Etude expérimentale de la contribution des sources d'origine thermique à l'émission acoustique des jets supersoniques

Yann Marchesse

▶ **To cite this version:**

Yann Marchesse. Etude expérimentale de la contribution des sources d'origine thermique à l'émission acoustique des jets supersoniques. Acoustique [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2001. Français. NNT : . tel-00003519v2

HAL Id: tel-00003519

https://theses.hal.science/tel-00003519v2

Submitted on 22 Oct 2003

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.

THÈSE

pour l'obtention du Grade de

Docteur de l'Université de POITIERS

(Diplôme National - Arrêté du 30 mars 1992)

École Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers
École Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : Acoustique et Dynamique des Écoulements Instationnaires

Présentée par
Yann MARCHESSE

Étude expérimentale de la contribution des sources d'origine thermique à l'émission acoustique des jets supersoniques

Directeur de Thèse : Yves Gervais

Soutenue le 4 janvier 2001 devant la commission d'examen

Composition du jury

G. ÉLIAS	Directeur de Recherches à l'ONERA	*Rapporteur*
D. JUVÉ	Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon	*Rapporteur*
J. FITZPATRICK	Professeur à Trinity College	*Examinateur*
H. FOULON	Ingénieur d'Etudes VALTTEC (Banc MARTEL)	*Examinateur*
Y. GERVAIS	Professeur à l'Université de Poitiers	*Examinateur*
H. LAMBARÉ	Ingénieur de Recherche et Développements au CNES	*Examinateur*
V. MORINIÈRE	Maître de Conférences à l'Université de Poitiers	*Examinateur*
M. VARDELLE	Professeur à l'Université de Limoges	*Examinateur*

Table des matières

Nomenclature v
Introduction générale 1

1 Aéroacoustique des jets supersoniques **5**
Introduction 5
1.1 Aérodynamique des jets supersoniques 6
1.1.1 Introduction 6
1.1.2 Jets parfaitement détendus 6
1.1.3 Jets non-parfaitement détendus 7
1.1.4 Influence de la température sur les caractéristiques aérodynamiques 9
1.1.5 Conclusion 12
1.2 Acoustique des jets supersoniques 13
1.2.1 Introduction 13
1.2.2 Jets parfaitement détendus 13
1.2.3 Jets non-parfaitement détendus 16
1.2.4 Influence de la température sur le rayonnement acoustique 18
1.2.5 Conclusion 22
1.3 Bruit lié à la temperature 23
1.4 Localisation des sources acoustiques 30
1.5 Réduction du rayonnement acoustique d'un jet supersonique 32
1.5.1 Introduction 32
1.5.2 Réduction du bruit de jet 33
1.5.3 Injection d'eau dans les jets turbulents 33
1.5.4 Conclusion 38
Conclusion 38

2 Étude expérimentale de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique avec et sans injection d'eau **41**
Introduction 41
2.1 Conditions génératrices des jets testés 42
2.2 Dispositif expérimental 43
2.2.1 Le banc MARTEL 43
2.2.2 Les configurations de microphones 43
2.2.3 Calcul de la puissance acoustique 45
2.2.4 Normalisation de la puissance acoustique 48

2.2.5 Acquisition et analyse des données . . . 49
2.2.6 Le système d'injection . . . 49
2.3 Etude expérimentale de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique . . . 50
2.3.1 Introduction . . . 50
2.3.2 Niveaux de puissance globaux . . . 50
2.3.3 Directivité . . . 51
2.3.4 Analyse spectrale . . . 53
2.3.5 Conclusion . . . 57
2.4 Etude expérimentale de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique en présence d'injection d'eau . . . 57
2.4.1 Introduction . . . 57
2.4.2 Etude des mécanismes de réduction sonore . . . 58
2.4.3 Rappel de l'influence des paramètres d'injection . . . 59
2.4.4 Caractéristiques expérimentales des jets testés . . . 60
2.4.5 Niveau de puissance global . . . 61
2.4.6 Directivité . . . 64
2.4.7 Analyse spectrale . . . 66
2.4.8 Conclusion . . . 77
Conclusion . . . 78

3 Généralités sur les méthodes de mesure de température 79
Introduction . . . 79
3.1 Méthodes intrusives . . . 80
3.1.1 Introduction . . . 80
3.1.2 Les thermomètres à fil froid . . . 80
3.1.3 Couples thermoélectriques . . . 81
3.1.4 Généralités sur la modélisation des capteurs . . . 82
3.1.5 Conclusion . . . 85
3.2 Mesures non-intrusives de la température . . . 85
3.2.1 Introduction . . . 85
3.2.2 Mesures pyrométriques . . . 85
3.2.3 Mesures optiques basées sur des propriétés des molécules . . . 86
3.2.4 Mesures optiques basées sur des propriétés macroscopiques de l'écoulement . . . 88
3.2.5 Conclusion . . . 89
3.3 Mesure de la température à l'aide de la méthode Schlieren . . . 89
3.3.1 Introduction . . . 89
3.3.2 Détermination de la température moyenne . . . 91
3.3.3 Détermination des fluctuations de température . . . 94
3.3.4 Détermination des échelles intégrales de longueur transversales . . . 101
3.3.5 Mise en place de la méthode . . . 103
3.3.6 Test d'inversion de l'équation intégrale d'Abel . . . 105
3.3.7 Conclusion . . . 109
Conclusion . . . 110

4 Étude préliminaire de la méthode de mesure de température dans un jet chaud **111**
Introduction . . . 111
4.1 Dispositif expérimental . . . 111
4.2 Notations utilisées . . . 113
4.3 Tests préliminaires des conditions expérimentales . . . 115
4.3.1 Stabilité de la température de l'écoulement . . . 115
4.3.2 Tests de vibrations . . . 116
4.3.3 Symétrie de l'écoulement . . . 116
4.3.4 Reproductibilité des déviations angulaires . . . 118
4.4 Caractéristiques thermiques et aérodynamiques du jet testé . . . 118
4.5 Acquisition des données expérimentales . . . 121
4.6 Résultats expérimentaux . . . 123
4.6.1 Déviations angulaires . . . 123
4.6.2 Mesures de la température moyenne . . . 124
4.6.3 Mesures des fluctuations de température . . . 126
4.6.4 Taux de fluctuations de température . . . 130
4.6.5 Echelles intégrales de longueur . . . 131
Conclusion . . . 134

5 Application de la méthode Schlieren sur le banc MARTEL **135**
Introduction . . . 135
5.1 Dispositif expérimental . . . 136
5.2 Notations utilisées . . . 137
5.3 Abscisses de sondage . . . 137
5.4 Acquisition des données . . . 138
5.5 Démarche expérimentale . . . 138
5.6 Résultats expérimentaux . . . 139
5.6.1 Températures moyennes . . . 140
5.6.2 Fluctuations de températures . . . 144
5.6.3 Taux de fluctuation de températures . . . 147
5.6.4 Corrélation Déviation angulaire-Pression acoustique . . . 149
5.7 Comparaison Simulations-Mesures . . . 150
5.7.1 Températures moyennes . . . 150
5.7.2 fluctuations de températures . . . 152
5.7.3 Influence de la température moyenne sur le calcul des fluctuations de température . . . 154
5.8 Echelles intégrales de longueur transversales . . . 155
5.9 Rôle de la température dans le rayonnement acoustique d'un jet supersonique 160
Conclusion . . . 161
Conclusion générale . . . 163
Annexe A . . . 171
Annexe B . . . 175
Annexe C . . . 177

Nomenclature

$A(x_1, y_1, z_1)$	:	Point d'intersection des faisceaux lumineux	
b	:	Epaisseur de la couche de mélange	m
c	:	Vitesse du son	m/s
c_0	:	Vitesse du son du milieu ambiant	m/s
C_p	:	Chaleur massique isobare	J/Kkg
C_v	:	Chaleur massique isochore	J/Kkg
D	:	Diamètre de la buse	m
D_j	:	Diamètre du jet parfaitement détendu	m
f	:	Fréquence	Hz
f_s	:	Fréquence du Screech	Hz
f_p	:	Fréquence du pic du bruit de choc	Hz
h	:	Demi-largeur du cône potentiel	m
$\overrightarrow{I}$	:	Vecteur intensité	W/m^2
l_ξ	:	Echelle intégrale de longueur longitudinale	m
l_η	:	Echelle intégrale de longueur transversale	m
l_ζ	:	Echelle intégrale de longueur transversale	m

l_r	:	Echelle intégrale de longueur radiale	m
L	:	Niveau de pression	dB
L_c	:	Longueur du cône potentiel	m
L_s	:	Longueur du cône supersonique	m
L_W	:	Niveau de puissance acoustique	dB
$M = \frac{V}{c_0}$	:	Nombre de Mach	-
M_j	:	Nombre de Mach du jet parfaitement détendu	-
$M_c = \frac{V_c}{c_0}$	:	Nombre de Mach de convection	-
n	:	Indice de réfraction	-
p	:	Pression	Pa
p'	:	Pression acoustique	Pa
Pa	:	Pression atmosphérique	Pa
Pe	:	Pression à l'éjection	Pa
P_i	:	Pression génératrice	Pa
R	:	Coefficient de corrélation	-
Re	:	Nombre de Reynolds	-
R_s	:	Distance radiale pour laquelle la vitesse du jet est moitié de la vitesse sur l'axe	m
R_{SS}	:	Rayon de l'arc de mesure	m
S	:	Entropie massique	J/Kkg
St	:	Nombre de Strouhal	-
t	:	Temps	s
T	:	Température	K

T_i	:	Température totale	K
T_s	:	Température statique	K
T_0	:	Température du milieu ambiant	K
U	:	Vitesse longitudinale	m/s
U_c	:	Vitesse de convection	m/s
P_i	:	Pression génératrice	Pa
V_j	:	Vitesse de jet parfaitement détendu	m/s
V_l	:	Vitesse axiale locale	m/s
W	:	Puissance acoustique	W
X_{inj}	:	Abscisse d'injection	m

Symboles grecs

θ_1	:	Angle de la configuration des microphones n°1	(°)
θ_2	:	Angle de la configuration des microphones n°2	(°)
α_{inj}	:	Angle d'injection	(°)
ϕ	:	Angle d'observation	(°)
θ^*	:	Angle de Mach	Rad
Θ	:	Déviation angulaire des faisceaux lumineux	Rad
η	:	Coordonnée radiale	m
β	:	Paramètre caractérisant la force du bruit de choc	-

ρ	:	Masse volumique du milieu ambiant	kg/m^3
δ_{ij}	:	Symbole de Kronecker	-
Δ	:	Différence de niveau sonore	-
τ	:	Taux de fluctuation de température	
τ_{ij}	:	Tenseur des contraintes visqueuses	kg/ms
$\gamma = C_p/C_v$	:	Rapport des chaleurs spécifiques	-
$\sum$	:	Surface d'intégration	m^2
ξ	:	Variable de séparation selon x	m
η	:	Variable de séparation selon y	m
ζ	:	Variable de séparation selon z	m

Indices

j	:	Caractéristique des jets parfaitement détendus
e	:	Caractéristique à l'éjection
rms	:	Déviation standard
0	:	Relatif au milieu ambiant

Exposants

$\overline{X}$	:	Moyenne temporelle
X'	:	Grandeur fluctuante
X^*	:	Grandeur adimenssionnée
$\overline{X'Y'}$	:	Covariance

Introduction générale

Le bruit émis par les lanceurs spatiaux au décollage peut atteindre une puissance de 20 MW, soit 193 dB. L'environnement acoustique ainsi créé est particulièrement intense et est à l'origine de fortes vibrations susceptibles d'endommager les parties sensibles de la charge utile transportée.

Dans le but de résoudre ce problème, le Centre National d'Etudes Spatiales a mis en place en 1988 un programme de Recherche et de Technologie relatif à l'environnement aéroacoustique des lanceurs. L'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales a alors été sollicité par le CNES pour mettre en place un groupe de travail autour de ce programme constitué d'industriels et d'universitaires.

Dans le cadre de ce programme, le CNES s'est doté d'un banc d'expérimentations capable de générer des jets représentatifs de ceux rencontrés sur Ariane : le banc MARTEL, situé au Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques de l'Université de Poitiers.

Des études expérimentales sont dès lors menées en parallèle aux études numériques avec pour objectif une meilleure compréhension des mécanismes de génération du bruit des jets, subsonique ou supersonique, pour de larges gammes de vitesse et de température. D'autre part, la technique d'injection d'eau dans les gaz brûlés des réacteurs est étudiée comme moyen de réduction sonore.

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent parmi ces thèmes de recherche.

Au cours années 80, le développement des lanceurs spatiaux impose des études conséquentes sur le bruit de jets supersoniques. Elles visent à mieux comprendre le bruit généré par les réacteurs, dans le but final de mettre au point des techniques de réduction sonore.

En effet, les lanceurs spatiaux sont soumis à des contraintes acoustiques extrêment fortes qui sont principalement les suivantes :

- Les contraintes acoustiques générées par le jet d'air et l'impact de celui-ci sur la table de lancement ;
- Les vibrations induites par les réacteurs en vol.

Si les charges acoustiques sont trop importantes, elles peuvent engendrer une fatigue et la rupture d'éléments du lanceur ou de la charge utile.

Au cours des recherches menées sur les différentes méthodes de réduction de bruit, il apparaît que la technique d'injection d'eau dans les gaz brûlés paraît être la mieux adaptée aux lanceurs spatiaux. En effet, celle-ci est susceptible de réduire la vitesse du jet

par transfert de quantité de mouvement entre les phases gazeuses et liquides. Ce procédé permet ainsi de diminuer le niveau sonore sans pour autant altérer l'efficacité du lanceur.

Par ailleurs, afin d'approfondir les connaissances que l'on a du bruit des lanceurs spatiaux, le rôle de la température sur le rayonnement acoustique des jets a été le centre d'intérêt de plusieurs études [33, 38, 48, 52]. De façon générale, ces études traitent de l'influence de la température à la fois sur les différents paramètres aérodynamiques des jets et sur les mécanismes de génération des sources acoustiques. Ainsi, il apparaît que le niveau de puissance acoustique d'un jet supersonique décroit lors d'une augmentation de la température consécutivement à la diminution de la masse volumique de celui-ci. La contribution du tenseur $\rho u_i u_j$ caractérisant le bruit de mélange est alors atténuée. Cependant, l'étude du rôle de la température ainsi que l'identification des sources d'origine thermique exigent des informations concernant les températures moyennes et fluctuantes dans le jet pour une localisation des sources acoustiques issues de ces fluctuations et pour une meilleure compréhension des mécanismes de génération du bruit mis en jeu.

Toutefois, les conditions extrêmes de l'écoulement rendent difficile toute mesure à l'aide de méthodes classiques. De ce fait, il n'existe par exemple pas d'information concernant les fluctuations de température dans les jets supersoniques en fonction des conditions génératrices.

L'apparition récente de méthodes optiques permet maintenant la mesure de grandeurs aérodynamiques et thermiques autrefois inaccessibles. Elles offrent en effet la possibilité d'effectuer des mesures à distance dans des écoulements très rapides et chauds. C'est une technique de ce type que nous mettrons en place.

L'objectif à terme de ce travail consiste donc en l'examen du rôle de la température et de ses fluctuations sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique.

Pour cela, on s'intéresse dans le premier chapitre aux différents travaux effectués par le passé qui nous permettront de décrire à la fois la structure aérodynamique et les sources acoustiques des jets supersoniques.

Il s'agit dans un premier temps d'étudier de façon générale l'influence de la température sur le bruit de jet d'une part et sur l'efficacité du processus de réduction de bruit par injection d'eau d'autre part (chapitre deux). Des mesures acoustiques seront alors effectuées au banc MARTEL (niveau de puissance global, directivité et analyse spectrale) sur des jets supersoniques sans et avec injection d'eau.

L'étude globale effectuée, on s'intéresse ensuite à la description locale des sources aérodynamiques en l'occurrence d'origine thermique. Il apparaît alors nécessaire d'obtenir des informations sur les températures moyennes et fluctuantes. La revue des diverses méthodes de mesures de température nous permet de choisir une méthode optique adaptée aux jets supersoniques et applicable sur le banc MARTEL (chapitre trois).

La méthode de mesure Schlieren ainsi développée, basée sur les mesures des déviations angulaires subies par deux faisceaux LASER à travers l'écoulement, permet d'obtenir des informations concernant l'indice de réfraction. La température est ensuite estimée à l'aide de la loi des gaz parfaits et de la relation de Gladstone, reliant la masse volumique à l'indice

de réfraction dans les gaz.

La validation de la méthode est une étape nécessaire avant toute mesure en configuration réelle sur le banc MARTEL. C'est pourquoi nous mettons en place un banc d'expérimentations sur lequel les mesures de température par la méthode Schlieren sont comparées à celles obtenues avec une sonde classique type thermocouple.

On détermine également les taux de fluctuations qui sont quant à eux confrontés à des résultats fournis par la littérature.

L'application de la méthode Schlieren sur des jets plus proches de ceux présents sur Ariane est effectuée sur le banc MARTEL (chapitre cinq).

Les mesures effectuées nous permettent d'une part d'obtenir des profils des températures moyennes et fluctuantes des jets sondés. Ceci nous permettra d'autre part de localiser les sources issues des fluctuations de température.

Ces mesures seront confrontées à celles obtenues par Pollet lors de simulations numériques sur des jets ayant des conditions génératrices identiques.

Chapitre 1

Aéroacoustique des jets supersoniques

Introduction

L'augmentation croissante de la puissance acoustique rayonnée par les lanceurs spatiaux oblige à étudier le bruit rayonné par les jets très rapides afin d'une part de mieux comprendre les mécanismes de génération du rayonnement acoustique, et d'autre part de mettre en place des systèmes de réduction sonore.

Les études expérimentales et numériques menées depuis une vingtaine d'années ont montré que le rayonnement acoustique des jets supersoniques est fondamentalement différent de celui des jets subsoniques. En effet, les caractéristiques aérodynamiques propres aux jets très rapides sont responsables d'un rayonnement acoustique qui leur est particulier.

Afin de mieux comprendre les mécanismes de génération du rayonnement acoustique, nous proposons dans un premier temps de présenter les caractéristiques aérodynamiques des jets supersoniques.

Les diverses sources acoustiques ainsi présentes seront examinées dans un second temps ainsi que leur localisation dans le jet.

Afin de réduire le rayonnement acoustique des jets supersoniques, les chercheurs se sont orientés vers différents procédés de réduction de bruit. Nous terminerons ce chapitre par une brève description de ces méthodes.

Parmi celles-ci, la technique d'injection d'eau dans les gaz brûlés issus des tuyères paraît être la plus réaliste et la mieux adaptée au cas des jets supersoniques. Nous rappellerons les résultats expérimentaux obtenus lors d'injection d'eau dans des jets d'air subsoniques ou supersoniques.

1.1 Aérodynamique des jets supersoniques

1.1.1 Introduction

Les caractéristiques aérodynamiques d'un jet supersonique dépendent fortement de la pression de sortie. Ainsi, lorsque celle-ci est égale à la pression ambiante, le jet est dît *parfaitement détendu*.

Au contraire, lorsque la pression de sortie est différente de la pression ambiante, le jet est dît *non-parfaitement détendu*. Des ondes de chocs apparaissent alors de telle sorte qu'en aval de celles-ci la pression atteigne la pression ambiante.

Il apparaît de ce fait que le rayonnement acoustique des jets parfaitement détendus diffère notablement de celui des jets non-parfaitement détendus.

La plupart des jets supersoniques ne sont pas parfaitement détendus entraînant ainsi un nombre important d'études concernant les sources acoustiques de ceux-ci.

1.1.2 Jets parfaitement détendus

Un jet d'air supersonique issu d'une tuyère se mélange avec l'air ambiant (au repos ou en mouvement). Le jet d'air présente alors une structure aérodynamique connue et divisée en plusieurs zones bien distinctes.

Il existe une zone dans laquelle la vitesse du jet reste quasiment égale à la vitesse d'éjection du jet. Cette zone, appelée *cône potentiel*[1] (ainsi dénommée car dans cette zone la vitesse dérive d'un potentiel) s'étend sur quelques diamètres. Cette extension, caractérisée par la longueur du cône potentiel L_c, est d'autant plus grande que le nombre de Mach augmente.

Notons qu'il est difficile d'en définir la longueur réelle dans le cas des jets supersoniques les plus fréquemment rencontrés (non parfaitement détendus). En effet, comme nous le verrons plus loin, la présence de cellules de choc dès la sortie de tuyère perturbe toute mesure aérodynamique précise et nécessaire à l'estimation de la longueur du cône potentiel.

La longueur du cône potentiel est approximée entre autres par les relations suivantes [45] :

$$\begin{cases} L_c/D = 4 \sim 5 & M < 1 \\ L_c/D = 3,45\,(1 + 0,38M^2) & M > 1 \end{cases} \tag{1.1}$$

où M est le nombre de Mach et D le diamètre de la tuyère.

[1] Par définition, le cône potentiel représente la région du jet pour laquelle la vitesse du jet est au moins égale à 99% de la vitesse d'éjection

On remarque que la longueur du cône potentiel d'un jet fortement supersonique est nettement plus grande que dans le cas d'un jet subsonique.

Autour du cône potentiel, la couche de mélange est composée d'une couche de mélange supersonique, *le noyau supersonique*, suivie d'une couche de mélange subsonique.

Cette région est dominée par des structures organisées de différentes tailles (structures fines et grosses structures) convectées par l'écoulement, favorisant ainsi les mécanismes de transport et de mélange.

La couche de mélange est une zone dans laquelle les niveaux de turbulence sont les plus importants.

En aval du cône potentiel, le jet présente successivement une région supersonique (fin du noyau supersonique), dont la longueur peut être estimée par la relation proposée par Varnier de l'ONERA [55] :

$$L_S/D_j = 6,5\,[1 + (M_j - 1)^2] \tag{1.2}$$

où D_j et M_j sont respectivement le diamètre théorique et le nombre de Mach du jet parfaitement détendu, et une région subsonique.

Plus en aval, on note une zone de transition et enfin une région de turbulence pleinement développée dans laquelle le diamètre du jet augmente de façon linéaire avec la distance axiale.

La figure (1.1) illustre la structure aérodynamique d'un jet parfaitement détendu.

1.1.3 Jets non-parfaitement détendus

La structure aérodynamique d'un jet supersonique non-parfaitement détendu est fondamentalement différente de celle d'un jet parfaitement détendu.

Un réseau d'ondes de choc se superpose à la structure aérodynamique du jet parfaitement détendu. De plus, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, la présence d'ondes de choc modifie fortement le rayonnement acoustique.

Lorsque la pression de sortie du jet est inférieure à la pression ambiante, le jet est *sur-détendu*, tandis qu'une pression de sortie supérieure à la pression ambiante entraîne un jet *sous-détendu*.

Dans les deux cas, le retour de la pression du jet à la pression ambiante se fait par l'intermédiaire d'ondes de choc. Selon que le jet est sur détendu ou sous détendu, la première onde de choc rencontrée est soit une onde de compression, soit une onde de détente. Cette onde se réfléchit sur la couche de mélange subsonique en une onde opposée et produit ainsi un réseau d'ondes.

Le réseau d'ondes de choc est donc présent uniquement dans la région supersonique du jet (cône potentiel et noyau supersonique).

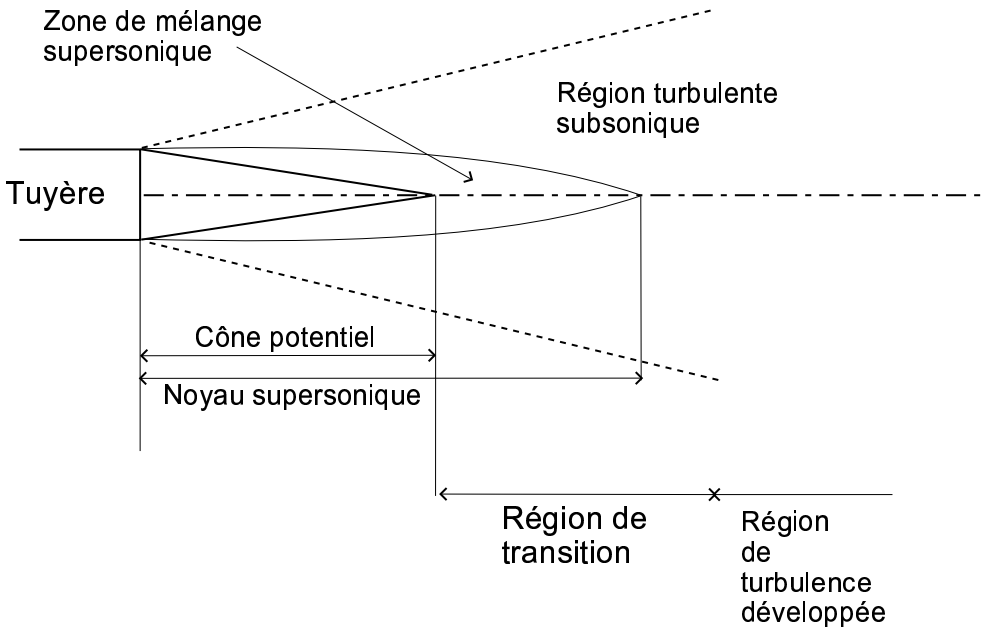

FIG. 1.1 – *Structure aérodynamique d'un jet supersonique parfaitement détendu*

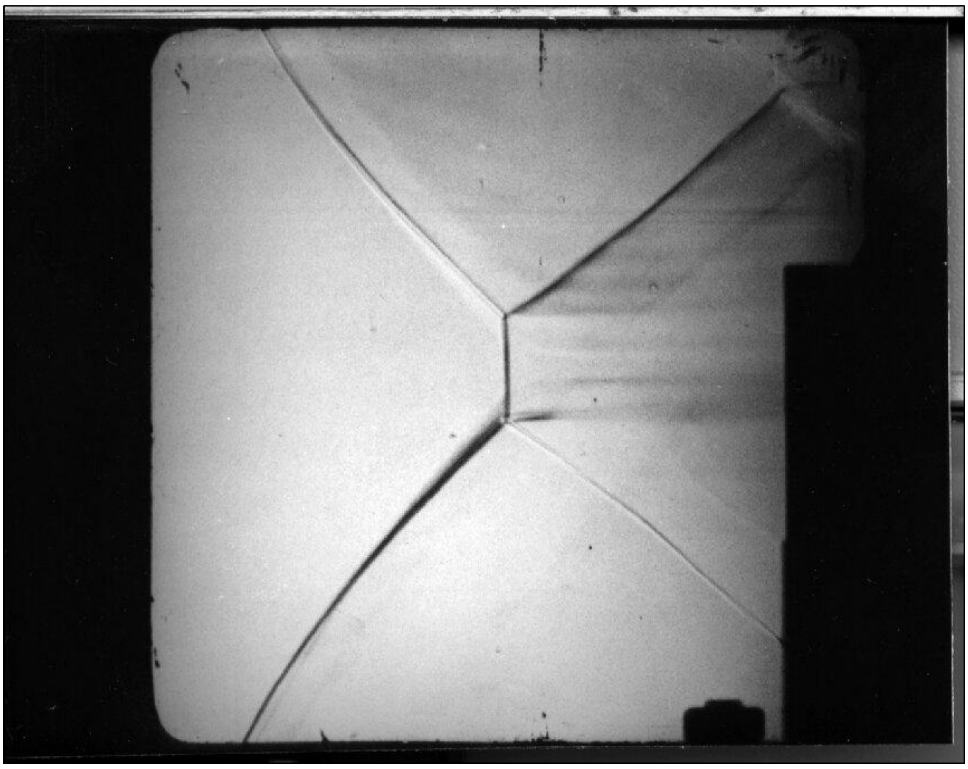

FIG. 1.2 – *Cellules de choc dans un jet non parfaitement détendu*

L'écoulement subit alors dans le sens de l'écoulement des variations rapides de masse volumique, de pression et de température sur une distance extrêment courte. L'onde de choc apparaît ainsi comme une discontinuité séparant des écoulements amont et aval continus.

Notons que du point de vue expérimental, ces ondes de choc sont observables par strioscopie ou par la méthode des ombres (figure 1.2).

La distance entre deux cellules de choc dépend du diamètre de la tuyère et du nombre de Mach M_j. En effet, ce dernier influence l'angle des ondes de choc.

La figure (1.3) montre un système d'ondes de choc en sortie de tuyère. La pression d'éjection est inférieure à la pression ambiante. Les gaz sont comprimés par l'intermédiaire de chocs obliques. L'interaction de ces chocs produit un disque de Mach et une succession d'ondes de compression et de détente.

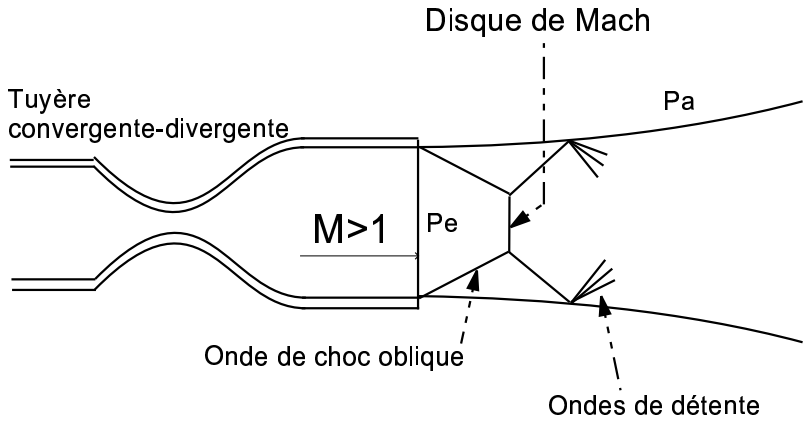

FIG. 1.3 – *Structure aérodynamique d'un jet supersonique sur-détendu (Candel, 1984)*

1.1.4 Influence de la température sur les caractéristiques aérodynamiques

L'étude de l'influence de la température sur les caractéristiques aérodynamiques est importante car celle-ci peut avoir une répercussion sur la génération des structures cohérentes. Examiner ces modifications nous permettra de mieux comprendre le rôle de la température sur le bruit généré.

Diverses études ont notamment montré que la température a une influence non négligeable sur certains paramètres tels que la vitesse sur l'axe ou encore l'élargissement de la couche de mélange.

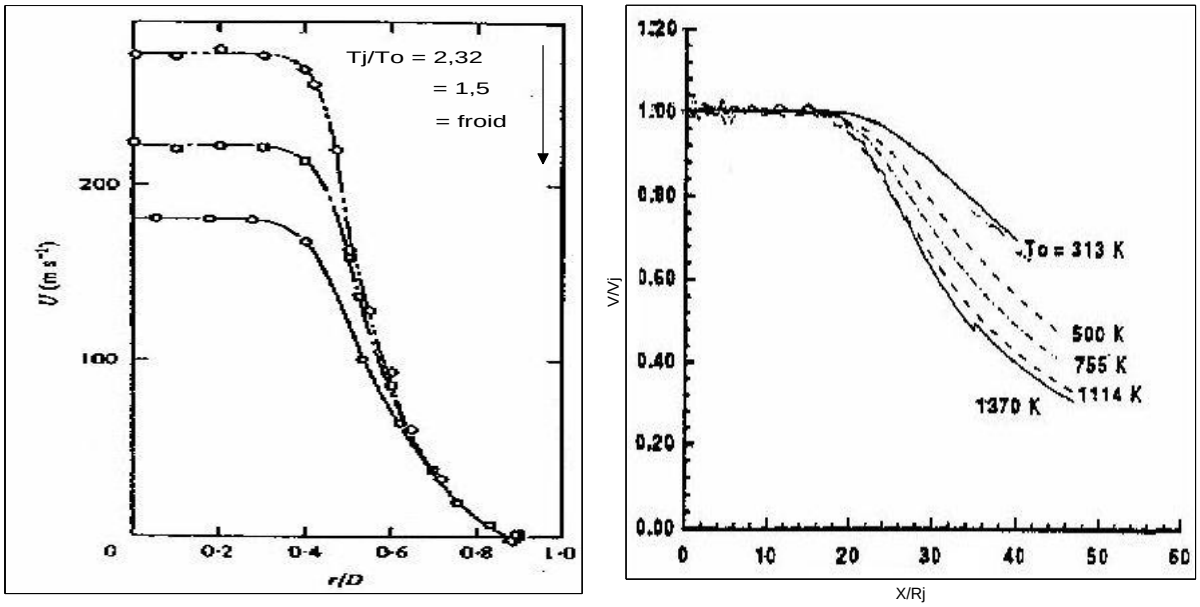

FIG. 1.4 – *Effet de la température sur la vitesse moyenne (a) (Lau, 1981) et sur la décroissance de la vitesse moyenne axiale (b) (Seiner et al, 1992)*

Vitesse axiale

Lau [33] mesure la vitesse sur l'axe de plusieurs jets de même nombre de Mach d'éjection pour différentes températures statiques (figure 1.4.a). Le fait de chauffer le jet entraîne une augmentation de la vitesse longitudinale dans la région interne du jet, laissant les régions extérieures insensibles.

Seiner et al.[48] réalisent des expériences équivalentes. La vitesse moyenne sur l'axe est normalisée par la vitesse du jet à l'éjection notée dans ce cas V_j (figure 1.4.b). L'évolution dans la direction de l'écoulement du rapport des vitesses reste relativement uniforme dans les 16 premiers rayons quelle que soit la température.

Au-delà de cette région, l'évolution de la vitesse dépend de la température du jet. La perte de vitesse sur l'axe est d'autant plus grande que l'on augmente la température.

Ces résultats montrent donc qu'une augmentation de la température entraîne une décroissance de la longueur du cône potentiel.

Ainsi, d'après les auteurs, lorsque la température du jet prend pour valeur $T_0 = 313$ K, la longueur du cône potentiel vaut $L_c/R_j = 21$ tandis qu'une température du jet égale à $T_0 = 1144$ K entraîne une longueur de cône potentiel de $L_c/R_j = 16,5$.

Il apparaît donc qu'un accroissement de la température ait pour conséquence une augmentation de la vitesse du jet mais aussi une décroissance plus rapide de celle-ci en aval du cône potentiel.

Il en résulte un accroissement du gradient des vitesses et des niveaux de turbulence

dans la couche de mélange. Les expériences menées par Laurence [34] mettent en évidence une augmentation des échelles intégrales de longueur lors d'une augmentation du gradient de vitesse. Les structures deviennent alors cohérentes sur de plus longues distances.

Taux d'élargissement du jet

L'élargissement radial du jet peut être caractérisé par trois paramètres : la demi-largeur du cône potentiel (h), la largeur de la couche de mélange (b) et le rayon pour lequel la vitesse du jet est moitié de la vitesse sur l'axe (R_s) (figure 1.5).

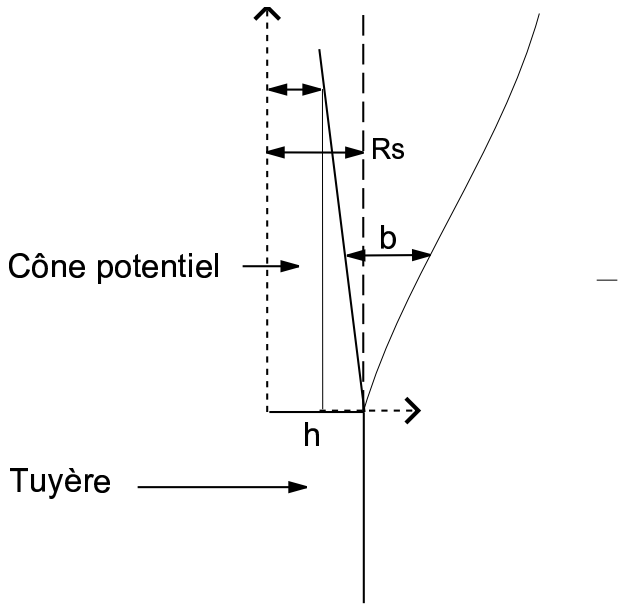

FIG. 1.5 – *Paramètres caractéristiques de l'élargissement d'un jet*

Ces trois paramètres interviennent dans l'expression ordinairement utilisée pour le profil gaussien des vitesses moyennes :

$$\begin{cases} V/V_l = 1 & r < h \\ V/V_l = \exp[-(\ln 2)\eta^2] & r > h \end{cases} \tag{1.3}$$

où V_l est la vitesse axiale locale. L'épaisseur de la couche de mélange b et la coordonnée radiale η sont données par les relations :

$$\begin{cases} \eta = (r-h)/b \\ b = R_s - h \end{cases} \tag{1.4}$$

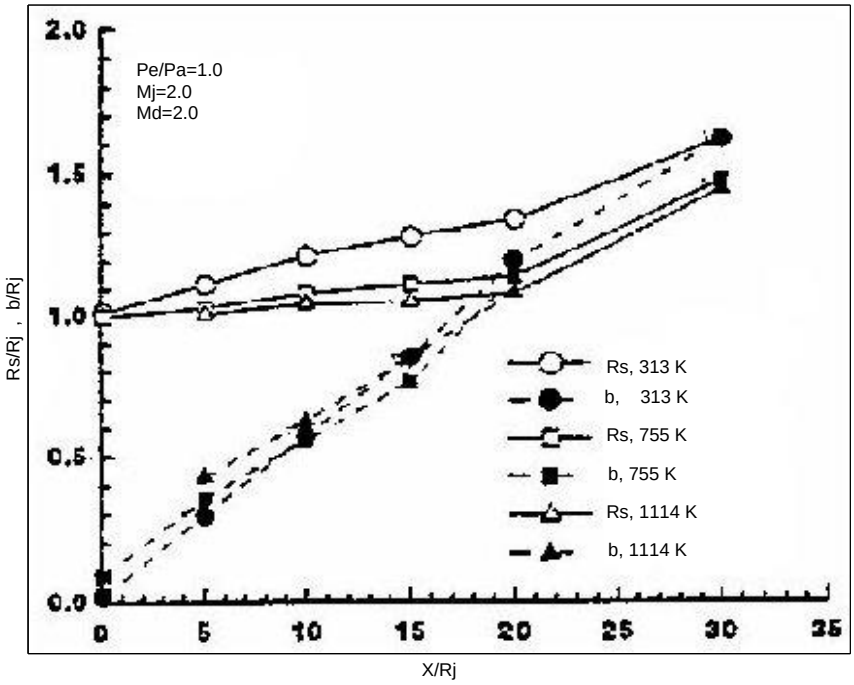

FIG. 1.6 – *Influence de la température sur les paramètres du taux d'étalement (Seiner, 1992)*

Les mesures de l'influence de la température totale du jet sur ces paramètres sont observées sur la figure (1.6). Ces paramètres sont normalisés par le rayon du jet à l'éjection (R_j).

Ces résultats indiquent clairement qu'une augmentation de la température diminue le taux d'élargissement de la couche de mélange. Ceci s'explique par le fait qu'une augmentation de la température entraîne une augmentation des échelles intégrales de longueurs longitudinales. Ainsi, les structures restent cohérentes sur de plus longues distances avant de s'apparier entre elles pour devenir plus grosses. La couche de mélange aura alors tendance à avoir un épaississement ayant une évolution plus faible.

Les expériences ont montré que la température joue un rôle non négligeable sur le comportement de certains paramètres aérodynamiques du jet. Comme nous le verrons plus loin, cette influence peut faciliter l'interprétation du rôle de la température sur le bruit de jet.

1.1.5 Conclusion

Ce paragraphe nous a permis de mettre en évidence les caractéristiques aérodynamiques d'un jet supersonique qu'il soit parfaitement détendu ou non.

Nous avons vu que la température joue un rôle non négligeable sur certains paramètres aérodynamiques. Un accroissement de la température entraîne une augmentation de la

vitesse du jet ainsi qu'un taux d'élargissement de la couche de mélange plus faible. Les niveaux de turbulence se trouvent alors augmentés. D'autre part, ces deux phénomènes ont tendance à augmenter les gradients de vitesse et finalement le cisaillement dans la couche de mélange. De plus, comme nous l'avons vu, la génération des structures cohérentes s'en trouve alors modifiée. En effet, dans un jet chaud les grosses structures sont formées plus en aval par rapport à un écoulement froid.

Ceci amène naturellement à penser que le rayonnement acoustique d'un jet supersonique dépend de sa température.

Nous nous proposons de présenter brièvement les différentes sources acoustiques d'un jet supersonique ainsi que le rôle de la température dans leur génération.

1.2 Acoustique des jets supersoniques

1.2.1 Introduction

Un jet turbulent est constitué à la fois de structures fines et de grosses structures en partie responsables du bruit.

Contrairement aux jets subsoniques, les grosses structures sont convectées à des vitesses supersoniques comparées à la vitesse du son ambiante. Elles sont alors susceptibles de générer un bruit très intense appelé *rayonnement d'ondes de Mach*.

De plus, la plupart des jets supersoniques ne sont pas parfaitement détendus. Pour ces jets, un réseau d'ondes de choc entraîne l'apparition de deux sources acoustiques supplémentaires : l'une discrète appelée *screech* et la seconde large bande appelée *bruit de choc large bande*.

Les jets supersoniques non-parfaitement détendus présentent alors un spectre riche et des caractéristiques acoustiques très directionnelles.

La figure (1.7) présente le spectre d'un jet non-parfaitement détendu. On observe dans la direction amont trois sources de bruit.

Nous présentons dans les paragraphes suivants les différentes sources de bruit d'un jet supersonique. L'influence de la température sera abordée.

1.2.2 Jets parfaitement détendus

Le rayonnement acoustique des jets parfaitement détendus est constitué uniquement du **bruit de mélange** et du **rayonnement d'ondes de Mach**.

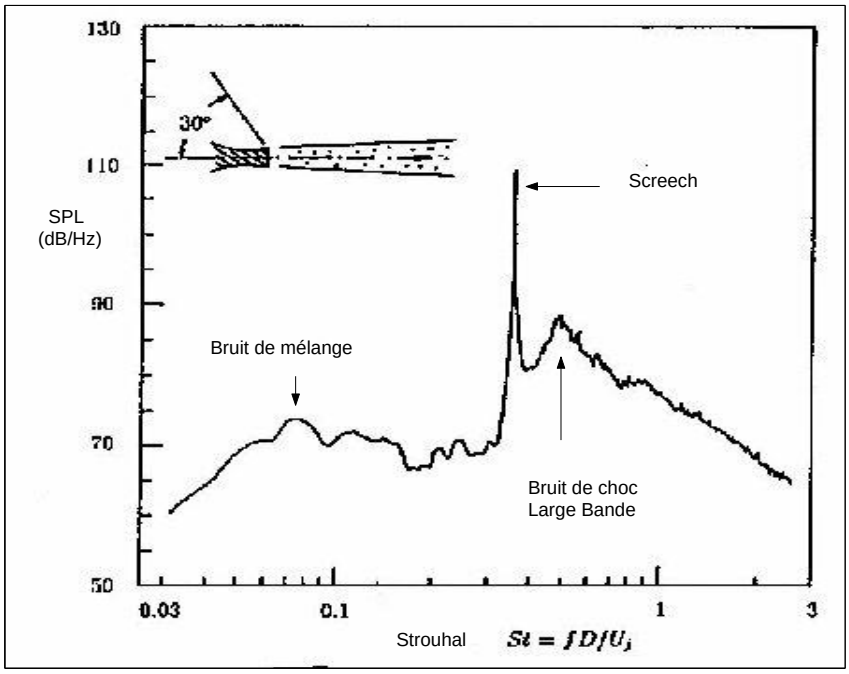

FIG. 1.7 – *Spectre acoustique d'un jet supersonique non-parfaitement détendu (Seiner, 1984)*

Mécanismes de génération du bruit

Le bruit de mélange est produit directement par les fluctuations de vitesses dans la couche de mélange. Parmi toutes les sources acoustiques d'un jet supersonique, le bruit de mélange est l'unique source en commun avec un jet subsonique.

Le bruit généré par un jet supersonique parfaitement détendu est par ailleurs dominé par le rayonnement d'ondes de Mach. Cette source acoustique est produite par la convection des structures cohérentes à des vitesses supérieures à la vitesse du son ambiante. Celles-ci se comportent alors comme des projectiles sur lesquels se développent des ondes de Mach.

Ces ondes se propagent dans le milieu ambiant dans une direction privilégiée correspondant à l'angle de Mach :

$$\theta^* = \arccos(\frac{1}{M_c}) \tag{1.5}$$

où M_c est le nombre de Mach de convection des structures cohérentes.

Plusieurs visualisations d'écoulements supersoniques ont permis de mettre en évidence la présence d'ondes de Mach, où l'on observe effectivement la direction privilégiée de propagation [47].

Directivité

Le bruit de mélange ne possède pas de directivité forte et est présent dans toutes les directions.

La figure (1.8) montre de façon très nette les directivités du rayonnement d'ondes de Mach pour différents nombres de Strouhal[2] ($St = fD/U_j$; où f, D et U_j sont respectivement la fréquence, le diamètre de la tuyère et la vitesse du jet).

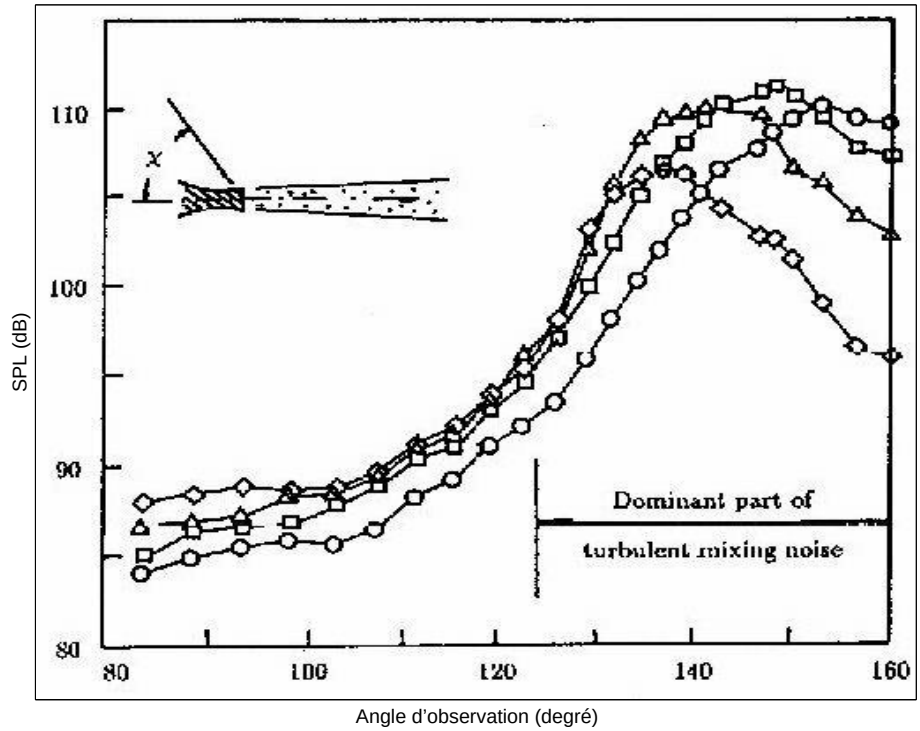

FIG. 1.8 – *Mesures de la directivité du bruit de mélange (Seiner et al, 1992), $M = 2$, $T_j = 500$ K. (O) St=0,067 ; (□) St=0,12 ; (△) St=0,20 ; (◇) St= 0,40.*

Il est clair d'après cette figure que le rayonnement acoustique issu de la couche de mélange se fait dans un secteur angulaire autour de 100 à 150 degrés. En dehors de cette zone, le niveau de bruit est faible.

Niveau acoustique global

On rappelle que pour un jet subsonique à température ambiante, l'intensité du bruit de mélange suit une loi de la forme :

$$I \sim \rho_0 \frac{D^2}{r^2} \frac{V^8}{c_0^5} \tag{1.6}$$

[2]Le nombre de Strouhal compare les quantités d'accélération instationnaires et convectives

où ρ_0 et c_0 sont respectivement la masse volumique et la vitesse du son du milieu ambiant, D le diamètre initial du jet, r la distance du point d'observation et V la vitesse d'éjection.

Ceci est caractéristique des sources quadripolaires de la zone de mélange [35].

En ce qui concerne les jets supersoniques tout au moins isothermes, tant les analyses théoriques que les mesures confirment que l'intensité associée au mélange est proportionnelle à la vitesse de jet V_j au cube :

$$I \sim \rho_0 \frac{D^2}{r^2} V^3 \tag{1.7}$$

1.2.3 Jets non-parfaitement détendus

Les jets non-parfaitement détendus font apparaître deux sources acoustiques supplémentaires : le **screech** et le **bruit de chocs large bande**.

Le Screech

Le Screech provient d'une boucle de contre-réaction acoustique (*feedback)* s'établissant par le passage d'ondes d'instabilité provenant des lèvres de la tuyère à travers les cellules de chocs de l'écoulement.

L'onde d'instabilité, créée prés des lèvres de la tuyère, est convectée dans l'écoulement et interagit avec la troisième ou quatrième cellule de chocs. Cette perturbation engendre un rayonnement acoustique intense dans la direction amont à l'écoulement. Cette onde acoustique excite la zone de mélange près de la sortie de la tuyère, créant de nouveau une onde d'instabilité.

La fréquence fondamentale du screech correspond à la période d'un cycle d'interaction entre la section de sortie de tuyère et l'onde de choc. Cette fréquence peut être estimée par la relation :

$$f_s = \frac{U_c}{L(1 + M_c)} \tag{1.8}$$

où U_c désigne la vitesse de convection dans la zone de mélange du jet $U_c \sim 0,6v_j$, $M_c = U_c/c_0 \sim 0,6M_j(C_j/c_0)$ et L représente la distance entre la lèvre de la tuyère et la zone d'interaction.

Le Screech rayonne principalement dans la direction amont à l'écoulement.

Le phénomène de screech peut être annihilé par la présence de surfaces réfléchissantes à proximité de la tuyère. En effet, le son réfléchi par ces surfaces peut parfois empêcher la boucle de contre-réaction de se mettre en place [49].

Le bruit de choc large bande

Le bruit de choc large bande est issu de l'interaction entre les grosses structures cohérentes et les ondes de chocs. Ces structures de grande taille (de l'ordre d'une cellule de choc ou l'épaisseur de la couche de mélange) sont cohérentes sur de grandes distances. De ce fait, une même structure peut traverser plusieurs cellules qui deviennent alors des sources de bruit (figure 1.9).

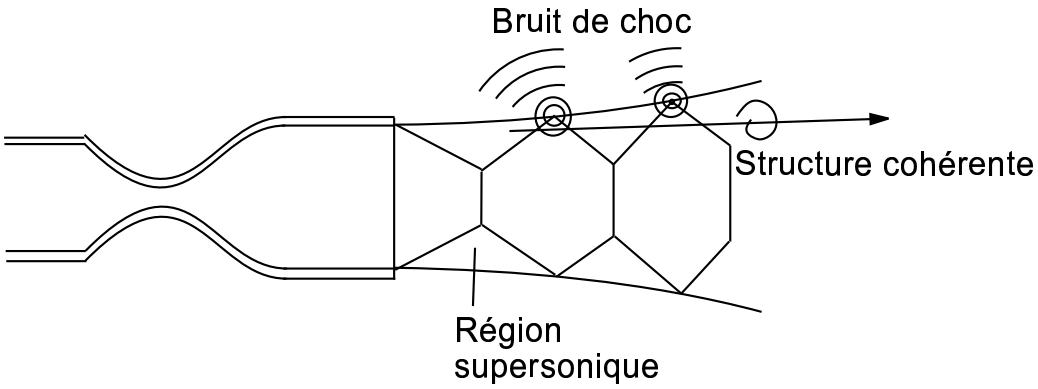

FIG. 1.9 – *Mécanismes de génération du bruit de choc*

Il apparaît un décalage temporel entre l'émission de chacune de ces sources. Les interférences étant constructives pour des fréquences différentes selon l'angle d'observation, la directivité du bruit de choc est très marquée. En effet, dans la direction amont de l'écoulement, le bruit de choc est présent dans les basses fréquences, tandis que dans la direction aval les interférences constructives sont dues à des sources hautes fréquences qui sont peu énergétiques. Ceci peut expliquer que dans cette direction, le bruit d'onde de choc ne soit pas la source acoustique dominante.

L'intensité du bruit de choc est fonction du rapport des pressions à l'éjection Pe/Pa où Pe et Pa sont respectivement la pression à l'éjection et la pression ambiante.

Tanna [53] montre que l'intensité mesurée varie selon la loi $I \sim \beta^4$ où β est relié au nombre de Mach à l'éjection M_j par la relation :

$$\beta = (M_j^2 - 1)^{1/2} \tag{1.9}$$

la grandeur β caractérise la force des chocs.

La fréquence correspondant au maximum d'émission du bruit de choc est proportionnelle à la vitesse de convection des instabilités dans la couche de mélange et inversement proportionnelle à L_c, la distance de séparation des cellules de choc. De plus, cette fréquence dépend de l'angle d'observation θ :

$$f_p \sim \frac{U_c}{L_c(1 - M_c cos\theta)} \tag{1.10}$$

Lorsque le jet est très chaud, la fréquence du maximum d'émission peut être correctement estimée par la relation suivante [11] :

$$f_p \sim \frac{c_0}{L_c} \tag{1.11}$$

où c_0 est la célérité sonore à l'extérieur du jet.

Le bruit de choc large bande domine les autres sources dans la direction amont de l'écoulement mais reste présent dans les autres directions.

Des études expérimentales [53] ont montré que l'intensité globale du bruit de choc large bande est essentiellement indépendante de la température du jet. Elle dépend en fait principalement du rapport des pressions P_e/P_a (rapport des pressions à l'éjection sur la pression ambiante).

Directivité

L'importance relative du rayonnement des deux sources (screech et bruit de choc large bande) dépend fortement de l'angle d'observation. La figure (1.10) met nettement en évidence la très forte directivité du champ rayonné par les deux sources en plus du bruit de mélange (χ faible : direction amont, χ fort : direction aval).

Dans la direction aval du jet, le bruit de mélange est la composante qui domine le spectre. Dans la direction amont, le bruit de choc large bande est le plus intense. On observe également dans cette direction la présence du screech.

Les figures (1.11) et (1.12) résument les directivités des différentes sources acoustiques.

1.2.4 Influence de la température sur le rayonnement acoustique

Comme nous l'avons vu précédemment, la température joue un rôle non négligeable sur les caractéristiques de la structure aérodynamique du jet, et il est alors clair que ce paramètre influence fortement le rayonnement acoustique des jets.

Nous rappelons ci-dessous l'influence de la température sur les différentes sources acoustiques présentes dans un jet supersonique.

Le rayonnement d'ondes de Mach

L'intensité du rayonnement d'ondes de Mach dépend du nombre de Mach du jet et du rapport de la température du jet sur la température ambiante. Pour un nombre de Mach constant, le maximum d'intensité rayonnée n'augmente pas de façon significative avec une élévation de la température. Le principal effet est l'élargissement du secteur angulaire dans lequel le rayonnement d'ondes de Mach domine.

De plus, la directivité principale du rayonnement d'ondes de Mach étant fonction de la vitesse du jet, il s'en suit une variation de l'angle de Mach θ^* lorsque la température

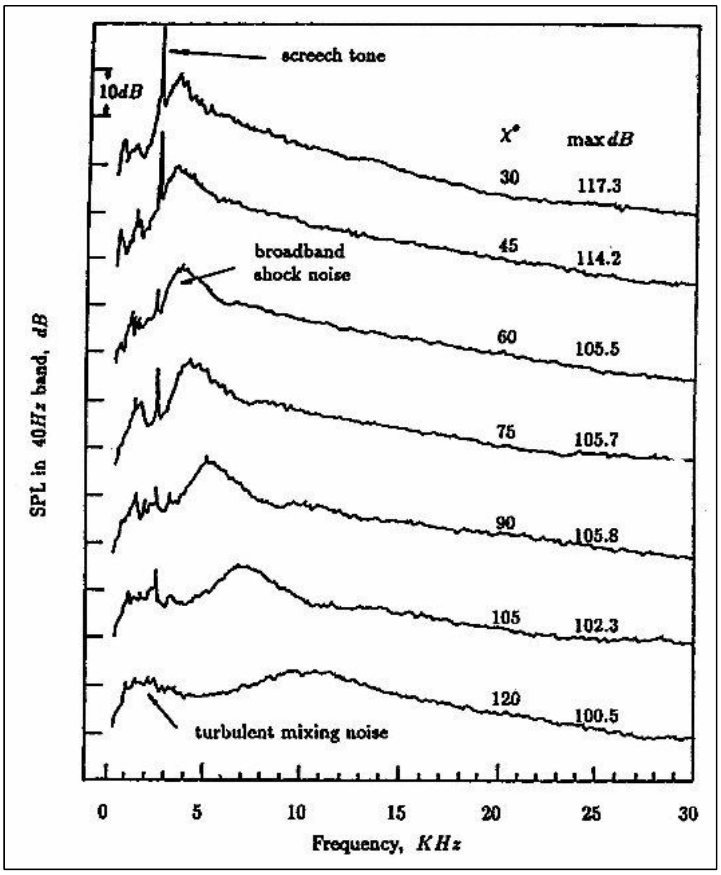

FIG. 1.10 – *Spectre acoustique en fonction de l'angle d'observation d'un jet supersonique non-parfaitement détendu (Norum et Seiner, 1982)*

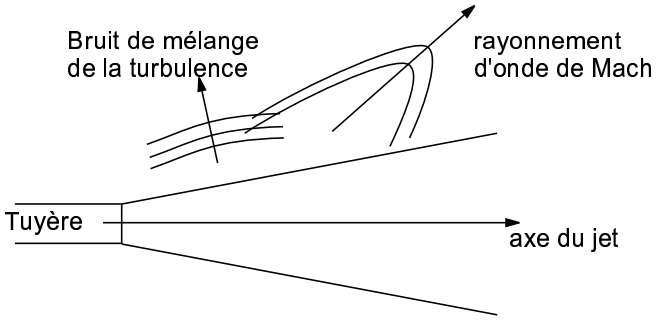

FIG. 1.11 – *Directivité des sources acoustiques générées par la couche de mélange*

change (relation 1.5).

Ces propriétés sont mise en évidence sur la figure (1.13) sur laquelle sont tracés les niveaux de 5 jets parfaitement détendus pour des températures différentes en fonction de l'angle d'observation.

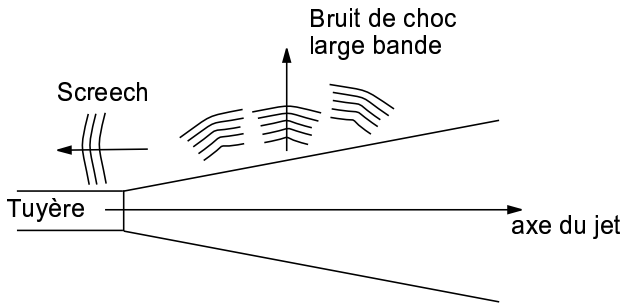

FIG. 1.12 – *Directivité des sources acoustiques générées par l'intéraction des structures cohérentes et les cellules de choc*

Pour chaque température de jet, on observe un pic bien défini, représentatif du rayonnement d'ondes de Mach. On note de plus une faible diminution de l'angle de Mach avec une augmentation de la température.

Le bruit de mélange

L'influence de la température sur le bruit généré par les fluctuations de vitesse, représentées par le tenseur $\rho u_i u_j$ où ρ est la masse volumique et u_i, u_j les fluctuations de vitesse, paraît plus complexe. En effet, une augmentation de la température entraîne à la fois une diminution de la masse volumique mais aussi une augmentation du niveau de la turbulence principalement due à l'augmentation de vitesse qui en résulte.

Néanmoins, les expériences montrent qu'une augmentation de la température atténue le bruit de mélange. Tanna [52] effectue des mesures d'intensité pour un angle d'observation de $\theta = 90\,^{\circ}$ sur des jets parfaitement détendus présentant différentes températures (direction dans laquelle le rayonnement d'ondes de Mach est quasiment absent) (figure 1.14).

Ces résultats mettent en évidence l'atténuation du bruit de mélange avec la température.

Le Screech

Shen et al. [49] montrent que les jets chauds émettent un screech ayant une intensité plus faible. D'autre part, ils observent une augmentation significative de la fréquence du screech avec la température, la fréquence variant avec la vitesse du jet.

Le bruit de choc :

Le bruit de choc large bande est la seule source acoustique des jets supersoniques qui ne semble pas être affectée par un changement de température [51]. La figure (1.15) montre l'influence de la température sur cette source acoustique pour différentes valeurs de β (relation 1.15).

Pour les valeurs importantes de β pour lesquelles le bruit de choc est dominant, les niveaux sont indépendants du rapport T_j/T_O.

Ceci est expliqué par le fait que les grosses structures responsables du bruit de choc ne

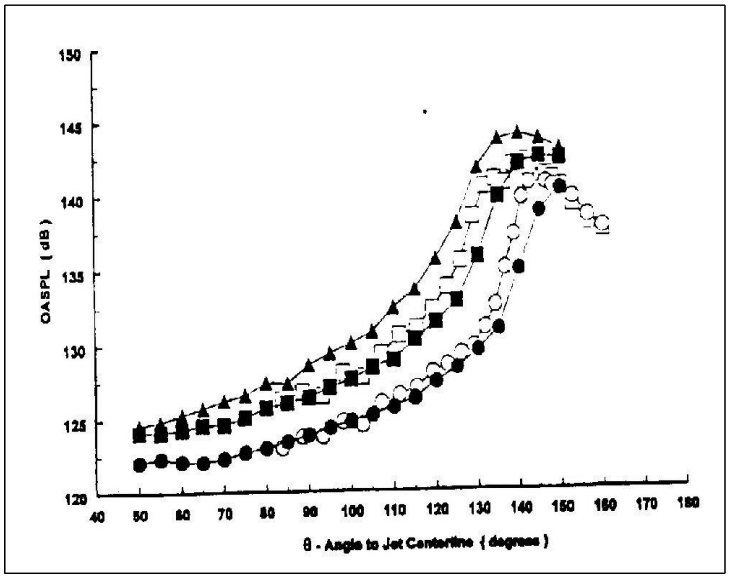

FIG. 1.13 – *Influence de la température sur le rayonnement d'ondes de Mach - $M_j = 2$, (•) : $T_s = 313K$, (■) : $T_s = 500K$, (▲) : $T_s = 700K$ (Washington et al., 1998) (o) : $T_s = 313K$, (□) : $T_s = 500K$ (Seiner et al., 1992)*

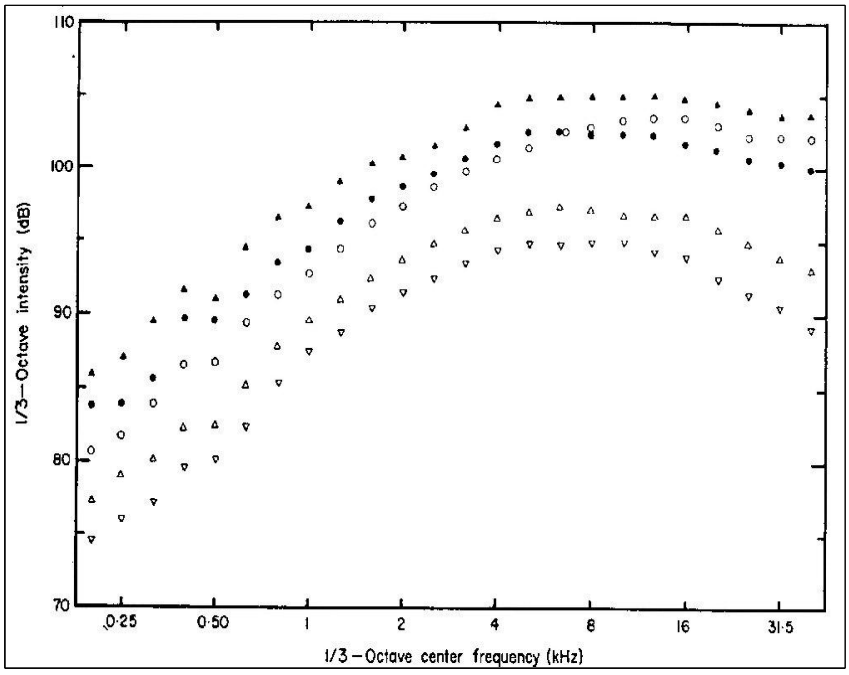

FIG. 1.14 – *Influence de la température sur le bruit de mélange, $\theta = 90\ ^\circ$, $V_j/a_0 = 1.47$. T_j/T_o : (▲),0.562 ; (•), 0.790 ; (O), 1.169 ; (△), 2.283 ; (▽),2.848 (Tanna, 1975)*

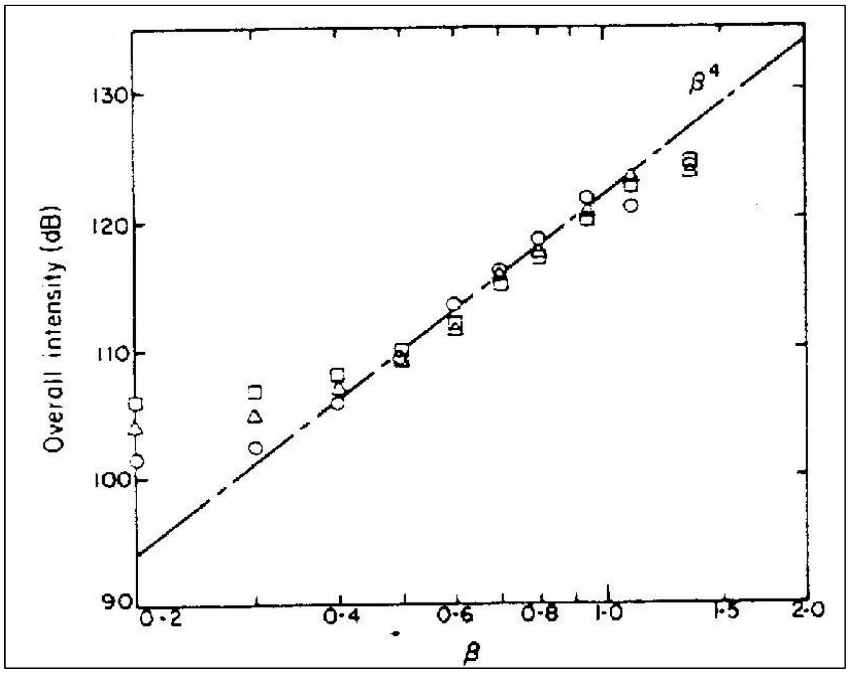

FIG. 1.15 – *Influence de la température sur l'intensité du bruit de choc, $\theta = 135\ ^\circ$, T_j/T_o : (O),1 ; (△), 1.82 ; (□), 2.27 (Tanna, 1975)*

sont pas affectées par un changement de température.

Dans le cas des jets fortement supersoniques et très chauds, il est admis que le bruit dominant est dû aux ondes de Mach et à leur interaction avec la turbulence de la zone subsonique. Néanmoins cette importance relative n'est effective que pour un secteur angulaire restreint (figure 1.13). Les spectres acoustiques dominés par d'autres sources acoustiques sont observés dans des directions d'observation en dehors de cette zone.

1.2.5 Conclusion

Les différentes sources acoustiques générées par un jet parfaitement détendu et non-parfaitement détendu ont été rappelées. Il apparaît que ces sources sont issues de mécanismes distincts.

Leur importance relative dans le rayonnement acoustique dépend fortement de l'angle d'observation (direction amont ou aval).

D'autre part, le rôle de la température n'est pas négligeable sur le bruit de jet. Cependant, au regard des influences sur les diverses sources, il apparaît que la température augmente et à la fois diminue la contribution de certaines sources.

La température a donc une influence dont l'interprétation est assez complexe.

1.3 Bruit lié à la temperature

Nous nous sommes intéressés dans les paragraphes précédents aux différentes sources acoustiques présentes dans un jet supersonique et fortement liées aux paramètres aérodynamiques de celui-ci. Nous avons vu que la température, par l'intermédiaire de ces paramètres, joue un rôle non négligeable sur le rayonnement acoustique d'un jet.

Différentes études ont par ailleurs mis en évidence la présence d'une source acoustique associée à la différence de température entre l'écoulement et le milieu ambiant.

Jusqu'aux travaux de Hoch et al. [29], il était admis qu'une augmentation de température (pour une vitesse de jet constante) était à l'origine d'une réduction sonore consécutivement à une diminution de la masse volumique dans le terme $\rho u_i u_j$. Cependant, leurs mesures tendent à montrer que ce comportement n'est vérifié que pour des vitesses de jets très importantes. En effet, les jets ayant une faible vitesse ($M_j < 0,7$) présentent une augmentation du rayonnement acoustique pour une augmentation de température. Ribner [46] suggère alors l'existence d'une source additionnelle dans les jets chauds liée aux fluctuations d'entropie. Il apparaît probable que cette source agit également dans le cas des jets supersoniques.

Consécutivement à cette observation, Lilley [36], Lush et Fisher [38], Morfey [40], Tanna et al [52] ont proposé différents modèles basés sur les lois générales de la mécanique des fluides. Ces approches utilisent pour la plupart l'analogie acoustique de Lighthill pour la génération du bruit en terme de pression p :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p = c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{\rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_0^2 \rho)\delta_{ij}\} \tag{1.12}$$

où ρ est la masse volumique et u_i sont les composantes de vitesse. δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Dans le second membre de l'équation (1.12), on distingue trois processus identifiables à des sources de bruit :

- $\rho u_i u_j$: instationnarité des forces convectives non linéaires ;
- τ_{ij} : fluctuations de tenseur des contraintes visqueuses ;
- $p - c_0^2 \rho$: nature non-isentropique des échanges de chaleur turbulents.Ce terme traduit aussi l'existence d'une source due à la différence de température entre la zone source et le milieu où elle rayonne, même si les transformations sont isentropiques.

La vitesse du son est définie par $c_0 = \sqrt{C_p(\gamma - 1)T_0}$ où γ est le rapport des chaleurs spécifiques C_p et C_v, T_0 étant la température du milieu ambiant.

Si le nombre de Reynolds de l'écoulement est très élevé, le tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} est négligeable devant le tenseur de Reynolds $\rho u_i u_j$.

La masse volumique ρ_0 et la pression p_0 sont constantes dans le milieu ambiant, on peut donc écrire l'équation (1.12) à partir des quantités acoustiques $p' = p - p_0$ et $\rho' = \rho - \rho_0$:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p' = c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{\rho u_i u_j + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij}\} \tag{1.13}$$

Dans le cas d'un jet chaud, les variations de pression p' ne sont plus compensées par les variations du terme $c_0^2\rho'$ associées aux fluctuations de masse volumique. La quantité $p' - c_0^2\rho'$ n'est donc pas nulle et doit donc être estimée au mieux en plus du tenseur de Reynolds $\rho u_i u_j$.

Cette quantité peut être évaluée à partir de l'équation d'état $p = p(\rho, S)$ écrite sous forme différentielle

$$d\rho = \frac{1}{c^2} dp - \frac{\rho}{C_p} dS \tag{1.14}$$

où

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S \tag{1.15}$$

est la puissance deux de la vitesse du son c dans l'écoulement.

On remarque dès lors, à l'aide de l'expression (1.14), l'apparition dans l'équation (1.13) du terme

$$\left(1 - \frac{c_0^2}{c^2}\right) p' \tag{1.16}$$

traduisant une source sonore consécutive à une différence de température entre le jet et l'air ambiant.

A ce stade,on note dans la littérature des points de vue distincts : Morfey [40] néglige les effets de la viscosité et la conduction thermique, impliquant une conservation de l'entropie (i.e. dS/dt=0). Au contraire, Lush et Fisher [38] conservent ce terme et proposent alors une évaluation de la quantité S'.

On propose ci-dessous une brève description de ces études.

Le point de départ de l'analyse de Morfey [ref] est l'équation (1.12). Les effets de la viscosité et les transferts de chaleur sont négligés. De ce fait, l'équation de l'énergie s'écrit

$$\frac{DS}{Dt} = 0. \tag{1.17}$$

traduisant le fait que l'entropie d'une particule fluide reste constante. Ainsi, la pression et la masse volumique sont reliées par l'équation :

$$\frac{D^2p}{Dt^2} = c^2\frac{D^2\rho}{Dt^2} \tag{1.18}$$

Le développement de cette approche amène Morfey à conclure que pour des jets pour lesquels on note une inhomogénéité de la température, deux termes sources existent. Le premier est $\rho_0 u_i u_j$, tenseur de Reynolds habituel, dans lequel la masse volumique est évaluée à température ambiante et non plus à celle estimée dans la région source. Le deuxième terme est de la forme :

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} \tag{1.19}$$

qui avec l'hypothèse de fluctuations de pression de dimension $\rho_s U_j^2$ entraîne une intensité acoustique de la forme :

$$\left(\frac{T_s - T_o}{T_s}\right)^2 \left(\frac{U_j}{c_0}\right)^6 \tag{1.20}$$

où T_s et T_0 représentent respectivement la température de la source et la température du milieu ambiant.

Morfey propose finalement une intensité acoustique de la forme :

$$I = A\left(\frac{U_j}{c_0}\right)^8 + B\left(\frac{U_j}{c_0}\right)^6 \tag{1.21}$$

où $A \propto \rho_0$ et $B \propto (T_s - T_0/T_s)$.

Nous verrons par la suite le comportement de ce modèle face aux données expérimentales.

Lush et Fisher [38], quant à eux, ne négligent pas la contribution des fluctuations d'entropie. La quantité $p' - c_0^2\rho'$ est alors exprimée en utilisant la relation d'état $p = p(\rho, S)$

$$p' - c_0^2\rho' = \left(1 - \frac{c_0^2}{c_j^2}\right)p' + \frac{\rho_j}{C_p}\frac{c_o^2}{c_j^2}S' \tag{1.22}$$

mettant en valeur le terme S'. Le premier terme est proportionnel à la différence de température entre le jet et le milieu ambiant. En supposant que p' évolue de façon similaire à $\overline{\rho}v'^2$ ($\overline{\rho}$ est la moyenne géométrique de la masse volumique dans le cône potentiel et le milieu ambiant, i.e. $\overline{\rho} = \sqrt{\rho_j\rho_0}$), ce terme peut être combiné avec le tenseur de Reynolds.

Le deuxième terme est proportionnel aux fluctuations d'entropie et traduit l'existence d'une source acoustique supplémentaire. Lush et al. émettent la simple hypothèse de fluctuations d'entropie proportionnelles à la différence d'entropie moyenne à travers la couche de mélange :

$$S' \sim S_j - S_0 = C_p \ln \frac{T_j}{T_0} \tag{1.23}$$

Finalement, le tenseur de Reynolds et le terme d'entropie, supposés non corrélés, permettent l'estimation de l'intensité acoustique :

$$I = A \left(\frac{U_j}{c_0} \right)^8 + B \left(\frac{U_j}{c_0} \right)^4 \tag{1.24}$$

où $A \propto (T_0/T_j)^2$ et $B \propto (T_0/T_j)^2 \ln(T_j/T_0)$.

Dans l'expression (1.24), le premier terme correspond à la contribution des fluctuations de vitesse, le deuxième à celle des fluctuations d'entropie.

La comparaison des prédictions données par ce modèle et des résultats expérimentaux est très satisfaisante (Fig. 1.16). Il est à noter cependant que cette prédiction est obtenue pour une gamme de rapport de température (T_j/T_o) allant de 1.0 à 3.1 et une vitesse de jet subsonique comprise entre 90 et 365 m/s.

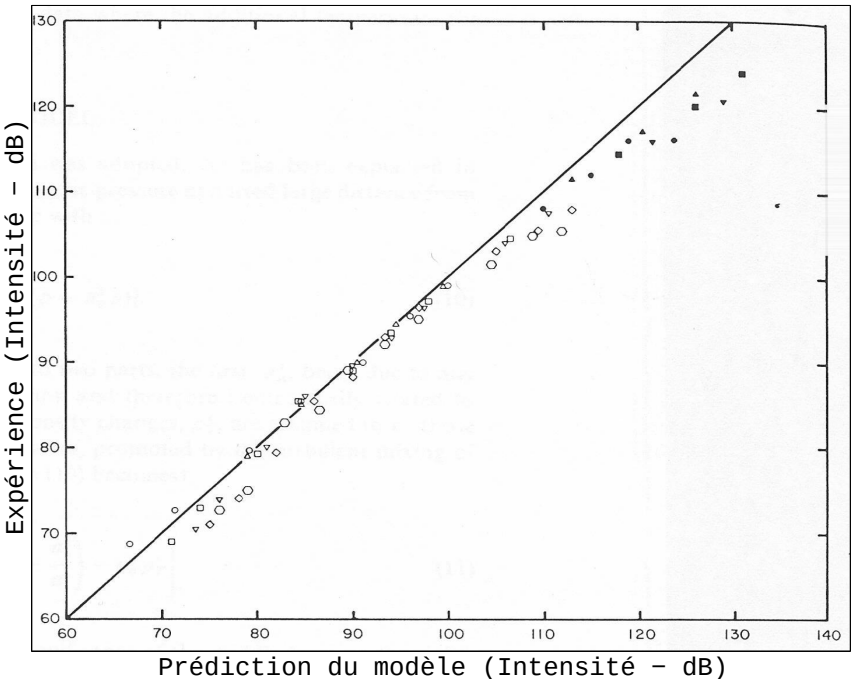

FIG. 1.16 – *Comparaison des mesures expérimentales et des résultats issus du modèle de Lush. Symboles vides, tuyère convergente ; Symboles pleins , tuyère convergent-divergent.* $\theta = 90^\circ$ - T_j/T_0 : (O), froid ; ($\triangle$), 0.976 ; ($\square$), 1.429 ; ($\triangledown$), 1.818 ; ($\Diamond$), 2.273 ; D=2 in, R/D=72 (Lush, 1973)

On note plusieurs points sur lesquels les deux précédents modèles diffèrent. Premièrement, Lush et al. suggèrent une décroissance de la contribution du tenseur de Reynolds pour une augmentation de la température. Au contraire, Morfey suggère que ce terme reste inaffecté par la température. Les deux modèles prédisent la présence d'une deuxième source acoustique dès lors que la température du jet est différente de celle du milieu ambiant. Cependant, la dépendance en vitesse est différente, à savoir $(V_j/c_0)^4$ et $(V_j/c_0)^6$ respectivement pour Lush et Morfey.

On note une meilleure prédiction des données expérimentales en utilisant le monopôle (U^4) de Lush et Fisher au lieu du dipôle (U^6) de Morfey. Ceci est d'autant plus vrai que la température du jet est élevée ($T_j/T_0 > 1.4$).

Lilley propose une approche dont l'originalité repose sur l'introduction de l'équation de la conservation de l'énergie totale,

$$\frac{\partial}{\partial t}[\rho(h+\frac{u_i^2}{2})]+\frac{\partial}{\partial x_i}[\rho u_i(h+\frac{u_i^2}{2})]=\frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}u_i+q_{Ti}) \tag{1.25}$$

lui permettant d'établir l'expression du terme $\partial^2 p/\partial t^2$. L'équation de conservation de la quantité de mouvement est utilisée pour construire le terme $c_0^2\triangle p$.

L'équation d'onde obtenue est plus complexe que celle proposée par Lighthill mais laisse apparaître dans le second membre des termes sources associés aux fluctuations de flux de chaleur, de flux d'enthalpie et d'énergie cinétique :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2}-c_0^2\Delta^2 p &= \frac{\partial^2}{\partial x_i\partial x_j}(\rho u_i u_j-\tau_{ij})-\frac{(\gamma-1)}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho\frac{u_i^2}{2})\\ &+\frac{(\gamma-1)}{c_0^2}\frac{\partial}{\partial t}[\frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij}u_i+q_{Ti})-\rho(h_s-h_0)u_i]\end{aligned} \tag{1.26}$$

où h_s et h_o représentent respectivement l'enthalpie de la source et du milieu ambiant. Une fois la solution en terme de pression obtenue, l'intensité peut être estimée par

$$I=A\left(\frac{V_j}{c_0}\right)^8+B\left(\frac{V_j}{c_0}\right)^6+C\left(\frac{V_j}{c_0}\right)^4 \tag{1.27}$$

qui paraît être un compromis entre les deux modèles précédemment proposés.

La comparaison des résultats issus du modèle et des expériences montre que la valeur du rapport C/A est similaire au rapport des termes en puissance 4 et 8 de la vitesse dans l'expression de Lush [38]. D'autre part, le terme $(V_j/a_0)^6$ est négligeable si l'enthalpie du jet

est largement supérieure à celle du milieu ambiant. Ce terme existe, cependant la gamme de vitesse pour laquelle il est significatif est trop limitée pour le faire apparaître distinctement dans les expériences.

Les travaux présentés au-dessus se distinguent par leur manière d'exprimer $p - c_0^2\rho$ en fonction des grandeurs du jet. De plus, ces travaux supposent des sources acoustiques non corrélées.

Le modèle de Tanna et al., décrit ci-dessous, propose quant à lui deux sources corrélées. D'autre part, une analyse spectrale est menée, les hautes et basses fréquences ayant des comportements différents selon Morfey [40].

La solution de l'équation (1.13) peut être déterminée à l'aide des fonctions de Green. Tanna propose un ordre de grandeur de la pression acoustique en champ lointain exprimé par la relation :

$$p(r,t) \sim \frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial t^2}[\rho v_r^2 + (p' - c_0^2\rho')]_{t-r/c_0} \tag{1.28}$$

où v_r est la fluctuation de vitesse du fluide dans la direction de l'observateur.

Les fluctuations de masse volumique, ρ', peuvent être décomposées en deux termes (relation 1.14) : le premier, ρ'_A, consécutif aux fluctuations de pression acoustique dans la région de la source sonore est relié de façon isentropique à ces pressions (i.e., $p' = c^2\rho'_A$). Le terme restant, ρ'_T, est supposé être issu des fluctuations de température à pression constante.

Tanna et. al supposent ce dernier terme proportionnel à la variation de masse volumique moyenne à travers la couche de mélange, on peut alors écrire

$$\frac{\rho'}{\rho_0} \propto \frac{\rho_J - \rho_0}{\rho_0} \propto -\left(\frac{T_J - T_0}{T_J}\right) \tag{1.29}$$

Sur la base d'une analyse dimensionnelle, Tanna propose une expression caractérisant à la fois les fluctuations de vitesse et de température. Ces dernières sont modélisées à partir de la différence de température du jet avec l'extérieur.

$$p = K_1\left(\frac{\rho_s}{\rho_0}\right)\left(\frac{V_j}{c_0}\right)^2\left(\frac{V_j}{c_0}\right)^n + K_2\left(\frac{\Delta T}{T_j}\right)\left(\frac{V_j}{c_0}\right)^2 \tag{1.30}$$

où K_1 et K_2 sont des constantes déterminées expérimentalement et l'exposant n est donné par un ajustement des prédictions numériques sur les données expérimentales. Le premier terme représente la contribution des fluctuations de vitesse (terme dominant pour des vitesses de jet très élevées), le deuxième terme représentant le bruit lié aux fluctuations de température (dominant pour des vitesses de jet très basses avec un rapport T_j/T_0 élevé).

Les deux sources sont présentées comme suit :

– Le tenseur de Reynolds

$$I \sim \left(\frac{T_s}{T_0}\right)^{-2} \left(\frac{V_j}{c_0}\right)^{7,5} \tag{1.31}$$

où $T_s = 0,7(T_j - T_0) + T_0$. Le spectre acoustique $S_m(w)$ est déterminé à partir d'un spectre maître $S_m(w_s)$, calculé à V_j/c_0=1 et T_j=T_0 :

$$S_m(w) = S_m(w_m) \left(\frac{V_j}{c_0}\right)^{7,5} = \overline{a^2(t)} \tag{1.32}$$

– Bruit lié aux fluctuations de température

$$I \sim \left(\frac{2\Delta T}{T_j}\right)^{2} \left(\frac{V_j}{c_0}\right)^{4} \tag{1.33}$$

où $\Delta T = T_j - T_0$. De même, le spectre acoustique est donné par la relation :

$$S_T(w) = S_T(w_m) \left(\frac{2\Delta T}{T_j}\right)^{2} \left(\frac{V_j}{c_0}\right)^{4} = \overline{b^2(t)} \tag{1.34}$$

La corrélation des deux sources peut être calculée à partir de l'expression :

$$S(w) = \overline{a^2(t)} + 2\sqrt{\overline{a^2(t)}}\sqrt{\overline{b^2(t)}} + \overline{b^2(t)} \tag{1.35}$$

L'utilisation de cette relation semi-empirique permet de prédire le spectre mesuré dans une direction perpendiculaire à l'écoulement avec une précision de 1∼2 dB.

La comparaison entre les intensités globales prédites et mesurées est donnée sur la figure 1.17 et peut être comparée avec la figure 1.16.

On remarque une amélioration de la prédiction du bruit. Cependant, il existe des inexactitudes. Pour des vitesses très basses, correspondant à des niveaux en dessous de 80 dB, on note une surestimation de 2 dB. En ce qui concerne les hautes vitesses, le niveau de bruit trop fort provient du fait que le modèle surestime systématiquement les niveaux de bruit au dessus de 10 kHz dès lors que la température du jet est supérieure à la température ambiante.

D'une façon générale, nous remarquons qu'il est très difficle de définir une loi d'évolution de l'intensité acoustique performante dans une gamme de température et de vitesse très étendue.

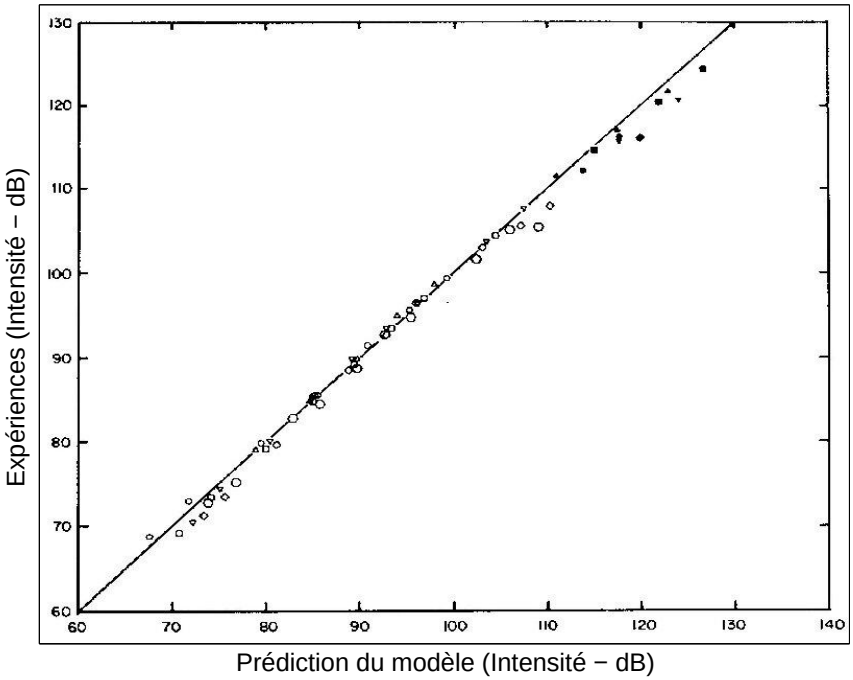

FIG. 1.17 – *Comparaison des mesures expérimentales et des résultats issus du modèle de Tanna* - $\theta = 90^\circ$ - T_j/T_0 : (O), froid ; $(\triangle)$, 0.976 ; $(\square)$, 1.429 ; $(\triangledown)$, 1.818 ; $(\Diamond)$, 2.273 (Tanna 1975)

1.4 Localisation des sources acoustiques

La localisation des sources acoustiques a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques. Cependant, il apparaît que ces études ne permettent pas de statuer sur un résultat unique.

Nous présentons les résultats concernant les mesures effectuées par l'Ecole Centrale de Lyon et l'O.N.E.R.A.. Ces mesures ont pour la plupart été réalisées sur le banc MARTEL

L'O.N.E.R.A. a effectué des études concernant la localisation d'une source équivalente de celles présentes dans le jet.

A partir de l'utilisation d'une antenne de 19 microphones, Elias [21] situe cette source 10 diamètres en aval de la sortie de tuyère.

Par la suite, les mesures de champ proche effectuées par l'O.N.E.R.A [54] au banc MARTEL avec un jet de 1200 m/s (Mach 3) ont permis d'une part de tracer les isoniveaux de pression acoustique au voisinage de l'axe du jet et d'autre part de vérifier la localisation de la source dans la région supersonique du jet (figure 1.18).

En se référant au lobe principal de directivité, on peut localiser la position sur l'axe du jet de la source dominante à la fréquence considérée (figures 1.19). Les cartes de pression acoustique correspondant à la partie la plus énergétique du spectre (1 kHz à 16 kHz) permettent de situer sans équivoque les sources dominantes entre 10 et 20 diamètres au-

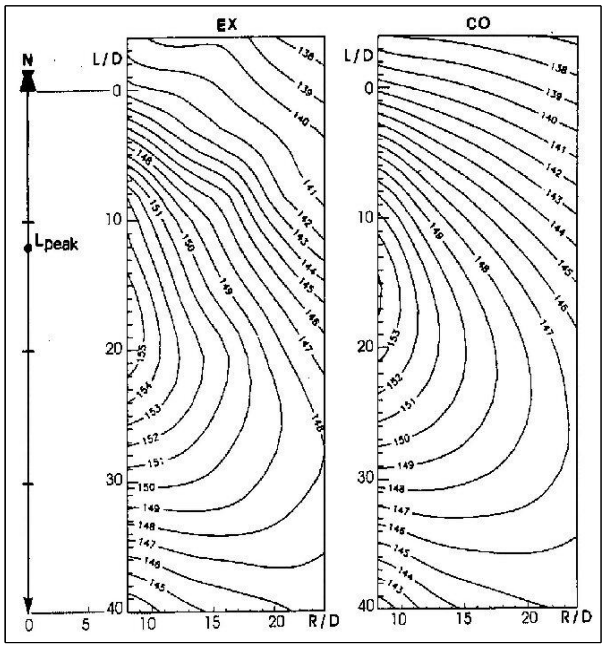

FIG. 1.18 – *Lignes de contour SPL (db, ref.* 2.10^{-5} *Pa),* EX *: expériences (a),* CO *: Simulations numériques (Varnier et al., 1999)*

delà de la sortie tuyère, c'est à dire dans la zone supersonique du jet.

On constate d'autre part que la fréquence dominante des sources acoustiques est d'autant plus basse que l'on s'éloigne de la tuyère. Le lobe de directivité est dirigé vers l'aval et se rapproche d'autant plus de l'axe du jet que la fréquence est basse.

Ces résultats sont en parfait accord avec le fait que les petites structures localisées à l'origine de la couche de mélange génèrent les hautes fréquences. Les grosses structures quant à elles sont localisées plus en aval et génèrent des basses fréquences.

Zoppellari [60] réalise également des localisations de sources acoustiques dans les jets supersoniques. Pour cela, il met en place une antenne de microphones linéaire située à faible distance de l'écoulement.

Les localisations de sources dépendent de l'emplacement du centre de l'antenne. C'est pourquoi celle-ci est centrée à 10 diamètres en aval de la sortie de tuyère, cette distance correspondant a priori au maximum d'émission acoustique dans le jet.

Les mesures effectuées permettent d'aboutir à plusieurs observations.

Zoppellari montre d'une part que la distance correspondant au maximum d'émission du bruit de mélange est située vers l'extrémité du cône potentiel et correspond d'autre part à des nombres de Strouhal de l'ordre de 0,2.

Les mesures font également apparaître que les basses fréquences sont générées loin en aval de la sortie de tuyère, zone dans laquelle les grosses structures dominent. Les hautes fréquences quant à elles sont générées par des structures fines près de la sortie de tuyère.

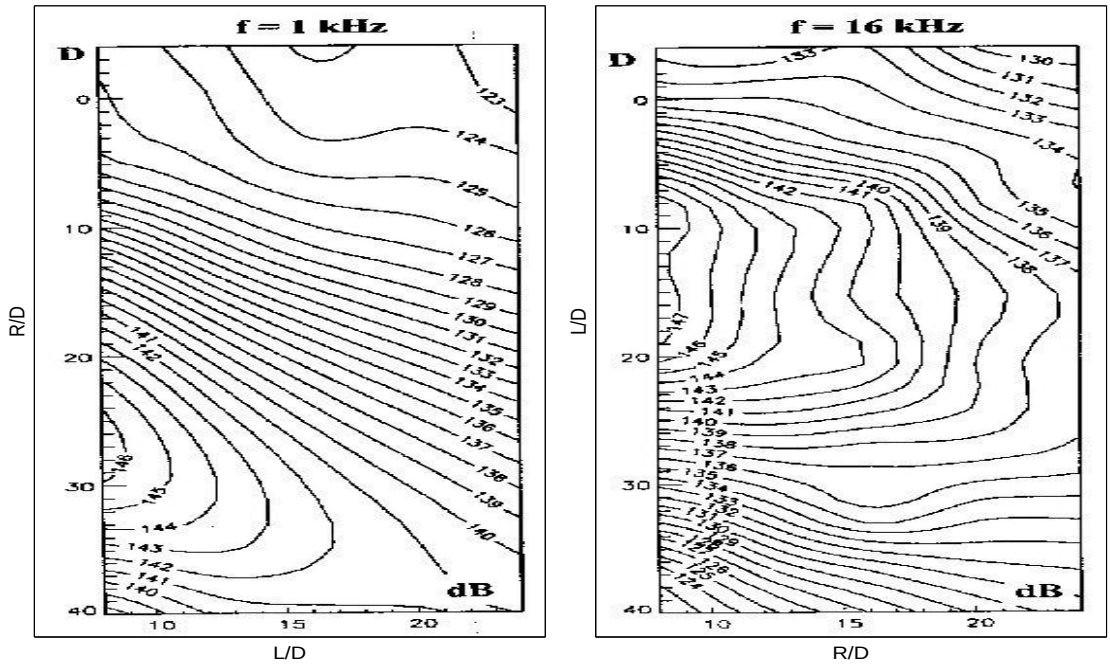

FIG. 1.19 – *Lignes de contour SPL (db, ref.* 2.10^{-5} *Pa), f=1 kHz (a) , f=16 kHz (b) (Varnier, 1999)*

Les mesures d'antennerie montrent part ailleurs que le bruit de choc est généré dans une zone allant de 5 à 10 diamètres voire 15 diamètres en aval de la sortie de tuyère en fonction du nombre de Mach. Comme nous l'avons vu, dans ces régions du jet, les grosses structures cohérentes sont responsables du bruit de choc.

Lorsque le phénomène de Screech apparaît, la fréquence fondamentale semble être générée à proximité de la sortie de tuyère, tandis que les harmoniques semblent être générées plus en aval dans l'écoulement.

1.5 Réduction du rayonnement acoustique d'un jet supersonique

1.5.1 Introduction

Les différents dispositifs de réduction de bruit de jet visent des mécanismes de génération différents les uns des autres. Cette diversité s'explique par la volonté de mettre en place le système le mieux adapté.

La réduction sonore est obtenue soit après une modification de certains paramètres de génération de l'écoulement (diamètre de la tuyère, jets coaxiaux,...), soit en agissant sur

le jet une fois expulsé de la tuyère (injection d'eau).

Nous décrivons de façon succincte quelques dispositifs utilisés à la fois sur les moteurs d'avion et les lanceurs spatiaux.

1.5.2 Réduction du bruit de jet

Réduction de la vitesse

Une méthode consiste à réduire la vitesse du jet tout en maintenant constant le produit $\rho U^2 D^2$ dont dépend la poussée. Ceci est atteint en augmentant le diamètre de la tuyère. Les gradients moyens s'en trouvent diminués entraînant ainsi une réduction du bruit émis par ceux-ci et les fluctuations turbulentes.

Les moteurs coaxiaux

Un moyen de réduire le bruit émis par un jet est de diviser le jet en plusieurs écoulements. Le jet coaxial ainsi créé est constitué d'un jet central et d'un jet annulaire.

En 1978, Juvé et al [31] réalisent une série d'essais afin de caractériser le bruit émis par des jets coaxiaux subsoniques à température ambiante. Ces expériences montrent qu'une augmentation de la vitesse du jet secondaire diminue l'émission sonore. Ce système permet d'atténuer le bruit de quelques décibels. Le gain peut atteindre 10 dB.

Tous ces dispositifs sont efficaces mais ils accroissent l'encombrement du moteur ce qui pénalise le coût de transport. De plus, lorsque le jet est supersonique, le système devient compliqué à mettre en place.

Ces techniques sont donc inapplicables pour les lanceurs spatiaux. Les chercheurs se sont alors orientés vers une méthode d'injection d'eau dans les jets de gaz brûlés lors de la phase de décollage.

Cette méthode est décrite dans le paragraphe suivant.

1.5.3 Injection d'eau dans les jets turbulents

La méthode d'injection d'eau est principalement apparue lorsqu'il a été jugé nécessaire de réduire le bruit des lanceurs spatiaux. En effet, l'augmentation du bruit émis par ceux-ci ont amené les commanditaires à imposer des contraintes sur le niveau de bruit tolérable.

Divers programmes concernant l'atténuation de bruit ont ainsi été mis en place par les différentes sociétés de lanceurs spatiaux telles que la NASA et le CNES.

Il apparaît que l'injection d'eau permet une bonne réduction du bruit de jet avec un système qui ne pénalise en aucun cas l'efficacité et l'encombrement du réacteur.

La vitesse du jet, dont dépend l'intensité rayonnée par celui-ci, est diminuée par transfert de quantité de mouvement entre les phases liquides et gazeuses. En effet, Guerder [26] montre qu'à l'équilibre, lorsque les gouttes d'eau ont atteint la vitesse du jet d'air, la vitesse est de l'ordre de :

$$V_{eq} = \frac{V_{jet}}{1+Q} \tag{1.36}$$

où Q est le rapport du débit massique de l'eau sur celui de l'air, V_{jet} et V_{eq} étant les vitesses du jet en amont de la zone d'injection et à l'équilibre. Nous remarquons que la vitesse atteinte par le jet à l'équilibre est d'autant plus faible que le rapport des débits massiques Q est grand.

A partir de cette relation, la variation de vitesse entre l'amont et l'aval de l'abscisse d'injection ($\Delta V = V_{jet}$ - V_{eq}) peut être estimée par la relation :

$$\Delta V = \frac{V_{jet}}{1+1/Q} \tag{1.37}$$

Cette relation met en évidence le fait que la décélération de la vitesse du jet est d'autant plus grande que le rapport des débits massiques ainsi que la vitesse du jet sont importants.

Ce processus est susceptible d'atténuer l'intensité rayonnée, qui est nous le rappelons proportionnelle à la vitesse du jet.

Cependant, diverses questions se posent :

- Où doit se situer le système d'injection ?
- Quel débit doit-on injecter dans le jet d'air ?
- Sous quelle forme doit-on injecter l'eau (vaporisation, nappes, jets) ?
- Sous quel angle l'eau doit-elle être injectée ?

On se propose dans le prochain paragraphe de faire un brève historique des principales recherches en ce qui concerne l'injection d'eau dans les jets ainsi que des différents systèmes d'injection.

Historique de la méthode

Les premiers travaux concernant l'injection d'eau dans un jet d'air ont été effectués par la NASA dans les années 80 [20, 27] dans le cadre des lancements de la navette spatiale.

S'il n'est pas mentionné de façon très claire les différents paramètres d'injection (angle d'injection, abscisse d'injection...), on observe tout de même les résultats obtenus dans plusieurs configurations d'injection d'eau :

- Injection d'eau circulaire (Water ring) ;
- Pulvérisation linéaire ;
- Injection d'eau sous forme de fer à cheval (Horse shoe) ;
- Système de trois tuyères d'injection d'eau dans la fosse d'échappement des gaz d'éjection.

Les résultats spectraux sont présentés sur la figure (1.20). Les meilleures combinaisons de configurations ont permis aux expérimentateurs d'obtenir des atténuations de bruit de l'ordre de 14 dB.

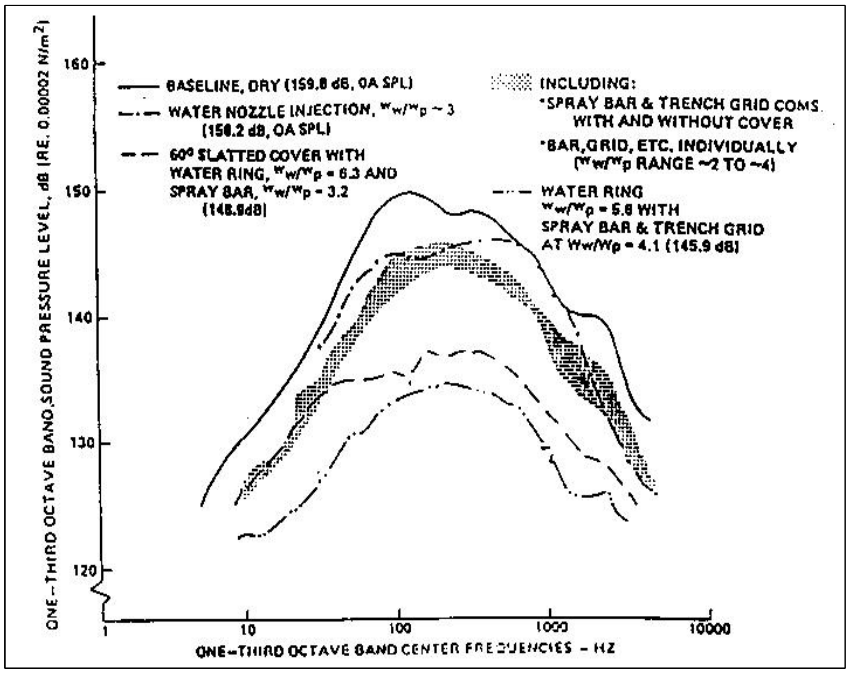

FIG. 1.20 – *Influence de l'injection d'eau sur le spectre sonore d'un jet*

De plus, ces travaux ont mis en évidence d'une part le fait qu'au delà d'une certaine valeur du débit d'eau, le gain acoustique est négligeable. D'autre part, la meilleure atténuation est obtenue lors d'une injection près de la sortie de tuyère.

La technique d'injection d'eau a de même été mise en place dans le cadre de programmes visant à réduire l'ambiance acoustique générée par les moteurs d'Ariane.

L'influence de l'injection d'eau sur le rayonnement sonore du lanceur au décollage a été étudiée sur une maquette (échelle 1/20) [11].

Ces expériences montrent que le rayonnement est fortement influencé par l'injection aux faibles altitudes et dans une moindre mesure dans les altitudes plus élevées. Pour les hautes altitudes, les sources de bruit ne sont évidemment plus modifiées par le système d'injection.

Le CNES a ensuite engagé des études expérimentales auprès de l'Ecole Centrale de Lyon.

Ainsi, Guerder [26] met en évidence le fait que la diminution de vitesse d'un jet subsonique froid en présence d'une injection est en parfait accord avec le principe de transfert de quantité de mouvement. Ce transfert entre les deux phases se fait sur une distance relativement grande, de l'ordre de 6 D pour une injection à 1 D de la sortie de buse. Ainsi, la réduction de vitesse est importante mais elle se fait de façon progressive. Il est alors nécessaire d'effectuer l'injection le plus près de la sortie de tuyère afin de ralentir au mieux

le jet.

Il montre d'autre part qu'un meilleur mélange des deux fluides afin de diminuer la vitesse du jet plus rapidement n'est pas un critère décisif. En effet, si l'on constate qu'une injection d'eau perpendiculaire au jet d'air conduit à un mélange optimum, l'atténuation du bruit qui en résulte est mauvaise. On observe dans ce cas une augmentation du niveau de bruit dans les basses fréquences. Celui-ci provient des lachés de tourbillons en aval des gouttelettes ou du bruit d'obstacle provenant des jets d'eau avant leur fragmentation.

Une solution à ce problème consiste à réduire la taille des gouttelettes injectées : le mélange est meilleur et le nombre de Reynolds associé aux gouttes s'en trouve diminué, entraînant une diminution de la turbulence en aval de celles-ci.

Dans le meilleur des cas, Guerder mesure une atténuation de bruit de 2 dB pour une abscisse de $X_{inj} = 4$D et un angle d'injection $\alpha_{inj} = 45^{\circ}$.

Des essais d'injection d'eau dans un jet supersonique ont également été réalisés au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques de Poitiers par Dine [19].

L'injection d'eau est effectuée à l'aide d'un ou plusieurs injecteurs à géométrie variable (rectangulaire ou circulaire).

Les résultats mettent en évidence que la pénétration de l'eau se fait sans difficulté dans ce type de jet.

D'autre part, la meilleure réduction de bruit est de l'ordre de 8 dB pour un jet supersonique lors d'une injection à l'aide de deux jets d'eau rectangulaires, une abscisse d'injection $X_{inj} = 4$D et un angle d'injection α_{inj}=45°.

Des études numériques ont été entreprises par le LEA afin d'essayer de mieux comprendre les mécanismes de réduction de bruit. Morinière modélise ainsi une injection d'air dans un jet d'air subsonique [41].

L'analyse montre que les modifications de la turbulence et surtout du cisaillement moyen jouent un rôle important dans l'atténuation sonore. En effet, l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement est peu ou pas modifiée lors d'une atténuation de bruit, contrairement à l'intensité totale des sources acoustiques qui est fortement réduite.

Ainsi, ces résultats montrent que la réduction du cisaillement est fortement responsable de la diminution sonore.

Morinière montre de même que la réduction du bruit est efficace si elle est réalisée de telle sorte que le mélange des deux jets s'effectue dans les zones de mélange du jet principal. La turbulence et le cisaillement se trouvent alors modifiés entraînant une réduction du bruit.

Toutefois, ces injections secondaires doivent être exécutées de façon à ne pas modifier trop brutalement l'écoulement.

Il apparaît de ce fait que les mécanismes aérodynamiques responsables de la réduction du bruit de jet par injection sont complexes puisqu'ils font intervenir simultanément la turbulence, le cisaillement, l'écoulement moyen et la source acoustique locale.

A la suite de ces études, Zoppellari [60] réalise à la fois à l'E.C.L. et au banc MARTEL des expériences visant à vérifier l'efficacité de la méthode de réduction du bruit des jets subsoniques et supersoniques et à étudier l'influence de différents paramètres mis en jeu.

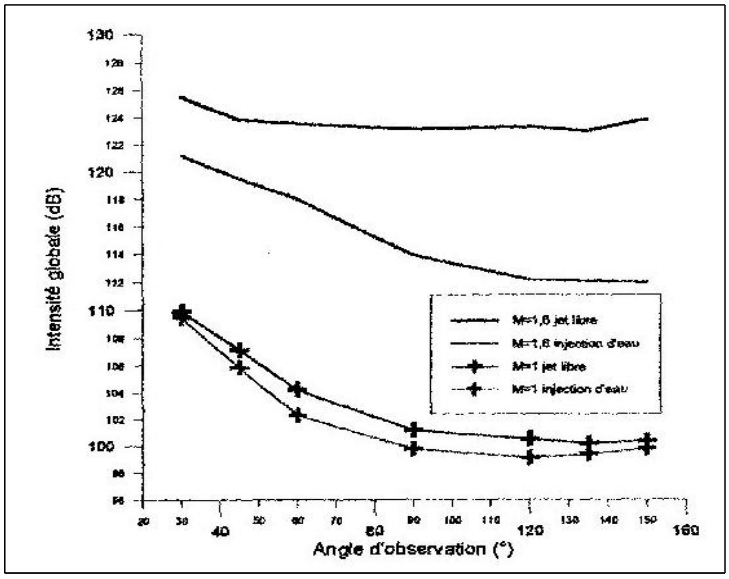

FIG. 1.21 – *Directivités en champ lointain - Comparaison entre jets avec et sans injection d'eau, conditions optimales ($X_{inj} = 1D$, α_{inj}=45 °)*

Ces expériences montrent que les réductions de bruit sur un jet supersonique sont plus importantes que dans le cas de jets subsoniques (figure 1.21). Une plus grande réduction de la vitesse par transfert de quantité de mouvement est fortement responsable de l'atténuation du bruit. D'autre part, dans le cas des jets subsoniques, le processus de réduction sonore est contrecarré par une augmentation de bruit due à l'impact du jet d'eau sur le jet d'air.

Zoppellari montre d'autre part que les réductions sonores les plus importantes sont obtenues pour un jet non parfaitement détendu présentant un bruit de choc. En effet, l'eau présente dans la couche de mélange perturbe le réseau d'ondes de Mach limitant ainsi le processus de génération du bruit d'ondes de Mach.

Des études plus récentes effectuées par Washington & Krothapalli [57] ont montré qu'un débit réduit d'eau injectée (moins de 10 % du débit masse du jet) près de la sortie tuyère peut altérer la région de génération de bruit.

Ils partent du principe que l'intensité du rayonnement d'ondes de Mach dépend de l'étendue spatiale sur laquelle les grosses structures cohérentes sont convectées. Ils montrent que la présence d'eau dans la couche de mélange altère les grosses structures. D'autre part, la vitesse du jet décroît plus rapidement ce qui a pour effet de diminuer la région de production de bruit. Ils mesurent ainsi une atténuation de bruit de 3 dB.

Toutes les expériences citées précédemment sont effectuées de façon symétrique, c'est à dire à l'aide d'une couronne d'injecteurs.

Cependant, l'injection d'eau dans les gaz brûlés sur le site de lancement d'Ariane se fait de façon dissymétrique. C'est pourquoi l'ONERA a mené une étude appliquée, en

évaluant la méthode d'injection d'eau effectuée de façon dissymétrique sur une maquette plus réaliste. Afin de faire le lien avec ces études, l'équipe Metraflu/ECL étudie une configuration d'injection intermédiaire dans laquelle l'aspect fondamental est conservé mais l'injection est pratiquée de façon dissymétrique [3].

Le premier objectif de ces essais est d'observer les effets d'une injection dissymétrique sur la symétrie du champ acoustique.

Le deuxième objectif est de tester une configuration consistant à répartir un débit total donné sur toute une plage de distance par rapport à la sortie de buse.

Pour cela, l'injection est réalisée à l'aide d'une rampe linéaire qui permet d'injecter l'eau sur un seul azimut. L'injection est effectuée en une ou plusieurs abscisses sous un angle d'injection de 0° ou 45°.

Compte tenu du caractère non symétrique de l'injection, la directivité a été étudiée aussi bien selon l'angle d'observation habituel θ centré sur la sortie de tuyère mais aussi selon l'azimut ϕ centré sur la tuyère dans le plan perpendiculaire à l'axe du jet d'air.

Cette première étude paramétrique permet de tirer un certain nombre de remarques.

Il existe une différence de réduction de bruit selon l'azimut ϕ pour une injection dissymétrique. Cependant, les écarts de niveau global selon l'angle θ avoisinent 10 à 15 dB tandis que les écarts selon l'azimut ϕ ne dépassent pas 5 dB.

D'autre part, bien qu'il soit difficile de donner une tendance générale en terme de réduction de bruit maximale selon tel ou tel azimut, on extrait quelques observations en fonction de chaque angle d'observation θ.

1.5.4 Conclusion

L'injection d'eau dans les jets d'air est une méthode efficace de réduction du bruit. Les divers études précédentes nous permettent de mieux connaître les configurations d'injection permettant d'obtenir les meilleures réductions.

Il apparaît que l'injection d'eau accélère la décroissance de la vitesse du jet. Cette décroissance entraîne d'une part une réduction des gradients de vitesses et du niveau de turbulence dans le jet. D'autre part, l'extension de la région productrice du rayonnement d'ondes de Mach est réduite. Le bruit se trouve dès lors atténué.

Toutefois, les expériences montrent que les différents paramètres d'injection sont fortement déterminants dans l'efficacité des mécanismes d'atténuation du bruit.

L'influence de ces paramètres sera rappelée dans le prochain chapitre.

Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis de présenter les caractéristiques aérodynamiques des jets supersoniques qu'ils soient parfaitement détendus ou non. Celles-ci sont à l'origine d'un rayonnement acoustique qui se distingue du bruit des jets subsoniques. En effet, on observe dans ce cas des sources supplémentaires résultant de la présence d'un réseau d'ondes de choc (le screech et le bruit de choc large bande).

Ces sources non présentes dans les jets subsoniques enrichissent le spectre des jets supersoniques et rajoutent des caractéristiques directionnelles au bruit de jet.

Nous avons vu que la température jouait un rôle dans la création des différentes sources. Cependant, cette influence n'est pas simple car une augmentation de la température implique à la fois une augmentation du rayonnement d'ondes de Mach et la diminution d'une autre source (le screech et la contribution du tenseur $\rho u_i u_j$ caractérisant le bruit de mélange).

Les fluctuations de température sont elles aussi responsables d'un rayonnement acoustique. Tanna propose un modèle d'évaluation de l'intensité acoustique rayonnée par celles-ci à $\theta = 90^{\circ}$et met en évidence le fait que l'intensité est proportionnelle à la différence de température entre le jet et le milieu ambiant.

Les localisations de sources effectuées à l'aide des méthodes d'antennerie ont permis de situer la source équivalente à l'ensemble des sources à 10 voire 20 diamètres en aval de la sortie de tuyère, c'est à dire dans la région de mélange supersonique du jet.

De plus, les zones de production du bruit de mélange et du bruit d'ondes de Mach ont été localisées.

D'autre part, nous avons vu que l'augmentation de la puissance des lanceurs spatiaux oblige les chercheurs à expérimenter des méthodes de réduction de bruit.

En particulier, la méthode d'injection d'eau dans les gaz brûlés semble être la mieux adaptée au cas des jets supersoniques. Il apparaît d'après plusieurs études expérimentales et numériques que la meilleure atténuation est obtenue dans des conditions d'injection précises.

Le prochain chapitre se propose dans une première partie d'étudier de façon expérimentale l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique.

On étudiera ensuite l'influence de la température sur l'efficacité du processus de réduction de bruit par injection d'eau dans le jet.

Chapitre 2

Étude expérimentale de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique avec et sans injection d'eau

Introduction

Le premier chapitre nous a permis de mieux comprendre les mécanismes de génération du rayonnement acoustique des jets supersoniques.

Comme nous l'avons vu, la température joue un rôle important dans les mécanismes de génération de bruit. Il apparaît qu'une augmentation de la température ait des effets opposés sur le rayonnement d'ondes de Mach et sur le bruit de mélange.

Cependant, plusieurs études précédentes tendent à montrer qu'une augmentation de la température est à l'origine d'une diminution du niveau sonore global par une diminution de la masse volumique du jet [52].

Afin de mieux comprendre l'influence de cette grandeur sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique, nous avons réalisé une étude acoustique sur le banc d'essais MARTEL (niveau de puissance global, directivité, analyse spectrale).

Nous nous sommes intéressés dans un deuxième temps au rôle de la température sur l'efficacité de l'injection d'eau dans les jets très rapides.

2.1 Conditions génératrices des jets testés

Nous effectuons les expériences sur deux groupes de jets. Dans chaque groupe, les jets sont donc choisis de telles sortes qu'ils aient la même vitesse de jet parfaitement détendu pour des températures statiques différentes. Ceci doit nous permettre de mettre en avant les effets de la température sur le bruit de jet.

D'autre part, les conditions génératrices des jets doivent être choisies dans le domaine de fonctionnement foyer-brûleur avec tuyère CD50/4/g.

Le jet n°4 ayant les conditions génératrices adaptées à cette tuyère, nous permet d'effectuer des mesures sur un jet parfaitement détendu.

Les jets n°1 et 5 sont choisis de telle sorte que leur vitesse soit égale à celle du jet n°4 mais pour des températures différentes.

Le deuxième groupe de jets est constitué de jets ayant des vitesses égales pour des températures différentes. Cependant, la vitesse de ces derniers est plus faible dans le but d'effectuer des mesures sur des jets ayant des niveaux de turbulence plus faibles.

L'étude est alors menée sur deux groupes de jets (tableau 2.1). Les caractéristiques sont détaillées en annexe.

Jet	P_i (bar)	T_i (K)	T_s (K)	V_j (m/s)
1	25	1825	860	1700
2	17	700	320	900
3	5	1000	660	900
4	30	1900	860	1700
5	17	2100	1100	1700

TAB. 2.1 – *Caractéristiques des jets utilisés*

- Groupe n°1 : Jets n°1, 4 et 5.
- Groupe n°2 : Jets n°2 et 3.

On rappelle la relation entre la température génératrice T_i et la température statique T_s dans un écoulement supersonique :

$$\frac{T_i}{T_s} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \tag{2.1}$$

où M est le nombre de Mach et γ le rapport des chaleurs spécifiques ; $\gamma = C_p/C_v$.

Notons dès à présent que l'utilisation d'une unique tuyère ne nous permet pas d'étudier le rayonnement acoustique de plusieurs jets parfaitement détendus ayant des conditions génératrices différentes. En effet, la tuyère utilisée lors des expériences (CD50/4/g) est adaptée aux conditions génératrices du jet n°4. Des conditions génératrices différentes de celles-ci génèrent un jet non-parfaitement détendu. Ceci a pour conséquence l'introduction

de sources de bruit supplémentaires : on observera par exemple la présence de bruit de choc dans le jet n°5, absent du jet n°4.

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1 Le banc MARTEL

Afin d'étudier les mécanismes de génération de bruit dans les écoulements supersoniques, le CNES a développé un dispositif expérimental dénommé banc MARTEL, pour Moyen Aéroacoustique de Recherche et Technologie sur l'Environnement des Lanceurs (figure 2.1), installé sur le site du Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques de l'université de Poitiers.

Ce banc d'expérimentations permet la génération d'une large gamme de jets, supersoniques ou subsoniques, chauds ou froids.

Entre autres, le banc dispose d'une tuyère Convergent-Divergent de diamètre de sortie $D = 50$ mm (CD50/4/g) dessinée pour générer un jet supersonique parfaitement détendu ayant les conditions génératrices P_i=30 bar et T_i=1900 K pour une vitesse de V_j=1700 m/s.

Le banc permet de plus la réalisation et le traitement de mesures acoustiques et aérothermiques dans un environnement semi-anéchoïque [24].

Le caractère semi-anéchoïque du hall d'expérimentation est à l'origine de difficultés concernant la mesure de la puissance acoustique. En effet, la présence du sol entraîne des réflexions qui peuvent être à l'origine de problèmes d'interprétation des directivités et des spectres.

Diverses études ont alors été effectuées sur le banc MARTEL afin de définir la meilleure configuration de microphones pour le calcul de la puissance acoustique et l'étude de directivité.

2.2.2 Les configurations de microphones

Deux configurations de microphones sont proposées :

- L'arc centré sur la sortie de tuyère (*configuration n°1*),
  12 microphones espacés tous les 10°(figure 2.2).
- L'arc centré au sol sur l'aplomb de la tuyère (*configuration n°2*),
  2 séries de 7 microphones espacés de 5°, 1 microphone à 45°(figure 2.3).

Les notations des angles d'observation par la suite utiliserons des indices caractéristiques de la configuration de microphones (par exemple θ_1 pour la configuration n°1).

La configuration n°1 paraît la plus adaptée pour l'étude de directivité du champ sonore car les microphones sont situés sur un arc angulaire plus grand.

Le calcul de la puissance acoustique nécessite un traitement acoustique au sol.

FIG. 2.1 – *Banc MARTEL*

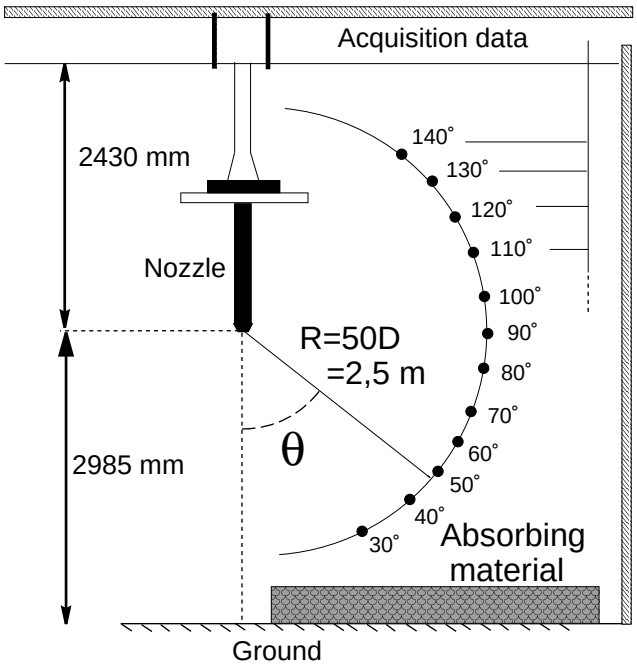

FIG. 2.2 – *Configuration des microphones n^o* 1

Il s'avère que la configuration n°2 est quant à elle particulièrement bien adaptée pour le calcul de la puissance acoustique (§ 2.2.3).

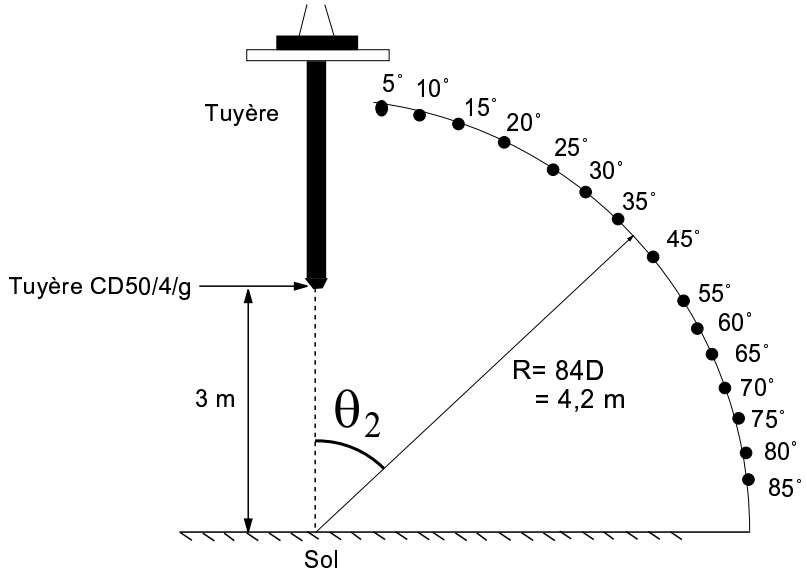

FIG. 2.3 – *Configuration des microphones n^o 2*

De plus, il apparaît lors d'expériences d'injection d'eau, que l'humidité s'accumule dans les matériaux isolant utilisés au fur et à mesure des expériences, ce qui modifie peu à peu leurs propriétés acoustiques.

Ceci est plutôt gênant car les expériences ne sont donc plus effectuées sous les mêmes conditions expérimentales.

Lors de nos expériences, nous avons utilisé les deux configurations de microphones : la configuration n°1 lors de l'étude du rayonnement acoustique des jets supersoniques chauds. La configuration n°2 est utilisée dans le but d'étudier l'influence de la température sur l'efficacité de la technique d'injection d'eau dans les jets supersoniques.

Les deux configurations entraînent un calcul de la puissance totale du jet différent.

2.2.3 Calcul de la puissance acoustique

On estime la puissance acoustique d'une source en intégrant l'intensité acoustique $\overrightarrow{I}$ (par mesure de la pression quadratique moyenne) sur une surface entourant la source Σ (figure 2.4).

$$W = \int_{\Sigma} \overrightarrow{I}.\overrightarrow{dS} \tag{2.2}$$

Etant donné le centrage de l'arc de cercle différent, les deux configurations de microphones amènent donc deux calculs de la puissance acoustique distincts.

Nous présentons les deux méthodes de calcul dans les deux paragraphes suivants.

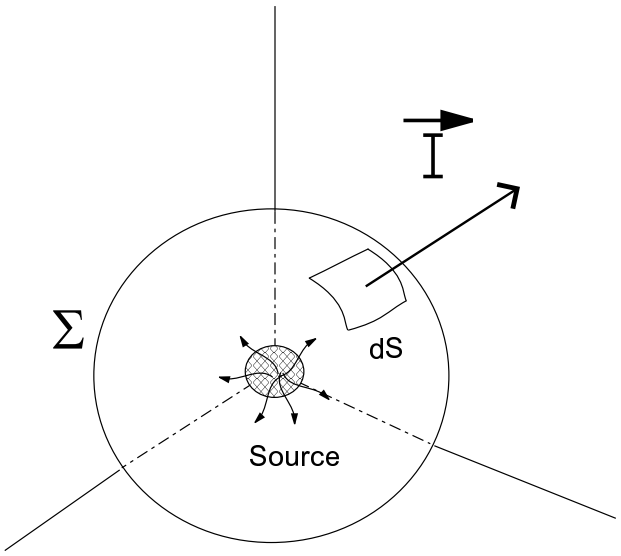

FIG. 2.4 – *Calcul de la puissance acoustique*

Configuration n°1

On rappelle que cette configuration présente des microphones situés sur un arc de cercle centré sur la sortie de tuyère.

Pour estimer la puissance acoustique globale émise par les jets, on suppose que la source acoustique résultante de l'ensemble des sources du jet est située à une dizaine de diamètres environ de la sortie de tuyère, dans l'axe de celle-ci (§ 1.4).

Si on admet que le champ acoustique possède une symétrie de révolution, on calcule la puissance acoustique émise par cette "source résultante" S en intégrant les niveaux mesurés sur la sphère portant l'arc des capteurs. Etant donné le décentrage de la source, on doit tenir compte du fait que le vecteur intensité n'est pas perpendiculaire à la surface élémentaire d'intégration S.

La surface apparente d'intégration S' est alors donnée par la relation suivante :

$$S' = S.\cos(\theta - \theta').\left(\frac{sin\theta'}{sin\theta}\right)^2 \tag{2.3}$$

où θ est l'angle entre le vecteur intensité issu de la sortie tuyère et l'axe du jet et θ' est l'angle que fait le vecteur intensité issu de la source (S) avec l'axe du jet (figure 2.5).

Connaissant le module de l'intensité acoustique I, on en déduit la puissance acoustique émise par la source (S).

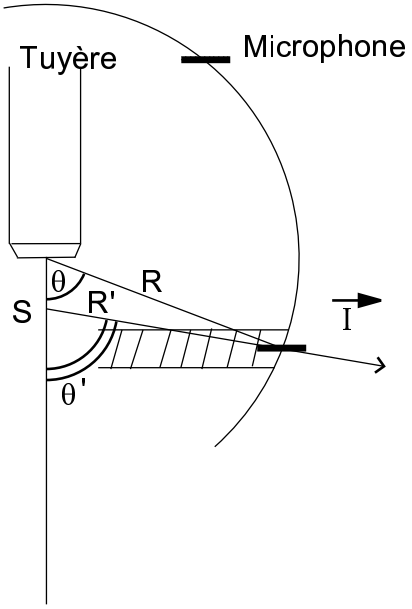

FIG. 2.5 – *Surface d'intégration de la puissance globale*

Configuration n°2

Rappelons que cette configuration de microphones est constituée d'un arc de cercle centré sur l'aplomb de la tuyère.

Le calcul du niveau de puissance global, à l'aide des quinze microphones, est effectué à l'aide la méthode proposée par Varnier de l'O.N.E.R.A [56] (figure 2.6).

L'estimation de la puissance acoustique d'une source est basée sur le calcul d'intégration du vecteur intensité $\overrightarrow{I}$ sur une surface $\sum$ centrée sur la source. Dans notre cas, l'absence de traitement acoustique entraîne des réflexions au sol. On peut alors considérer que le champ total résulte de la présence de la source principale ainsi que d'une source acoustique image, symétrique par rapport au sol et de même puissance que la source principale.

La source résultante se trouve dès lors au sol à l'aplomb de la tuyère (O).

L'arc de capteurs et son image engendrent par révolution une surface sphérique complète qui englobe les deux sources. Ainsi une intégration sur l'ensemble de la sphère centrée sur la source résultante donnera deux fois la puissance acoustique globale du jet. Par voie de conséquence, l'intégration limitée à l'hémisphère correspondant aux capteurs réels donnera la puissance acoustique exacte.

Remarque :
Notons que le fait que la véritable source acoustique n'est pas située au centre de la demi sphère d'intégration entraîne d'après l'auteur 0,5 dB d'erreur.

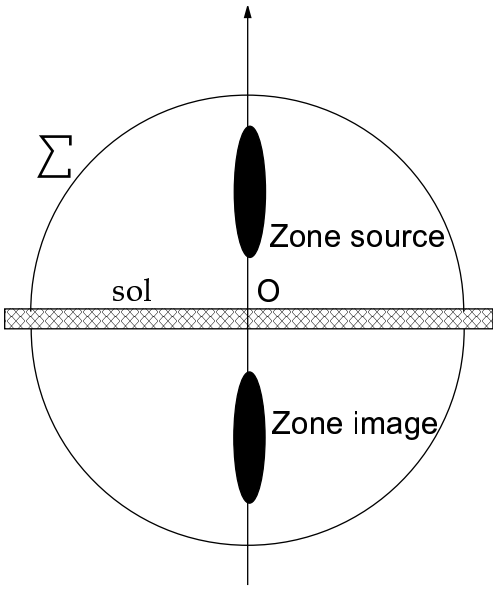

FIG. 2.6 – *Surface d'intégration de la puissance acoustique centrée sur la sortie de la tuyère*

2.2.4 Normalisation de la puissance acoustique

La normalisation de la puissance acoustique est couramment utilisée dans le but de comparer équitablement le bruit émis par des jets ayant des diamètres différents.

Dans le cas de jets parfaitement détendus et non parfaitement détendus, ce diamètre de normalisation correspond au diamètre hydraulique.

Dans le cas des jets parfaitement détendus, le diamètre hydraulique est le diamètre de la tuyère.

Dans le cas des jets non parfaitement détendus, on normalise la puissance acoustique par le diamètre atteint par le jet après la série des cellules de choc. C'est à dire une fois que la pression du jet est égale à la pression atmosphérique.

Le diamètre hydraulique peut être calculé à partir de la relation proposée par Varnier [56], basée sur l'équation des gaz parfaits, à savoir :

$$D_j = \frac{2}{M_j} \left(\frac{m_t \, V_j}{\pi \, Pa \, \gamma} \right)^{1/2} \tag{2.4}$$

où M_j est le nombre de Mach du jet parfaitement détendu basé sur la vitesse du jet parfaitement détendu V_j, m_t le débit massique et Pa la pression atmosphérique.

Il existe d'autres définitions du diamètre hydraulique plus complexes mais donnant des résultats identiques.

Ainsi la normalisation du niveau de puissance global L_W s'effectue de la façon suivante :

$$\begin{aligned} L_W^* &= 10\log_{10}\left(\frac{W}{W_o}\right) - 10\log_{10}\left(\frac{\pi D_j^2}{4}\right) \\ &= L_W - 10\log_{10}\left(\frac{\pi D_j^2}{4}\right) \end{aligned} \tag{2.5}$$

où W_o est la puissance de référence $W_o = 10^{-12}\ W$.

2.2.5 Acquisition et analyse des données

Le banc MARTEL est pourvu d'une chaîne d'acquisition constituée de capteurs acoustiques, de filtres et de cartes d'acquisition. De plus, divers logiciels de calcul assurent le traitement numérique des signaux provenant des divers microphones. Ils permettent ainsi d'obtenir des informations sur les spectres et les pressions quadratiques moyennes indispensables à l'estimation de la puissance acoustique.

La fréquence d'échantillonnage est de F_e=75 kHz, assurant une résolution spectrale de 36 Hz.

La durée des rafales est de 1 minute durant laquelle l'acquisition est effectuée durant 8 secondes.

2.2.6 Le système d'injection

L'injection d'eau dans le jet d'air se fait à l'aide d'une couronne équipée de huit injecteurs (buses) construite et utilisée par l'Ecole Centrale de Lyon [60] (figure 2.7).
Ce système permet de régler certains paramètres.

Le débit maximum théorique pour l'ensemble des buses est de 8 litres par secondes sous une pression de 20 bar.

L'angle d'injection peut se faire sur une plage angulaire allant de l'injection perpendiculaire ($\alpha_{inj} = 0^\circ$) à l'injection rasante par rapport à l'écoulement ($\alpha_{inj} \sim 90^\circ$).
Pour une injection perpendiculaire au jet, l'abscisse minimale d'injection théorique est 0 (en pratique, il est plus judicieux de viser à 0,5D pour éviter d'asperger la tuyère). A 45°, elle est de 1,5D ; si on cherche à injecter plus près de la buse, on est géné par le corps de la tuyère.

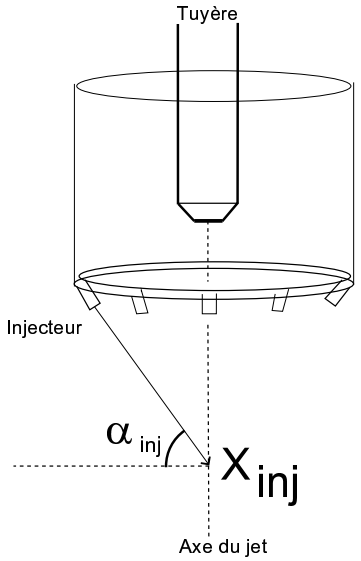

FIG. 2.7 – *Système d'injection d'eau*

L'abscisse d'injection maximale est de l'ordre de 15D sous 0°, et un peu plus sous 45° : cette limitation est simplement due aux tubes-guides qui soutiennent la couronne d'injection, ce qui signifie en fait qu'on peut déplacer cette limite avec un système d'accrochage de la couronne plus long ou différent.

2.3 Etude expérimentale de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique

2.3.1 Introduction

Nous présentons dans cette partie les mesures du rayonnement acoustique des 5 jets. Nous verrons dans une première partie l'influence de la température sur le niveau de puissance, suivie d'une étude de directivité. Nous terminerons par une analyse spectrale.

2.3.2 Niveaux de puissance globaux

Les niveaux de puissance mesurés sont donnés dans le tableau (2.2).

De façon générale, on note des niveaux de puissance acoustique plus élevés pour le groupe n°1 par rapport au groupe n°2. Ceci est la conséquence de vitesses plus élevées dans le premier groupe entraînant ainsi une plus grande intensité acoustique rayonnée.

Jet	D_j (mm)	L_W^* (dB)
1	46	127.9
2	39,7	124.9
3	28,3	119.4
4	48,8	128.9
5	40,5	126.7

TAB. 2.2 – *Diamètres hydrauliques et niveaux de puissance globaux normalisés*

En ce qui concerne les jets du groupe n°1, on note tout d'abord un niveau de puissance acoustique du jet 4 (L_W^* =128,9 dB) supérieur au jet 5 (L_W^* = 126,7 dB).

La diminution du bruit de mélange consécutive à la baisse de la masse volumique du jet est la cause d'une chute du niveau sonore. On note que la présence d'autres sources dans le jet n°5 ne contrebalance pas cette baisse.

La comparaison des jets n°1 et 4 permet de noter qu'ils ne présentent pas le même niveau de puissance acoustique alors qu'ils ont des conditions expérimentales quasiment identiques. Cette différence de niveaux sonores sera expliquée après l'étude de la directivité et l'analyse spectrale dans les prochains paragraphes.

En ce qui concerne l'autre groupe de jets, le niveau acoustique du jet 2 est beaucoup plus important que celui du jet 3.

L'écart mesuré entre les deux niveaux sonores s'explique par le fait que le jet n°3 est fortement désadapté. La rapide décroissance de la vitesse due à la présence du réseau de cellules de choc est donc la conséquence du niveau acoustique plus faible.

2.3.3 Directivité

Les niveaux sonores ont été normalisés par le diamètre hydraulique de chaque jet. Les courbes de directivité sont indiquées sur les figures (2.8) et (2.9) (Over All Sound Pressure Level en fonction de l'angle d'observation).

De façon générale, toutes les courbes présentent la même allure, à savoir un maximum pour un angle d'observation de θ_1=40°et un niveau plus faible dans la direction amont, quelles que soient les conditions génératrices du jet.

Ce pic correspond à la direction principale du rayonnement d'ondes de Mach.

En ce qui concerne le premier groupe, le jet n°4 possède un niveau sonore supérieur à celui du jet n°5 pour des observations inférieures à $\theta_1 = 130°$.

Ceci s'explique par le fait que ce dernier possède une température plus élevée. En effet, la contribution du bruit de mélange, observable dans toutes les directions et caractérisée par $\rho u_i u_j$, est amoindrie consécutivement à une baisse de la masse volumique.

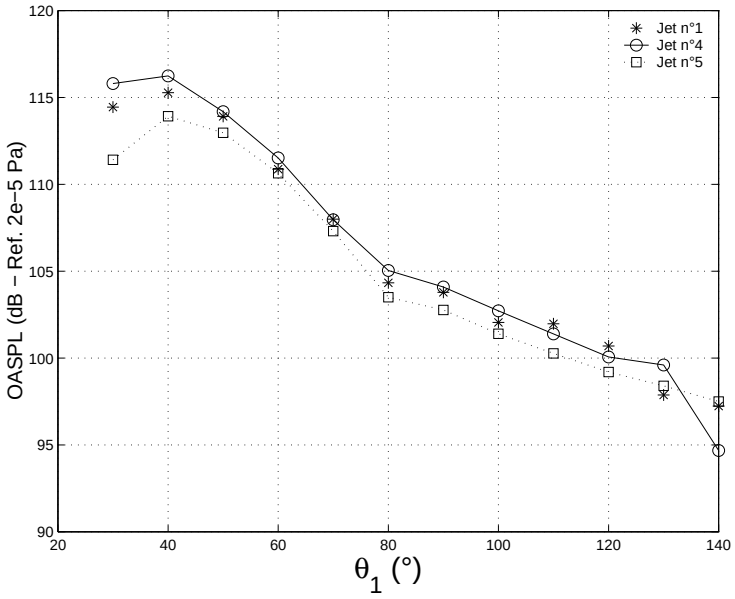

FIG. 2.8 – *Directivité - jets n°1, 4 et 5*

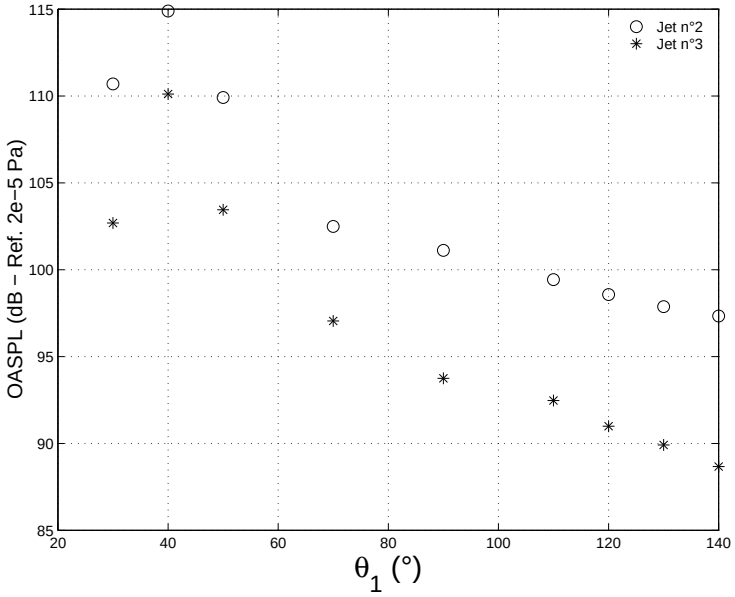

FIG. 2.9 – *Directivité - jets n°2 et 3*

D'autre part, on ne note pas d'effet particulier de la température sur l'angle d'émission du rayonnement d'ondes de Mach.

On peut remarquer que les courbes de niveaux sonores des jets n°4 et 5 se croisent pour un angle égal à $\theta_1 = 130^\circ$, c'est à dire dans la direction amont. En effet, pour cet angle d'observation, le bruit de choc domine le bruit de mélange, expliquant ainsi le niveau

sonore supérieur du jet n°5 sur celui du jet n°4.

Les mesures de directivité des jets n°2 et 3 montrent un comportement similaire au résultat précédent, à savoir la présence d'un pic pour un angle d'observation θ_1=40°. Dans ce cas, les niveaux sonores des deux jets sont très différents pour des raisons identiques aux jets n°4 et 5. La désadaptaion plus forte du jet 3 (cf. tableau 2.2) entraîne un processus de génération d'ondes de Mach moins efficace par rapport au jet n°2. D'autre part, une décélération importante de la vitesse ajoutée à une température de jet plus forte, font que la contribution du tenseur $\rho u_i u_j$ est faible par rapport à celle du jet n°2.

2.3.4 Analyse spectrale

Comme on l'a vu au paragraphe 1.2.2, les conditions génératrices du jet n°4 étant adaptées à la tuyère, celui-ci ne présente que deux sources acoustiques : le bruit de mélange (issu des fluctuations de vitesse de la couche de mélange) et le bruit d'ondes de Mach (convection des structures turbulentes).

Les autres jets sont sur-détendus ou sous-détendus, aussi les cellules de chocs entraînent-elles la présence de sources de bruit additionnelles : bruit de chocs (interaction entre les structures convectées et les cellules de choc), Screech (bruit de bouclage).

Ces sources additionnelles rayonnent fortement dans la direction amont à l'écoulement. Pour ces raisons, l'observation des effets de la température est impossible sur le bruit de mélange dans cette direction. Par contre dans la direction aval, le rayonnement d'ondes de Mach, source commune à tous ces jets est le bruit dominant. On peut donc y effectuer une analyse spectrale.

On examine ici l'influence de la température sur le spectre de niveau de pression pour trois angles différents ($\theta_1 = 50°$, 90°et 130°) (figures 2.10 à 2.12 pour le groupe n°1 et figures 2.13 à 2.15 pour le groupe n°2).

Ces spectres ont été normalisés par le diamètre hydraulique de chaque jet.

En ce qui concerne le microphone situé à 50°(direction aval), on remarque que le niveau de pression du jet n°4 est supérieur à celui du jet n°5 sur toute la gamme des fréquences .

Quant aux autres directions d'observation (microphones à 90°et 130°), les deux jets présentent les mêmes niveaux de pressions sur tout le spectre.

Ce comportement est notable quels que soient les microphones. Ceci explique le niveau sonore global supérieur du jet n°4 sur celui du jet n°5.

On notera tout de même des niveaux légèrement supérieurs du jet n°5 dans les hautes fréquences dans la direction perpendiculaire à l'écoulement $\theta_1 = 90°$ correspondant à la présence du bruit de choc.

Les jets n°2 et 3 présentent des spectres tout à fait distincts. En effet, les niveaux de pression du jet n°2 sont nettement supérieurs à ceux du jet n°3 pour toutes les fréquences quelle que soit la direction d'observation. De plus, le jet n°2 présente un bruit de choc large bande très marqué ($f \sim 5$ kHz à $\theta_1 = 90°$) se déplaçant dans les basses fréquences lorsque l'observateur se déplace vers l'amont (ce qui est en accord avec les résultats de travaux

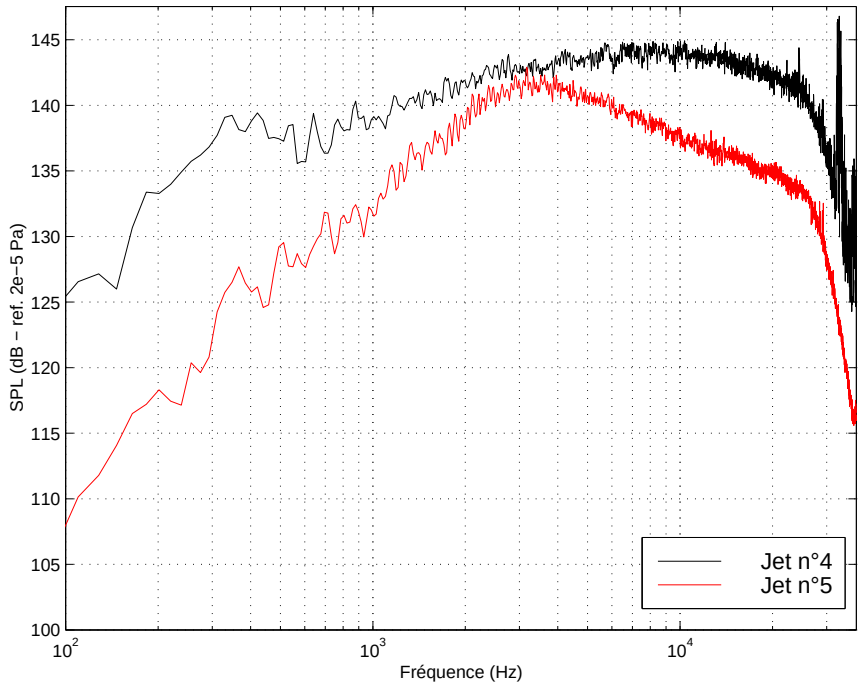

FIG. 2.10 – *Niveaux de pression acoustique - $\theta_1 = 50^\circ$- jet n°4 et jet n°5*

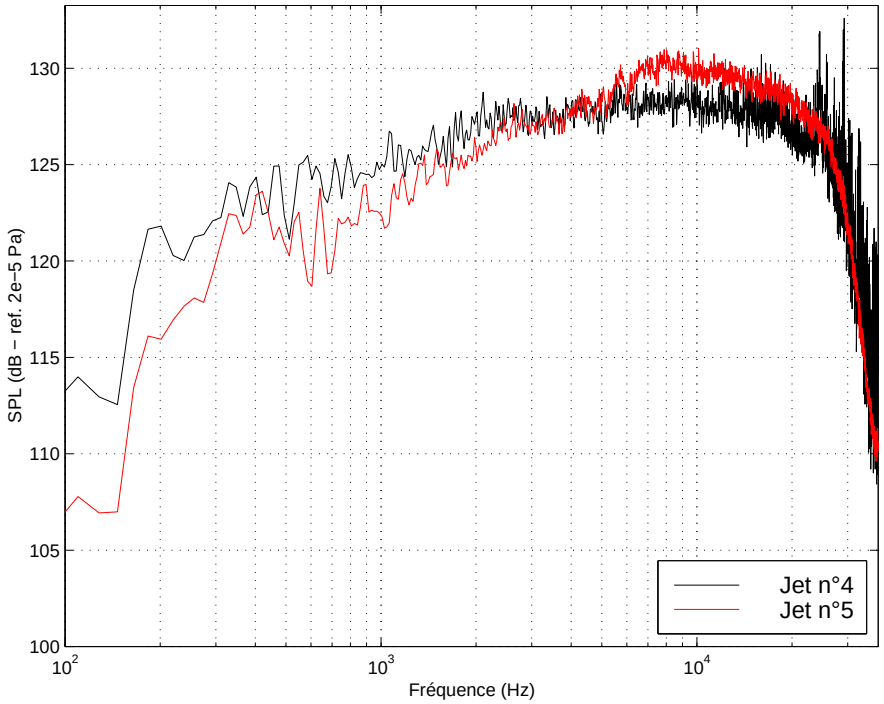

FIG. 2.11 – *Niveaux de pression acoustique - $\theta_1 = 90^\circ$- jet n°4 et jet n°5*

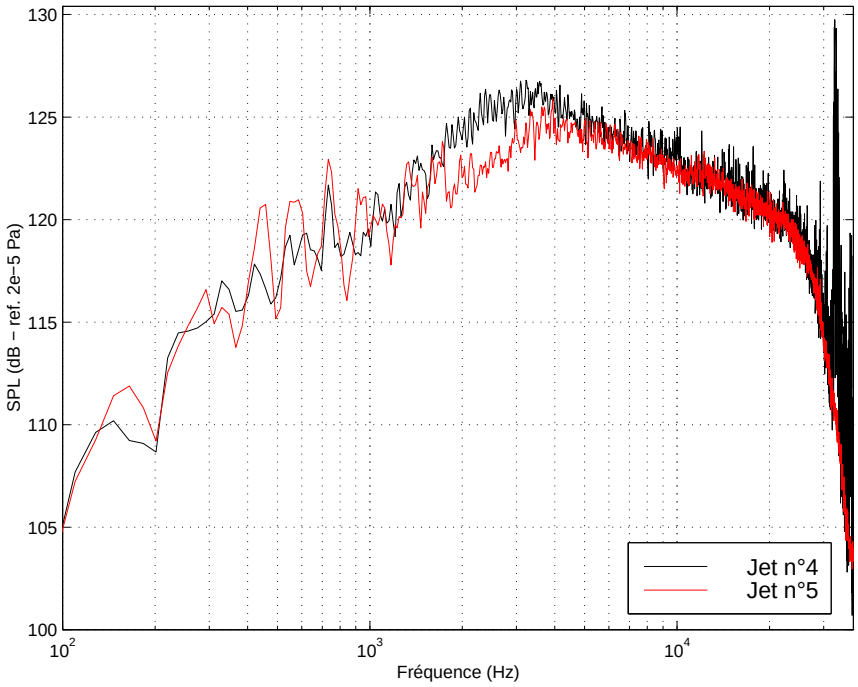

FIG. 2.12 – *Niveaux de pression acoustique - $\theta_1 = 130^\circ$- jet n°4 et jet n°5*

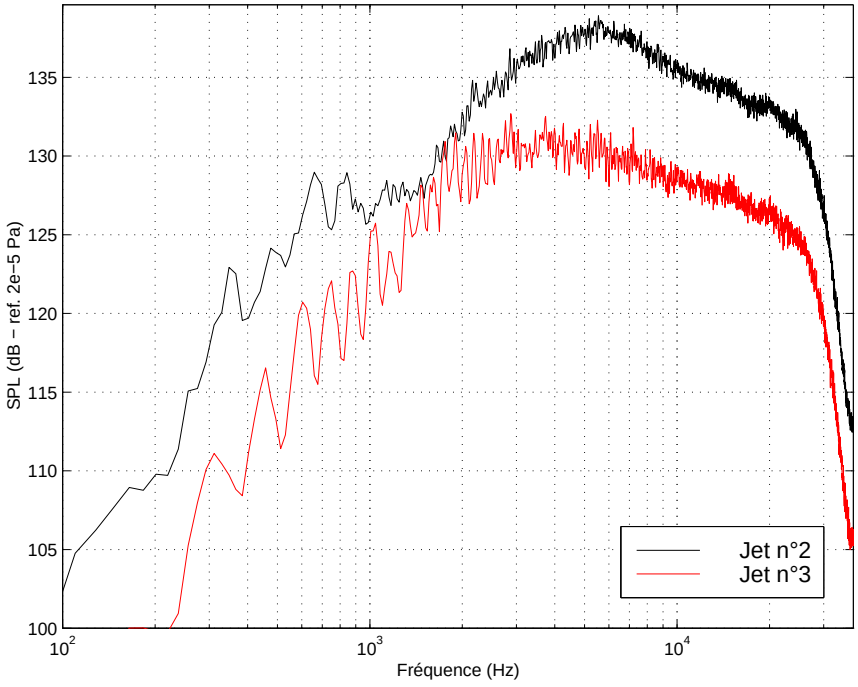

FIG. 2.13 – *Niveaux de pression acoustique - $\theta_1 = 50^\circ$- jet n°2 et jet n°3*

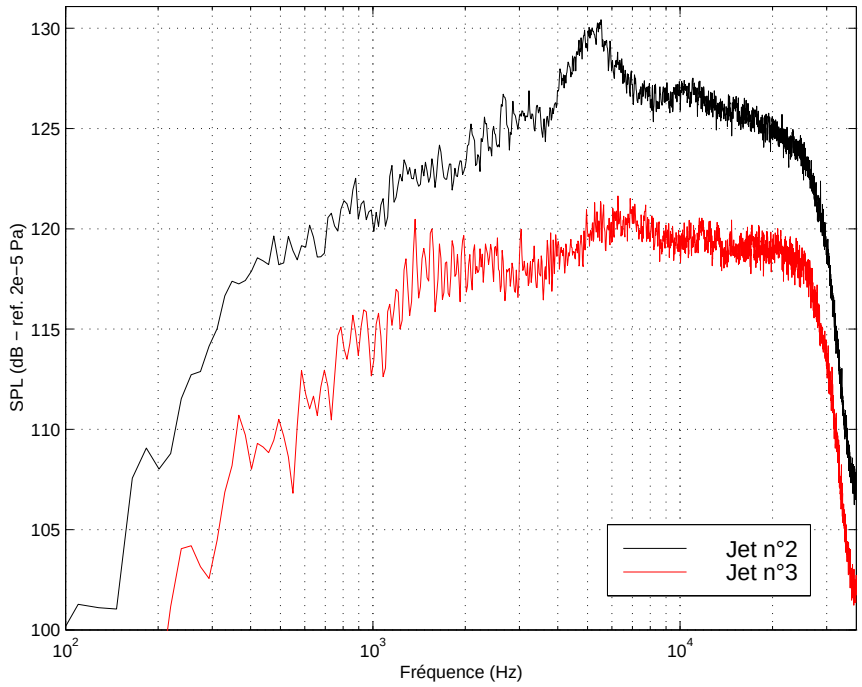

FIG. 2.14 – *Niveaux de pression acoustique - $\theta_1 = 90^\circ$- jet n°2 et jet n°3*

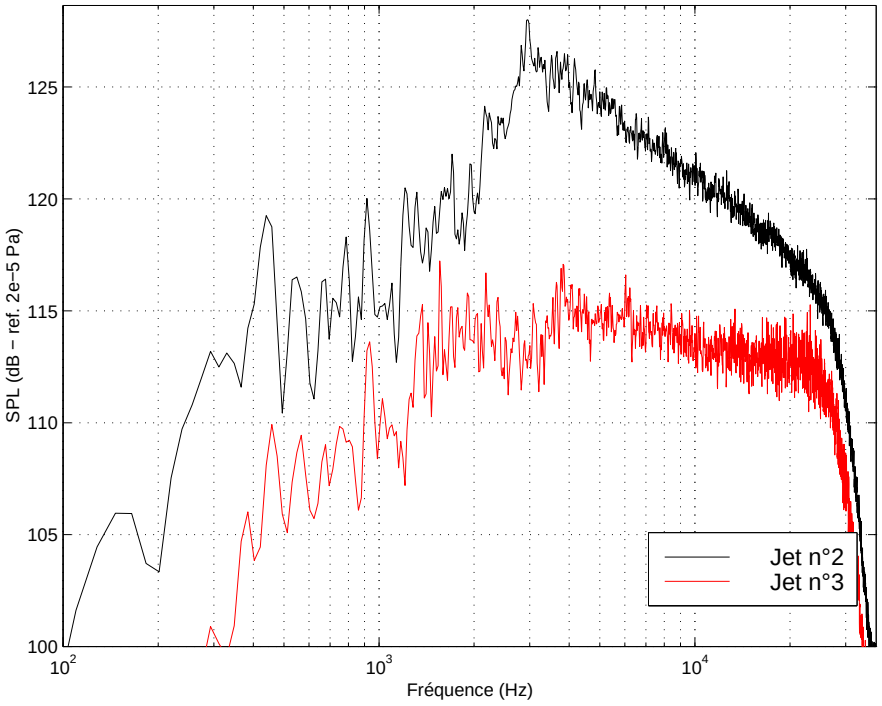

FIG. 2.15 – *Niveaux de pression acoustique - $\theta_1 = 130^\circ$- jet n°2 et jet n°3*

précédents).

Il s'en suit évidemment un niveau de puissance supérieur du jet 2 sur le jet 3 constaté lors des mesures de puissances acoustiques (cf. tableau 2.2).

2.3.5 Conclusion

Cette première étude nous a permis de montrer l'influence de la température sur le rayonnement acoustique des jets supersoniques.

D'après les mesures, il apparaît qu'une augmentation de la température du jet entraîne une diminution du niveau sonore global. En effet, on note une diminution du niveau sonore sur la majeur partie du secteur angulaire d'observation, exceptée dans la direction amont pour laquelle le bruit de choc domine.

Ces observations sont en accord avec celles de précédentes études. Cependant, le rôle de la température n'est pas certain. En effet, l'identification du phénomène physique à l'origine des résultats expérimentaux est délicate. Il est communément accepté que la décroissance du niveau de bruit est consécutive à une diminution de la contribution du tenseur de Reynolds. Malheureusement, nous ne pouvons pas séparer les deux contributions du tenseur de Lighthill $\rho u_i u_j$ et $p - \rho c^2$. Il est alors difficile de conclure que la température influence le premier terme tout en laissant le deuxième non affecté.

La deuxième partie de ce chapitre se propose d'étudier l'influence de la température du jet sur l'efficacité du processus de réduction sonore par injection d'eau.

Pour cela, des injections d'eau sont effectuées dans les jets précédemment testés.

2.4 Etude expérimentale de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique en présence d'injection d'eau

2.4.1 Introduction

La technique d'injection d'eau paraît être la méthode la mieux adaptée à la réduction des jets supersoniques. Cependant, des études paramétriques d'injection ont montré que l'injection doit se faire dans des conditions précises. Ces études ont montré par ailleurs que les meilleures réductions sont obtenues pour des jets non-parfaitement détendus. En effet, le réseau d'ondes de chocs est perturbé et le mécanisme de génération du bruit d'ondes de choc s'en trouve amoindri.

Toutefois, aucune de ces études n'analyse à proprement parler le rôle de la température dans le processus de réduction de bruit. C'est ce que tente de faire la présente étude. Le principal objectif est d'examiner si les réductions sonores pouvant être espérées sont du même ordre de grandeur que celles obtenues lorsque le jet supersonique est "froid".

On rappelle dans un premier temps les mécanismes mis en jeu lors de la réduction de bruit. Une synthèse de l'influence des divers paramètres d'injection nous permettra ensuite

FIG. 2.16 – *Injection d'eau dans un jet supersonique (banc* MARTEL*)*

de choisir les meilleures conditions d'injection lors de nos expériences.

Dans la dernière partie, nous présenterons les niveaux d'atténuation obtenus lors d'injections d'eau dans des jets supersoniques chauds.

Une vue générale de la technique d'injection d'eau sur un jet supersonique chaud (banc MARTEL) est donnée sur la figure (2.16).

2.4.2 Etude des mécanismes de réduction sonore

Les mécanismes de réduction de bruit par injection d'eau dans un jet d'air sont très complexes. Le principe est d'injecter un jet d'eau qui devient instable et se désagrège en gouttes. Au cours de la pénétration, les gouttes sont accélérées et vaporisées. Plusieurs mécanismes peuvent alors entrer en jeu dans la réduction du bruit.

Concernant le bruit issu de la turbulence, le but principal de l'injection est de diminuer la vitesse du jet par transfert de quantité de mouvement. Ainsi, la diminution de la vitesse de l'écoulement moyen qui en résulte entraîne un abaissement du niveau de turbulence, et donc du bruit rayonné.

Cependant, lorsqu'on injecte de l'eau *froide* dans un jet d'air *chaud*, l'augmentation de la masse volumique du jet via la diminution de la température résultant de l'apport d'eau est susceptible d'augmenter la contribution du terme $\rho u_i u_j$ du tenseur de Lighthill.

On ne peut malheureusement pas dissocier ces deux processus induits par l'injection qui sont susceptibles d'avoir des effets opposés.

Lorsque le jet supersonique n'est pas parfaitement détendu et présente des ondes de chocs, l'injection vient aisément détruire la structure du réseau constitué des cellules de choc. De ce fait, la force du processus inhérent à la cohérence des cellules de choc est amoindrie. Ainsi, lorsque l'injection se fait en amont de la première cellule de choc, on observe une bonne réduction de bruit. Au contraire, une injection en aval de cette première cellule de choc n'entraîne pas une aussi bonne atténuation car la première cellule de choc produit encore un bruit intense [60].

De même, la perturbation du réseau de cellules de chocs aura pour conséquence une disparition du phénomène de Screech.

Nous avons vu dans le paragraphe 1.5.3 les divers travaux précédemment réalisés. On se propose de rappeler dans le paragraphe suivant les principales influences des différents paramètres d'injection sur la réduction de bruit.

2.4.3 Rappel de l'influence des paramètres d'injection

Dans le but de définir les conditions optimales d'injection, divers travaux paramétriques ont été effectués.

Les paragraphes suivants résument les résultats de ces études.

Angle d'injection

L'étude de l'inclinaison du jet d'eau a montré que la meilleure pénétration est atteinte pour un angle proche de la normale. Cependant, du point de vue acoustique, cette configuration ne correspond pas à la meilleure atténuation de bruit. Il existe en effet un bruit dans les basses fréquences provenant de l'impact du jet d'eau sur le jet d'air.

Pour des jets rasants (45°et 60°), ce bruit semble amoindri et une bonne atténuation du bruit est obtenue.

Débit d'injection

Ce paramètre paraît le moins influent.

Il faut un minimum de débit pour un bon transfert de quantité de mouvement et une atténuation conséquente du niveau de bruit. Les études précédentes ont montré qu'une augmentation du débit améliorait l'atténuation de bruit jusqu'à un certain niveau de saturation pour lequel un plus fort débit n'entraîne plus d'amélioration sur la réduction sonore.

Cette étude a aussi montré qu'un faible rapport de débit était suffisant pour atténuer le bruit de choc (hautes fréquences en amont) tandis qu'une réduction du bruit de mélange (basses fréquences en aval) nécessitait un plus fort rapport de débits massiques.

D'autre part, concernant les jets ayant des températures élevées, une vaporisation de l'eau injectée peut être à l'origine d'une quantité insuffisante de celle-ci dans la couche de mélange. La solution est d'augmenter le débit massique d'eau.

Abscisse d'injection

Le choix des abscisses d'injection entraîne des atténuations à des fréquences différentes.

Lorsque l'abscisse est proche de la sortie de la tuyère, on note de fortes réductions du bruit global. Les hautes fréquences sont fortement atténuées, ce qui compense le rehaussement des basses fréquences dû au bruit d'impact.

Pour des injections plus en aval, les basses fréquences ne semblent pas influencées et les hautes fréquences sont moins bien atténuées ; en effet les zones de production des hautes fréquences ne sont plus touchées.

Pulvérisation

L'idée de pulvériser l'eau réside dans le fait de réduire le bruit d'impact. Des expériences effectuées à l'ECL ont montré des résultats satisfaisants pour des jets subsoniques. Cependant, pour des jets supersoniques, l'eau pénètre difficilement dans le jet. La diminution de la vitesse d'injection et de la taille des gouttes diminuent l'efficacité du mélange. Ainsi, la réduction de bruit est plus faible.

2.4.4 Caractéristiques expérimentales des jets testés

L'injection d'eau a été menée sur les jets précédemment testés dont les caractéristiques sont rappelées ci-dessous.

Jet	L_c/D	P_i (bar)	T_i (K)	T_s (K)	V_j (m/s)
1	13	25	1825	860	1700
2	12	17	700	320	900
3	7	5	1000	660	900
4	14	30	1900	860	1700
5	11	17	2100	1100	1700

TAB. 2.3 – *Caractéristiques des jets utilisés*

Dans ce tableau figure une estimation de la longueur du cône potentiel dans le cas des jets supersoniques, d'après la relation :

$$\frac{L_c}{D} = 3,45.(1 + 0,38M_j^2) \tag{2.6}$$

Cette estimation peut être intéressante lors de l'analyse des effets de l'injection d'eau dans les jets. En effet, on obtient une information sur le lieu d'injection dans la structure aérodynamique du jet. Ceci est très important car les jets n'ont pas les mêmes caractéristiques aérodynamiques, et n'auront donc pas le même comportement vis à vis d'une

injection.

Considérant les résultats des études paramétriques, nous choisissons un angle d'injection $\alpha_{inj} = 45^{\circ}$et un rapport de débit massique $Q = 2$.

Des injections sont effectuées aux abscisses : $X_{inj}/D = 1{,}5\,;\, 5\,;\, 10\,;\, 15$.

Ces abscisses nous permettent à la fois d'injecter près de la sortie de tuyère et en fin de cône potentiel ($X_{inj}/D = 1,5$ et $X_{inj}/D = 15$).

Les effets de l'injection sont étudiés sur le niveau de puissance global pour différentes abscisses d'injection. D'autre part, des analyses spectrales sont menées afin d'aider à l'interprétation du processus d'atténuation.

2.4.5 Niveau de puissance global

Les tableaux (2.4) à (2.8) présentent les niveaux de puissance mesurés sans injection L_W et la différence de niveau (Δ) avec et sans injection.

$$\Delta = L_W - L_W^{Injection} \tag{2.7}$$

où $L_W^{Injection}$ est le niveau de puissance global avec injection ($\Delta > 0$: atténuation, $\Delta < 0$: augmentation).

Une synthèse des résultats obtenus avec les jets n°2 et n°3 et les jets n°4 et n°5 est présentée figures (2.17) et (2.18).

Injection	X_{inj}/D	L_W (dB)	Δ (dB)
non		159,2	
oui	1,5	157,1	2,1
oui	5	158,2	1
oui	10	158,7	0,5
oui	15	159	0,2

TAB. 2.4 – *Jet n°1 (P_i = 25 bar, T_s = 861 K, V_j = 1700 m/s)*

Globalement, l'injection d'eau est plus efficace sur le groupe 1 par rapport au groupe 2 ($\Delta \sim 1$ dB pour ces derniers et $\Delta \sim 3$ dB pour les jets issus du groupe 1 pour une injection à X_{inj}=1,5D).

De façon générale, on remarque que plus l'injection est effectuée vers l'aval, moins l'atténuation est importante. Ceci peut être expliqué par le fait que les petites structures générées au début de la couche de mélange et à l'origine des hautes fréquences ne sont pas impliquées dans le processus de transfert de quantité de mouvement.

Injection	X_{inj}/D	L_W (dB)	Δ (dB)
non		155,1	
oui	1,5	154,8	0,3
oui	5	154,6	0,5
oui	10	154,1	1
oui	15	155,3	-0,2

TAB. 2.5 – *Jet n°2 (P_i = 17 bar, T_s = 323 K, V_j = 900 m/s)*

Injection	X_{inj}/D	L_W (dB)	Δ (dB)
non		145,7	
oui	1,5	144,8	0,9
oui	5	146	-0,3
oui	10	145,9	-0,2
oui	15	146,8	-1,1

TAB. 2.6 – *Jet n°3 (P_i = 5 bar, T_s = 660 K, V_j = 900 m/s)*

Injection	X_{inj}/D	L_W (dB)	Δ (dB)
non		160	
oui	1,5	157,5	2,5
oui	5	158,9	1,1
oui	10	158,5	1,5
oui	15	159,8	0,2

TAB. 2.7 – *Jet n°4 (P_i = 30 bar, T_s = 862 K, V_j = 1700 m/s)*

Injection	X_{inj}/D	L_W (dB)	Δ (dB)
non		158	
oui	1,5	156	2,7
oui	5	157,4	0,6
oui	10	157,8	0,2
oui	15	158	0

TAB. 2.8 – *Jet n°5 (P_i = 17 bar, T_s = 1119 K, V_j = 1700 m/s)*

L'injection d'eau dans les jets du groupe n°2 n'entraîne pas de réduction de bruit conséquente quelles que soient les abscisses d'injection (figure 2.17). On n'observe pas d'atténuation significative pour des injections en aval de X_{inj}=1,5D concernant le jet n°3. Pour ces injections, la première cellule de choc, très énergétique, n'est plus impliquée dans le processus de réduction de bruit, et on mesure alors des niveaux de bruit équivalents.

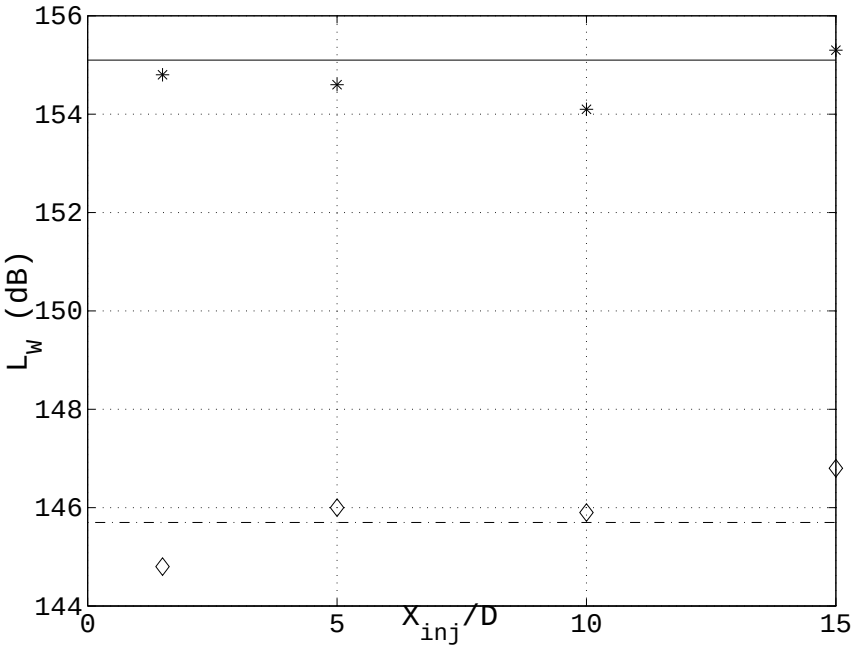

FIG. 2.17 – *Effet de l'abscisse d'injection sur l'atténuation de bruit - jet 2 (-, sans injection ; *, avec injection) et jet 3 (-., sans injection ; ♢, avec injection)*

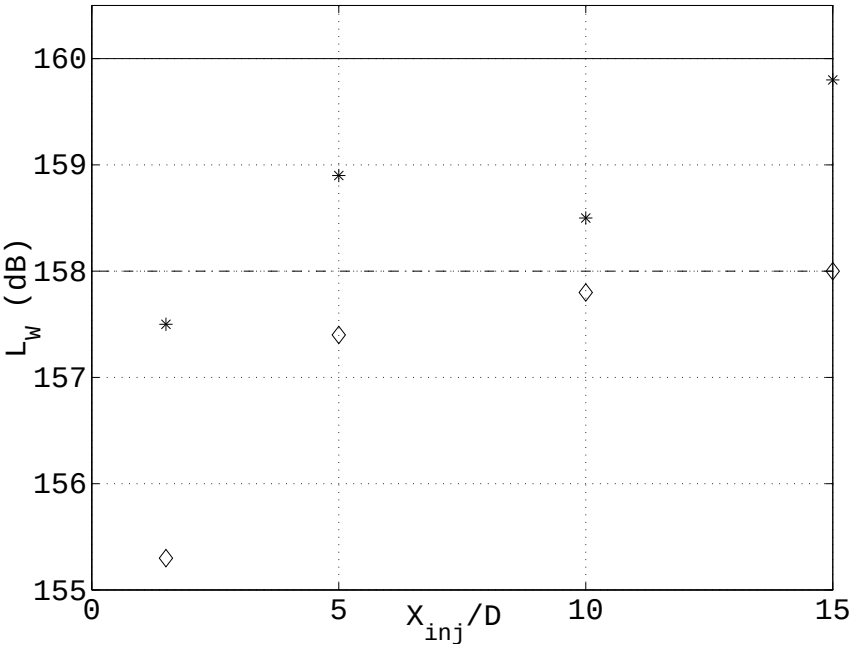

FIG. 2.18 – *Effet de l'abscisse d'injection sur l'atténuation de bruit - jet 4 (-, sans injection ; *, avec injection) et jet 5 (-, sans injection ; *, avec injection)*

En ce qui concerne les jets n°4 et 5, la figure (2.18) indique qu'une injection d'eau près de la sortie de tuyère entraîne la meilleure réduction de bruit quelles que soient les conditions génératrices du jet.

Notons que lorsque l'injection est effectuée à des abscisses plus en aval, les conséquences de celle-ci sur le rayonnement sonore des jets n°4 et n°5 sont différentes. L'atténuation du bruit obtenue pour le jet 5 diminue nettement pour une injection à X_{inj}/D=5 comparée à l'atténuation obtenue à l'abscisse précédente (X_{inj}/D=1,5). En effet, pour une injection à 5 diamètres en aval de la sortie de tuyère, la première cellule de choc, très énergétique, n'est pas altérée et rayonne fortement. Il en va de même lorsque l'on injecte plus en aval.

Pour le jet n°4, une injection à 10 diamètres entraîne encore une bonne réduction de bruit, tandis qu'une injection en aval de cette abscisse entraîne une mauvaise réduction de bruit. Ceci est en accord avec le fait que la source résultante est située 10 diamètres environ en aval de la sortie de tuyère. Ainsi, une injection en amont de cette valeur aura pour conséquence une bonne atténuation du bruit global.

Les résultats sur les jets chauds sont en accord avec les résultats obtenus lors d'études précédentes qui concernaient des jets supersoniques à température ambiante et élevée : une injection à des abscisses d'injection proches de la sortie de tuyère entraîne une meilleure réduction du bruit en champ lointain par rapport à une injection plus en aval.

En ce qui concerne l'influence de la température sur l'efficacité du mécanisme de réduction, elle n'apparaît pas clairement sur ces expériences. En effet, les jets n°4 et 5 présentent des atténuations équivalentes, même s'ils ont des températures très différentes. Rappelons que ces deux jets possèdent des structures aérodynamiques différentes de par leurs conditions génératrices différentes. Ils est alors difficile d'étudier les effets de la température seule sur des jets pour lesquels celle-ci n'est pas l'unique critère de différence.

2.4.6 Directivité

La configuration de microphones n°2 n'est pas adaptée à l'étude de la directivité du rayonnement acoustique. Néanmoins elle permet de faire quelques observations sur l'influence de l'injection d'eau dans les directions amont et aval.

L'influence de l'injection sur le niveau sonore en fonction de l'angle d'observation pour différentes abscisses d'injection est représentée sur les figures (2.19) à (2.21).

De façon globale, les meilleures atténuations de bruit sont obtenues dans la direction amont pour des abscisses d'injection proches de la sortie de tuyère. En effet, à la fois les petites et les grosses structures sont impliquées dans le processus de transfert de quantité de mouvement. D'autre part pour les jets non-parfaitement détendus, la présence d'eau dans la couche de mélange atténue le processus de génération du bruit de choc dans la direction amont.

Seul le jet n°4 présente des atténuations de bruit équivalentes quel que soit l'angle d'observation. Dans ce cas, l'atténuation est globale et consécutive à une diminution de la vitesse du jet. La contribution du bruit de mélange est alors diminuée suite à une baisse

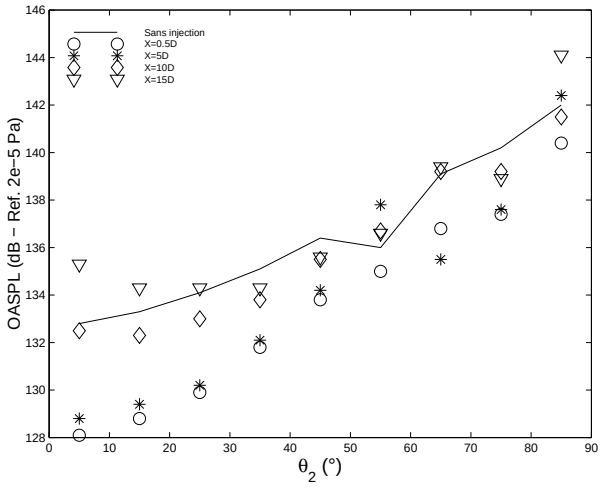

FIG. 2.19 – *Influence de l'injection d'eau sur le niveau sonore pour plusieurs angles d'observation - Jet n°1*

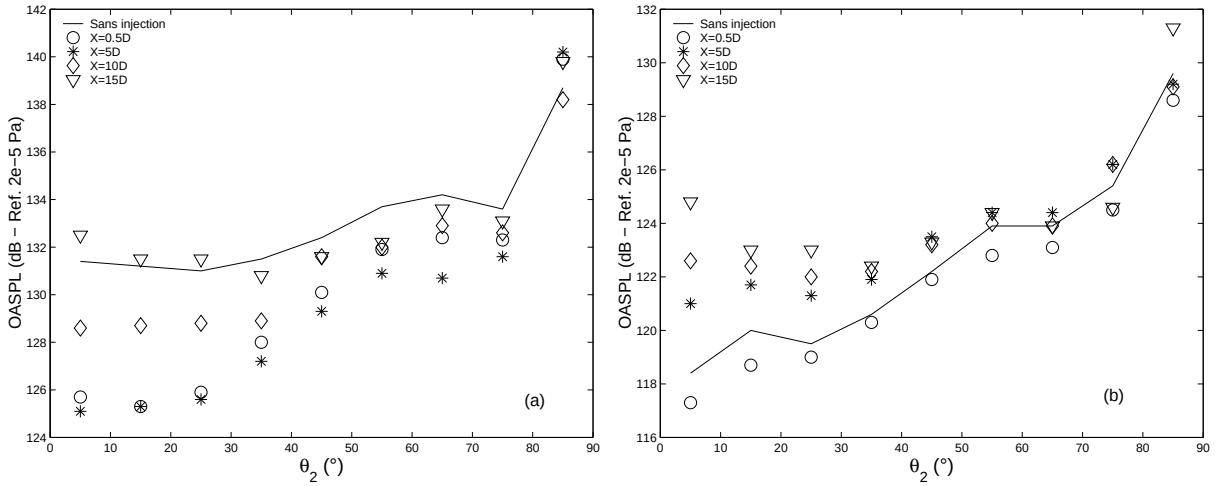

FIG. 2.20 – *Influence de l'injection d'eau sur le niveau sonore pour plusieurs angles d'observation - Jets n°2 (a) et 3 (b)*

du niveau de turbulence.

On note une influence de l'abscisse d'injection essentiellement dans la direction amont. L'atténuation est d'autant meilleure que l'on injecte près de la sortie de tuyère.

On observe d'autre part une augmentation du niveau sonore dans la direction amont pour une abscisse d'injection de 15 diamètres en aval de la sortie de tuyère. L'abscisse d'injection d'eau est située trop en aval de l'écoulement pour impliquer les petites et les grosses structures de la couche de mélange. Il n'y a par conséquent aucune atténuation. L'augmentation du niveau sonore est issue du bruit d'impact de l'eau sur le jet d'air.

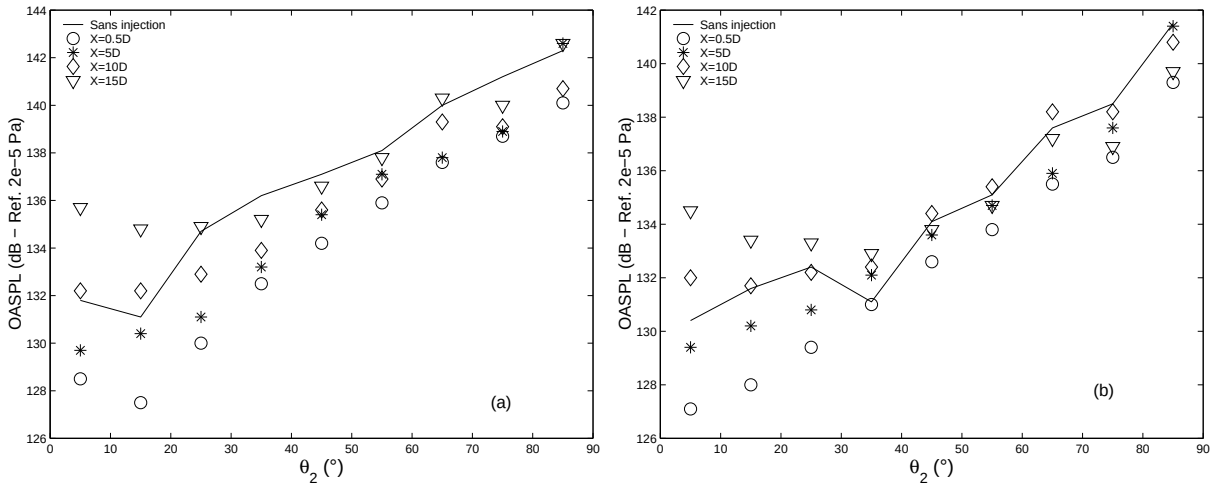

FIG. 2.21 – *Influence de l'injection d'eau sur le niveau sonore pour plusieurs angles d'observation - Jets n°4 (a) et 5 (b)*

2.4.7 Analyse spectrale

Les analyses spectrales sont effectuées pour des angles d'observations θ_1=25°, 45°et 70°pour lesquels on s'intéresse aux quatre abscisses d'injection précédentes (figures 2.22 à 2.36).

L'analyse spectrale menée ici fait aussi intervenir l'aspect directif du rayonnement acoustique. En effet, les diverses sources rayonnent à des fréquences distinctes les unes des autres dans des directions différentes (§ 1.2). Ainsi, les effets de l'injection d'eau sur le spectre dépendent fortement de l'angle d'observation.

Nous rappelons que dans la direction aval à l'écoulement, le rayonnement d'ondes de Mach est la principale source de bruit dans les basses fréquences. Cette source est la conséquence de la convection des grosses structures à des vitesses supersoniques. L'atténuation du bruit en basses fréquences dans la direction aval est alors tributaire d'un ralentissement conséquent de celle-ci.

Nous verrons dans les résultats suivants que l'abscisse d'injection est dans ce cas un paramètre important dans la qualité de la réduction de bruit. En effet, une injection d'eau effectuée dans les premiers diamètres est à l'origine d'une bonne décélération du jet, ce qui a pour conséquence de réduire la vitesse des grosses structures et ainsi d'altérer le processus de génération d'ondes de Mach.

Lorsque l'injection est effectuée plus en aval, les grosses structures ne rentrent plus dans le processus de transfert de quantité de mouvement et produisent de façon efficace alors un rayonnement d'ondes de Mach.

Les spectres rayonnés en bande fine en présence d'injection d'eau sont présentés sur les figures (2.22) à (2.36).

Direction amont

Jet parfaitement détendu

Le spectre du jet n°4 ne présente pas de gamme dominante de fréquences. La réduction sonore est dans ce cas la conséquence d'une diminution du bruit de mélange. Ceci est réalisé en diminuant le niveau de turbulence via l'atténuation de la vitesse du jet.

Les hautes fréquences sont d'autant moins atténuées que l'abscisse d'injection se fait en aval. Les petites structures générées au début de la couche de mélange ne sont alors pas touchées par l'injection d'eau et rayonnent dans la direction amont.

Jets non parfaitement détendus

Dans le cas où le jet est non parfaitement détendu, le spectre est dominé par un pic large bande dans les hautes fréquences caractérisant le bruit de choc.

La présence d'eau dans la couche de mélange est alors susceptible d'altèrer les cellules de choc et d'atténuer alors le processus de génération du bruit de choc.

Lorsque l'injection est effectuée près de la sortie de tuyère (X_{inj}= 1,5D), le réseau formé par les cellules de chocs est très fortement perturbé. Les sources acoustiques issues de chaque extrêmité des cellules de choc (§ 1.2.3) perdent alors de leur cohérence. La force de ce processus étant atténuée, on mesure alors une bonne réduction du bruit dans les hautes fréquences.

Les autres abscisses d'injection présentent des atténuations sonores d'autant moins importantes que celles-ci sont effectuées en aval de l'écoulement. Ceci s'explique par le fait qu'au fur et à mesure que l'injection est effectuée en aval de l'écoulement les premières cellules ne sont plus perturbées. Il s'en suit une moins bonne atténuation du bruit.

On remarque que l'injection à X_{inj}=15D n'entraîne pas d'atténuation sur le bruit du jet quelle que soit la gamme des fréquences. Ce résultat confirme l'emplacement des principales sources acoustiques en amont de cette abscisse d'injection. Il faut alors effectuer une injection en amont de cette abscisse pour mesurer des atténuatiosn de bruit.

Direction aval

Nous remarquons de façon globale que les atténuations de bruit sont moindres dans cette direction.

Jet parfaitement détendu

En ce qui concerne le jet n°4, pour des abscisses d'injection amont à 10 diamètres, on peut diviser les spectres en deux parties distinctes. La première partie (basses fréquences) est atténuée quelle que soit l'abscisse d'injection (figure 2.33).

Dans la deuxième partie (hautes fréquences), on note une atténuation d'autant plus faible que l'on injecte en aval de la sortie de tuyère. Les petites structures, générées au

début de la couche de mélange et responsables des hautes fréquences ne sont alors plus impliquées dans le processus de transfert de quantité de mouvement.

On note que pour une abscisse d'injection égale à 15 diamètres, le spectre n'est plus atténué. Il apparaît donc que l'eau injectée n'a plus aucune influence sur les grosses structures très énergétiques présentes à ces abscisses et responsables des basses fréquences du spectre (figure 1.19). Afin d'obtenir une bonne atténuation de bruit dans cette gamme de fréquences, il est donc préférable d'injecter l'eau dans les premiers diamètres. Il en résulte une décélération importante des grosses structures consécutive à un ralentissement important du jet, entraînant ainsi une atténuation du rayonnement d'ondes de Mach et du bruit de mélange.

Jets non parfaitement détendus

Pour le jet n°5, on observe sur la figure (2.36) une atténuation globalement plus faible dans les hautes fréquences. Cette mauvaise atténuation peut être expliquée par le fait que la température plus élevée de ce jet entraîne une vaporisation plus importante de l'eau injectée. Ainsi, la réduction de vitesse n'est pas optimale.

L'atténuation des basses fréquences est différente selon l'abscisse d'injection. Ceci est une conséquence de la température du jet n°5 plus élevée comparativement à celle du jet n°4. En effet dans ce cas, la longueur du cône potentiel ainsi que le taux d'élargissement de la couche de mélange sont réduits (§ 1.1.4). Les grosses structures sont alors générées à des abscisses plus en aval dans une zone dans laquelle ils ne possèdent plus assez d'énergie pour rayonner fortement. Ainsi une injection à des abscisses très éloignées va impliquer des structures qui ne dominent pas le rayonnement acoustique. Il s'en suit une mauvaise atténuation du bruit.

En ce qui concerne le jet n°2, on note des atténuations de bruit moindres dans la direction aval. Le bruit d'onde de choc n'étant pas dominant dans cette direction d'observation, les hautes fréquences ne sont que très peu atténuées.

Quant aux basses fréquences, on peut difficilement analyser l'effet de l'injection à cause de la présence d'une bosse probablement due au bruit d'impact sur le sol.

Les résultats concernant le jet n°3 sont inexploitables car celui-ci est fortement désadapté.

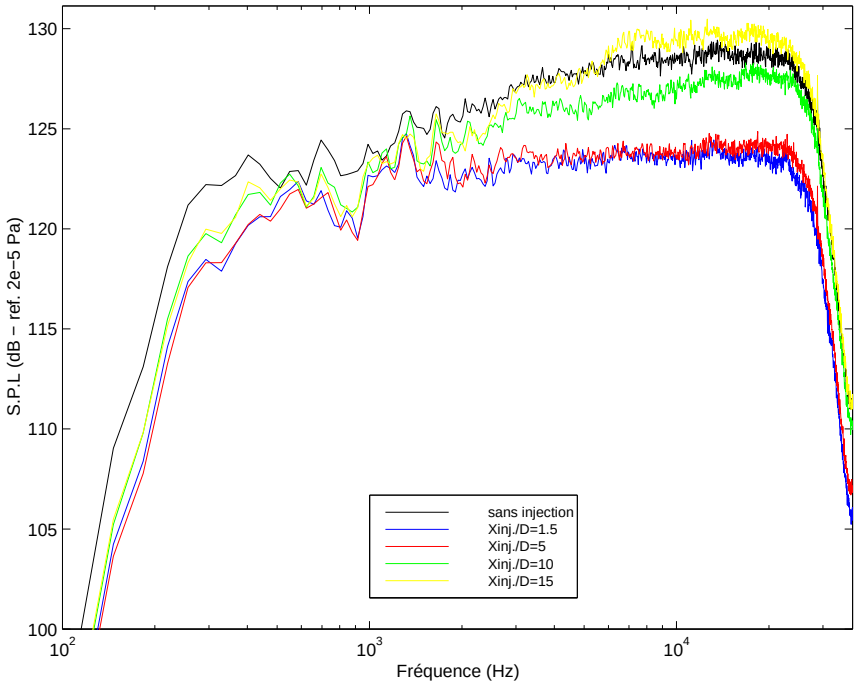

FIG. 2.22 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°1, $\theta_2 = 25^\circ$*

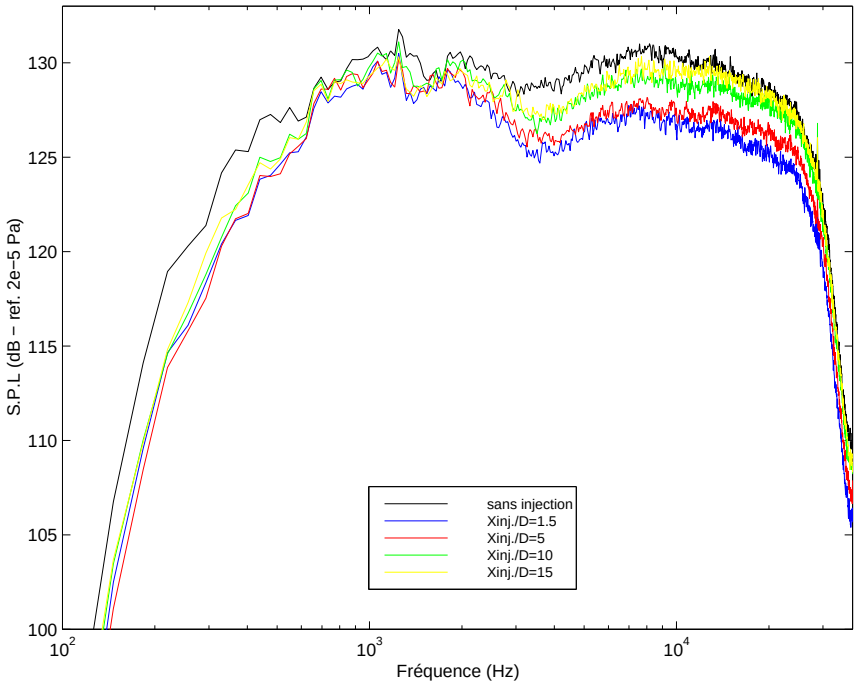

FIG. 2.23 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°1, $\theta_2 = 45^\circ$*

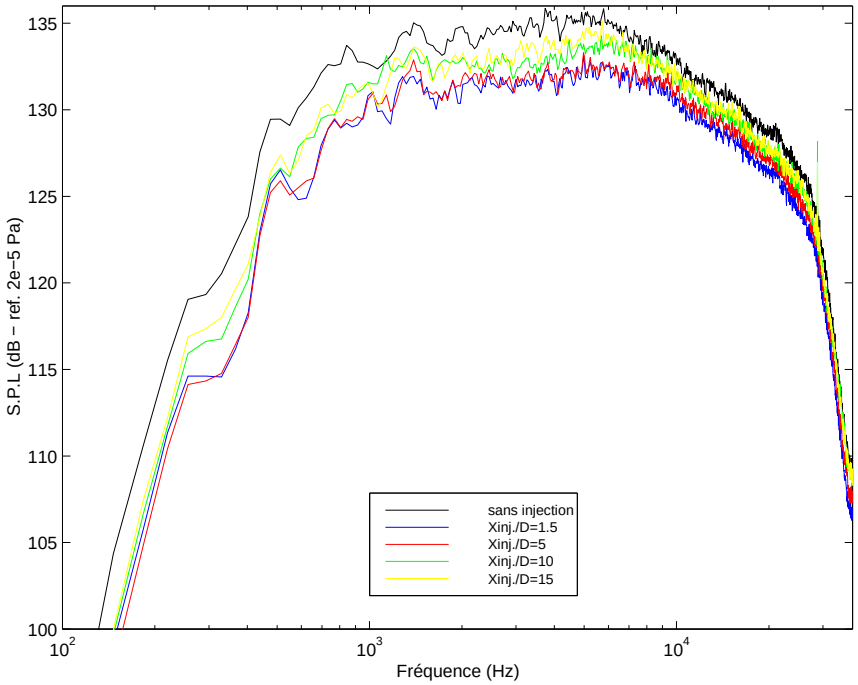

FIG. 2.24 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°1, $\theta_2 = 70°$*

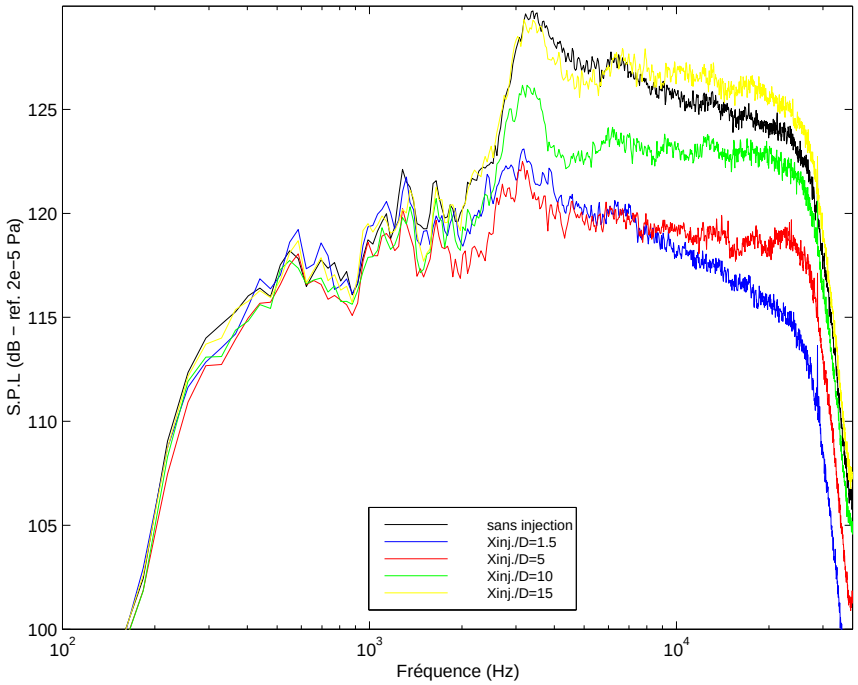

FIG. 2.25 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°2, $\theta_2 = 25°$*

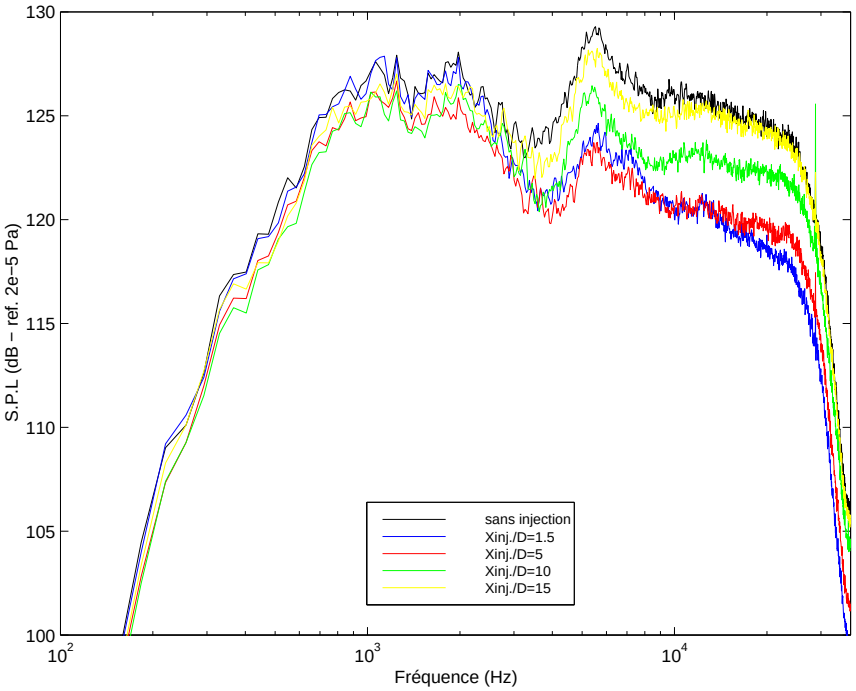

FIG. 2.26 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°2, $\theta_2 = 45^\circ$*

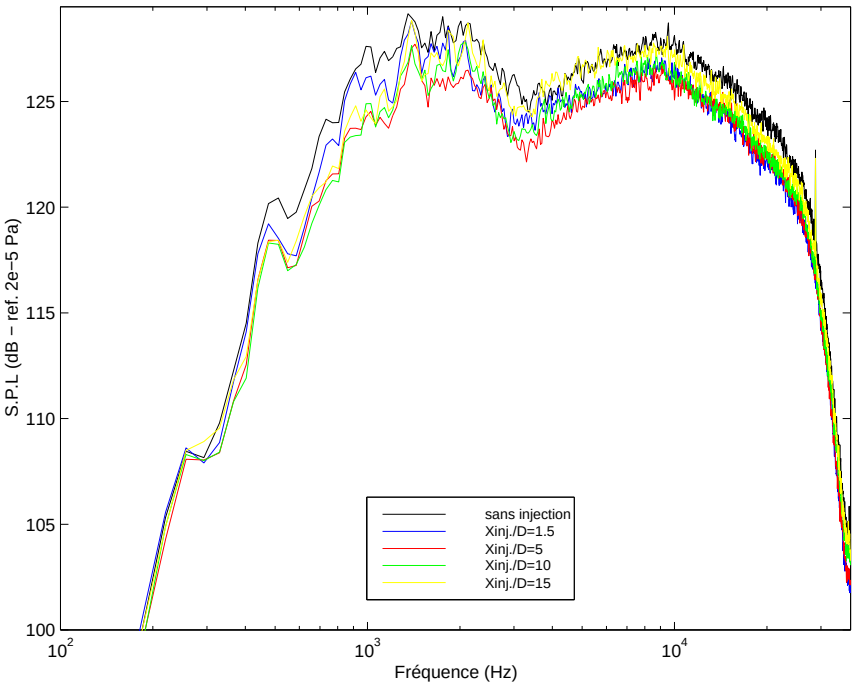

FIG. 2.27 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°2, $\theta_2 = 70^\circ$*

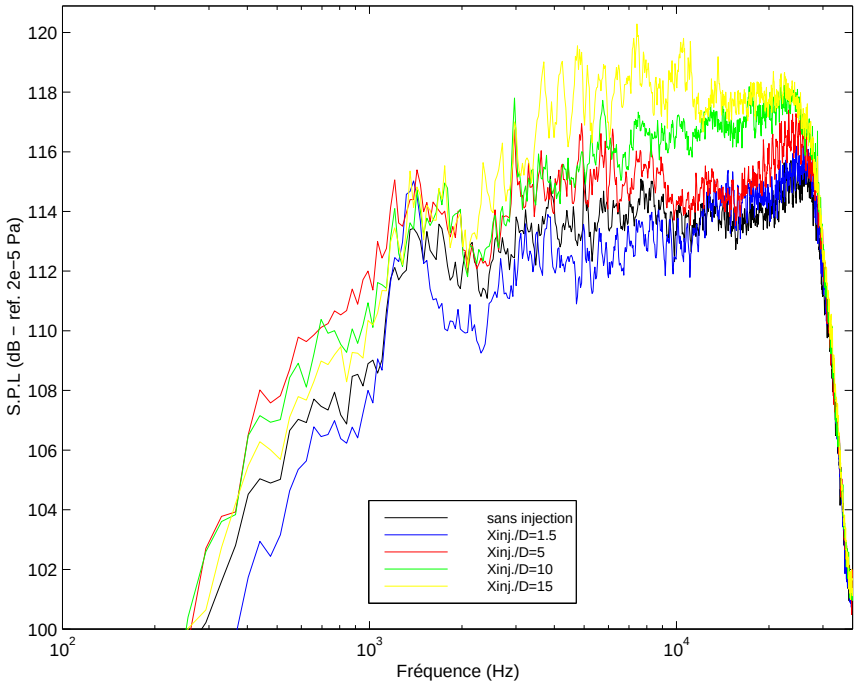

FIG. 2.28 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°3, $\theta_2 = 25^\circ$*

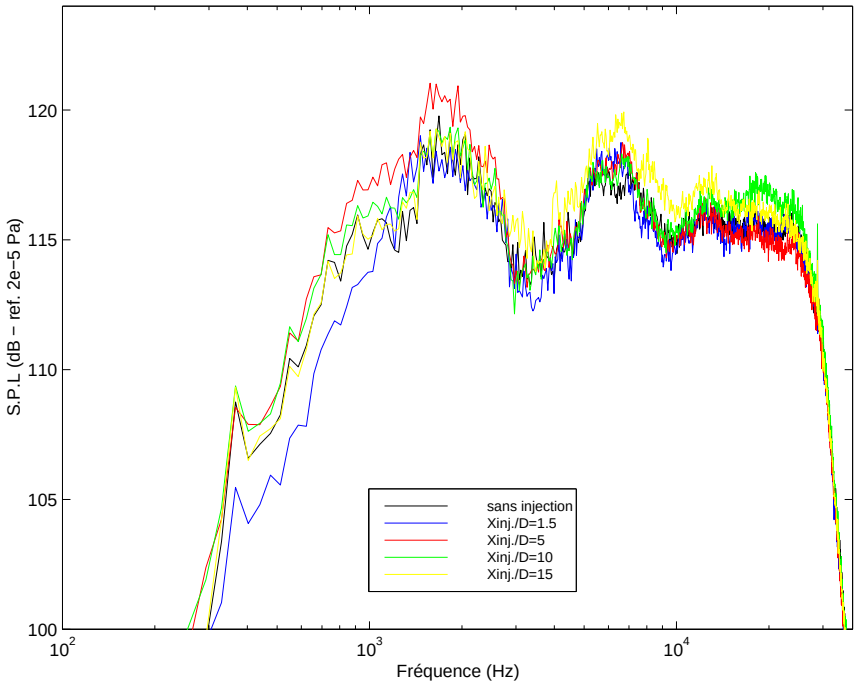

FIG. 2.29 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°3, $\theta_2 = 45^\circ$*

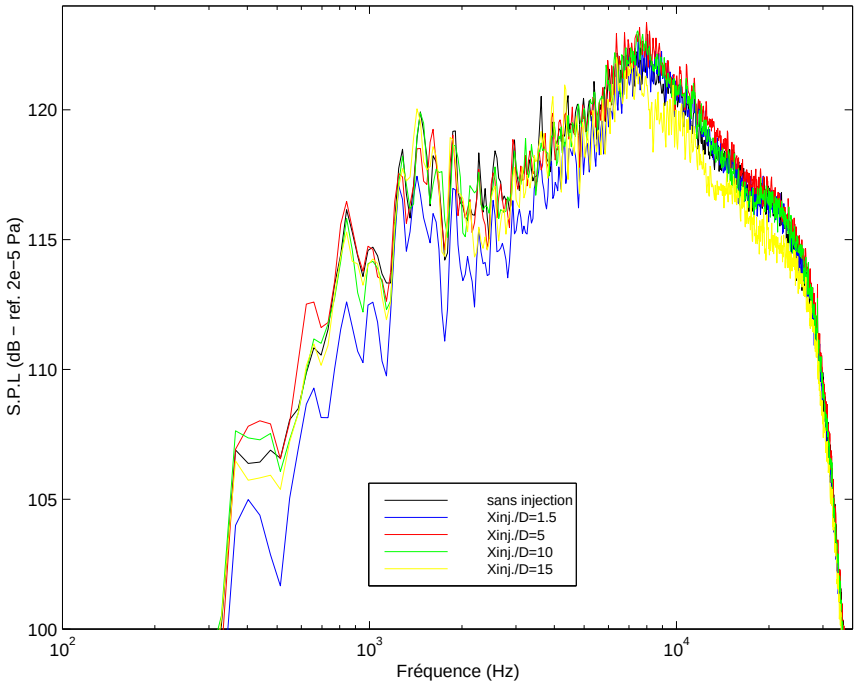

FIG. 2.30 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°3, $\theta_2 = 70^\circ$*

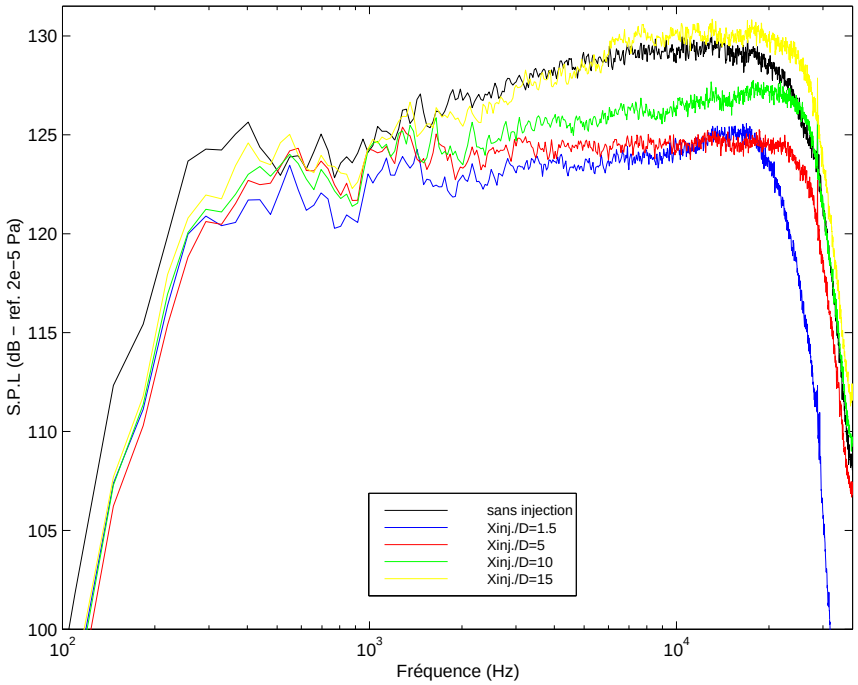

FIG. 2.31 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°4, $\theta_2 = 25^\circ$*

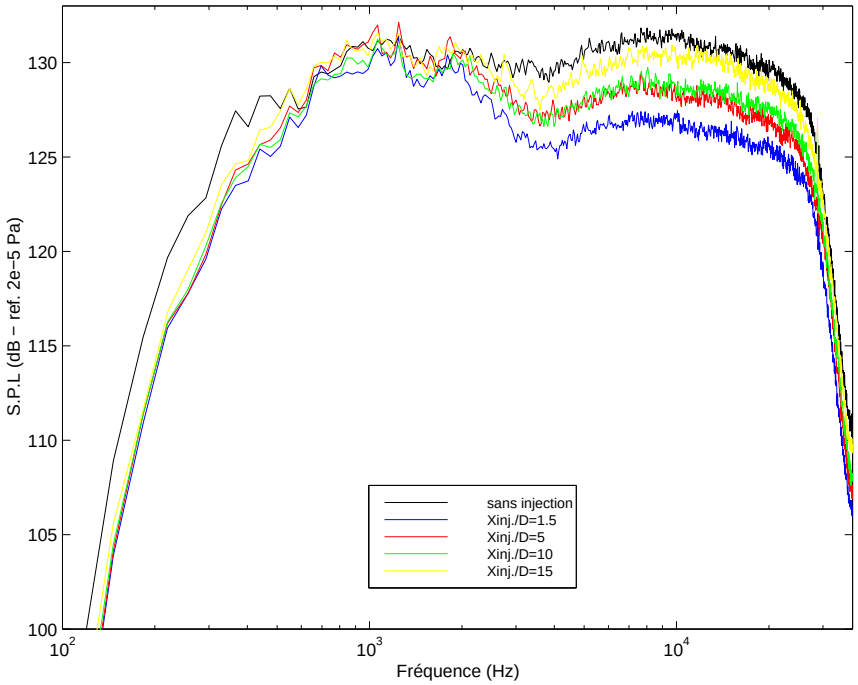

FIG. 2.32 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°4, $\theta_2 = 45^\circ$*

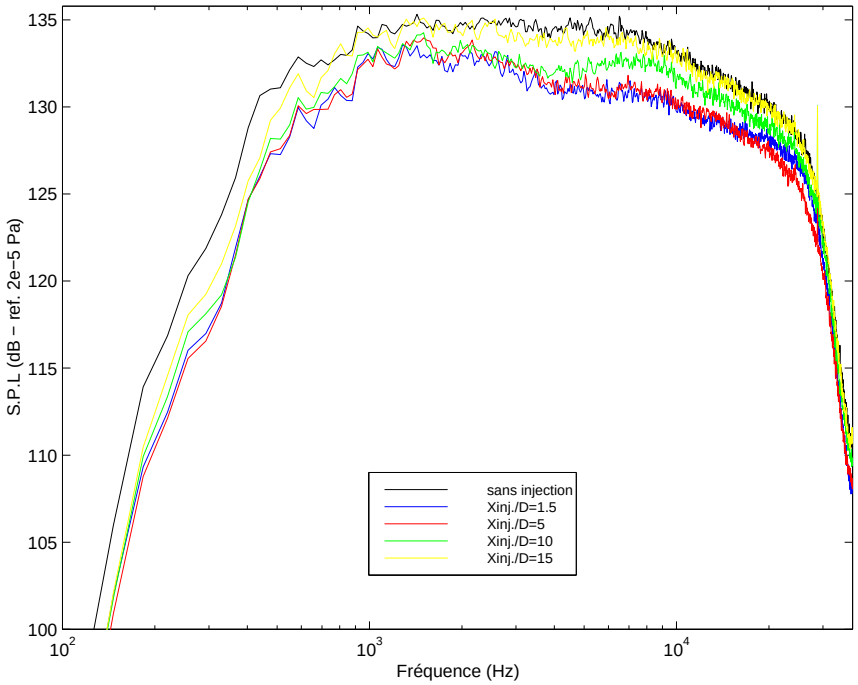

FIG. 2.33 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°4, $\theta_2 = 65^\circ$*

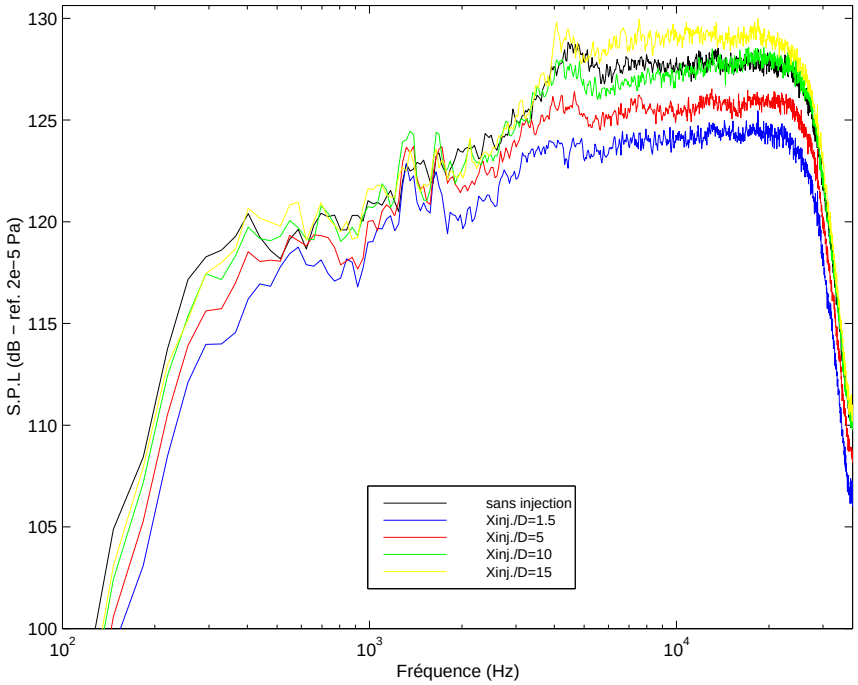

FIG. 2.34 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°5, $\theta_2 = 25^\circ$*

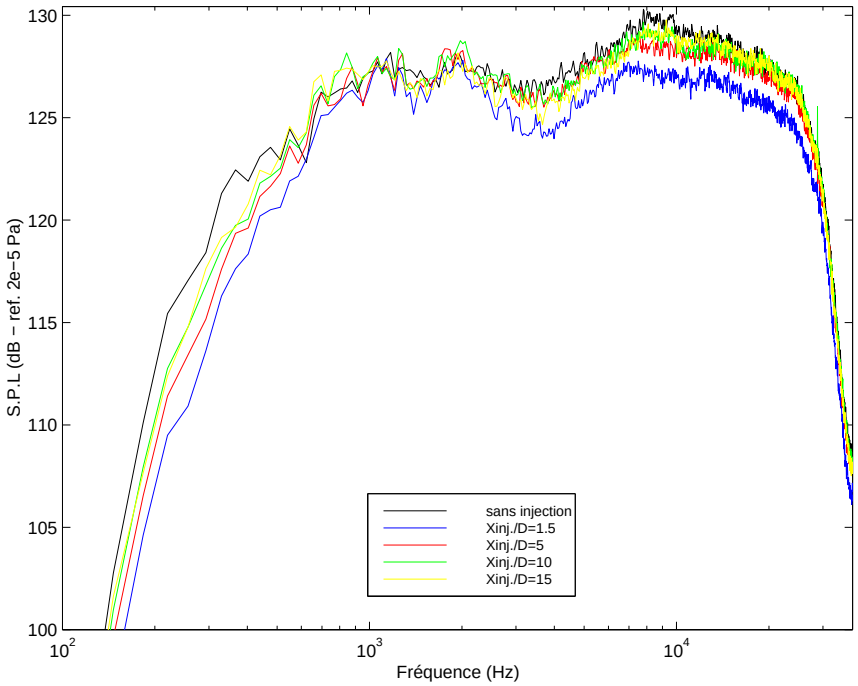

FIG. 2.35 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°5, $\theta_2 = 45^\circ$*

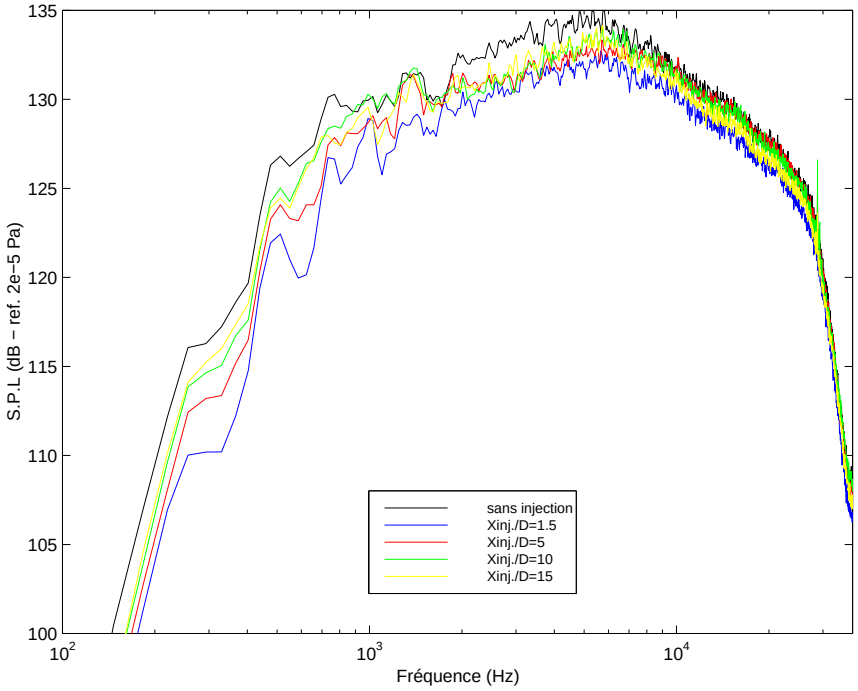

FIG. 2.36 – *Influence de l'abscisse d'injection sur le niveau acoustique - jet n°5,* $\theta_2 = 70^\circ$

2.4.8 Conclusion

Pour conclure sur cette étude, il apparaît que la réduction du niveau de puissance acoustique obtenue à l'aide de la technique d'injection d'eau est satisfaisante pour le premier groupe de jets (jets n°1, 4 et 5).

Dans ce groupe, il n'y a pas de différences notables des atténuations mesurées entre les différents jets.

La réduction de vitesse du jet parfaitement détendu par transfert de quantité de mouvement est à l'origine à la fois d'une atténuation du rayonnement d'onde de Mach dans la direction aval dans les basses fréquences et du niveau global.

En ce qui concerne les autres jets, le réseau de cellules de chocs étant fortement perturbé par l'eau dans la couche de mélange supersonique, on mesure une bonne atténuation dans la direction amont à l'écoulement.

L'atténuation du bruit rayonné dans la direction aval dépend fortement de l'abscisse d'injection. Une injection proche du début de la couche de mélange est susceptible d'atténuer les basses fréquences, tandis qu'une injection plus en aval n'impliquera plus les grosses structures dans le processus de transfert de quantité de mouvement. Celles-ci produisent alors de façon efficace un rayonnement d'onde de Mach.

La température ne semble pas avoir d'effets directs sur l'efficacité du processus d'atténuation de bruit. Celle-ci est plutôt à l'origine de modifications dans la structure aérodynamique du jet (diminution du cône potentiel, augmentation de la vitesse centrale,...) et donc à l'origine d'un comportement de celui-ci différent vis à vis de l'injection.

Conclusion

Ce chapitre concerne l'étude expérimentale de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique en présence ou non d'injection d'eau.

Il apparaît tout d'abord que la température joue un rôle non négligeable sur la génération de bruit. En effet, les mesures indiquent qu'une augmentation de la température du jet est à l'origine d'une diminution du niveau de puissance global. En effet, des réductions sonores sont obtenues quelle soit la direction. Ce comportement va dans le sens des résultats des études précédentes.

D'autre part, il semble que la directivité demeure inchangée par une variation de la température.

La technique d'injection d'eau a été testée sur ces mêmes jets. Les expériences ont conduit à de bonnes atténuations sonores.

On observe de meilleurs résultats lors d'injection dans les jets issus du groupe n°1, ce qui peut être expliqué par le fait que ces jets subissent une décélération plus importante, entraînant ainsi une meilleure réduction sonore globale.

On a pu s'apercevoir d'autre part qu'une injection d'eau près de la sortie de tuyère était à l'origine d'une meilleure réduction. Dans ce cas, toutes les structures sont impliquées dans le processus de mélange.

La température quant à elle ne semble pas altérer ou améliorer grandement le processus d'atténuation de bruit.

Pour une meilleure compréhension du rôle de la température dans la génération du bruit de jets très rapides, il est nécessaire d'effectuer une mesure de celle-ci.

Le prochain chapitre présente une brève bibliographie sur les méthodes de mesure de température dans les écoulements turbulents. La revue de ces méthodes nous permettra d'opter pour celle qui paraît la mieux adaptée aux jets concernant notre étude.

Chapitre 3

Généralités sur les méthodes de mesure de température

Introduction

Le chapitre précédent nous a permis de constater le rôle non négligeable de la température sur le rayonnement acoustique des jets supersoniques. Les mesures indiquent, comme on s'y attendait, une diminution du niveau global pour une augmentation de la température. De plus, il semble que celle-ci ait une influence sur les paramètres aérodynamiques et donc sur les mécanismes de génération de bruit.

Rappelons d'autre part que le premier chapitre a mis en évidence la présence d'une source liée aux fluctuations de température dans le jet, fortement liées aux valeurs moyennes de la températures.

Les mesures de températures moyennes et fluctuantes dans le jet sont donc intéressantes pour différentes raisons.

Elles permettent d'une part une meilleure compréhension des mécanismes de génération de bruit. D'autre part, il est possible à partir de ces mesures de localiser les maximums de fluctuations de température caractérisant le bruit issu de celles-ci.

De plus, les calculs numériques nécessitent des informations concernant les grandeurs aérodynamiques et thermiques des jets réels. Les mesures de températures effectuées sur ces jets permettront de compléter les rares informations concernant ces grandeurs.

En effet, les conditions extrêmes de ces écoulements rendent difficiles les mesures de température et de vitesse.

Les méthodes dîtes classiques développées dans le cadre d'écoulements peu rapides ont alors laissé place à de nouvelles méthodes optiques non-intrusives qui paraissent mieux adaptées. En effet, ces méthodes ont pour principal intérêt la possibilité de sonder des écoulements très chauds et très rapides à distance.

Dans le cadre de notre étude, la mesure des températures moyennes et fluctuantes dans les jets supersoniques est une première approche dans l'optique de localiser les sources issues des fluctuations de température dans le jet. Nous devons donc opter pour la méthode

la mieux adaptée à la fois aux écoulements supersoniques chauds et au site du banc MARTEL.

On se propose dans une première partie de présenter les méthodes classiques de mesure de la température. Nous aborderons ensuite les méthodes optiques.

La dernière partie concerne la description de la méthode Schlieren choisie pour nos expériences sur le banc MARTEL.

3.1 Méthodes intrusives

3.1.1 Introduction

Les premières techniques de mesure de la température ont été développées dans le cadre d'écoulements peu rapides. Elles utilisent des sondes : les couples thermoélectriques (thermocouples) et les sondes à résistance variable (fil froid).

Les connaissances concernant la conductivité électrique et les propriétés thermoélectriques permettent à l'utilisateur de retrouver la température du milieu. Elles sont utilisées pour leur commodité de mise en œuvre et leur faible coût [6, 9, 28, 30, 37, 43, 50].

Néanmoins, comme nous le verrons plus loin, elles ne sont plus adaptées à des écoulements très rapides et très chauds.

Nous faisons ici une revue succincte des mesures de température à l'aide de ces sondes.

Plusieurs paramètres nous guident dans le choix de la sonde : la température maximale estimée, le point de fusion des sondes, la composition du milieu.

Généralement, le fil froid est utilisé dans une gamme de température proche de l'ambiante. En effet son pouvoir thermoélectrique n'est plus aussi stable en présence de températures plus élevées. Ce n'est pas le cas du thermocouple.

3.1.2 Les thermomètres à fil froid

Un thermomètre à fil froid est constitué d'un fil métallique de faible dimension (diamètre généralement compris entre 0,6 et 5 micromètres sur une longueur de l'ordre du millimètre) dont la résistance varie fortement avec la température. Les fils de platine ou de platine rhodié 10% sont les plus utilisés en raison de la valeur relativement élevée de leur coefficient de température (i.e. variation de tension due à une variation de température) et de leur bonne résistance à l'oxydation.

Dans les conditions habituelles d'utilisation, la variation de la résistance en fonction de la température du fil métallique peut s'écrire :

$$R = R_o[1 + \chi(T_W - T_0)] \tag{3.1}$$

où R_o est la résistance du matériau à la température T_0, T_w la température du capteur et χ le coefficient de température de la résistivité du fil.

On note d'après la relation ci-dessus qu'on effectue une mesure de l'écart avec une température de référence et non pas une mesure directe. Ce n'est donc pas une mesure absolue.

3.1.3 Couples thermoélectriques

La thermoélectricité représente les transformations réversibles de conversion de chaleur en énergie électrique et inversement. On dénombre trois types de transformations : l'effet **Seebeck**, l'effet **Peltier** et l'effet **Thomson** [43].

L'effet Seebeck se manifeste par l'apparition d'une force électromotrice (f.e.m) dans un circuit composé de deux conducteurs différents (métaux, alliages ou semi-conducteurs) lorsque les jonctions sont à des températures différentes.

L'effet Peltier est caractérisé par la production ou l'absorption d'une quantité de chaleur Q_p à la jonction de deux conducteurs portés à la même température et parcourue par un courant.

L'effet Thomson, quant à lui, représente l'apparition d'une force électromotrice dans une barre dont les extrêmités se trouvent à des températures différentes.

Remarque : l'effet Peltier couplé à l'effet Thomson représente l'effet Seebeck.

Couples thermoélectriques

Les thermocouples utilisent les propriétés des trois effets précédents.

Considérons un circuit électrique fermé constitué de deux conducteurs reliés par deux soudures (A et B). Celles-ci sont portées à deux températures différentes (T_a et T_b). Les autres parties du circuit restent à la température ambiante (T_0). Ainsi par une méthode d'opposition, en connaissant la température de la soudure A et le pouvoir thermoélectrique du couple α_{1-2}, il est possible de déterminer la température de la soudure B à partir de la variation de la force électromotrice thermoélectrique E.

La soudure B sera placée dans l'écoulement de température Tg et les variations de la force électromotrice permettront de mesurer cette température.

L'utilisation des thermocouples repose sur des techniques maintenant acquises. Ils sont préférés, la plupart du temps, aux fils froids car leur domaine de température accessible est plus grand.

Cependant, l'aspect intrusif d'une sonde entraîne une erreur de lecture de la température. D'autre part, l'inertie associée à la sonde pose de sérieux problèmes lorsque l'utilisateur désire mesurer des fluctuations de température. Le prochain paragraphe se propose de traiter cet aspect lors de l'utilisation d'un fil froid ou d'un thermocouple.

3.1.4 Généralités sur la modélisation des capteurs

L'utilisation d'un fil froid ou d'un thermocouple nécessite la connaissance de certains paramètres tels que la constante de temps et les divers transferts de chaleur entre la sonde et le milieu ambiant.

Ils sont nécessaires pour la détermination de la température de l'écoulement sondé.

L'étude qui suit est généralisée pour les fils froids et les thermocouples.

Fonctionnement dynamique d'une sonde

L'étude du fonctionnement dynamique d'une sonde est nécessaire afin de connaître la réponse du capteur face à des fluctuations de température. Pour cela, écrivons l'équation de bilan instationnaire pour un élément dx du fil plongé dans l'écoulement à étudier :

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} = -\frac{4.Nu.\lambda_g}{d^2.\rho_W.c}(T_W - T_f) + a_W \frac{\partial^2 \Theta_W}{\partial x^2} \tag{3.2}$$

où T_c représente les fluctuations de température du capteur, T_f les fluctuations de température du fluide, Nu le nombre de Nusselt[1], λ_g la conductivité thermique du fluide, ρ_W la masse volumique de la sonde de diamètre d, c et a_W respectivement la capacité thermique massique et la diffusivité thermique du matériau.

La solution de l'équation (3.2) fait apparaîttre une constante appelée constante de temps :

$$\tau = \frac{d^2.\rho_W.c}{4.Nu.\lambda_g} \tag{3.3}$$

La constante de temps caractérise l'inertie thermique de la sonde, et permet l'obtention de la fonction de transfert du fil froid, c'est à dire des informations sur l'atténuation de l'amplitude et le déphasage du signal électrique avec la fréquence.

Dans le cas d'un fil de longueur *infinie*, on néglige les effets de conduction sur les bords. L'équation (3.2) est simplifiée et la fonction de transfert s'écrit comme un système du premier ordre

$$H(f) = \frac{1}{1 + 2\pi j f \tau} \tag{3.4}$$

Dans le cas d'un fil *réel*, les effets de conduction entre le fil et les supports et les effets de convection interviennent chacun de façon plus ou moins importante. La fonction

[1]Nombre sans dimension qui compare les transferts de chaleur convectif et conductif vers une paroi

de transfert est alors plus complexe et fait apparaître deux "sous-fonctions" de transfert caractérisant les deux phénomènes :

$$H(f) = H_{cd}(f).H_{cv}(f) \tag{3.5}$$

où H_{cd} est la fonction de transfert des phénomènes de conduction et H_{cv} représente les effets de convection. Les deux fonctions introduisent deux constantes de temps τ_{cd} et τ_{cv}.

- Pour les fréquences $f << 1/(2\pi.\tau_{cd})$ le fil et les supports suivent parfaitement les fluctuations de température de l'écoulement ;

- Pour les fréquences $f >> 1/(2\pi.\tau_{cv})$ les fluctuations de température mesurées sont atténuées par l'inertie thermique du fil ;

- Lorsque $1/(2\pi.\tau_{cd}) < f < 1/(2\pi.\tau_{cv})$, le capteur suit parfaitement les fluctuations de température de l'écoulement, pendant que les supports restent à la température moyenne locale. Il existe néanmoins un transfert de chaleur par conduction entre le fil et les supports : le sens du transfert dépend du signe de la fluctuation locale de température.

Paranthoën et al [43] font une étude détaillée de l'influence de divers paramètres tels que la convection, la conduction, et la présence d'une couche limite autour des supports. Cette étude montre que pour une géométrie donnée, les caractéristiques de la fonction de transfert d'un fil froid peuvent être très différentes selon la nature et la température du fluide ou les conditions de l'écoulement. Ceci est gênant car l'étalonnage se fait la plupart du temps sous des conditions différentes de celles de l'expérience.

Transferts thermiques

Le fonctionnement des fils froids et des couples thermoélectriques est basé sur des principes physiques simples. Il peut néanmoins présenter dans certains cas un problème thermique complexe en raison de plusieurs modes de transferts de chaleur et de sources ou de puits de chaleur. C'est pourquoi il est admis que la température fournie par le capteur ne représente que dans de rares cas la température réelle instantanée de l'écoulement. Cette différence résulte de phénomènes qui introduisent une distinction entre la température réelle en l'absence du capteur et la température mesurée. Pour mieux comprendre ces phénomènes, il faut faire l'inventaire de toutes les interactions entre le capteur et le milieu (Fig.3.1), ainsi que le bilan thermique.

- **Transferts de chaleur par convection**

  Il s'agit d'un échange de chaleur entre l'écoulement et la sonde. Cet échange dépend fortement de la conductivité thermique du fluide ainsi que du nombre de Nusselt.

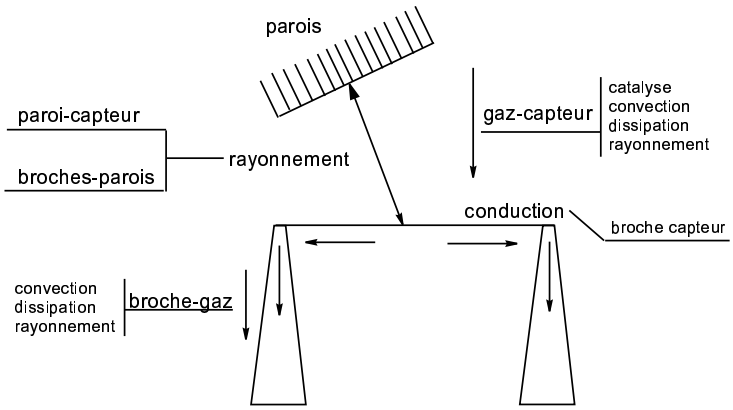

FIG. 3.1 – *Schématisation des transferts de chaleur entre le capteur et son environnement*

– **Transferts de chaleur par conduction**

  La longueur finie du capteur entraîne une perte de chaleur due à une différence de température entre la jonction dans l'écoulement et les supports du thermocouple, fonction de la conductivité thermique du fil à la température de celui-ci. Ce phénomène ne peut être évité par l'utilisation de fils plus longs car une tenue mécanique est indispensable et une bonne résolution spatiale souhaitée.

– **Transfert de chaleur par rayonnement**

  Le thermocouple plongé dans l'écoulement se trouve à une température différente de celle de l'environnement extérieur (murs, supports,...). Il existe alors un échange énergétique radiatif entre la sonde et l'environnement. Pour estimer cet échange, il est nécessaire de connaître l'émissivité du matériau composant le thermocouple à la température de celui-ci. Il existe des tables de l'émissivité de matériaux usuels, cependant elles ne tiennent pas compte des effets de dépôts présents dans les écoulements réactifs. Les pertes de chaleur par rayonnement, ainsi que par conduction, peuvent être corrigées par des lois semi-empiriques [9].

Les principaux phénomènes responsables de l'erreur de mesure ont été répertoriés. Le bilan local thermique nous permet d'obtenir le comportement temporel (temps de réponse) de la sonde vis à vis de perturbations. Le temps de réponse du thermocouple (constante de temps) est fonction de l'écoulement, du matériau utilisé ainsi que du diamètre du fil. Le thermocouple mettant un temps fini pour répondre aux fluctuations de température de l'écoulement, il se comporte donc comme un filtre passe-bas et ne répond pas aux turbulences hautes fréquences.

3.1.5 Conclusion

Les principes de fonctionnement et les phénomènes responsables de l'erreur de mesure ont été rappelés. Les fils froids et les thermocouples sont des instruments très faciles à mettre en œuvre et peu chers. Cependant, leur utilisation est conseillée lors d'écoulements très peu turbulents ou lorsqu'on ne désire que la partie moyenne de la température. Si ce n'est pas le cas, l'inertie de la sonde demeure un sérieux problème face aux fluctuations de température. De plus, des paramètres tels que le rayonnement énergétique, les pertes dues à la conduction et la convection sont difficiles à estimer mais restent nécessaires pour obtenir une bonne approximation de la température.

Concernant la mesure de température dans les jets supersoniques, l'introduction d'une sonde dans l'écoulement entraîne l'apparition d'une onde de choc en amont de celle-ci. Il existe des relations de passage entre l'écoulement en amont et en aval à l'onde de choc, cependant, elles nécessitent la connaissance du nombre de Mach de part et d'autre du choc.

Pour pallier à ces problèmes, dans le but d'étudier des écoulements fortement turbulents et chauds, de nouvelles techniques, dîtes non-intrusives, ont été développées. Nous nous proposons d'en présenter quelques unes dans la suite.

3.2 Mesures non-intrusives de la température

3.2.1 Introduction

L'intérêt porté aux écoulements en régime supersonique et fortement turbulents a eu pour conséquence un élan de recherche sur les méthodes de mesures optiques non-intrusives. Ces méthodes permettent d'effectuer des mesures à distance sans perturber le domaine étudié.

De plus, leur bande passante ne dépend que du système de réception et n'est plus un problème majeur comme elle l'est dès lors qu'on utilise des thermocouples. Le fait de ne rien introduire dans l'écoulement offre la possibilité de travailler à de plus hautes températures.

Hélas, ces méthodes nécessitent des outils de mesure très chers et beaucoup plus difficiles à mettre en oeuvre.

Les méthodes non-intrusives de mesure de température peuvent être séparées en trois groupes principaux : la **pyrométrie**, les **méthodes spectroscopiques** utilisant les propriétés microscopiques des molécules constituant le gaz (diffusion Rayleigh, ...). Le troisième groupe comprend les **méthodes se reposant sur les variations de propriétés macroscopiques avec la température** [8].

Nous présentons succinctement ces diverses méthodes.

3.2.2 Mesures pyrométriques

La thermographie infrarouge est une technique permettant de mesurer le rayonnement thermique émis par tous les points de la **surface** d'un objet [4]. On peut par la suite

obtenir la température de ces points. Le principe repose sur le fait que toute matière émet de façon continue un rayonnement électromagnétique dont la distribution spectrale dépend de l'émissivité et de la température de la surface du corps étudié. Cette émission électromagnétique est appelée "rayonnement thermique" et est donnée par la formule ci-dessous :

$$M = \varepsilon(T)\sigma T^4 \tag{3.6}$$

avec $\varepsilon(T)$ l'émissivité du matériau à la température T et σ la constante de Boltzmann.

Ce rayonnement est le plus souvent situé dans le domaine des infrarouges et peut être capté par des appareils connus sous le nom de radiomètre mesurant l'intensité du rayonnement. Cependant la température mesurée ne correspond pas à la température réelle de la surface visée : on l'appelle température de luminance T_L. En effet, les constructeurs étalonnent leurs appareils sur des corps noirs (corps idéal rayonnant le maximum d'énergie à une température donnée). C'est pourquoi lors d'une mesure, il faut traduire la température mesurée en température équivalente du corps noir puis en température réelle en faisant intervenir l'émissivité du corps.

Il est à noter que différents paramètres viennent fausser la mesure : la transmission à travers l'atmosphère entre la surface et le radiomètre, la puissance issue d'objets environnant le domaine et émise par réflexion, et enfin la puissance émise par l'atmosphère "chaude". Cette méthode reste néanmoins intrusive dans l'étude thermique d'un gaz car il est nécessaire d'introduire une surface dans le milieu afin d'obtenir un rayonnement.

Pour exemple, Joulain & Cotterau [30] ont effectué des mesures de température dans une flamme en introduisant un fil de tungstène.

3.2.3 Mesures optiques basées sur des propriétés des molécules

Les méthodes spectroscopiques permettent une mesure de la population d'une espèce sur un niveau discret d'énergie possible d'un atome (ou d'une molécule). Dans le cas d'un gaz en équilibre thermodynamique, la population N_i d'un niveau d'énergie E_i est dictée selon la loi de Boltzmann :

$$N_i = \frac{N_0}{Z} = g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \tag{3.7}$$

où Z est la fonction de répartition, N_0 la population totale de l'espèce et g_i la dégénérescence du niveau d'énergie. La mesure de la population de plusieurs niveaux permet de déterminer la température et de tester l'hypothèse d'équilibre thermodynamique entre les niveaux d'énergie.

Le principe en est le suivant : on illumine le gaz avec un faisceau LASER focalisé (Fig. 3.2). Les molécules diffractent une lumière par la suite collectée à angle droit par un système optique. Une analyse spectrale de l'intensité lumineuse reçue aboutit à une mesure de population. Il existe trois formes de procédés de diffraction (Fig. 3.3).

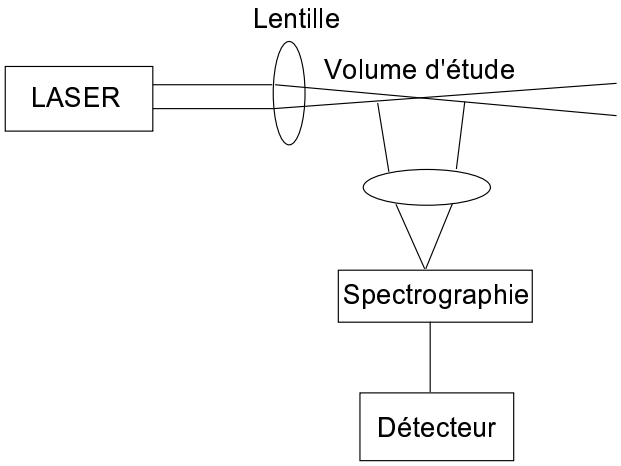

FIG. 3.2 – *Schéma pour l'observation de diffraction d'un faisceau LASER par des molécules d'un gaz*

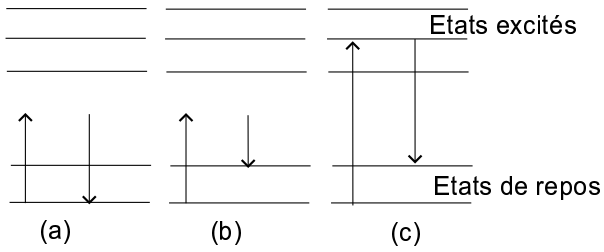

FIG. 3.3 – *Niveau d'énergie pour la diffraction Rayleigh (a), Raman (b), Fluorescence (c)*

Diffraction Rayleigh

La diffraction Rayleigh est produite par les molécules (Fig. 3.2.a). Les photons sont diffractés dans toutes les directions et possèdent la même énergie que les photons LASER (Collisions élastiques avec des particules petites par rapport à la longueur d'onde de la lumière).

L'intensité émise dépend du nombre total de molécules (donc de la masse volumique). Elle est par conséquent inversement proportionnelle à la température (sous condition de gaz parfait et de pression constante). L'intensité est faible et il est indispensable d'éliminer tout rayonnement "égaré" à la longueur d'onde du LASER. D'autre part, des particules en suspend peuvent provoquer une diffraction de Mie ($D \sim \lambda$), autre source d'interférence.

Diffusion Raman spontanée

Dans le cas 3.2.b, l'atome retombe sur un niveau d'énergie supérieur : le photon possède alors une fréquence inférieure à la fréquence initiale. La différence d'énergie correspond à l'énergie de vibration. Ceci est intéressant car les quanta vibrationnels dépendent de l'état de rotation de la molécule. Chaque état de rotation donne un pic sur le spectre, séparable des autres après une haute résolution spectrale. Ces états sont peuplés selon la loi de Boltzmann : une analyse spectrale nous donne la température de rotation, qui correspond dans la plupart des cas à la température statique du gaz.

Diffusion Raman anti-stokes (DRASC)

Dans d'autres cas, l'atome retombe sur un niveau d'énergie inférieur. Ceci est réalisable lorsque l'état d'origine n'est pas l'état de repos. Le spectre de DRASC fournit les mêmes informations qu'un spectre de Raman spontané, cependant le signal recueilli est jusqu'à dix ordres de grandeur supérieur en amplitude.

Fluorescence induite par LASER

Ce principe utilise un LASER accordé sur une raie d'absorption du spectre de la molécule **introduite** dans l'écoulement. Lorsque le niveau supérieur est suffisamment peuplé, il apparaît une émission stimulée.

Il existe donc deux phénomènes : d'une part une excitation et d'autre part une désexcitation. L'évolution temporelle de l'excitation dépend de coefficients appelés coefficients d'Einstein et du taux de désexcitation collisionnelle. Ce taux est très difficile à évaluer. Afin de contourner ce problème, on utilise des LASER très puissants. L'équation d'évolution se trouve dès lors modifiée car le terme contenant le taux de désexcitation collisionnelle devient négligeable devant les autres processus. Ainsi lorsque la durée d'exposition et la puissance sont suffisantes, un état stationnaire est atteint et la mesure des populations du niveau excité est alors possible.

Il faut noter que cette technique n'est pas non-intrusive au sens strict du terme car une substance est introduite dans l'écoulement.

3.2.4 Mesures optiques basées sur des propriétés macroscopiques de l'écoulement

La méthode Schlieren repose sur la déviation d'un faisceau lumineux traversant l'écoulement à étudier (Fig. 3.4). La déviation obtenue à la sortie du domaine peut être reliée à l'indice de réfraction local.

Cette méthode n'a été utilisée que dans l'esprit de calculer des masses volumiques ou des indices de réfraction dans un écoulement [14, 16, 17, 18].

Néanmoins, il semble possible d'estimer la température via l'indice de réfraction en utilisant la relation de Gladstone [25]. Nous reveindrons par la suite plus en détail sur cette méthode.

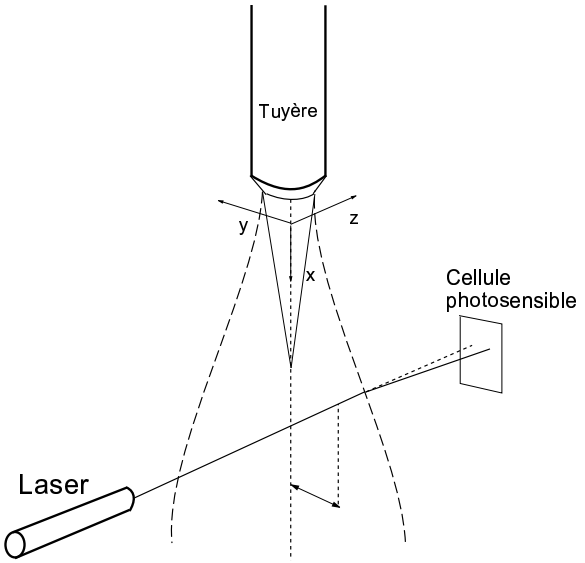

FIG. 3.4 – *Méthode Schlieren*

3.2.5 Conclusion

Les techniques présentées précédemment sont relativement nouvelles et prometteuses. Elles permettent d'effectuer des mesures à distance et de ne rien introduire dans l'écoulement. Cependant, ces techniques sont onéreuses et le dispositif optique reste difficile à mettre en place. D'autre part, elles n'offrent pas toutes encore la possibilité de mesurer les fluctuations de température.

Les méthodes basées sur la diffraction moléculaire sont beaucoup utilisées. Cependant elles nécessitent l'emploi de LASER très puissants. Ceci entraîne alors la mise en place d'un protocole de sécurité (présence de matière opaque autour du montage, de personnes qualifiées,...).

La méthode Schlieren basée sur la déviation d'un faisceau lumineux semble quant à elle relativement simple à mettre en place et ne nécessite pas de matériel onéreux comparée aux autres méthodes.

Nous avons opté pour cette méthode et nous nous proposons de la détailler dans le prochain paragraphe.

3.3 Mesure de la température à l'aide de la méthode Schlieren

3.3.1 Introduction

La méthode Schlieren consiste en l'utilisation de faisceaux lumineux à des fins qualitatives (photographie de structures turbulentes dans les flammes par exemple) et quantitatives (mesures de vitesse, d'indices de réfraction, de masse volumique). Elle peut se scinder en deux méthodes indépendantes : l'absorption de l'intensité lumineuse du faisceau par le

milieu sondé, les déviations angulaires de plusieurs faisceaux LASER.

La méthode Schlieren a été mise en place pour la mesure de vitesses dans un jet subsonique par Fisher et Krause [23] en 1967. La technique utilise le phénomène d'absorption. Le rayonnement est choisi de tel sorte qu'il soit absorbé partiellement par un composé de l'écoulement (vapeur d'eau). Les auteurs utilisent deux faisceaux croisés et montrent que la corrélation des intensités des deux signaux captées par les systèmes de réception de chaque faisceau, permet l'obtention d'informations locales sur la vitesse de convection dans un jet subsonique.

Ce même procédé permet à Fisher et Johnston [22] (1970) de mesurer des vitesses de convection locales dans un jet supersoniques.

Wilson et Damkeval [58] (1970) utilisent le croisement de deux faisceaux lors d'expériences effectuées sur un jet subsonique turbulent. Ils mesurent les déviations angulaires longitudinales subies par les deux faisceaux, ce qui leur permet de remonter aux vitesses de convection ainsi qu'aux fluctuations de masse volumique au point d'intersection, en faisant l'hypothèse d'une turbulence locale isotrope.

La méthode Schlieren a ensuite été utilisée dans le but de mesurer uniquement la masse volumique ou l'indice de réfraction dans les écoulements. La méthode d'un unique faisceau a été introduite par Davis.

Davis [14] (1971) mesure les déviations longitudinales et transversales du faisceau traversant un jet turbulent subsonique froid. Ces expériences lui permettent d'estimer la variance des gradients d'indice de réfraction ainsi que la répartition spectrale des fluctuations de ceux-ci.

Davis [15] (1972) propose ensuite la même série d'expériences sur un jet supersonique axisymétrique. Cependant l'expérience avec un unique faisceau ne permet pas de séparer deux grandeurs que sont la variance des gradients d'indice de réfraction et l'échelle intégrale de longueur de la fluctuation.

Ce problème est résolu lorsque Davis [16] (1975) utilise les déviations de deux faisceaux croisés se propageant dans un plan perpendiculaire à l'écoulement permettant ainsi le calcul des deux paramètres indissociables auparavant.

Ces expériences sont réitérées dans un jet turbulent à nombre de Mach et enthalpie variable. Le but est d'étudier le comportement des fluctuations de masse volumique en fonction des caractéristiques du jet (Winarto & Davis [59] (1984)). A partir de la distribution moyenne de la vitesse et de l'enthalpie, les fluctuations de masse volumique sont reliées à la distribution des intensités locales de la pression et de la température. Les auteurs montrent alors que les fluctuations de pressions sont réduites avec le nombre de Mach et augmentent avec l'enthalpie moyenne de l'écoulement. D'autre part, ils mettent en évidence l'augmentation des fluctuations de température avec le nombre de Mach.

La méthode est de nouveau utilisée par Davis [17] (1989) dans une flamme. Davis calcule les fluctuations d'indice de réfraction locales dans la zone de combustion et non plus les fluctuations de masse volumique, l'indice de réfraction étant un bon critère de qualité pour un mélange réactif. Une série d'expériences avec une configuration identique permet à Davis et Rerkshnandana [18] (1993) d'atteindre la distribution d'indice de réfraction

dans une flamme ainsi que la vitesse de convection, l'intensité des fluctuations d'indice de réfraction et les échelles intégrales de longueurs transversales.

La méthode Schlieren apparaît bien adaptée à notre étude car les jets étudiés sont très turbulents, rapides et très chauds, ce qui n'incite pas à l'utilisation de sondes.

Le paragraphe suivant se propose de développer la méthode Schlieren utilisant un ou deux faisceaux lumineux pour déterminer la température moyenne et les fluctuations de température.

3.3.2 Détermination de la température moyenne

La déviation d'un faisceau lumineux se propageant dans un milieu ayant un indice de réfraction variable est donnée par la loi :

$$\Theta = \int_0^L \vec{e}_n . \left(\frac{1}{n} \overrightarrow{grad}(n) \right) ds \tag{3.8}$$

où Θ est la déviation angulaire le long du chemin optique (S) intégré sur une distance L, $\vec{e}_n$ est le vecteur unitaire normal à ds et n est l'indice de réfraction local.

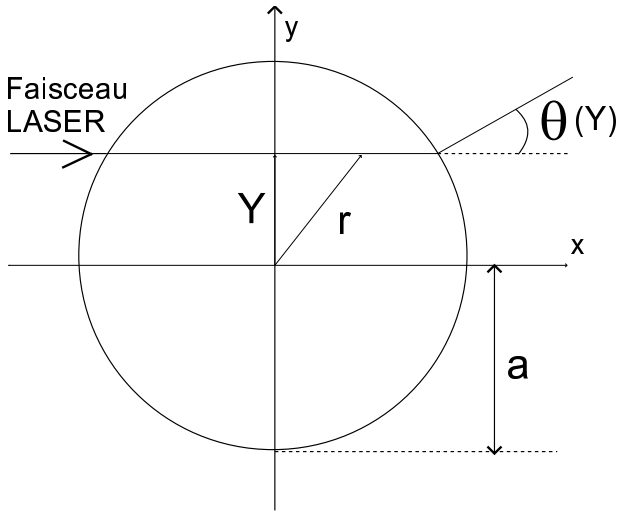

FIG. 3.5 – *Section perpendiculaire à la source à symétrie circulaire*

L'indice de réfraction au dénominateur peut être négligé car il reste très proche de l'unité.

Si on introduit r la distance radiale du faisceau par rapport à l'axe du jet et y la distance d'approche du faisceau (figure 3.5), la déviation moyenne transversale s'écrit :

$$\overline{\Theta}(y) = y \int_{-r}^{\infty} -\frac{1}{r}\frac{\partial \overline{n}}{\partial r}\frac{rdr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \tag{3.9}$$

Cette relation est appelée Equation Intégrale d'Abel. L'inversion de cette intégrale permet de calculer la fonction $R_n(r) = -\frac{1}{r}\frac{\partial \overline{n}}{\partial r}$, à partir des valeurs angulaires $\Theta(y)$.

Notons dès à présent que l'inversion de l'intégrale d'Abel n'est possible que si l'écoulement est **axisymétrique**.

En intégrant cette fonction de la borne extérieure du domaine a jusqu'à la distance radiale souhaitée r, on obtient la relation entre l'indice de réfraction local et la solution $R_n(r)$:

$$\overline{n}(r) = \overline{n}_a - \int_a^r r.R_n(r)dr \tag{3.10}$$

où $\overline{n}_a$ est l'indice de réfraction ambiant, c'est à dire en dehors du domaine d'étude.

Gladstone [25] a montré que l'indice de réfraction d'un milieu est relié à la masse volumique par la relation suivante :

$$\frac{n-1}{\rho} = constante \tag{3.11}$$

Cette équation permet de calculer avec une bonne approximation les variations de l'indice de réfraction d'un gaz avec la température.

La constante est calculée à partir des conditions extérieures au jet et de la longueur d'onde du faisceau lumineux.

Jet parfaitement détendu

Lorsque le jet est parfaitement détendu, sa pression est constante et égale à la pression atmosphérique. La relation de Gladstone (3.11) devient alors pour les grandeurs moyennes :

$$\overline{T}(r) = \frac{J}{\overline{n}(r) - 1} \tag{3.12}$$

où J est une constante qui dans notre cas, à température ambiante et pour une utilisation d'un Laser He-Ne (λ=6328Å) vaut J=0,07946 K.

La température peut ainsi facilement être estimée à partir des valeurs de l'indice de réfraction et de la constante J.

Jet non-parfaitement détendu

Lorsque le jet est non-parfaitement détendu, sa pression subit des variations dans le sens de l'écoulement. Celles-ci ont lieu pour chaque passage d'une cellule de choc (figure 3.6).

La relation de Gladstone dans ce cas devient :

$$\frac{[\overline{n}(r)-1].\overline{T}(r)}{\overline{p}(r)} = \text{constante} \tag{3.13}$$

où $\overline{p}(r)$ est la pression moyenne locale du jet.

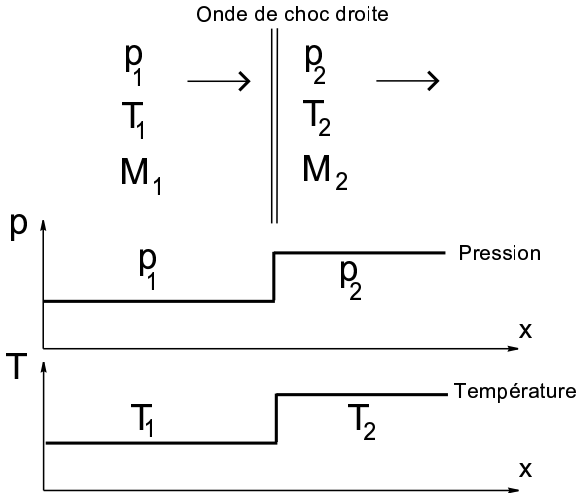

FIG. 3.6 – *Effet d'une onde de choc droite sur la pression et la température (Candel, 1984)*

Il existe des relations pour les propriétés de l'écoulement à travers une onde de choc [10]. Cependant, celles-ci nécessitent la connaissance des nombres de Mach en amont et en aval de la discontinuité. Malheureusement, ces grandeurs sont la plupart du temps inconnues dans le jet sans effectuer de mesures.

On pose $\Delta p = \overline{p}(r) - p_a$, la différence entre la pression du jet pour l'abscisse d'étude et celle du milieu ambiant. La relation (3.13) devient :

$$\overline{T}(r) = \frac{\text{constante}(p_a + \Delta p)}{\overline{n}(r) - 1} \tag{3.14}$$

soit :

$$\overline{T}(r) = \frac{\text{constante}.p_a}{\overline{n}(r) - 1} + \frac{\text{constante}.\Delta p}{\overline{n}(r) - 1} \tag{3.15}$$

or constante.$p_a = J$, on obtient l'expression de la température

$$\overline{T}(r) = \frac{J}{\overline{n}(r) - 1}\left(1 + \frac{\Delta p}{p_a}\right) \tag{3.16}$$

faisant intervenir l'indice de réfraction calculé à l'aide de la relation (3.10), la constante J et un terme en facteur caractéristique de la différence de pression entre l'intérieur du jet et le milieu extérieur.

Lorsque $\Delta p = 0$, le jet est parfaitement détendu et on retrouve l'expression (3.12).

On note donc que dans le cas d'un jet non parfaitement détendu, l'estimation de la température n'est pas aussi simple que dans celui du jet parfaitement détendu.

Remarquons que pour un jet désadapté, dans le sens de l'écoulement, les valeurs de la pression oscillent autour de la valeur de pression ambiante pour enfin tendre vers celle-ci. Le paramètre Δp s'atténue alors d'autant plus que l'on s'éloigne de la sortie de tuyère.

Ne connaissant pas les valeurs prises par la pression dans le jet, lors de nos futures expériences sur le banc MARTEL nous utiliserons la relation,

$$T(r) \sim \frac{J}{n(r) - 1} \tag{3.17}$$

donnant la température avec une incertitude qui est fonction des valeurs de la pression dans le jet à l'abscisse sondée.

Lorsque celle-ci est inférieure à la pression ambiante, la température calculée est sur-estimée. Dans le cas contraire, la température est alors sous-estimée.

La mesure des déviations moyennes d'un faisceau à travers l'écoulement permet donc de déterminer la température moyenne locale.

Les fluctuations locales de la température quant à elles ne peuvent être calculées à partir des fluctuations de déviation du faisceau car celles-ci sont intégrées sur le chemin optique. Ce problème est résolu par l'utilisation de deux faisceaux lumineux croisés.

3.3.3 Détermination des fluctuations de température

Expression des fluctuations de déviations longitudinales

Considérons un écoulement selon l'axe des x. Soient deux faisceaux lumineux, séparés d'une distance verticale ξ, se propageant perpendiculairement à l'écoulement selon les axes y et z (voir figure 3.7).

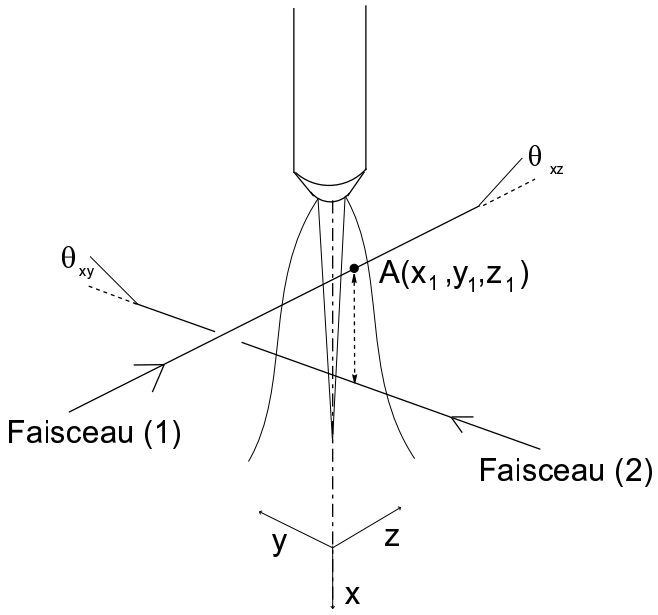

FIG. 3.7 – *Schéma de la méthode des faisceaux croisés*

La déviation angulaire longitudinale du faisceau selon l'axe des z se déduit de la relation (3.8) :

$$\Theta_{xz} = \int_C \frac{1}{n}\frac{\partial n}{\partial x} dz \tag{3.18}$$

où $\partial n/\partial x$ représente le gradient longitudinal d'indice de réfraction responsable de la déviation du faisceau. En effectuant une décomposition de Reynolds sur le gradient :

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \overline{\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)} + \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)' \tag{3.19}$$

la relation (3.18) devient :

$$\Theta_{xz} = \int_C \frac{1}{n}\overline{\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)} dz \; + \; \int_C \frac{1}{n}\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)' dz \tag{3.20}$$

Le premier terme représente la déviation angulaire longitudinale moyenne du faisceau, le deuxième terme la partie fluctuante.

Par ailleurs, si l'on considère une température $T = 300$ K et une pression ambiante, on a $n - 1 \sim 2,6.10^{-4}$, $1/n$ reste donc proche de l'unité.

On effectue les mêmes opérations sur le deuxième faisceau. Ainsi, les parties fluctuantes des déviations angulaires longitudinales des deux faisceaux sont données par les relations :

$$\Theta'_{xy} = \int_C \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)' dy \tag{3.21}$$

$$\Theta'_{xz} = \int_C \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)' dz \tag{3.22}$$

Expression des fluctuations d'indice de réfraction

Covariance des fluctuations de déviations angulaires longitudinales

L'expression des fluctuations d'indice de réfraction est possible à partir d'un traitement statistique sur les déviations angulaires mesurées lors des expériences.

La moyenne temporelle du produit, ou covariance, des déviations angulaires des deux faisceaux croisés peut être vue comme la mesure des fluctuations d'indice de réfraction capable de dévier simultanément les deux faisceaux. Si la variation d'indice de réfraction est régie par un processus aléatoire de mélange turbulent, alors les faisceaux peuvent être déviés simultanément par une fluctuation d'indice de réfraction "convectée" à travers le point de mesure. Ainsi, la covariance, grandeur statistique, amène une information sur les propriétés locales au point d'intersection.

En considérant le champ d'indice turbulent localement homogène, la covariance des indices de réfraction ne dépendra uniquement que des variables de séparation ξ, η et ζ respectivement selon x, y et z.

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} = \int\int_C \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1+\eta, z_1)}{\partial x}\right)' \left(\frac{\partial n(x_1+\xi, y_1, z_1+\zeta)}{\partial x}\right)'} dz \tag{3.23}$$

Or d'après Ball [5] :

$$\overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1+\eta, z_1)}{\partial x}\right)' \left(\frac{\partial n(x_1+\xi, y_1, z_1+\zeta)}{\partial x}\right)'} = \left(\frac{\partial^2}{\partial x \partial \xi} - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}\right) \overline{n'(x_1, y_1+\eta, z_1) n'(x_1+\xi, y_1, z_1+\zeta)} \tag{3.24}$$

Si on fait l'hypothèse d'une turbulence homogène, la covariance dépendra surtout des variables de séparation (ξ, η, ζ) et non pas de la coordonnée x qui représente la variable longitudinale de l'écoulement, selon laquelle les variations sont faibles. L'opérateur $\partial^2/\partial x \partial \xi$ est donc négligeable.

Expression du coefficient de corrélation

On peut maintenant définir une fonction de corrélation d'indice de réfraction de la façon suivante :

$$R(x_1, y_1, z_1; \xi, \eta, \zeta) = \frac{\overline{n'(x_1, y_1 + \eta, z_1) n'(x_1 + \xi, y_1, z_1 + \zeta)}}{\overline{n'^2}(x_1, y_1, z_1)} \tag{3.25}$$

avec $n'(x_1, y_1 + \eta, z_1)$ les fluctuations d'indice de réfraction subies par le faisceau (2) se propageant selon l'axe des y (avec $x = x_1$ et $z = z_1$). De même, $n'(x_1 + \xi, y_1, z_1 + \zeta)$ représente celles subies par le faisceau (1) se propageant selon l'axe des z et situé à une distance axiale ξ du faisceau (2) (avec $y = y_1$).

On a R=1 au point d'intersection (ξ=η=ζ=0) et R=0 lorsque ces paramètres tendent vers l'infini. Par conséquent, les bornes de l'intégrales (3.23) peuvent être remplacées par des bornes infinies.

La relation (3.23) peut ainsi s'écrire :

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} \approx \overline{n'^2(x_1, y_1, z_1)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} -\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} R(x_1, y_1, z_1; \xi, \eta, \zeta) d\eta d\zeta \tag{3.26}$$

Dans le cas d'un jet, le champ d'indice de réfraction est anisotrope. Kalghatgi [32] propose qu'en présence d'une turbulence anisotrope, les surfaces d'iso-corrélation fonction de (ξ, η, ζ) peuvent être estimées par une ellipsoïde, de telle sorte que l'on puisse écrire le coefficient de corrélation des fluctuations d'indice de réfraction en deux points $R = R(A; q)$ au point d'intersection $A(x_1, y_1, z_1)$ avec q de telle sorte que :

$$q^2 = \frac{\xi^2}{l_x^2} + \frac{\eta^2}{l_y^2} + \frac{\zeta^2}{l_z^2} \tag{3.27}$$

où l_ξ, l_η et l_ζ sont respectivement les échelles intégrales de longueur selon les directions x, y et z.

Le coefficient de corrélation est mis sous la forme d'une gaussienne. Cette propriété est assez bien vérifiée dans les écoulements quasiment homogènes :

$$R(A;q) = \exp(-\frac{\pi}{4}q^2) \tag{3.28}$$

Le facteur $\pi/4$ est introduit pour normaliser $R(q)$, de telle sorte que

$$\int_0^\infty R(q)ds = 1 \tag{3.29}$$

Ainsi, le coefficient de corrélation au point A(x_1, y_1, z_1) caractéristique de la turbulence dans le jet est de la forme :

$$R(x_1, y_1, z_1; \xi, \eta; \zeta) = \exp[-\frac{\pi}{4}(\frac{\xi^2}{l_\xi^2} + \frac{\eta^2}{l_\eta^2} + \frac{\zeta^2}{l_\zeta^2})] \tag{3.30}$$

Si l'on considère une turbulence ayant des propriétés isotropes dans un plan perpendiculaire à l'écoulement, on peut alors mettre le coefficient de corrélation sous la forme suivante : $R(\xi, \eta, \zeta) = R_\xi(\xi)R_{\eta\zeta}(\eta, \zeta)$.

La covariance des déviations angulaires longitudinales (relation 3.26) devient :

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} \approx \overline{n'^2(x_1, y_1, z_1)} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} -\frac{d^2R_\xi(\xi)}{d\xi^2}R_{\eta\zeta}(\eta, \zeta)d\eta d\zeta \tag{3.31}$$

Par ailleurs, on a :

$$\frac{d^2R_\xi(\xi)}{d\xi^2} = -\frac{\pi}{2l_\xi^2}\,[R_\xi(\xi) \;+\; \xi\frac{dR_\xi(\xi)}{d\xi}] \tag{3.32}$$

L'équation (3.31) devient alors, lorsque $\xi = 0$:

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} \approx \pi\,\frac{\overline{n'^2(x_1, y_1, z_1)}}{2\,l_\xi^2} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} R_{\eta\zeta}(\eta, \zeta)\,d\eta d\zeta \tag{3.33}$$

L'intégrale de l'équation (3.33) vaut $4\,l_\eta\,l_\zeta$. Il vient donc :

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} \approx 2\pi\,\overline{n'^2(x_1, y_1, z_1)}\frac{l_\eta\,l_\zeta}{l_\xi^2} \tag{3.34}$$

Finalement, on obtient l'expression nous permettant d'estimer la variance de l'indice de réfraction à partir de la covariance des déviations angulaires des deux faisceaux croisés :

$$\overline{n'^2(x_1, y_1, z_1)} \approx \frac{\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}}}{2\pi} \frac{l_\xi^2}{l_\eta l_\zeta} \tag{3.35}$$

On remarque que l'estimation des fluctuations d'indice de réfraction nécessite la connaissance d'une grandeur faisant intervenir les échelles intégrales de longueur.

Fluctuations de température

Il s'agit maintenant de relier la dernière expression avec les fluctuations de température.

On rappelle la relation de Gladstone (3.11) :

$$n - 1 = constante\ \rho \tag{3.36}$$

En effectuant une décomposition de Reynolds et en supposant $\overline{n'} = 0$ et $\overline{\rho'} = 0$, il vient :

$$\overline{n'^2} = constante^2\ \overline{\rho'^2} \tag{3.37}$$

En considérant maintenant l'équation d'état d'un gaz parfait :

$$p = \rho\, r\, T \tag{3.38}$$

on peut écrire

$$\frac{p'}{\overline{p}} = \frac{\rho'}{\overline{\rho}} + \frac{T'}{\overline{T}} \tag{3.39}$$

or, l'évolution isentropique d'un écoulement, qui s'exprime par la relation thermodynamique suivante :

$$\frac{T^\gamma}{p^{\gamma-1}} = constante \tag{3.40}$$

nous amène à la relation entre les fluctuations de température et les fluctuations de pression suivante :

$$\frac{\rho'}{\overline{\rho}} = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{T'}{\overline{T}} \tag{3.41}$$

L'équation (3.37) peut alors s'écrire :

$$\frac{\overline{n'^2}}{[\overline{n} - 1]^2} = \frac{1}{(\gamma - 1)^2} \frac{\overline{T'^2}}{\overline{T}^2} \tag{3.42}$$

A l'aide de l'expression (3.12), on obtient la relation :

$$\overline{n'^2} = \frac{J^2}{(\gamma - 1)^2} \frac{\overline{T'^2}}{\overline{T}^4} \tag{3.43}$$

En combinant cette dernière équation avec l'équation (3.35), il vient :

$$\frac{\overline{T'^2}(r)}{\overline{T}(r)^4} = \frac{(\gamma - 1)^2}{2\pi\ J^2} \overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} \frac{l_\xi^2}{l_\eta l_\zeta} \tag{3.44}$$

Cette équation est la base de l'estimation des fluctuations de température. Elle nécessite néanmoins la connaissance de plusieurs grandeurs : la température moyenne locale, ainsi que le rapport des échelles intégrales de longueur longitudinales et transversales.

Les travaux de Winarto & Davis [59] ont permis à l'aide de la méthode Schlieren de mesurer les échelles intégrales de longueur dans un plan perpendiculaire à l'écoulement. Les auteurs mettent ainsi en évidence le fait que celles-ci sont quasiment identiques, à savoir :

$$l_\eta \sim l_\zeta \tag{3.45}$$

L'équation (3.44) peut alors être simplifiée en posant $l_r = l_\eta \sim l_\zeta$ pour donner l'expression suivante :

$$\frac{\overline{T'^2}(r)}{\overline{T}(r)^4} = \frac{(\gamma - 1)^2}{2\pi\ J^2} \left(\frac{l_\xi}{l_r}\right)^2 \overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}}(Y) \tag{3.46}$$

Cette équation sera utilisée lors des expériences afin d'estimer les fluctuations de température à l'aide de deux faisceaux croisés.

Nous proposons de présenter dans le paragraphe suivant l'estimation des échelles intégrales de longueur transversales à l'aide de la méthode Schlieren.

3.3.4 Détermination des échelles intégrales de longueur transversales

La méthode Schlieren nous permet de mesurer les échelles intégrales de longueur dans un plan perpendiculaire à l'écoulement. Cette détermination est intéressante car elle permet d'étudier l'évolution des structures cohérentes au fur et à mesure de leur convection.

Nous décrivons succinctement le cheminement mathématique pour estimer ces échelles.

L'utilisation de deux faisceaux croisés dans un plan perpendiculaire à l'écoulement est nécessaire pour la détermination des échelles intégrales de longueur.

On rappelle l'expression de la déviation angulaire longitudinale du faisceau se propageant selon z :

$$\Theta'_{xz} = \int_C \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)' dz \tag{3.47}$$

La variance de cette déviation angulaire s'exprime alors d'après Winarto et al. [59] de la façon suivante :

$$\overline{\Theta'^2_{xz}} = 2\int_Y^\infty \left[\overline{\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)'^2}.l_\zeta\right] \frac{rdr}{\sqrt{r^2-Y^2}} \tag{3.48}$$

Y représente la distance du faisceau par rapport à l'axe de l'écoulement, r la coordonnée radiale. En posant :

$$f_n(r) = \overline{\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)'^2} l_\zeta \,, \tag{3.49}$$

l'équation (3.48) devient finalement :

$$\overline{\Theta'^2_{xz}} = 2\int_Y^\infty f_n(r)\frac{rdr}{\sqrt{r^2-Y^2}} \tag{3.50}$$

Cette relation est une équation intégrale d'Abel. La fonction $f_n(r)$ peut ainsi être obtenue par une inversion numérique. Cependant, on remarque qu'on ne peut pas dissocier l'échelle intégrale de longueur des fluctuations du gradient d'indice de réfraction. L'utilisation d'un deuxième faisceau est alors nécessaire.

L'expression (3.23) donne lorsque $\xi = 0$:

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} = \int\int_C \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1+\eta, z_1)}{\partial x}\right)'\left(\frac{\partial n'(x_1, y_1, z_1+\zeta)}{\partial x}\right)'} d\eta d\zeta \tag{3.51}$$

Soit R' le coefficient de corrélation des fluctuations de gradient d'indice de réfraction :

$$R'(\eta,\zeta) = \frac{\overline{(\frac{\partial n(x_1,y_1+\eta,z_1)}{\partial x})'(\frac{\partial n'(x_1,y_1,z_1+\zeta)}{\partial x})'}}{[\overline{(\frac{\partial n(x_1,y_1+\eta,z_1)}{\partial x})'^2}\ \overline{(\frac{\partial n'(x_1,y_1,z_1+\zeta)}{\partial x})'^2}]^{1/2}} \tag{3.52}$$

la relation (3.51) s'écrit alors :

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} = \int\int_C \left[\overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1+\eta, z_1)}{\partial x}\right)'^2}\ \overline{(\frac{\partial n'(x_1, y_1, z_1+\zeta)}{\partial x})'^2}\right]^{1/2} R'(\eta,\zeta)\, d\eta d\zeta \tag{3.53}$$

Si on pose :

$$A(\eta) = \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1+\eta, z_1)}{\partial x}\right)'^2} \Big/ \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1, z_1)}{\partial x}\right)'^2} \tag{3.54}$$

et

$$B(\zeta) = \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1, z_1+\zeta)}{\partial x}\right)'^2} \Big/ \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1, z_1)}{\partial x}\right)'^2} \tag{3.55}$$

la relation (3.53) devient alors :

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} = \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1, z_1)}{\partial x}\right)'^2} \int\int [A(\eta)]^{1/2}\,[B(\zeta)]^{1/2}\ R'(\eta,\zeta)\, d\eta d\zeta \tag{3.56}$$

En considérant la turbulence isotrope dans le plan perpendiculaire à l'écoulement, le coefficient de corrélation peut être séparé en deux composantes indépendantes selon les deux directions η et ζ, soit $R'(\eta,\zeta) = R'(\eta,0)R'(0,\zeta)$, il vient :

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} = \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1, z_1)}{\partial x}\right)'^2} \int\int [A(\eta)]^{1/2}\,[B(\zeta)]^{1/2}\, R'(\eta,0)R'(0,\zeta)\, d\eta d\zeta \tag{3.57}$$

On introduit les échelles de longueur intégrales selon η et ζ :

$$l_\eta = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\eta)\, R'(\eta, 0)\, d\eta \tag{3.58}$$

$$l_\zeta = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\zeta)\, R'(0, \zeta)\, d\zeta \tag{3.59}$$

Finalement, l'expression (3.57) devient :

$$\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}} = 4\, \overline{\left(\frac{\partial n(x_1, y_1, z_1)}{\partial x}\right)'^2}\, l_\eta\, l_\zeta \tag{3.60}$$

La combinaison des relations (3.49), (3.31) et (3.45) nous permet d'estimer l'échelle intégrale de longueur transversale :

$$l_r = \frac{\overline{\Theta'_{xy}\Theta'_{xz}}(Y)}{4\, f_n(r)} \tag{3.61}$$

Les échelles intégrales de longueur transversales sont estimées à partir des mesures de covariance des déviations angulaires des deux faisceaux et de la fonction $f_n(r)$ obtenue à l'aide de l'inversion de la relation (3.50).

3.3.5 Mise en place de la méthode

L'inversion de l'équation intégrale d'Abel est une étape primordiale dans le calcul de la température moyenne. Elle intervient, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, dans l'estimation des échelles intégrales de longueur transversales.

Nous choisissons la méthode d'inversion proposée par Minerbo et al. [39] basée sur l'utilisation de polynômes orthogonaux.

On désire à présent valider les algorithmes numériques mis en place et définir les limites de la validité de la méthode. Il s'agit d'autre part d'estimer les paramètres optimaux concernant la répartition des points de mesure.

Cette étude nous permet aussi de connaître l'ordre de grandeur de la déviation angulaire transversale subie par un faisceau lumineux traversant un écoulement possédant un gradient de température connu.

Les résultats sont validés pour une différence de température sur l'axe et des oscillations de température sur le profil n'excédant pas 10%.

Pour cela, on choisit le profil de température hyperbolique suivant, proche du profil rencontré dans des jets :

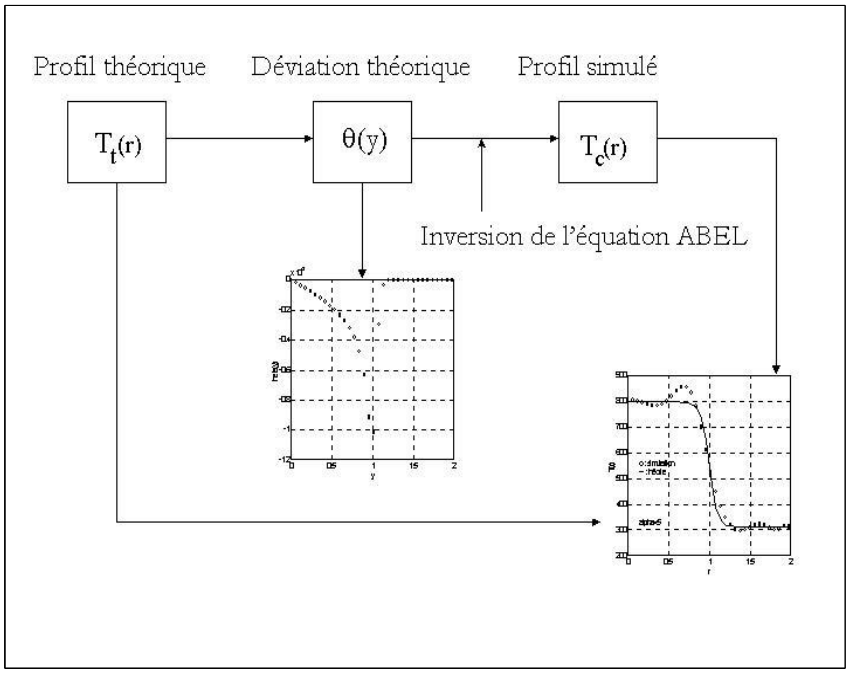

FIG. 3.8 – *Schéma des simulations de l'inversion de l'équation intégrale d'Abel*

$$T_t(r) = \frac{T_a - T_0}{2} tanh[\alpha(1 - r^2)] + \frac{T_a + T_0}{2} \tag{3.62}$$

où T_0 et T_a sont respectivement la température sur l'axe et la température extérieure. α représente le facteur de forme de la température théorique (figure 3.9).

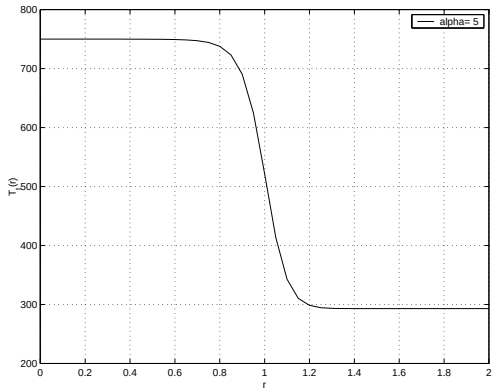

FIG. 3.9 – *Profil de température théorique*

La longueur de référence choisie lors des simulations est le rayon R de la tuyère fictive générant le profil adopté (relation 3.62).

Dans notre cas, on fixe une température extérieure de T_a=313 K et une température intérieure de T_0=750 K. Ces valeurs correspondent aux températures rencontrées lors de la validité expérimentale de la méthode Schlieren (chapitre 4).

Les simulations sont effectuées comme l'indique le schéma de la figure (3.8). On simule les déviations angulaires transversales $\theta(y_i)$ subies par un faisceau traversant un domaine axisymétrique ayant un profil de température connu $T_t(r)$ pour différentes valeurs du paramètre y_i, appelées *points expérimentaux*. Les déviations sont utilisées pour calculer la température moyenne $T_c(r)$ à l'aide de l'équation intégrale d'Abel. On compare ensuite les deux profils théorique et calculé $T_t(r)$ et $T_c(r)$.

Le prochain paragraphe présente les résultats obtenus pour différentes configuration de points expérimentaux.

3.3.6 Test d'inversion de l'équation intégrale d'Abel

Nous testons l'influence du nombre de points expérimentaux ainsi que leur répartition spatiale sur la précision de l'inversion.

Déviations angulaires théoriques

Avant toute étude paramétrique du calcul de la température, il est important de connaître le profil des déviations angulaires simulé. En effet, cela nous permettra plus loin de limiter le nombre de points expérimentaux.

On définit un nombre de points $\{\ldots y_i \ldots\}$ pour lequel correspond un profil de déviations angulaires $\{\ldots \theta(y_i) \ldots\}$ (figure 3.10.a). La déviation théorique en fonction de l'emplacement des points expérimentaux dans le jet est représentée sur la figure (3.10.b).

On remarque que le profil des déviations angulaires est constitué de trois régions distinctes. Pour des points expérimentaux choisis sur le palier du profil de température ($r < 0,5$ sur le profil de la figure 3.9), la décroissance des déviations angulaires est linéaire (région (1)).

Dans la région (2) pour laquelle le gradient de température est fort, les déviations angulaires chutent brutalement pour atteindre un minimum. Celui-ci correspondant au point d'inflexion de la courbe théorique du profil de température.

Ensuite, dans la région (3), les déviations angulaires augmentent très fortement pour s'annuler lorsque le gradient de température devient nul ($r > 1,5$).

Le profil des déviations angulaires met en évidence l'importance de la zone centrale située entre les régions (2) et (3). En effet, celle-ci représente une zone dans laquelle les déviations subissent des variations importantes.

Il sera alors primordial lors de nos essais en configuration réelle d'effectuer un nombre conséquent de mesures dans cette zone.

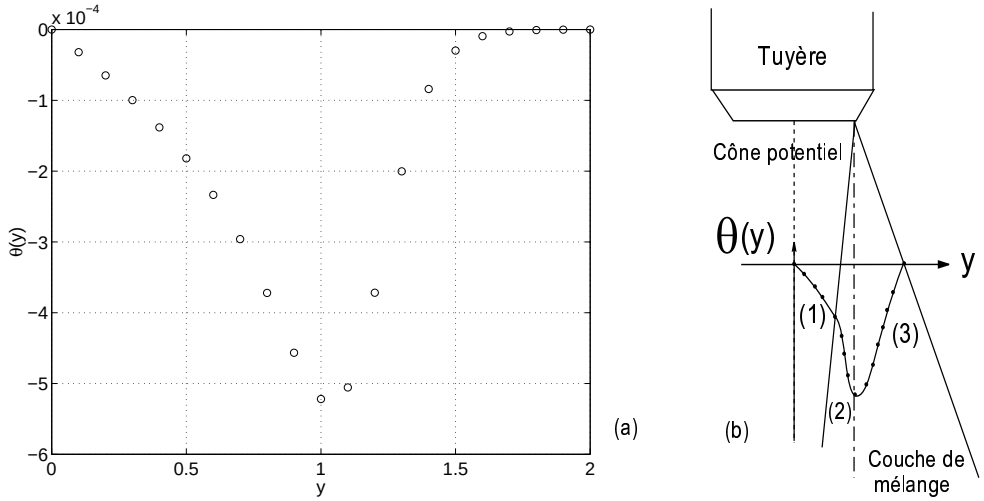

FIG. 3.10 – *Déviation angulaire théorique d'un faisceau (a) - Température théorique (-) et température calculée (o) (b)*

Influence du nombre de points expérimentaux

Pour une densité de points expérimentaux y_i importante et homogène, à savoir plus de 10 points par longueur de référence (figure 3.11.a), les résultats sont très satisfaisants (figure 3.11.b).

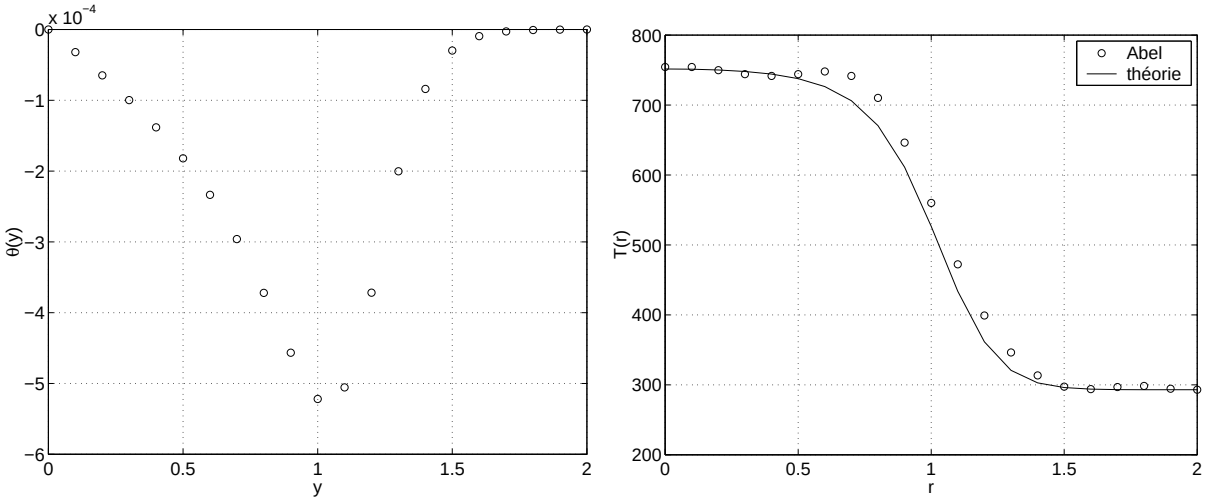

FIG. 3.11 – *Déviation angulaire théorique d'un faisceau (a) - Température théorique (-) et température calculée (o) (b)*

Lorsqu'on diminue la densité de points expérimentaux (6 points par longueur de référence, figure 3.12.a), le profil de température théorique n'est pas parfaitement retrouvé (figure 3.12.b). En effet, le gradient de température recomposé est plus faible. De plus, la température

sur l'axe ne correspond pas à la température axiale théorique, l'erreur est de 3%. Cependant, les résultats sont acceptables pour nos expériences sur le banc MARTEL.

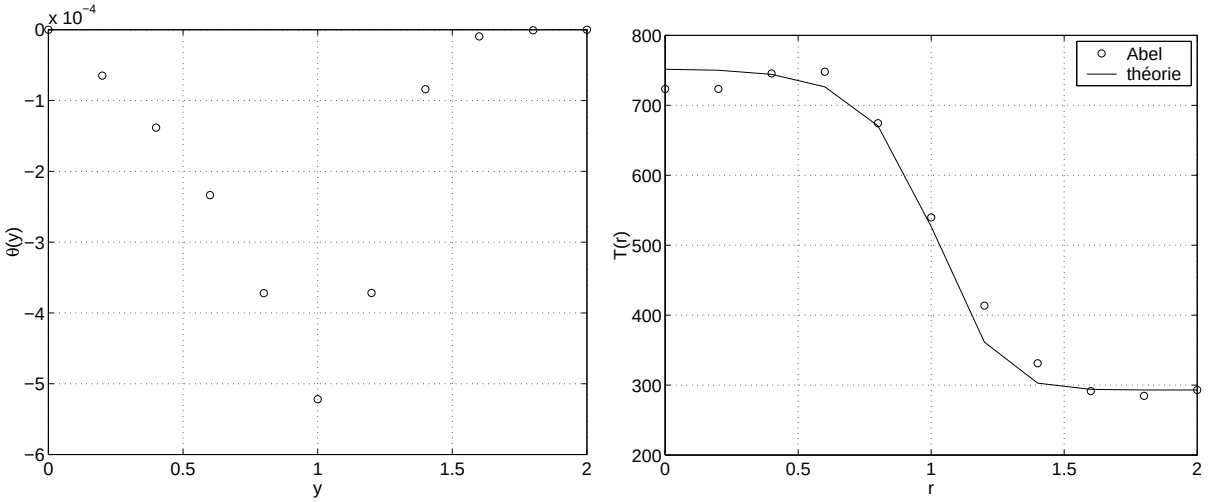

FIG. 3.12 – *Déviation angulaire théorique d'un faisceau (a) - Température théorique (-) et température calculée (o) (b)*

Influence de la répartition spatiale des points expérimentaux

L'observation de l'influence de la répartition des points expérimentaux sur le calcul de la température est intéressante. En effet, elle peut nous aider à optimiser le nombre de points expérimentaux lors des essais futurs en configuration réelle. On a tout intérêt en pratique à limiter le nombre de points pour diminuer la durée de la rafale.

Comme nous venons de le voir, il existe trois régions distinctes dans le profil des déviations angulaires. Les deux dernières présentent des déviations angulaires subissant des changements importants tandis que la première présente une variation des déviations linéaire.

On insère deux points expérimentaux aux extrêmités de la première région. Les régions (2) et (3) étant plus sensibles aux variations de déviations, 5 points espacés de $R/10$ de part et d'autre du milieu du profil ($y = 1$) sont placés. Enfin, 2 points expérimentaux sont utilisés à l'extrêmité du domaine. Ce profil des déviations angulaires et la température calculée qui en résulte sont présentés sur la figure (3.13).

Le profil de température calculée présente une allure proche de la température théorique. Le gradient de température est néanmoins anticipé et on observe une oscillation de la température à $r = 0,5$. Cependant, l'erreur sur la température n'excède pas 10% (figure 3.13.b). Ce profil est donc satisfaisant en vue de nos expériences.

Influence d'un gradient de température

Lors des expériences sur le banc MARTEL, différentes températures axiales et abscisses de sondage seront choisies. Il est alors important d'examiner le comportement de la méthode vis à vis de la valeur du gradient de température.

On utilise pour cela la même configuration de points que précédemment sur un profil de température dont la température sur l'axe vaut 1000 K (figure 3.14).

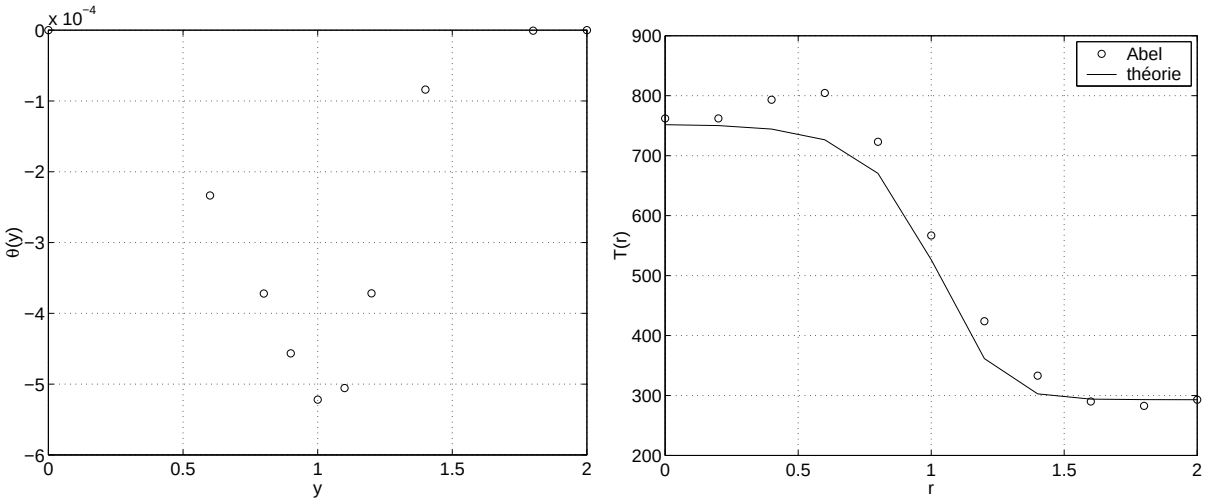

FIG. 3.13 – *Déviation angulaire théorique d'un faisceau (a) - Température théorique (-) et température calculée (o) (b)*

On note qu'une augmentation du gradient de température affecte la précision de la méthode. La température sur l'axe n'est pas retrouvée ainsi que le gradient de température (figure 3.14). Néanmoins, l'erreur concernant la température ne dépasse pas 10%.

Conclusion

Les tests effectués sur l'inversion de l'équation intégral d'Abel se sont montrés satisfaisants. En effet, d'après ces résultats, l'inversion est correctement effectuée.

La séparation du profil des déviations angulaires en plusieurs régions distinctes nous a permis de mettre en place une configuration minimale de points. L'utilisation de cette configuration entraîne une erreur n'excédant pas 10% sur le calcul de la température.

Nous avons vu d'autre part que le gradient de température du profil influence fortement le calcul de la température. En effet, en présence d'un gradient de température très élevées, il apparaît des oscillations sur le profil de température ainsi reconsituté.

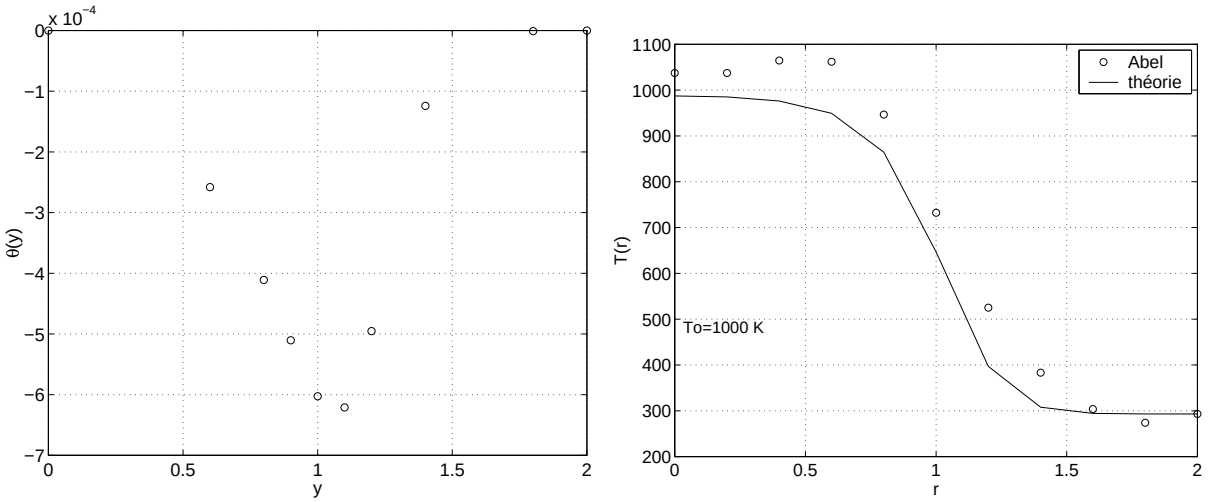

FIG. 3.14 – *Déviation angulaire théorique d'un faisceau (a) - Température théorique (-) et température calculée (o) (b)*

3.3.7 Conclusion

La méthode Schlieren permettant la mesure des températures dans un écoulement turbulent a été posée.

Les températures moyennes basées sur les mesures des déviations angulaires transversales d'un faisceau à travers le jet sont bien calculées dès lors que le jet est parfaitement détendu. Dans le cas contraire, la température est estimée largement, l'absence de valeurs concernant la pression ne nous permettant pas d'effectuer une aussi bonne approximation.

Le calcul des fluctuations de température quant à lui est basé sur les mesures des déviations angulaires longitudinales de deux faisceaux croisés dans un plan perpendiculaire à l'écoulement. Il nécessite l'estimation du rapport des échelles longitudinales et transversales.

Conclusion

Après examen des diverses méthodes de mesure de la température dans les écoulements turbulents chauds, la méthode optique appelée *méthode Schlieren* nous est apparue la plus appropriée aux écoulements présents sur le banc MARTEL.

Les faisceaux lumineux sont déviés par le gradient d'indice de réfraction moyen et fluctuant. La méthode Schlieren nous permet alors d'estimer cette grandeur. La température est calculée à partir d'autres relations caractéristiques de l'écoulement.

Le calcul de la température moyenne utilise les déviations transversales d'un unique faisceau traversant de façon radiale le jet. L'inversion de l'équation intégrale d'Abel nous permet de remonter à l'indice de réfraction, la température moyenne étant finalement calculée à partir de la relation de Gladstone.

L'estimation des fluctuations de température nécessite quant à elle l'utilisation de deux faisceaux croisés dans un plan perpendiculaire à l'écoulement. Un traitement statistique est appliqué aux déviations angulaires subies par ceux-ci.

Notons de plus que ce calcul n'est pas possible sans l'estimation du rapport des échelles intégrales de longueur longitudinales et transversales ainsi que de la température moyenne.

Une validation de la méthode de mesure Schlieren est maintenant nécessaire avant les essais en configuration réelle. Nous avons pour cela entrepris une pré-étude sur un écoulement turbulent chaud dont les conditions thermiques et aérodynamiques nous sont connues.

Les résultats obtenus avec la méthode Schlieren seront comparés avec ceux obtenus avec une métrologie classique type thermocouple.

Le chapitre suivant se propose de présenter ces résultats.

Chapitre 4

Étude préliminaire de la méthode de mesure de température dans un jet chaud

Introduction

La technique de mesure de température dans les jets turbulents basée sur les mesures de déviations angulaires de faisceaux est maintenant posée. La validation de la méthode est une étape nécessaire avant toute expérience sur le banc MARTEL.

Pour cela, nous mettons en place un banc d'expérimentations relativement simple capable de générer un écoulement turbulent chaud sur lequel des mesures de températures moyennes et fluctuantes seront effectuées.

Une première étape consiste à effectuer plusieurs tests sur le montage et l'écoulement afin de s'assurer de la stabilité et de la reproductibilité des mesures. Ensuite, des mesures de températures moyennes et fluctuantes sont menées. Les résultats ainsi obtenus sont comparés à des mesures effectuées à l'aide d'un thermocouple et à divers résultats issus de la littérature.

Cette étude nous permettra de valider la méthode Schlieren avant d'effectuer des essais en configuration réelle.

4.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental comporte essentiellement deux parties indépendantes : une partie génération de l'écoulement turbulent chaud et une partie instrumentation (figure 4.1).

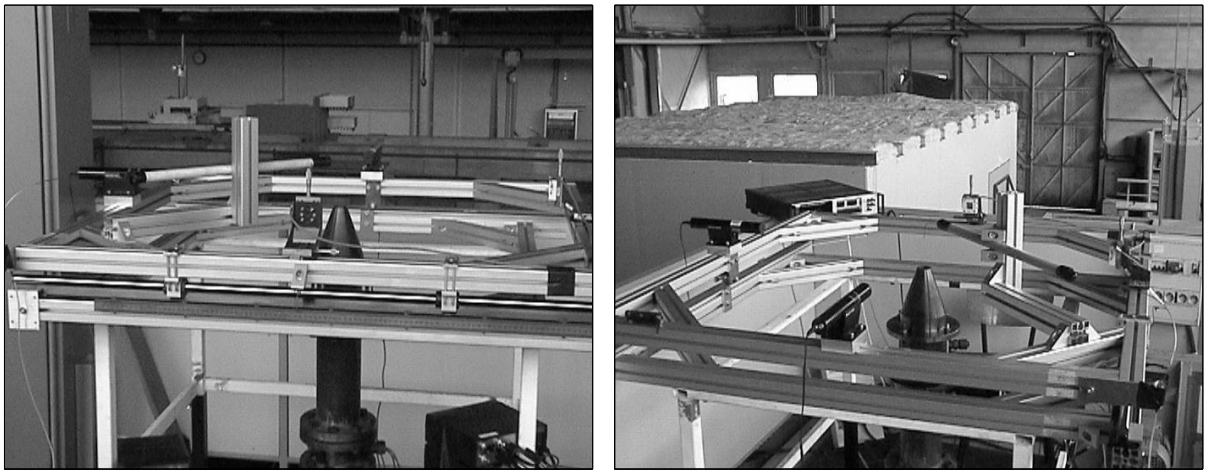

FIG. 4.1 – *Vues du dispositif expérimental*

Génération de l'écoulement

L'écoulement d'air, généré par un ventilateur industriel de puissance $P_v = 3000$ W, a pour débit 42 litres par seconde (sous pression et température normale). L'air est amené dans une conduite circulaire en acier de diamètre intérieur $D_i = 107$ mm et chauffé à travers une résistance de puissance $P_r = 3$ x 3000 W.

Le dispositif se termine par un convergent en acier de diamètre de sortie $D_e = 30$ mm. Un plan de la tuyère est fourni en annexe.

Le montage ne permet pas de varier les niveaux d'intensité électrique dans la résistance chauffante. La température du jet est donc constante pour toutes les mesures effectuées. De plus, le débit sera identique tout le long des essais. Les conditions thermiques sont données au paragraphe (4.4).

Instrumentation

Une platine carrée (120 cm x 120 cm) mobile coulissant sur une platine fixe supporte la partie instrumentation. La position de l'une par rapport à l'autre est déterminée à l'aide d'un réglet situé sur la platine inférieure. Deux LASER He-Ne ($\lambda = 6328$ Å) de faible puissance émettent chacun un faisceau dévié par l'écoulement. Les déviations angulaires transversales et longitudinales sont mesurées à l'aide de deux cellules photosensibles (Fig. 4.2).

Les cellules photosensibles transforment la position du barycentre d'une tache lumineuse en quatre courants électriques A, B, C et D. Les combinaisons de ces 4 courants ($A - B$, $A + B$, $C - D$ et $C + D$) permettent de déterminer à la fois la position du barycentre de la tache et la puissance lumineuse totale reçue par la cellule. Ces combinaisons sont réalisées électroniquement.

– Les courants $A - B$ et $C - D$ sont proportionnels à la position du barycentre respec-

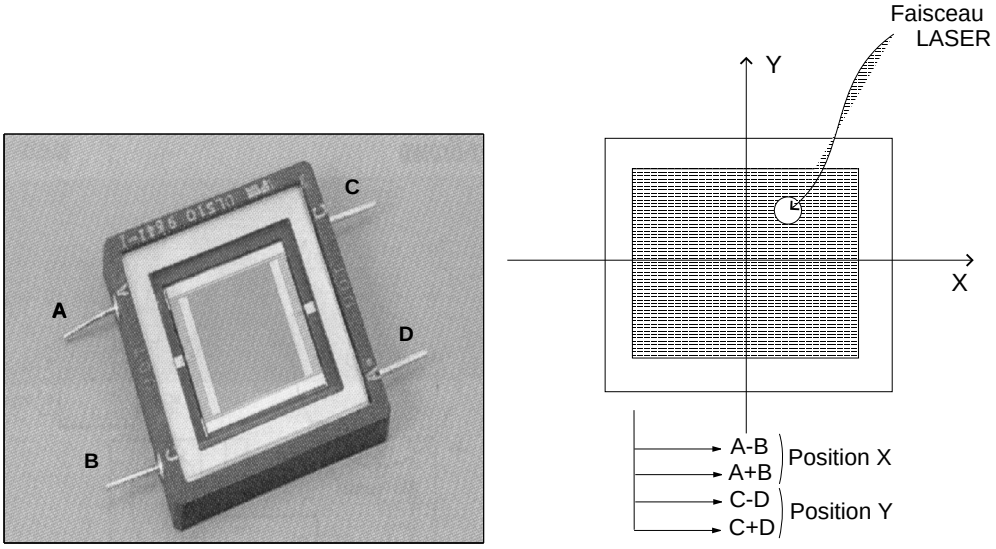

FIG. 4.2 – *Cellule photosensibles*

tivement sur les deux axes X et Y de la cellule.
– Les signaux $A + B$, $C + D$ sont représentatifs de la puissance lumineuse reçue par la cellule. Ceux-ci sont importants car ils permettent à l'utilisateur d'effectuer des expériences dans des ambiances lumineuses diverses tout en conservant l'étalonnage initial.

L'étalonnage de l'ensemble constitué des cellules et de l'électronique associée a été effectué en mesurant les diverses combinaisons des courants pour différentes positions du faisceau sur les axes x et y. Celui-ci est représenté par des fonctions linéaires $X = f(A - B\ ,\ A + B)$ et $Y = f(C - D\ ,\ C + D)$ rendant aisé le calcul du déplacement ainsi que la déviation angulaire du faisceau LASER (Fig. 4.4).

Un thermocouple, de type K et un tube de Pitot peuvent être fixés sur la platine mobile afin de mesurer les profils de vitesse et de température du jet.

4.2 Notations utilisées

Nous présentons les notations utilisées dans ce chapitre et reprises sur la figure (4.5).

L'écoulement est selon l'axe des x, le LASER mobile (appelé *ouest*) et le laser fixe (*sud*) diffusent respectivement leur faisceau lumineux selon les axes y et z.

Les déviations angulaires longitudinales sont notées θ_{xy} et θ_{xz} avec pour indices la direction de l'écoulement x et celle du faisceau LASER concerné y ou z.

Les déviations angulaires transversales du faisceau ouest sont notées : $\theta(z)$.

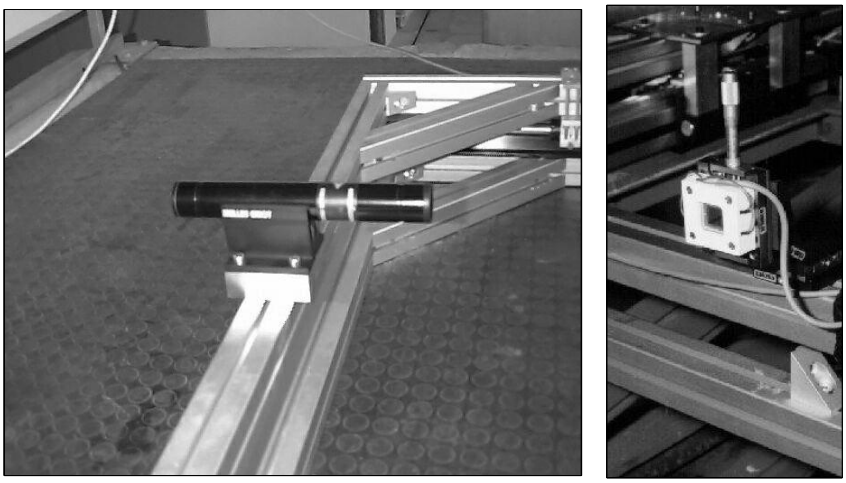

FIG. 4.3 – *Laser (a) - Cellule photosensible (b)*

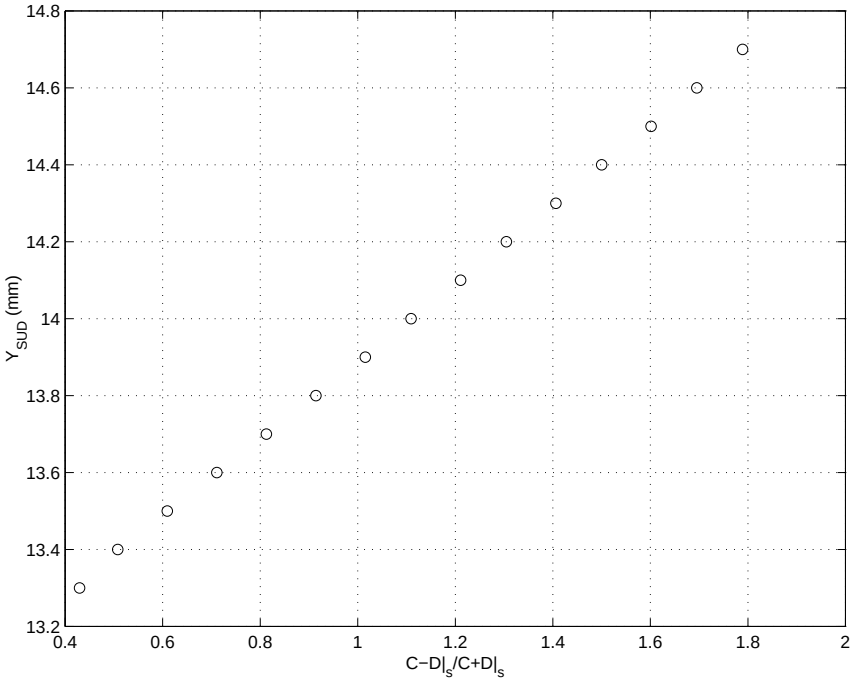

FIG. 4.4 – *Etalonnage des cellules photosensibles*

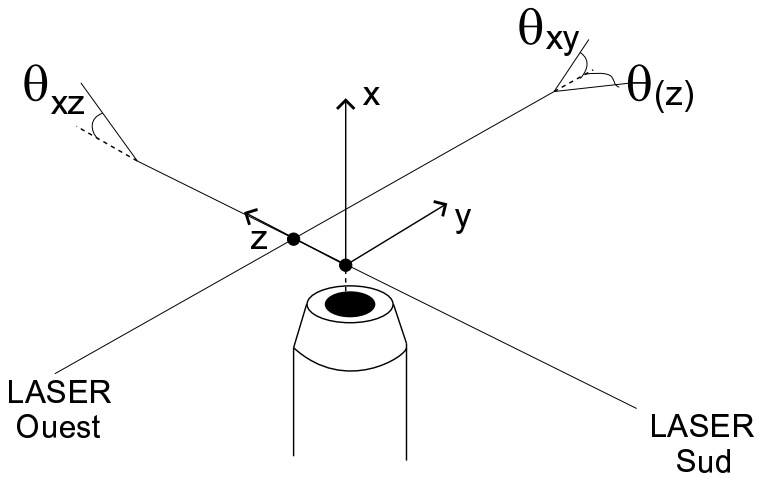

FIG. 4.5 – *Notations adoptées*

4.3 Tests préliminaires des conditions expérimentales

Avant de valider la méthode Schlieren, il est nécessaire de s'assurer que les mesures sont faites dans de bonnes conditions expérimentales. C'est pourquoi une série de tests est menée sur la symétrie du jet, le domaine de vibration du montage, la reproductibilité des mesures.

4.3.1 Stabilité de la température de l'écoulement

La présence de différentes parties métalliques (brides, conduite,...) introduit une inertie thermique du système expérimental. Une température stable de l'écoulement n'est donc pas immédiate ce qui allonge la durée des expériences.

D'autre part, la résistance très puissante oblige à faire des expériences courtes (10 minutes) pour ne pas endommager celle-ci.

Les expériences se résument donc à une phase de montée en température de l'écoulement puis une phase d'expérimentation durant laquelle la température est constante et enfin une phase de refroidissement.

Il devient alors nécessaire de vérifier que la température du jet est toujours la même durant la phase expérimentale.

Pour cela, on renouvelle ces phases trois fois de suite. Une fois l'écoulement établi, la résistance est mise sous tension. On mesure, à l'aide du thermocouple placé près de l'axe du jet, le temps de montée en température de l'écoulement jusqu'à l'obtention d'une température constante.

Après le refroidissement du montage, cette opération est renouvelée.

On teste ainsi la répétitivité et la stabilité de la température de l'écoulement (Fig. 4.6).

Au-delà de cinq minutes, on mesure une température constante et identique lors des trois expériences menées.

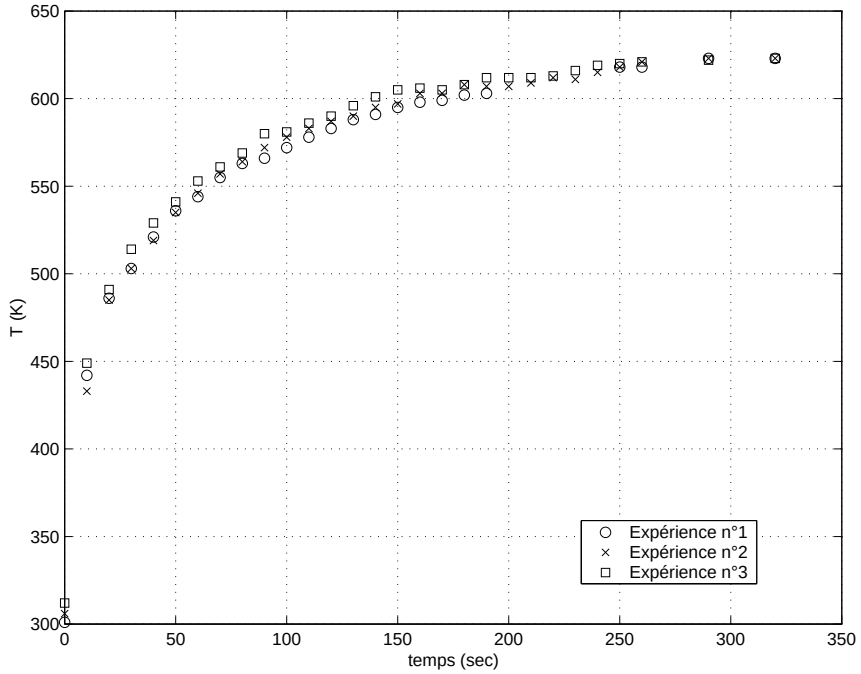

FIG. 4.6 – *Tests de montée en température de l'écoulement*

4.3.2 Tests de vibrations

L'environnement acoustique présent lors des essais sur le banc MARTEL peut entraîner de fortes vibrations du montage. Celles-ci se répercutent sur la déviation angulaire mesurée. Il est donc impératif de connaître le domaine des fréquences de vibrations du montage.

Pour cela, on excite de façon mécanique le bâti. Ainsi les déviations angulaires longitudinales mesurées des deux faisceaux (Fig. 4.7.a et 4.8.a) nous permettent d'estimer le domaine des fréquences des vibrations (Fig. 4.7.b et 4.8.b).

On remarque que les déviations angulaires sont semblables pour les deux cellules et extrêmement faibles : $4 \,.\, 10^{-6}$ rad crête-crête comparées aux déviations mesurées lors des futures expériences (Fig. 4.22). L'ordre de grandeur du rapport des déviations angulaires est proche du pourcentage.

De plus, les fréquences de vibrations sont très basses (10 Hz) dans les deux cas.

On appliquera un filtre fréquentiel lors des essais sur MARTEL afin d'éviter ces fréquences gênantes.

4.3.3 Symétrie de l'écoulement

Il est très important de vérifier la symétrie du jet car c'est une condition nécessaire à l'inversion de l'équation intégrale d'Abel.

De plus, ceci nous permet de ne pas traverser le jet entièrement dans les futures mesures et ainsi de diminuer la durée des expériences.

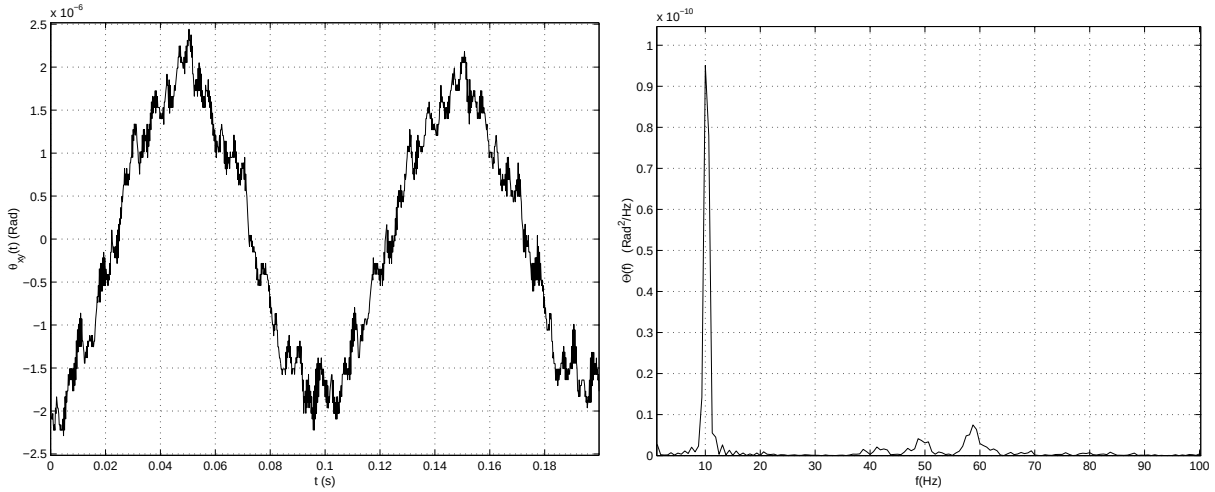

FIG. 4.7 – *Tests de vibrations sur le montage - Cellule ouest - déviation temporelle (a) - Domaine des fréquences de vibrations (b)*

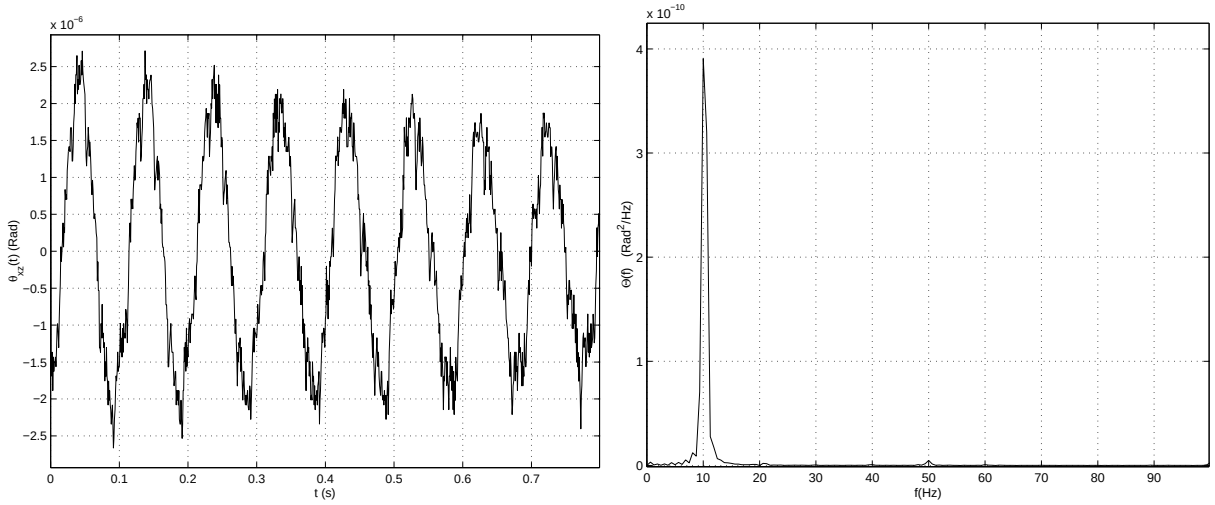

FIG. 4.8 – *Tests de vibrations sur le montage - Cellule sud - déviation temporelle (a) - Domaine des fréquences de vibrations (b)*

Afin de s'assurer de la symétrie de l'écoulement, le faisceau *ouest* effectue une traversée totale du jet. On mesure régulièrement les déviations angulaires transversales et longitudinales subies par le faisceau. On représente sur la figure (4.9.a) le profil de déviation transversale et sur la figure (4.9.b) la variance des déviations longitudinales du faisceau dans le jet.

La première figure témoigne de la symétrie des gradients de température, tandis que la deuxième figure est représentative de l'intensité de turbulence dans le jet.

Lorsque le faisceau pénètre le jet ($z < 0$), la déviation angulaire du faisceau augmente brutalement pour atteindre une valeur maximale au environ de $z = -15\ mm$. Cette valeur

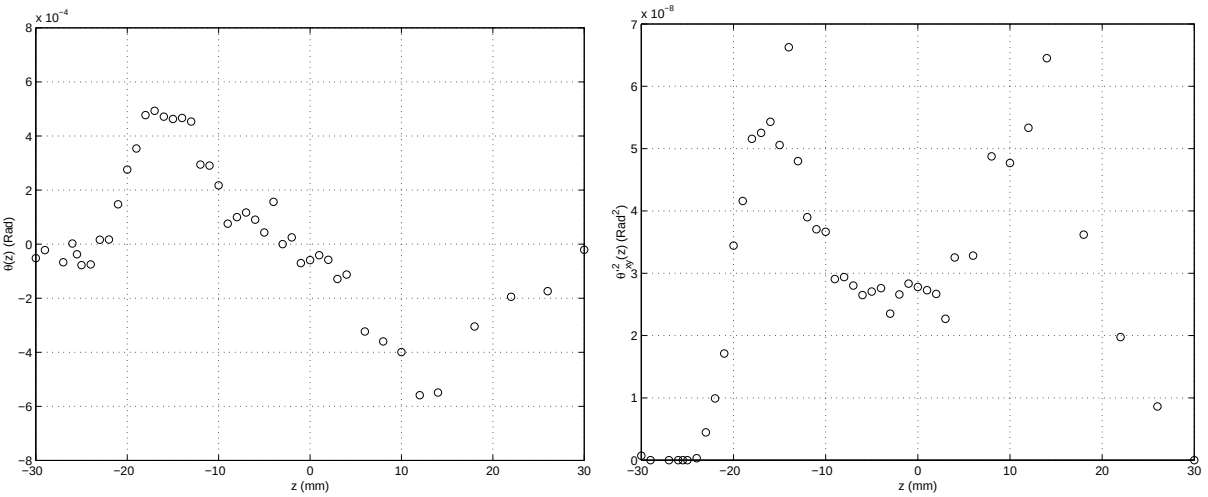

FIG. 4.9 – *Vérification de la symétrie du jet - Déviation transversale (a) - Variance du faisceau ouest (b) - x=1D*

correspond au milieu de la couche de mélange. La déviation du faisceau décroît ensuite de façon régulière puis change de signe lorsque le faisceau croise l'axe du jet (ceci est dû au fait que le gradient de température change de signe). Une valeur minimale est atteinte, associée au milieu de la couche de mélange opposée ($z > 0$). La déviation angulaire tend alors vers zéro lorsque le point de mesure s'éloigne de l'axe du jet.

Sur la figure (4.9.b), on observe deux pics symétriques de part et d'autre d'une zone dans laquelle le profil est plat correspondant au cône potentiel. Ces pics de même niveau correspondent aux points de turbulence maximum dans le jet et sont évidemment situés dans le milieu de la couche de mélange.

Les deux résultats précédents témoignent de la symétrie de l'écoulement par rapport à l'axe du jet.

4.3.4 Reproductibilité des déviations angulaires

Les déviations angulaires transversales du faisceau *ouest* sont mesurées lors de deux expériences (Fig. 4.10) afin de s'assurer de la reproductibilité des mesures.

Les mesures présentent un profil identique et indiquent la reproductibilté des mesures.

4.4 Caractéristiques thermiques et aérodynamiques du jet testé

Les expériences sont menées sur un jet turbulent chaud. On désire connaître les caractéristiques aérodynamiques et thermiques de l'écoulement afin de les comparer aux

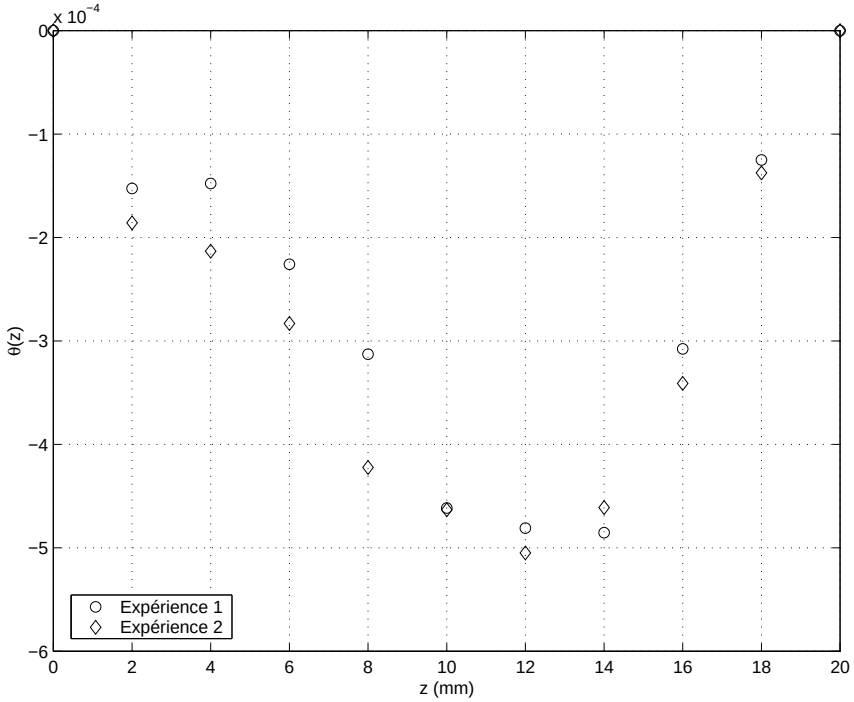

FIG. 4.10 – *Reproductibilité des expériences - x=1D*

résultats obtenus avec la méthode Schlieren. On utilise pour cela différentes méthodes de mesure (thermocouple, tube de Pitot) et de visualisation (strioscopie).

La strioscopie et l'ombroscopie (figure 4.11) nous permettent de visualiser la couche de mélange ainsi que le cône potentiel.

La longueur du cône potentiel est d'environ trois diamètres. La couche de mélange se développe en faisant un demi-angle de 7^o (Fig. 4.4).

Les mesures de vitesse et de température sont représentées sur les figures (4.13.a) et (4.13.b) pour différentes abscisses : x=1D, 1.5D, 2D, 2.8D et 4D.

La dernière abscisse sondée nous permet d'effectuer des mesures au-delà du cône potentiel.

On note, comme on s'y attendait, des profils dont la largeur augmente d'autant plus que l'abscisse de mesure s'éloigne de la sortie tuyère.

La forme des profils des deux grandeurs mesurées est identique. Cependant la température présente un profil plus large que celui de la vitesse. Ce comportement est bien mis en évidence sur la figure (4.14) où l'on a effectué une normalisation des profils de vitesse et de température :

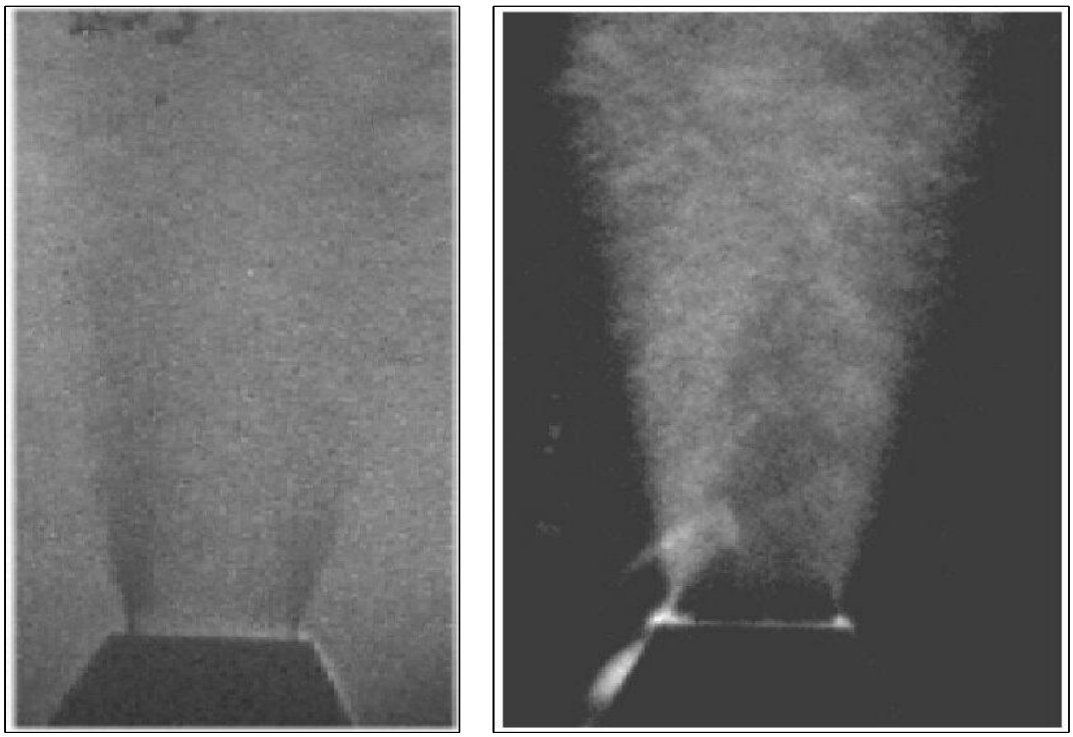

FIG. 4.11 – *Photographies réalisées par Strioscopie (a) et Ombroscopie (b) du jet turbulent chaud testé*

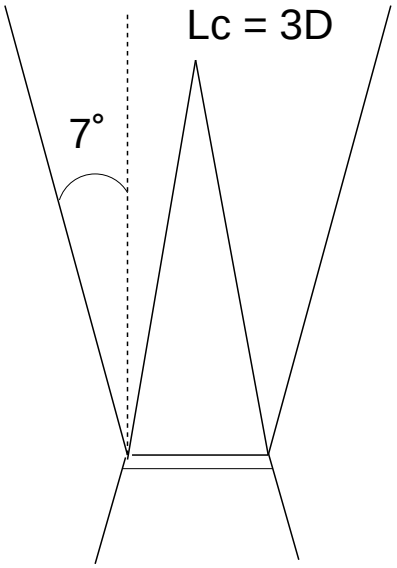

FIG. 4.12 – *Caractéristiques aérodynamiques du jet chaud testé*

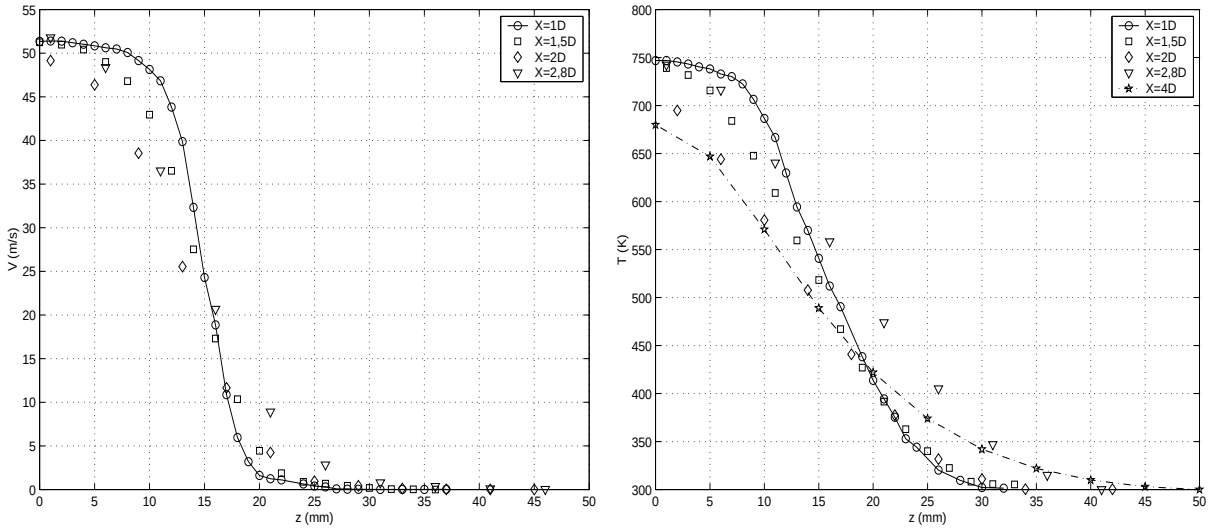

FIG. 4.13 – *Vitesses longitudinales moyennes (a) - Températures moyennes (b)*

$$\begin{cases} T* = [T(z) - T_a] \,/\, [T_o - T_a] \\ V* = V(z) \,/\, V_o \end{cases} \tag{4.1}$$

où T_o et T_a sont respectivement les températures sur l'axe et dans l'air ambiant. V_o est la vitesse sur l'axe.

Ce résultat a été précédemment observé par Corrsin [12] et Amphoux De Belleval [2]. On peut expliquer ce comportement à partir d'un raisonnement simple. Dans le cas où la compressibilité, la viscosité et la conductibilité du fluide sont négligées, les profils de vitesse et de température sont semblables. Cependant, la conductibilté thermique a pour effet l'établissement d'un flux de chaleur des régions chaudes vers les régions froides et ainsi de diminuer les gradients de température par rapport aux gradients de vitesse.

4.5 Acquisition des données expérimentales

L'acquisition des données se fait par le biais d'une carte d'acquisition quatre voies simultanées.

Le nombre limité d'entrées nous contraint à mesurer d'une part les courants $A-B|_{ouest}$, $C-D|_{ouest}$ et $C-D|_{sud}$ durant l'expérience, alors que les courants $A+B|_{ouest}$, $C+D|_{ouest}$ et $C+D|_{sud}$ sont mesurés immédiatement après l'expérience. Ceci n'est nullement pénalisant car l'intensité lumineuse totale reçue par la cellule ne varie pas.

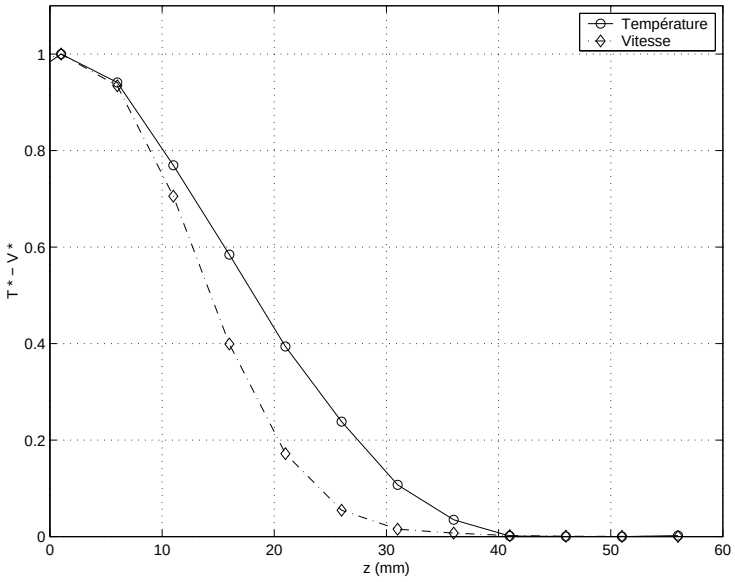

FIG. 4.14 – *Profils normalisés de la température et de la vitesse - x=2,8D*

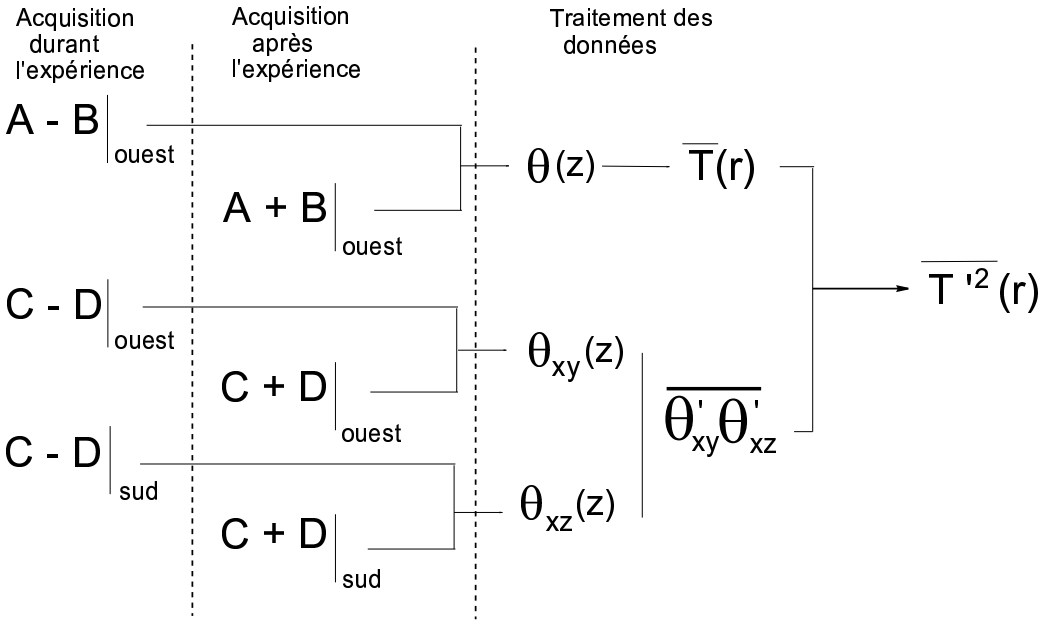

FIG. 4.15 – *Procédure de l'acquisition et du traitement des données*

Les courants $A - B|_{sud}$ et $A + B|_{sud}$ ne sont pas calculés car ils n'interviennent pas dans le calcul des températures.

Les durées d'acquisition sur chaque station est de 2 secondes pour une fréquence d'échantillonnage de F_e= 10 kHz.

On rappelle que les déviations transversales seront utilisées pour calculer le profil de température moyenne dans le plan d'étude. Les déviations longitudinales, quant à elles, servent à estimer les fluctuations de température au point de croisement des deux faisceaux.
La démarche expérimentale est rappelée sur la figure (4.15).

4.6 Résultats expérimentaux

Les mesures de température à l'aide de la méthode Schlieren sont effectuées pour des abscisses identiques aux précédentes (x=1D, 1,5D, 2D et 4D).

Les deux faisceaux LASER sont situés sur le même plan perpendiculaire à l'écoulement. On positionne le faisceau LASER ouest sur différentes stations $\{...z_i...\}$ dans le jet. A chaque station, on mesure les déviations transversales du faisceau ouest (Fig. 4.16.a) ainsi que les déviations longitudinales des deux faisceaux (Fig. 4.16.b).

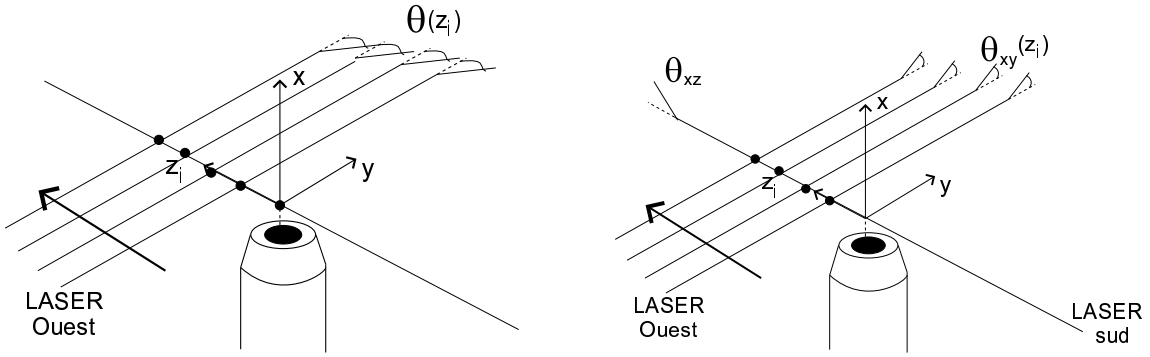

FIG. 4.16 – *Mesures des déviations angulaires transversales (a) et longitudinales (b)*

4.6.1 Déviations angulaires

On observe sur la figure (4.17) le profil des déviations moyennes **transversales** du faisceau dans un plan perpendiculaire à l'écoulement en fonction de la distance du faisceau avec l'axe.

La déviation angulaire est nulle lorsque le faisceau croise l'axe du jet et tend vers zéro lorsque le faisceau sort de l'écoulement. La déviation angulaire présente un maximum dans le milieu de la couche de mélange.

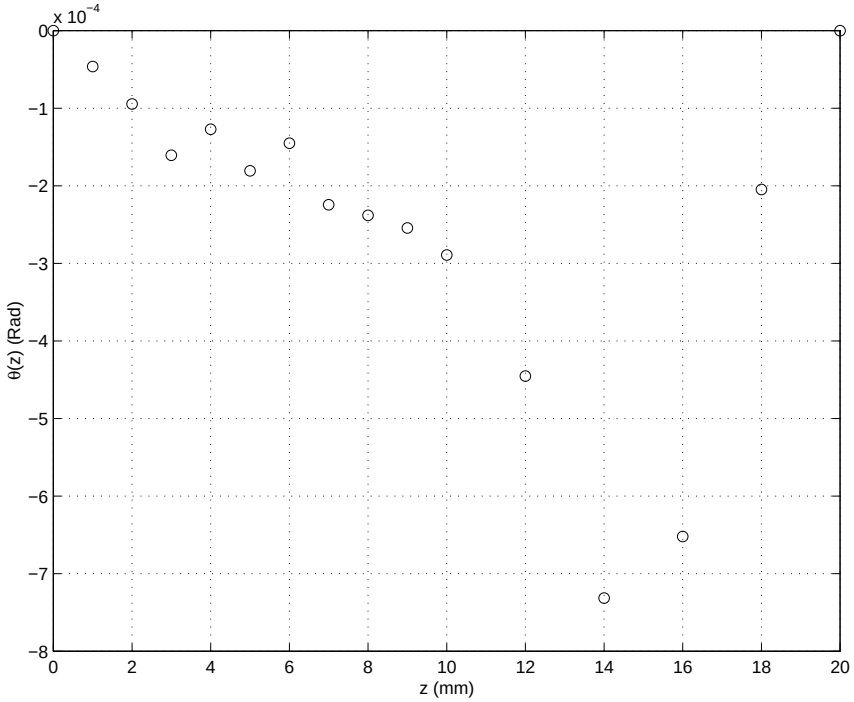

FIG. 4.17 – *Déviation du faisceau Laser dans l'écoulement - x=0,5D*

On note que les déviations angulaires mesurées sont bien du même ordre de grandeur que celles obtenues lors des simulations, c'est à dire de l'ordre de 10^{-4} rad.

On utilise ce profil de déviation afin de calculer le profil de température moyenne pour l'abscisse correspondante.

4.6.2 Mesures de la température moyenne

On rassemble les résultats expérimentaux obtenus pour les 4 abscisses (figures 4.18 à 4.20). Sur chaque figure, on compare les résultats obtenus à l'aide de la méthode Schlieren à ceux obtenus à l'aide du thermocouple.

Les températures mesurées à l'aide de la méthode Schlieren sont très proches des mesures du thermocouple. Les températures mesurées sur l'axe ne coïncident pas exactement à celles mesurées par le thermocouple, mais toutefois les différences n'excèdent jamais 10%. Les gradients de température sont retrouvés de façon satisfaisante.

Les mesures effectuées à quatre diamètres en aval de la sortie de la buse sont particulièrement satisfaisantes. Ceci peut être expliqué par le fait que le profil présente un gradient de température moindre. L'inversion de l'équation intégrale d'Abel se fait alors plus facilement.

Afin de mieux observer l'étalement des profils de température, on normalise les températures de la façon suivante :

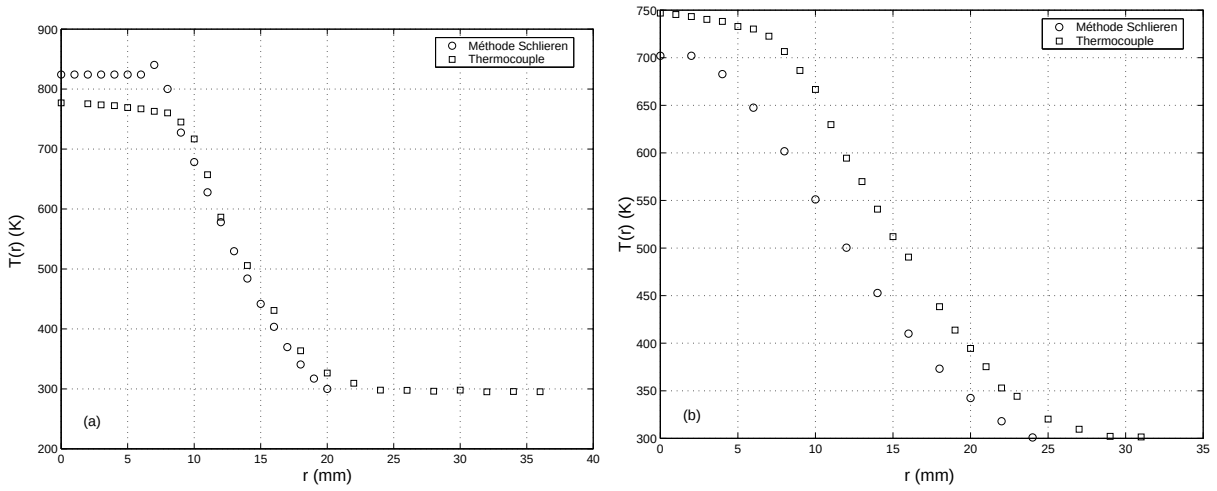

FIG. 4.18 – *Températures moyennes - X=0,5D (a), X=1D*

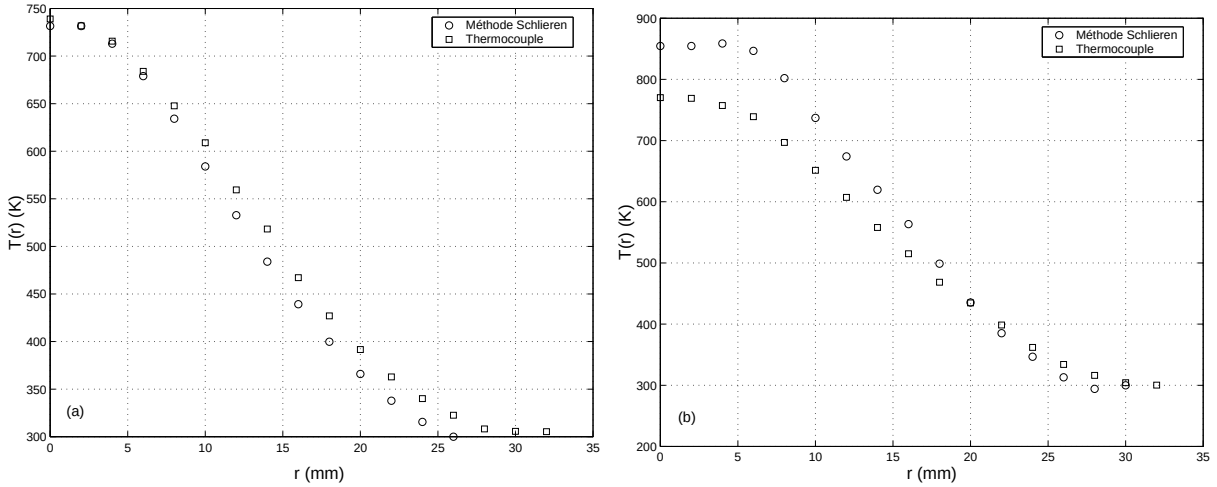

FIG. 4.19 – *Températures moyennes - X=1,5D (a), X=2D (b)*

$$T^* = \frac{T(r) - T_0}{T_a - T_0} \tag{4.2}$$

où T_a et T_0 sont respectivement les températures sur l'axe et à l'extérieur du jet.

$T^* = 1$ sur l'axe, $T^* = 0$ à l'extérieur.

On observe très clairement sur l'ensemble des courbes un profil dont la largeur s'étale au fur et à mesure que l'abscisse de mesure s'éloigne de la sortie de buse (figure 4.21).

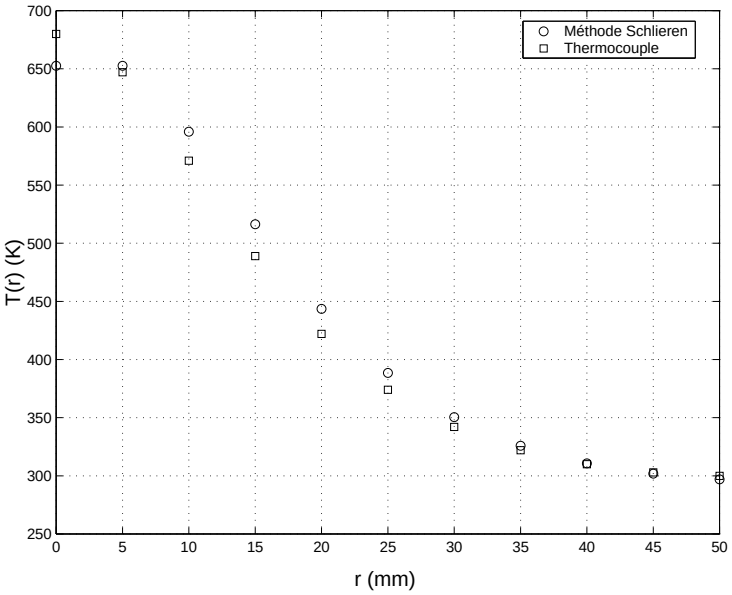

FIG. 4.20 – *Températures moyennes - x=4D*

Les résultats des mesures de températures moyennes sont satisfaisants et suffisants pour une utilisation de la méthode sur le banc MARTEL. Notons qu'il est très important de déterminer des températures moyennes aussi précises que possible car celles-ci interviennent dans le calcul des fluctuations de température.

4.6.3 Mesures des fluctuations de température

L'utilisation des deux faisceaux croisés nous permet d'estimer les valeurs RMS des fluctuations de la température. Toutefois, on ne pourra pas comparer les résultats avec des mesures effectuées à l'aide du thermocouple car la constante de temps trop grande de celui-ci nous en empêche. Cependant, on s'aidera de travaux précédents [34] pour nous guider sur la validité des mesures de taux de fluctuations.

Influence de la température sur les fluctuations de déviations angulaires

Afin de s'assurer que les fluctuations de température sont effectivement responsables des déviations angulaires, on effectue des mesures de déviation en présence d'un jet froid et d'un jet chaud.

L'influence de la température sur les fluctuations de déviations angulaires longitudinales est observable sur la figure (4.22). En se plaçant dans le milieu de la couche de mélange, à $x = 1$D, les fluctuations de déviations obtenues lorsque l'écoulement est chauffé par la résistance et lorsque il ne l'est pas sont très distinctes.

Le signal en présence du jet froid présente tout de même une oscillation ayant pour fréquences $f = 50$ Hz et ses harmoniques probablement due à un mauvais isolement électrique.

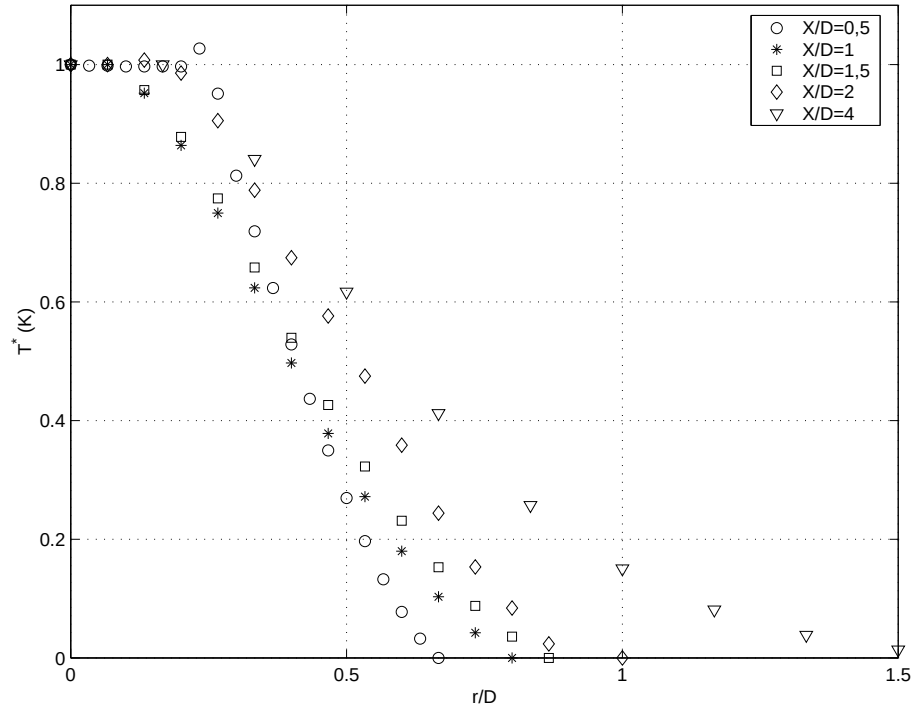

FIG. 4.21 – *Températures moyennes normalisées*

Remarque

Nous représentons sur la figure (4.23), les oscillations des déviations angulaires prélevées au voisinage de la frontière du jet et non observées pour des distances plus proches de l'axe. On observe des phénomènes d'intermittence.

Ce phénomène est dû au fait que certains tourbillons créent des protubérances sur la frontière, le faisceau LASER se trouve alors dévié. Ce phénomène a été précédemment oberservé entre autres par Amphoux De Belleval [2].

Estimation des échelles intégrales de longueur

On a vu au paragraphe 3.3.3 qu'il est nécessaire d'introduire les échelles de longueur transversales et longitudinales de la turbulence du jet pour calculer les fluctuations de température.

On note d'après la relation (3.46), que l'estimation de ces fluctuations (T_{rms}) varie linéairement avec ce rapport.

Les travaux de Laurence [34] et ceux de Davies et al [13] montrent que le rapport des échelles intégrales de longueur longitudinales l_ξ sur les échelles intégrales de longueur transversales l_r vaut 3 dans la couche de mélange d'un jet subsonique froid.

Winarto et Davis [59] effectuent des expériences équivalentes dans un jet subsonique chaud ($T_{jet}/T_a = 1,2$). Pour une abscisse de 4 diamètres en aval de la sortie de tuyère et

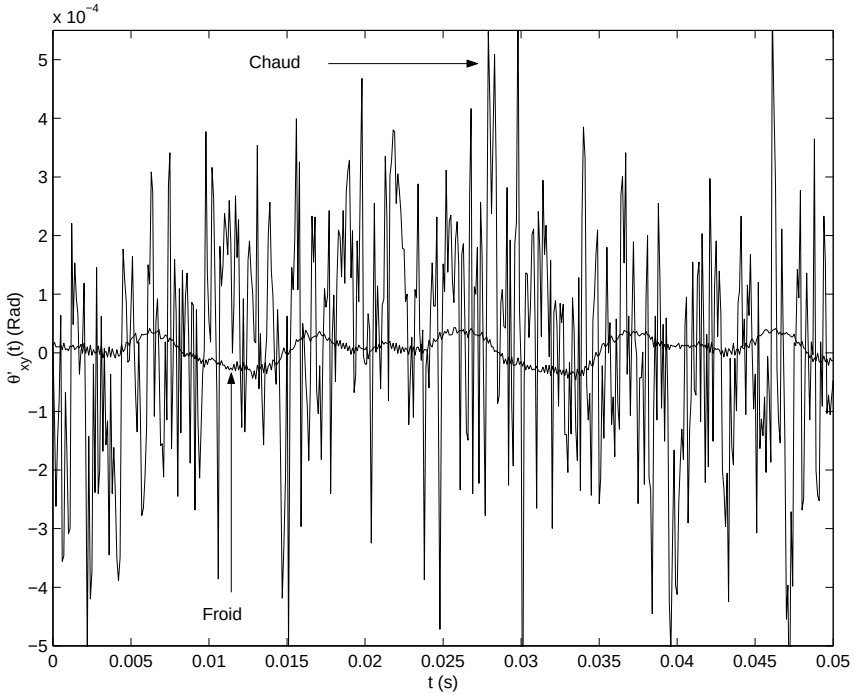

FIG. 4.22 – *Effet de la température sur les déviations angulaires longitudinales - x=1D - Y=D/2*

un nombre de Mach M=0,3, ils mesurent un rapport d'échelles égal à 5. Le rapport dans ce cas est plus important.

Ceci est en accord avec ce que nous avons vu dans le premier chapitre. En effet, pour une augmentation de la température, nous avons observé d'une part une diminution du taux d'élargissement de la couche de mélange, entraînant ainsi une diminution de l'échelle intégrale de longueur transversale l_r. D'autre part, on note une augmentation de l'échelle intégrale de longueur longitudinale l_ξ. Le rapport l_ξ/l_r est alors plus important.

Néanmoins, tous ces travaux montrent que dans la couche de mélange l'échelle intégrale de longueur transversale l_r est quasiment indépendante de la distance radiale.

Nous utiliserons l'approximation proposée par Lau, à savoir $l_\xi = 5l_r$ dans la couche de mélange.

Covariance des déviations angulaires des deux faisceaux

On représente sur la figure (4.24) la covariance mesurée à chaque station dans le jet pour les quatre abscisses.

Le maximum de la covariance des signaux est du même ordre de grandeur quelle que soit l'abscisse et est situé dans le milieu de la couche de mélange quelle que soit l'abscisse.

Il apparaît donc des niveaux de turbulence équivalents pour ces abscisses.

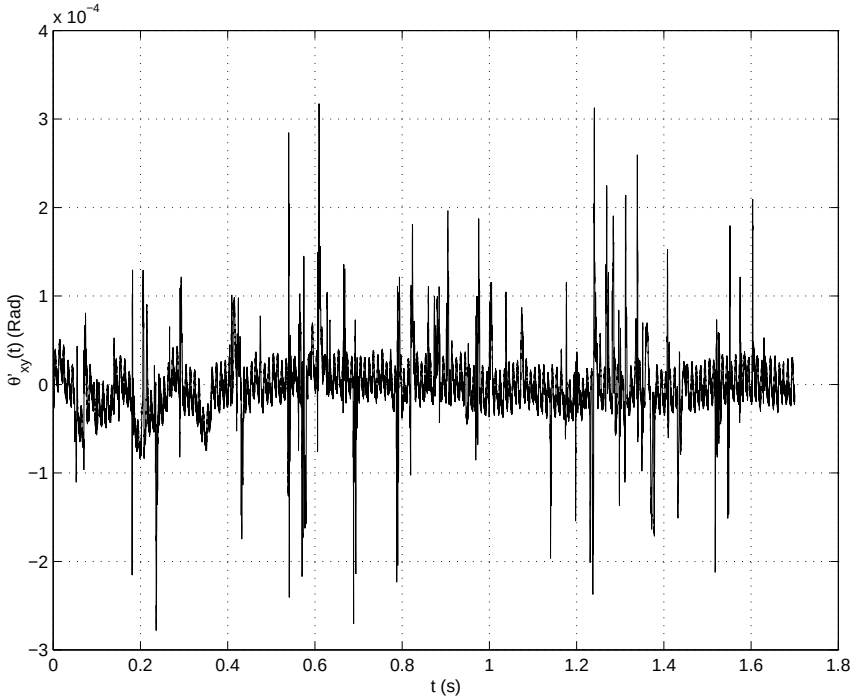

FIG. 4.23 – *Fluctuations de déviations angulaires du faisceau - x=4D - Y=1.5D*

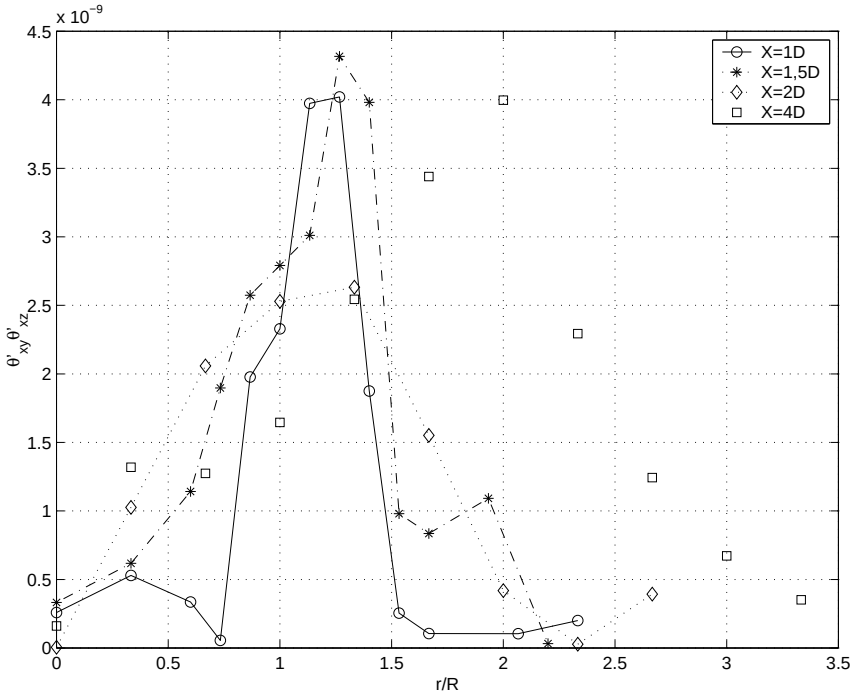

FIG. 4.24 – *Covariance des déviations angulaires des faisceaux* LASER

Ces valeurs sont utilisées pour le calcul des fluctuations de température dans le jet.

Estimations des fluctuations de température

On utilise ces profils de covariance ainsi que les profils de températures moyennes pour calculer les fluctuations de température dans la couche de mélange.

Les résultats sont présentés sur la figure (4.25).

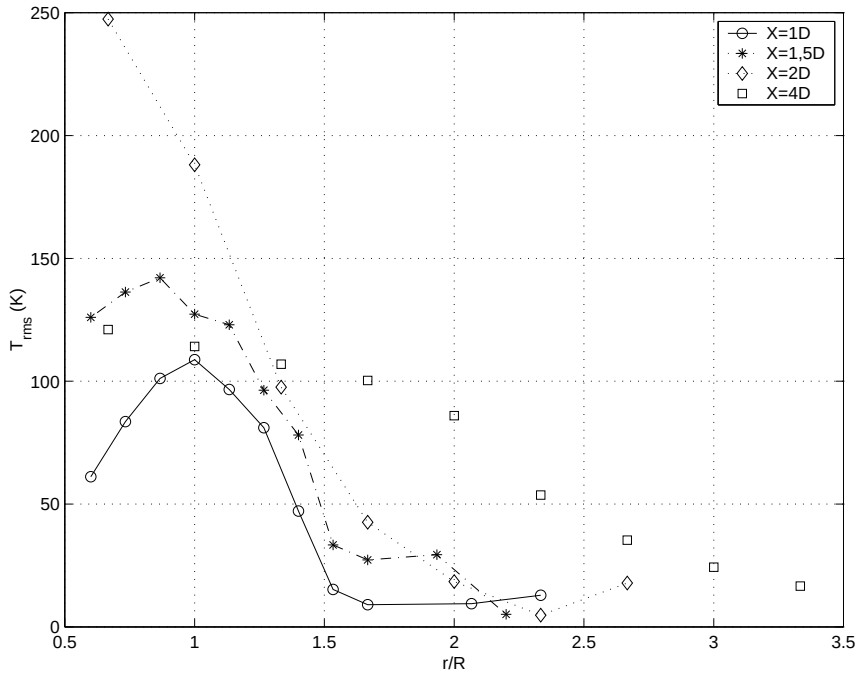

FIG. 4.25 – *Fluctuations de température*

On note, comme on s'y attendait, un maximum de fluctuations de température dans le milieu de la couche de mélange. D'autre part, l'ordre de grandeur de celles-ci est acceptable.

Les valeurs des fluctuations sont équivalentes (de l'ordre de 120 K) pour toutes les abscisses exceptées celles correspondant à 2 diamètres en aval de la buse. Les résultats des mesures effectuées à cette abscisses ne paraissent pas acceptables. En effet, rien dans le jet ne peut expliquer une telle augmentation du niveau des fluctuations.

4.6.4 Taux de fluctuations de température

On définit un taux de fluctuation de température par rapport à la différence de température entre l'axe et l'extérieur :

$$\tau = \frac{T_{RMS}(r)}{T_o - Ta} \tag{4.3}$$

où $T_{RMS}(r)$ est la déviation standard de la température, T_o la température sur l'axe et T_a la température ambiante.

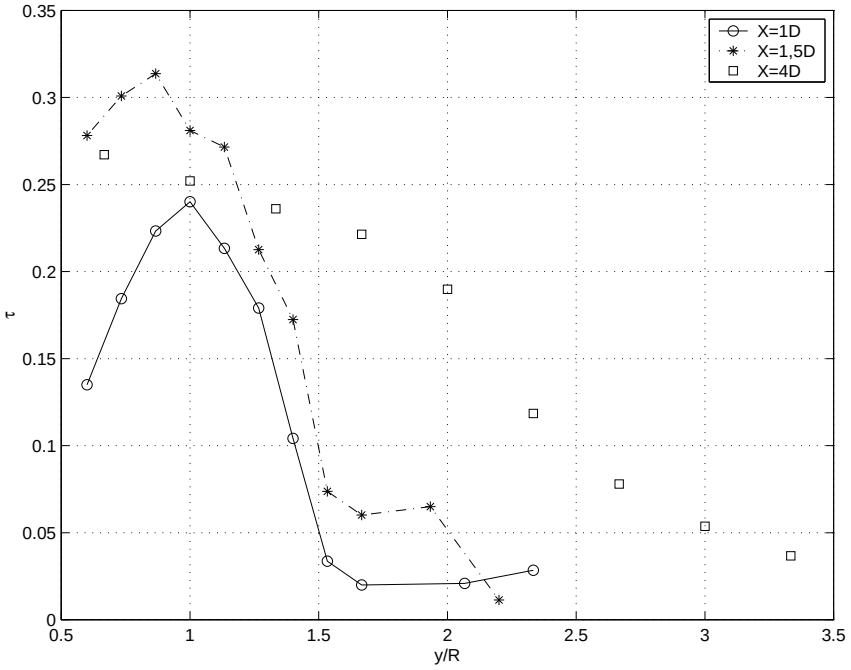

FIG. 4.26 – *Taux de fluctuations de température*

Les taux de fluctuations observés (Fig. 4.26) sont comparables aux taux de fluctuations de température référencés par Abramovich [1]. En effet, les taux sont de l'ordre de 0,25 dans le milieu de la couche de mélange.

4.6.5 Echelles intégrales de longueur

La méthode des faisceaux croisés nous permet d'estimer les échelles intégrales de longueur radiales. Cette estimation nécessite l'hypothèse d'indépendance des échelles vis à vis d'une variation angulaire dans le plan d'étude [59].

Les échelles déterminées expérimentalement sont données sur la figure (4.27). On remarque que les valeurs de celles-ci sont très faibles, de l'ordre de $l_r \sim 0,3$ mm dans la couche de mélange. Cette valeur est inférieure aux diamètres des faisceaux LASER utilisés ($D_{LASER} \sim 1$ mm), on peut alors se demander si une telle mesure est possible.

D'autre part, on observe des valeurs plus élevées sur le bord extérieur de la couche de mélange, celles-ci sont probablement dues à la présence de protubérances créées par des tourbillons, augmentant ainsi l'amplitude des échelles.

Néanmoins, on note que les échelles augmentent lorsque la mesure s'éloigne de la sortie de buse. Ce comportement est dû au fait que la largeur de la couche de mélange est très

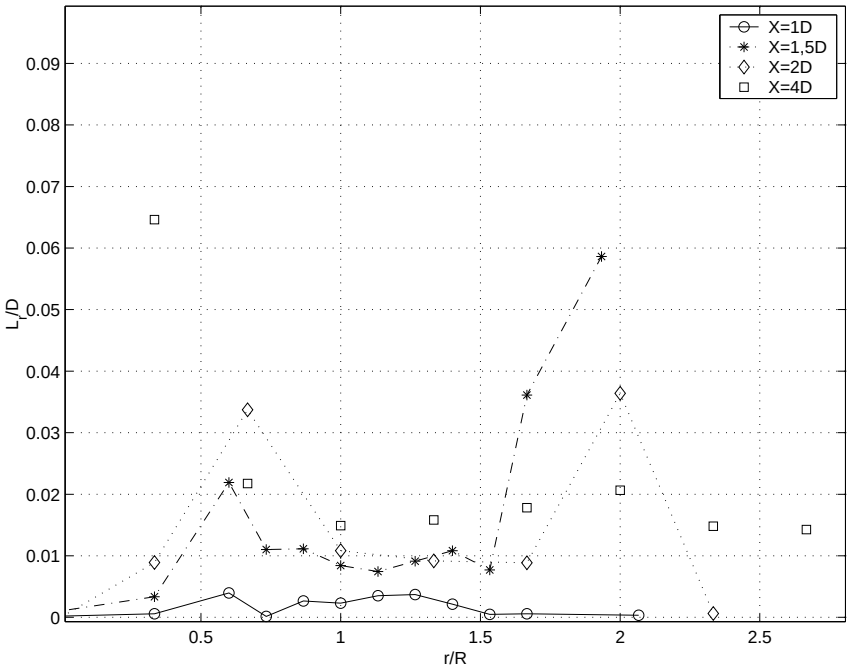

FIG. 4.27 – *Echelles intégrales de longueur radiales*

mince dans les premiers diamètres et croît avec x. Il s'en suit évidemment une augmentation des échelles intégrales de longueur transversales.

On compare ces mesures pour $r = R$ à différentes abscisses avec celles de Laurence [34] obtenues à partir de mesures de fils chauds (Fig. 4.28) et avec celles de Winarto et Davis mesurées à l'aide de la méthode Schlieren (figure 4.29).

Laurence déduit une approximation linéaire de l'échelle intégrale de longueur l_r transversale en fonction de la distance axiale x : $l_r = 0,036x + 0,043$ dans le cas d'un jet froid.

Les échelles transversales mesurées dans un jet chaud (méthode Schlieren) sont inférieures à celles mesurées dans un jet froid (Laurence). Une augmentation de la température est ainsi à l'origine d'une diminution des échelles intégrales de longueur transversales consécutivement à une épaisseur de la couche de mélange moins importante.

Ce résultat est confirmé par ceux de Winarto et Davis. La figure (4.29) présente les valeurs des échelles intégrales de longueur transversales dans le milieu de la couche de mélange en fonction de la température pour plusieurs nombres de Mach.

On remarque qu'une augmentation de la température est à l'origine d'une diminution des échelles transversales.

D'autre part, d'après les résultats de Winarto et Davis, pour une abscisse de 4 diamètres, un jet ayant un nombre de Mach inférieur à 0,30 et un rapport de température tel que $T_{jet}/T_a > 1,2$ présente une échelle intégrale de longueur transversale inférieure à 0,04.

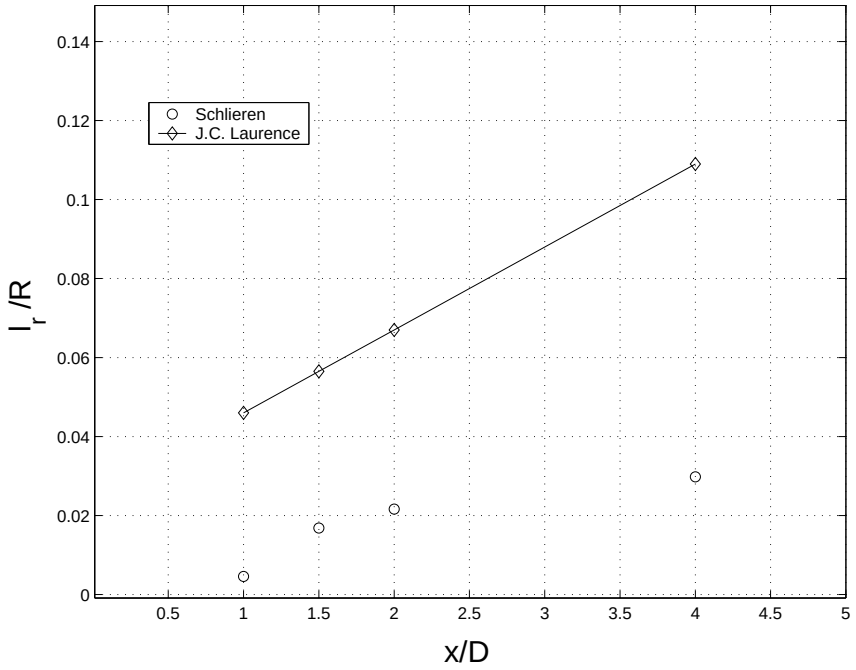

FIG. 4.28 – *Echelles intégrales de longueur radiales - (o) Schlieren ($T_{jet}/T_a = 2,5$), (-) Fil chaud (Laurence) ($T_{jet}/T_a = 1$), 1956*

Ce résultat est confirmé par notre étude, en effet nous mesurons une échelle intégrale de longueur transversale de l'ordre de $l_r \simeq 0{,}015$D pour un jet remplissant les conditions citées ci-dessus.

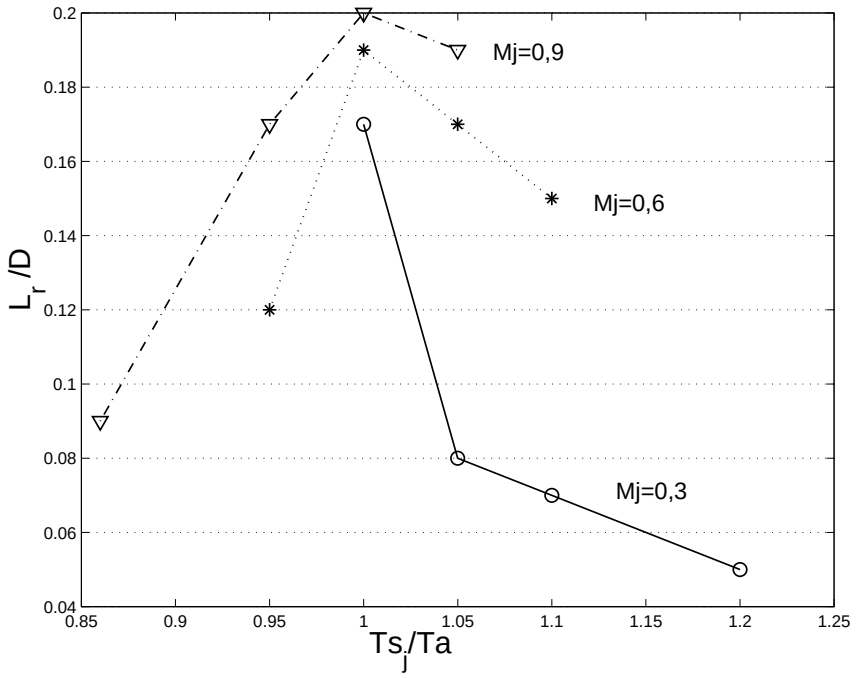

FIG. 4.29 – *Echelles intégrales de longueur transversales dans la couche de mélange - $r/D = 0,5$, $X/D = 4,2$ (Winarto et Davis, 1984).*

Conclusion

La validation de la méthode de mesure de température sur un écoulement simple, dont les caractéristiques aérodynamiques et thermiques sont bien connues, a été faite.

Il apparaît que les températures moyennes mesurées par la méthode Schlieren sont sensiblement identiques à celles mesurées par un thermocouple.

Les taux de fluctuations ont été quant à eux confrontés aux résultats d'Abramovich. Dans les deux cas, ces taux sont de l'ordre de 0,25 dans le milieu de la couche de mélange.

Nous avons également mesuré les échelles intégrales de longueur transversales pour plusieurs abscisses. Les mesures sont comparables avec celles de Winarto et Davis.

On observe les échelles très petites au début de la couche de mélange, puis elles augmentent avec le développement de la couche de mélange.

La méthode a été validée sur un jet ayant pour vitesse 50 m/s. L'application de la méthode sur des jets très rapides générés sur le banc MARTEL est donc intéressante et laisse espérer des résultats satisfaisants.

Le dernier chapitre présente les résultats obtenus par la méthode Schlieren sur des jets supersoniques chauds du banc MARTEL.

Chapitre 5

Application de la méthode Schlieren sur le banc MARTEL

Introduction

Le chapitre précédent nous a permis de valider la méthode de détermination des températures moyennes et fluctuantes basée sur la mesure des déviations angulaires d'un ou deux faisceaux lumineux.

Il faut rappeler tout de même que la validation de la méthode a été effectuée sur un jet dont la vitesse est de l'ordre de 50 m/s. Le comportement de la méthode face à des jets plus rapides et donc plus réalistes est encore inconnu.

L'application de la méthode sur le banc MARTEL est alors une étape importante et délicate. Nous effectuons des mesures de températures sur les 5 jets utilisés lors des mesures acoustiques.

Les mesures de déviations angulaires des deux faisceaux à travers le jet nous permettent de calculer les températures moyennes pour chaque abscisse de mesure, une estimation des fluctuations de température et les taux de fluctuation de température.

Ces mesures permettent une première approche de la localisation à la fois du maximum de fluctuations de température mais aussi des sources acoustiques générées par celles-ci dans un jet supersonique.

Afin de mieux juger les résultats obtenus avec la méthode schlieren, ceux-ci seront comparés avec des simulations effectuées par Pollet (Aérospatiale, [44]). Pollet a en effet réalisé des simulations numériques avec un jet ayant pour conditions génératrices celles du jet n ° 4 (P_i = *30 bar*, T_i = *1900 K*, V_j = *1700 m/s*).

Nous estimerons enfin les échelles intégrales de longueur transversales caractérisant la turbulence dans le jet.

D'autre part, la présence de microphones lors des expériences nous permet d'observer

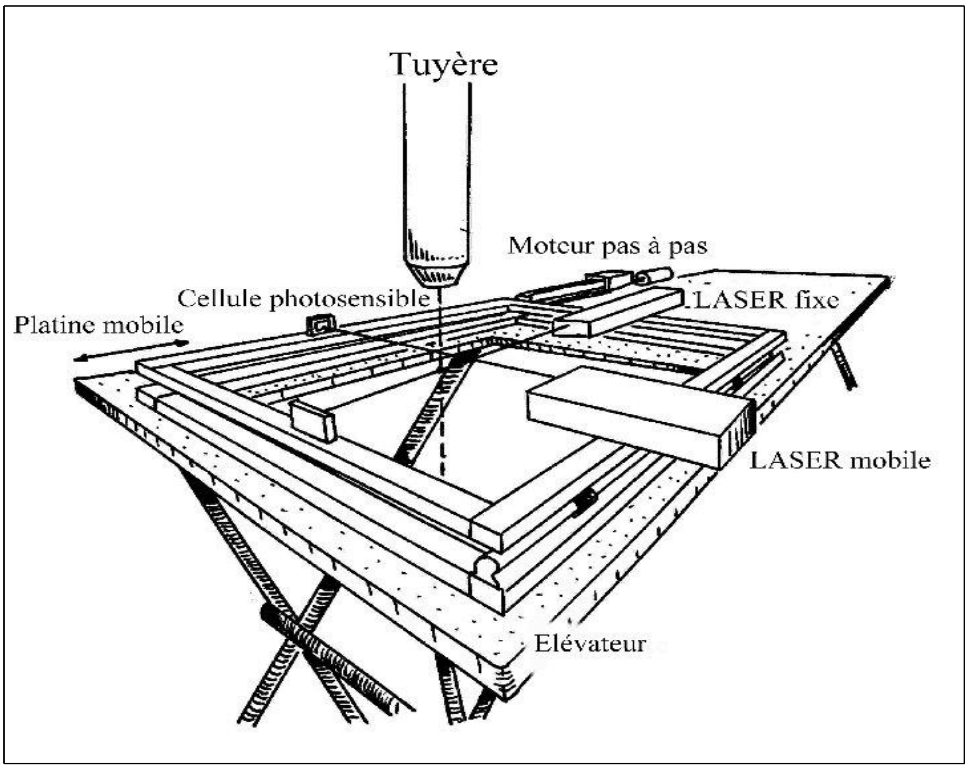

FIG. 5.1 – *Schéma du montage expérimental*

les possibles corrélations entre les fluctuations de déviations angulaires longitudinales, caractéristiques des fluctuations de température dans le jet et le champ acoustique rayonné en champ lointain.

Nous présentons dans une première partie le dispositif expérimental mis en place au banc MARTEL ainsi que les conditions expérimentales.

Les résultats expérimentaux sont donnés dans la dernière partie de ce chapitre ainsi que la comparaison de nos résultats avec les simulations numériques de Pollet.

5.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (figure 5.1) utilisé lors des essais sur le banc MARTEL est identique à celui utilisé lors de la validation de la méthode : une platine fixe sur laquelle une platine mobile se déplace. Cette dernière supporte toute l'instrumentation (cellules photosensibles, LASER).

Lors des déplacements de la platine supérieure, le Laser "fixe" croise l'axe du jet tout le temps de l'expérience.

Le rayonnement thermique du jet peut entraîner une déformation de la platine supérieure qui risque de fausser la mesure. Afin d'éviter cette déformation, un revêtement

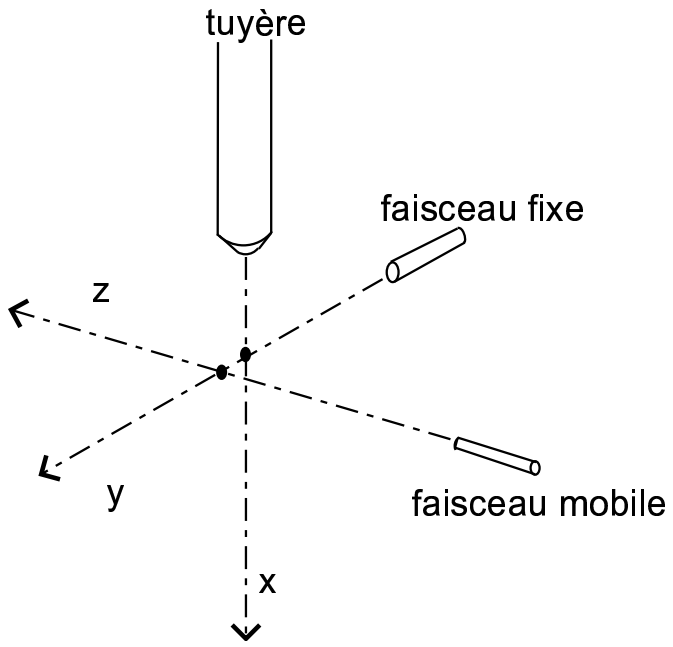

FIG. 5.2 – *Notations utilisées sur le banc* MARTEL

composé de laine de roche a été disposé sur le montage.

La tuyère étant située à plus de 3 mètres du sol, les deux platines sont posées sur un élévateur afin de pouvoir effectuer des mesures à des abscisses proches de la sortie de tuyère.

Pour des questions de sécurité et d'ambiance acoustique trop intense, l'expérimentateur ne peut accéder au montage durant les rafales. Les déplacements de la platine mobile durant les expériences sont réalisés de façon automatique à l'aide d'un moteur pas-à-pas, type *Charly-Robot* et d'un bras de déplacement.

5.2 Notations utilisées

Les notations utilisées lors de nos expériences sur le banc MARTEL sont indiquées sur la figure (5.2).

Nous considérons l'écoulement selon x. Les faisceaux *fixe* et *mobile* (par rapport à l'axe du jet) rayonnent respectivement selon les directions y et z.

5.3 Abscisses de sondage

On effectue pour chaque jet des sondages à l'abscisse 3D, puis aux abscisses 4D à 16D, avec un pas de 2D (soit 8 abscisses).

Ces abscisses sont choisies de telle sorte que l'on sonde le cône potentiel (jusqu'à $10 \sim$ 15D), puis légèrement hors du cône potentiel (16D).

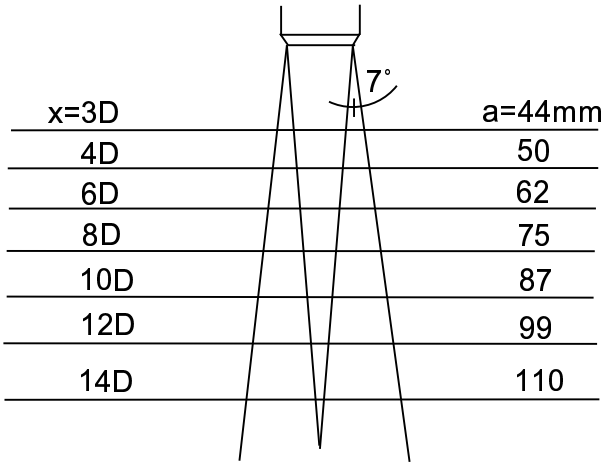

FIG. 5.3 – *Abscisses de sondage*

5.4 Acquisition des données

Nous utilisons la chaîne d'acquisition du banc MARTEL.

L'utilisation de deux cellules photosensibles implique la mesure de huit courants (paragraphe 4.1). L'acquisition de ces derniers se fait par l'intermédiaire de deux ordinateurs (*Pcmes* et *Fluke*).

Les quatre signaux "différence" sont mesurés simultanément à une fréquence d'échantillonage Fe=125 KHz, tandis que les signaux "additions", caractérisant la puissance lumineuse totale reçue par la cellule, sont échantillonnés à une fréquence Fe=50 Hz.

Cette valeur très inférieure à la précédente n'est pas pénalisante car une fois le LASER immobilisé sur une station, la puissance lumineuse totale ne varie pas de façon significative sur la cellule.

Durant nos expériences, la durée d'un jet est en moyenne de 3 minutes et 30 secondes. Il en résulte un fichier de taille 6,5 Mo par station.

5.5 Démarche expérimentale

On veut calculer des températures moyennes et fluctuantes dans le jet. Pour cela, il nous faut mesurer à la fois les déviations angulaires transversales du faisceau mobile sur plusieurs stations dans le jet et les déviations angulaires longitudinales des deux faisceaux (§ 3.3.3).

Le profil des déviations angulaires transversales $\Theta(y)$ est utilisé pour le calcul du profil de la température moyenne $\overline{T}(r)$.

Nous rappelons que les covariances des déviations angulaires longitudinales ainsi que le profil de température moyenne sont impliqués dans le calcul des fluctuations de température T_{rms}.

La première étape, avant d'effectuer des mesures de déviations, est de sonder le jet de façon continue (sans station) avec le LASER afin d'estimer la zone de déviation maximum (figure 5.4) pour toutes les abscisses.

Par la suite, afin d'optimiser la durée des rafales, on diminue le nombre de stations dans les régions pour lesquelles les déviations angulaires varient linéairement. Ceci nous permet d'augmenter le nombre de stations dans les zones sensibles. Comme nous l'avons vu, cette répartition n'a aucune influence sur le calcul de la température (paragraphe 3.3.6).

De plus, la température sur la dernière station est mesurée à l'aide d'un thermocouple fixe. Cette valeur, très proche de la valeur ambiante est indispensable au calcul de l'indice de réfraction (relation 3.10).

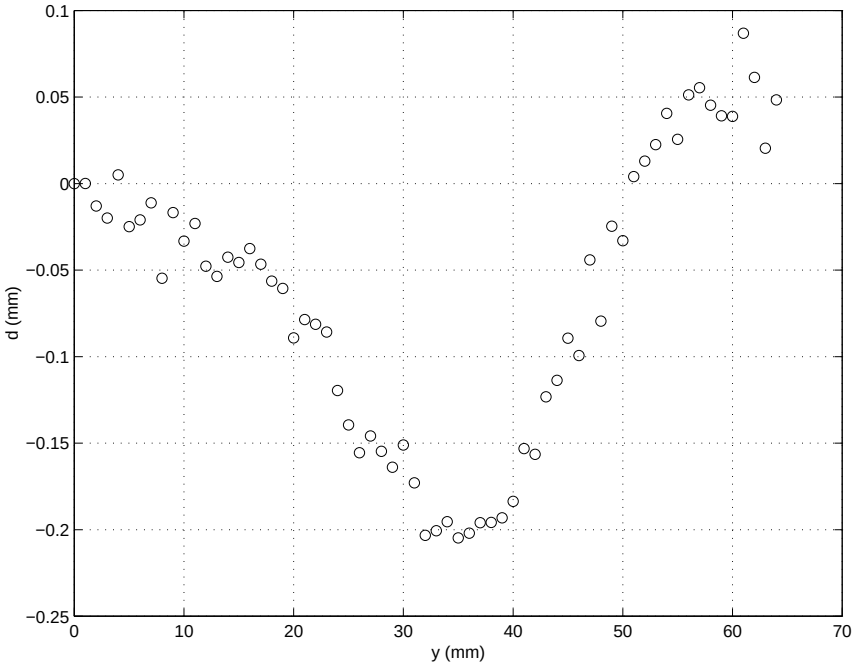

FIG. 5.4 – *Déviation du faisceau lors d'un balayage dans le jet n°4 à X/D=4*

L'optimisation de la durée de la mesure nous oblige à choisir 14 stations d'une durée de 3 secondes dans le jet. Chacune des 14 stations sont téléchargées dans le logiciel de déplacement du moteur et le programme est lancé manuellement lorsque le jet est établi.

5.6 Résultats expérimentaux

On présente successivement les profils des températures moyennes, les profils de fluctuations de température, les taux de fluctuations de température et finalement les échelles intégrales de longueur transversales.

On rappelle dans le tableau (5.1) les conditions génératrices des 5 jets sur lesquels on effectue les mesures.

Jet	P_i (bar)	T_i (K)	T_s (K)	V_j (m/s)
1	25	1825	860	1700
2	17	700	320	900
3	5	1000	660	900
4	30	1900	860	1700
5	17	2100	1100	1700

TAB. 5.1 – *Caractéristiques des jets utilisés*

5.6.1 Températures moyennes

La détermination de la température moyenne se fait en trois étapes. La première consiste en la mesure de la déviation transversale moyenne subie par le faisceau à chaque station. La deuxième étape est l'inversion de l'équation intégrale d'Abel permettant le calcul du gradient d'indice de réfraction dans le jet. La dernière étape représente le passage de l'indice de réfraction à la température.

Tous les résultats sont présentés sur les figures (5.5) à (5.7).

Jet parfaitement détendu

Les températures moyennes mesurées dans le jet n°4 sont très satisfaisantes (figure 5.5).

Les températures sur l'axe correspondent aux valeurs théoriques (tableau 5.1) à savoir des températures proches de 860 K. L'écart le plus important est observé à l'abscisse 6D pour laquelle on note une différence de 72 K avec la valeur théorique, soit un écart d'environ 8% (figure 5.5.b).

D'autre part, les profils s'étalent d'autant plus que la mesure est effectuée en aval de la sortie de tuyère. Ceci est expliqué par le fait que la couche de mélange se développe et s'épaissit.

Jets non parfaitement détendus

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, dans le cas des jets non parfaitement détendus, la température sur l'axe subit des variations importantes dans le sens de l'écoulement. Au fur et à mesure des compressions et des détentes, la température du jet augmente puis diminue, ainsi de suite jusqu'à ce que la pression atteigne la valeur ambiante.

Contrairement au cas du jet parfaitement détendu, la température ne présente donc pas une valeur identique sur l'axe pour des abscisses comprises dans la région supersonique du jet.

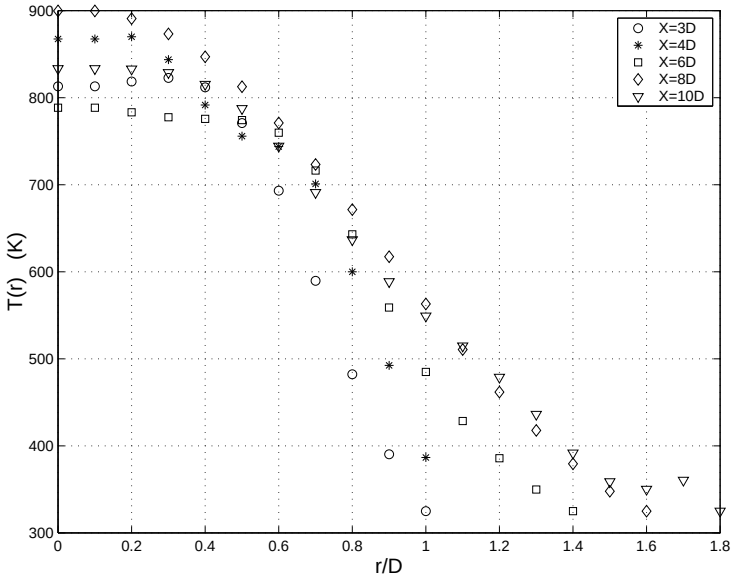

FIG. 5.5 – *Profil de température moyenne - jet n°4*

L'influence des cellules de choc sur les températures moyennes est mise en évidence par les résultats du jet n°1 (figure 5.6.a). En effet, ce jet possède des conditions génératrices quasiment identiques à celles du jet n°4 mais demeure désadapté.

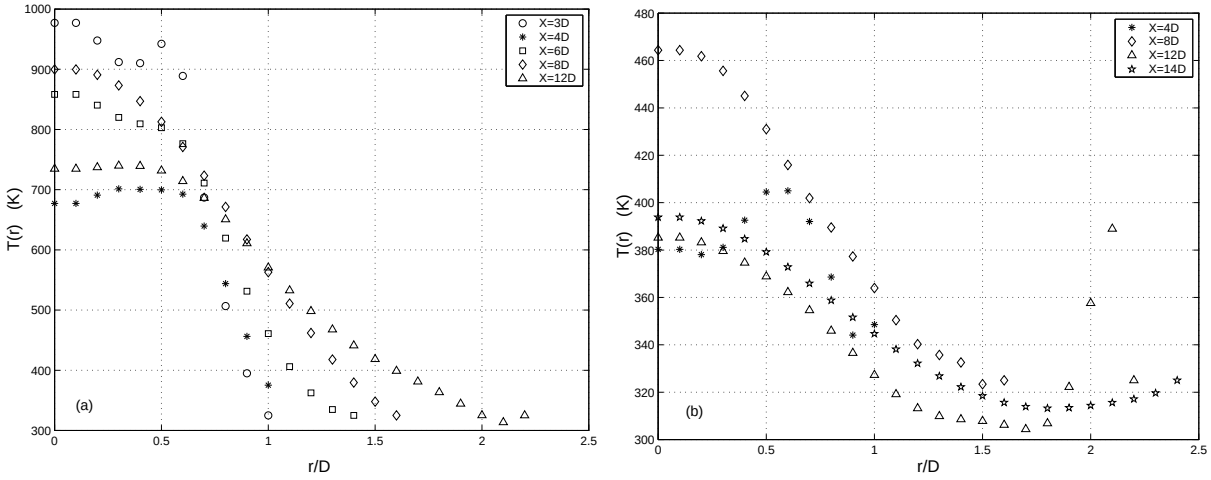

FIG. 5.6 – *Profil de température moyenne - jet n°1 (a), jet n°2 (b)*

Nous rappelons que les températures moyennes sont calculées à partir de la relation (3.17). L'absence de connaissances sur la pression locale nous empêche de calculer la température de façon plus précise.

On observe des valeurs de température sur l'axe très disparates. Les écarts maximums

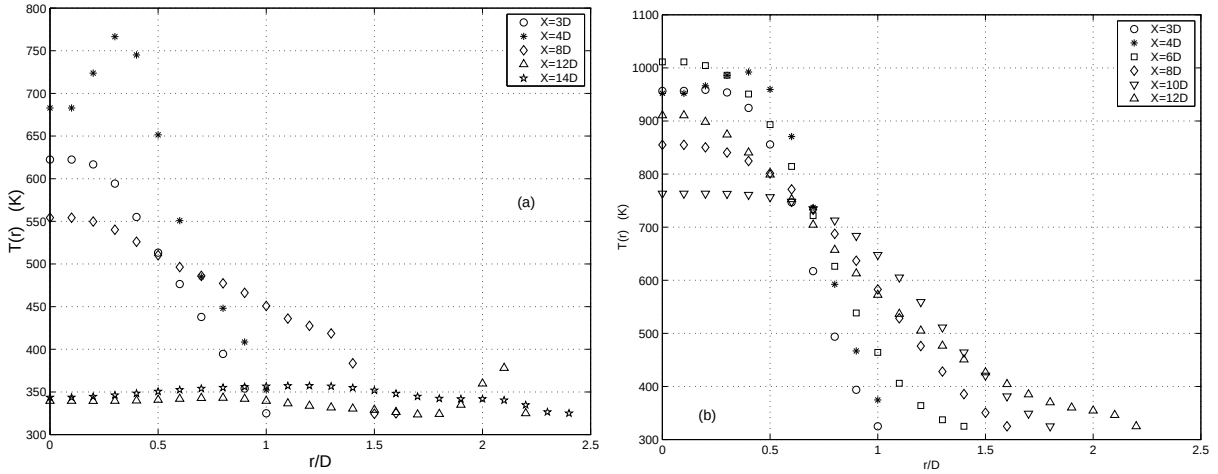

FIG. 5.7 – *Profil de température moyenne - jet n°3 (a), jet n°5 (b)*

de température sur l'axe sont respectivement de l'ordre de 300 K et 200 K pour les jets n°1 et 5. Comme on s'y attend, la température axiale du premier jet oscille autour de la valeur théorique $T_s = 860$ K, ce qui n'est pas le cas pour le jet n°5. En effet, les mesures effectuées sur ce jet présentent des résultats en-dessous de $T_s = 1100$ K, valeur donnée par le tableau 5.1. La présence d'ondes de choc perturbe notablement la mesure.

De plus, la comparaison des températures moyennes entre les jets n°1 et 4 montre des résultats similaires pour des distances radiales au-delà de 0,6D. Dans le cas inverse, les températures axiales du premier jet varient fortement consécutivement à la présence de cellules de choc. Ceci n'est évidemment pas observé pour le jet n°4.

On observe des résultats identiques sur les profils de température du jet n°5.

Quant aux jets du premier groupe, on note une amplitude maximum de 80 K et 130 K pour les jets n°2 et 3. Les températures moyennes du jet n°2 sont fortement supérieures à la température théorique T_s=320 K tandis que celles du jet n°3 oscillent autour de T_s=660 K. Comme nous l'avons vu précédemment, ceci est la conséquence de la présence d'ondes de choc dans la partie supersonique du jet.

Néanmoins, certains jets ont des profils cohérents qui s'étalent d'autant plus que la mesure est effectuée en aval de la sortie de tuyère. On le met en évidence en effectuant une normalisation des profils de la sorte :

$$T^* = \frac{\overline{T} - T_a}{\overline{T_0} - T_a} \tag{5.1}$$

où T_0 et T_a représentent respectivement les températures sur l'axe et dans le milieu ambiant.

Les jets n°1 et 5 présentent des profils de températures normalisés cohérents. Au contraire, ceux des jets issus du premier groupe sont très perturbés et présentent des taux négatifs. Ceux-ci sont expliqués par le fait que lors d'une mauvaise inversion de l'équation intégrale d'Abel, les valeurs de la température calculée peuvent être inférieures à la température ambiante. Ces jets sont en effet les plus désadaptés.

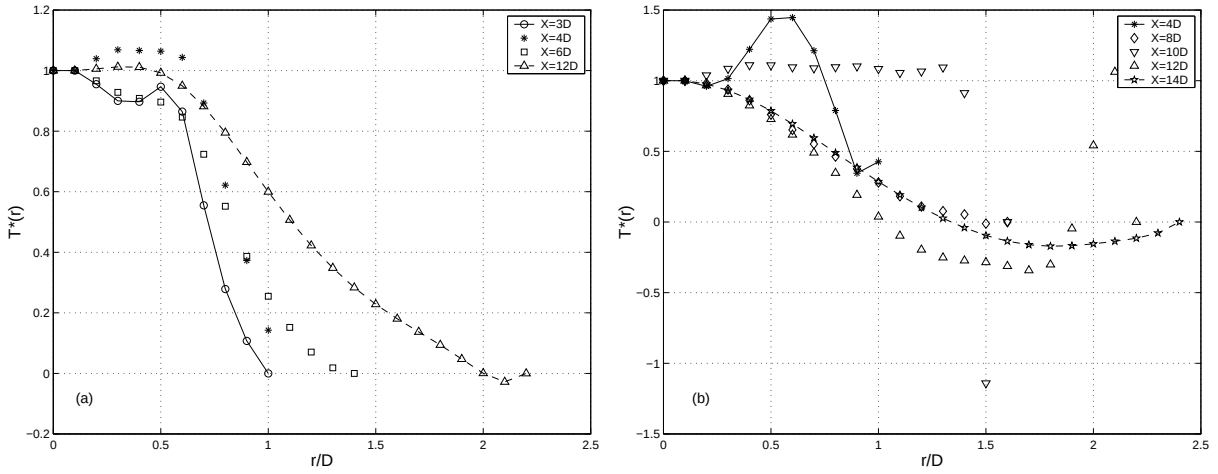

FIG. 5.8 – *Température normalisée ; jet 1 (a), jet 2 (b)*

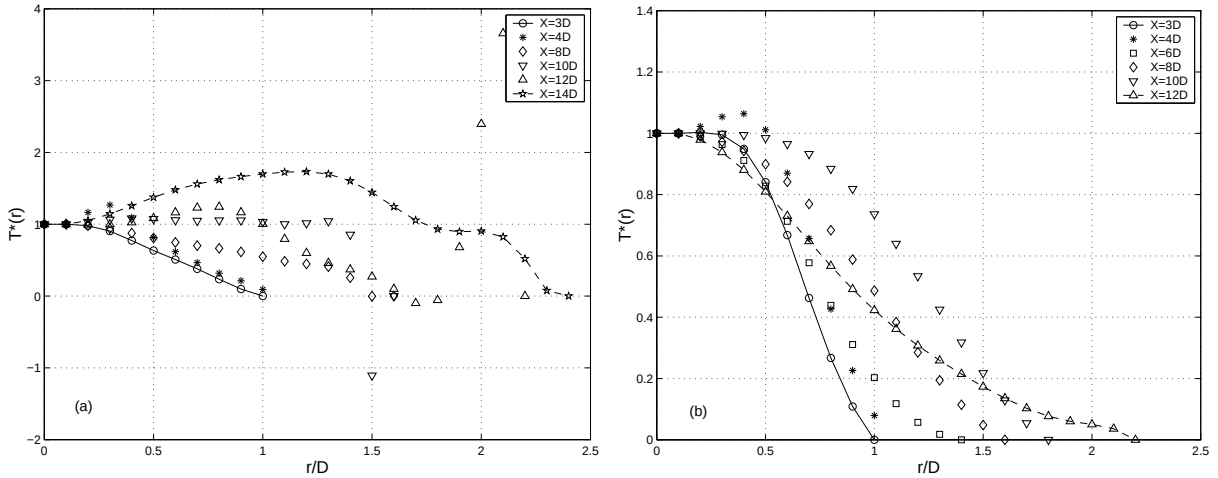

FIG. 5.9 – *Température normalisée ; jet 3 (a), jet 5 (b)*

Tous ces résultats mettent en évidence la difficulté d'estimation de la température moyenne dans un jet non parfaitement détendu à l'aide de la méthode Schlieren. En effet, l'absence d'information sur la pression locale nous empêche d'assurer une estimation aussi précise que dans le cas d'un jet parfaitement détendu compte tenu du fait que l'on utilise une approximation de l'équation de Gladstone (relation 3.17). De plus, on ne peut pas affirmer de façon certaine si les variations de températures mesurées sur l'axe sont liées aux incertitudes de la mesure ou au comportement normal de la température vis à vis des compressions et détentes successives.

Les simulations de Pollet et les mesures expérimentales seront comparés dans le paragraphe 5.7 pour le jet n°4.

5.6.2 Fluctuations de températures

Rappelons que les fluctuations de température sont obtenues à l'aide de la covariance entre les déviations angulaires longitudinales des faisceaux LASER et du profil de température moyenne mesuré.

Ceci a pour inconvénient d'introduire une erreur dans le calcul des valeurs RMS des fluctuations de température via la température moyenne.

Hypothèse concernant le rapport des échelles intégrales de longueur

Comme dans le calcul des fluctuations de température lors de la validation, nous avons fait l'hypothèse d'un rapport des échelles intégrales de longueur longitudinale et transversale égal à 5.

Cette hypothèse est critiquable car elle n'a été vérifiée que dans le cas des jets subsoniques. En effet, les travaux concernant les mesures des échelles dans la couche de mélange de jets supersoniques ne font aucunement mention de ce rapport.

Nous avons malgré cela choisi de conserver ce rapport mesuré par Lau à savoir $l_\xi/l_r \sim 5$.

Néanmoins, Davis [16] mesure les échelles intégrales de longueur transversales dans un jet supersonique non-chauffé. Il obtient des échelles de l'ordre de $l_r \sim 0,2D$ et $l_r \sim 0,25D$ dans le milieu de la couche de mélange pour des abscisses de 3 et 9 diamètres en aval de la tuyère.

Résultats expérimentaux

Les résultats sont indiqués sur les figures (5.10) à (5.12).

Jet parfaitement détendu

Les profils de fluctuations de températures présentent naturellement un maximum dans le milieu de la couche de mélange. La valeur de celui-ci vaut environ $80 \sim 100$ K pour des abscisses comprises entre 4 et 12 diamètres.

Ces résultats mettent en évidence le fait que la structure aérodynamique du jet ne subit aucune variations susceptibles de modifier certains paramètres tels que la température et les fluctuations associées.

Jets non parfaitement détendus

Comme pour le jet parfaitement détendu, les profils des fluctuations de température présentent un maximum au milieu de la couche de mélange quelles que soient les conditions génératrices du jet et l'abscisse de sondage.

Il apparaît par ailleurs des niveaux maximums de fluctuations distincts pour les deux groupes de jets. Ceux-ci sont de l'ordre de $60 \sim 80$K pour le premier groupe (jets n°1 et 5)

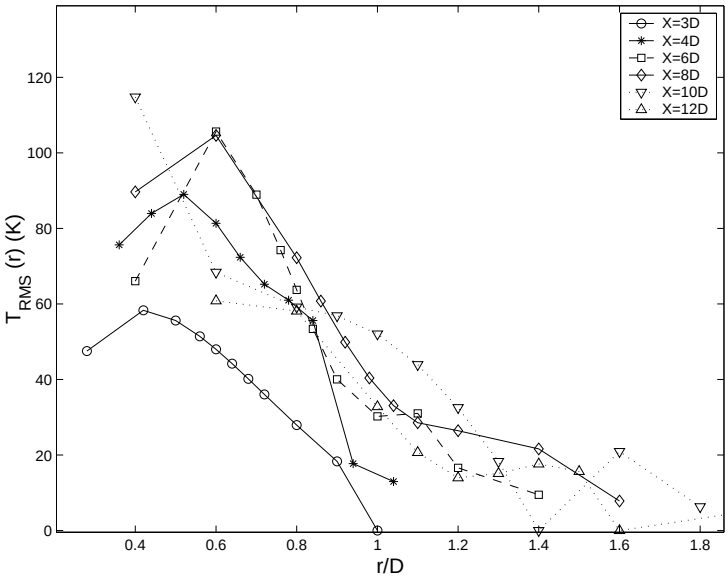

FIG. 5.10 – *Profil de fluctuations de température- jet n°4*

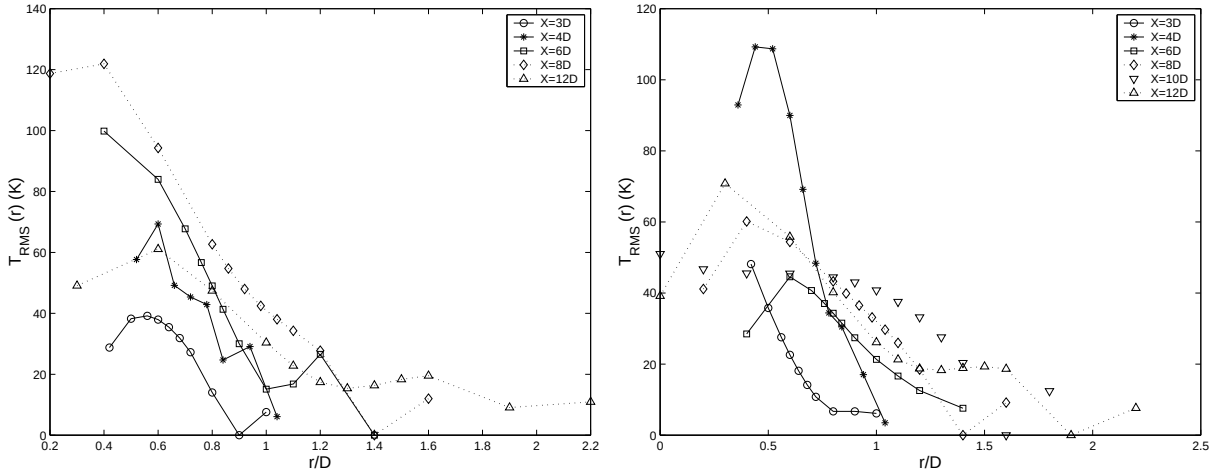

FIG. 5.11 – *Profil de fluctuations de température- jets n°1 et 5*

et de l'ordre de 7 $\sim$ 12 K pour le deuxième (jets n°2 et 3). Par ailleurs, les niveaux mesurés dans le deuxième groupe paraissent très faibles .

Cette différence de niveaux de fluctuations entre les deux groupes est expliquée par le fait que les valeurs moyennes de température et de vitesse sont plus élevées dans le premier entraînant des niveaux de turbulence plus grands.

En ce qui concerne le jet n°5, on note des niveaux de fluctuations de l'ordre de 60 $\sim$ 80K excepté pour l'abscisse 4D pour laquelle les valeurs de la température moyenne (figure 5.7.b) influencent et augmentent notablement l'estimation des fluctuations.

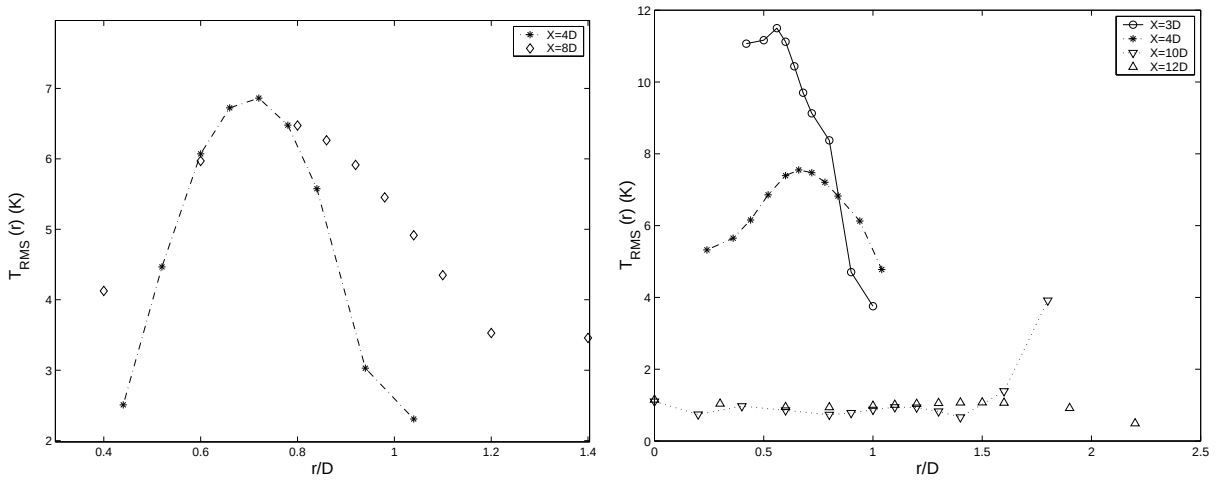

FIG. 5.12 – *Profil de fluctuations de température- jets n°2 et 3*

Ces niveaux sont plus faibles comparativement à ceux du jet n°4. Ce résultat est surprenant car le jet n°5 possède une température génératrice plus élevée susceptible d'entraîner des niveaux de fluctuations de température plus importants qui ne sont pas observés. Les valeurs de la température moyenne calculées par inversion de l'équation intégrale d'Abel ne sont pas responsables de ce résultat car les deux jets présentent des valeurs quasiment équivalentes dans la couche de mélange (figures 5.5 et 5.7.b). Ces résultas sont donc conséquents à une mauvaise estimation du rapport des échelles intégrales l_ξ/l_r. En effet, nous avons vu qu'une augmentation de la température est à l'origine d'une augmentation de ce rapport. Or dans nos calculs, nous avons supposé dans les deux jets un rapport égal à 5. Les fluctuations de températures dans le jet n°5 sont donc sous estimées. Un calcul rapide nous permet d'obtenir des niveaux de fluctuations équivalents pour des rapports l_ξ/l_r égaux à 5 et 7,5 respectivement pour les jets 4 et 5.

Contrairement aux jets n°4 et 5, les autres jets présentent des niveaux de fluctuations diffèrents selon l'abscisse de sondage. Cette évolution est issue des profils de température différents pour des abscisses consécutives.

En ce qui concerne le jet n°1, on observe une augmentation des niveaux de fluctuations de température jusqu'à l'abscisse X=8D.

Les jets n°2 et 3 présentent des niveaux équivalents pour des abscisses différentes. Les niveaux maximums sont observés pour le jet n°2 à une abscisse de X=10D, soit dans la région supersonique légèrement en amont de l'extrêmité du cône potentiel (L_c=12D d'après le tableau 2.3).

Remarque

Quel que soit le jet, les mesures effectuées en aval de l'abscisse $X/D = 14$ ne sont malheureusement pas exploitables. En effet, le montage étant situé plus en aval dans l'écoulement, celui-ci est perturbé par l'entraînement de l'air à proximité du jet. Les faisceaux lumineux au fur et à mesure de la rafale sortent de la zone active des cellules rendant

impossible toute mesure.

Une solution serait d'augmenter la zone active de la cellule ou d'augmenter les dimensions des platines du montage.

De façon globale, les mesures des fluctuations de température indiquent un maximum dans le milieu de la couche de mélange et dans la région supersonique du jet.

On note de plus une différence sur les niveaux de fluctuations de température entre les deux groupes. Celle-ci provient de la différence dans les températures et les vitesses moyennes des jets.

Les maximums de fluctuations de température dans le jet n°4 sont localisés dans le milieu de la couche de mélange pour des abscisses comprises entre 4 et 12 diamètres. Les niveaux de ce jet sont supérieurs à ceux mesurés dans le jet n°5 malgré des températures moyennes supérieures dans ce cas.

5.6.3 Taux de fluctuation de températures

Nous définissons un taux de fluctuations de température de la façon suivante :

$$\tau = \frac{\sqrt{\overline{T'^2}}}{T_{axe} - T_{ext}} \tag{5.2}$$

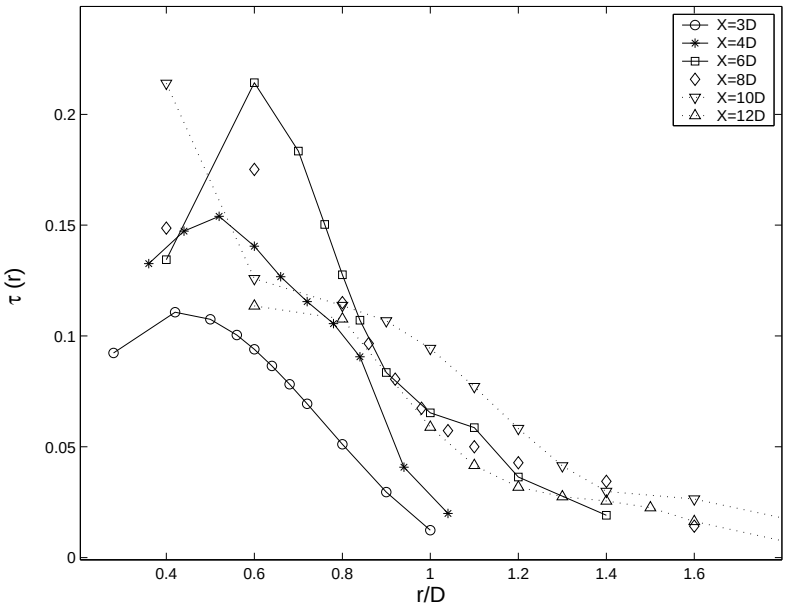

FIG. 5.13 – *Profil du taux de fluctuations de température - jet n°4*

Les taux de fluctuations de température présentent des profils identiques à ceux des fluctuations. En effet, le maximum de taux de fluctuations est situé au milieu de la couche de mélange.

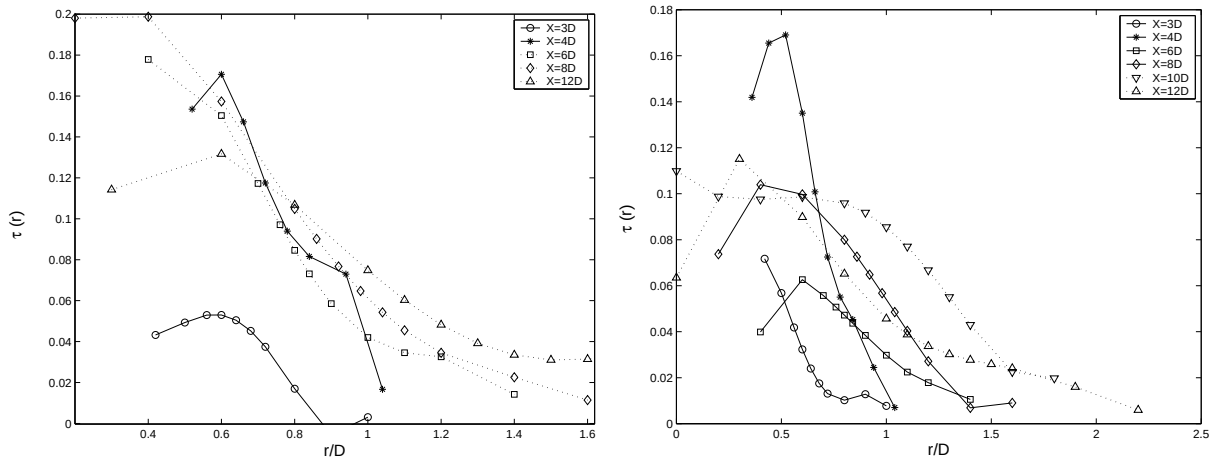

FIG. 5.14 – *Profil du taux de fluctuations de température - jets n°1 et 5*

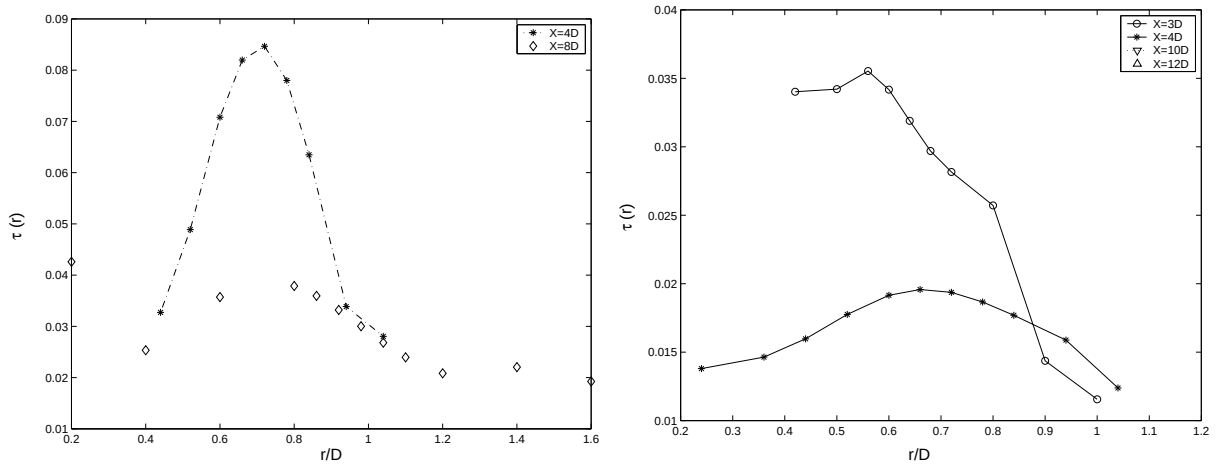

FIG. 5.15 – *Profil du taux de fluctuations de température - jets n°2 et 3*

En ce qui concerne le groupe n ° 1, on observe des taux de l'ordre de 0,15 $\sim$ 0,20, tandis que le second groupe présente des taux très faibles de l'ordre de $0,03 \sim 0,08$.

La différence des taux entre les deux groupes provient du fait que les valeurs moyennes de température et de vitesse du premier groupe sont plus élevées entraînant ainsi des niveaux de turbulence plus grands.

On note, comme dans le cas des fluctuations de la température, des taux différents pour les jets n°4 et 5. Ils présentent respectivement des taux de l'ordre de $0,2$ et 0,1. Cette forte différence provient du fait que les fluctuations de température du jet n°5 sont sous estimées consécutivement à un trop faible rapport des échelles intégrales de longueur.

Il serait intéressant de comparer ces valeurs avec les taux de fluctuations de vitesse dans ces mêmes jets.

5.6.4 Corrélation Déviation angulaire-Pression acoustique

La pression acoustique rayonnée en champ lointain est générée par diverses sources acoustiques présentes dans le jet. L'une d'entre elles, liée aux fluctuations de température (§ 1.3) est en partie responsable des fluctuations de déviations angulaires du faisceau traversant le jet. De ce fait, elle est a priori identifiable à partir de la méthode Schlieren.

La mesure des corrélations temporelles doit permettre d'étudier les liens physiques existant entre les deux grandeurs que sont les fluctuations de température et la pression acoustique. Cependant, on ne mesure pas les fluctuations de température T' mais les fluctuations de déviations angulaires Θ', qui ne nous permet d'ailleurs que de déduire les températures RMS. Toutefois, si on admet que Θ' est représentatif de T', on peut voir s'il existe un lien entre Θ' et p'.

Le coefficient de corrélation, défini selon la relation :

$$R_{p\Theta} = \frac{\overline{p'\Theta'_{xz}}}{\sqrt{\overline{p'^2} \,.\, \overline{\Theta'^2}}} \tag{5.3}$$

est déterminé au point de mesure (X = 10D, y=R) dans le jet n°4 car il correspond au taux de fluctuations de température maximum pour ce jet.

D'autre part, le microphone est situé de telle sorte que l'angle soit égal à 90°à 84D.

Le produit temporel des déviations angulaires fluctuantes et de la pression acoustique est représenté par un fichier dont les éléments correspondent au produit des deux grandeurs à un instant donné :

$$p'\Theta' \equiv [p'(t_0)\Theta'(t_0)\ ,\ \ldots, p'(t_k)\Theta'(t_k)\ ,\ \ldots, p'(t_N)\Theta'(t_N)] \tag{5.4}$$

Le coefficient $R_{p\Theta}$ peut ainsi être calculé en réalisant des moyennes par bloc selon la formule des moyennes récursives :

$$\overline{R_i(\tau)} = \frac{R_i(\tau) + (i-1)\overline{R_{i-1}(\tau)}}{i} \tag{5.5}$$

où $R_i(\tau)$ est le coefficient de corrélation calculé sur le $i$ème bloc et $\overline{R_i(\tau)}$ la moyenne du coefficient de corrélation calculée sur i blocs.

Cette moyenne nous permet d'obtenir un coefficient de corrélation représentatif de l'ensemble des données mesurées.

On présente les résultats sur la figure (5.16). La première courbe représente le coefficient de corrélation calculé sur le premier bloc des données tandis que la deuxième courbe est obtenue après une moyenne sur 5 blocs.

On note un coefficient de corrélation très faible. Ceci montre que les déviations angulaires subies par le faisceau à travers le jet ne sont pas corrélées au champ acoustique rayonné par celui-ci.

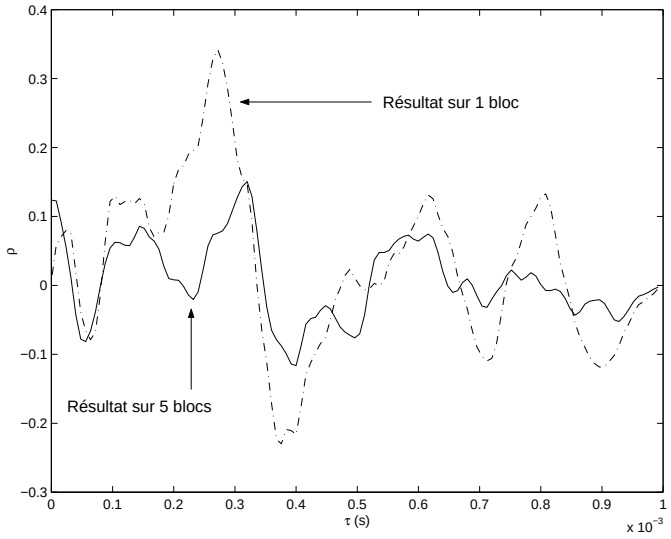

FIG. 5.16 – *Coefficient de corrélation entre la pression acoustique et la déviation angulaire longitudinales*

Des mesures similaires ont été effectuées dans d'autres régions du jet mais présentent des résultats identiques. L'aspect féquentiel, quant à lui ne permet pas de mettre en valeur des fréquences dominantes.

On ne peut cependant pas en déduire que les fluctuations de températures locales et la pression acoustique du champ lointain ne sont pas corrélées. En effet, les fluctuations de déviations sont intégrées sur le chemin optique du faisceau à travers le jet et ne sont donc pas représentatives des grandeurs locales dans le jet.

5.7 Comparaison Simulations-Mesures

5.7.1 Températures moyennes

Pollet a réalisé des simulations numériques sur des jets ayant des conditions génératrices identiques au jet n ° 4 [44].

Il est à noter que ses calculs reprennent la géométrie de la tuyère CD50/4/g.

La figure (5.17) montre les profils de température calculés par Pollet pour plusieurs abscisses.

Il apparaît que les gradients de température dans la couche de mélange sont évidemment très importants pour les premiers diamètres.

De plus, on observe un pic pour une distance radiale de r=0,5D résultant de l'échauffement par frottement à l'interface entre les deux couches (cône potentiel et couche de mélange).

les simulations sont comparées à nos résultats expérimentaux obtenus à l'aide de la

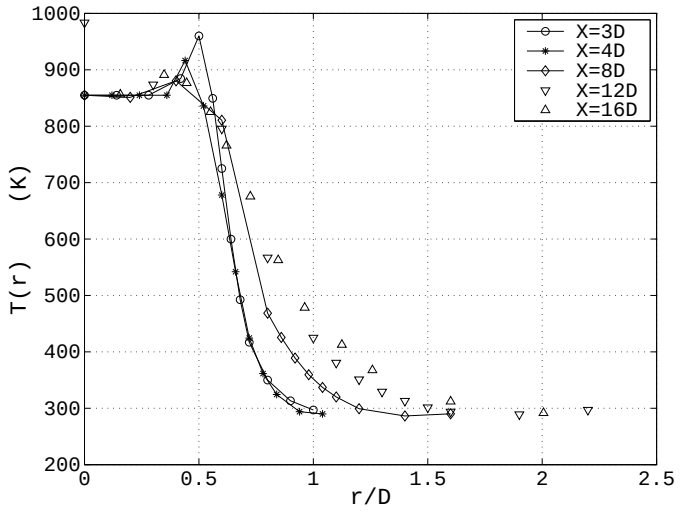

FIG. 5.17 – *Température moyenne du jet n ° 4 - Simulation Pollet*

méthode Schlieren sur les figures (5.18) à (5.19).

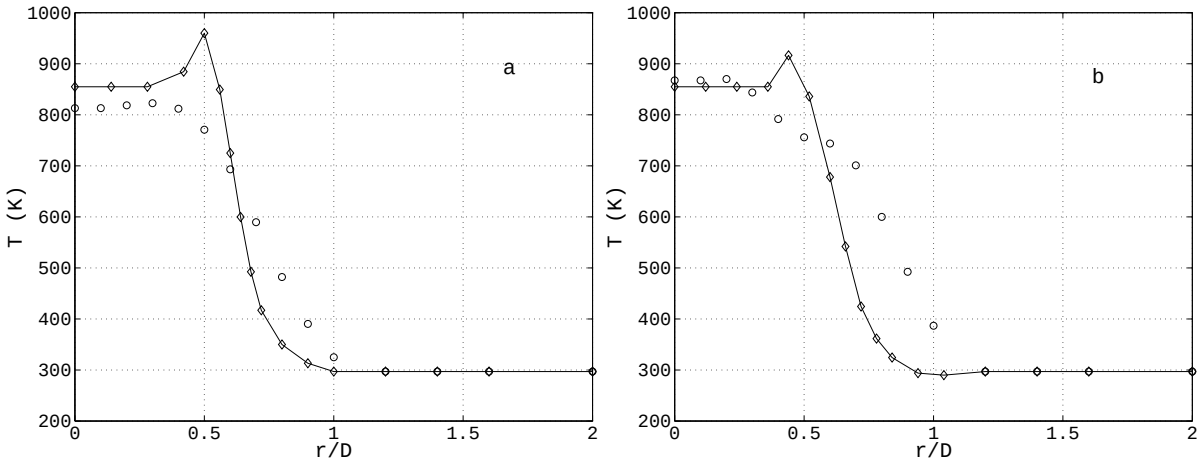

FIG. 5.18 – *Température moyenne du jet n ° 4 - X=3D (a), X=4D (b) ; Méthode Schlieren (◇) & Simulation Pollet (o)*

On observe des résultats équivalents pour les deux méthodes. Néanmoins, les simulations numériques présentent des gradients de température plus importants que dans le cas des mesures. Ce problème est inhérent à la méthode optique car la méthode mathématique d'inversion de l'intégrale d'Abel [39] perd en précision en présence de profils "raides" (§ 3.3.6). Cependant, les températures sur l'axe mesurées correspondent à celles simulées.

La comparaison simulations-numériques est satisfaisante.

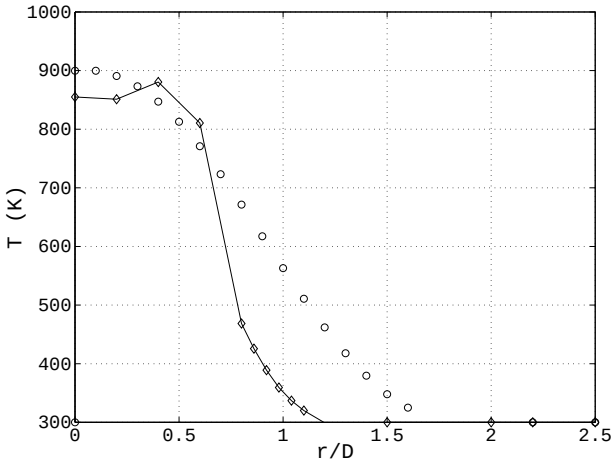

FIG. 5.19 – *Température moyenne du jet n ° 4 - X=8D ; Méthode Schlieren (◇) & Simulation Pollet (o)*

5.7.2 fluctuations de températures

Nous observons les profils de température T_{rms} calculés par Pollet sur la figure (5.20).

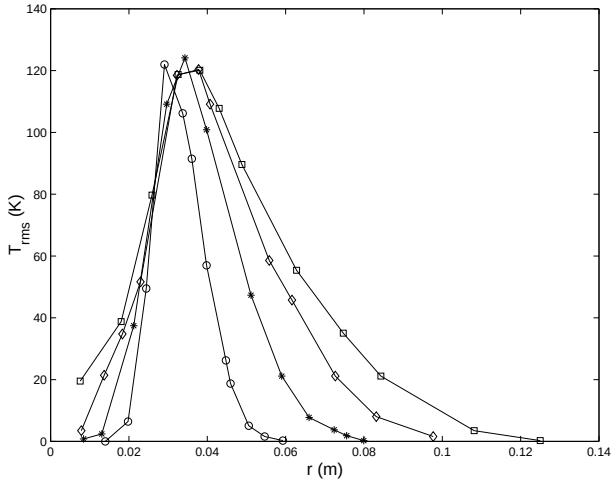

FIG. 5.20 – *Fluctuations de températures - jet n ° 4,* (o), $X = 4D$ *;* $(*)$, $X = 8D$ *;* $(\Diamond)$, $X = 12D$ *;* $(\Box)$, $X = 16D$ *(Pollet, 1999)*

On note que le maximum des fluctuations des températures se situe dans le milieu de la couche de mélange et vaut $T_{rms} = 120$ K pour des abscisses comprises entre 4 et 16 diamètres en aval de la sortie de tuyère.

De plus, les fluctuations obtenues numériquement ne sont naturellement pas perturbées comparativement à celles obtenues par la mesure.

On observe sur les figures (5.21) à (5.22) la comparaison des résultats numériques et

expérimentaux.

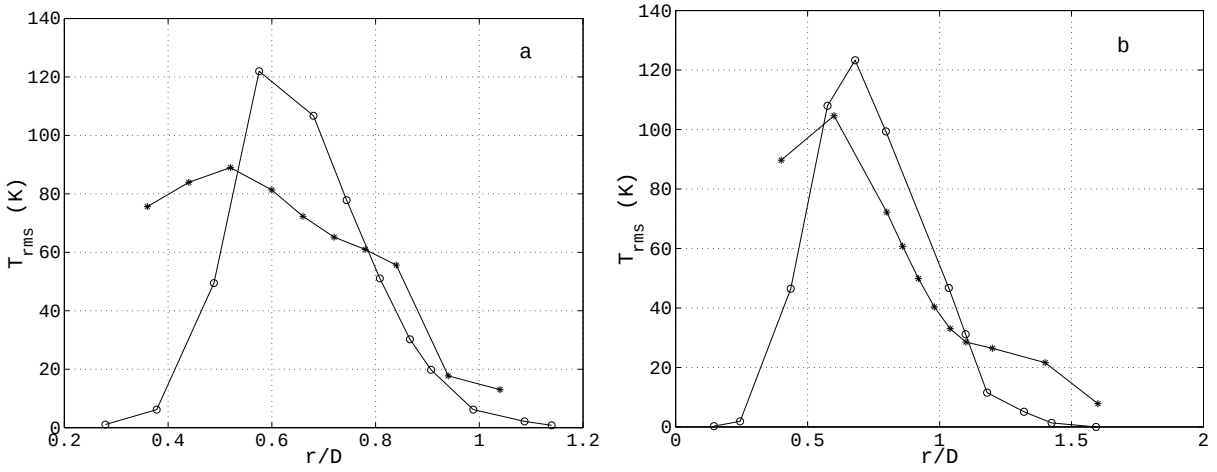

FIG. 5.21 – *Fluctuations de températures du jet n°4 - X=4D (a), X=8D (b) - Pollet (o) & Schlieren (∗)*

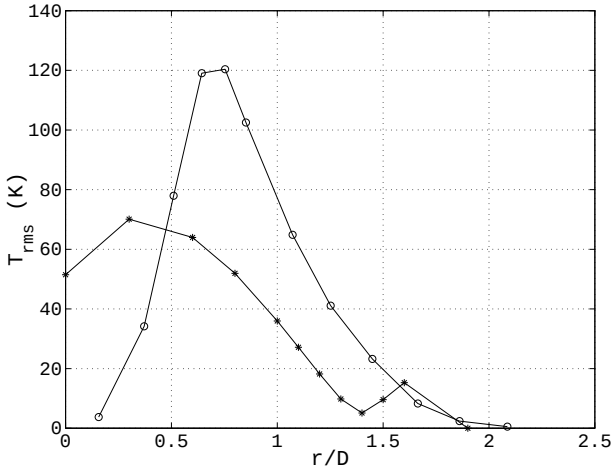

FIG. 5.22 – *Fluctuations de températures du jet n°4 - X=12D - Pollet (o) & Schlieren (∗)*

Les profils de fluctuations de température sont similaires dans les deux cas. On note néanmoins des niveaux plus importants dans le cas des simulations. De plus, les mesures présentent des profils plus larges, ceci est lié au fait que le gradient de température est plus faible dans le cas de mesure. Les niveaux de fluctuations sont alors augmentés.

Les valeurs de fluctuations de température numériques légèrement supérieures nous permet de supposer que l'estimation des rapports d'échelles intégrales de longueurs est sous estimé.

Les taux de fluctuations de température proposés par les deux méthodes sont évidemment du même ordre de grandeur. Ceux de Pollet sont de l'ordre de $\tau_{num} \simeq 0,20$. C'est à dire très peu supérieurs à ceux obtenus de façon expérimentale $\tau_{exp} = 0,15 \simeq 0,20$.

Les comparaisons des températures moyennes et fluctuantes sont satisfaisantes. Cependant, il est intéressant d'étudier l'influence de la température sur le calcul des fluctuations car comme nous l'avons vu, les mesures entraînent des gradients de températures moins importants par rapport aux simulations.

5.7.3 Influence de la température moyenne sur le calcul des fluctuations de température

D'après la relation (3.46), la température moyenne intervient dans le calcul des fluctuations de température.

Une mauvaise estimation des températures moyennes est susceptible d'introduire une erreur sur les niveaux de fluctuation.

Afin d'étudier l'influence de celle-ci sur le calcul des fluctuations de température, nous utilisons les températures calculées par Pollet au lieu de celles mesurées à l'aide de la méthode Schlieren.

Les résultats sont présentés sur les figures (5.23) à (5.24).

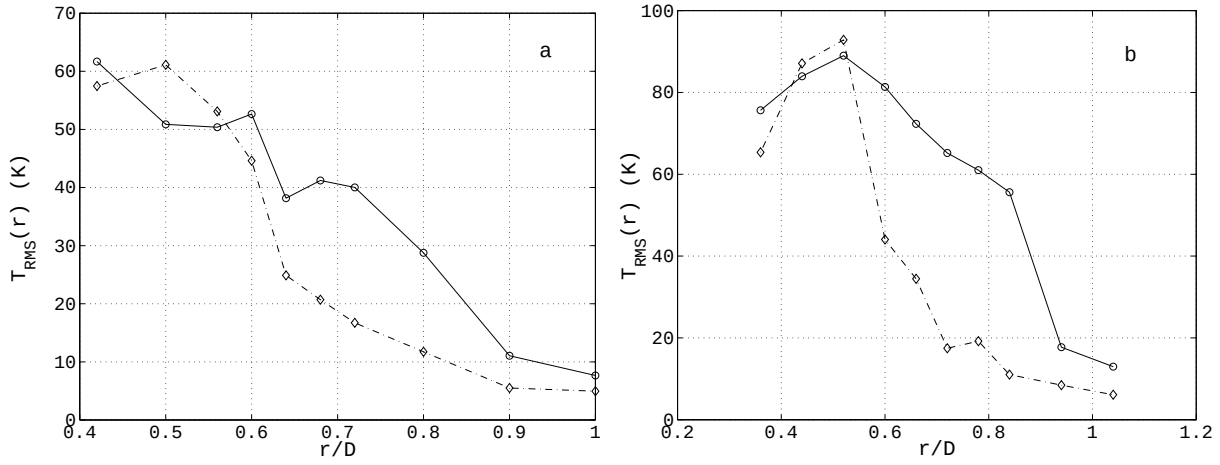

FIG. 5.23 – *Influence de la température moyenne sur les fluctuations de température - jet n ° 4 - X=3D (a), X=4D (b)*

L'ordre de grandeur des profils de fluctuations de température reste inchangé.

Cependant, l'introduction des températures moyennes obtenues par Pollet génère des profils de fluctuations plus réguliers et moins larges. On le note très nettement sur la figure (5.23). L'utilisation des températures mesurées par la méthode Schlieren aboutit à des profils en dent de scie lorsqu'on n'effectue pas de lissage des courbes.

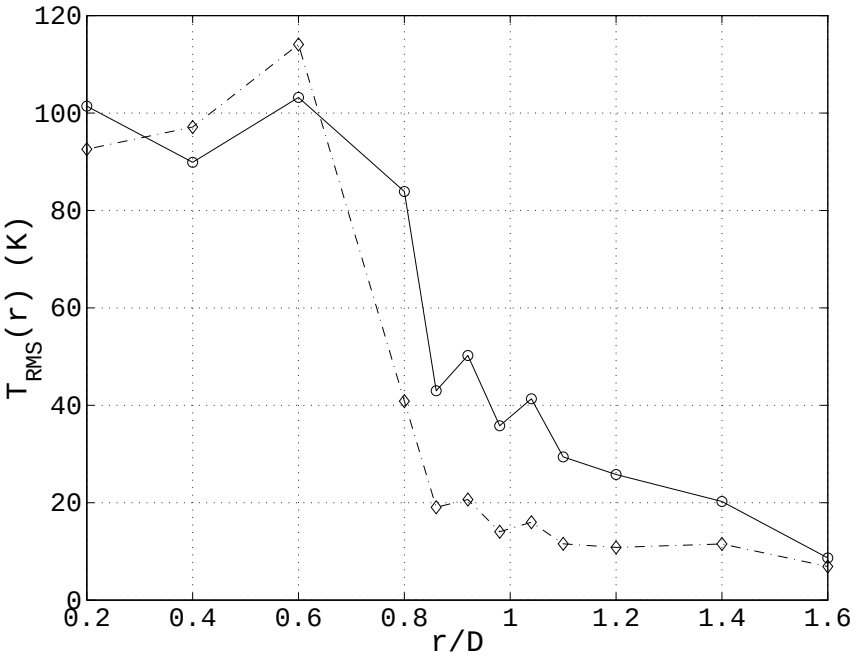

FIG. 5.24 – *Influence de la température moyenne sur les fluctuations de température - jet n ° 4 - X=8D*

Il apparaît donc que la température ait une influence sur la largeur du profil de fluctuations de température, tout en laissant la valeur maximale de fluctuations inchangée.

La différence de niveau observée entre les mesures et les simulations proviennent alors d'une mauvaise estimation du rapport des échelles longitudinale et transversale dans la relation (3.46) .

5.8 Echelles intégrales de longueur transversales

Les échelles intégrales de longueurs sont calculées à partir des mesures des déviations angulaires longitudinales des deux faisceaux.

On peut voir les résultats sur les figures (5.25) à (5.29).

Les mesures sont très perturbées et ne permettent pas de déduire un comportement des valeurs des échelles intégrales de longueur en fonction des caractéristiques du jet.

De plus, on note des ordres de grandeurs incohérents dans la couche de mélange. Par exemple, le jet n°4 présente une échelle intégrale ayant pour valeur $l_r/D = 6$ pour une abscisse située à 4 diamètres en aval de la sortie de tuyère.

Seules les résultats concernant les mesures effectuées à 3 diamètres semblent correctes. En effet, on peut comparer ces valeurs avec celles de Davis [16] effectuées sur un jet de diamètre de 30 millimètres, non chauffé et ayant un nombre de Mach de 1,7.

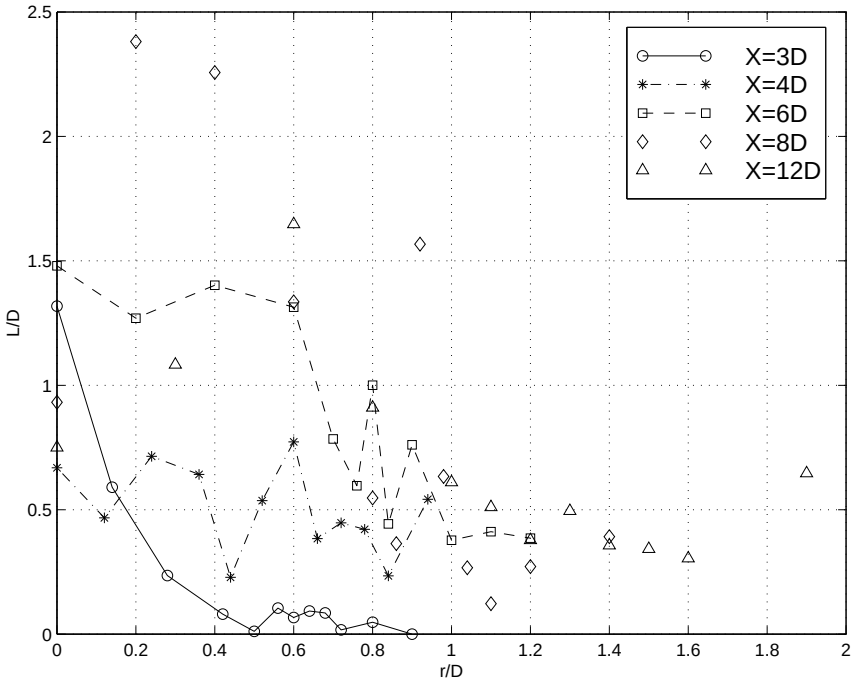

FIG. 5.25 – *Echelles intégrales de longueur transversales - jet n ° 1*

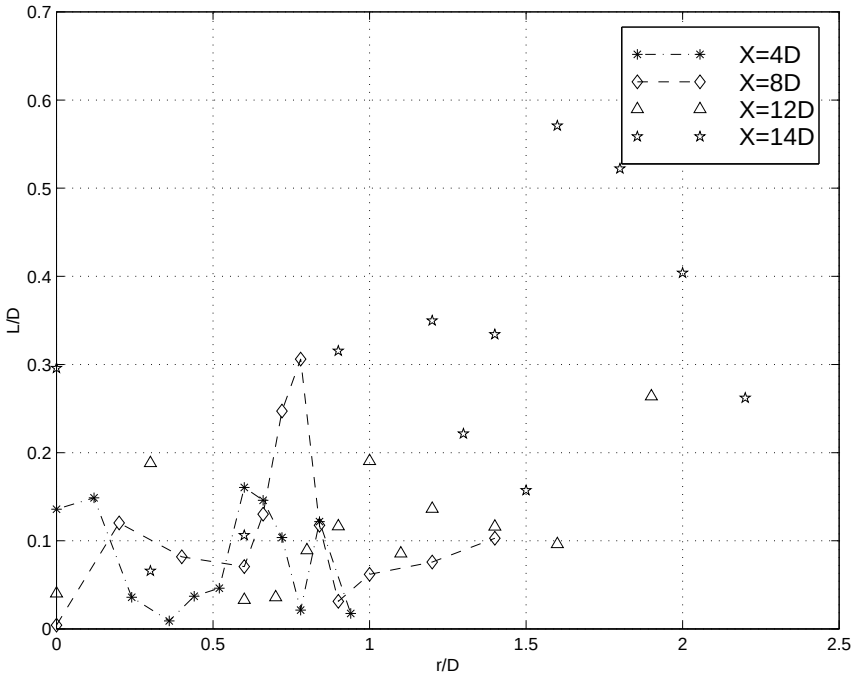

FIG. 5.26 – *Echelles intégrales de longueur transversales - jet n ° 2*

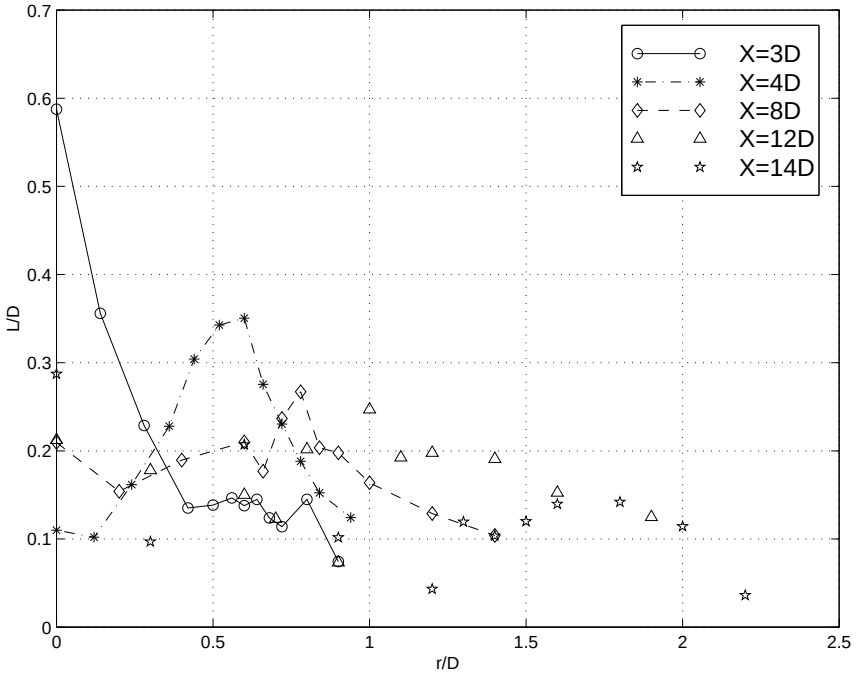

FIG. 5.27 – *Echelles intégrales de longueur transversales - jet n ° 3*

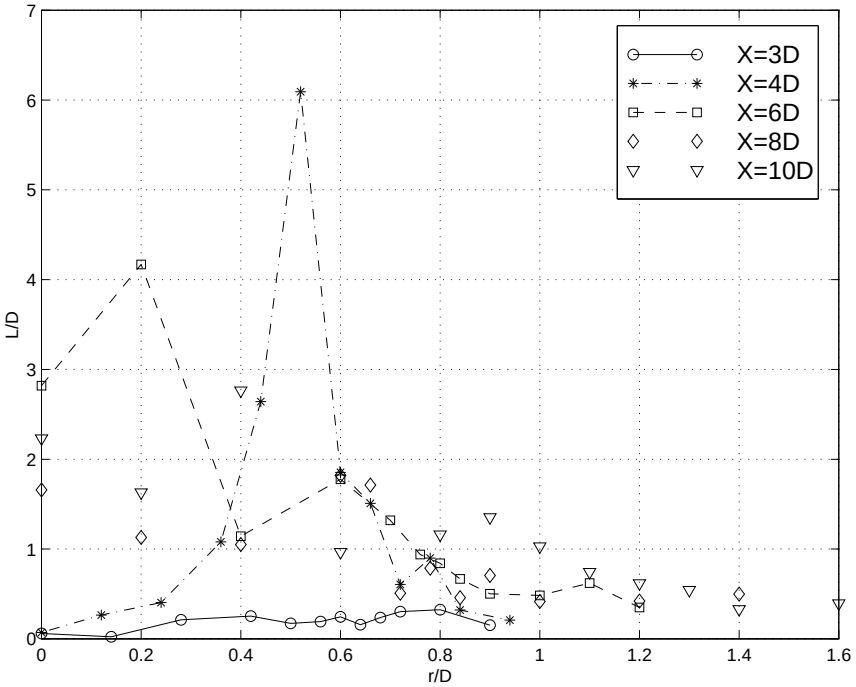

FIG. 5.28 – *Echelles intégrales de longueur transversales - jet n ° 4*

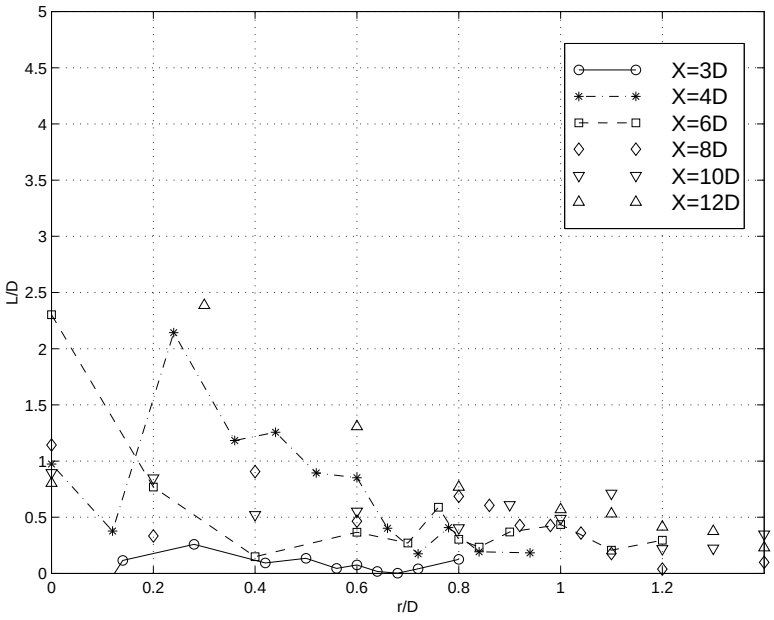

FIG. 5.29 – *Echelles intégrales de longueur transversales - jet n ° 5*

Ses mesures indiquent des échelles intégrale de longueur transversale de l'ordre de 0,15D pour une mesure effectuée à 3 diamètres. Plus en aval, les échelles de longueur sont proches de 0,27D pour une abscisse de $X/D = 9$.

Ces mesures sont en accord avec les mesures effectuées sur MARTEL présentée sur la figure (5.30) pour cette abscisse.

Néanmoins, il apparaît d'après l'ensemble des résultats que la méthode Schlieren n'est pas adaptée à l'estimation des échelles intégrales de longueur dans les jets supersoniques générés par le banc MARTEL.

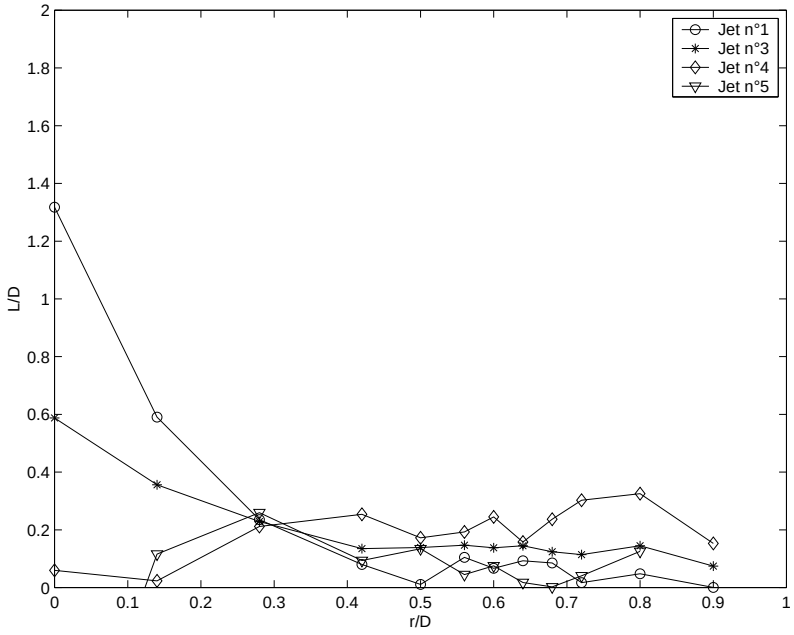

FIG. 5.30 – *Echelles intégrales de longueur transversales à X=3D*

5.9 Rôle de la température dans le rayonnement acoustique d'un jet supersonique

Le rôle de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique a été le principal intérêt de cette étude. Nous avons pour cela effectué diverses expériences sur des jets ayant des vitesses de jet parfaitement détendu identiques pour des températures différentes. Cette influence est principalement étudiée à partir des résultats de mesures tirés des jets n°4 et 5. Notons tout de même qu'il est difficile à partir d'une unique tuyère d'isoler strictement les effets de la température. En effet, le jet n°5 n'étant pas parfaitement détendu, un système d'ondes de choc est alors susceptible de générer des sources acoustiques non présentes dans le cas du jet parfaitement détendu.

De façon générale, il apparaît qu'une augmentation de la température est à l'origine d'une atténuation globale du bruit consécutivement à une diminution de la contribution du terme source $\rho u_i u_j$. L'augmentation de la contribution du rayonnement d'ondes de Mach ne peut contrebalancer cet effet. Ceci est d'autant plus vérifié que cette source ne rayonne que dans la direction aval contrairement au bruit de mélange dont les effets sont observables dans toutes les directions. En effet, l'étude de la directivité met en évidence la diminution du niveau sonore quelle que soit la direction, exceptée dans la direction aval pour laquelle la présence du bruit de choc empêche toute analyse de la contribution du bruit de mélange.

D'après les mesures, il apparaît que les températures moyennes du jet n°5 sont supérieures à celles du jet °4 malgré un niveau sonore plus faible. Par ailleurs, les fluctuations de température de ce premier sont légèrement inférieures à celles du jet n°4 dont l'origine est liée à un rapport d'échelles intégrales de longueur sous-estimé dans le calcul. Les résultats des fluctuations de température dans le jet n°5 sont donc inférieures aux valeurs présentes dans le jet. Néanmoins, la différence de ces niveaux dans les deux jets ne peut pas expliquer à elle seule la différence du niveau sonore. La contribution acoustique des fluctuations de température ne semble pas être prépondérante dans le rayonnement acoustique. Ceci confirme le fait que la température influence fortement le bruit de jet par l'intermédiaire de la masse volumique dans le terme de Lighthill.

Conclusion

La méthode de mesure de température Schlieren a été mise en place sur le banc MARTEL et appliquée sur des jets supersoniques chauds.

On mesure dans le jet parfaitement détendu des températures moyennes satisfaisantes et comparables aux simulations numériques de Pollet. Les gradients de température mesurés sont néanmoins plus faibles.

Les fluctuations de températures présentent quant à elles, comme on s'y attendait, un maximum dans le milieu de la couche de mélange d'une valeur d'environ 100 K pour des abscisses comprises entre 4 et 12 diamètres, les mesures effectuées en aval de cette dernière n'ayant pas pu être traitées. Ces résultats sont en accord avec ceux calculés par Pollet qui propose des fluctuations de températures de l'ordre de 120 K. Par ailleurs, on note une influence de la température moyenne sur le calcul des fluctuations. En effet, l'introduction des profils de température de Pollet en remplacement de ceux mesurés entraîne un profil de fluctuations plus étroit tout en laissant la valeur maximale inchangée.

Les taux de fluctuations de température associés sont alors de l'ordre de 0,2 dans le cas des calculs numériques et 0,15 pour les mesures. Il serait par ailleurs intéressant de comparer ces valeurs aux taux de fluctuations des vitesses dans le jet.

Les résultats des mesures de la température obtenus sur le jet parfaitement détendu sont donc satisfaisants.

Au contraire, dans le cas des jets non parfaitement détendus, il apparaît des difficultés pour l'estimation des températures moyennes car ceux-ci présentent des cellules de choc. L'absence d'informations sur la pression locale, nécessaire au calcul, nous empêche alors d'effectuer des mesures aussi précises que dans le cas des jets parfaitement détendus. Ainsi les variations de la température moyenne sur l'axe ne peuvent pas être identifiables à l'incertitude sur la mesure ou à un comportement normal de celle-ci via les détentes et les compressions successives du jet.

On observe néanmoins des profils de températures cohérents, ceux-ci s'étalant d'autant plus que la mesure se fait en aval de la sortie de tuyère. Les fluctuations de température sont cependant plus faibles pour le jet n°5 comparativement au jet n°4. Ce résultat est surprenant car la température plus importante de ce jet (n°5) est susceptible de générer des niveaux de turbulence plus grands qui ne sont pas observés. On l'explique par le fait que le rapport des échelles intégrales de longueur est sous estimé dans le cas du jet plus chaud et entraîne des niveaux inférieurs aux véritables valeurs dans le jet.

D'autre part, la technique des faisceaux croisés permet la mesure des échelles intégrales de longueur dans le plan de mesure. Toutefois, mis à part les résultats de mesures à l'abscisse 3D, les autres résultats ne semblent pas vraiment cohérents. Il apparaît donc que la technique de mesure Schlieren n'est pas adaptée à l'estimation de ce paramètre dans les jets générés sur le banc MARTEL.

Conclusion générale

Le but de l'étude réalisée ici était de mieux comprendre les effets de la température sur le rayonnement acoustique des jets supersoniques. Pour cela, une série de travaux a été menée sur le banc MARTEL concernant des mesures du champ acoustique rayonné par ces jets ainsi que des mesures de températures moyennes et fluctuantes.

L'étude expérimentale de l'influence de la température sur le rayonnement acoustique d'un jet supersonique a mis en évidence le fait qu'une augmentation de celle-ci est à l'origine d'une baisse du niveau de puissance acoustique global.

L'étude de la directivité indique d'autre part que cette atténuation est observée dans toutes les directions. On explique cette baisse par une diminution de la masse volumique via l'augmentation de la température du jet.

Nos résultats sont en accord avec ceux des études précédentes.

A la suite de ce travail, une étude de la réduction du bruit de jet à l'aide de la technique d'injection d'eau a été menée.

De façon générale, l'efficacité de cette technique sur les jets supersoniques très chauds a été démontrée. Cependant, l'importance de la température semble très peu marquée. En effet, on observe des réductions sonores équivalentes pour des jets ayant des températures différentes.

Par ailleurs, les mesures font apparaître que le niveau de puissance global est d'autant plus atténué que l'injection d'eau est proche de la sortie de tuyère. En effet, dans ce cas, à la fois les petites comme les grosses structures sont impliquées dans le transfert de quantité de mouvement. Il s'en suit une réduction globale sur tout le spectre.

Nous remarquons d'autre part que le bruit de choc est fortement atténué dans la direction amont à l'écoulement. Ceci est consécutif à la présence d'eau dans la couche de mélange perturbant le réseau de cellules de choc et diminuant alors la force du mécanisme de génération du bruit.

Afin d'approfondir cette première étude, une estimation des températures moyennes et fluctuantes dans le jet semble nécessaire.

Une étude bibliographique concernant les méthodes de mesure de température a permis d'opter pour la méthode Schlieren, basée sur les mesures des déviations angulaires subies par deux faisceaux croisés dans un plan perpendiculaire à l'écoulement.

On peut ainsi calculer les profils des températures moyennes dans un plan de mesure à l'aide des déviations angulaires transversales du faisceau mobile. D'autre part, les déviations longitudinales des deux faisceaux permettent l'estimation des fluctuations de température par un traitement statistique des signaux mesurés.

La méthode de mesure étant posée, nous avons effectué une validation de la méthode avant l'application de celle-ci en configuration réelle. Pour cela, nous avons mis en place un banc d'expérimentations simple sur lequel des mesures à l'aide de la méthode Schlieren et d'un thermocouple sont possibles.

De façon globale, les résultats sont satisfaisants. D'une part, la comparaison des profils de températures moyennes avec ceux obtenus avec le thermocouple est très bonne pour des plans de sondage compris entre 0,5 fois et 4 fois le diamètre de la tuyère. D'autre part, l'estimation des fluctuations de température, sous l'hypothèse d'un rapport des longueurs de corrélation longitudinales et transversales égal à 5, montre quant à elle que les valeurs maximales, naturellement situées dans la couche de mélange, ont des taux de l'ordre de 25%. Les valeurs sont en accord avec les travaux d'Abramovich.

La validation de la méthode a donc été effectuée et permet d'espérer des résultats satisfaisants sur le banc MARTEL.

L'application de la méthode sur des jets très rapides et chauds est effectuée sur deux groupes de jets dont les conditions génératrices sont différentes. Ils ont été choisis de telle sorte que les vitesses de jet parfaitement détendu soient identiques pour des températures différentes.

Notons que les mesures ne peuvent être confrontées à d'autres mesures de température effectuées sur le site MARTEL. Elles sont néanmoins comparées aux calculs numériques de Pollet effectués sur un jet dont les conditions génératrices correspondent au jet adapté.

Les températures moyennes mesurées dans le jet parfaitement détendu sont satisfaisantes. On retrouve à la fois les valeurs théoriques sur l'axe et l'étalement du profil au fur et à mesure que la mesure est effectuée en aval de la sortie de tuyère.

En ce qui concerne les jets non parfaitement détendus, on note la difficulté rencontrée à partir de cette méthode à estimer les températures. En effet, les variations de celles-ci sur l'axe ne peuvent être expliquées de façon précise. Elles peuvent être à la fois liées à l'incertitude de la mesure mais aussi au comportement normal des valeurs de celles-ci en présence d'ondes de choc. Ce problème ne peut être résolu sans information sur la pression locale, qu'elle provienne de mesures expérimentales ou de calculs numériques.

D'autre part, l'utilisation des deux faisceaux permet la mesure des températures quadratiques au point d'intersection de ceux-ci et le taux de fluctuations associé. Les fluctuations mesurées présentent une valeur maximale de 100 K dans le milieu de la couche de mélange pour le jet n°4. Dans ce cas, le taux de fluctuations vaut 0,15 $\sim$ 0,20. Les fluctuations mesurées dans les autres jets sont inférieures entraînant des taux plus faibles. Ceci est lié à un rapport des échelles intégrales de longueur sous estimé dans le cas du jet n°5. Un rapport des échelles intégrales de longueur adapté est nécessaire à une meilleure estimation des fluctuations de température dans le jet.

Les mesures de températures effectuées sur le jet parfaitement détendu ont été confrontées aux simulations de Pollet. Il apparaît que les valeurs des températures moyennes sont comparables dans les deux cas, avec néanmoins des gradients plus faibles dans le cas de la mesure. Les fluctuations de température mesurées présentent quant à elles un profil dont la valeur maximale est légèrement inférieure à celle calculée numériquement . La comparaison des deux méthodes nous permet de plus de mettre en évidence l'influence de la température moyenne sur l'estimation des fluctuations associées. On note que le gradient de température, faible dans le cas des mesures est à l'origine du profil des fluctuations de température large.

La technique Schlieren permet l'estimation des échelles intégrales de longueur transversales dans le plan de mesure. Cependant, il apparaît d'après les résultats expérimentaux qu'elle n'est pas adaptée à la mesure de ce paramètre dans les jets très rapides du banc MARTEL.

L'ensemble des résultats expérimentaux mettent en évidence le fait que la température moyenne influence fortement le rayonnement acoustique d'un jet supersonique. Cette influence n'est pas directe mais se fait à travers la modification de la masse volumique dans le terme caractérisant le bruit de mélange. Les fluctuations de température ne semblent pas quant à elles influencer notablement le bruit de jet. En effet, la faible différence de niveaux de celles-ci entre les jets n°4 et 5 ne peut pas expliquer à elle seule la différence de niveau sonore.

Notons que plusieurs améliorations peuvent être apportées à la technique de mesure de température Schlieren. L'apport d'informations sur la pression locale dans le jet améliorerait fortement la précision de mesures des températures dans les jets non parfaitement détendus.

D'autre part, nous avons vu que la technique Schlieren ne semble pas adaptée à la mesure des échelles intégrales de longueur dans les jets du banc MARTEL. Cependant, ces paramètres sont nécessaires à une bonne estimation des fluctuations de températures. La mise en place dans les trois prochaines années d'un banc d'expérimentations utilisant la technique de mesures des vitesses LDV (Laser Doppler Velocimetry) sur le banc MARTEL permettra l'estimation des échelles intégrales de longueur. Par voie de conséquence, l'estimation des fluctuations de température en sera améliorée.

Bibliographie

[1] G. Abramovich, *The theory of turbulent jets, M.I.T. Press, Chapitre I,*, 1963.

[2] J. Amphoux De Belleval, *Caractérisation de la turbulence d'un jet chaud au moyen de la mesure de son émission infrarouge locale, dans le but d'en déduire le champ acoustique rayonné par ce jet*, 1974, thèse, ONERA Chatillon.

[3] C. Bailly, D. Juve & A. Louisot, *Etude sur la réduction de bruit de jet des lanceurs : Estimation numérique du bruit des jets supersoniques et étude expérimentale de l'effet d'injection d'eau*, 2000, rapport final - Commande ONERA/Metraflu n ° 736.128/DA/B1DC.

[4] D. Balageas & A. Déom, Non-intrusive measurement techniques - fundamentals of infrared thermography, *Von Karman Institute for Fluids Dynamics - Lecture Series 1993-09*, **February 7-11**, 1994.

[5] G. Ball & K. Bray, Measurement of turbulent density fluctuations by crossed beam correlation, *AIAA Journal*, **28(6)** : 1057–1064, 1990.

[6] A. Ballantyne & J. Moss, Fine wire thermocouple measurements of fluctuating temperature, *Combustion Science and Technologie*, **17** : 63–72, 1977.

[7] K. Bockasten, Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma, 1961.

[8] J. Bonnet, D. Gresillon & J. Taran, Non-intrusive measurements for high speed, supersonic, and hypersonic flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **30** : 231–273, 1998.

[9] D. Bradley & K. Matthews, Measurements of high gas temperature with fine wire thermocouples, *Journal Mechanical Engineering Science*, **14(4)** : 299–305, 1968.

[10] S. Candel, *Mécanique des fluides*, 1984, edition Dunod.

[11] S. Candel, L. Valdes & P. Bertrand, Détermination expérimentale de la puissance acoustique rayonnée par le lanceur ariane v au décollage, *La Recherche Aérospatiale*, 1–19, 1992.

[12] S. Corrsin, S. Uberoi & S. Mahinder, *Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet*, 1950, naca Rep. 998-TN 1865.

[13] P. Davies, M. Fisher & M. Barrat, The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet, *J. Fluid Mech.*, **15** : 337–367, 1963.

[14] M. Davis, Measurements in a subsonic turbulent jet using a quantitative schlieren technique, *J. Fluid Mech.*, **46(3)** : 631–656, 1971.

[15] M. Davis, Quantitative schlieren measurements in a supersonic turbulent jet, *J. Fluid Mech.*, **51(3)** : 435–447, 1972.

[16] M. Davis, Intensity, scale and convection of turbulence density fluctuations, *J. Fluid Mech.*, **70(3)** : 463–479, 1975.

[17] M. Davis, Turbulent refractive index fluctuations in a hydrogen diffusion flame, *Combustion Science and Technologie*, **64** : 51–65, 1989.

[18] M. Davis & P. Rerkshanandana, Schlieren measurement of turbulent structure in a diffusion flame, *Experimental Thermal and Fluid Science*, **6** : 402–416, 1993.

[19] C. Dine, *Réduction de bruits de jets supersoniques par injection d'eau*, 1994, thèse, Université de Poitiers.

[20] Dougherty, Nesman & Guest, *Model test program at* msfc *that lde to overpressue reduction of the* ssv, 1982, jannaf Conference, 13th nasa/jsc.

[21] G. Elias, *Localisation par antenne focalisée des sources de bruit en vue de leur réduction*, 1990, entretiens Science et Défense, Paris.

[22] M. Fisher & K. Johnston, Turbulence measurements in supersonic, shock free jets by the optical crossed-beam method, 1970, TN D-5206, NASA.

[23] M. Fisher & F. Krause, The crossed beam correlation technique, *J. Fluid Mech.*, **28(4)** : 705–717, 1967.

[24] H. Foulon, D. Gely, J. Varnier, E. Zoppellari & Y. Marchesse, martel facility : simulation of space launchers aeroacoustic ambiance, 29 Nov. - 1 Dec. 1999, 12^{th} European Aerospace Conference (AAAF/CEAS).

[25] J. Gladstone & T. Dale, On specific refractive energy, *Report of the British Association for the Advance of Science*, 12–14, 1863.

[26] J. Guerder, *Influence de l'injection d'eau sur l'émission acoustique de jets froids subsoniques*, 1994, thèse, Ecole Central de Lyon.

[27] S. H. Guest & J. Jones, *Space shuttle noise suppression concepts for eastern test range*, document NASA, A16 31489.

[28] C. Ho, K. Jakus & K. Parker, Temperature fluctuations in a turbulent flame, *Combustion and Flames*, **27** : 113–123, 1976.

[29] R. Hoch, J. Duponchel & J. Cocking.

[30] P. Joulain & M. Cotterau, Mesures de température, *Rev. Gen. Therm.*, **35** : 309–323, 1996.

[31] D. Juve, J. Bataille & G. Comte-Bellot, Bruit des jets coaxiaux froids subsoniques, *Journal de Mécanique Appliquée*, **2(3)** : 385–398, 1978.

[32] G. Kalghatgi, J. Cousin & K. Bray, *Crossed Beam Correlation Measurements and models predictions in a rocket exhaust plume*, *Combustion and Flames*, **43** : 51–67, 1980.

[33] J. Lau, Effects of exit mach number and temperature on mean flow and turbulence characteristics in round jets, *J. Fluid Mech.*, **105** : 193–218, 1981.

[34] J. Laurence, *Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet*, 1956, naca Rep. no 1292.

[35] M. Lighthill, On sound generated aerodynamically, *Proceedings of the royal society of London*, **A211** : 564–587, 1952.

[36] G. Lilley, On the noise from hot jet, *Agard Conference Proceedings*, 1973.

[37] F. Lockwood & H. Moneib, Fluctuating temperature measurements in a heated round free jet, *Combustion Science and Technologie*, **22** : 63–81, 1980.

[38] P. Lush & M. Fisher, Noise from hot jets, *Agard Conference Proceedings*, 1973.

[39] G. Minerbo & M. Levy, Inversion of abel's integral equation by means of orthogonals polynomials, *Numerical Mathematics*, **6(4)** : 598–616, 1969.

[40] C. Morfey, Amplification of aerodynamic noise by convected flow inhomogeneities, *Journal of Sound and Vibration*, **31** : 391–397, 1973.

[41] V. Morinière, *Etude des mécanismes aérodynamiques de réduction des bruits de jets subsoniques par injection de masse : analyse globale et spectrale des champs rayonnés*, 1996, thèse, Université de Poitiers.

[42] O. Nestor & H. Olsen, *Numerical methods for reducing line and surface probe data*, 1960.

[43] P. Paranthoen & J. Lecordier, Mesure de température dans les écoulements turbulents, *Rev. Gen. Therm.*, **35** : 283–308, 1996.

[44] M. Pollet, 1998, programme Recherche et Technologie Lanceurs R & T cnes, Bruit au décollage : aérodynamique des jets, simulation des jets libres au banc martel et des jets de tuyère CS40 avec injection d'eau.

[45] R. Potter & M. Crocker, oct. 1966, acoustic predition methods for rockets engines, including the effects of clustered engines and deflected exhaust flow, nasa Contractor Report CR-566,.

[46] H. Ribner, The generation of sound by turbulent jets. advances in applied mechanics, *Academic Press*, **(8)** : 103–182, 1964.

[47] J. Seiner, T. Bhat & M. Ponton, Mach wave emision from a high temperature supersonic jet, *AIAA Journal*, **93-0734**, 1993.

[48] J. Seiner, M. Ponton, B. Hansen & N. Lagen, The effect of temperature on supersonic jet noise emission, *AIAA Journal*, **92-02-046** : 295–307, 1992.

[49] H. Shen & K. Tam, The effect of jet temperature and nozzle lip thickness on screech tones, *AIAA Journal*, **AIAA-99-1860** : 393–401, 1999.

[50] B. Stadnyk & G. Samsonov, Thermocouples for measuring high temperatures, *Design Organisation and Institute of Materials Science*, **2(4)** : 634–647, 1964.

[51] K. Tam, Supersonic jet noise, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **27** : 17–43, 1995.

[52] H. Tanna, P. Dean & M. Fisher, The influence of temperature on shock-free supersonic jet noise, *JSV*, **39(4)** : 429–460, 1975.

[53] K. Tanna, An experimental study of jet noise, part 2. shock associated noise, *Journal of Sound and Vibration*, **50** : 429–444, 1977.

[54] J. Varnier, D. Gely & H. Foulon, *Environnement aérodynamique et acoustique d'un jet chaud et fortement supersonique*, 1999, premier colloque Européen sur la technologie des lanceurs, Toulouse, Décembre 1999.

[55] J. Varnier, D. Gely, R. Gaillard & H. Foulon, *Caractérisation aérodynamique et acoustique d'un jet fortement supersonique*, 1999, AAAF - 35me colloque d'Aérodynamique appliquée, Lille, 22-24 Mars.

[56] J. Varnier, W. Raguenet & D. Gely, Noise generated from free and impinging hot supersonic jets, *AIAA 98-2206, 4th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference, Toulouse*, 1998.

[57] D. Washington & A. Krothapalli, The role of water injection on the mixing noise supersonic jet, *AIAA paper*, **98-2205**, 1998.

[58] L. Wilson & R. Damkevala, Statistical properties of turbulence density fluctuations, *J. Fluid Mech.*, **43(2)** : 291–303, 1970.

[59] H. Winarto & M. Davis, Fluctuations of density, pressure and temperature in a turbulente mixing region, *Proceedings of the royal society of London*, **A395** : 203–228, 1984.

[60] E. Zoppellari, *Effet d'une injection d'eau sur le bruit des jets supersoniques*, 1997, thèse, Ecole Central de Lyon.

Annexe A

Inversion de l'intégrale d'Abel

Une étape importante de la méthode optique de mesure de température Schlieren est l'inversion de l'équation intégrale d'Abel. En effet, à partir de la solution $R_n(r)$, l'indice de réfraction, puis la température sont calculés. Il convient donc d'effectuer une bonne estimation de cette fonction.

Le domaine doit être **axisymétrique** pour que l'on puisse inverser l'intégrale d'Abel et ainsi obtenir à partir de mesures axiales y_i des résultats radiaux r_j.

La solution analytique de (3.9) s'écrit :

$$R(r) = -\frac{1}{\pi}\int_r^a \frac{Y'(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}}dr \tag{5.6}$$

où $Y(y) = \overline{\theta(y)}/y$

Il existe des méthodes directes d'intégrations numériques de la relation (5.6), proposées par Nestor-Olsen [42], ainsi que par Bockasten [7]. Cependant, ces méthodes semblent amplifier les erreurs initiales des données. Ces erreurs, souvent dues aux fluctuations dans le domaine étudié, sont à éviter. De plus, ces méthodes demandent une répartition égale des points, ce qui n'est pas intéressant lorsque l'on veut plus de points dans une zone sensible.

Nous choisissons la méthode d'inversion proposée par Minerbo [39], utilisée par Davis et Rerkshanandana (1993) [18] lors de leurs expériences. A l'aide de la déviation d'un faisceau traversant une flamme turbulente, ils réussissent à obtenir certaines grandeurs physiques (indice de réfraction local, spectres d'énergie).

La méthode de Minerbo utilise les propriétés des transformées paires :

$$p_m(y) = 2\int_y^a \frac{q_m(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}}dr \tag{5.7}$$

Principe de la méthode

Si $R_n(r)$ peut se mettre sous la forme $R_n(r) = \sum_m a_m q_m(r)$, les coefficients a_m peuvent être déterminés en évaluant le produit scalaire $a_m = \frac{1}{N_m}(p_m, Y)$. Avec cette méthode, l'inversion est exacte mais demande une intégration numérique pour évaluer le produit scalaire a_m. Cependant, cette intégration est mieux conditionnée que l'intégrale (5.6) qui présente des points singuliers.

On opère un changement de variables, évitant ainsi des remaniements de coefficients avec des pertes de précision lors de l'inversion.

On pose

$$\begin{array}{ll} u = 1 - (r/a)^2 & v = 1 - (y/a)^2 \\ R(r) = \frac{1}{a} U(1 - (r/a)^2) & Y(y) = V(1 - (y/a)^2) \end{array} \tag{5.8}$$

Les relations (3.9) et (5.6) deviennent respectivement :

$$\begin{aligned} V(v) &= \int_0^v \frac{U(u)}{\sqrt{v-u}} du \\ U(u) &= \frac{1}{\pi} \int_0^u \frac{V'(v)}{\sqrt{u-v}} dv \end{aligned} \tag{5.9}$$

Le but à ce stade est d'obtenir $U(u)$ représentant la solution analytique $R_n(r)$. Pour cela on utilise une propriété unissant les relations (5.9). En effet, les puissances de v sont transformées en puissance de u, si $V(v) = v^j$, alors $U(u) = \lambda_j u^{j-1/2}$

avec

$$\begin{cases} \lambda_j = [j!\Gamma(0.5)]/[\pi\Gamma(j+0.5)] \\ \lambda_0 = 0 \end{cases}$$

où la fonction gamma est définie par :

$$\Gamma(a) = \int_0^\infty e^{-t} t^{a-1} dt \tag{5.10}$$

On montre alors que $p_m(v) = \sum_{j=0}^{m} C_j^m v^j$ entraîne $q_m(u) = \sum_{j=1}^{m} \lambda_j C_j^m u^{j-1/2}$.

Si $V(v)$ est ajustée par un polynôme $V_K(v) = \sum_{m=0}^{K} a_m p_m(u)$, alors l'expression correspondante pour $U(u)$ est $U_K(u) = \sum_{m=0}^{K} a_m q_m(u)$. Finalement, pour un ajustement de degré K, l'inversion est représentée par la matrice T_{ij}^K :

$$R_K(r_i) = \frac{1}{a} \sum_{m=0}^{K} T_{ij}^K Y_n \tag{5.11}$$

où

$$T_{ij}^K = \sum_{m=0}^{K} q_m(u_i) \frac{1}{N_m} p_m(v_j) \tag{5.12}$$

Un des avantages de la décomposition orthogonale est que les quantités a_m, p_m et q_m ne dépendent pas de K. Ainsi, différentes valeurs de K peuvent être testées par un simple changement de limite dans les sommes (5.11).

Annexe B

Caractéristiques des jets testés

Grandeurs calculées par le programme Fortran basé sur OPHÉLIE (ONERA/DEFA)

– **Tuyère MARTEL**

Diamètre au col : 24,50 mm
Diamètre de sortie : 50,00 mm
Rapport des sections : 4,165

– **Grandeurs sortie tuyère**

Jet	γ	R (J/Kkg)	M_e	V_e (m/s)	c_e (m/s)	q (kg/s)	T_s (K)	P_s (bar)	Poussée (N)
1	1,298	319	2,810	1683	599	1,021	839	84476	1686
2	1,387	294	2,960	969	327	1,197	260	48647	1056
3	1,365	300	2,925	1180	403	0,289	390	14843	171
4	1,293	321	2,800	1725	616	1,196	884	102648	2065
5	1,281	326	2,780	1835	660	0,637	1007	59545	1087

– **Grandeurs jet parfaitement détendu**

Jet	γ	M_j	T_s (K)	V_j (m/s)	c_j (m/s)
1	1,306	2,705	861	1640	606
2	1,379	2,485	323	906	364
3	1,345	1,713	664	892	521
4	1,304	2,813	862	1713	609
5	1,288	2,470	1119	1712	693

Annexe C

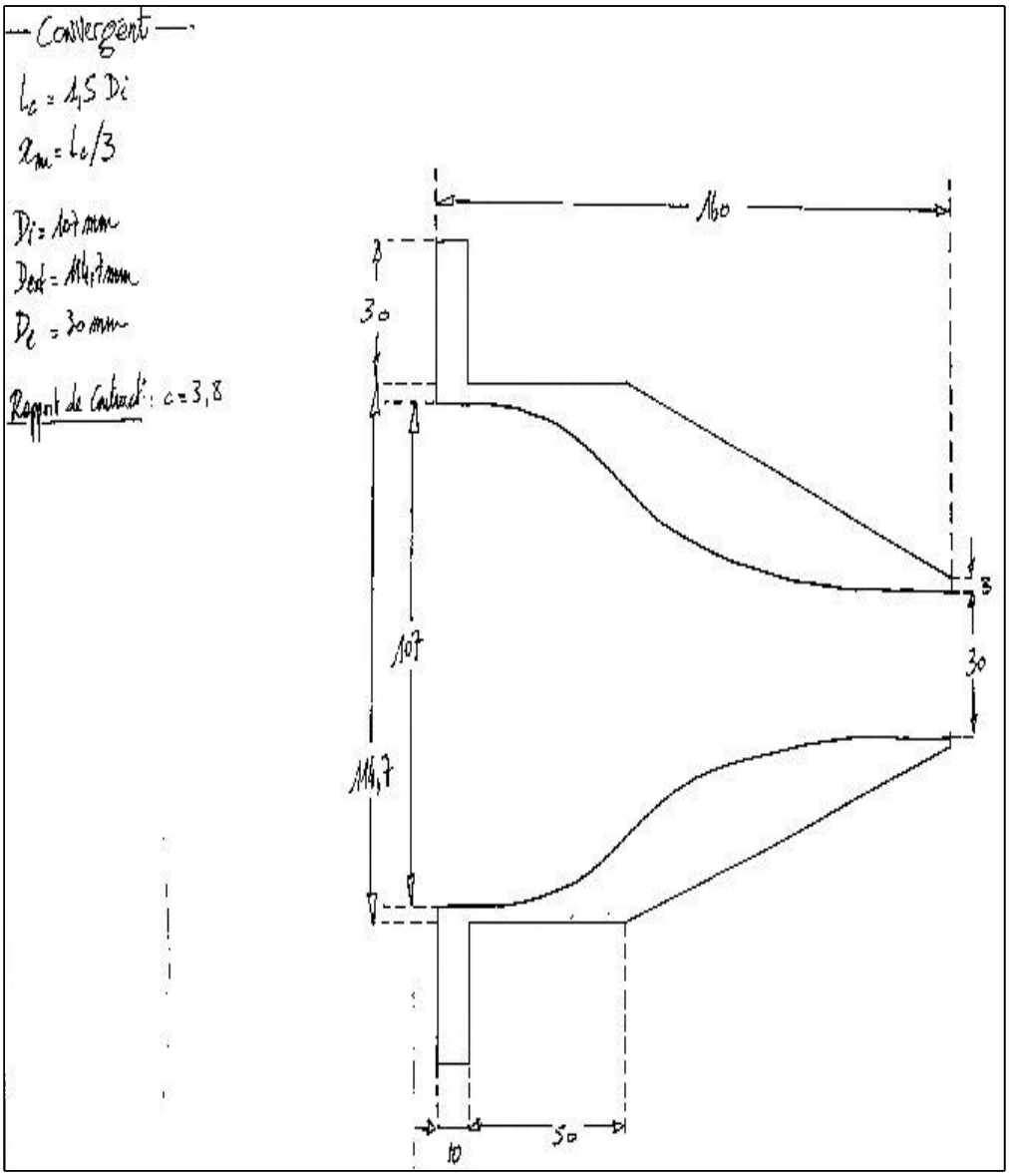

FIG. 5.31 – *Plan manuel de la tuyère*