttes sont pilotées par les nombres de Weber et d'Ohnesorge. Le nombre de Weber représente le rapport de l'inertie du gaz par la tension de surface σ_l du liquide, et le nombre d'Ohnesorge représente le rapport de la force de viscosité du gaz par la tension de surface du

liquide. Ces nombres sont respectivement définis par :

$$We = \frac{\rho_g U_g^2 D_{cap}}{\sigma_l} \quad \text{et} \quad Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re_l} = \frac{\mu_g}{\sqrt{\sigma_l \rho_g D_{cap}}} \quad (\text{B.12})$$

Pour de l'eau et une même pression de décharge, l'utilisation de l'hélium à la place de l'air diminue We et augmente Oh . Comme le montrent les équations B.12, le diamètre du capillaire influe également sur la taille des gouttes. La figure B.9 [1] présente la répartition des tailles des particules en fonction du diamètre intérieur du capillaire et du liquide utilisé (eau ou huile d'olive). Quel que soit le liquide utilisé, les particules générées sont plus petites quand le capillaire a un petit diamètre intérieur ($0,4 \text{ mm}$) que quand le diamètre est plus gros (1 mm). Cette observation est similaire à l'observation précédente, dans le sens où les particules semblent plus fines quand We diminue et que Oh augmente.

Élément	T(°C)	$\sigma \text{ (N.m}^{-1}\text{)}$	$\mu \text{ (kg.m}^{-1}\text{.s}^{-1}\text{)}$
Eau	20	73.10^{-3}	$1,0.10^{-3}$
	50	68.10^{-3}	$0,5.10^{-3}$
Huile d'olive	20	32.10^{-3}	$8,1.10^{-1}$

TABLE B.1 – Propriétés de l'huile d'olive et de l'eau à différentes températures

La figure B.9 [1] montre également l'influence du liquide utilisé sur la taille des particules. Les propriétés des liquides sont regroupées dans le tableau B.1. L'huile d'olive semble plus appropriée que l'eau pour générer des petites particules, alors que sa tension de surface est 2 fois plus faible que celle de l'eau. Sa viscosité est en revanche 810 fois supérieure. L'observation précédente est confirmée par la figure B.9 [2], qui représente la répartition des tailles des particules en fonction du liquide utilisé (huile d'olive ou eau) et de sa température, pour un capillaire de $0,4 \text{ mm}$ et une pression génératrice de $0,6 \text{ bars}$ relatifs. Cette observation est en accord avec le fait que la taille des particules diminue quand Oh augmente mais est en contradiction avec le fait que la taille des particules diminue quand We diminue. Puisqu'il tient compte de la viscosité du liquide, Oh semble alors être le paramètre adéquate pour

B. ENSEMENCEUR HAUTE PRESSION

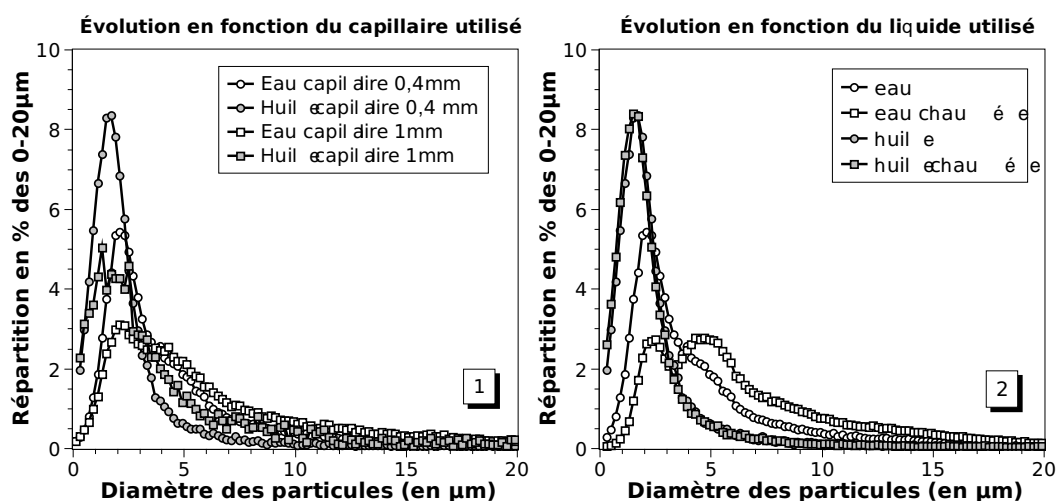


FIGURE B.9 – Répartition et taille des particules générées en fonction du liquide utilisé et du diamètre du capillaire

la détermination de la taille des particules.

Les liquides sont chauffés de manière à analyser l'influence de la température sur la taille des particules. La température cible est aux alentours de 50° , ce qui diminue la tension de surface et la viscosité du liquide. Chauffer l'eau n'est pas concluant : la taille moyenne des particules augmente avec la température. Il semble en revanche que chauffer l'huile apporte un léger mieux, mais pas suffisamment pour justifier un chauffage de l'ensemenceur. L'évaporation des plus petites gouttes d'eau pourrait expliquer ce phénomène et le double pic sur la figure B.9 [2]. Ces observations sont en accord avec le fait que la taille des particules diminue quand We diminue et Oh augmente.

À partir des études ci-dessus, les paramètres idéaux pour obtenir des particules de petits diamètres sont :

- liquide : huile d'olive à température ambiante
- capillaire de petit diamètre ($0,4\text{ mm}$)
- faible différence de pression ($\Delta P\ 0,6\text{ bars}$) entre l'arrivée du gaz dans l'injecteur et le volume intérieur de l'ensemenceur
- un angle de 90° entre l'injecteur et le capillaire

- préférer l'hélium à l'air, c'est-à-dire un gaz à faible densité, quand l'étude le permet

L'intérêt de ce type d'ensemenceur par rapport aux ensemenceurs du marché, outre le prix, est qu'il a autant la capacité de fonctionner pour des jets à faible pression (subsoniques) que pour des jets à forte pression (supersoniques), puisque le principe de fonctionnement est basé sur la différence de pression entre l'amont et l'aval de l'injecteur. Le but de l'ensemenceur est non seulement de générer des particules de petites tailles à injecter dans l'écoulement pour réaliser des champs de vitesse par PIV, mais également de générer des vapeurs d'acétone à mélanger au jet pour étudier les concentrations instantanées de l'écoulement par LIF. Pour l'ensemencement du jet en acétone, l'ensemenceur sera en configuration bulleur, c'est-à-dire que l'injecteur de gaz sera relié au capillaire pour que celui-ci injecte des bulles de gaz dans l'acétone. L'acétone est très volatile et seulement les vapeurs devraient sortir de l'ensemenceur avant d'être mélangées à de l'air pour atteindre la concentration souhaitée ($\approx 4\%$ en volume). Des informations sur l'ensemencement d'acétone peuvent être trouvées dans l'article de [Lozano *et al.* \(1992\)](#).

B. ENSEMENCEUR HAUTE PRESSION

Annexe C

Étapes pratiques d'intégration des gradients de densité en BOS

Cette annexe vient en complément de la section 7.2 et explicite les étapes successives utilisées dans JetBOSsoft pour l'intégration du champ des gradients de densité et l'obtention du champ de masses volumiques. Les opérations sont effectuées sur le champ moyen des gradients de densité. Les grandeurs qui suivent sont définies dans la nomenclature et représentées sur la figure 7.2, page 70.

Les facteurs de grandissement au niveau de l'arrière-plan et du jet valent respectivement :

$$G_{ap} = \frac{Z_i}{Z_c + Z_b} \text{ et } G_{jet} = \frac{Z_i}{Z_c} \text{ , avec } Z_i = f + B \quad (\text{C.1})$$

Les facteurs d'échelle, définis par le rapport de la largeur d'un pixel sur le capteur CCD par le facteur de grandissement, valent alors respectivement :

$$H_{ap} = \frac{l_{px}(Z_b + Z_c)}{Z_i} \text{ et } H_{jet} = \frac{l_{px}Z_c}{Z_i} \quad (\text{C.2})$$

Le facteur d'échelle au niveau du plan médian du jet H_{jet} est ensuite appliqué aux déplacements moyens mesurés sur le capteur CCD, issus de la corrélation des images. Ces déplacements sont représentatifs des gradients de densité. Le facteur d'échelle H_{ap} est quant-à lui utilisé pour déterminer la déviation radiale ε_y des rayons lumineux : le champ de masses volumiques est déterminé à partir des projections radiales des gradients de densité.

C. ÉTAPES PRATIQUES D'INTÉGRATION DES GRADIENTS DE DENSITÉ EN BOS

Sous l'hypothèse que le diamètre du jet D_{jet} est très petit par rapport au chemin optique, il vient :

$$\frac{y}{Z_i} = \frac{Y}{Z_b + Z_c} \quad (C.3)$$

En considérant que l'angle de déviation dû aux gradients d'indices de réfraction est petit, l'approximation $\varepsilon_y = \frac{Y}{Z_b}$ devient :

$$\varepsilon_y = y \frac{Z_b + Z_c}{Z_b Z_i} \quad (C.4)$$

Sous l'hypothèse d'axisymétrie du jet, les projections radiales des gradients sont ensuite intégrées au moyen de la transformée inverse d'Abel jusqu'à l'axe du jet pour chaque valeur axiale. Pour une géométrie axisymétrique, l'indice de réfraction local peut être relié à la déviation ε_y en appliquant la transformée inverse d'Abel explicitée par [Haertig et al. \(2004\)](#) et [Barthe et al. \(2006\)](#). Les transformées sont effectuées pour chaque abscisse x et pour chaque position radiale r , depuis l'axe d'axisymétrie précédemment défini jusqu'au bord du champ d'acquisition. Elles sont de la forme :

$$n_r(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{\varepsilon_y}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (C.5)$$

Puisque l'espace d'intégration est borné par le champ de la caméra, ∞ représente le bord du champ d'acquisition où les gradients de densité sont nuls. Le milieu ambiant est défini par de l'air à pression et température ambiantes. Pour obtenir une transformée inverse d'Abel suffisamment précise, l'axe de symétrie doit être parfaitement aligné avec l'axe du jet. Cela nécessite donc une mise en place du dispositif expérimental particulièrement soignée.

$n_r(r)$ est en fait une valeur relative de l'indice de réfraction. La valeur réelle est obtenue à partir de l'indice de réfraction référent n_a . La relation de Gladstone-Dale permet de déterminer cet indice référent à partir de la masse volumique du gaz ambiant. Pour un mélange gazeux d'indice de réfraction proche de 1, la relation de Gladstone-Dale relie l'indice de réfraction à la masse volumique du gaz telle que :

$$n - 1 = \rho K_g(\lambda) \quad (C.6)$$

$K_g(\lambda)$ est une constante qui dépend de la longueur d'onde de la lumière incidente et de la nature du gaz : pour l'air $K_{g_{air}} = 2,26 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ avec $\lambda = 532 \text{ nm}$ ([Richard et al. \(2000\)](#)) et pour l'hélium $K_{g_{helium}} = 1,96 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ ([Haertig et al.](#)

(2004)). Le gaz ambiant est de l'air dont l'indice de réfraction référent est calculé avec la constante de Gladstone-Dale définie à partir de la loi proposée par [Richard et al. \(2000\)](#) pour de l'air :

$$K_g(\lambda) = 2,2244 \cdot 10^{-4} \left[1 + \left(\frac{6,7132 \cdot 10^{-8}}{\lambda} \right)^2 \right] \quad (\text{C.7})$$

Le champ d'indices de réfraction est alors déterminé à partir de l'indice de l'air, soit :

$$n = n_a(1 + n_r) \quad (\text{C.8})$$

Le champ de masses volumiques est ensuite calculé à partir de n et de la relation [C.6](#). Les champs de fraction molaire et de concentration sont respectivement calculés à partir des relations [3.14](#) et [3.15](#), en supposant qu'il n'y a pas de variation de températures ni de pressions dans le jet, par :

$$\chi = \frac{\rho_a - \rho}{\rho_a - \rho_g} \quad \text{et} \quad C = \frac{\rho_g}{\rho} \left(\frac{\rho_a - \rho}{\rho_a - \rho_g} \right) \quad (\text{C.9})$$

C. ÉTAPES PRATIQUES D'INTÉGRATION DES GRADIENTS DE DENSITÉ EN BOS

Annexe D

Conservation de la quantité d'hélium dans le jet

Cette annexe détaille la conservation de la quantité d'hélium qui est injectée dans le jet. Pour cela, deux sections sont considérées : la section d'entrée, et une section courante située à la position x par rapport à la section d'entrée.

En entrée, l'hélium injecté est supposé pur, de masse volumique $\rho_j = \rho_g$. Pour simplifier les calculs, les conditions thermodynamiques sont supposées invariables d'une section à l'autre. Si, dans un volume de référence d'épaisseur dx , un nombre N_g de moles d'hélium est injecté, il vient :

$$\rho_j = \rho_g = \frac{N_g W_g}{N_g V m_j} \quad (\text{D.1})$$

où $V m_j (= RT/P_j)$ est le volume molaire en sortie : il sera donc aussi constant par la suite, puisque T et P sont supposées ne pas dépendre de la position x .

En une autre section x , et en toute position radiale r , on peut, de même, écrire :

$$\rho(r, x) = \frac{N'_g W_g + N'_a W_a}{(N'_g + N'_a) V m(r, x)} \quad (\text{D.2})$$

où N'_g et N'_a sont les nombres de moles d'hélium et d'air compris dans le volume de référence en ce point (r, x) là, avec aussi, donc, $V m(r, x) = V m_j = V m$.

D. CONSERVATION DE LA QUANTITÉ D'HÉLIUM DANS LE JET

L'équation précédente se réécrit aussi comme :

$$\rho(r, x) = \frac{N'_g(W_g - W_a)}{(N'_g + N'_a)Vm} + \frac{W_a}{Vm} \quad (\text{D.3})$$

soit aussi :

$$\rho(r, x) = \frac{N'_g(\rho_g - \rho_a)}{(N'_g + N'_a)} + \rho_a \quad (\text{D.4})$$

ce qui conduit à :

$$(\rho(r, x) - \rho_a)(N'_g + N'_a) = N'_g(\rho_g - \rho_a) \quad (\text{D.5})$$

En considérant un même volume de référence V_0 , et les mêmes conditions thermodynamiques en tout point de l'écoulement, on a alors que :

$$V_0 = \frac{N_g RT}{P} = \frac{(N'_g + N'_a) RT}{P} \quad (\text{D.6})$$

de sorte que, en tout point du domaine, on a $N'_g + N'_a = N_g$. On en déduit alors l'expression du nombre de moles d'hélium N'_g au point (r, x) :

$$N'_g = N_g \frac{\rho(r, x) - \rho_a}{\rho_g - \rho_a} \quad (\text{D.7})$$

La dernière étape consiste à dire que la quantité d'hélium injectée pendant un temps élémentaire dt à la buse se retrouve à traverser de façon identique toute section $S(x)$ (toujours pendant le même temps dt), soit :

$$N_{gtotal}(x) = \int N_g U_j dS_j = \int N'_g U(r, x) dS \quad (\text{D.8})$$

soit :

$$N_{gtotal}(x) = \int N_g U_j dS_j = \int N_g \frac{\rho(r, x) - \rho_a}{\rho_g - \rho_a} U(r, x) dS \quad (\text{D.9})$$

soit aussi :

$$N_{gtotal}(x) = \int N_g U_j dS_j = \int N_g \chi(r, x) U(r, x) dS \quad (\text{D.10})$$

puisque :

$$\chi(r, x) = \frac{\rho(r, x) - \rho_a}{\rho_g - \rho_a} \quad (\text{D.11})$$

Cette relation peut aussi se réécrire en terme de $\rho(r, x)C(r, x)$, avec :

$$C(r, x) = \frac{N'_g W_g}{N'_g W_g + N'_a W_a} \quad (\text{D.12})$$

pour retrouver la loi de conservation (plus classique) pour C (cf. équation 18 de l'article de [El-Amin & Kanayama \(2009\)](#) par exemple) :

$$2\pi \int \rho(r, x)C(r, x)U(r, x) r dr = cte \quad (\text{D.13})$$

D. CONSERVATION DE LA QUANTITÉ D'HÉLIUM DANS LE JET

Annexe E

Détails techniques de l'installation

E.1 Caractéristiques des détendeurs Vegatec

E. DÉTAILS TECHNIQUES DE L'INSTALLATION

Fiche de dimensionnement *Sizing sheet*

Client *Customer* :

Société <i>Company</i> :	VEGATEC 13
Contact <i>Customer Contact</i> :	M. JARLOT
Interlocuteur IMF <i>IMF Contact</i> :	Luc Louls

Conditions de service *Working conditions* :

Nature du fluide <i>Medium</i> :	AIR	
Masse Volumique <i>Volumic mass</i> :	1,293	
Pression amont (bar) <i>Inlet pressure (barg)</i>	Mini : 40,0000	Maxi : 200,0000
Pression aval (bar) <i>Outlet pressure (barg)</i>	Mini : 30,0000	Maxi : 30,0000
Débit (Nm ³ /h) <i>Flow (Nm³/h)</i>	Mini : 72,0000	Maxi : 72,0000
Température (°C) <i>Temperature (°C)</i>	Mini : 20	Maxi : 20
Vitesse de sortie (m/s) <i>Outlet speed (m/s)</i>	Mini : 81	Maxi : 81

Données calculées *Calculated Datas* :

Ø au clapet (mm) <i>Valve Ø (mm)</i>	Mini : 1,0562	Maxi : 2,5245
Ø d'entrée (mm) <i>Inlet Ø (mm)</i>	Mini : 1,2862	Maxi : 2,8476
Ø de sortie (mm) <i>Outlet Ø (mm)</i>	Mini : 3,2746	Maxi : 3,2746

Appareil proposé *Proposed component* : Détendeur à ressort D083LL51NKI1000

Caractéristiques de l'appareil proposé *Proposed component characteristics* :

Ø au clapet réel (mm) <i>Physical valve Ø (mm)</i> :	4,00	Ø de sortie réel (mm) <i>Physical outlet Ø (mm)</i> :	8,00
Débit au clapet (Nm ³ /h) <i>Valve flow (Nm³/h)</i>	Mini : 180,95	Maxi : 1027,78	
Débit en sortie (Nm ³ /h) <i>Outlet flow (Nm³/h)</i>	Mini : 428,68	Maxi : 428,68	Pour 81 m/s
Vitesse de sortie (m/s) <i>Outlet speed (m/s)</i>	Mini : 13,6	Maxi : 13,6	Pour 72.0000 Nm ³ /h

E.1 Caractéristiques des détendeurs Vegatec

Fiche de dimensionnement *Sizing sheet*

Client Customer :

Société <i>Company</i> :	VEGATEC 13
Contact <i>Customer Contact</i> :	M. JARLOT
Interlocuteur IMF <i>IMF Contact</i> :	Luc Louls

Conditions de service *Working conditions* :

Nature du fluide <i>Medium</i> :	HELIUM	
Masse Volumique <i>Volumic mass</i> :	0,178	
Pression amont (bar) <i>Inlet pressure (barg)</i>	Mini : 40,0000	Maxi : 200,0000
Pression aval (bar) <i>Outlet pressure (barg)</i>	Mini : 30,0000	Maxi : 30,0000
Débit (Nm3/h) <i>Flow (Nm3/h)</i>	Mini : 200,0000	Maxi : 200,0000
Température (°C) <i>Temperature (°C)</i>	Mini : 20	Maxi : 20
Vitesse de sortie (m/s) <i>Outlet speed (m/s)</i>	Mini : 81	Maxi : 81

Données calculées *Calculated Datas* :

Ø au clapet (mm) <i>Valve Ø (mm)</i>	Mini : 1,0722	Maxi : 2,5629
Ø d'entrée (mm) <i>Inlet Ø (mm)</i>	Mini : 2,1437	Maxi : 4,7460
Ø de sortie (mm) <i>Outlet Ø (mm)</i>	Mini : 5,4577	Maxi : 5,4577

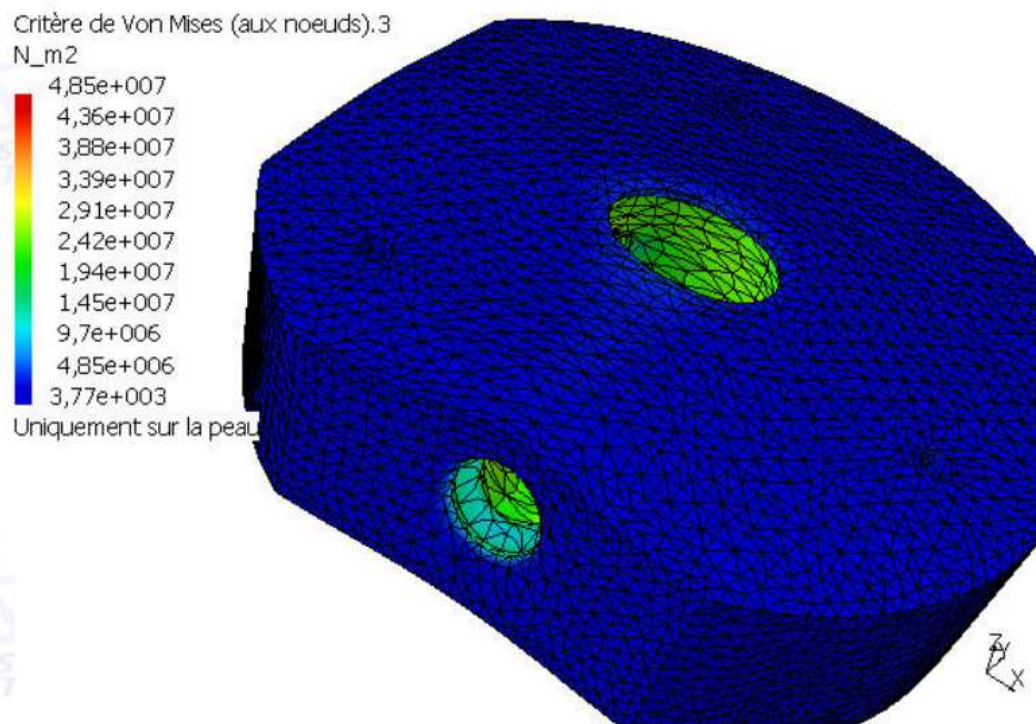
Appareil proposé *Proposed component* Détendeur à ressort D083LL51NK1000

Caractéristiques de l'appareil proposé *Proposed component characteristics* :

Ø au clapet réel (mm) : 4,00	Ø de sortie réel (mm) : 8,00
<i>Physical valve Ø (mm) :</i>	<i>Physical outlet Ø (mm) :</i>
Débit au clapet (Nm3/h) <i>Valve flow (Nm3/h)</i>	Mini : 487,71 Maxi : 2770,07
Débit en sortie (Nm3/h) <i>Outlet flow (Nm3/h)</i>	Mini : 428,68 Pour 81 m/s Maxi : 428,68 Pour 81 m/s
Vitesse de sortie (m/s) <i>Outlet speed (m/s)</i>	Mini : 37,8 Pour 200,0000 Nm3/h Maxi : 37,8 Pour 200,0000 Nm3/h

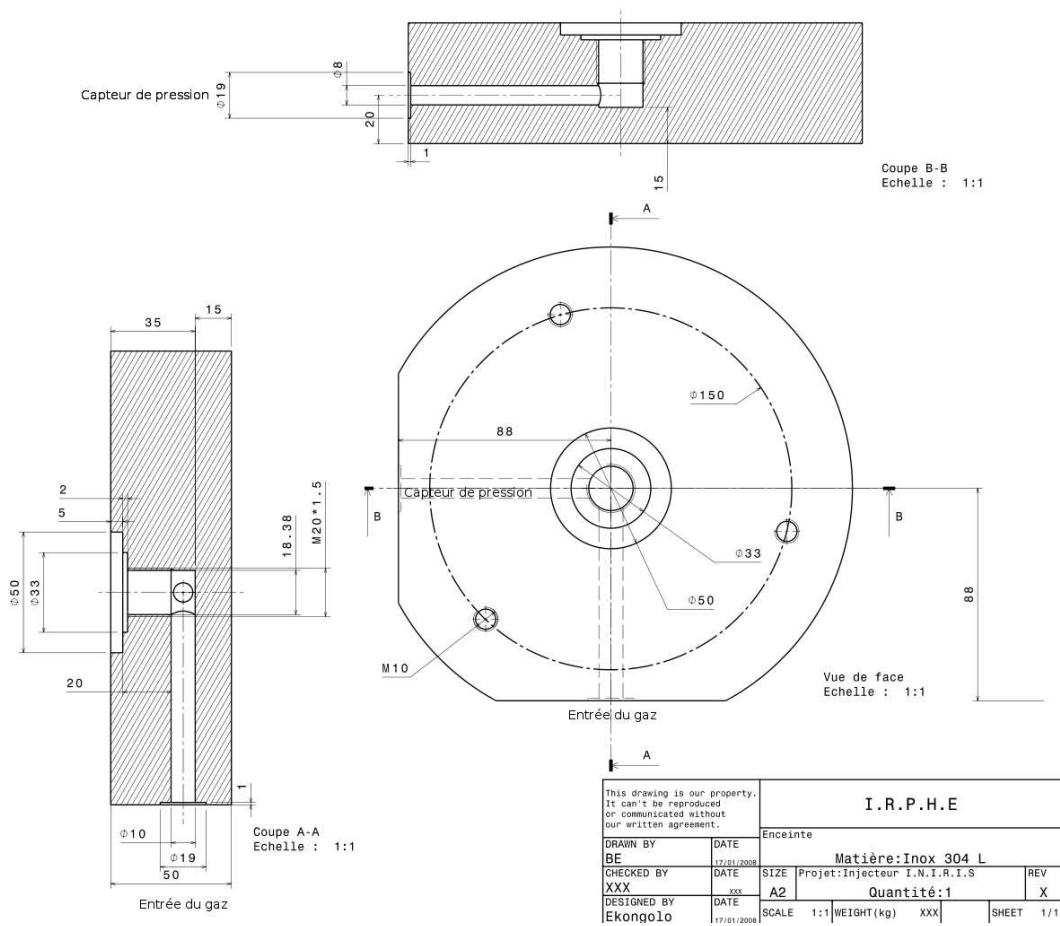
E. DÉTAILS TECHNIQUES DE L'INSTALLATION

E.2 Représentation numérique de l'enceinte haute pression déformée par le critère de Von Mises



E.3 Schéma d'usinage de l'enceinte haute pression

E.3 Schéma d'usinage de l'enceinte haute pression



This drawing is our property. It can't be reproduced or communicated without our written agreement.		I. R. P. H. E			
		Enceinte			
DRAWN BY	DATE				
BE	17/01/2008	Matière:Inox 304 L			
CHECKED BY	DATE	SIZE	Projet:Injecteur I.N.I.R.I.S	REV	
XXX	xxx	A2	Quantité:1		X
DESIGNED BY	DATE	SCALE	WEIGHT(kg)	XXX	SHEET 1/1
Ekongolo	17/01/2008	1:1			

E. DÉTAILS TECHNIQUES DE L'INSTALLATION

E.4 Caractéristiques du capteur de pression Keller PA-23 S



TRANSMETTEURS PIEZORESISTIFS
PRESSIONS ABSOLUE ET RELATIVE

SERIES 23 S / 25 S

La plus part des transmetteurs de pression de bonne stabilité et de faibles étendues de mesure sont réalisés à l'aide de cellules céramique ou piézorésistives dont l'étanchéité est obtenue au moyen d'un joint torique. Pour les applications industrielles où une grande durée de vie est requise, le joint torique peut être une cause de défaillance du transmetteur, ce qui est de moins en moins accepté.

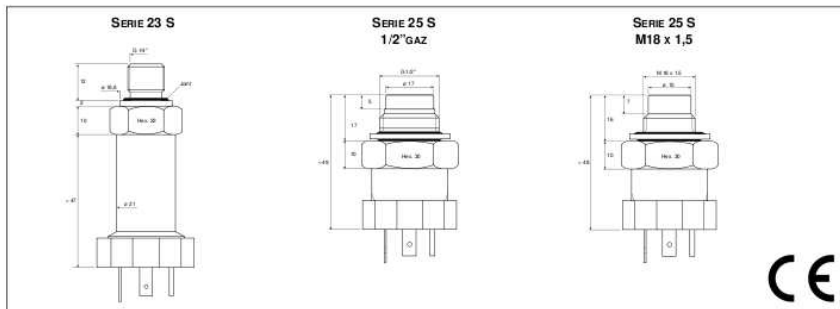
KELLER propose la gamme de transmetteurs 23 S / 25 S, entièrement soudés, sans joint d'étanchéité interne. Compacts et précis, ces transmetteurs présentent également une excellente stabilité.

- **Série 23 S** Raccord industriel 1/4" gaz mâle
Précision 0,25 %EM (meilleure droite), options 0,1 et 0,2 %EM
 - **Série 25 S** Membrane affleurante 1/2" gaz
Précision 0,25 %EM (meilleure droite), options 0,1 et 0,2 %EM
 - **Série 25 S** Membrane affleurante M18 x 1,5
Précision 0,25 %EM (meilleure droite), options 0,1 et 0,2 %EM
- | | |
|--------------------------|--|
| • PAA-23 S / 25 S | Pression absolue, zéro au vide |
| • PA-23 S / 25 S | Pression absolue, zéro à \approx 1 bar |
| • PR-23 S / 25 S | Pression relative, zéro à la pression ambiante |

• **Gamme complète**
Modes absolus, absolus scellés, barométriques, relatifs, relatifs en dépression.
16 étendues de mesure nominales, sorties courant et tension.

• **Flexibilité**
La conception modulaire des transmetteurs permet la réalisation rapide de produits adaptés aux spécifications de l'utilisateur grâce à un stock important de cellules séries 6 S, 7 S et 9 S dont la stabilité à long terme est déjà testée: étendues de mesure, raccords pression, connexions électriques, signaux de sortie...

• **Fiabilité, Qualité**
Chaque transmetteur est sévèrement testé sous pression et température. L'assemblage et la calibration des transmetteurs sont effectués selon les recommandations des normes ISO 9001 / EN 29001.



600

KELLER AG, KELLER GmbH, sociétés certifiées ISO 9001. KELLER se réserve le droit de modifier ce document sans préavis.

Filiale
KELLER Métrologie de la Pression
12, allée Nathan Katz, BP6020 • F-68096 Mulhouse Cedex
Tél. 03 - 89 36 33 12 • Fax 03 - 89 36 33 13

Siège
KELLER AG für Druckmesstechnik
St. Gallenstrasse 119 • CH- 8404 Winterthur
Tel. 052 - 235 25 25 • Fax 052 - 235 25 00

Logistique France
KELLER Gesellschaft für Druckmesstechnik mbH
Schwarzweidstrasse 17 • D- 79796 Jestetten
Tel. 07745 - 9214 - 0 • Fax 07745 - 9214 - 50

Internet: <http://www.keller-druck.com>

E.4 Caractéristiques du capteur de pression Keller PA-23 S



SPÉCIFICATIONS

		ETENDUES DE MESURE (EM) ET SURPRESSIONS EN BAR															
PR-23 S		-1	-0,5	-0,2	0,2	0,5	1	2	5	10	20						
PAA-23 S					0,2	0,5	1	2	5	10	20						
PA-23 S							1	2	5	10	20	50	100	200	400	600	1000
PR-25 S	1/2" gaz	-1	-0,5	-0,2	0,2	0,5	1	2	5	10	20						
PAA-25 S	1/2" gaz				0,2	0,5	1	2	5	10	20						
PA-25 S	1/2" gaz						1	2	5	10	20	50	100	200			
PR/PAA-25 S	M18x1,5								5	10	20						
PA-25 S	M18x1,5								5	10	20	50	100	200			
Surpression		-1	-1	-1	2,5	2,5	3	4	10	20	40	100	200	300	600	900	1200

Linéarité ⁽¹⁾ +hystérésis+reproductibilité	±0,25 % EM	(1) meilleure droite indépendante
Température de stockage/service	-40...100 °C	
Plage compensée	-10...80 °C	
Effet de la température...	SUR LE ZÉRO, %EM / °C	SUR LA SENSIBILITÉ, % / °C
· EM > 1 bar	0,005 typ. 0,01 max.	0,02 max.
· EM 1 bar	0,010 typ. 0,02 max.	0,02 max.
· EM 0,5 bar	0,015 typ. 0,03 max.	0,02 max.
· EM 0,2 bar	0,025 typ. 0,05 max.	0,02 max.
Stabilité		
· EM > 2 bar	0,1% EM typ. 0,2% EM max.	
· EM ≤ 2 bar	1 mbar typ. 2 mbar max.	

Signal de sortie / Type	4...20 mA / 2 FILS	0...10 V / 3 FILS *
Alimentation	10...30 Vcc	13...28 Vcc
Résistance de charge (Ω)	(U-10V)/0,02A	> 5000

* Signal à 0 %EM = 50 mV (voir graphique)

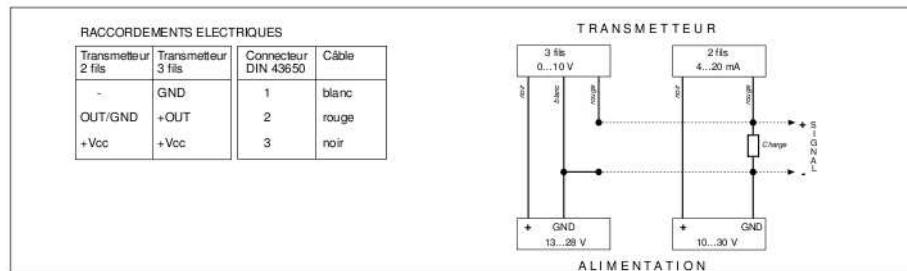
Signal à 0 %EM pour transmetteurs 0...5 V et 0...10 V



Raccordement électrique	Connecteur DIN 43650, IP 65 (fiche mobile fournie)
Respiration	< 0,1 mm ³
En contact avec le médium	Acier inoxydable type 316L (DIN 1.4435), brasure Ni Cr Pa
Protection, CEI 529	IP65
Masse	Série 23 S : ≈ 105 g. Série 25 S : ≈ 115 g.
Isolément	> 100 MΩ / 50 V
Endurance	> 10 millions de cycles 0...100 %EM à 25 °C
Vibrations (20 à 5000 Hz)	20 g
Bande passante	1 kHz (5 kHz en option)

OPTIONS

Raccord pression	Sur demande
Raccordement électrique	Câble (avec capillaire de référence), IP65
Etendues de mesure	Toutes EM entre 0,2 et 1000 bar; autres unités de pression
Linéarité ⁽¹⁾ +hystérésis+reprod.	± 0,1 et 0,2 %EM (1) meilleure droite indépendante
Huile de remplissage	Huile fluorée (service O ₂), huile d'olive, huile basse température



6/00

KELLER AG, KELLER GmbH, sociétés certifiées ISO 9001. KELLER se réserve le droit de modifier ce document sans préavis.

Filiale
KELLER Métrologie de la Pression
 12, allée Nathan Katz, BP6020 • F- 68086 Mulhouse Cedex
 Tél. 03 - 89 36 33 12 • Fax 03 - 89 36 33 13

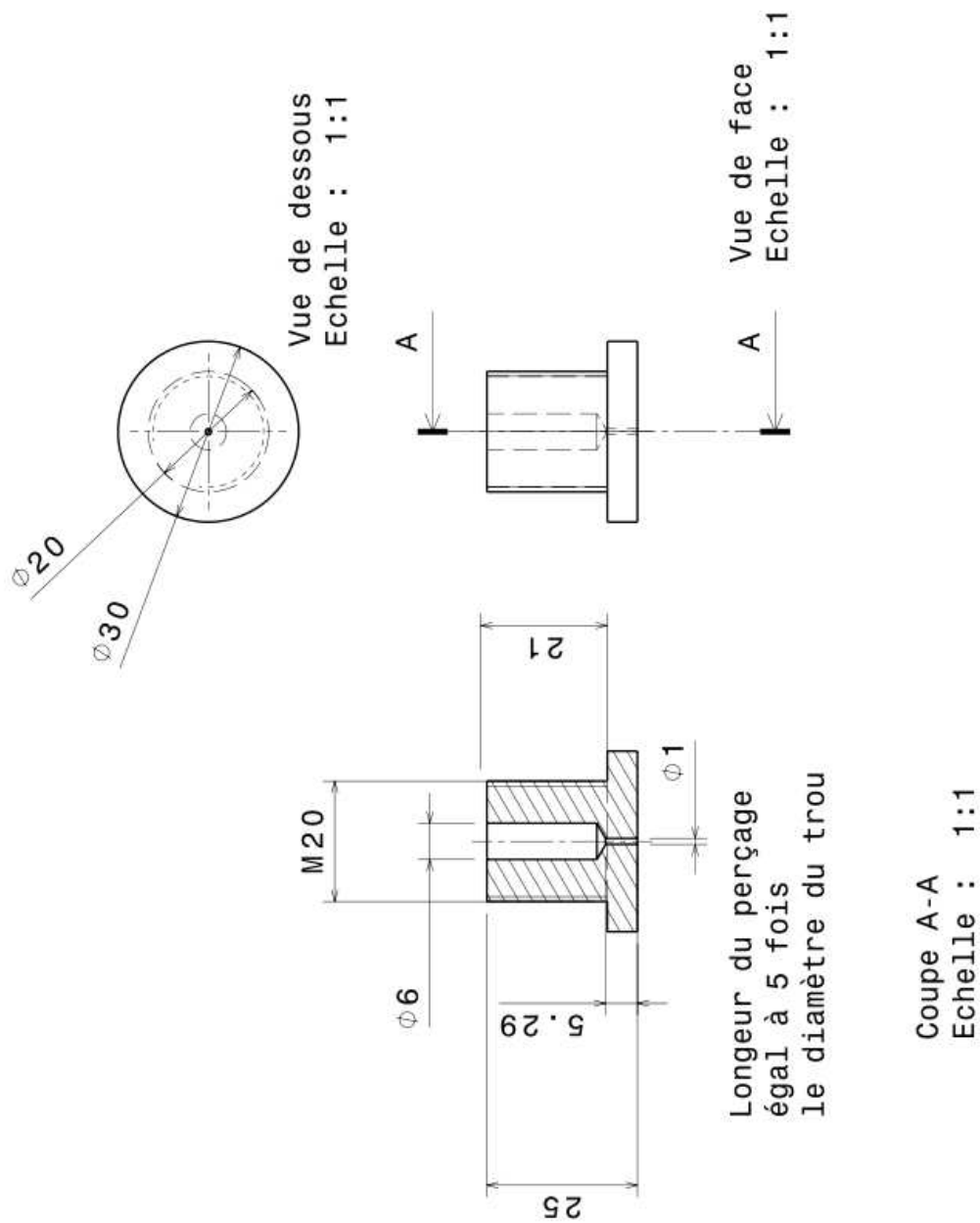
Siège
KELLER AG für Druckmesstechnik
 St. Gallerstrasse 119 • CH- 8404 Winterthur
 Tel. 052 - 235 25 25 • Fax 052 - 235 25 00

Logistique France
KELLER Gesellschaft für Druckmesstechnik mbH
 Schwarzwaldstrasse 17 • D- 79798 Jestetten
 Tel. 07745 - 9214 - 0 • Fax 07745 - 9214 - 50

Internet: <http://www.keller-druck.com>

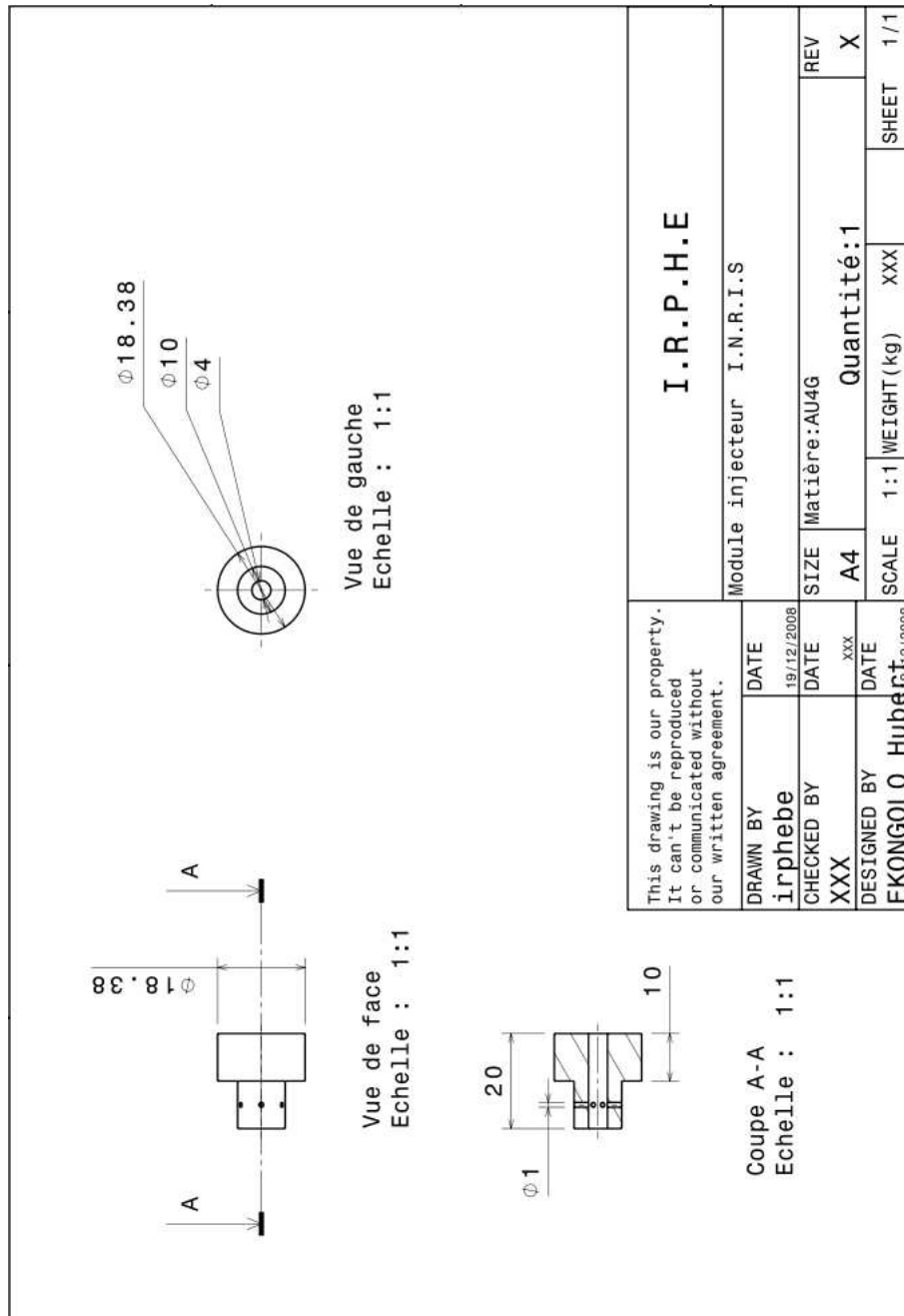
E. DÉTAILS TECHNIQUES DE L'INSTALLATION

E.5 Schéma d'usinage de la buse plate de 1 mm : les autres buses plates sont usinées en respectant le rapport $L/D_j = 5$



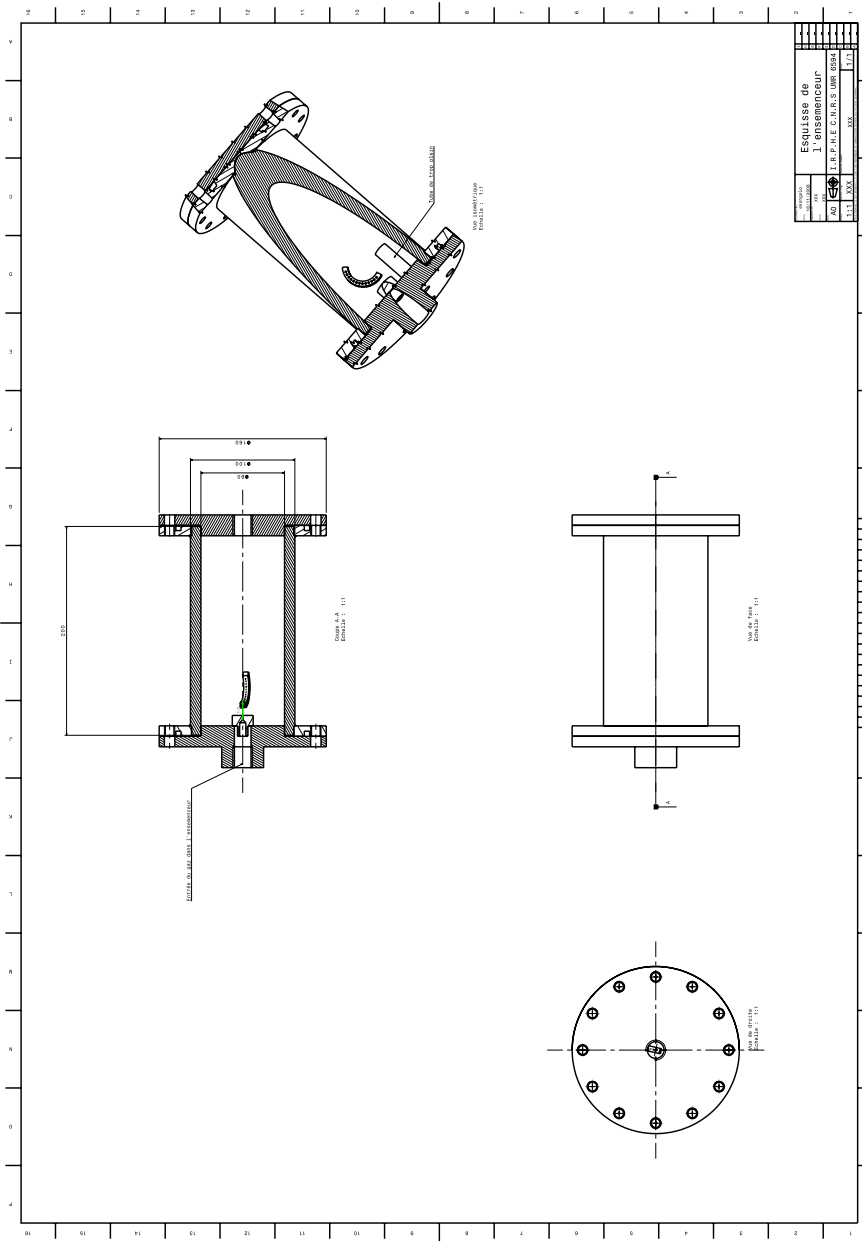
E.6 Schéma d'usinage de la pièce anti-tourbillons située dans l'enceinte

E.6 Schéma d'usinage de la pièce anti-tourbillons située dans l'enceinte



E. DÉTAILS TECHNIQUES DE L'INSTALLATION

E.7 Schéma d'usinage de l'ensemencur



E.8 Inventaire des essais BOS réalisés

E.8 Inventaire des essais BOS réalisés

N° essai BOS	Gaz	P ₀ relative (bar)	D _i (mm)	T _a (°C)	U _i (m/s)	M ₀ ou M ₃	NPR	ρ ₀ (kg/m ³)	ρ _a (kg/m ³)	H ₀ (kg/m/s)	Re ₀	Fr ₀	X/D _i	D _{obstacle} /D _i	X _{obstacle} /D _i	Z ₁ (mm)	Z ₂ (mm)	Z ₃ (mm)		
56	air	14.000	1	27	317	1.000	7,92	11,06	1,16	1,51E-05	232278	3387	2974		X	X	60	38	240	
57	air	14.000	2	27	317	1.000	7,92	11,06	1,16	1,51E-05	464556	2395	2103		X	X	60	38	240	
58	air	29.000	1	27	317	1.000	15,85	22,11	1,16	1,51E-05	464556	3289	3434		X	X	60	38	240	
59	air	29.000	2	27	317	1.000	15,85	22,11	1,16	1,51E-05	929111	2325	2428		X	X	60	38	240	
60	air	99.000	1	27	317	1.000	52,83	73,71	1,16	1,51E-05	1548518	3225	4549		X	X	60	38	240	
61	helium	0,01_calc	8	16	104_pit	0,106	Err: 529	Err: 529	1,21	1,95E-05	Err: 529	Err: 529	Err: 529		X	X	50	138	555	
62	helium	0,01_calc	8	16	104_pit	0,106	Err: 529	Err: 529	1,21	1,95E-05	Err: 529	Err: 529	Err: 529		X	X	60	38	240	
63	helium	0,027_dissp	8	27	121_pit	0,121	Err: 529	Err: 529	1,16	2,00E-05	Err: 529	Err: 529	Err: 529		X	X	60	138	146	
64	helium	0,180	1	27	425	0,425	1,02	0,17	1,16	2,00E-05	3673	1763	3348		X	X	60	38	240	
65	air	29.000	1	27	317	1.000	15,85	22,11	1,16	1,51E-05	464556	3289	3434	10 (sphère)			10	60	38	240
66	helium	29.000	1	27	876	1,000	14,9	3,11	1,16	1,41E-05	192678	11290	7217	10 (sphère)			10	60	38	240
67	helium	29.000	1	27	876	1,000	14,9	3,11	1,16	1,41E-05	192678	11290	7217			X	60	39	241	
68	helium	0,007_calc	9,5	27	87_pit	0,087	Err: 529	Err: 529	1,16	2,00E-05	Err: 529	Err: 529	Err: 529		X	X	60	104	173	
69	helium	0,170	D2v	27	414	0,415	1,03	0,17	1,16	2,00E-05	9131	1213	376		X	X	60	37	237	
70	helium	0,170	D2v	20	409	0,415	1,02	0,18	1,19	1,97E-05	7348	1214	377		X	X	60	38	240	
71	helium	0,170	2	20	409	0,415	1,02	0,18	1,19	1,97E-05	7348	1214	377		X	X	60	38	240	
72	helium	0,640	D2v	17	311	1,000	5,28	7,62	1,20	2,00E-05	307707	2422	1922		X	X	70	38	108	
73	helium	0,640	1	27	713	0,714	1,12	0,21	1,16	2,00E-05	7379	3291	1070		X	X	60	38	240	
74	helium	0,640	1	27	713	0,714	1,12	0,21	1,16	2,00E-05	7379	3291	1070	10 (sphère)			5	60	38	240
75	helium	0,640	1	27	713	0,714	1,12	0,21	1,16	2,00E-05	7379	3291	1070	10 (sphère)			10	60	38	240
76	helium	0,640	1	27	713	0,714	1,12	0,21	1,16	2,00E-05	7379	3291	1070	10 (sphère)			20	60	38	240
77	air	4.000	D2v	27	317	1.000	2,64	3,69	1,16	1,51E-05	154852	2754	1837		X	X	70	38	108	
78	air	1.000	D2v	16	311	1.000	1,06	1,53	1,21	1,55E-05	61502	4778	2535		X	X	70	38	108	
79	helium	4.000	D2v	16	860	1.000	2,48	0,54	1,21	1,45E-05	63812	5530	2259		X	X	70	38	108	
80	helium	14.000	D2v	17	861	1.000	7,45	1,61	1,20	1,45E-05	191548	12218	6568		X	X	70	38	108	
81	helium	11.000	D2v	17	861	1.000	5,96	1,29	1,20	1,45E-05	153239	23822	12111		X	X	70	38	108	
82	helium	9.000	D2v	17	861	1.000	4,97	1,07	1,20	1,45E-05	127699	17748	8621		X	X	70	38	108	
83	helium	7.000	D2v	17	861	1.000	5,07	0,86	1,20	1,45E-05	102159	17722	4466		X	X	70	38	108	
84	helium	5.000	D2v	17	861	1.000	2,98	0,64	1,20	1,45E-05	76619	6605	2824		X	X	70	38	108	
85	helium	3.000	D2v	17	861	1.000	1,99	0,43	1,20	1,45E-05	51080	4583	1770		X	X	70	38	108	
86	helium	2.000	D2v	17	861	1.000	1,49	0,32	1,20	1,45E-05	38310	3719	1337		X	X	70	38	108	
87	helium	1.000	D2v	17	311	1.000	1,00	0,21	1,20	1,54E-05	307707	2422	1922		X	X	70	38	108	
88	air	29.000	D2v	17	311	1.000	15,85	22,87	1,20	1,54E-05	923120	2284	2385		X	X	70	38	108	
89	air	14.000	D2v	17	311	1.000	7,92	11,44	1,20	1,54E-05	461560	2350	2063		X	X	70	38	108	
90	air	11.000	D2v	17	311	1.000	6,34	11,55	1,20	1,54E-05	369248	2385	1981		X	X	70	38	108	
91	air	9.000	D2v	17	311	1.000	5,28	7,62	1,20	1,54E-05	307707	2422	1922		X	X	70	38	108	
92	air	7.000	D2v	17	311	1.000	4,23	6,10	1,20	1,54E-05	246165	2481	1861		X	X	70	38	108	
93	air	5.000	D2v	17	311	1.000	3,17	4,57	1,20	1,54E-05	184624	2589	1808		X	X	70	38	108	
94	air	3.000	D2v	17	311	1.000	2,11	3,05	1,20	1,54E-05	123083	2855	1801		X	X	70	38	108	
95	air	2.000	D2v	17	311	1.000	1,58	2,29	1,20	1,54E-05	92312	3225	1893		X	X	70	38	108	

N° essai BOS	Gaz	P ₀ relative (bar)	D _i (mm)	T _a (°C)	U _i (m/s)	M ₀ ou M ₃	NPR	ρ ₀ (kg/m ³)	ρ _a (kg/m ³)	H ₀ (kg/m/s)	Re ₀	Fr ₀	X/D _i	D _{obstacle} /D _i	X _{obstacle} /D _i	Z ₁ (mm)	Z ₂ (mm)	Z ₃ (mm)		
96	helium	0,014	3	20	123	0,123	1	0,17	1,19	1,97E-05	3108	288	88		X	X	52	139	1164	
97	helium	0,014	3	20	123	0,123	1	0,17	1,19	1,97E-05	3108	288	88	10/3 (sphère)			5	52	139	1164
98	helium	0,014	3	20	123	0,123	1	0,17	1,19	1,97E-05	3108	288	88	10/3 (sphère)			10	52	139	1164
99	helium	0,014	3	20	123	0,123	1	0,17	1,19	1,97E-05	3108	288	88	10/3 (sphère)			20	52	139	1164
100	helium	0,014	3	20	123	0,123	1	0,17	1,19	1,97E-05	3108	288	88	10/3 (sphère)			40	52	139	1164
101	helium	0,031	2	23	184	0,185	1	0,16	1,18	1,98E-05	3049	523	160		X	X	52	139	1164	
102	helium	0,031	2	22	183	0,183	1	0,17	1,19	1,98E-05	3062	523	160	10 (sphère)			5	52	139	1164
103	helium	0,031	2	25	184	0,185	1	0,16	1,17	1,99E-05	3023	523	160	10 (sphère)			10	52	139	1164
104	helium	0,031	2	24	184	0,185	1	0,16	1,17	1,99E-05	3036	523	160	10 (sphère)			20	52	139	1164
105	helium	0,031	2	24	184	0,185	1	0,16	1,17	1,99E-05	3036	523	160	10 (sphère)			40	52	139	1164
106	helium	0,056	2	24	244	0,247	1,01	0,17	1,18	1,98E-05	3126	702	215	10 (sphère)			5	52	139	1164
107	helium	0,031	2	23	184	0,185	1	0,16	1,18	1,98E-05	3049	523	160		X	X	52	139	1164	
108	helium	0,031	2	23	184	0,185	1	0,16	1,18	1,98E-05	3049	523	160	5 (cylindre)			5	52	139	1164
109	helium	0,031	2	23	184	0,185	1	0,16	1,18	1,98E-05	3049	523	160	5 (cylindre)			20	52	139	1164
110	helium	0,031	2	22	183	0,185	1	0,17	1,18	1,98E-05	3062	523	160	5 (cylindre)			5	52	139	1164
111	helium	0,031	2	22	183	0,185	1	0,17	1,18	1,98E-05	3062	523	160	5 (cylindre)			10	52	139	1164
112	helium	0,014	3	24	124	0,125	1	0,16	1,17	1,99E-05	3055	287	88		X	X	52	139	1164	
113	helium	0,056	3	23	245	0,247	1,01	0,17	1,18	1,98E-05	6163	573	176		X	X	52	139	1164	
114	helium	0,014	3	22	124	0,125	1	0,16	1,18	1,98E-05	3082	287	88	10/3 (cylindre)			5	52	139	1164
115	helium	0,014	3	23	124	0,125	1	0,16	1,18	1,98E-05	3068	287	88	10/3 (cylindre)			5	52	139	1164
116	helium	0,014	3	23	124	0,125	1	0,16	1,18	1,98E-05	3068	287	88	10/3 (cylindre)			20	52	139	1164
117	helium	0,014	3	23	124	0,125	1	0,16	1,18	1,98E-05	3068	287	88	10/3 (cylindre)			40	52	139	1164
118	helium	0,014	3	24	124	0,125	1	0,16	1,17	1,99E-05	3055	287	88	20/3 (sphère)			5	52	139	1164
119	helium	0,014	3	24	124	0,125	1	0,16	1,17	1,99E-05	3055	287	88	20/3 (sphère)			10	52	139	1164
120	helium	0,014	3	24	124	0,125	1	0,16	1,17	1,99E-05	3055	287	88	20/3 (sphère)			20	52	139	1164
121	helium	0,014	3	24	124	0,125	1	0,16	1,17	1,99E-05	3055	287	88	20/3 (sphère)			40	52	139	1164
122	helium	0,014	3	24	124	0,125	1	0,16	1,17	1,99E-05	3055	287	88		X	X	52	139	1164	
123	helium	0,056	3	24	245	0,247	1,01	0,17	1,17	1,99E-05	6136									

E. DÉTAILS TECHNIQUES DE L'INSTALLATION

Annexe F

Répartition du champ de pression autour de la sphère

Le coefficient de pression C_p autour d'une sphère dans un courant homogène en vitesse et en densité s'exprime en fonction de l'angle θ entre le point d'impact et le point de mesure tel que (Comolet (1994)) :

$$C_p = 1 - \frac{9}{4} \sin^2 \theta \quad (\text{F.1})$$

C_p est maximal dans un courant homogène quand la tangente de la sphère au point d'impact est normale à l'axe du jet, c'est-à-dire quand $\theta = 0$. L'effet de pression au point d'arrêt se visualise sur la figure 11.6 mais également sur la figure 11.2 par une augmentation de la masse volumique axiale (qui se traduit par une diminution de la fraction molaire) au point d'impact. Quand $\theta \geq \frac{\pi}{6}$, la pression à l'impact est divisée par 2 ou plus. Or ici le courant n'est pas homogène : la masse volumique augmente avec le mélange et la vitesse diminue en conséquence. La perturbation de la figure 11.6 apparaît quand $\theta \leq \frac{\pi}{6}$ et quand l'obstacle est placé dans le cône potentiel, ce qui laisse supposer que des effets de pression interviennent.

Pour le vérifier, la masse volumique $\rho_{i_m} = 0,87 \text{ kg.m}^{-3}$ mesurée par la BOS au point d'impact suspect (pic rouge) est comparée à la masse volumique théorique $\rho_{i_{th}} = 0,69 \text{ kg.m}^{-3}$ à pression et température ambiantes (courbe théorique orange) : $\rho_{i_m} = 1,26 \rho_{i_{th}}$. Si la différence de masse volumique est uniquement due à un effet

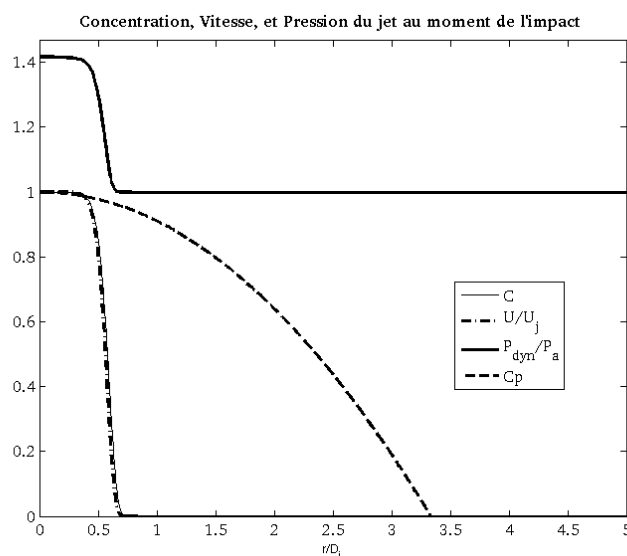
F. RÉPARTITION DU CHAMP DE PRESSION AUTOUR DE LA SPHÈRE

de température ou de pression, alors d'après la loi des gaz parfaits :

$$\frac{P_{i_m}}{T_{i_m}} = 1,26 \frac{P_a}{T_a} \quad (\text{F.2})$$

Dans le cas où $P_a = 1 \text{ bar}$ et $T_a = 300 \text{ K}$, si $P_{i_m} = P_a$ alors $T_{i_m} = 0,79T_a$ soit $T_{i_m} = -36\text{C}$ ce qui est inconcevable dans les conditions expérimentales. En revanche si $T_{i_m} = T_a$ alors $P_{i_m} = 1,26 \text{ bars}$. La pression dynamique est proportionnelle à la masse volumique du gaz et au carré de la vitesse de l'écoulement :

$$P_{i_m} = P_a + \frac{\rho_{i_m} U^2}{2} \quad (\text{F.3})$$



La figure schématise les effets de la pression dynamique à l'impact sur le calcul de la concentration par la BOS. Le jet d'hélium présenté à la figure 11.6 de $D_j = 1 \text{ mm}$ impacte une sphère de 10 mm de diamètre positionnée à $2D_j$. La sphère est donc dans le cône potentiel avec $U = U_j \approx 700 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui explique la diminution de la fraction molaire sur l'axe au moment de l'impact.

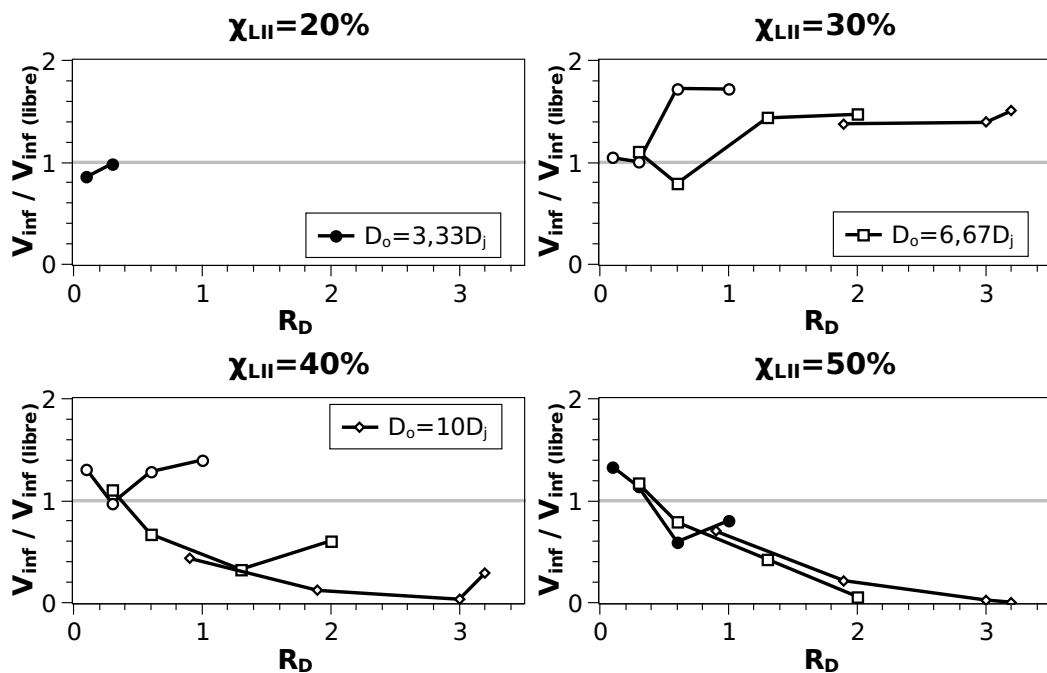
Les répartitions radiales de la concentration et de la vitesse sont également représentées sur la figure. Au moment de l'impact, la pression d'impact ou dynamique

tient compte à la fois de la vitesse, de la masse volumique, et du coefficient de pression autour de la sphère déterminé par [Comolet \(1994\)](#) et représenté en bleu sur la figure.

F. RÉPARTITION DU CHAMP DE PRESSION AROUND DE LA SPHÈRE

Annexe G

Évolution du volume inflammable en fonction du rapport des diamètres R_D



La figure présente les évolutions du volume inflammable en fonction du rapport des diamètres R_D pour des limites d'inflammabilité χ_{LII} différentes. Il apparaît qu'au-dessous de 35%, le volume inflammable augmente avec R_D puis stagne

G. ÉVOLUTION DU VOLUME INFLAMMABLE EN FONCTION DU RAPPORT DES DIAMÈTRES R_D

à environ 1,5 fois la valeur du jet libre. En revanche au-dessus de 35% le volume inflammable diminue avec R_D . En-dessous de $R_D = 0,5$ le volume inflammable est quasiment identique à celui du jet libre. Ces observations confirment le fait que lorsque un jet impacte une sphère, la dilution est plus efficace quand l'obstacle est grand et placé proche de l'orifice.

Références bibliographiques

- ADAMSON, T. & NICHOLLS, J. (1958). On the structure of jets from highly underexpanded nozzles in still air. Tech. rep., University of Michigan. [35](#)
- ADDY, A. (1981). Effects of axisymmetric sonic nozzle geometry on mach disk characteristics. *AIAA Journal*, **19**, No. 1, 121–122. [34](#), [36](#), [37](#), [131](#), [132](#), [155](#)
- AMIELH, M., DJERIDANE, T., ANSELMET, F. & FULACHIER, L. (1996). Velocity near-field of variable density turbulent jets. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, **39**, No 10, 2149–2164. [83](#), [110](#)
- ANTSUPOV, A. (1974). Properties of underexpanded and overexpanded supersonic gas jets. *Soviet Physics and Tech. Physics*, **19**, 234. [36](#)
- ASHKENAS, H. & SHERMAN, F. (1966). The structure and utilization of supersonic free jets in low density wind tunnels. *Rarefied Gas Dyn.*, **2**, 84–105. [30](#), [34](#), [35](#), [36](#), [131](#), [155](#)
- BARTHE, C., MICHELI, F. & MILLAN, P. (2006). Étude aérothermique de jets supersoniques chauds. 10ème congrès francophone de techniques laser (cftl), ONERA Toulouse. [224](#)
- BIRCH, A., BROWN, D., DODSON, M. & SWAFFIELD, F. (1984). The structure and concentration decay of high pressure jets of natural gaz. *Comb. Science and Tech.*, **36**, 249–261. [39](#), [40](#), [41](#), [43](#), [44](#), [138](#), [152](#), [155](#)
- BIRCH, A., HUGUES, D. & SWAFFIELD, F. (1987). Velocity decay of high pressure jets. *Comb. Science and Tech.*, **52**, 161–171. [40](#), [41](#), [42](#), [43](#), [138](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- BIRCH, A., CLEAVER, R., FAIRWEATHER, M. & HARGRAVE, G. (2005). Velocity and concentration field measurements in a turbulent, impinging flammable jet. *Chem. Eng. Science*, **60**, 219–230. [46](#)
- BOIRON, O., CHIAVASSA, G. & DONAT, R. (2009). A high-resolution penalization method for large mach number flows in the presence of obstacles. *Computers & Fluids*, **38**, 703–714. [46](#)
- BRIZZI, L. & GILARD, V. (2006). Jet impactant une paroi concave : comparaison jet plan-jet axisymétriques. Congrès francophone de techniques laser (cftl), Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques. [46](#)
- BRIZZI, L.E., GILARD, V. & BRAUD, P. (2006). Analyse d'un jet plan impactant une paroi concave par piv classique et rapide. Congrès francophone de techniques laser (cftl), Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques. [46](#)
- BRUUN, H. (1995). *Hot-wire anemometry, principles and signal analysis*. Oxford Science Publication. [66](#)
- BÉNARD, P., TCHOUELEV, A., HOURRI, A., CHEN, Z. & ANGERS, B. (2007). High pressure hydrogen jets in the presence of a surface. In *International Conference on Hydrogen Safety*. [40](#)
- CANDEL, S. (2003). *Cours de mécanique des fluides, 2nd édition*. S. Candel. [10](#)
- CEA (2005). Sécurité de l'hydrogène : une technologie sans faille, clé de l'acceptation sociale. Tech. Rep. CLEFS CEA - N° 50/51 - HIVER 2004-2005, CEA. [190](#)
- CHAINEAUX, J. (1993). Rapport final : projet merge. Tech. rep., INERIS. [119](#), [120](#), [153](#), [156](#), [204](#)
- CHAINEAUX, J. (1999). Leak of hydrogen from a pressurized vessel - measurement of the resulting concentration field. Tech. rep., INERIS. [18](#), [116](#)
- CHAINEAUX, J. & SCHUMANN, S. (1995). Experimental study of explosions generated from the massive release of a flammable gas, as a high momentum jet, for different conditions. [204](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- CHEN, C. & RODI, W. (1980). *Vertical turbulent buoyant jets, a review of experimental data*. Pergamon Press. [13](#), [17](#), [18](#), [20](#), [21](#), [122](#), [155](#)
- CHEN, K., YAO, Y. & MODI, V. (2000). Gas jet-workpiece interactions in laser machining. *J. of Man. Science And Eng.*, **122**, 429–438. [46](#)
- CHEN, Q. & MODI, V. (1999). Mass transfer in turbulent impinging slot jets. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, **42**, 873–887. [46](#)
- COMOLET, R. (1994). *Mécanique expérimentale des fluides, tome 2 : Dynamique des fluides réels*, vol. 2. 4th edn. [243](#), [245](#)
- COOPER, M. (2001). A model for jet dispersion in a congested environment. contract research report 396, Advantica Tech. Limited, Advantica Technologies Limited Ashby Road Loughborough Leicestershire LE11 3GR United Kingdom. [48](#), [49](#), [169](#), [171](#), [192](#)
- CRAFTON, J., CARTER, C., SULLIVAN, J. & ELLIOTT, G. (2006). Pressure measurements on the impingement surface of sonic and sub-sonic jets impinging onto a flat plate at inclined angles. *Exp. in Fluids*, **40**, 697–707. [46](#)
- CRIST, S., SHERMAN, P.M. & GLASS, D.R. (1966). Study of the highly underexpanded sonic jet. *AIAA Journal*, **4**, No. 1, 68–71. [34](#)
- CRUZ-MAYA, J., SANCHEZ-SILVA, F. & QUINTO-DIEZ, P. (2006). A new correlation to determine the discharge coefficient of a critical venturi nozzle with turbulent boundary layer. *Flow Meas. and Instrumentation*, **17**, 258–266. [11](#)
- CUMBER, P., FAIRWEATHER, M., FALLE, S. & GIDDINGS, J. (1995). Predictions of the structure of turbulent, highly underexpanded jets. *J. of Fluids Eng.*, **117**, 599–604. [29](#), [30](#)
- DAHM, W. & DIMOTAKIS, P. (1987). Measurements of entrainment and mixing in turbulent jets. *AIAA Journal*, **25**, 1216–1223. [19](#)
- DJERIDANE, T. (1994). *Contribution à l'étude expérimentale de jets axisymétriques à densité variable*. Ph.D. thesis, Université Aix-Marseille 2. [14](#), [16](#), [78](#), [83](#), [89](#), [100](#), [101](#), [102](#), [105](#), [113](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- DONALDSON, C. & SNEDEKER, R. (1971). A study of free jet impingement. part1. mean properties of free and impinging jets. *J. of Fluid Mech.*, **45**, part2, 281–319. [29](#), [46](#)
- DUCASSE, M. (2009). *Étude des jets turbulents à masse volumique variable*. Master's thesis, Université Paul Sabatier. [97](#)
- EL-AMIN, M. & KANAYAMA, H. (2009). Integral solutions for selected turbulent quantities of small-scale hydrogen leakage : A non-buoyant jet or momentum-dominated buoyant jet regime. *Int. J. of Hydrogen Energy*, **34**, 1607–1612. [10](#), [20](#), [21](#), [80](#), [122](#), [155](#), [229](#)
- EWAN, B. & MOODIE, K. (1986). Structure and velocity measurements in underexpanded jets. *Comb. Science and Tech.*, **45**, 275–288. [34](#), [36](#), [39](#), [41](#), [43](#), [139](#)
- FAIRWEATHER, M. & HARGRAVE, G. (2002a). Experimental investigation of an axisymmetric, impinging turbulent jet. 1. velocity field. *Exp. in Fluids*, **33**, 464–471. [46](#)
- FAIRWEATHER, M. & HARGRAVE, G. (2002b). Experimental investigation of an axisymmetric, impinging turbulent jet. 2. scalar field. *Exp. in Fluids*, **33**, 539–544. [46](#)
- FERREIRA, G., GARCIA, J., BARRERAS, F., LOZANO, A. & LINCHETA, E. (2009). Design optimization of twin-fluid atomizers with an internal mixing chamber for heavy fuel oils. *Fuel Proc. Tech.*, **90**, 270–278. [216](#)
- FINAT'EV, Y., SHCHERBAKOV, L. & GORSKAYA, N. (1968). Mach number distribution over the axis of supersonic underexpanded jets. *J. of Eng. Phys. and Thermophysics*, **15**, No. 6, 1153–1157. [30](#), [34](#)
- FORTIER, A. (1974). *Mécanique des fluides*, vol. A700a. Techniques de l'Ingénieur. [xxv](#), [47](#), [48](#)
- FULACHIER, L., ANSELMET, F. & AMIELH, M. (1990). Quelques résultats sur les écoulements subsoniques à masse volumique variable. In *27ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée*. [10](#), [15](#), [18](#), [19](#), [78](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- GENTILHOMME, O. (2008). Calcul de débits de fuite d'hydrogène (drive i.1.1). Tech. rep., INERIS. [11](#), [68](#), [132](#)
- GOLDHAHN, E. & SEUME, J. (2007). The background oriented schlieren technique : sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field. *Exp. in Fluids*, **43**, 241–249. [71](#), [73](#)
- HAERTIG, J., SOURGEN, F. & REY, C. (2004). Mesures de champ de masse volumique par "background schlieren displacement" (bsd). In *9e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*. [76](#), [88](#), [224](#)
- HAIN, R., KAHLER, C.J. & TROPEA, C. (2007). Comparison of ccd, cmos and intensified cameras. *Exp. in Fluids*, **42**, 403–411. [71](#)
- HARSTAD, K. & BELLAN, J. (2006). Global analysis and parametric dependencies for potential unintended hydrogen-fuel releases. *Comb. and Flame*, **144**, 89–102. [42](#), [136](#), [138](#), [139](#)
- HOUF, W. & SCHEFER, R. (2008). Analytical and experimental investigation of small-scale unintended releases of hydrogen. *Int. J. of Hydrogen Energy*, **33**, 1435–1444. [18](#)
- HOUF, W., EVANS, G. & SCHEFER, R. (2007). Analysis of jet flames and unignited jets from unintended releases of hydrogen. In *HySafe*. [40](#)
- HUREAU, J., BRUNON, E. & LEGALLAIS, P. (1996). Ideal free streamline flow over a curved obstacle. *J. of Comp. and Appl. Math.*, **72**, 193–214. [46](#)
- HYSAFE (2006). *Accidental phenomena and consequences*. Thomas Jordan. [116](#)
- IMASAKA, T., S.MOORE, D. & VO-DINH, T. (2003). Critical assessment : use of supersonic jet spectrometry for complex mixture analysis. *Pure Appl. Chem.*, **75**, No. 7, 975–998. [30](#)
- JERÓNIMO, A., RIETHMULLER, M. & CHAZOT, O. (2002). Piv application to mach 3.75 overexpanded jet. Tech. rep., Von Karman Institute for Fluid Dynamics. [130](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- KAHLER, C., SAMMLER, B. & KOMPENHANS, J. (2002). Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air. *Exp. in Fluids*, **33**, 736–742. [215](#)
- KATANODA, H., MIYAZATO, Y., MASUDA, M. & MATSUO, K. (2000). Pitot pressures of correctly-expanded and underexpanded free jets from axisymmetric supersonic nozzles. *Shock Waves*, **10**, 95–101. [34](#), [131](#)
- KWEON, Y., MIYAZATO, Y., AOKI, T., KIM, H. & SETOGUCHI, T. (2006). Control of supersonic jet noise using a wire device. *J. of Sound and Vibration*, **297**, 167–182. [26](#)
- LASSERRE, J. (2000). *Méthodes pratiques de détermination du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence par anémométrie à fils chauds*. Ph.D. thesis, Université Aix-Marseille. [66](#)
- LAU, J. & MORRIS, P. (1979). Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter. *J. Fluid Mech. (1979)*, vol. 93, part 1, p p . 1-27, **93**, 1–27. [15](#), [17](#), [22](#), [31](#), [134](#), [141](#), [155](#)
- LAW, A. (2006). Velocity and concentration distributions of round and plane turbulent jets. *J. of Eng. Math.*, **56**, 69–78. [21](#)
- LECORDIER, B. (2008). 23ème journée thématique. In *Communication Personnelle*. [213](#)
- LEFEBVRE, A. (1996). Some recent developments in twin-fluid atomization. *Part. Part. Syst. Charact.*, **13**, 205–216. [213](#), [215](#)
- LEHNASCH, G. (2005). *Contribution à l'étude numérique des jets supersoniques sous-détendus*. Ph.D. thesis, Université De Poitiers. [xxvii](#), [30](#), [36](#), [89](#), [90](#), [132](#)
- LOVE, E., GRIGSBY, C., LEE, L. & WOODLING, M. (1959). Experimental and theoretical studies of axisymmetric free jets. Tech. rep., NASA. [34](#), [36](#)
- LOZANO, A., YIP, B. & HANSON, R. (1992). Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence. *Exp. in Fluids*, **13**, 369–376. [221](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- MELLING, A. (1997). Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, **8**, 1406–1416. [xxxiv](#), [212](#), [213](#), [214](#)
- MEUNIER, P. & LEWEKE, T. (2003). Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry. *Exp. in Fluids*, **35**, 408–421. [74](#), [75](#)
- MEUNIER, P., LEWEKE, T., LEBESCOND, R. & AUGHEM, B.V. (2004). *DPIVsoft user guide*. IRPHE. [74](#), [76](#)
- MICHAUX, G. (2007). *Études sur la dynamique d'un panache massique en champ libre et en milieu confiné ventilé. Application à la simulation sur maquette des feux en tunnels*. Ph.D. thesis, Université de la Méditerranée. [18](#), [81](#)
- MITCHELL, D., HONNERY, D. & SORIA, J. (2005). Particle image velocimetry measurements of an underexpanded supersonic jet. In *Fourth Australian Conf. on Laser Diagnostics in Fluid Mech. and Comb., University of Adelaide, South Australia*. [212](#)
- MITCHELL, D., HONNERY, D. & SORIA, J. (2006). Optical measurements in free and impinging underexpanded jets. 13th int symp on applications of laser techniques to fluid mechanics, Dep of Mech. Eng., Monash University Melbourne, Australia. [46](#)
- MORADIAN, N., TING, D. & CHENG, S. (2009). The effects of freestream turbulence on the drag coefficient of a sphere. *Exp. Thermal and Fluid Sci.*, **33**, 460–471. [xxv](#), [46](#)
- NEW, T. (2009). An experimental study on jets issuing from elliptic inclined nozzles. *Exp. in Fluids*, **46**, 1139–1157. [13](#)
- NIWA, C., YOSHIKAWA, N., OHTAKE, K. & ICHIZAWA, J. (1984). Time-resolved concentration measurements of jets by laser rayleigh method - comparison of he, co2, and ccl2f2 jets. In *Int. Symp. on Space Tech. and Science, 14th, Tokyo*. [18](#)
- OTOBE, Y., MATSUO, S., TANAKA, M., KASHIMURA, H. & SETOGUCHI, T. (2006). A study on characteristics of under-expanded condensing jet. *JSME Int. J. Series B*, **49**, No. 4, 1165–1172. [37](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- OTOBE, Y., KASHIMURA, H., MATSUO, S., TANAKA, M. & SETOGUCHI, T. (2007). Generation of overpressure due to condensation in moist air jet. *J. of Thermal Science*, **16**, No. 2, 145–148. [36](#)
- PACK, D. (1950). A note on prandtl's formula for the wave-length of a supersonic gas jet. *The Quarterly J. of Mech. and App. Math.*, **3**, No 2, 173–181. [37](#), [38](#)
- PANCHAPAKESAN, N. & LUMLEY, J. (1993). Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. part. 2 helium jet. *J. Fluid Mech.*, **246**, 225–247. [21](#), [66](#), [101](#)
- PHALNIKAR, K., KUMAR, R. & ALVI, F. (2008). Experiments on free and impinging supersonic microjets. *Exp. in Fluids*, **44**, No 5, 819–830. [xxv](#), [31](#), [32](#), [38](#), [133](#), [136](#)
- PIETRI, L., AMIELH, M. & ANSELMET, F. (2000). Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a slightly heated jet combining a cold wire and les doppler anemometry. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, **21**, 22–36. [66](#)
- PITRE, C. (2006). *Jets impactants d'hélium et d'hydrogène*. Master's thesis. [53](#)
- PITTS, W. (1986). Effects of global density and reynolds number variations on mixing in turbulent, axisymmetric jets. Tech. rep., NBSIR 86-3340 National Bureau of Standards, US Department of Commerce. [17](#), [102](#)
- PITTS, W. (1991a). Effects of global density ratio on the centerline mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. *Exp. in Fluids*, **11**, 125–134. [78](#)
- PITTS, W. (1991b). Reynolds number effects on the mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. *Exp. in Fluids*, **11**, 135–141. [15](#), [23](#), [122](#), [133](#)
- RABE, D. & SABROSKE, K. (1994). Laskin nozzle performance for laser flow measurement seeding. *AIAA*, **94-0044**, 1–9. [215](#)
- RAFFEL, M., WILLERT, C. & KOMPENHANS, J. (1998). *Particle image velocimetry : a practical guide*. Springer-Verlag Berlin. [74](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- RASI, M., SAINTOLA, R. & VALLI, K. (1996). Visualizing the expanding flow of gas from helium-jet and ion-guide nozzles. *Nuclear Instr. and Methods in Phys. Research A*, **378**, 251–257. [33](#), [35](#)
- RICHARD, H. & PITTS, W. (1993). Global density effects on the self-preservation behaviour of turbulent free jets. *J. Fluid Mech.*, **254**, 417–435. [18](#)
- RICHARD, H. & RAFFEL, M. (2001). Principle and applications of the background oriented schlieren (bos) method. *Meas. Sci. Technol.*, **12**, 1576–1585. [69](#)
- RICHARD, H., RAFFEL, M., REIN, M., KOMPENHANS, J. & MEIER, G. (2000). Demonstration of the applicability of a background oriented schlieren (bos) method. In *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. [224](#), [225](#)
- RUFFIN, E., SCHIESTEL, R., ANSELMET, F., AMIELH, M. & FULACHIER, L. (1994). Investigation of characteristic scales in variable density turbulent jets using a second-order model. *Phys. of Fluids*, **6**, No. 8, 2785–2799. [18](#), [205](#)
- RUFFIN, E., MOUILLEAU, Y. & CHAINEAUX, J. (1997). Large scale characterisation of the concentration field of supercritical jets of hydrogen and methane. *Fluid Mech. and its application*, **41**, 257–264. [11](#)
- SAUTET, J. & STEPOWSKI, D. (1994). Single-shot laser mie scattering measurements of the scalar profiles in the near field of turbulent jets with variable densities. *Exp. in Fluids*, **16**, 353–367. [14](#), [15](#), [22](#), [106](#), [122](#), [133](#), [155](#)
- SAUTET, J. & STEPOWSKI, D. (1995). Dynamic behavior of variable-density, turbulent jets in their near development fields. *Phys. Of Fluids*, **7** No. 11, 2797–2806. [15](#), [22](#), [133](#)
- SAUTET, J. & STEPOWSKI, D. (1998). Evolution of the effective nozzle diameter in the buoyancy free development of turbulent jets with variable density. *Exp. in Fluids*, **25**, 280–282. [xxviii](#), [19](#), [107](#), [108](#)
- SCARANO, F. (2008). Overview of piv in supersonic flows. *Topics Appl. Physics*, **112**, 445–463. [213](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- SCHEFER, R., HOUF, W. & WILLIAMS, T. (2008). Investigation of small-scale unintended releases of hydrogen : momentum-dominated regime. *Int. J. of Hydrogen Energy*, **33**, 6373–6384. [18](#), [105](#), [106](#), [108](#), [109](#), [111](#), [114](#)
- SETNAG (1990). *Manuel d'exploitation ATK10 & ATK20*. Setnag S.A. [91](#)
- SPENLÉ, D. & GOURHANT, R. (2003). *Guide du calcul en mécanique*. Hachette. [211](#)
- STEPOWSKI, D. & CABOT, G. (1988). Laser mie scattering measurements of mean mixture fraction density and temperature by conditional seeding in a turbulent diffusion flame. In *22nd Int. Symp. on Combustion*, 619–625, The Combustion Institute. [19](#)
- TAM, C. & TANNA, H. (1982). Shock associated noise of supersonic jets from convergent-divergent nozzles. *J. of Sound and Vibration*, **81**, 337–358. [37](#), [38](#), [42](#)
- TAM, C., JACKSON, J. & SEINER, J. (1985). A multiple-scales model of the shock-cell structure of imperfectly expanded supersonic jets. *J. of Fluid Mech.*, **153**, 123–149. [31](#), [133](#)
- THRING, M. & NEWBY, N. (1952). Combustion length of enclosed turbulent jet flames. In *4th Int. Symp. Combust., Pittsburg*. [xxvii](#), [xxviii](#), [16](#), [19](#), [78](#), [83](#), [100](#), [102](#), [103](#), [107](#), [109](#), [110](#), [116](#), [120](#), [121](#), [122](#)
- TROPEA, C., YARIN, A. & FOSS, J. (2007). *Springer handbook of experimental fluid mechanics*. Springer. [213](#), [214](#)
- VAN DEN BOSCH, C., WETERINGS, R., DUIJM, N., VAN-DEN BERG, ENGELHARD, W., VAN DOORMAAL, J. & VAN WEES, R. (2005). *Methods for the calculation of physical effects*. Gevaarlijke Stoffen 2, third edition second revised edn. [40](#)
- WANG, P., FROHLICH, J., MICHELASSI, V. & RODI, W. (2008). Large-eddy simulation of variable-density turbulent axisymmetric jets. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, **29**, 654–664. [18](#), [21](#), [109](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- WAY, J. & LIBBY, P. (1971). Application of hot-wire anemometry and digital techniques to measurements in a turbulent helium jet. *AIAA Journal*, **9**, No. 8, 1567–1573. [18](#), [66](#)
- WILKES, J., GLASS, C., DANEHY, P. & NOWAK, R. (2006). Fluorescence imaging of underexpanded jets and comparison with cfd. In *AIAA*. [xxix](#), [126](#), [131](#)
- XU, B., ZHANG, J., WEN, J., DEMBELE, S. & KARWATZKI, J. (2005). Numerical study of a highly under-expanded hydrogen jet. [35](#), [36](#)
- YOUNG, W. (1975). Derivation of the free-jet mach-disk location using the entropy-balance principle. *Phys. of Fluids*, **18**, No. 11, 1421–1425. [33](#), [34](#), [131](#)
- YÜCEIL, K. & ÖTÜGEN, M. (2002). Scaling parameters for underexpanded supersonic jets. *Phys. of Fluids*, **14**, No. 12, 4206–4215. [39](#), [41](#), [42](#), [43](#), [138](#)
- ZAMAN, K. (1998). Asymptotic spreading rate of initially compressible jets-experiment and analysis. *Phys. of Fluids*, **10**, No. 10, 2652–2660. [14](#), [15](#), [22](#), [23](#), [31](#), [32](#), [134](#), [141](#)

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE JETS LIBRES, COMPRESSIBLES OU EN PRÉSENCE D'UN OBSTACLE

Mots clés : Jets sous-détendus ; Jets impactants ; Lois de similitude ; Région inertielle ; Diamètre équivalent ; Diamètre fictif ; Volume inflammable ; Masse inflammable ; Strioscopie orientée sur l'arrière-plan ; Ensemenceur.

Résumé : L'objectif de ces travaux est d'étudier expérimentalement la dispersion d'hydrogène pour évaluer l'impact des fuites chroniques ou accidentelles qui peuvent intervenir en milieu libre ou encombré, à faible ou à forte pression, sur un véhicule fonctionnant avec une pile à combustible. Les fuites étudiées sont assimilées à des jets verticaux, turbulents, axisymétriques, à densité variable, et issus d'orifices cylindriques de 1 à 3 mm de diamètre.

Un banc expérimental a été conçu pour étudier ces fuites : l'hydrogène a été remplacé par de l'hélium pour des raisons de sécurité. Il résiste à une pression de 200 bars et permet de positionner un obstacle dans le jet. La technique BOS (Background Oriented Schlieren) a été adaptée aux jets millimétriques et à la présence d'un obstacle. Un soin particulier a été apporté à la mise en place de cette technique.

Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de la littérature quand il en existe. De nouvelles lois de similitude sont proposées, plus représentatives de la physique des jets : libres subsoniques, libres sous-détendus, et subsoniques en présence d'un obstacle (sphère). À partir de l'analyse de la structure compressible des jets sous-détendus, de nouvelles lois sont aussi proposées pour estimer la position et le diamètre du disque de Mach puis la longueur du cône potentiel. Enfin, deux lois d'estimation du volume et de la masse inflammables de jets libres d'hydrogène sont proposées : elles sont fonction du débit massique de la fuite.

EXPERIMENTAL STUDY OF FREE JETS AND JETS WITH COMPRESSIBLE EFFECTS OR IMPINGING AN OBSTACLE

Key words : Underexpanded jets ; Impinging jets ; Similarity laws ; Non buoyant region ; Equivalent diameter ; Fictive diameter ; Flammable volume ; Flammable mass ; Background Oriented Schlieren ; Fluid atomization.

Abstract : The aim of this work is to experimentally investigate the hydrogen dispersion to evaluate the impact of chronic or accidental leaks that may occur in a free or in a congested environment, from a low or a high pressure tank, on a fuel cell vehicle. The leaks are assimilated to vertical turbulent and axisymmetric jets with variable density. They are issued from cylindrical orifices from 1 to 3 mm diameter.

An experimental set-up was designed to investigate the leaks : hydrogen has been replaced by helium for safety reasons. It supports a 200 bar pressure and allows to position an obstacle in the jet flow. The BOS (Background Oriented Schlieren) technique has been adapted to millimeter jets and to the presence of an obstacle. Particular attention has been given to the development of this technique.

The results show good agreement with the available literature data. New similarity laws are proposed, more representative of the flows of : subsonic free jets, under-expanded free jets, and subsonic impinging (a sphere) jets. From the structure analysis of compressible under-expanded free jets, new relations are proposed to estimate the Mach disk position and diameter as well as the potential core length. Finally, two new laws are found from the analysis of flammable volume and flammable mass : they are based on the leak mass flow rate.