



HAL
open science

Mesures de vitesse, température et masse volumique par diffusion Rayleigh appliquée aux jets subsoniques, et étude de l'effet de vol sur les ondes guidées des jets subsoniques

Igor Kurek

► To cite this version:

Igor Kurek. Mesures de vitesse, température et masse volumique par diffusion Rayleigh appliquée aux jets subsoniques, et étude de l'effet de vol sur les ondes guidées des jets subsoniques. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2024. Français. NNT : 2024ECDL0001 . tel-04555082

HAL Id: tel-04555082

<https://theses.hal.science/tel-04555082>

Submitted on 22 Apr 2024

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

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



ÉCOLE
CENTRALE LYON

N° d'ordre NNT : 2024ECDL0001

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée au sein de l'École Centrale de Lyon

École Doctorale N° 162
Mécanique Énergétique Génie Civil Acoustique

Spécialité de doctorat : Acoustique

Soutenue publiquement le 19/01/2024, par
Igor Kurek

**Mesures de vitesse, température et masse volumique
par diffusion Rayleigh et étude de l'effet de vol sur les
ondes guidées dans des jets subsoniques**

Devant le jury composé de :

Bailly, Christophe	Professeur	LMFA	Directeur
Bonhomme, Oriane	Maître de conférences	ILM	Examinatrice
Castelain, Thomas	Maître de conférences HDR	LMFA	Encadrant
Galland, Marie-Annick	Professeure	LMFA	Examinatrice
Gervais, Yves	Professeur	Institut PPrime	Rapporteur
Lecomte, Pierre	Maître de conférences	LMFA	Encadrant
Mohamed, Ajmal Khan	Directeur de recherche	ONERA	Rapporteur
Morville, Jérôme	Maître de conférences	ILM	Examineur

*Here come the sun and I say
It's alright*

The Beatles

*An expert is a person who has found out by his own painful experience all the mistakes that one
can make in a very narrow field*

Niels Bohr

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée au sein du Centre Acoustique du Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École Centrale de Lyon entre octobre 2020 et janvier 2024.

Je tiens à commencer ces remerciements avec un mot pour mes encadrants de thèse. De la même manière qu'un alpiniste est accompagné d'un guide lors de l'ascension d'une montagne, bénéficiant ainsi de son savoir et de son expérience, le thésard n'est pas seul dans son périple. Merci à Thomas Castelain, d'avoir eu confiance en moi, dès ma première année de master, et de m'avoir donné la chance de travailler avec lui. Sa grande implication dans toutes mes activités expérimentales et de bricolages divers, souvent en musique, a été un réel support. J'ai pu également apprécier son sens du détail, parfois à mes dépens, lors de la relecture de mes productions écrites. Son investissement constant tout au long de cette thèse a fait de ces trois années une source d'enrichissement, tant humain que scientifique. Merci à Pierre Lecomte, qui a co-encadré cette thèse, pour les temps passés ensemble à revoir mes bouts de codes, initialement chaotiques, et finalement fonctionnels. Sa grande minutie et sa pertinence ont été une aide inestimable, et m'ont beaucoup apporté. En tant que son premier thésard, je peux affirmer que les suivants auront beaucoup de chance de pouvoir le compter parmi leurs d'encadrants. Enfin, merci à Christophe Bailly pour avoir dirigé cette thèse. Son enthousiasme communicatif, son écoute, mais également sa grande disponibilité, que ce soit pour aller courir ou pour travailler, ont été des éléments véritablement précieux. Sa bienveillance, son intérêt envers les idées que j'ai pu apporter, en plus de son expertise scientifique toujours judicieuse font de son encadrement un réel atout. Merci à tous les trois pour avoir su me guider pendant cette aventure.

J'adresse mes remerciements aux membres de mon jury, Oriane Bonhomme, Marie-Annick Galland et Jérôme Morville, qui ont assisté à ma soutenance et évalué ce travail de thèse, et spécialement à mes rapporteurs Ajmal Khan Mohamed et Yves Gervais qui ont accepté de relire et commenter ce manuscrit.

Mon travail d'expérimentateur au LMFA s'est appuyé sur l'aide de nombreuses personnes que je remercie sincèrement. Je tiens à exprimer toute ma gratitude à l'atelier et au bureau d'étude du LMFA, Alexandre Azouzi, Damien Pereira et Viravanh Thongvanh pour la conception et le montage du banc d'essai dans la soufflerie du I11 et votre aide lors de la mise en place dans la chambre sourde. Un grand merci également à Pascal Souchette, pour la gestion de la chambre sourde, et particulièrement pour sa réactivité lorsqu'on a cru avoir cassé le ventilateur de la soufflerie. Merci à Jean-Charles Vingiano, pour son aide et sa grande implication lors des différentes campagnes d'essais, et particulièrement pour la conception et l'impression 3D à une vitesse impressionnante des différents supports de micros, et autres pièces indispensables. Merci également à Horacio Correia et Michel Teissieux pour leur aide très compétente apportée à mon quotidien de bricoleur. La majorité des mesures de cette thèse n'auraient pas pu être réalisées sans l'aide cruciale d'Emmanuel Jondeau, virtuose sur LabView et expérimentateur hors pair. Son implication lors des campagnes d'essais, particulièrement pour la mise en place de l'instrumentation et son aide pour les mesures par anémométrie ont rendu ce travail possible. J'ai également eu la chance de bénéficier de l'aide de Nathalie Grosjean pour l'installation et la mise en œuvre des

caméras et ordinateurs d'acquisitions, de ses conseils pour l'utilisation de DaVis (quel enfer...), et de sa gestion impeccable du planning des caméras. Merci à Loïc Mèès pour le prêt occasionnel de matériel, et les différentes réflexions autour de ce travail.

Un immense merci à Marie-Gabrielle Perriau, pour les nombreuses commandes de matériel, et son aide pour les déplacements en congrès, Marie-Noëlle Pailhès, pour son aide administrative, et aussi les petites discussions du quotidien qui rendent la journée plus agréable, Fatima El Boukhrissi, Camille Bouet et tout le SAF pour le travail précieux effectué, sans lequel le LMFA ne pourrait pas tourner. Merci à Carine Zambardi et Agnès Delebassée-Nabet pour l'organisation du LabEx CeLyA. Merci à Laurent Pouilloux, d'une efficacité redoutable, Anne Cadiou, Matteo Camier, Lucien Vienne et le SIC pour leur aide au quotidien.

Merci à tous les membres permanents du Centre Acoustique et plus largement du LMFA pour l'ambiance générale qui règne dans ces locaux. Je suis très reconnaissant pour tous les échanges que j'ai pu avoir, scientifiques ou non, et pour la culture scientifique et humaine développée au Laboratoire. Ce cadre de travail m'a permis de mener cette thèse à son terme, beaucoup plus sereinement que je n'aurais pu l'imaginer initialement.

Je souhaite également remercier certaines personnes extérieures au Laboratoire pour leur implication ponctuelle dans ce travail. Merci à Christophe Bonnet de m'avoir permis de venir voir les interféromètres des TP de l'UCBL, et prendre le temps de répondre à mes questions d'opticien novice. Merci à Ferréol Soulez, pour avoir initié la réflexion autour de l'acquisition simultanée des deux types d'interférogrammes, et pour la visite du Centre de Recherche Astrophysique de Lyon.

Ces années de thèse auraient sans aucun doute été bien différentes sans les doctorants, post-doctorants et stagiaires que j'ai eu le plaisir de côtoyer. Les (nombreuses) pauses café, déjeuners, gâteaux, raclettes et barbecues, séminaires et congrès passés en votre compagnie ont rendu ma vie de thésard plus que très agréable. Un grand merci à Alexis, l'expert du scotch qui m'a écouté me plaindre quand ça pas marche, avec qui j'ai eu le plaisir de faire de régulières courses aux champignons, parfois derrière des feuilles qu'on a du mal à rattraper ! Les Pépettes du sud, Elina, co-bureaux et voleuse de chocolat, sportive multidisciplinaire à la descente qu'on aimerait pas monter en vélo et Estelle, chanteuse de Pink Floyd avec moi depuis plusieurs années, bloqueuse hors pair moyennement ponctuelle, merci pour toutes les sessions brainstorm. Merci également à Loïc, le mec le plus gravel du monde et Jules, le collectionneur de tasses, l'équipe vélo de la montée des roches (coup de couteau !) à l'énergie débordante, souvent, mais pas toujours bien canalisée, pour apporter beaucoup d'animation dans nos bureaux. Merci à Léo l'homme sans peur, même pour se désencorder à 150 m du sol, Danny, bravo pour la raclette, bien joué, mais j'aurais ma revanche, Ariane, pour ta bonne humeur constante et les soirées de musique irlandaise, et Simon C., camarade pilier de comptoir en séminaire, toujours partant pour aller voir Leprous ! Merci à Étienne, dont la gentillesse n'a d'égale que sa passion pour Lagrange, pour l'accueil à mes débuts et le soutien constant. Merci à Simon P., d'avoir été presque toujours partant pour un carré de chocolat, Daniel le grand voyageur, et Nacho, un grand homme, il marquera l'histoire. Merci aux co-bureaux que j'ai côtoyé plus ou moins longtemps, Georgios, Francesco, Yuanyuan, Courney, Corentin et Maroua. Merci à Jean pour les selfies en toutes circonstances, Hugo, le seul à qui parler des ondes guidées et Arthur, expert des lagopèdes au grand sourire. Merci à Laura, toujours partante pour se poser au soleil, Giovanni le grand cuisinier italien, Allan, pour sa ténacité, et Emanuele, fer de lance de la lutte des doctorants. Un grand merci à Mathieu, le caporal Varé, à ce bon vieux Bill, à Yuling, membre de l'équipe TC, pour son optimisme constant malgré l'adversité de ses activités expérimentales, à Manju, cake manager on duty, à Amal, pour

sa curiosité, à Pierre-Louis, pour sa capacité à travailler dans un environnement perturbé, Émilien, pour son intérêt envers l'optimisation des calculs numériques et à Codor, le meilleur skieur parisien du KCA. Merci à Lucas pour les croissants, et Ryan pour les cookies. Un grand merci à Mochene, Simon B., Michael et Alexia, pour la bonne ambiance au quotidien. De toute évidence, le Laboratoire n'est pas uniquement constitué du centre acoustique. Je tiens donc à remercier les membres des autres groupes de recherche, à commencer par les FCT, nouvellement Écoulements Environnementaux et EM³. Particulièrement, merci à Livia, Stefano et Teresa, pour les invitations à boire votre café italien qui donne assez d'énergie pour la semaine, Jean, pour sa nouvelle nationalité Franco-Italienne, Claudia, pour ton sourire constant, Chi Vuong pour ta générosité au bar, et Marie P. pour sa persistance à me faire prendre des vacances après la soumission de ce manuscrit (ça n'a pas été trop dur). Merci à l'équipe Turbulence et Instabilités, notamment Nelson et Wesley, pour être venu profiter du café gratuit au KCA, et voir de la belle science. Merci à l'équipe Turbomachines, dont quelques infiltrés qui se reconnaitrons se sont retrouvés au milieu d'acousticiens.

Mes amis de longue date, dont certains ont pu venir me voir soutenir, ont indubitablement été un soutien pour moi durant cette thèse. Je tiens à remercier Owen, qui malgré son expertise en cuisine qui se limite à des pâtes à 3h du matin, a su développer au fil des ans une capacité d'attention exceptionnelle (à peu près 15 secondes), et m'accompagne depuis le collège, Raphaël, pour son goût musical très sûr (BTBAM quelle dinguerie), pour avoir toléré ma proximité dans la coloc de X Barret (environ 30 cm) quand je cherchais un appartement à Lyon, et son appui constant depuis le Lycée, et Guillaume, le Guigui pour son humour tellement ramifié qu'on n'est pas toujours sûrs de comprendre, et sa pudeur en toute circonstance. Vous êtes des amis en or. Merci à Mathilde, pour sa gentillesse et son écoute, pour veiller sur le quatuor depuis des années et pour avoir su être présente aux bons moments. Merci aux Choms : Émilien, Angèle, Lucas, Quentin et Justine. Merci à Gaëtan le baroudeur navigateur pour le jeu de la Guinness. Merci à Renaud pour le Zepathon. Merci à Arnaud et Baptiste, les machines de la grimpe, pour nos aventures rocambolesques en altitude, et les bananes flambées au génépi. Merci à tous ceux que je n'ai pas nommé. Je tiens à finir ces remerciements avec un mot pour toute ma famille, qui a su me soutenir depuis le début. Merci à mes parents qui m'ont toujours appuyé dans mes choix et sans qui je n'en serais pas arrivé là. Merci de m'avoir accompagné pendant la dernière ligne droite, et merci à mon frère Yvan d'être venu depuis Londres m'écouter raconter du charabia. Merci également à mes grands-parents, à Marie-Claude, à Arnaud, Pauline et Martin. Enfin, Marie, pour partager mon quotidien, et pour m'apporter une dose de bonheur chaque jour, je ne te remercierais jamais assez.

Résumé

Ce manuscrit présente le développement de méthodes de mesures optiques non intrusives en un point d'un écoulement, et leur application à des jets subsoniques. Dans une première partie, on s'intéresse à une méthode de mesure simultanée de la vitesse et de la température. Le principe repose sur l'analyse spectrale de la lumière diffusée, selon un mécanisme de diffusion Rayleigh, par les molécules constituant l'air éclairé par un faisceau laser focalisé sur un volume de mesure. On s'appuie sur l'utilisation d'un interféromètre de Fabry-Pérot plan, qui produit des interférogrammes sous la forme de franges concentriques, capturés à l'aide d'une caméra. Pour une mesure, deux interférogrammes sont produits : un interférogramme de référence, issu de la source de lumière laser, et un interférogramme de Rayleigh, issu de la lumière diffusée, contenant la signature des propriétés de l'écoulement. Dans de précédentes études, ces deux interférogrammes sont acquis séquentiellement. La stabilité thermique de l'interféromètre entre les deux acquisitions est identifiée ici comme étant un facteur de premier ordre dans la précision des résultats. L'originalité de l'approche expérimentale de ce travail est une acquisition simultanée de ces deux interférogrammes. L'analyse des interférogrammes s'appuie sur des modèles analytiques, et sur une combinaison par sommation annulaire des informations contenues dans l'interférogramme. Cette modélisation permet de générer des interférogrammes de caractéristiques connues, utilisés pour l'évaluation de l'erreur commise. Il en résulte des erreurs relatives maximales de l'ordre du pourcent pour la vitesse et la température. L'application de cette méthode à la caractérisation de jets libres compressibles permet d'obtenir des profils expérimentaux des valeurs moyennes de vitesse et de température, qui sont comparés à des mesures par anémométrie. Par ailleurs, une approche est proposée pour obtenir la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse à partir d'un interférogramme moyenné.

Dans une seconde partie, des mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh sont réalisées. On propose une nouvelle méthode de calibration du dispositif, qui s'appuie sur la direction de polarisation du faisceau laser incident. Elle permet d'être moins sensible à l'erreur commise à chaque point de mesure que les méthodes classiquement utilisées. On étudie également l'effet de vol sur les ondes guidées dans les jets subsoniques. À l'aide d'une antenne azimutale de microphones placée dans le champ proche acoustique, une analyse modale des ondes est effectuée. Les mesures acoustiques montrent que l'effet de vol diminue l'amplitude de ces ondes et induit décalage fréquentiel des composantes tonales sur le spectre de pression. Des mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh sont réalisées afin d'identifier leur signature sur le spectre des fluctuations de masse volumique dans le cône potentiel. Cela permet de confirmer expérimentalement que la forme modale de ces ondes a un support à l'intérieur et à l'extérieur du jet.

Abstract

This manuscript presents the development of non-intrusive optical measurement methods at a point in a flow, and their application to subsonic jets. The first part focuses on a method for simultaneously measuring velocity and temperature. The principle is based on the spectral analysis of the light scattered, according to a Rayleigh scattering mechanism, by the molecules constituting the air illuminated by a laser beam focused on a measurement volume. This is based on the use of a plane Fabry-Pérot interferometer, which produces interferograms in the form of concentric fringes, captured using a camera. For each measurement, two interferograms are produced : a reference interferogram, from the laser light source, and a Rayleigh interferogram, from the scattered light, containing the signature of the flow properties. In previous studies, these two interferograms were acquired sequentially. The thermal stability of the interferometer between the two acquisitions is identified here as a first-order factor in the accuracy of the results. The originality of the experimental approach in this work lies in the simultaneous acquisition of these two interferograms. The analysis of the interferograms is based on analytical models, and on a combination by annular summation of the information contained in the interferogram. This modelling is used to generate interferograms with known characteristics, which are used to assess the error committed. The result is maximum relative errors of the order of a percent for velocity and temperature. The application of this method to the characterisation of compressible free jets makes it possible to obtain experimental profiles of mean velocity and temperature values, which are compared with anemometric measurements. In addition, an approach is proposed for obtaining the root mean square of velocity fluctuations from an averaged interferogram.

In the second part, density measurements by Rayleigh scattering are carried out. A new method for calibrating the device is proposed, based on the direction of polarisation of the incident laser beam. This method is less sensitive to error at each measurement point than conventional methods. We are also studying the flight effect on guided waves in subsonic jets. Using an azimuthal microphone antenna placed in the acoustic near-field, a modal analysis of the waves is carried out. Acoustic measurements show that the flight effect reduces the amplitude of these waves and induces a frequency shift in the tonal components of the pressure spectrum. Density measurements using Rayleigh scattering were carried out to identify their signature on the spectrum of density fluctuations in the potential core. This provides experimental confirmation that the modal shape of these waves is supported both inside and outside the jet.

Table des matières

Introduction	1
I Écoulements compressibles et diffusion Rayleigh	7
1 Jets subsoniques, bruit de jet et moyen d'essai	9
1.1 Aérodynamique des jets	9
1.1.1 Description des écoulements compressibles	9
1.1.2 Structure des jets	11
1.2 Aéroacoustique des jets subsoniques	12
1.2.1 Bruit de mélange	12
1.2.2 Ondes guidées	13
1.3 Soufflerie anéchoïque	14
1.3.1 Chauffage et séchage de l'écoulement	14
1.3.2 Chassis mobile	16
1.3.3 Filtration de l'écoulement	16
1.3.4 Tuyères utilisées	17
1.3.4.1 Tuyère primaire	17
1.3.4.2 Tuyère secondaire	17
1.3.5 Estimation des conditions de sortie du jet primaire	17
1.3.6 Estimation du nombre de Mach de l'écoulement secondaire	19
2 Principes théoriques de la diffusion Rayleigh et applications	21
2.1 Intensité de la lumière diffusée	21
2.1.1 Principes physiques de la mesure de masse volumique par diffusion Rayleigh	21
2.1.2 Historique des applications de mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh	25
2.2 Contenu spectral de la lumière diffusée	26
2.2.1 Spectre de la diffusion Rayleigh	27
2.2.1.1 Propagation du champ diffusé par une particule	27
2.2.1.2 Effets de la température de l'écoulement	28
2.2.1.3 Effets de la vitesse de l'écoulement	30
2.2.2 Techniques et applications des mesure spectrales de la diffusion Rayleigh .	32

3	Mesure du spectre de la diffusion Rayleigh par interférométrie	35
3.1	Principe des mesures par interférométrie	36
3.2	Interféromètre de Fabry-Pérot	38
3.2.1	Figure d'interférence	42
3.2.2	Pouvoir de résolution de l'instrument	43
3.2.2.1	Finesse de réflexion idéale	43
3.2.2.2	Intervalle spectral libre	44
3.2.2.3	Résolution	44
3.2.3	Fonction d'instrument	45
II Mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh et étude des ondes guidées		47
4	Mesures de masse volumique et calibration	49
4.1	Mesure de masse volumique par diffusion Rayleigh	49
4.1.1	Émission du faisceau laser	49
4.1.2	Collection de la lumière diffusée	51
4.1.3	Comptage de photons	52
4.1.4	Dépoussiérage	53
4.1.5	Shot-noise	54
4.2	Calibration du dispositif	55
4.2.1	Calibration par variation de la vitesse de l'écoulement	56
4.2.2	Calibration par variation de la température de l'écoulement	58
4.2.3	Calibration par variation de la direction de polarisation du faisceau incident	61
4.2.3.1	Discussion des incertitudes	61
4.2.4	Comparaisons des méthodes de calibration	65
5	Ondes guidées dans les jets subsoniques à Mach élevé	69
5.1	Techniques de mesure	69
5.1.1	Mesures acoustiques	69
5.1.1.1	Antenne circulaire	70
5.1.1.2	Réflexions sur la tuyère secondaire	71
5.1.2	Mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh	72
5.1.2.1	Précision du nombre de Strouhal	73
5.2	Effet de vol sur les modes neutres	74
5.2.1	Mise à l'échelle par le nombre de Strouhal	74
5.2.2	Étude d'un jet à $M_j = 0.9$ pour différents M_f	75
5.2.2.1	Décalage du contenu fréquentiel	76
5.2.2.2	Contenu modal	78

5.2.3	Atténuation de l'intensité des composantes tonales	80
5.2.4	Profils de masse volumique	80
5.2.5	Étude de jets à différents nombres de Mach	85
III Mesures du spectre de la diffusion Rayleigh et applications aux jets libres subsoniques		89
6	Acquisition et traitement des interférogrammes	91
6.1	Stabilité thermique de l'instrument requise pour l'étude d'une source mobile de diffusion	91
6.2	Configuration optique pour les mesures interférométriques	95
6.2.1	Limitations sur la position du volume de mesure	98
6.3	Interférogramme de référence	99
6.4	Diffuseur pour la mesure simultanée des interférogrammes de référence et de Rayleigh	101
6.5	Interférogramme de Rayleigh	105
6.5.1	Découpe de l'image	105
6.5.1.1	Taille du volume de mesure	106
6.5.2	Interférogramme moyen	106
7	Algorithme d'analyse des interférogrammes	109
7.1	Analyse des interférogrammes	109
7.1.1	Technique de sommation annulaire	109
7.1.2	Détermination de la fonction d'instrument	111
7.1.2.1	Détermination de φ_0	111
7.1.2.2	Détermination de N_E	113
7.1.2.3	Minimisation	114
7.1.3	Analyse de l'interférogramme de Rayleigh	115
7.2	Synthèse des interférogrammes	118
7.3	Résultats	122
7.3.1	Paramètres de simulation	122
7.3.1.1	Analyse des interférogrammes	123
7.3.1.2	Caractérisation de la fonction d'instrument	123
7.3.1.3	Caractérisation de l'interférogramme de Rayleigh	124
7.3.2	Résultats de l'analyse	125
7.3.2.1	Analyse de l'interférogramme de référence	125
7.3.2.2	Analyse de l'interférogramme de Rayleigh	130
8	Mesures de vitesse et de température dans des jets subsoniques	135
8.1	Validation expérimentale des mesures par interférométrie	135

8.1.1	Fonction d'instrument	135
8.1.2	Estimation expérimentale de la précision de la mesure dans le cône potentiel d'un jet	136
8.1.2.1	Sensibilité à χ_s	138
8.2	Profils de vitesse	140
8.2.1	Comparaison directe des profils	140
8.2.2	Estimation de l'épaisseur de quantité de mouvement	141
8.2.3	Similarité des profils	143
8.3	Profils de température	147
8.3.1	Jets froids	148
8.3.2	Jets isothermes	149
8.4	Profils des fluctuations de vitesse	150
	Conclusion	155
	A Méthode de focométrie de Bessel	163
	B Erreur systématique dans la sommation annulaire	165

Introduction

Motivations

On estime qu'en Europe, un habitant sur cinq est soumis à des niveaux de bruit générés par le trafic, dangereux pour la santé (European Environment Agency, 2020). La contribution du trafic aérien à ce bruit est localisée dans les zones proches des aéroports, et impacte 3 à 4 millions de personnes. Dans un contexte d'augmentation du trafic aérien, des normes restrictives sur le bruit émis par les avions sont mises en place afin de limiter cette nuisance. Le bruit d'un avion, notamment à l'approche et au décollage, là où il est susceptible de provoquer une gêne pour les populations locales, est la somme de plusieurs contributions, reportées dans Huber et Illa (2007). À l'approche, le bruit de cellule, comprenant le bruit des ailes-volets, des trains d'atterrissage et cavités, est dominant. Durant la première phase de décollage, où les moteurs fonctionnent à pleine puissance c'est le bruit de jet, créé par l'air expulsé par le réacteur, qui prédomine, et contribue pour moitié au bruit émis. Dans la deuxième phase de décollage, le bruit de soufflante dû au réacteur en lui-même, est prédominant. Enfin, dans le cas d'un avion en vol, l'écoulement externe, résultant du déplacement de l'avion, a un effet sur le comportement aérodynamique du jet, et le bruit rayonné. L'étude du bruit de jet en conditions statiques et en conditions de vol est donc nécessaire à la compréhension des mécanismes générateurs de bruit, et ultimement, à leur réduction. Les méthodes de prédiction du bruit de jet s'appuient notamment sur la connaissance de l'écoulement. L'augmentation de la puissance de calcul permet de simuler de tels écoulements en étant de plus en plus proche des conditions réelles, mais la validation de ces calculs passe par des résultats expérimentaux. Les moyens de mesure intrusifs, comme les sondes à fil chaud, ne sont pas toujours adaptés aux études aéroacoustiques car leur interaction avec l'écoulement peut d'une part modifier certains mécanismes d'émission de bruit, et d'autre part être une source de bruit en soi. Ainsi, il y a un intérêt constant au développement et à l'application de méthodes optiques avancées, pour caractériser un écoulement de manière non intrusive. Si les techniques optiques telles que la vélocimétrie par image de particules et la vélocimétrie laser Doppler fournissent des informations précises sur la vitesse (Kerhervé *et al.*, 2003; Castelain, 2006; André *et al.*, 2014b; Edgington-Mitchell *et al.*, 2014, 2021), elles ne conviennent souvent pas à la mesure des paramètres thermodynamiques dans les écoulements à grande vitesse et à haute température. En outre, l'interprétation des résultats fournis par ces techniques est parfois délicat dans les écoulements choqués en raison des effets d'inertie des particules (André *et al.*, 2014a). Les méthodes de striescopie quand à elles, ne s'appuient pas sur le mouvement de particules, mais ne permettent de visualiser l'écoulement que de façon qualitative. La striescopie est cependant largement utilisée dans les études aéroacoustiques, notamment dans le cas de jets choqués (André *et al.*, 2017; Mercier *et al.*, 2017).

Cette thèse présente le développement de méthodes de mesures optiques non intrusives en un point d'un écoulement, et leur application à des jets subsoniques. On s'intéresse dans ce travail à la diffusion Rayleigh. Ce mécanisme de diffusion repose sur le principe de Huygens-Fresnel,

c'est à dire que les molécules soumises à un champ électromagnétique lumineux sont excitées et deviennent des sources secondaires en diffusant une partie de cette lumière. En laboratoire, la source de lumière primaire peut être un laser à ondes continues (CW) (Panda et Seasholtz, 1999; Mielke, 2008; Fagan *et al.*, 1 12; Chen *et al.*, 2017; Mercier *et al.*, 2018b; Panda, 2020) ou un laser pulsé (Bivolaru *et al.*, 2011; Estevadeordal *et al.*, 2018; Cutler *et al.*, 2020). Le contenu spectral de la lumière diffusée fournit des informations sur la vitesse et la température des molécules dans un volume donné. En principe, cette méthode permet de faire l'acquisition simultanée de la vitesse et de la température en un point d'un écoulement et à très haute cadence, car elle n'est pas intrinsèquement limitée par des facteurs inertiels. Elle rend donc possible de faire une analyse fine de la turbulence, et d'établir par exemple les corrélations entre les fluctuations de vitesse et de température. Il n'existe cependant pas d'approche unique permettant de faire l'acquisition et l'analyse du spectre de la lumière diffusée. Selon l'approche choisie, des problématiques liées à la stabilité de l'instrument de mesure, l'analyse du signal, ou à l'arrangement géométrique du dispositif peuvent être causes d'erreurs sur l'estimation de la vitesse ou de la température. Par ailleurs, la quantification et l'attribution des erreurs commises est difficile, car elles sont généralement multifactorielles. On développe dans ce mémoire un dispositif expérimental et une méthode d'analyse des signaux, en cherchant à minimiser ces erreurs. L'objectif est également d'identifier et de quantifier les erreurs commises dans l'estimation de la vitesse et de la température. La fréquence d'acquisition de la lumière diffusée est limitée par le rapport signal sur bruit (SNR), qui dépend de facteurs technologiques, notamment la puissance du laser et la sensibilité du capteur utilisé. L'approche expérimentale s'appuie alors ici uniquement sur l'analyse de mesures réalisées à basse fréquence d'acquisition, ce qui permet de maximiser le SNR.

On s'intéresse aussi à la mesure de la masse volumique en un point de l'écoulement, qui est directement proportionnelle à l'intensité de la lumière diffusée. Les méthodes de calibration classiques du dispositif, qui s'appuient sur la modification des propriétés de l'écoulement, sont généralement limitées, notamment par la plage de variation de la masse volumique que l'on est capable d'imposer. On développe ici une méthode de calibration réalisée dans un écoulement dont les propriétés sont maintenues constantes, mais dont la direction de polarisation de la lumière incidente est contrôlée. La mesure de masse volumique par diffusion Rayleigh est appliquée à l'étude d'ondes guidées dans des jets subsoniques. La contribution de ces ondes au bruit rayonné par les jets subsoniques libres a récemment été identifiée par Towne *et al.* (2017) et Schmidt *et al.* (2017). Peu d'études expérimentales portent sur la caractérisation aéroacoustique de ces ondes dans le jet. On propose ici une étude spectrale et spatiale des ondes guidées, dans laquelle le nombre de Mach de vol est un paramètre.

Les développements métrologiques liés aux mesures de la masse volumique, de la vitesse et de la température par diffusion Rayleigh ont été réalisés dans une soufflerie d'étude, permettant des écoulements à basse vitesse et à température variable. Ces développements ont donné lieu

par la suite à deux campagnes de mesures, réalisées dans la grande soufflerie anéchoïque du centre acoustique du LMFA, de septembre à octobre 2022, et de juin à août 2023. Les résultats expérimentaux présentés dans cette thèse sont issus de ces deux campagnes.

Organisation du mémoire

Ce manuscrit est constitué de trois parties. La première partie est une introduction détaillée aux écoulements considérés, et aux mesures par diffusion Rayleigh. Dans le chapitre 1, on présente les aspects principaux de la physique des jets libres compressibles. Une description aérodynamique générale de ces jets est faite, et sert à introduire des grandeurs utiles à la compréhension de ce travail. Les différentes composantes du bruit des jets subsoniques sont également présentées. Une description générale de l'installation dans laquelle sont menées les expériences est également proposée. Le chapitre 2 présente en détail les mécanismes de la diffusion Rayleigh, et leur utilisation en mécanique des fluides. On examine dans un premier temps le lien entre l'intensité de la lumière diffusée et la masse volumique du volume sondé, et dans un second temps aux propriétés spectrales de la lumière diffusée qui permettent d'obtenir la température et la vitesse de l'écoulement. Le chapitre 3 présente le principe de mesure de diffusion Rayleigh par interférométrie, ou *Interferometric Rayleigh Scattering* (IRS), permettant d'analyser le spectre de la lumière diffusée. Cette méthode s'appuie sur un interféromètre de Fabry-Pérot, dont on fait également l'analyse dans ce chapitre, afin d'établir une modélisation analytique des interférogrammes.

Les deux parties suivantes sont deux études indépendantes. La partie II porte sur le développement de la méthode de mesure de la masse volumique par diffusion Rayleigh, et son application dans l'étude des ondes guidées en aéroacoustique. Le chapitre 4 contient le descriptif du dispositif et des méthodes permettant de réaliser des mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh. On présente également une méthode originale de calibration du dispositif qui s'appuie sur la direction de polarisation du faisceau laser incident. Les résultats expérimentaux sur les ondes guidées et l'effet de vol sont reportés au chapitre 5. On propose une étude modale de ces ondes, réalisée grâce à une antenne azimutale de microphones. Des mesures de masse volumique sont également faites afin d'avoir accès de manière non intrusive à la signature de ces ondes dans le cône potentiel du jet.

La partie III est consacrée à la mise en place des mesures par interférométrie du spectre de la diffusion Rayleigh, et l'application de cette méthode dans des jets subsoniques. On présente dans le chapitre 6 le dispositif conçu pour faire l'acquisition des interférogrammes. Le problème de stabilité thermique de l'instrument est adressé, et une stratégie pour contourner le problème est proposée. On présente aussi les différents traitements d'image qui permettent d'obtenir les interférogrammes qui seront analysés. La méthode d'analyse des interférogrammes pour déterminer dans un premier temps les paramètres de la fonction d'instrument via l'analyse d'un interférogramme de référence, et dans un second temps les valeurs de la vitesse et de la température, via l'analyse d'un interférogramme de Rayleigh est décrite au chapitre 7. Une estimation de l'erreur

commise dans l'analyse des interférogrammes est effectuée grâce à des interférogrammes synthétiques, de caractéristiques connues. L'acquisition de profils de vitesse et de température dans des jets froids et isothermes à des nombres de Mach variant entre 0.3 et 0.9 est réalisée au chapitre 8. On s'intéresse dans un premier temps à l'estimation expérimentale de la précision des mesures de température et de vitesse. Ensuite, les mesures par interférométrie dans les jets considérés sont comparées à des mesures par anémométrie.

Pour finir, une conclusion de ce travail de recherche est proposée, et certaines perspectives sont mises en évidence.

Première partie

Écoulements compressibles et diffusion

Rayleigh

1 Jets subsoniques, bruit de jet et moyen d'essai

Dans ce chapitre on présente les aspects principaux de la physique des jets libres compressibles. Dans un premier temps, une description aérodynamique générale de ces jets est faite, et sert à introduire des grandeurs utiles à la compréhension de ce travail. Les différentes composantes du bruit des jets subsoniques sont ensuite présentées.

Dans un second temps, une description d'ensemble de l'installation sur laquelle les expérimentations sont menées est proposée.

1.1 Aérodynamique des jets

1.1.1 Description des écoulements compressibles

Dans un écoulement compressible quelconque, on écrit P , T , et ρ la pression, température et masse volumique thermodynamique d'un élément fluide se déplaçant à une certaine vitesse U . La masse volumique de l'élément fluide peut subir des variations du fait de variations de la vitesse. Ainsi, une part de l'énergie interne de l'élément peut être convertie en énergie cinétique, et réciproquement. On introduit le nombre de Mach M de cet élément fluide :

$$M = U/c \tag{1.1}$$

où c est la célérité du son locale. Le fluide considéré dans ce travail est de l'air, qui peut être assimilé à un gaz parfait. On introduit la constante spécifique r de l'air :

$$r = \mathcal{R}/\mathcal{M} \tag{1.2}$$

Avec \mathcal{R} la constante universelle des gaz parfaits, et \mathcal{M} la masse molaire de l'air. Dans de l'air sec, $r = 287.058 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$. La relation de Mayer relie la constante r aux capacités calorifiques massiques c_p et c_v à pression et volume constants respectivement :

$$r = c_p - c_v \tag{1.3}$$

Le rapport des capacités calorifiques γ est introduit par la relation de Reech :

$$\gamma = c_p/c_v \quad (1.4)$$

Dans l'air sec aux conditions standard, $\gamma = 1.4$. La relation d'état permet de relier les grandeurs statiques par :

$$P = \rho r T \quad (1.5)$$

De plus, la célérité du son locale s'exprime par :

$$c = \sqrt{\gamma r T} \quad (1.6)$$

Les grandeurs totales de l'élément fluide, P_t , T_t , et ρ_t sont les pressions, température et masse volumique totales qu'aurait l'élément fluide initialement en mouvement rectiligne à la vitesse U suite à une décélération jusqu'à $U = 0$ de manière isentropique (Anderson, 1990). Pour satisfaire le caractère isentropique de la transformation, la décélération doit être adiabatique et réversible. Dans le cas d'écoulements unidimensionnels et à partir de la conservation d'énergie, on peut écrire :

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (1.7)$$

Par ailleurs, on peut montrer grâce à la loi de Laplace que (Anderson, 1990) :

$$\frac{P_t}{P} = \left(\frac{\rho_t}{\rho}\right)^\gamma = \left(\frac{T_t}{T}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1.8)$$

Il découle des expressions (1.7) et (1.8) le rapport :

$$\frac{P_t}{P} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (1.9)$$

pour la pression, et :

$$\frac{\rho_t}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)^{1/(\gamma-1)} \quad (1.10)$$

pour la masse volumique. Dans un contexte expérimental, on peut considérer en amont d'une tuyère le gaz à des températures et pressions totales dites de *réservoir*, ou de stagnation. Lorsque le gaz est détendu de manière isentropique au moyen de la tuyère, une partie de son énergie interne se transforme en énergie cinétique. Il accélère jusqu'à ce que la pression statique P_j en sortie de tuyère soit égale à P_{amb} , la pression ambiante. Suite à cette transformation, la température statique du gaz en sortie du tuyère est T_j tel que :

$$T_j = T_t \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right)^{-1} \quad (1.11)$$

Le nombre de Mach $M_j = U_j / \sqrt{\gamma r T_j}$ est le nombre de Mach du jet dit parfaitement détendu, qui s'exprime par le rapport des pressions en sortie de tuyère, *Nozzle Pressure Ratio* (NPR) :

$$\text{NPR} = P_t / P_{amb} \quad (1.12)$$

On a ainsi :

$$M_j = \left[\frac{2}{\gamma - 1} \left(\text{NPR}^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (1.13)$$

Seulement deux grandeurs, le nombre de Mach M_j et la température totale T_t sont alors nécessaires pour caractériser un jet en sortie de tuyère.

1.1.2 Structure des jets

Dans cette section, on introduit les notions utiles à la compréhension du comportement d'un jet. On considère dans ce travail deux jets ronds coaxiaux dont on montre une représentation schématisée en figure 1.1. Un jet est considéré rond si il a un axe de révolution, et deux jets sont coaxiaux si leurs axes de révolution sont confondus. La notion de jet libre est également importante, et signifie que l'écoulement se développe dans un environnement sans obstacle, ou perturbation extérieure. On appelle ici jet primaire le jet de plus petit diamètre, dont la vitesse est plus élevée que le jet secondaire, qui se développe autour du jet primaire, et est moins rapide. Le jet secondaire est utile à l'étude de l'effet de vol menée au chapitre 5, et est conservé dans l'étude menée en partie III pour des raisons techniques qui seront détaillées par la suite.

Considérons ici le cas du jet primaire uniquement. En sortie d'une tuyère de diamètre D , l'écoulement est irrotationnel dans la région appelée cône potentiel, où la vitesse est constante, et est égale à la vitesse en sortie de tuyère U_j . Le cône potentiel est entouré de la couche de mélange, où l'air éjecté par la tuyère se mélange avec l'air ambiant au repos (ou avec l'écoulement secondaire). Ce mélange induit l'entraînement d'air environnant, et la croissance des couches de mélange dans la direction axiale. La couche de mélange est caractérisée par de forts niveaux de turbulence, et est favorable au développement des ondes d'instabilité (Crow et Champagne, 1971; Brown et Roshko, 1974). La turbulence pénètre complètement le jet à une distance axiale d'environ $4D$. Les couches de mélange fusionnent, et cela marque le début de la zone de transition. Plus loin en aval, le jet est complètement développé, et l'intensité de la turbulence est constante sur l'axe du jet. Dans cette région, le jet est dit auto-similaire (Bailly et Comte-Bellot, 2003).

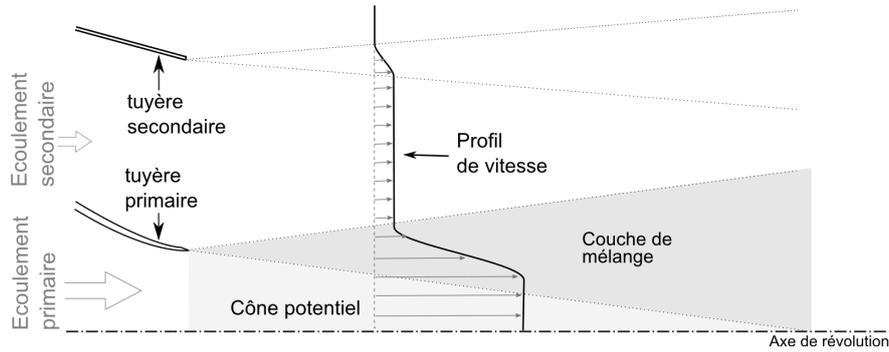


FIGURE 1.1 – Schéma d'un jet rond coaxial, de (Mercier, 2017)

1.2 Aéroacoustique des jets subsoniques

Les caractéristiques aérodynamiques des jets subsoniques ont été présentées. On s'intéresse maintenant à l'aéroacoustique de ces jets afin d'introduire les notions utiles à la compréhension du chapitre 5, sans recherche d'exhaustivité. On s'intéresse dans un premier temps au rayonnement dû au mélange turbulent et dans un second temps au mécanisme particulier des ondes guidées. Pour plus de détails sur le sujet, le lecteur peut se référer à la revue de Tam (1998), ou bien aux manuscrits de thèse de André (2012); Gojon (2015) ou Pineau (2018), qui sont d'intéressantes sources d'informations. Les sources de bruit spécifiques aux jets supersoniques comme le screech et le bruit de choc ne sont pas abordées ici car on ne considère pas de jets supersoniques dans ce travail, mais le lecteur peut se référer aux références cités précédemment, et plus spécifiquement aux revues de Raman (1999); Bailly et Fujii (2016) et Edgington-Mitchell (2019).

1.2.1 Bruit de mélange

On admet aujourd'hui que le bruit des jets subsoniques, et supersoniques idéalement détendus, provient de deux sources, de caractéristiques différentes. Les premières preuves expérimentales viennent de l'expérience de Laufer *et al.* (1976) dans le cas de jets supersoniques. Grâce à un micro directionnel réalisé avec un système de miroirs, les fluctuations de pressions ont été mesurées pour différents angles de rayonnement, et à différentes régions précises du jet. Il observèrent dans des jets froids à $M_j = 1.47, 1.97$ et 2.47 que le bruit mesuré à 30° de l'axe du jet provient de deux régions. La première région est localisée entre la sortie de la tuyère et la fin du cône potentiel, et produit un rayonnement haute fréquence. La seconde source est située en aval du cône potentiel, et produit un bruit plus basse fréquence. Ce constat est repris par Tam *et al.* (1996), qui à partir de l'analyse d'une base de données comprenant des jets subsoniques et supersoniques, isolent les deux spectres universels présentés en figure 1.2, qui correspondent à deux composantes distinctes. La première composante, présentée sur les spectres de la figure 1.2a, est prédominante sur le bruit rayonné en aval du jet, et est attribuée aux grandes structures tourbillonnaires. La deuxième composante, présentée sur les spectres de la figure 1.2b, prédomine à 90° et est associée

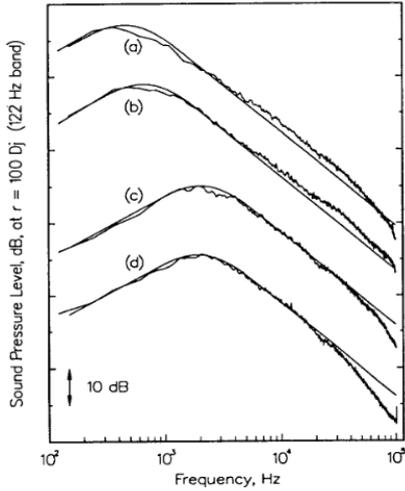


Figure 3. Comparison of the similarity spectrum of large turbulence structures/instability waves noise and measurements.
 (a) $M_j = 2.0$, $T_r/T_\infty = 4.89$, $\chi = 160.1^\circ$, $SPL_{\max} = 124.7$ dB,
 (b) $M_j = 2.0$, $T_r/T_\infty = 1.12$, $\chi = 160.1^\circ$, $SPL_{\max} = 121.6$ dB,
 (c) $M_j = 1.96$, $T_r/T_\infty = 1.78$, $\chi = 138.6^\circ$, $SPL_{\max} = 121.0$ dB,
 (d) $M_j = 1.49$, $T_r/T_\infty = 1.11$, $\chi = 138.6^\circ$, $SPL_{\max} = 106.5$ dB.

(a)

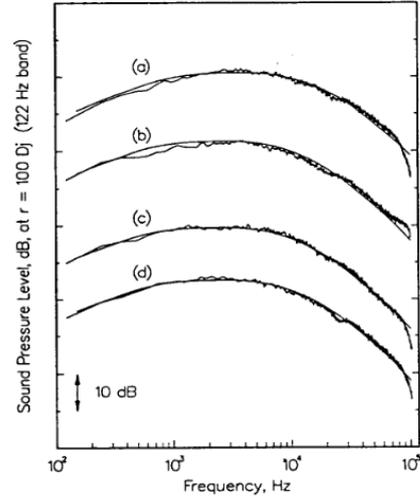


Figure 4. Comparison of the similarity spectrum of fine scale turbulence and measurements.
 (a) $M_j = 1.49$, $T_r/T_\infty = 2.35$, $\chi = 92.9^\circ$, $SPL_{\max} = 96$ dB,
 (b) $M_j = 2.0$, $T_r/T_\infty = 4.89$, $\chi = 83.8^\circ$, $SPL_{\max} = 107$ dB,
 (c) $M_j = 1.96$, $T_r/T_\infty = 0.99$, $\chi = 83.3^\circ$, $SPL_{\max} = 95$ dB,
 (d) $M_j = 1.96$, $T_r/T_\infty = 0.98$, $\chi = 120.2^\circ$, $SPL_{\max} = 100$ dB.

(b)

FIGURE 1.2 – Spectres universels tirés de (Tam *et al.*, 1996), sur la contribution du bruit rayonné par a) les grandes structures, b) les petites structures

aux fines structures tourbillonnaires. Les spectres expérimentaux présentés sur ces figures sont en bon accord avec les spectres universels présentés sur une large bande de fréquence.

1.2.2 Ondes guidées

Depuis 60 ans, le bruit de jet a majoritairement été étudié grâce à des mesures en champ lointain. Le bruit de mélange, qui radie principalement en aval, est typiquement mesuré à 30° et 90° (Zaman et Yu, 1985). Pour les jets subsoniques, on cherche principalement à obtenir des spectres et directivités en champ lointain, pour des angles typiquement inférieurs à 130° (Tam *et al.*, 2008). Récemment, Towne *et al.* (2017); Schmidt *et al.* (2017) et Brès *et al.* (2018), ont identifié dans des jets libres subsoniques des ondes d'instabilité subsoniques se propageant vers l'amont, ayant un rôle important dans la mise en place de phénomènes de rétroaction et le rayonnement de tonalités acoustiques. Ces ondes subissent la couche de cisaillement comme un conduit et sont donc confinées radialement dans le champ très proche du jet. À certaines fréquences, les ondes piégées résonnent en raison de la réflexion répétée entre les conditions fournies par le plan de sortie de la tuyère et la contraction du cône potentiel dans le sens de l'écoulement. Bien que leur rôle ait récemment été mis en évidence dans le cas de jets libres, ces ondes ont premièrement été identifiées de par leur contribution à la boucle de rétroaction dans des jets impactant une plaque (Tam et Hu, 1989; Tam et Ahuja, 1990). Elles sont caractérisées par des relations de dispersion spécifiques, et ont une structure radiale et azimutale, permettant de les classer en modes. Elles peuvent être nommées modes neutres, ou ondes piégées, mais on les appellera ondes guidées, pour *Guided Jet waves* (GJW), afin de se conformer à leur appellation la plus récente (Edgington-Mitchell

et al., 2021; Bogey, 2021). Le lien entre les composantes tonales sur les spectres de pression en champ proche de la tuyère, et les GJW a été établi par Bogey (2021), à l'aide de simulations LES et plus particulièrement grâce à la comparaison des spectres, relations de dispersions et fonctions propres à l'intérieur et en champ proche du jet. Il apparaît que les composantes tonales en champ proches sont induit par le filtrage des ondes se propageant vers l'amont dans le cône potentiel par les modes du jet. De récentes études (Bogey, 2022b; Zaman *et al.*, 2023), ont également montré que ces composantes tonales sont aussi obtenues sur les spectres de pression en champ lointain, uniquement pour des angles de directivité $\geq 140^\circ$ par rapport à l'axe du jet.

Comme souligné dans les revues de Brès et Lele (2019) et Edgington-Mitchell (2019), des efforts sont encore à fournir afin de caractériser ces ondes, et leur rôle dans les boucles de rétroaction. De récentes études expérimentales se sont intéressées à leur dépendance à certains paramètres du jet comme le nombre de Mach et la géométrie de la tuyère (Zaman *et al.*, 2022), ou le ratio de température (Upadhyay et Zaman, 2022). Cependant, il n'existe à ce jour aucune étude examinant l'effet de vol sur les GJW dans les jets libres (Brès et Lele, 2019). Ce dernier point est donc examiné dans ce travail de recherche.

1.3 Soufflerie anéchoïque

La chambre anéchoïque dans laquelle sont conduits les essais est une pièce rectangulaire de dimension $8 \times 9 \times 10$ m. Deux conduits permettent d'obtenir des jets subsoniques ou supersoniques. Un flux est généré par un compresseur centrifuge Centrac C60MX2-SH d'Ingersoll-Rand de 350 kW délivrant un débit massique continu de $1 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$. Il permet d'atteindre une pression totale de 3600 hPa dans une section circulaire de 38 mm, ce qui correspond à un jet de Mach 1.55 parfaitement détendu. En aval du compresseur, un sécheur Donaldson DV 5500WP est utilisé pour abaisser le point de rosée à 1°C . Le point de fonctionnement est contrôlé par une vanne de débit en amont. Avant d'entrer dans la chambre anéchoïque, le flux d'air peut être légèrement chauffé, en traversant trois résistances d'une puissance totale de 64 kW. Ainsi, la température totale dans le conduit peut être élevée à 100°C , ce qui correspond à un rapport $T_t/T_{amb} = 1,35$. Le second flux est généré par un ventilateur de 800 kW contrôlé par un variateur. La pression totale maximale réalisable dans une section circulaire de 200 mm est de 600 hPa. Cela correspond à un jet de Mach 0.8. Les deux conduits sont disposés dans une configuration d'écoulement coaxial illustrée sur la figure 1.3 de sorte que le jet rapide du compresseur se développe dans un flux secondaire plus lent. L'arrangement précis est détaillé dans André (2012).

1.3.1 Chauffage et séchage de l'écoulement

En aval du compresseur, un sécheur permet d'abaisser la température du point de rosée T_d à quelques $^\circ\text{C}$. A cette température et dans les conditions de pression de la mesure, la pression de vapeur s'élève jusqu'à la pression de vapeur saturante. Si la température statique est inférieure à T_d , alors l'air se condense sur la paroi et sous forme de gouttelettes dans le flux. Ces gouttelettes

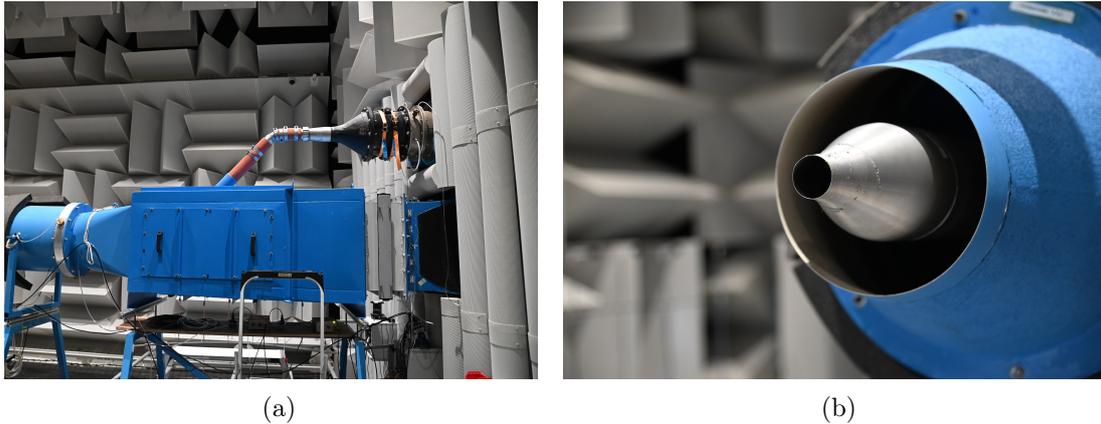


FIGURE 1.3 – a) Insertion de la veine du jet primaire dans celle du jet secondaire, b) Deux tuyères dans la configuration co-axiale

sont favorables à la diffusion de Mie dans le volume de mesure, ce qui est incompatible avec les mesures par diffusion Rayleigh. Le point de rosée mesuré par le sécheur correspond à la pression en sortie du compresseur, qui est d'environ 4000 hPa. La détente à la buse abaisse cette pression à la pression ambiante P_{atm} , ce qui change la valeur de T_d . Le point de rosée doit alors être évalué pour cette pression. Cette procédure est décrite dans une note technique Vaisala (2013), et les calculs effectués pour notre installation peuvent être trouvés dans Mercier (2017).

Pour une température statique à la sortie du sécheur $T_{s1} = 30\text{ °C}$, le point de rosée est $T_{d1} = 1\text{ °C}$ pour $P_{s1} = 4000\text{ hPa}$. En utilisant la procédure susmentionnée, le point de rosée calculé T_{d2} à la sortie de la tuyère est de $-16,8\text{ °C}$. Cette température est atteinte dans la détente d'un jet dont le nombre de Mach est supérieur à 0.97. En pratique, en raison des variations de T_{d1} , de la dépendance de T_{s1} à la température ambiante ou du temps de réchauffement de la soufflerie, T_{d2} peut s'élever de quelques degrés, ce qui correspondra à un jet de Mach 0.9. Dans cette étude, ce nombre de Mach n'est pas dépassé pour les mesures par diffusion Rayleigh, il n'est donc pas nécessaire de prendre des dispositions particulières.

On s'intéresse dans le chapitre 8 au cas de jets isothermes. Un jet est considéré isotherme si $T_j = T_{amb}$. Il est alors nécessaire de compenser la chute de température statique due à la détente du jet en sortie de tuyère. Les résistances chauffantes installées en aval du sécheur permettent d'augmenter la température totale de l'écoulement, et donc de satisfaire la condition de jet isotherme. La température de l'écoulement peut alors être réglée au besoin. Ces résistances sont placés en amont du filtre à air, dont la résistance à la température est inconnue. La température totale maximale à laquelle le jet peut être chauffé est alors arbitrairement fixée à 80 °C pour maintenir l'intégrité du filtre. Dans la pratique, cela est suffisant pour obtenir un jet isotherme à Mach 0.9. La régulation thermique à la sortie de l'appareil de chauffage est d'une précision de $\pm 1\text{ °C}$. La conduite en aval mesurant environ 6 m de long, un temps de stabilisation est nécessaire pour

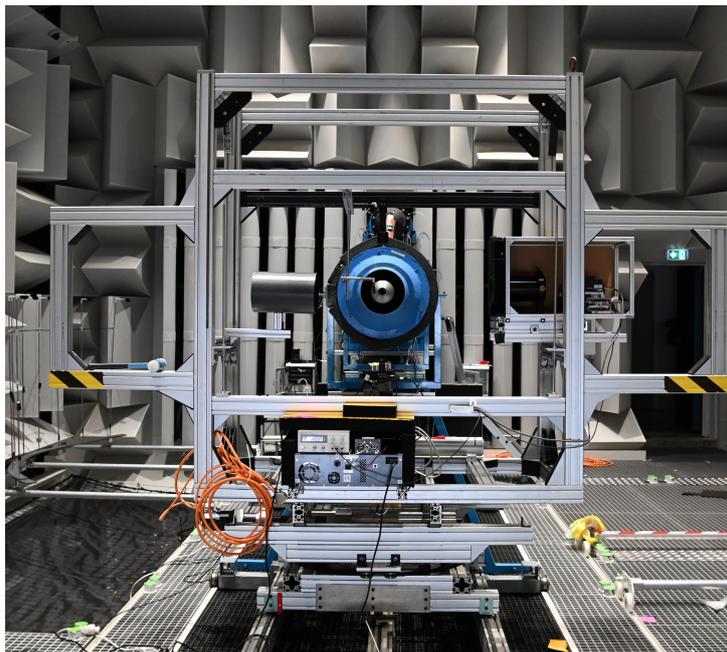


FIGURE 1.4 – Chassis mobile

assurer l'état adiabatique de l'écoulement depuis le compresseur jusqu'à la tuyère. Le temps de stabilisation est de quelques dizaines de minutes, ce qui est relativement long, et pendant lequel il peut y avoir des variations de température lors des mesures. Il y a alors une incertitude bien plus grande sur la température de l'écoulement lors de mesures pendant la variation de température, comme présenté au chapitre 4.

1.3.2 Chassis mobile

Le châssis sur lequel est installé le dispositif de mesure est un cadre parallélépipédique en aluminium monté sur deux axes de translation. L'écoulement est localisé au centre du châssis, tel que montré figure 1.4 et l'instrumentation est fixée sur le cadre afin d'être le moins intrusif possible. Lors de la mesure de profils de l'écoulement, l'entièreté du cadre est translaté grâce aux axes motorisés. La translation est mesurée grâce à une règle optique dont la précision est de 0.05 mm.

1.3.3 Filtration de l'écoulement

La présence de poussière dans l'écoulement est un problème majeur pour les mesures de diffusion Rayleigh. Les particules de taille comparable ou supérieure à la longueur d'onde sont propices à la diffusion de Mie. La diffusion de Mie est un mécanisme beaucoup plus efficace que la diffusion Rayleigh en termes d'intensité lumineuse, en raison de la plus grande section de diffusion du diffuseur. La présence de particules dans l'écoulement induit alors des sursauts d'intensité dans le signal collecté pouvant conduire à la saturation de l'appareil de mesure, décrit par la suite, rendant impossible l'acquisition des signaux de diffusion Rayleigh. Par conséquent, la concentration de particules dans l'écoulement doit être maintenue aussi faible que possible. Pour ce faire, on

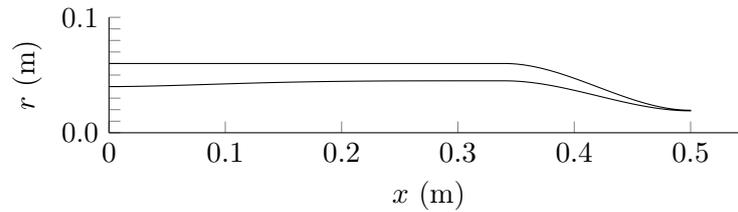


FIGURE 1.5 – Profil de la tuyère primaire

place des filtres à air pour les flux primaire et secondaire, dont les caractéristiques sont détaillés dans Mercier (2017). Le flux primaire est alors filtré à hauteur de 90 %, et le flux secondaire à hauteur de 99.75 %.

Afin de permettre des vitesses élevées dans l'écoulement secondaire, le filtre de ce dernier est enlevé dans l'étude sur l'effet de vol du chapitre 5.

1.3.4 Tuyères utilisées

1.3.4.1 Tuyère primaire

L'extrémité du conduit primaire est fileté afin d'accueillir une tuyère. La tuyère primaire axisymétrique qui est ainsi raccordé au conduit a une section amont de 90 mm de diamètre. Le profil de la tuyère convergente utilisée est montré figure 1.5. Le diamètre de sortie D est de 38.25 mm, la longueur de contraction est de 160 mm et l'épaisseur de la lèvre est de 0.5 mm.

1.3.4.2 Tuyère secondaire

L'écoulement secondaire est formé par une tuyère en résine, utilisé dans les travaux de André (2012). Cette tuyère a une section de sortie 135 mm en amont par rapport à la tuyère primaire, et un diamètre $D_{sec} = 227.4$ mm. La pertinence du rapport des diamètres des tuyères primaires et secondaire pour l'étude de l'effet de vol est vérifiée dans les travaux de André (2012).

1.3.5 Estimation des conditions de sortie du jet primaire

Les grandeurs mesurées à l'intérieur de la tuyère sont notées avec l'indice 1. La section à l'intérieur de la buse est notée A , et D est le diamètre de sortie de la buse.

En utilisant l'hypothèse d'un écoulement isentropique, les quantités statiques dans le jet peuvent être obtenues à partir des quantités totales mesurées dans la conduite. Par conséquent, il suffit de connaître la pression ambiante P_{amb} , la pression et la température totales P_t et T_t et la géométrie de la tuyère pour obtenir une estimation correcte de M_j . Les conditions ambiantes sont obtenues à partir d'une station météorologique située à l'extérieur de la soufflerie. La pression totale P_t est déduite de la pression statique mesurée dans la tuyère et du rapport de section entre la sortie de

la tuyère et le point de mesure à l'intérieur du conduit A_j/A_1 . La mesure de la pression statique est préférée à celle de la pression totale en raison de l'intrusion d'un Pitot dans l'écoulement. Par conséquent, la pression statique P_1 est mesurée 15 diamètres en amont de la sortie de la tuyère, à l'aide d'un capteur à membrane Valdyne, admettant une plage de pression de $P_1 = \pm 350000$ Pa. Sous l'hypothèse d'un écoulement isentropique et en admettant que la pression statique dans le cône potentiel du jet P_j est égale à la pression ambiante P_{amb} , la pression totale est liée au nombre de Mach M_1 dans le conduit :

$$\frac{P_1}{P_{amb}} = \frac{P_1}{P_t} \frac{P_t}{P_{amb}} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_j^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}} \quad (1.14)$$

La loi de section pour un écoulement dans un conduit relie la section A_1 à la section A^* telle que A_1 satisfasse la conservation des quantités totales et un nombre de Mach égal à l'unité (Anderson, 1990) :

$$\frac{A_1}{A_j} = \frac{M_j}{M_1} \left(\frac{P_1}{P_{amb}}\right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \quad (1.15)$$

De manière équivalente, le nombre de Mach M_j s'exprime comme suit :

$$M_j = M_1 \frac{A_1}{A_j} \left(\frac{P_1}{P_{amb}}\right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \quad (1.16)$$

Cette dernière équation est résolue numériquement pour déterminer M_j , et en utilisant l'équation (1.14) pour remplacer M_1 . Enfin, M_1 est déterminé et lié à la pression totale P_t à l'aide des relations isentropiques que l'on rappelle ici :

$$\frac{P_t}{P_{s1}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

La pression totale est utilisée pour définir le rapport des pressions NPR, qui est le rapport de pression entre la sortie de la tuyère et le milieu ambiant tel que :

$$\text{NPR} = \frac{P_t}{P_{amb}}$$

Enfin, le nombre Mach M_j est déduit du NPR avec l'équation (1.13) :

$$M_j = \left[\frac{2}{\gamma-1} \left(\text{NPR}^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right) \right]^{1/2}$$

La température totale T_t est mesurée dans la conduite à l'aide d'un thermocouple de type K. Deux thermocouples sont placés aux mêmes points que les prises de pression statique dans la conduite,

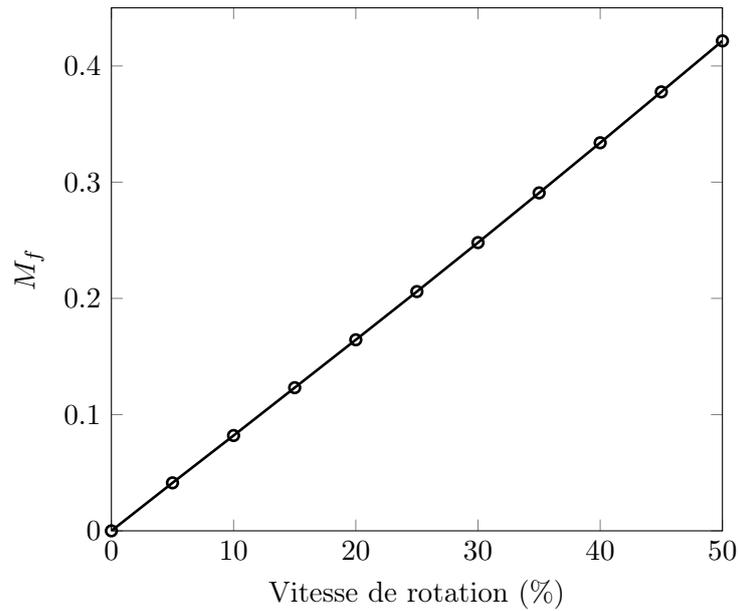


FIGURE 1.6 – Nombre de Mach de l'écoulement secondaire en fonction de la vitesse de rotation du ventilateur

mais dans la pratique on utilise que le thermocouple placé à $15D$ de la section de sortie de la tuyère. Un thermocouple à $150D$ peut cependant être utilisé afin de vérifier l'état adiabatique de l'écoulement dans la conduite. La température du jet T_j est alors déduite en utilisant l'équation (1.7).

1.3.6 Estimation du nombre de Mach de l'écoulement secondaire

Le point de fonctionnement de l'écoulement secondaire est connu grâce à une étape de calibration réalisée in situ. Elle consiste à faire varier la vitesse de rotation du ventilateur, et à estimer le nombre de mach en sortie de tuyère grâce à une mesure de pression statique et totale. Le nombre de Mach obtenu est noté M_f pour *Mach of flight*. La courbe de calibration obtenue est présentée en figure 1.6.

2 Principes théoriques de la diffusion Rayleigh et applications

Les propriétés de la diffusion Rayleigh sont utilisées en mécanique des fluides afin de pouvoir caractériser de manière non intrusive les écoulements étudiés. On se propose ici de décrire ce processus de diffusion de la lumière par un ensemble de molécules éclairées par un faisceau laser et d'explicitier le modèle utilisé pour rendre compte de ce processus. La diffusion Rayleigh apparaît lorsque la taille des molécules est petite devant la longueur d'onde lumineuse. Le modèle de diffusion Rayleigh est soumis à deux limitations (van de Hulst, 1981). Premièrement, on se place dans le cas d'une diffusion indépendante, c'est-à-dire qu'on considère la diffusion comme étant incohérente. On ne prend donc pas en compte les relations de phase entre les contributions venant de particules multiples, et l'intensité de la lumière diffusée par différentes particules peut être additionnée sans regard envers la phase. Deuxièmement, on ne considère que la diffusion unique, en négligeant les effets de la diffusion multiple. La seule source de lumière pour une particule diffusante provient du champ incident. La lumière diffusée par une particule adjacente n'est donc pas considérée comme ayant une contribution suffisante sur les particules voisines pour être une source de lumière.

La section 2.1 présente le lien entre l'intensité totale diffusée et le nombre de molécules diffusantes, ce qui permet de mesurer la masse volumique dans un volume donné. Par ailleurs, l'étude de son spectre donne accès à la température et à la vitesse, grâce à la forme et à la fréquence centrale de la raie de diffusion, comme montré en section 2.2.

2.1 Intensité de la lumière diffusée

2.1.1 Principes physiques de la mesure de masse volumique par diffusion Rayleigh

Nous considérons ici un modèle de molécules à symétrie sphérique qui sera complétée par des corrections pour tenir compte de la forme non sphérique des molécules dans l'air. Le champ lumineux incident est un champ électrique perpendiculaire à son vecteur de propagation \vec{k}_0 et aligné avec sa direction de polarisation (Miles *et al.*, 2001), comme illustré figure 2.1. Les molécules excitées

sont supposées se comporter comme des dipôles hertziens, c'est-à-dire des dipôles oscillants infiniment petits. Dans le cas d'un dipôle plus grand que la longueur d'onde, c'est la théorie de Mie qui s'appliquerait. Puisque l'on considère une molécule à symétrie sphérique, le moment dipolaire \vec{p} , qui caractérise l'intensité et l'orientation du dipôle, est induit dans la même direction que la polarisation du champ incident, et est linéairement proportionnel au champ électrique incident \vec{E}_0 . Le facteur de proportionnalité est la polarisabilité α . Ainsi :

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}_0 \quad (2.1)$$

La densité numérique \mathcal{N} , qui est le nombre de molécules par unité de volume, s'exprime avec la masse volumique ρ , le nombre d'Avogadro N_a et la masse molaire M du milieu comme :

$$\mathcal{N} = \rho \frac{N_a}{M} \quad (2.2)$$

Le moment dipolaire volumique dans un fluide contenant \mathcal{N} molécules dans un mètre cube, peut être défini comme suit :

$$\vec{p} = \mathcal{N} \alpha \vec{E}_0 \quad (2.3)$$

Cependant, l'air étant constitué de plusieurs espèces chimiques, et la polarisabilité étant différente pour chaque espèce, on utilise la polarisabilité moyenne afin d'avoir un point de vue macroscopique. Cette notion s'applique si le volume sondé contient suffisamment de molécules (Born et Wolf, 1975). Un gaz parfait dans des conditions thermodynamiques normales contient approximativement 10^{16} molécules par millimètre cube (Mercier, 2017). Ce volume est représentatif du volume sondé dans notre cas, ce qui justifie l'utilisation d'une polarisabilité moyenne.

Pour les molécules sphériques, la polarisabilité α dépend de l'indice de réfraction μ du milieu et de la densité numérique \mathcal{N} . Elle est exprimée par la formule de Lorentz-Lorenz :

$$\alpha = \frac{3}{4\pi\mathcal{N}} \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} \quad (2.4)$$

La dépendance du terme $(1/\mathcal{N})[(\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 2)]$ par rapport à la densité est négligeable, car α doit être une propriété de l'atome ou de la molécule individuelle (Miles *et al.*, 2001). Par conséquent, \mathcal{N} devrait être proportionnel à $(\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 2)$. Ceci conduit à observer que lorsque μ tend vers 1, $(\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 2)$ tend vers $2(\mu - 1)/3$. À partir de l'expression (2.2) de \mathcal{N} , il est possible avec l'équation (2.4) de retrouver la relation de Gladstone-Dale $(\mu - 1) \propto \rho$ (Mercier, 2017).

Le champ électrique lointain rayonné par un tel dipôle prend la forme d'une onde sphérique. Le champ électrique diffusé \vec{E}_s est perpendiculaire au vecteur d'onde de la diffusion \vec{k}_s et se trouve dans le plan du moment dipolaire et de \vec{k}_s . La norme d'un tel champ électrique dépend de la

distance à l'observateur et est donnée par :

$$|\vec{E}_s| = \frac{\omega^2 \mu_0 |\vec{p}|}{4\pi r} \sin \psi, \quad (2.5)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide et ω la pulsation du champ diffusé. La perméabilité du vide sera ici exprimée comme le produit inverse de la vitesse c de la lumière dans le vide au carré et de la permittivité du vide ϵ_0 , $\mu_0 = 1/(\epsilon_0 c^2)$. L'angle d'observation par rapport au moment dipolaire \vec{p} est noté ψ . Le dipôle se comporte comme un oscillateur harmonique. La dépendance en $\sin \psi$ est une projection de l'amplitude du moment dipolaire apparent, dans la direction de l'observation. Ainsi, pour un observateur dans l'axe du moment dipolaire, le champ rayonné est nul. L'intensité I_s du champ électrique diffusé est donc donnée par :

$$I_s = \frac{\epsilon_0 c |\vec{E}_s|^2}{2}. \quad (2.6)$$

En remplaçant l'expression de $|\vec{E}_s|$ dans l'équation. (2.6), la longueur d'onde dans le vide $\lambda = 2\pi c/\omega$ apparaît. Ainsi, l'intensité de la lumière diffusée par un seul dipôle oscillant est :

$$I_s = \frac{\pi^2 c |\vec{p}|^2 \sin^2 \psi}{2\epsilon_0 \lambda^4 r^2}, \quad (2.7)$$

L'intensité varie avec le sinus au carré de l'angle ψ , avec un maximum pour $\psi = 90^\circ$, comme représenté sur la figure 2.1. En remplaçant $|\vec{p}|^2$ par $\alpha^2 |\vec{E}_0|^2$ avec $I_0 = (\epsilon_0 c/2) |\vec{E}_0|^2$, on peut exprimer l'intensité de diffusion pour une molécule en fonction de l'intensité lumineuse incidente :

$$I_s = \frac{\pi^2 \alpha^2}{\epsilon_0^2 \lambda^4 r^2} I_0 \sin^2 \psi \quad (2.8)$$

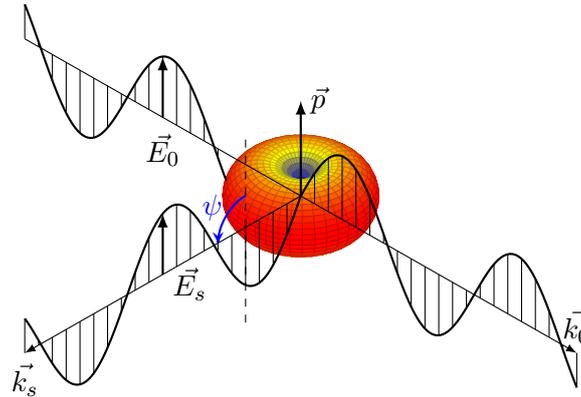


FIGURE 2.1 – Intensité diffusée en fonction de ψ , l'angle entre le moment dipolaire \vec{p} et le vecteur d'onde \vec{k}_s . Les champs lumineux incident et diffusé sont notés \vec{E}_0 et \vec{E}_s respectivement.

On introduit aussi une section efficace de diffusion différentielle qui relie l'intensité du champ incident à l'intensité du champ diffusé. Cette section de diffusion différentielle s'exprime en fonction des caractéristiques de la molécule à travers la polarisabilité α , l'angle ψ et la longueur d'onde du laser incident λ :

$$\frac{\partial \sigma_s}{\partial \Omega} = \frac{\pi^2 \alpha^2}{\varepsilon_0^2 \lambda^4} \sin^2 \psi \quad (2.9)$$

Cette expression est valable pour une lumière incidente polarisée, diffusée par une molécule sphérique.

Il est notable que l'intensité de diffusion varie avec λ^{-4} , ce qui signifie que pour des molécules identiques, l'énergie diffusée serait 16 fois plus élevée pour un laser Nd-YAG à fréquence doublée (532 nm) que pour le même laser dans l'infrarouge (1064 nm).

Dans le cas général, les molécules n'étant pas sphériques, la polarisabilité ne peut être exprimée sous la simple forme d'un scalaire. Cependant, Cabannes (1920) a introduit un facteur correctif dans le cas particulier où $\psi = 90^\circ$. La section efficace de diffusion différentielle peut alors être corrigée en tenant compte de l'anisotropie. La section efficace de diffusion différentielle corrigée pour $\psi = 90^\circ$ est alors définie comme $\partial \sigma^\perp / \partial \Omega$. L'intensité diffusée est alors finalement liée à l'intensité incidente par :

$$I_s = \frac{\partial \sigma^\perp}{\partial \Omega} \frac{1}{r^2} \sin^2(\psi) I_0 \quad (2.10)$$

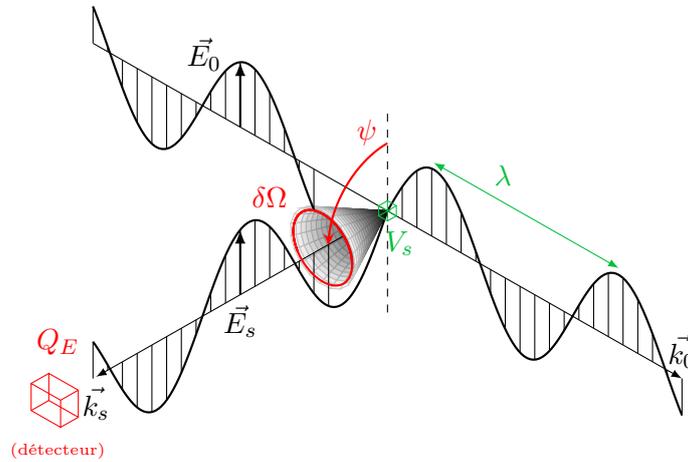


FIGURE 2.2 – Diagramme de la mesure d'intensité de la diffusion Rayleigh. La longueur d'onde λ et la taille du volume sondé V_s dépendent du faisceau laser utilisé. L'angle de polarisation ψ , l'angle de collecte $\delta\Omega$ et l'efficacité Q_E du capteur caractérisent l'optique de collection.

La chaîne de mesure est constituée d'un collecteur optique qui couvre un angle solide $\delta\Omega$, comme représenté sur la figure 2.2. Afin d'obtenir une expression de la puissance collectée P_{si} provenant d'une molécule, l'intensité de la lumière diffusée par une molécule (2.10) est intégrée sur l'angle solide $\delta\Omega$:

$$P_{si}(\delta\Omega) = \frac{1}{r^2} \iint_{\delta\Omega} \frac{\partial \sigma^\perp}{\partial \Omega} \sin^2(\psi) I_0 r^2 dS \quad (2.11)$$

En considérant $\delta\Omega$ petit devant la surface de la sphère dS , cela conduit à :

$$P_{si} = \frac{\partial\sigma^\perp}{\partial\Omega} \partial\Omega \sin^2(\psi) I_0 \quad (2.12)$$

La mesure est effectuée sur un volume sondé V_s qui contient $\mathcal{N}V_s$ molécules. La puissance diffusée est égale à la somme de la contribution de chaque molécule individuelle, comme énoncé précédemment. Elle conduit à :

$$P_s = \mathcal{N}V_s \frac{\partial\sigma^\perp}{\partial\Omega} \partial\Omega \sin^2(\psi) I_0 \quad (2.13)$$

De plus, l'énergie d'un photon est égale à hc/λ , avec h la constante de Planck. La puissance détectée peut être exprimée à l'aide du flux de photons Φ (photon.s⁻¹) arrivant sur un détecteur. En remplaçant \mathcal{N} par son expression dans l'équation (2.2), le flux de photons collectés Φ est donné par :

$$\Phi = \delta\Omega V_s \frac{\lambda}{hc} \frac{N_a}{M} \frac{\partial\sigma^\perp}{\partial\Omega} \rho \sin^2(\psi) I_0 \quad (2.14)$$

Dans un contexte expérimental, il faut prendre en compte l'efficacité quantique Q_E du détecteur, c'est-à-dire la probabilité pour le capteur de détecter un photon incident. Nous exprimons alors le flux de photons détectés Φ_d comme :

$$\Phi_d = Q_E \delta\Omega V_s \frac{\lambda}{hc} \frac{N_a}{M} \frac{\partial\sigma^\perp}{\partial\Omega} \rho \sin^2(\psi) I_0 \quad (2.15)$$

Cette expression met en évidence le fait que la densité du volume sondé est liée linéairement au flux de photons détecté Φ_d . En effet, les paramètres $V_s(\lambda/hc)I_0$ sont dépendants du laser, et donc constants. Les caractéristiques de l'observation ($Q_E \delta\Omega \sin^2(\psi)$) sont également constantes, et enfin si le milieu n'est pas réactif, les propriétés chimiques du gaz $(N_a/M)(\partial\sigma^\perp/\partial\Omega)$ sont elles-aussi constantes. Dans ces conditions, une relation linéaire existe donc entre le flux de photons Φ_d et la densité ρ que l'on exprime sous la forme :

$$\Phi_d = \kappa\rho + \Phi_{\text{amb}} \quad (2.16)$$

avec Φ_{amb} le flux de photons imputable à la luminosité ambiante, et κ , un terme constant.

2.1.2 Historique des applications de mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh

Les mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh sont utilisées depuis les années 1970 dans des écoulements réactifs (Robben, 1975). En utilisant la loi des gaz parfaits, des mesures de température ont été effectuées d'abord par Pitz *et al.* (1976) et ensuite par Dibble et Hollenbach (1981). Kreisler *et al.* (1980) réalise des mesures ponctuelles de masse volumique dans des jets de diazote à très haut nombre de Mach. Des mesures dans un plan sont par la suite obtenues

grâce à un laser pulsé. Un unique pulse autorise la visualisation d'un plan dans un jet composé de fréon, qui est caractérisé par une large section de diffusion (Escoda et Long, 1983). Un laser délivrant un haut niveau d'énergie par pulse est également utilisé (Long *et al.*, 1985). Un laser ultraviolet permet d'augmenter l'intensité de la diffusion, et est utilisé pour une mesure dans le plan (Fiedler *et al.*, 1997; Dam *et al.*, 1998).

La première mesure ponctuelle de fluctuations de masse volumique est réalisée par Richards et Pitts (1993) pour l'étude de la turbulence dans un jet libre subsonique. Panda et Seasholtz (1998) utilisent le même principe, appliqué à des jets supersoniques sous-détendus. Des mesures moyennes de masse volumique, et moyennées en phase avec le screech apportent une compréhension de la génération du screech. Ils présentent par ailleurs une méthode de calibration du dispositif, en faisant le lien entre la masse volumique et le nombre de Mach, grâce aux relations isentropiques des jets. Le système d'acquisition est par la suite modifié par Panda *et al.* (2001) et admet un meilleur rapport signal sur bruit. Cela permet la mesure de spectres de masse volumique dans la couche de mélange d'un jet compressible. Des mesures de masse volumique corrélées avec le champ acoustique sont réalisées par Panda et Seasholtz (2002). Un système à deux chaînes d'acquisition indépendantes permet la mesure de la corrélation entre deux points de la masse volumique dans des jets à Mach 0.98, 1.4 et 1.8. Cela amène à l'estimation de l'échelle de longueur intégrale et du nombre de Mach convectif. En 2007, les sources de bruit basses fréquences sont identifiées dans des jets chauffés, grâce à la corrélation entre la masse volumique et le champ acoustique lointain (Panda, 2007). Des spectres de température sont obtenus avec la mesure de masse volumique dans des couches limites incompressibles chauffées par Panda (2016). Ils sont comparées avec succès aux spectres obtenus dans ces mêmes couches limites grâce à la mesure par fil froid. Mercier *et al.* (2018a) réalisent par la suite des corrélations croisées conditionnelles entre la masse volumique et le champ acoustique lointain de jets subsoniques et supersoniques. Cela permet d'identifier la signature des événements turbulents liés à l'émission de bruit dans la direction aval. La corrélation croisée entre des mesures de masse volumique dans le cône potentiel d'un jet à Mach 0.97 et le champ acoustique proche (Fagan et Zaman, 2020) a pour objectif de caractériser la propagation des ondes guidées dans l'écoulement potentiel du jet.

2.2 Contenu spectral de la lumière diffusée

La diffusion Rayleigh est décrite comme un phénomène élastique, ce qui signifie que ce processus ne modifie pas l'énergie interne de la molécule. Les décalages de fréquence entre la lumière incidente et la lumière diffusée proviennent du mouvement de translation des molécules. Le spectre de la lumière diffusée et ses différences par rapport au contenu spectral de la lumière incidente est donc représentatif du mouvement des molécules. Pour un écoulement non réactif, les principales sources indépendantes de mouvement sont l'agitation thermique et la vitesse globale des molécules. Ainsi, l'analyse du spectre de la lumière issue de la diffusion Rayleigh permet d'estimer la température et la vitesse de l'ensemble des molécules diffusant la lumière. Nous présentons ici

une analyse et une description du spectre de diffusion Rayleigh, dont le but est de déterminer l'influence de la température du gaz diffusant et de sa vitesse sur le spectre de diffusion.

2.2.1 Spectre de la diffusion Rayleigh

2.2.1.1 Propagation du champ diffusé par une particule

La géométrie du problème de diffusion est représentée sur la figure 2.3. L'angle d'observation de la diffusion est noté χ_s . Considérons le champ électrique incident $E_0(\vec{r}, t)$ d'amplitude E :

$$E_0(\vec{r}, t) = E e^{i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.17)$$

Le champ incident est diffusé par une unique particule. On appelle \vec{k}_s le vecteur de propagation du champ diffusé depuis la particule situé en \vec{r} jusqu'au point d'observation situé en \vec{r}' , et \vec{k}_0 le vecteur de propagation du champ incident. Les normes des vecteurs d'onde \vec{k}_0 de la lumière incidente, et celle de la lumière diffusée \vec{k}_s dans la direction d'observation sont très proches. Les longueurs d'onde correspondantes sont donc telles que $\lambda_0 \simeq \lambda_s$. De plus :

$$\vec{k}_s \simeq k_0 \vec{n} \quad (2.18)$$

avec \vec{n} la direction de l'observateur. Le déphasage β est fonction de l'ensemble du chemin optique, de la source au diffuseur et du diffuseur à l'observateur :

$$\beta = \vec{k}_0 \cdot \vec{r} + \vec{k}_s \cdot (\vec{r}' - \vec{r}) \quad (2.19)$$

Par conséquent, le champ diffusé $E_s(\vec{r}', t)$ s'exprime comme suit :

$$E_s(\vec{r}', t) = E e^{i[\beta - \omega t]} = E e^{i[k_0 \cdot \vec{r} + \vec{k}_s \cdot (\vec{r}' - \vec{r}) - \omega t]} \quad (2.20)$$

Le développement suivant s'appuie sur le vecteur \vec{K} représentant l'interaction entre la lumière incidente et la lumière diffusée. Il est la bissectrice du vecteur d'onde de la lumière incidente et diffusée (Miles *et al.*, 2001), défini par :

$$\begin{aligned} \vec{K} &= \vec{k}_s - \vec{k}_0 \\ K &= |\vec{K}| = \frac{4\pi}{\lambda_0} \sin(\chi_s/2) \end{aligned} \quad (2.21)$$

La longueur d'onde associée $\lambda_i = [\lambda_0/2 \sin(\chi_s/2)]$ est appelée longueur d'onde d'interaction. Comme énoncé en section 2.1, on ne considère pas une unique particule mais un ensemble de particules diffusantes. Ainsi le spectre de la diffusion est issu de la somme des contributions individuelles de chaque molécules. Les effets sur le spectre de la lumière diffusée induits par la température ou la vitesse de l'ensemble des particules diffusantes sont considérés dans ce qui suit.

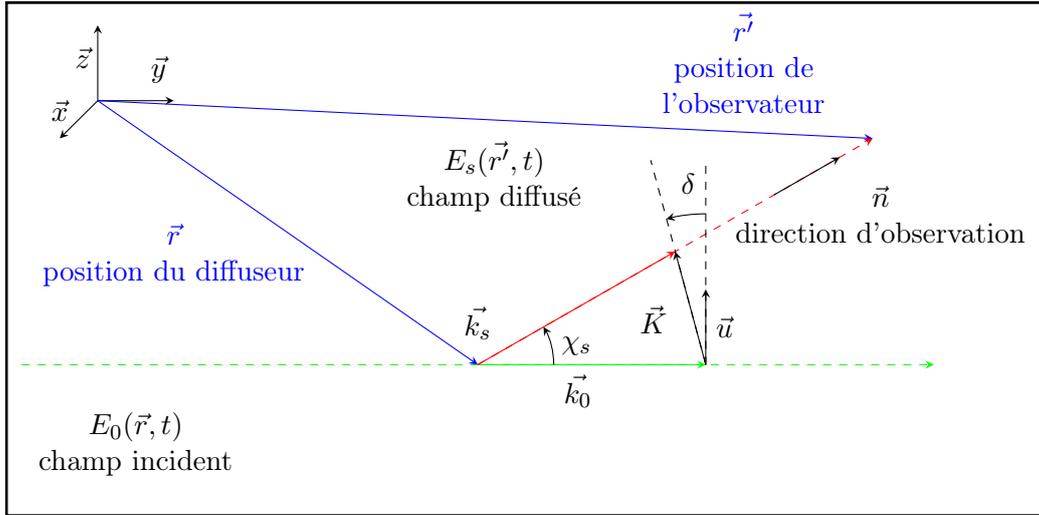


FIGURE 2.3 – Diagramme vectoriel de diffusion. λ_0 et λ_s sont les longueurs d'ondes de la lumière incidente et diffusée respectivement, avec k_0 et k_s leur nombre d'onde associé, \vec{u} et \vec{K} sont la vitesse et le vecteur d'interaction.

2.2.1.2 Effets de la température de l'écoulement

L'effet de la température sur la forme du spectre de la lumière diffusée dépend fortement du régime du gaz, tel que décrit dans la théorie cinétique des gaz (Boley *et al.*, 1972). Ces régimes sont distingués en fonction de la valeur d'un paramètre adimensionnel, noté y , correspondant au rapport entre la longueur d'onde d'interaction λ_i et le parcours libre moyen l_n des molécules. Il est donc l'inverse du nombre de Knudsen. Ce paramètre est utilisé pour prédire la forme du spectre de la lumière diffusée en fonction de paramètres d'écoulement donnés dans le modèle Tenti S6 (Tenti *et al.*, 1974), qui est connu pour être le modèle le plus précis (Gu *et al.*, 2013). Il peut être exprimé comme suit :

$$y = \frac{\mathcal{N}k_B T}{\sqrt{2}K u_0 \eta} \quad (2.22)$$

où la vitesse $u_0 = \sqrt{k_B T / m}$ est la moyenne quadratique de la vitesse de chaque molécule liée à l'agitation thermique, m est la masse de la molécule, k_B la constante de Boltzmann et η est la viscosité dynamique du gaz, dont la dépendance vis-à-vis de la température est exprimée par la formule de Sutherland (1893) :

$$\eta = \eta_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T_0 + S}{T + S} \right) \quad (2.23)$$

avec $\eta_0 = 1.716 \cdot 10^{-5} \text{ N.s.m}^{-2}$, $T_0 = 273 \text{ K}$ et $S = 111 \text{ K}$.

Les courbes présentées en figure 2.4, calculées avec le modèle Tenti S6 à la pression atmosphérique, montrent un exemple de spectres dans les différents régimes ($y=0,59$, $y=0,80$, $y=1,15$).

Le premier régime est appelé régime de Knudsen, ou régime sans collision. Le parcours libre moyen

des molécules est plus grand que la longueur d'onde d'interaction, donc $y \ll 1$. Il correspond à une faible densité ou à une température élevée du gaz. Dans ce régime, le mouvement thermique non corrélé des molécules fournit un spectre qui a une forme gaussienne. On l'appelle la ligne de Rayleigh thermiquement élargie. Pour un gaz de température absolue T dans le régime de Knudsen, l'expression de l'élargissement du spectre dû à la température est donnée par la largeur totale à mi-hauteur de la gaussienne $\Delta\nu_T$ (Miles *et al.*, 2001) :

$$\Delta\nu_T = \frac{K}{2\pi} \sqrt{\frac{8k_B T \ln(2)}{m}} \quad (2.24)$$

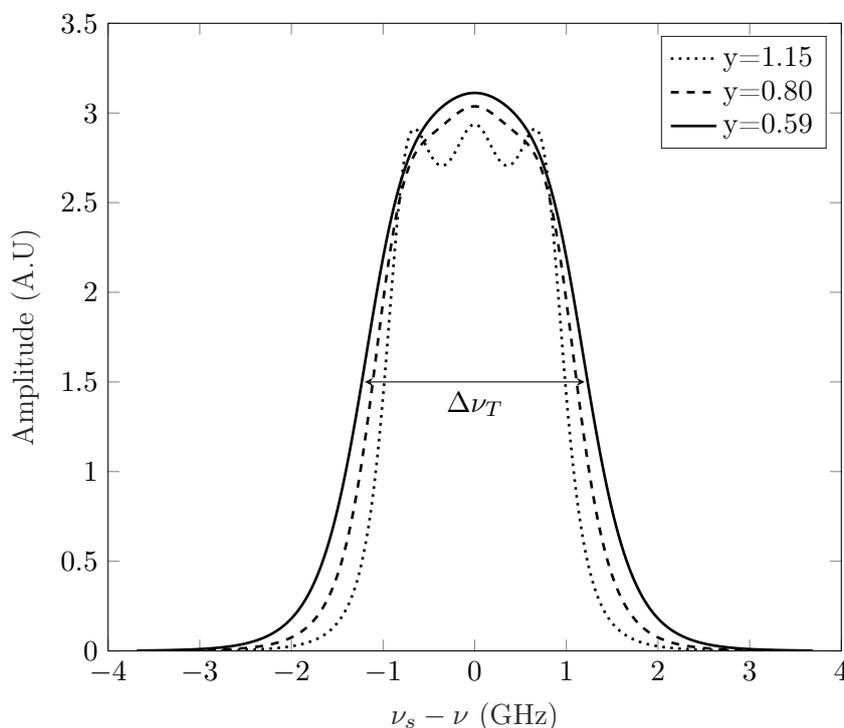


FIGURE 2.4 – Spectres centrés sur la fréquence du laser, de la diffusion Rayleigh dans l'air à la pression atmosphérique, calculés avec le modèle S6. — $T=373$ K ($y=0,59$), - - - $T=293$ K ($y=0,80$), ... $T=223$ K ($y=1.15$)

Le second régime correspond au régime cinétique associé à la haute pression ou à la basse température. On s'attend à un parcours libre moyen plus court, qui devient alors du même ordre que la longueur d'onde d'interaction. Cela signifie que y est proche de l'unité. Dans ce régime, les fluctuations de masse volumique commencent à contribuer à la forme du spectre. L'origine de ces fluctuations de masse volumique correspond à des ondes acoustiques à l'intérieur du volume sondé. Ceci fait apparaître des bandes latérales, nommées lignes de diffusion Brillouin-Mandel'shtan. Celles-ci sont fortement marquées dans les milieux à haute pression. Dans ce travail, et dans la plupart des applications aérodynamiques, le régime du gaz étudié est le régime cinétique (Mielke *et al.*, 2006; Panda, 2020). Ceci justifie l'utilisation d'un modèle de diffusion qui peut transcrire les caractéristiques de la forme spectrale.

Le troisième et dernier régime débute lorsque la longueur d'interaction λ_i est supérieure au parcours libre moyen. C'est le régime hydrodynamique, pour lequel y est supérieur à l'unité. Le spectre de la lumière diffusée est alors composé de trois pics ayant une forme lorentzienne. Les bandes latérales acoustiques sont situées au niveau du décalage de fréquence associé à la vitesse du son dans le milieu. Comme la vitesse du son est liée à la température, ces bandes latérales peuvent être utilisées pour déterminer la température dans l'écoulement. Le pic central est associé au taux de diffusion thermique et est également important, puisque le rapport entre l'intensité totale du pic central et l'intensité totale des bandes latérales, pour un gaz à un seul composant, est de $\gamma - 1$, γ étant le rapport de chaleur spécifique.

Dans le modèle Tenti S6, la fréquence ν_s de la lumière diffusée est généralement normalisée et exprimée comme une fréquence sans dimension notée x et définie comme suit :

$$x = \frac{2\pi(\nu_s - \nu)}{\sqrt{2}Ku_0} \quad (2.25)$$

qui est centrée sur la fréquence de la lumière incidente ν . Cette normalisation permet d'exprimer ν_s en fonction de son décalage par rapport à ν et non en fréquence absolue, qui est généralement très élevée. Typiquement, $\nu \simeq 10^{14}$ Hz, $\nu_s - \nu \simeq 10^9$ Hz et $x \simeq 1$.

Le modèle S6 considère le gaz comme une seule espèce et avec des particules sphériques. Ses entrées sont les propriétés du gaz, telles que la viscosité de cisaillement η , la viscosité apparente η_b et la conductivité thermique. Celles-ci peuvent être celles de l'azote pur (Panda, 2020), même si l'oxygène et d'autres gaz sont également présents dans l'air. Cependant, l'air peut être considéré comme un gaz à un seul composant avec des valeurs mises à l'échelle en fonction de la température pour les coefficients de transport macroscopiques pertinents (Gu *et al.*, 2013). Pour une composition gazeuse fixe avec cette hypothèse, la forme spectrale de la lumière diffusée ne dépend que de la température T .

2.2.1.3 Effets de la vitesse de l'écoulement

En plus du mouvement à petite échelle lié aux effets de la température, il peut y avoir des mouvements moyens liés à la convection des molécules, comme dans le cas d'un gaz s'écoulant avec une vitesse \vec{u} . On considère que l'ensemble des particules diffusantes se déplacent à cette vitesse. On simplifie alors le problème en utilisant un diffuseur représentatif d'un ensemble de particules, et de propriétés équivalentes à cet ensemble. Le champ diffusé est réécrit pour un diffuseur unique et en utilisant le vecteur \vec{K} :

$$E_s(\vec{r}', t) = E_s e^{i[\vec{k}_s \cdot \vec{r}' - \omega t]} e^{-i\vec{K} \cdot \vec{r}} \quad (2.26)$$

Le premier terme décrit la propagation du champ diffusé. Nous définissons le second terme comme :

$$s(\vec{K}, t) = e^{-i\vec{K}\cdot\vec{r}} \quad (2.27)$$

La position du diffuseur dépend maintenant du temps. Par conséquent :

$$\vec{r}(t) = \vec{r}(0) + \vec{u}t \quad (2.28)$$

$s(\vec{K}, t)$ s'exprime donc comme :

$$\begin{aligned} s(\vec{K}, t) &= e^{-i\vec{K}\cdot\vec{r}(t)} \\ &= e^{-i\vec{K}\cdot\vec{u}t} e^{-i\vec{K}\cdot\vec{r}(0)} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Introduisons U_K la vitesse projetée sur \vec{K} :

$$U_K = \frac{\vec{K} \cdot \vec{u}}{K} \quad (2.30)$$

En l'introduisant dans l'équation (2.29), on obtient :

$$s(\vec{K}, t) = e^{-i(|\vec{K}|U_K t)} s(\vec{K}, 0) = e^{-i\left(2\pi \frac{U_K}{\lambda_i} t\right)} s(\vec{K}, 0) \quad (2.31)$$

Le premier terme décrit la dynamique du diffuseur considéré, et donc des molécules passant dans le volume où la lumière est diffusée. Il est représentatif d'un effet Doppler. La fréquence du décalage Doppler est le rapport de la composante de vitesse U_K sur la longueur d'onde λ_i :

$$\Delta\nu = \frac{U_K}{\lambda_i} = \frac{2U_K}{\lambda_0} \sin(\chi_s/2) \quad (2.32)$$

De manière équivalente, nous pouvons définir un angle δ entre \vec{u} et \vec{K} tel que représenté sur la figure 2.3. Le décalage de fréquence peut alors être reformulé comme suit :

$$\Delta\nu = \frac{2U}{\lambda_0} \cos(\delta) \sin(\chi_s/2) \quad (2.33)$$

Pour une configuration pratique où $\chi_s = 90^\circ$ et \vec{K} colinéaire avec \vec{u} , la relation précédente devient :

$$\Delta\nu = \frac{\sqrt{2}}{\lambda_0} U \quad (2.34)$$

Le paramètre x est alors redéfini pour prendre en compte ce décalage Doppler, ce qui conduit à :

$$x = \frac{2\pi(\nu_s^* - \nu)}{\sqrt{2}K u_0} \quad (2.35)$$

où $\nu_s^* = \nu_s + \Delta\nu$. L'effet d'un décalage Doppler sur le spectre induit par une vitesse d'écoulement de 260 m/s est représenté sur la figure 2.5. Comparé au spectre de la figure 2.4 pour la même tem-

pérature, l'ensemble du spectre est maintenant décalé en fréquence de $\Delta\nu$. Cette règle s'applique à toute particule dans l'écoulement qui diffuse la lumière, comme de la poussière (indésirable pour l'étude de la diffusion Rayleigh).

En introduisant la longueur d'onde de la lumière diffusée par les molécules soumises à ce mouvement convectif, $\lambda_s = c/\nu_s^*$, l'équation (2.35) peut être réécrite pour faire apparaître le rapport entre la longueur d'onde λ_0 de la lumière incidente et λ_s :

$$f(x) = \frac{\lambda_s}{\lambda_0} = \left(1 + \frac{\sqrt{2}Ku_0}{2\pi\nu_0}x\right)^{-1} \quad (2.36)$$

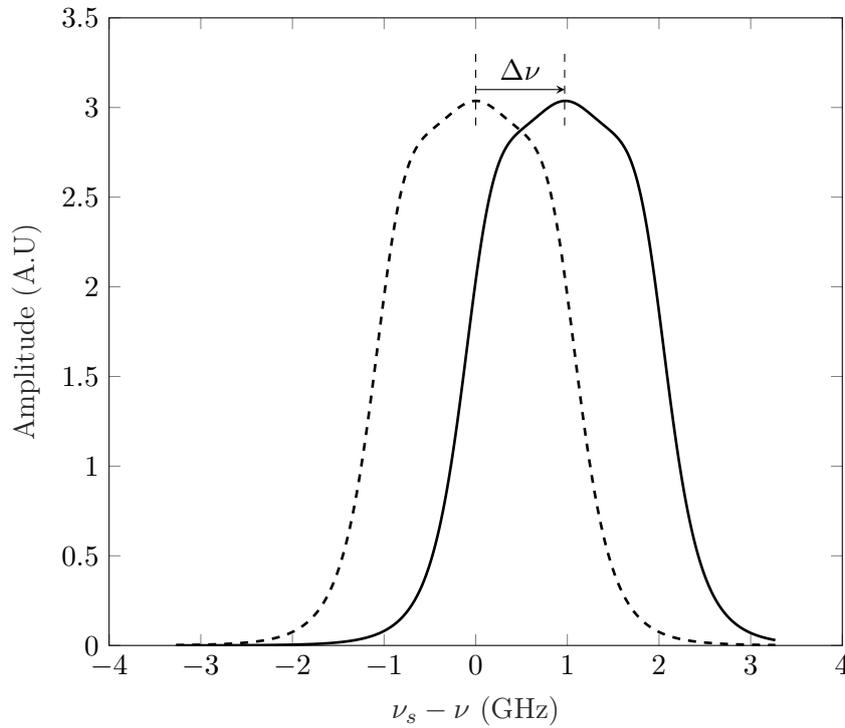


FIGURE 2.5 – Spectre de diffusion Rayleigh calculé avec le modèle Tenti S6 pour l'air à $T=293\text{ K}$ à la pression atmosphérique. Le décalage Doppler $\Delta\nu$ correspond à une vitesse de $260\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Enfin, le spectre S_R de la lumière diffusée par Rayleigh à partir de molécules dans un écoulement aux propriétés chimiques connues ne dépend que de deux paramètres, x et y . Par conséquent, la lumière diffusée, dont le contenu spectral est prévisible, conduit à la vitesse U et à la température T des molécules diffusant la lumière.

2.2.2 Techniques et applications des mesure spectrales de la diffusion Rayleigh

La plupart des mesures du spectre de diffusion Rayleigh appliquées à la mécanique des fluides ont pour but de déterminer la vitesse et la température dans des jets à haute vitesse, ou dans des écoulements en combustion. Des mesures de températures et de masse volumiques sont ob-

tenues par Pitz *et al.* (1976) dans une flamme d'hydrogène. Seasholtz (1991) réalise des mesures de vitesse ponctuelles dans des jets de Mach 0.2, 1, 2 et 4, et Miles *et al.* (1991) font des mesures de vitesse dans le plan. L'année suivante, Lock *et al.* (1992) réalisent des profils de température et de densité dans un écoulement de nitrogène à 600 K. Des mesures similaires sont réalisées par Shirley et Winter (1993) dans un écoulement à Mach 2. Des mesures LIDAR sont effectuées par Tepley *et al.* (1993) afin d'estimer la vitesse des vents atmosphériques à 80 km d'altitude. Bien que les mesures spectrales de diffusion Rayleigh soient majoritairement employées dans un mélange gazeux, Snyder *et al.* (1993) réalisent des mesures de vitesse et de température dans un jet plasma d'argon. En 1995, des mesures dans le plan de vitesse et de température sont faites par Seasholtz (1995) dans un jet à Mach 2. Forkey *et al.* (1996) étend la méthode à des mesures de pression dans le plan, conjointement à la détermination de la vitesse et de la température. Des mesures simultanées de température, vitesse et densité sont effectuées par Mielke *et al.* (2005) grâce à l'analyse conjointe du spectre et de l'intensité de la lumière diffusée. L'acquisition à une fréquence de 10 kHz de la vitesse, température et densité est accomplie l'année suivante (Mielke *et al.*, 2006). Le dispositif est amélioré par la suite pour admettre une fréquence d'acquisition de 32 kHz. Cependant les erreurs commises sur les estimations individuelles de la température normalisée par la différence entre la température du jet et la température ambiante, et de la vitesse sont respectivement de 20 % et 30 m/s. En 2017, Doll *et al.* (2017a) mettent en œuvre des mesures de température dans une chambre de combustion pour la première fois. Panda (2020) réalise des mesures similaires à celles de Mielke *et al.* (2006), mais utilise un dispositif bien plus compact, et réduit les erreurs de mesure à 7 m/s et 5 K. La fréquence d'acquisition est augmentée à 100 kHz par Cutler *et al.* (2020), qui réalise des mesures simultanées de température et de vitesse dans des jets supersoniques sous-détendus. Par ailleurs, des corrélations en deux points sont réalisées, et permettent d'estimer les échelles intégrales de longueur de la turbulence.

Le spectre de la diffusion de la lumière a une largeur de quelques GHz, et la fréquence de la lumière incidente est de l'ordre de 10^{14} Hz. Pour extraire les caractéristiques spectrales permettant de déduire la vitesse et la température, il faut un spectromètre dont la résolution soit de l'ordre de 0.1 GHz. Cela sera détaillé en Section 3.2.2.3. Il se distingue ici deux approches principales. La première approche, appelée *Filtered Rayleigh Scattering* (FRS), consiste à utiliser un filtre moléculaire, dont une des raies d'absorption est suffisamment étroite, et à la même fréquence que la lumière diffusée (Miles *et al.*, 1991; Forkey *et al.*, 1996; Doll *et al.*, 2017b, 2022). Une cuve à vapeur d'iode est souvent utilisée, car la raie d'absorption de l'iode à 532 nm, correspondant à la fréquence des laser ND : Yag doublée, est suffisamment étroite. Les variations de la forme du spectre dues à la température et à la vitesse se traduisent par une proportion plus ou moins importante de la lumière absorbée par le filtre. Ainsi, la forme du spectre peut être estimée en comparant l'intensité de la lumière collectée avec et sans filtre.

La deuxième approche, appelée *Interferometric Rayleigh Scattering* (IRS), consiste à utiliser un

interféromètre de Fabry-Perot (Seasholtz *et al.*, 1997; Panda, 2020; Cutler *et al.*, 2020; Mielke *et al.*, 2005). Ce dernier produit un interférogramme sous la forme de franges concentriques, qui est généralement capturé à l'aide d'une caméra. Cependant, un dispositif optique spécifique (dissecteur d'images) couplé à des photomultiplicateurs permet de mesurer l'intensité lumineuse dans des régions concentriques de l'interférogramme, et ainsi reconstruire un spectre de diffusion Gaussien (Mielke et Elam, 2009). Les mesures sont généralement ponctuelles, mais un système multi-faisceaux peut permettre des mesures dans le plan (Sheng *et al.*, 2017). Les techniques existantes pour analyser l'interférogramme s'appuient sur un modèle de diffusion Rayleigh. Une approche repose sur l'analyse de l'interférogramme pixel par pixel (Mielke-Fagan *et al.*, 2010; Estevadeordal *et al.*, 2018; Panda, 2020; Cutler *et al.*, 2020). Elle vise à comparer la valeur donnée par chaque pixel à un équivalent modélisé, évaluée à la position de chaque pixel. Une autre approche s'inspire de la technique de sommation annulaire (Coakley *et al.*, 1996) qui tire parti de la symétrie circulaire d'un interférogramme. Ce dernier est divisé en plusieurs régions concentriques, et les données moyennées qui en résultent sont utilisées. Chaque technique a ses avantages et ses inconvénients. Dans la première (analyse pixel par pixel), l'interférogramme est directement comparé à une modélisation analytique qui ne tient pas compte du bruit de lecture de la caméra dont les valeurs varient d'un pixel à l'autre. La seconde, qui utilise la sommation annulaire, permet d'atténuer les effets du bruit de lecture au détriment du lissage de l'information sur la largeur d'une frange.

Les erreurs relatives signalées dans les mesures interférométriques sont attribuées soit aux incertitudes liées aux caractéristiques géométriques ou optiques du dispositif expérimental (Panda, 2020), soit à l'analyse de l'interférogramme en lui-même (Cutler *et al.*, 2020). L'analyse de l'interférogramme est donc une étape cruciale. Son incertitude fixe la précision maximale réalisable du processus d'évaluation de U et T .

3 Mesure du spectre de la diffusion Rayleigh par interférométrie

L'objectif de ce chapitre est d'obtenir le spectre de la lumière diffusée par les molécules d'un volume de mesure dans un écoulement d'air. En effet, le spectre de lumière diffusée contient des informations permettant de caractériser le volume de mesure en terme de température et de vitesse d'écoulement. Pour obtenir ce spectre, on met en œuvre une méthode d'interférométrie optique qui utilise un interféromètre de Fabry-Pérot, *Fabry-Perot Interferometer* en anglais, et abrégé FPI. Cette méthode s'appelle *Interferometric Rayleigh Scattering* en anglais, et sera donc abrégée par IRS dans la suite du manuscrit. La configuration expérimentale correspondant à ce type d'approche, déjà employée dans des expériences d'imagerie directe (Panda, 2020; Cutler *et al.*, 2020; Estevadeordal *et al.*, 2018; Mielke *et al.*, 2009) est illustrée en figure 3.1. Elle implique une lentille de collimation au foyer du plan objet et une lentille de formation de franges de longueur focale f_f , au foyer du plan image. Le plan image et le plan objet sont donc optiquement conjugués, ce qui signifie qu'un point dans le plan objet correspond à un point dans le plan image. Le FPI, composé de deux miroirs, est placé entre les deux lentilles. Cette configuration optique permet de former dans le plan image des interférogrammes, c'est-à-dire des images contenant un ensemble de franges concentriques autour de l'axe optique. Les caractéristiques géométriques d'un interférogramme sont l'espacement entre les franges d'interférence et leur épaisseur. Elles dépendent d'une part des caractéristiques de la source lumineuse (intensité et contenu spectral) et d'autre part des caractéristiques du dispositif optique (espacement entre les deux miroirs, réflectivité des miroirs du FPI et longueur focale f_f). Ce chapitre présente donc les modèles théoriques permettant de faire le lien entre les caractéristiques de la source et du dispositif optique, et les interférogrammes obtenus. Le principe de l'IRS est d'abord énoncé ainsi que la modélisation de l'interféromètre de Fabry-Pérot conduisant à la définition de sa fonction d'instrument. Cette modélisation permet de générer un interférogramme à partir d'une source et d'un FPI donné. L'approche inverse consistant à revenir au contenu spectral de la source de lumière depuis l'interférogramme issu du FPI éclairé par cette source de lumière est développé dans une section ultérieure.

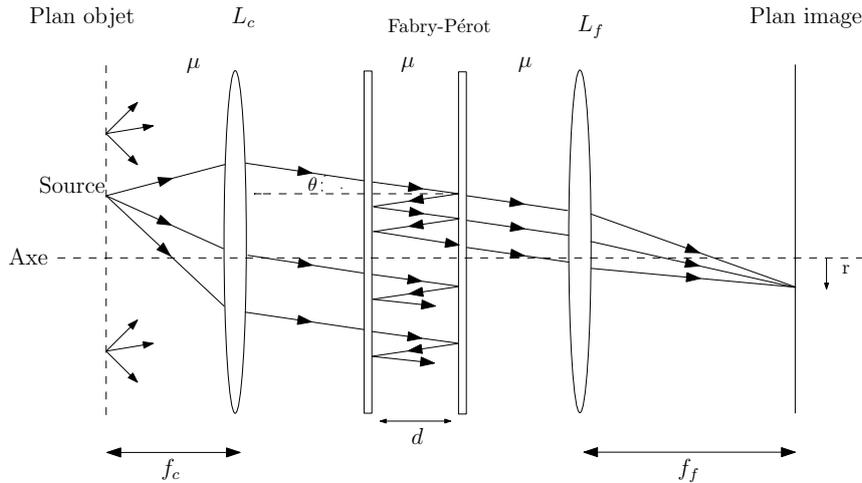


FIGURE 3.1 – Un interféromètre de Fabry-Pérot dans un dispositif d'imagerie directe. Les rayons réfléchis vers l'amont du FPI ne sont pas montrés.

3.1 Principe des mesures par interférométrie

Le principe de la mesure du spectre de diffusion par interférométrie est développé dans ce qui suit. L'objectif est de modéliser la réponse de l'interféromètre placé dans la configuration de la figure 3.2a aux différentes sources lumineuses rencontrées. L'interféromètre de Fabry-Pérot est utilisé pour l'analyse spectrale de la lumière. Il agit comme un filtre passe-bande étroit et des interféogrammes se forment lorsqu'il est utilisé dans la configuration montrée en figure 3.1. On considère ici trois sources de caractéristiques différentes, menant chacune à un interférogramme type. Tous les interférogrammes seront représentés en noir et blanc (niveau de gris), tels qu'ils seraient capturés par une caméra monochromatique. La figure 3.2a montre un interférogramme obtenu à partir d'une source monochromatique de longueur d'onde $\lambda(x)$. La source est d'intensité uniforme dans le plan objet. L'interférogramme est donc composé d'anneaux concentriques (ou franges) complets, car tous les points du plan objet sont des sources lumineuses. Ainsi, la répartition de l'intensité lumineuse sur le plan objet est uniquement due au phénomène d'interférence induit par l'interféromètre. La largeur des franges est directement liée à la réflectivité des faces du miroir à la longueur d'onde λ , comme le modèle développé en section 3.2.2 le précisera. Dans le cas d'une source à deux longueurs d'ondes bien distinctes, on aurait deux systèmes d'anneaux, correspondant chacun à une longueur d'onde, bleu et rouge par exemple. Si les deux longueurs d'ondes sont proches, les deux systèmes d'anneaux se recouvrent. Par conséquent, dans le cas d'une source polychromatique, l'interférogramme est composé de plusieurs systèmes d'anneaux indépendants, et d'intensité différente, chacun correspondant à une longueur d'onde précise. Un interférogramme provenant d'une source lumineuse spatialement uniforme de spectre S_R est représenté sur la figure 3.2b. Les franges sont plus larges qu'avec une source monochromatique et sont représentatives du spectre de la source. Un interférogramme issu de la lumière diffusée par un faisceau laser dans le plan objet est représenté sur la figure 3.2c. La lumière diffusée collectée, de spectre S_R , n'est pas uniforme dans l'espace. Tous les points du plan objet ne sont pas des

sources lumineuses. Ainsi, le plan image n'est pas éclairé de façon uniforme, et l'interférogramme est composé de l'image du faisceau laser, modulé par le FPI. On observe donc des arcs de cercle au lieu de franges complètes. Ce dernier cas de figure est celui rencontré dans notre configuration expérimentale. Cependant, les cas de sources uniformes monochromatiques et polychromatiques sont utilisées afin d'établir un modèle, permettant d'exploiter ce dernier cas.

La symétrie circulaire d'un interférogramme provenant d'une source spatialement uniforme permet de l'exprimer sous la forme d'un paramètre unidimensionnel, l'intensité I en fonction de la distance radiale r au centre du motif interférométrique, réduisant ainsi l'interférogramme à une dimension. La fonction d'intensité I_{FP} est la réponse de l'interféromètre à une certaine fréquence x , voir équation (2.35), d'une source large bande. Elle est appelée fonction d'instrument. Pour une source de spectre S_R , la fonction d'intensité I_{S_R} est la convolution du spectre de la source et de de la fonction d'instrument (Vaughan, 2017) :

$$I_{S_R}(r) = \int_{-\infty}^{\infty} S_R(x, y) I_{\text{FP}}(x, r) dx \quad (3.1)$$

L'enjeu est de déterminer le spectre S_R à partir d'un interférogramme issu de la diffusion Rayleigh, ce qui conduit à la connaissance de U et T , grâce au modèle présenté en section 2.2. Pour cela, il faut déterminer la fonction d'instrument I_{FP} . Le développement de la partie suivante a pour but d'exposer les relations du FPI afin de les faire évoluer au chapitre 7 vers une analyse pratique d'un interférogramme issu d'une source monochromatique pour identifier I_{FP} .

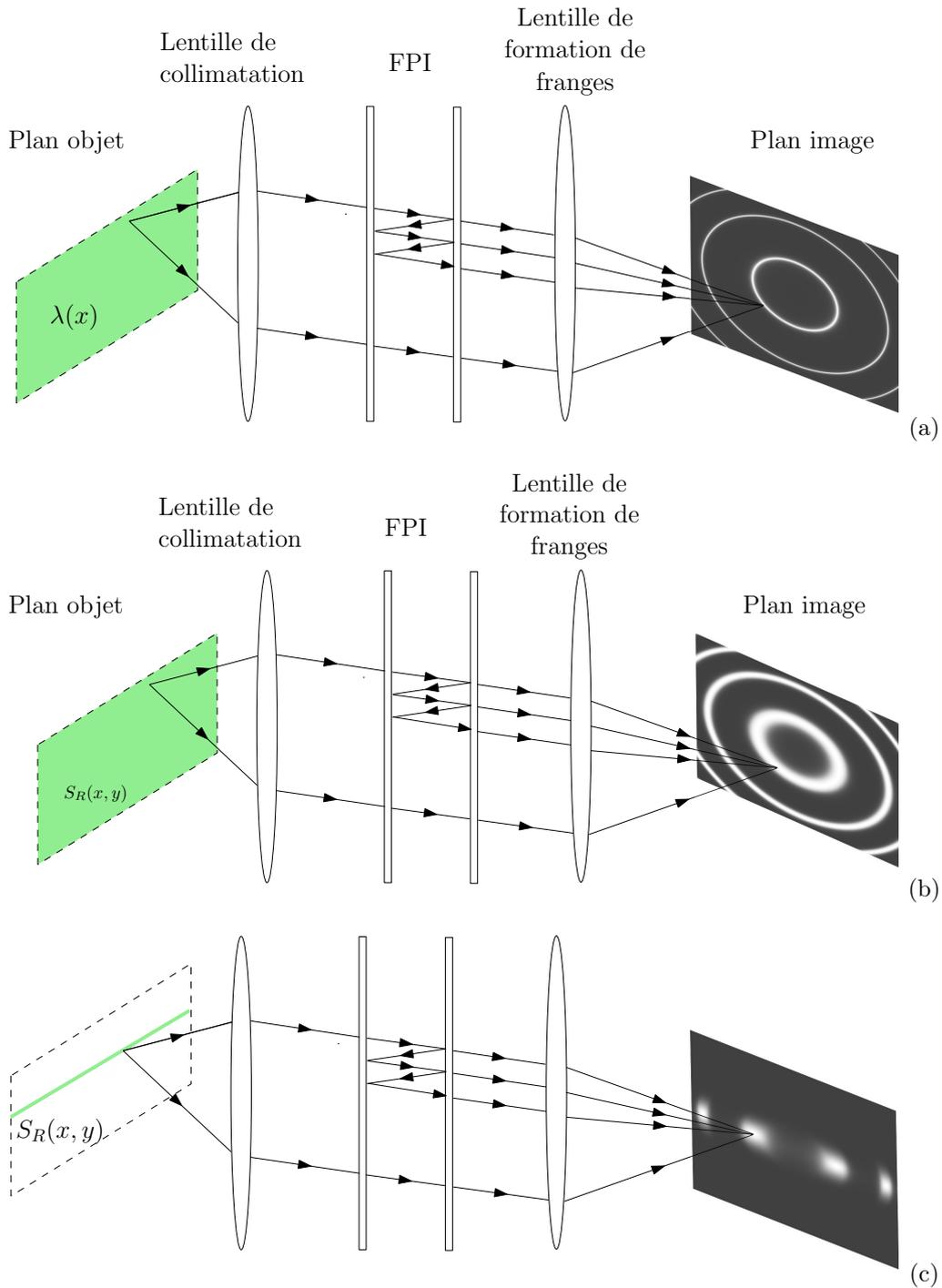


FIGURE 3.2 – Interférogrammes de Fabry-Pérot pour a) une source spatialement uniforme et monochromatique ; b) une source spatialement uniforme de spectre S_R c) la lumière diffusée, de spectre S_R , par un faisceau laser monochromatique

3.2 Interféromètre de Fabry-Pérot

On rappelle ici les paramètres déterminant la fonction d'instrument, et on établit ensuite l'expression de paramètres réduits qui seront utilisés par la suite. Un interféromètre de Fabry-Pérot est composé de deux miroirs parallèles en vis-à-vis, séparés par une distance d . Une possibilité

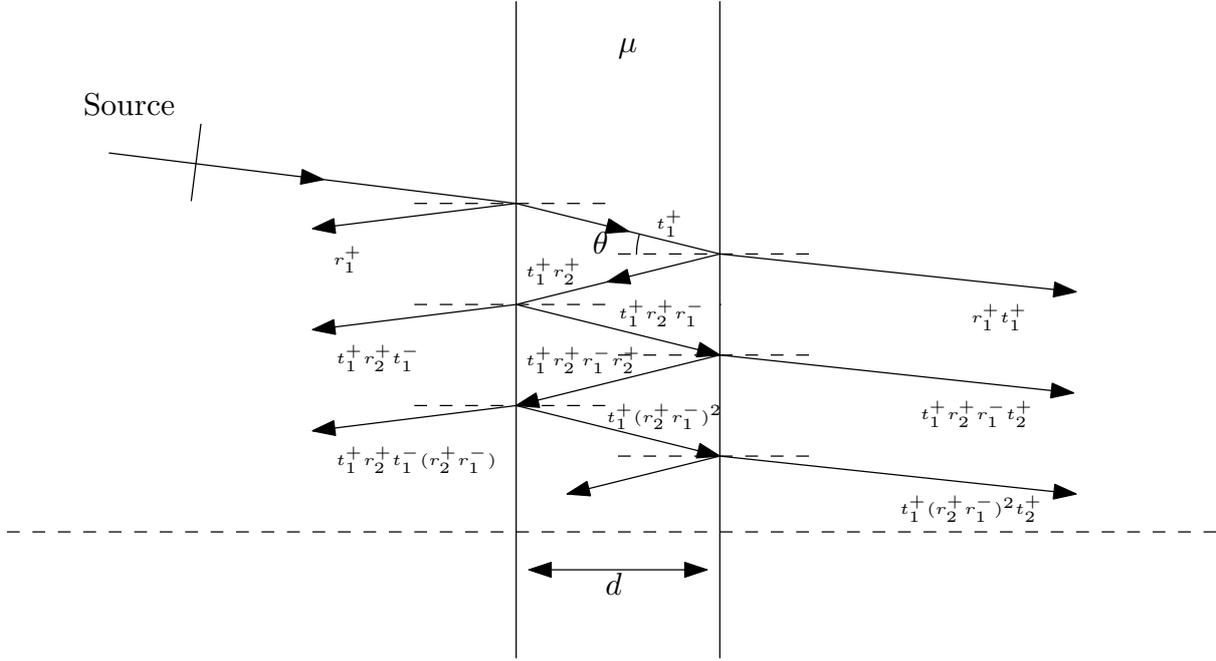


FIGURE 3.3 – Ondes planes successivement réfléchies dans les deux sens entre deux surfaces planes parallèles.

est d'avoir des miroirs sphériques formant un résonateur afocal (Connes, 1958). Ce dispositif ne permet pas de former d'interférogrammes, et est généralement utilisé dans une configuration où la distance d entre les miroirs varie, grâce à un système piézoélectrique. On parle alors de *scanning* FPI (Johnson, 1968). L'intensité lumineuse sortant de l'instrument est mesurée en fonction de d , et permet de reconstituer le spectre de la lumière incidente. On utilise ici un FPI où les miroirs sont parallèles, et la distance d est fixe. On parle alors de FPI plan, ou *étalon*. Ce type de FPI, représenté en figure 3.1 permet de visualiser les franges d'interférences en focalisant sur un plan image les rayons sortant de l'instrument. Un rayon lumineux entrant dans la cavité subit plusieurs réflexions sur les miroirs, ce qui entraîne un déphasage entre les rayons sortant de l'interféromètre, et formant l'interférogramme. Une description détaillée de l'instrument et de la théorie sous-jacente peut être trouvée dans Vaughan (2017). Le développement suivant en est largement inspiré. Pour cette modélisation, on considère une source de lumière distribuée uniformément en intensité dans le plan objet. La source lumineuse a un spectre S_R . On se concentre sur une composante de fréquence x du spectre de diffusion, d'une longueur d'onde donnée $\lambda(x)$. Considérons un rayon unique d'amplitude unitaire, comme illustré sur la figure 3.3, tel qu'après le passage au travers du premier miroir, ce rayon forme l'angle θ par rapport à l'axe optique dans l'espace intra-cavité d'indice optique μ .

La convention pour les coefficients de réflexion et de transmission est illustrée à la figure 3.3. Les faisceaux réfléchis et transmis provenant d'un rayon incident se déplaçant de gauche à droite sont marqués positivement, tandis que ceux dus à un rayon incident se déplaçant de droite à gauche sont marqués négativement. Les coefficients sont supposés réels et aucune hypothèse n'est faite

sur leur amplitude.

On considère maintenant les ondes successives réfléchies et transmises. Une différence de phase est induite par le chemin optique associé aux réflexions successives qui, pour les rayons adjacents transmis et réfléchis, correspond à un double passage de l'espace intérieur. Le déphasage Φ sur le plan image s'exprime comme suit :

$$\Phi(x, \theta) = \frac{4\pi\mu d}{\lambda(x)} \cos \theta = \frac{4\pi\mu d}{f(x)\lambda_0} \cos \theta = \varphi(x, 0) \cos \theta \quad (3.2)$$

où $\varphi(x, 0)$ est le déphasage sur l'axe optique, c'est-à-dire pour $\theta = 0$ ou $r = 0$. En outre, le déphasage peut également être exprimé en fonction de la distance radiale par rapport à l'axe optique, à l'aide d'un développement limité autour de l'axe $r = 0$:

$$\Phi(x, \theta) \approx \varphi(x, r) = \varphi(x, 0) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{f_f} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

À l'exception du premier faisceau réfléchi, les deux ensembles de faisceaux forment une suite géométrique de même raison $r_1^- r_2^+ e^{i\varphi}$. Dans le cas de la configuration montrée en figure 3.1, les réflexions issues du même rayon incident sont focalisés en une même point. En considérant que les m premiers faisceaux sont superposés, l'amplitude $E_{\mathcal{T}}(m)$ du vecteur du champ électrique résultant de la lumière transmise est la suivante :

$$\begin{aligned} E_{\mathcal{T}}(m) &= t_1^+ t_2^+ \left[1 + r_1^- r_2^+ e^{i\varphi} + \dots + (r_1^- r_2^+)^{m-1} e^{i(m-1)\varphi} \right] \\ &= t_1^+ t_2^+ \left[1 - (r_1^- r_2^+)^m e^{im\varphi} \right] / \left(1 - r_1^- r_2^+ e^{i\varphi} \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Lorsque $m \rightarrow \infty$ et en prenant la limite :

$$E_{\mathcal{T}} \rightarrow E_{\mathcal{T}}(\infty) = t_1^+ t_2^+ / \left(1 - r_1^- r_2^+ e^{i\varphi} \right) \quad (3.5)$$

Par conséquent, l'intensité transmise correspondante, égale au module carré $E_{\mathcal{T}} E_{\mathcal{T}}^*$ est :

$$I_{\mathcal{T}} = |t_1^+ t_2^+|^2 / (1 + |r_1^- r_2^+|^2 - 2|r_1^- r_2^+| \cos \varphi). \quad (3.6)$$

en négligeant le changement de phase à chaque réflexion. Les coefficients de réflexion et de transmission peuvent être résumés comme suit :

$$t^+ t^- = \mathcal{T}, \quad r^+ = -r^-, \quad r^{+2} = r^{-2} = R, \quad \text{et} \quad R + \mathcal{T} = 1 \quad (3.7)$$

où R et \mathcal{T} sont les coefficients de réflexion et de transmission d'intensité de la surface. Ainsi, pour deux surfaces identiques, le coefficient de transmission de la cavité s'écrit :

$$\begin{aligned}
 I_{\mathcal{T}} &= \frac{\mathcal{T}^2}{1 + R^2 - 2R \cos \varphi} \\
 &= \frac{\mathcal{T}^2}{\left[(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right]} \\
 &= \frac{\mathcal{T}^2}{(1 - R)^2} \left(\frac{1}{1 + [4R/(1 - R)^2] \sin^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right)} \right) \\
 &= \left[\frac{\mathcal{T}}{1 - R} \right]^2 \left[1 + F \sin^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right]^{-1} \\
 &= \left[\frac{\mathcal{T}}{1 - R} \right]^2 \mathcal{A}(\varphi)
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

où $F = 4R/(1 - R)^2$. La fonction d'Airy $\mathcal{A}(\varphi)$ apparaît dans cette expression. On peut montrer que les motifs transmis $I_{\mathcal{T}}$ et réfléchis I_R sont complémentaires, s'il n'y a pas d'absorption aux surfaces. En effet, la figure réfléchie est composée de franges sombres sur un fond clair, tandis que la figure transmise est composée de franges claires sur un fond sombre. Pour des valeurs croissantes de R , la valeur de F devient plus grande et les franges deviennent plus nettes. Sous une incidence proche de la normale, il est généralement facile d'obtenir des réflectivités élevées en utilisant des couches de films diélectriques minces ou des films métalliques à transmission partielle. Pour les films métalliques, la relation entre la réflectivité et le changement de phase aux surfaces n'est pas simplement liée, et il y a absorption. À condition que les deux miroirs soient de même nature, l'équation (3.8) sur la transmission devient :

$$\begin{aligned}
 I_{\mathcal{T}} &= \left[\frac{\mathcal{T}}{1 - R} \right]^2 \left[1 + F \sin^2 \left(\frac{\Psi}{2} \right) \right]^{-1} \\
 &= \left[\frac{(1 - R - A)}{(1 - R)} \right]^2 \left[1 + F \sin^2 \left(\frac{\Psi}{2} \right) \right]^{-1} \\
 &= \left[1 - \frac{A}{1 - R^2} \right]^2 \mathcal{A}(\Psi)
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

où Ψ est égal à $\varphi + \varepsilon$ et inclut les changements de phase ε aux surfaces, et A est la fraction de lumière absorbée. La relation (3.7) devient :

$$R + \mathcal{T} + A = 1 \tag{3.10}$$

Le principal effet de l'absorption sur les franges est de réduire leur l'intensité d'un facteur $[1 - A/(1 - R)]^2$. Les pertes de lumière peuvent donc rester faibles si A est petit par rapport à T .

3.2.1 Figure d'interférence

La figure d'interférence en transmission, ou interférogramme, est obtenue par la superposition et l'addition cohérente des faisceaux réfléchis successivement entre les deux surfaces planes. Ce motif de franges est obtenu sur un plan de visualisation, ou plan image, situé au plan focal d'une lentille de formation de franges. Un tel arrangement est illustré en figure 3.1 dans le cas d'une source collimatée. Une source de lumière monochromatique de longueur d'onde $\lambda(x)$ donnerait un éclairage d'intensité I_0 au plan focal de la lentille de formation de franges. En plaçant l'interféromètre sur le trajet de la lumière, l'éclairement, ou la fonction d'intensité encore appelée luminosité, est donnée par la formule suivante :

$$I(\Psi) = I_0 I_{\mathcal{T}} = I_0 \left[\frac{\mathcal{T}}{1-R} \right]^2 \left[1 + F \sin^2 \left(\frac{\Psi}{2} \right) \right]^{-1} \quad (3.11)$$

Une telle distribution de la lumière transmise donne des maxima qui se produisent pour $\Psi = 2\pi n$ où $n \in \mathbb{Z}$ est appelé l'ordre d'interférence. L'arrangement de la figure 3.1 étant de symétrie cylindrique, le motif interférométrique est constitué d'anneaux lumineux circulaires, ou franges, tels que montré en figure 3.2a dont le rayon angulaire θ_n correspond à :

$$\Psi_n = 2\pi n = \frac{4\pi\mu d}{\lambda(x)} \cos \theta_n + \varepsilon. \quad (3.12)$$

Le changement de phase ε lors de la réflexion n'a donc pas d'autre effet que de déplacer la frange. Cela équivaut à un petit changement dans la valeur effective de l'espacement d entre les miroirs. Pour des raisons de commodité, il sera traité comme contribuant à la séparation optique effective des plaques d' . Par conséquent, Ψ peut être remplacé par φ dans la modélisation. L'équation pour les franges devient alors :

$$\varphi_n = 2\pi n = 2\pi(2\mu d' \cos \theta_n) / \lambda(x) \quad (3.13)$$

et

$$\theta_n^{-1} = \cos^{-1}(\lambda(x)/2\mu d')n \quad (3.14)$$

Dans de nombreux cas, la distinction entre d et d' est ignorée, ce qui sera le cas dans ce qui suit. Dans le dispositif montré en figure 3.1, les franges circulaires ont un rayon $f_f \theta_n$, où f_f est la distance focale de la lentille formant les franges.

Ce développement permet d'explicitier la relation entre la position des franges et la longueur d'onde de la source et des caractéristiques géométriques du dispositif optique, à savoir l'espacement entre les miroirs d et la distance focale f_f , pour une valeur de μ donnée. La partie suivante expose les relations entre l'épaisseur des franges et le pouvoir de résolution de l'instrument, qui dépend de la qualité des miroirs et de leur coefficient de réflectivité.

3.2.2 Pouvoir de résolution de l'instrument

Le pouvoir de résolution spectral \mathcal{R} d'un instrument spectroscopique est défini par :

$$\mathcal{R} = \frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (3.15)$$

où $\Delta\nu$ est l'incrément de fréquence minimum résolvable au voisinage de la fréquence ν . Il en est de même dans l'espace des longueurs d'ondes λ . Selon le critère de Rayleigh, deux lorentziennes sont résolubles lorsque les pics sont séparés par leur largeur complète à mi-intensité, *Full Whidth at Half-maximum* et abrégé FWHM, respective (Born et Wolf, 1975). Par conséquent, nous définissons l'incrément minimal de fréquence résolvable comme la largeur à mi-intensité apparente d'une frange issue d'une lumière monochromatique.

3.2.2.1 Finesse de réflexion idéale

Pour des valeurs élevées de R , les franges deviennent plus nettes. Leur demi-largeur $\pm\varphi_{1/2}$ à mi-intensité est donnée par :

$$F \sin^2(\varphi_{1/2}/2) = 1 \quad (3.16)$$

Si F est grand, la fonction sinus peut être approximée par son argument. Ainsi :

$$(\varphi_{1/2}/2)^2 = F^{-1} \quad \text{et} \quad \varphi_{1/2} = (1 - R)/\sqrt{R} \quad (3.17)$$

Le changement de phase φ entre les ordres successifs est 2π . En exprimant la fraction d'un ordre avec la largeur totale d'une frange à mi intensité, nous pouvons définir le terme N_R appelé la *finesse de réflexion idéale* de l'interféromètre :

$$\begin{aligned} N_R &= \frac{2\pi}{2\varphi_{1/2}} = \pi\sqrt{R}/(1 - R) \\ &= (\pi/2)\sqrt{F} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Dans la pratique, les facteurs intervenant dans la finesse du FPI sont, entre autres, la réflectivité des miroirs, leur qualité, les pertes par diffraction et l'alignement (Hercher, 1969). La qualité des miroirs s'exprime généralement par λ/q où q est un entier. Cette quantité représente la variation *rms* de la surface par rapport à la forme idéale attendue, qui est un plan dans notre cas. En pratique, on mesure généralement cette quantité grâce à un laser HeNe qui a une longueur d'onde de 633 nm. Un interféromètre dont la finesse n'est pas significativement dégradée par la qualité des miroirs aura une planéité de l'ordre de $\lambda/100$. Le parallélisme des miroirs se mesure selon la même quantité. Un interféromètre de bonne qualité a un parallélisme d'environ $\lambda/40$.

3.2.2.2 Intervalle spectral libre

Pour un FPI éclairé par une lumière monochromatique de longueur d'onde λ_0 , les franges d'interférence sont régies par le retard de phase φ entre les faisceaux successifs. Si nous considérons maintenant une longueur d'onde légèrement différente $\lambda_0 + \delta\lambda$, un autre système de franges d'interférence se forme. À un angle d'incidence fixe θ , en supposant que l'indice de réfraction pour les deux longueurs d'ondes est identique, la différence de déphasage entre les deux longueurs d'ondes est donnée par :

$$|\delta\varphi| = 2\pi(2\mu d\cos\theta)\delta\lambda/\lambda_0^2 \quad (3.19)$$

L'expression $\delta\lambda/\lambda_0^2$ est la différence de nombre d'onde entre les deux longueurs d'ondes. Maintenant, si $|\delta\varphi|$ est égal à 2π , il y aura un chevauchement entre les franges de sorte que le $n^{\text{ème}}$ ordre d'interférence de la longueur d'onde λ_0 est superposé au $(n - 1)$ ordre d'interférence de $\lambda_0 + \delta\lambda$. Par conséquent :

$$2\pi = 2\pi(2\mu d\cos\theta) \left[\delta\lambda/\lambda_0^2 \right] \times \text{mod } 2\pi \quad (3.20)$$

ce qui conduit à :

$$\left[\delta\lambda/\lambda_0^2 \right]_{2\pi} = (2\mu d\cos\theta)^{-1} \quad (3.21)$$

L'intervalle de nombre d'onde correspondant au terme de droite de l'équation (3.21) pour $\theta = 0$, et est appelé *intervalle spectral libre* de l'interféromètre. Nous l'exprimons ici par σ_P lorsqu'il est exprimé en nombre d'ondes et *Free Spectral Range* ou FSR lorsqu'il est exprimé en fréquence. Cette quantité devient primordiale lorsque l'on considère le terme $|\delta\varphi|$. La différence de nombre d'onde $\delta\sigma$ entre deux franges est donnée par :

$$\delta\sigma = \delta\lambda/\lambda_0^2 = \frac{|\delta\varphi|}{2\pi} \sigma_P. \quad (3.22)$$

Par conséquent, si l'on est capable de mesurer l'intervalle entre deux lignes comme une fraction d'ordre, on peut déterminer l'intervalle de nombre d'onde. Par ailleurs, il est important de s'assurer en pratique que la composante spectrale que l'on cherche à analyser ne soit pas plus étendue que l'intervalle spectral libre de l'instrument.

3.2.2.3 Résolution

Si $|\delta\varphi|$ diminue, les systèmes de franges des deux ondes se rapprochent et les franges commencent à se chevaucher. Si $|\delta\varphi| = \varphi_{1/2}$ dans l'équation (3.19), les deux systèmes de franges coïncideraient à leur demi-intensité. Cela correspond au critère de Rayleigh si F est grand et si les composantes sont d'intensités égales. L'usage en pratique est de considérer que deux lignes sont résolues si :

$$|\delta\varphi|_{min} = \varphi_{1/2} = 4/\sqrt{F} = 2\pi/N_R \quad (3.23)$$

Avec ce critère, la limite de résolution en nombre d'ondes est donnée par :

$$\Delta\sigma_{min} = \frac{\sigma_P}{N_R} \quad (3.24)$$

c'est-à-dire l'intervalle spectral libre divisé par la finesse. De même, la limite de résolution dans le domaine fréquentiel s'exprime par :

$$\Delta\nu_{min} = \frac{FSR}{N_R} \quad (3.25)$$

Ainsi, un interféromètre donné peut résoudre un spectre uniquement si les caractéristiques que l'on cherche à analyser sont plus étendues que la limite de résolution $\Delta\nu_{min}$.

3.2.3 Fonction d'instrument

Pour résumer, l'interférogramme se formant sur le plan image est directement conditionné par la fonction de déphasage φ dans ce plan (Vaughan, 2017) :

$$\varphi(x, r) = \varphi(x, 0) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{f_f} \right)^2 \right]$$

Le déphasage φ diminue lorsque r augmente, tant que $f_f \gg r$. Dans le cas d'un FPI donné pour lequel μ et d sont constants, la fonction d'intensité lumineuse déterminant l'interférogramme est exprimée ici en fonction des deux paramètres physiques restants r et $\lambda(x)$:

$$I_{FP}(x, r) = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{2N_R}{\pi} \right)^2 \sin^2(\varphi(x, 0) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{f_f} \right)^2 \right] / 2)} \quad (3.26)$$

en incluant le terme $[\mathcal{T}/1 - R]^2$ dans I_0 .

Sur la base des relations classiques de l'interféromètre de Fabry-Pérot, nous avons développé la modélisation qui sera utilisé dans ce travail. Elle ne dépend que de deux paramètres : N_R , ou de manière équivalente F ou R , lié à la réflectivité des miroirs, et $\varphi(x, 0)$, incluant tous les autres paramètres physiques de Fabry-Pérot, à savoir (d, μ) et $\lambda(x)$. Cette modélisation à l'avantage de n'utiliser que deux paramètres indépendants, qui se traduisent de façon différente sur l'interférogramme. Au premier ordre, la position des franges dépend de $\varphi(x, 0)$ et leur épaisseur de N_R . La fonction d'instrument I_{FP} tel que définie ici avec l'équation (3.26) est utilisé dans l'équation (3.1) afin de déduire le spectre S_R de diffusion Rayleigh.

Deuxième partie

Mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh et étude des ondes guidées

4 Mesures de masse volumique et calibration

Ce chapitre a pour but de décrire le dispositif et les méthodes permettant de réaliser des mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh. On fait ainsi dans une première partie une description concise du dispositif et de la méthode employée. Une grande partie du dispositif et de la méthode de comptage de photons étant similaire à ce qui a été réalisé durant la thèse de Mercier (2017), le lecteur peut se référer au manuscrit sus-mentionné pour plus de détails. Les changements apportés par rapport à ces travaux seront mis en évidence. Dans une seconde partie, une méthode originale de calibration du dispositif est présentée.

4.1 Mesure de masse volumique par diffusion Rayleigh

Une vue d'ensemble du dispositif est montrée en figure 4.1. L'objectif est de pouvoir réaliser les mesures de masse volumique et les mesures par IRS avec une unique configuration géométrique. Le laser et la table optique sur laquelle sont fixés les composants optiques servant à collecter et analyser la lumière diffusée sont disposés de sorte à pouvoir réaliser les deux types de mesures sans changer de configuration. La différence entre les deux dispositifs réside dans les composants de l'optique de réception placés sur la table optique. On détaille dans cette section la chaîne d'émission du faisceau laser, qui est identique pour les deux configurations, et les optiques de réception utilisés pour les mesures de masse volumique. Les étapes de traitement du signal acquis sont également présentés.

4.1.1 Émission du faisceau laser

Le faisceau incident est émis par un laser continu à fibre (ALS©-GR-65). La puissance maximale du faisceau est de 5 Watts, et le spectre de la lumière émise est centré sur 532 nm, avec une largeur spectrale de 200 kHz. La chaîne d'émission du faisceau laser est présentée sur la figure 4.2.

Une lame demi-onde est incorporée au dispositif afin de pouvoir contrôler la direction de polarisation du faisceau laser. Le diamètre du faisceau est agrandi via un montage afocal afin de ne pas dépasser le seuil d'intensité surfacique admis par la lame demi-onde. L'orientation de la lame est contrôlée par une monture cinématique motorisée Thorlabs, Inc K10CR1/M, tel que montré figure 4.3.

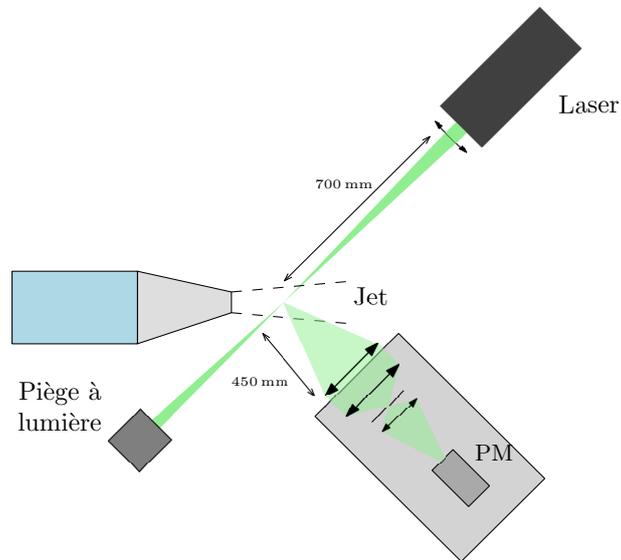


FIGURE 4.1 – Vue d'ensemble schématisée de la configuration utilisée pour les mesures de masse volumique

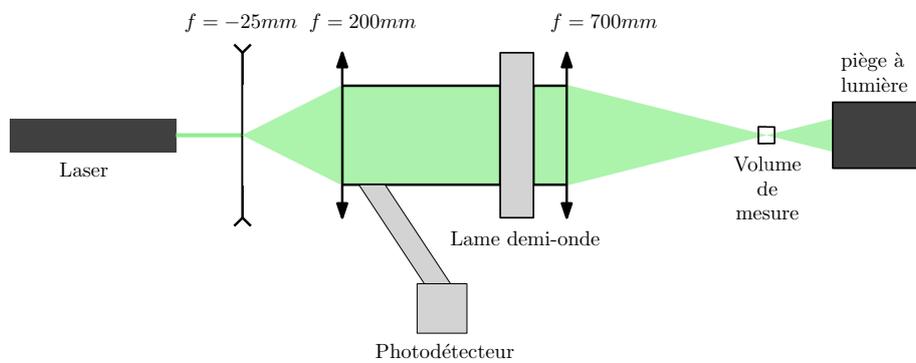


FIGURE 4.2 – Optique d'émission du faisceau laser comprenant la lame demi-onde

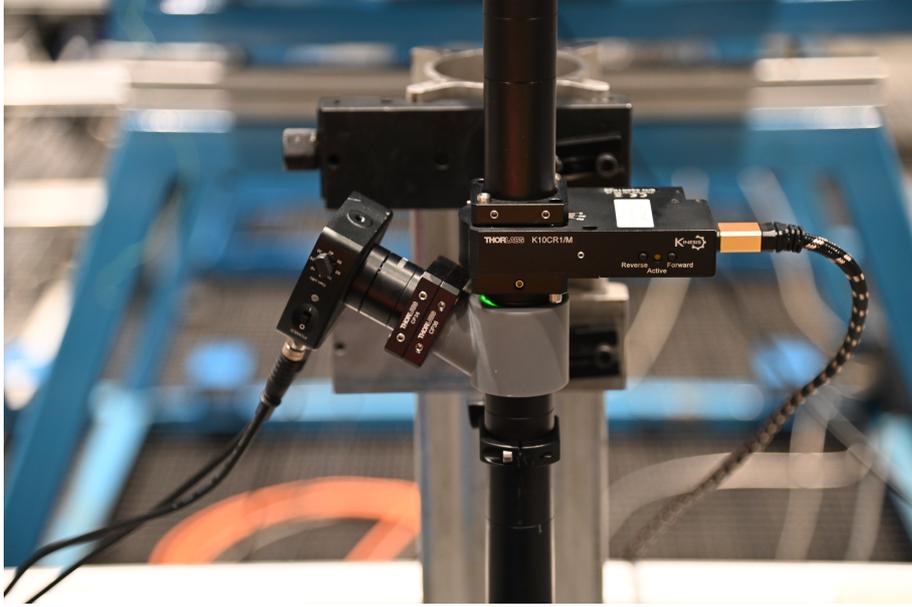


FIGURE 4.3 – lame demi-onde placée dans la monture cinématique motorisé. Le détecteur à gauche du tube pointe la première lentille du montage afocal

Afin de pouvoir mesurer la puissance émise par le faisceau laser durant chaque acquisition, on ajoute au dispositif un détecteur Thorlabs, Inc PDA36A2. Ce dernier est monté de biais par rapport à l'axe du faisceau laser, et est orienté de telle sorte à capter les réflexions du faisceau sur la première lentille du montage afocal. Le détecteur ne permet pas de mesurer la puissance absolue émise par le laser, mais plutôt de suivre d'éventuelles variations, afin de s'assurer qu'il n'y ait pas de dérive en puissance au cours d'une acquisition.

Le faisceau est ensuite focalisé par une lentille convergente de focale $f = 700$ mm. Le point de focalisation du faisceau laser définit l'emplacement du volume de mesure. Finalement, le faisceau laser est arrêté par un piège à lumière.

4.1.2 Collection de la lumière diffusée

L'optique de collection est montrée sur les figures 4.4 et 4.5. La lumière est collectée par un ensemble de deux lentilles convergentes couplées, de distances focales respectives $f = 450$ et 200 mm et d'un diamètre de 110 mm. Un filtre spatial, sous la forme d'une fente rectangulaire de largeur $200 \mu\text{m}$, est placé au point focal de la deuxième lentille : il permet de définir la largeur du volume de mesure (ici $600 \mu\text{m}$). La lumière est ensuite focalisée sur l'élément sensible d'un photomultiplicateur Hamamatsu H7422p-40. Toute l'optique de collection est placée dans une boîte noire, occultant la lumière provenant de l'extérieur, à l'exception d'une ouverture circulaire, dans laquelle se trouve la lentille frontale du collecteur. Le signal de sortie du photomultiplicateur est numérisé par une carte d'acquisition National Instrument NI-5160. Ce système permet l'acquisition du signal d'une durée de 0.86 s à une fréquence de 1.25 GHz, ce qui correspond à 10^9

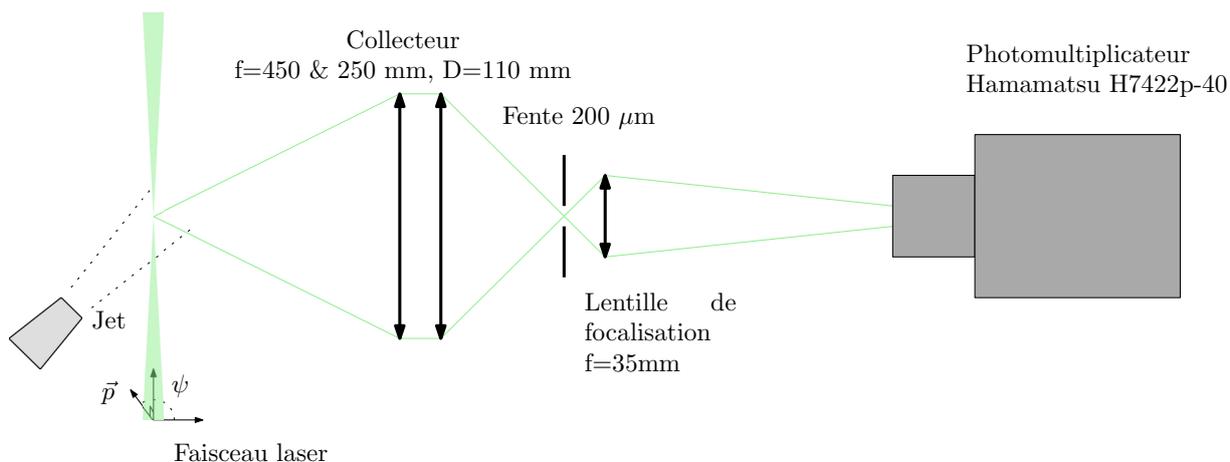


FIGURE 4.4 – Schéma des optiques de collection

points.

4.1.3 Comptage de photons

On emploie une méthode de comptage direct pour mesurer le flux de photons en incrémentant un compteur à chaque arrivée de photon. Le signal électrique de sortie du photomultiplicateur est constitué de pics correspondant à la détection d'un photon et d'un bruit de fond d'amplitude plus faible. Le signal est divisé en intervalles temporels d'une durée dt , et le nombre N de pics correspond au nombre de photons comptés pendant chaque intervalle. Cette quantité est représentative de l'intensité du flux. Cela équivaut à ré-échantillonner le signal à une fréquence $f_s = 1/dt$. Le flux de photons est donc le nombre de photons comptés N dans un intervalle de temps, divisé par sa durée dt , $\Phi(t) = N(t)/dt$. En considérant un intervalle de temps long, on obtient alors le flux moyen de photons, et donc la masse volumique moyenne $\bar{\rho}$. Au contraire, si dt est court, la mesure permet en principe d'étudier les variations du flux de photons, et donc les fluctuations de masse volumique ρ' dans l'écoulement étudié.

Il existe une limite associée à la constante de temps du capteur, qui borne la valeur du flux de photon mesuré, c'est l'effet *pile-up*. Cet effet se traduit par une incapacité du système à compter deux photons successifs si leur temps d'arrivée sur le détecteur est inférieur à τ , appelé temps mort. La valeur de τ est identifiée comme étant de 1.6 ns pour le système utilisé. Ainsi, tous les photons détectés par le photomultiplicateur ne sont pas nécessairement comptés. On peut montrer (Hamamatsu, 2007) cependant que le flux de photons détectés Φ_d est lié au flux de photons comptés Φ_c avec la relation :

$$\Phi_c = \Phi_d e^{-\Phi_d \tau} \quad (4.1)$$

Ainsi, l'erreur commise augmente avec le flux incident et le temps mort. Il est cependant possible de corriger cet effet en estimant la valeur de Φ_d à partir de Φ_c et τ . On peut démontrer que



FIGURE 4.5 – Photo des optiques de collection

l'estimation Φ_d^* est obtenue par :

$$\Phi_d^* \simeq \frac{\Phi_c}{1 - \tau\Phi_c} \quad (4.2)$$

L'estimation de Φ_d^* suivant cette méthode induit une erreur moyenne, estimée grâce à des signaux synthétiques, par rapport à Φ_d de 0.1% (Mercier, 2017). La distinction entre Φ_d^* et Φ_d sera donc ignorée par la suite.

4.1.4 Dépoussiérage

Un exemple de flux de photons est montré en figure 4.6. On peut observer un signal instationnaire, même si le flux de photons a été mesuré dans des conditions d'écoulement stationnaire, dans le cas de cet exemple donné en figure 4.6. On remarque notamment des pics tous positifs, dont le niveau est bien plus élevé que le niveau moyen. Ces pics correspondent au passage de poussières dans le volume de mesure. Bien que des filtres à particules soient installés en amont des tuyères, il reste des poussières dans l'écoulement. On remarque également des fluctuations de faible amplitude, centrées autour de la moyenne, qui sont majoritairement dues au *shot noise* décrit en section 4.1.5.

Le passage de poussières est donc un facteur important dans l'écart type du flux de photons. Il convient par conséquent de nettoyer le signal durant le post-traitement, afin de limiter leur l'impact. La méthode employée est détaillée dans Mercier *et al.* (2018b). Un seuil est déterminé à partir duquel on considère qu'un échantillon du flux de photons est contaminé par une poussière, et cet échantillon est remplacé par un signal suivant une loi normale, représentative du flux de photons.

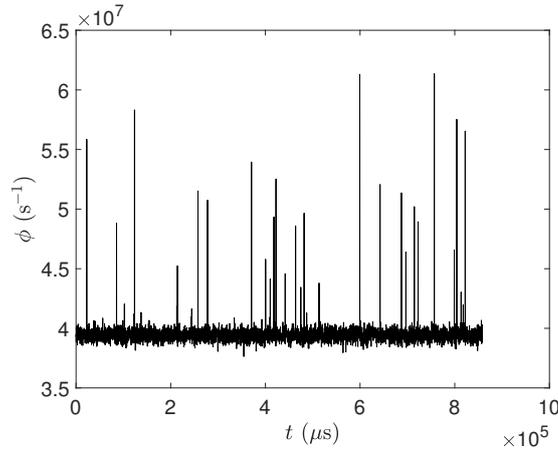


FIGURE 4.6 – Exemple de flux de photons échantillonné à 102400 Hz

4.1.5 Shot-noise

L'un des principaux problèmes liés aux mesures résolues dans le temps du flux de photons est la contribution du *shot noise* (Panda et Seasholtz, 2002). Comme l'arrivée des photons sur le capteur est aléatoire selon une loi de Poisson pendant un intervalle de temps dt , la mesure obtenue par comptage de photons est affectée. On peut montrer (Mercier *et al.*, 2018b) que le rapport signal/bruit (SNR) est donné par l'expression :

$$\text{SNR} = \frac{\bar{N}}{\sigma_{\text{SN}}} = (\Phi dt)^{1/2} \quad (4.3)$$

où \bar{N} est le nombre attendu de photons comptés pendant un intervalle de temps dt et σ_{SN} est l'écart type du *shot noise*. La contribution du *shot noise* peut être négligée pour les mesures de la densité moyenne lorsque dt est élevé. Pour de faibles valeurs de dt , elle est en revanche supérieure à la contribution des fluctuations de masse volumique ρ' . Typiquement, le flux de photons est de 4×10^7 photons.s⁻¹. Pour $dt=0.86$ s, le SNR est de 5.8×10^{-3} , et pour $dt = 1/f_s$, avec $f_s = 102400$ Hz, le SNR est de 19.7. Cependant, le *shot noise* est statistiquement indépendant de ρ' . Cette propriété est utilisée dans la méthode du spectre croisé à un photomultiplicateur (Mercier *et al.*, 2018b) pour obtenir des spectres de fluctuation de masse volumique qui sont moins altérés par le *shot noise*. Dans cette méthode, le signal $N(t)$ avec $t = 0, dt, 2dt, \dots$ est divisé en deux sous-signaux N_1 et N_2 respectivement échantillonnés à partir du signal original à $t = 2n dt$ et $t = 2n dt + dt$ avec $n \in \mathbb{N}$. Les signaux sont ensuite divisés en m segments N_1^j et N_2^j avec $j = 1, 2, \dots, m$. La transformée de Fourier de chaque segment est notée $F_{N_1^j}(f)$ et $F_{N_2^j}(f)$. La densité spectrale de puissance croisée entre ces deux signaux permet de réduire fortement la contribution du *shot-noise*, à condition que m soit suffisamment grand. Elle s'exprime par :

$$P_{N_1 N_2}(f) = \frac{2}{m} \sum_{j=0}^{m-1} F_{N_1^j}(f) F_{N_2^j}^*(f) \quad (4.4)$$

où $*$ désigne le conjugué. Le spectre des fluctuations de densité s'exprime donc comme suit (Mercier *et al.*, 2018b) :

$$|P_{\rho'\rho'}(f)| \simeq \frac{f_s^2}{k^2} |P_{N_1 N_2}(f)| \quad (4.5)$$

Plus m est grand, plus la contribution du *shot noise* au spectre moyen est faible. Par conséquent, la contribution du *shot noise* peut être réduite soit en augmentant l'intervalle de temps dt et donc le rapport signal/bruit, soit en considérant un grand nombre m de segments. Cela correspondrait respectivement à abaisser la fréquence d'échantillonnage f_s ou à réduire la résolution en fréquence du spectre calculé.

4.2 Calibration du dispositif

Un processus de calibration *in situ* est nécessaire pour déterminer la constante de proportionnalité κ entre le flux de photons et la masse volumique locale au niveau du volume de mesure, ainsi que la lumière parasite résiduelle collectée Φ_{amb} dans l'équation (2.16). Les coefficients de calibration sont obtenus par régression sur les points de mesure. On présente ici trois méthodes de calibration, qui s'appuient toutes sur la mesure du flux de photons dans une région d'un écoulement bien caractérisé, et en faisant varier le flux de photons collectés. La variation du flux de photons peut venir d'une part de la variation contrôlée de la masse volumique dans le volume de mesure, ou d'autre part de la variation contrôlée des propriétés de la lumière incidente. La première méthode de calibration consiste à faire varier ρ_j en modifiant la vitesse de l'écoulement de manière contrôlée, et en disposant d'une zone où l'écoulement est isentropique. Cette méthode nécessite de disposer d'une installation permettant une variation suffisante de la vitesse de l'écoulement, et n'est adaptée qu'aux écoulements compressibles. La deuxième méthode, utilisant la loi des gaz parfaits, consiste à imposer une variation de ρ_j en modifiant la température de l'écoulement. Cette méthode est adaptée aux écoulements incompressibles mais nécessite de pouvoir changer la température de l'écoulement étudié de manière maîtrisée. Ces méthodes de calibration sont principalement contraintes par la plage de variation de la masse volumique du fluide. Une grande variation de la masse volumique est expérimentalement difficile à réaliser par variation de la température ou de la vitesse. On conjecture que cette limitation soit à l'origine du fait que dans les courbes de calibration obtenues dans de précédentes études (Panda et Seasholtz, 1998, 2002; Mercier *et al.*, 2018b; Panda, 2020), l'ordonnée à l'origine, correspondant à la valeur de puissance lumineuse collectée pour une masse volumique nulle, soit négative. Ce résultat ne s'explique pas physiquement mais pourrait provenir d'une inaccessibilité des points de mesure pour de faibles valeurs de ρ_j . Ainsi, une imprécision sur les mesures de flux de photons dans la plage réduite de ρ_j donne une pente qui induit une ordonnée à l'origine négative. Dans ce contexte, on présente ici une nouvelle méthode de calibration ne reposant plus sur la variation de ρ_j , mais sur la variation de la direction de polarisation du faisceau laser ψ d'excitation du volume de mesure. Cette ap-

proche permet de réaliser une calibration pour des écoulements compressibles et incompressibles à masse volumique constante.

Les calibrations sont réalisées pendant 3 journées successives. Une importance est accordée à l'horaire à la quelle sont faites les calibrations, car cela influe sur la luminosité ambiante. En effet, la façade de la soufflerie, qui est partiellement ouverte pour laisser s'écouler l'air vers l'extérieur et éviter la recirculation au sein de la pièce, est orientée au sud, donc elle fait face à un éventuel soleil postméridien. De fait, le matin la luminosité ambiante est plus faible que l'après midi, malgré les précautions prises pour limiter l'ouverture de la chambre d'essai, et l'exposition du dispositif à la lumière.

4.2.1 Calibration par variation de la vitesse de l'écoulement

Des jets libres à diverses conditions de densité sont obtenus en modifiant l'ouverture de la vanne de régulation, ce qui permet d'obtenir des jets à différents nombres de Mach M_j . En utilisant les conditions isentropiques, la masse volumique ρ_j dans le cône potentiel d'un jet subsonique ou idéalement détendu est donnée par l'équation (1.10) que l'on rappelle ici :

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

Dans le cadre d'une étude de jet, cette méthode présente l'avantage d'établir une calibration avec des conditions d'écoulement similaires à celles étudiées. Cependant, l'étendue des valeurs de densité disponibles sur l'installation est limitée. Les valeurs de masse volumique atteignables sont comprises entre 1,15 et 1,35 kg.m⁻³.

La figure 4.7 montre les courbes de calibration réalisées en faisant varier la masse volumique par variation de la vitesse de l'écoulement, typiquement entre $M_j = 0$ et $M_j = 0.9$, sur deux jours différents, que l'on nommera jour 1 et jour 2. Les valeurs obtenues de κ et Φ_{amb} sont indiquées dans la légende.

Intéressons-nous premièrement à la journée n°1. Les deux calibrations ont été réalisées à 11h (en noir) et 17h (bleu). Au début de la première calibration la température totale de l'écoulement mesurée est de 20°C ce qui induit une valeur minimum de $\rho_j = 1.16 \text{ kg.m}^{-3}$ pour $T_j = 20^\circ\text{C}$, en considérant un écoulement incompressible. La température totale de l'écoulement augmente jusqu'à 30°C pour la dernière mesure, à $M_j = 0.9$. Au début de la deuxième calibration, elle est de 32.5°C, et diminue jusqu'à 30°C. Cela explique pourquoi la plage de variation de Φ de la première calibration est plus faible. Le même constat est fait pour les calibrations du jour 2, avec des mesures réalisées à 15h30 (noir) et 16h30 (bleu).

On remarque une augmentation de l'ordre de 10% de κ le jour 1 et une diminution du même ordre de grandeur le jour 2 entre les deux calibrations effectuées. Par ailleurs, on trouve deux

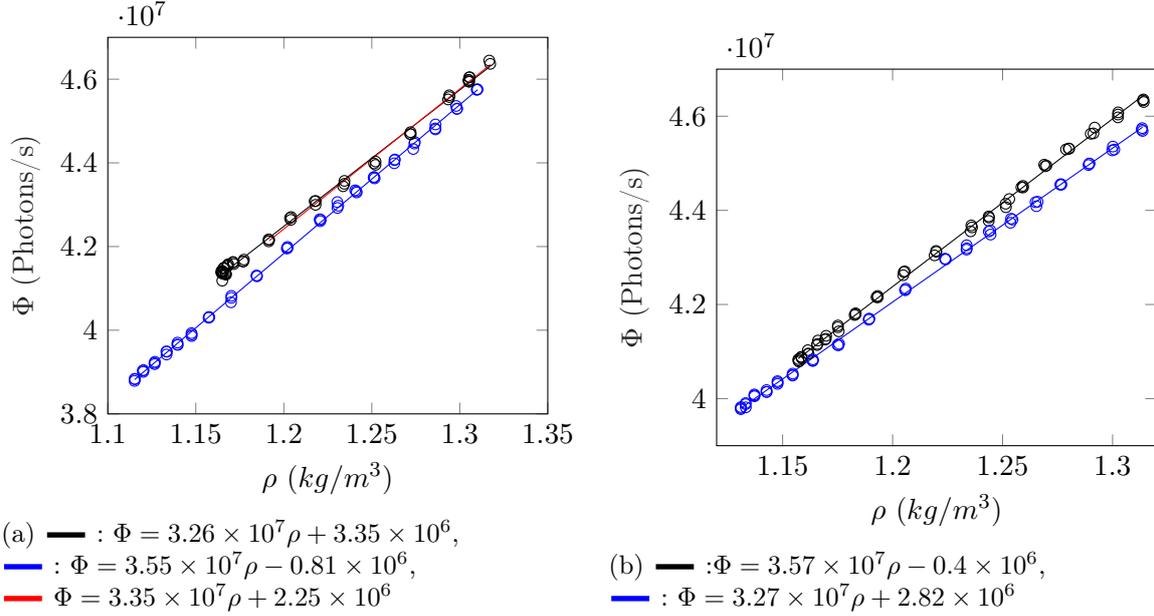


FIGURE 4.7 – Courbes de calibration par variation de la vitesse de l'écoulement. a) jour 1, b) jour 2. — : courbes de calibration obtenue par régression sur les points expérimentaux, o : points expérimentaux

valeurs négatives de Φ_{amb} sur les 4 calibrations effectuées. Les calibrations effectuées le jour 2 ont été effectuées à peu de temps d'intervalle, et donc à des conditions de luminosité ambiante similaires. Les différences de Φ_{amb} retrouvées sur ces calibrations ne sont donc pas entièrement reliées à la valeur physique de Φ_{amb} , mais plutôt reliées au coefficient κ qui impose une ordonnée à l'origine négative sur ces courbes.

Une erreur dans l'estimation du point de fonctionnement de la soufflerie pourrait entraîner une mauvaise interprétation des mesures. Une remise à niveau par rapport à la pression atmosphérique des capteurs de pression est faite régulièrement. Par ailleurs, la dizaine de Pascals généralement nécessaire à l'ajustement ne devrait pas influencer l'estimation de la vitesse à haut nombre de Mach. C'est donc peu probable que cet ajustement induise un biais suffisant dans l'estimation de la vitesse, et donc de ρ_j , qui expliquerait une telle différence dans les coefficients de calibration. Des différences entre les coefficients de calibration du même ordre de grandeur sont retrouvés dans Mercier (2017).

On pourrait supposer une légère sous-estimation de la masse volumique, ou une surestimation du flux de photons à basse vitesse, là où la densité de mesure est la plus élevée. À titre d'exemple, on montre sur la figure 4.7a une courbe issue de la régression linéaire sur les points de mesure de la première calibration (en noir) pour $\rho_j \geq 1.2 \text{ kg.m}^{-3}$ ($M_j \geq 0.46$). Les coefficients obtenus sont $\kappa = 3.35 \times 10^7$ et $\Phi_{\text{amb}} = 2.25 \times 10^6$, ce qui correspond à une augmentation de κ de 2.7% et à une diminution de Φ_{amb} de 32%. Cela montre la grande sensibilité de cette méthode de calibration à l'estimation du flux de photon, et la variabilité des résultats obtenus du fait de la plage réduite de variation du flux de photons.

4.2.2 Calibration par variation de la température de l'écoulement

Ce processus de calibration est adapté aux écoulements compressibles et incompressibles dont la température peut être contrôlée. La masse volumique est déduite à l'aide de la loi des gaz parfaits :

$$P_{amb} = \rho_j r T_j, \quad (4.6)$$

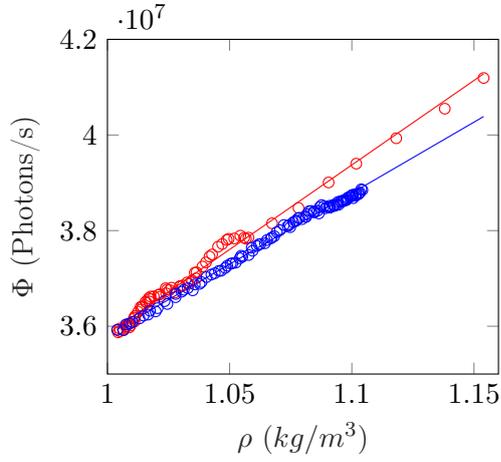
Par conséquent, la masse volumique est diminuée en augmentant la température. Cette méthode nécessite la possibilité de changer la température de l'écoulement étudié de manière contrôlée. La plage de variation de ρ_j s'étend typiquement de 0,95 à 1,1 kg.m⁻³ pour une température de 20 à 80°C.

On présente en figure 4.8 les courbes de calibration obtenues en faisant varier la masse volumique avec la température de l'écoulement, à vitesse constante. Les résistances chauffantes en amont de la tuyère sont allumées jusqu'à atteindre la température de consigne (phase de chauffe de l'écoulement), et sont ensuite éteintes (phase de refroidissement) jusqu'à ce que la température de l'écoulement ait suffisamment diminué.

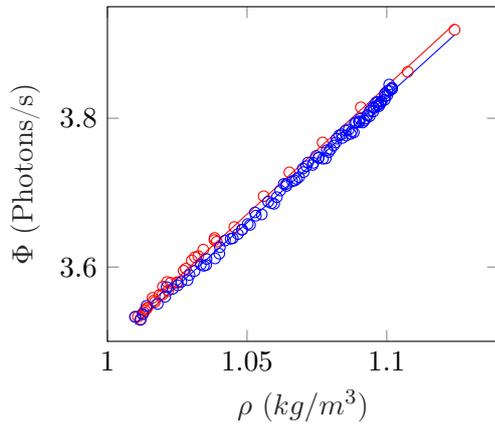
Les mesures présentées ici sont réalisées le jour 3. La température totale est mesurée à 15D, et 150D en amont de la tuyère grâce à deux thermocouples type K. Le thermocouple le plus proche de la section de sortie est placé proche du centre de la conduite. Chaque calibration (4.8a-4.8c-4.8e-4.8g) est présentée à côté des températures totales mesurées correspondantes en fonction de l'indice de la mesure. Les mesures sont effectuées avec un pas de temps constant. Les calibrations sont réalisées successivement, et chacune dure au total 1h15 à 1h30, en comptant un temps de refroidissement partiel des résistances chauffantes et de la conduite. Après chaque calibration réalisée par variation de température, une autre est faite par variation de la direction de polarisation. Les résultats des deux méthodes sont discutés en section 4.2.4 .

Les calibrations (4.8a), (4.8c) et (4.8e) sont réalisées successivement et la calibration 4.8g est réalisée après une série de calibrations en polarisation, 2h après.

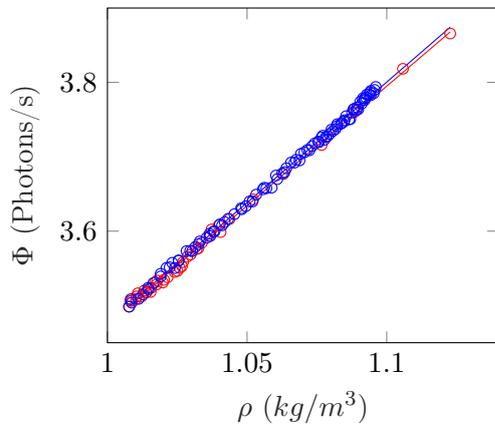
On remarque que les coefficients de calibrations obtenus pendant la chauffe de l'écoulement (rouge) ne sont pas identiques à ceux obtenus pendant le refroidissement en (bleu). Pour la calibration (4.8a), les coefficients présentent la différence la plus grande ($\kappa = 3.54$ et 2.97×10^7 photons.m³.s⁻¹.kg⁻¹), avec un coefficient plus élevé pour la phase de chauffe. La température totale mesurée 150D en amont a une évolution différente de celle mesurée plus en aval. Notamment, les croissances lentes de la température après le premier saut présentent des évolutions différentes (entre les points 10 et 75). En effet, la température mesurée à 15D croît plus rapidement que celle à 150D. La température à 150D est mesurée proche des résistances, et sa valeur est proche de la température de consigne des résistances. Pendant la phase de refroidissement les températures amont et aval évoluent de la même façon que la réponse d'un système du premier ordre dont on pourrait conjecturer une même température de stabilisation. Le constat est le même pour la calibration (4.8c), bien que les différences soient bien moins marquées. Les calibrations



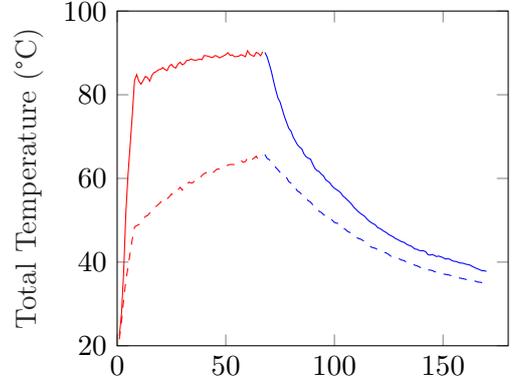
(a) — : $\Phi = 3.54 \times 10^7 \rho + 0.483 \times 10^6$,
 — : $\Phi = 2.97 \times 10^7 \rho + 6.11 \times 10^6$



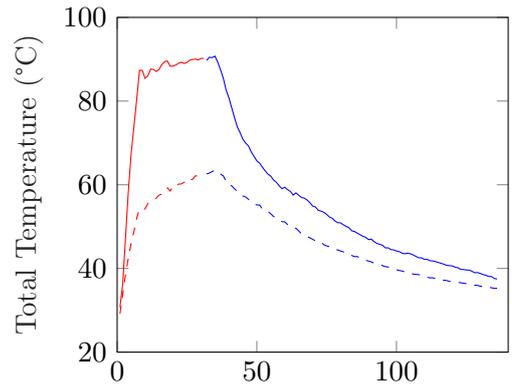
(c) — : $\Phi = 3.44 \times 10^7 \rho + 0.543 \times 10^6$,
 — : $\Phi = 3.40 \times 10^7 \rho + 0.885 \times 10^6$



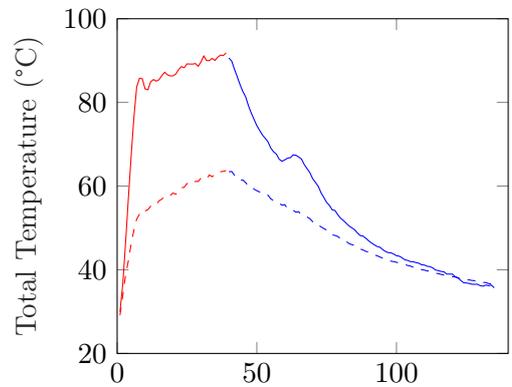
(e) — : $\Phi = 3.21 \times 10^7 \rho + 2.61 \times 10^6$,
 — : $\Phi = 3.24 \times 10^7 \rho + 2.34 \times 10^6$



(b) T_t mesurée à : —150D, ---15D



(d) T_t mesurée à : —150D, ---15D



(f) T_t mesurée à : —150D, ---15D

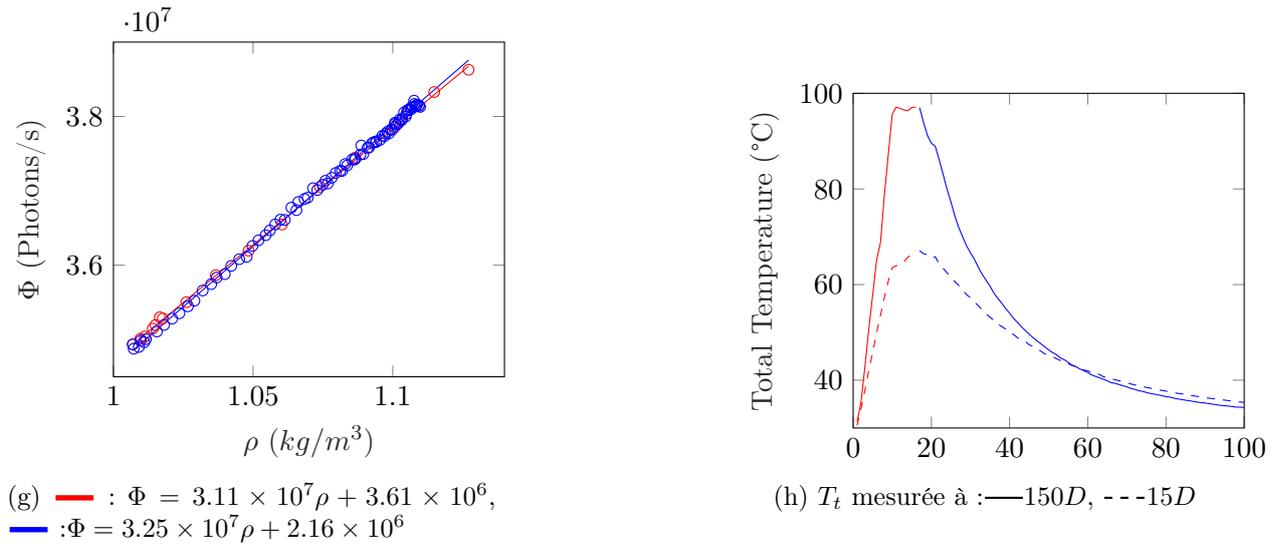


FIGURE 4.8 – Courbes de calibration par variation de la température de l’écoulement le jour 3. a, c, e, g) calibrations. — : courbes de calibration obtenue par régression sur les points expérimentaux, o : points expérimentaux. b, d, f, h) températures totales mesurées pendant les calibrations.

(4.8e) et (4.8g) ont des tendances inverses avec des pentes plus élevées pour la phase de refroidissement. On remarque que la température du jet augmente plus rapidement, en respectivement 40 et 20 pas de temps pour arriver à 92 et 97 °C en amont, et 63 et 67 °C à l’aval. Cela entraîne un faible nombre de points de mesure pendant cette phase. L’évolution de la température totale de la calibration (4.8e) est quasiment identique en amont et en aval entre les points 10 et 50. C’est la mesure pour laquelle il y a le moins de différence entre les coefficients de calibration (chauffe et refroidissement). De plus, à la fin de l’étape de refroidissement, la température en aval est plus élevée que celle en amont, ce qui indique une forte inertie thermique de la conduite, dont on peut supposer un réchauffement pendant la journée, suite aux mesures successives. Cela pourrait expliquer la différence entre les coefficients de calibration venant de ces deux phases.

Une conduite plus froide que la température visée pendant l’étape de chauffe aura tendance à refroidir l’air entre le point de mesure par thermocouple et le volume de mesure par diffusion Rayleigh. En constatant la perte d’une trentaine de degrés sur 150D, on pourrait imaginer le même type de pertes thermiques sur les 15D de conduite restante. A la fin de l’étape de chauffe, la conduite s’est réchauffée. Ainsi, l’effet de refroidissement par la conduite est modéré, ce qui s’observe par une différence qui décroît entre les températures mesurées à 150D et 15D. Sur les deux dernières mesures (4.8f) et (4.8h), on observe l’effet inverse pour les basses températures. Cela proviendrait d’une température de conduite plus élevée que celle de l’écoulement et expliquerait que la température mesurée en aval soit plus élevée que celle mesurée en amont. Les différences entre les coefficients des phases de chauffe et de refroidissement pourraient s’expliquer par ce phénomène, qui crée un biais dans l’estimation de l’évolution de la température, et donc

de la masse volumique dans le volume de mesure par diffusion Rayleigh. Par ailleurs, on constate une diminution de la valeur des coefficients au cours de la journée. On ne considère ici que les coefficients obtenus pendant l'étape de refroidissement. La diminution du coefficient κ est de l'ordre de 4% entre les calibrations (4.8c) et (4.8e), et de 0.3% entre les calibrations (4.8e) et (4.8g). On constate grâce au photodétecteur placé sur la chaîne d'émission du faisceau laser une dérive de la puissance moyenne du laser entre les différentes mesures de l'ordre de 0.4%. Le flux de photons varie linéairement avec la puissance du laser, la dérive de cette dernière n'est donc pas suffisante pour expliquer les différences entre les coefficients.

4.2.3 Calibration par variation de la direction de polarisation du faisceau incident

La méthode développée ici s'appuie sur la modification contrôlée de l'orientation de la polarisation du faisceau incident, déterminée par l'angle ψ dans l'équation (2.15). Ainsi, la masse volumique reste constante, et est notée ρ_0 . En distinguant ce terme dans l'équation (2.16), une nouvelle constante κ' est introduite. L'équation (2.16) devient alors :

$$\Phi = \kappa' \sin^2(\psi)\rho_0 + \Phi_{amb} \quad (4.7)$$

Pour réaliser cette calibration, la valeur de l'angle de polarisation ψ est modifiée par l'orientation variable d'une lame demi-onde installée dans une monture cinématique et placée sur le chemin optique à la sortie du laser, permettant une rotation sur une plage de 2π radians. Le flux de photons varie alors sur une plage $\kappa'\rho_0$, plus large qu'avec les méthodes précédentes. Sa valeur minimale est Φ_{amb} pour $\psi = 0^\circ$ et sa valeur maximale correspond au flux obtenu pour une diffusion à la densité ambiante ρ_0 . En effet, $\Phi \in [0.2, 4.1] \times 10^7$ pour la méthode par polarisation alors que $\Phi \in [3.5, 4.1] \times 10^7$ pour les autres méthodes.

On présente en figure 4.9 les courbes de calibration par variation de la direction de polarisation du faisceau incident, réalisées les jours 1, 2 et 3. Chaque calibration est effectuée avec une variation de ψ entre 0 et 180° , le décalage à l'origine de la lame demi-onde ayant été au préalable mesuré.

4.2.3.1 Discussion des incertitudes

Des mesures préliminaires ont été effectuées sur une variation de ψ sur 360° , réalisé deux fois successivement. Cela équivaut à une rotation de 180° de la lame demi-onde, qui est ramenée à sa position d'origine à chaque nouvel enregistrement. Le résultat de cette mesure est montré en figure 4.10. On constate que les flux de photons obtenus pour les deux rotations successives sont bien superposés. Par ailleurs, on constate que les niveaux des deux maximums (à 90° et 270°) et minimums (à 0° et 180°) observés ne sont pas identiques. Afin d'interpréter ce résultat inattendu, des images du faisceau laser sont capturées pour différentes positions de la lame demi-onde, dans la configuration optique utilisée pour les mesures par interférométrie, et décrite en section 6.2.

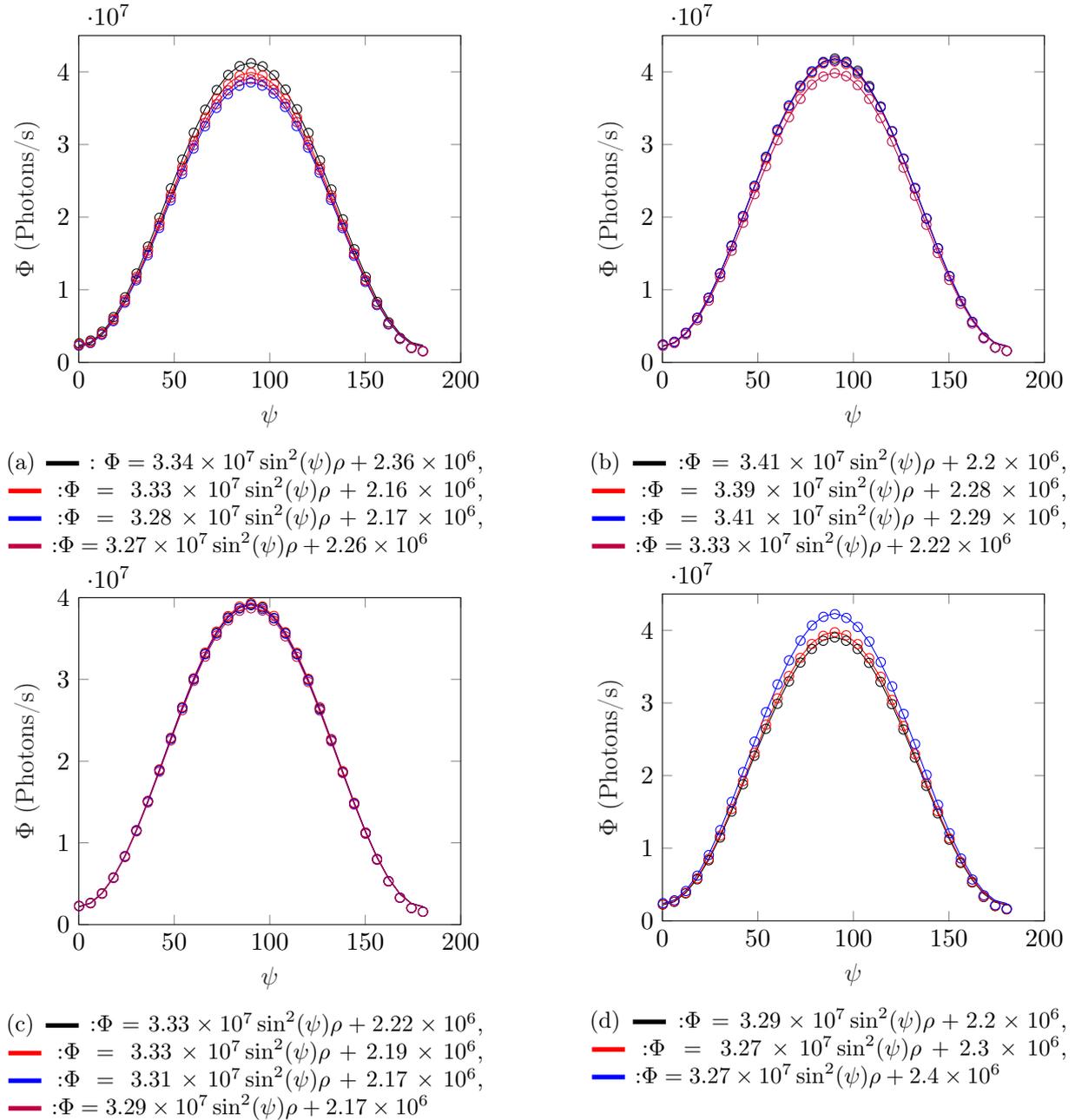


FIGURE 4.9 – Calibrations par variation de la direction de polarisation du faisceau incident a) jour 1 et vitesse constante b) jour 2 et vitesse constante, c) jour 3 et vitesse constante, d) jour 3 et — : $M_j = 0.153$, — : $M_j = 0.374$, — : $M_j = 0.697$. — : courbe de calibration obtenue par régression sur les points expérimentaux, ○ : points expérimentaux

La figure 4.11 montre des photos prises pour deux positions de lame demi-onde, correspondant à $\psi = 58^\circ$ et $\psi = 118^\circ$. On observe clairement que le faisceau laser change de position pour ces deux angles. L'hypothèse la plus probable pour expliquer ce phénomène est que le système de serrage de la lame demi-onde dans la monture cinématique induit un très léger décalage de son orientation par rapport au plan normal au faisceau laser. Ainsi, la modification de son orientation entraînerait un changement imperceptible à l'œil nu de direction de propagation du faisceau laser. Cela se traduit par une variation de la position du volume de mesure, d'environ 0.5 mm, comme on peut le voir en comparant les positions du faisceau laser en figure 4.11. Ainsi, pour différentes orientations de la lame correspondant à un unique angle de polarisation du faisceau laser, la puissance collectée n'est pas identique, car l'optique de collection est réglée pour viser un volume défini. En effet, on estime que sur une rotation de 180° de ψ , le faisceau laser se déplace verticalement d'environ 1 mm dans le plan du capteur. L'élément sensible du capteur a un diamètre de 5 mm, il est donc probable qu'une partie de la lumière collectée n'arrive pas sur l'élément sensible du capteur, ce qui expliquerait ces différences d'intensité. On peut également noter qu'à $\psi = 0^\circ$ et 180° , le flux de photons provenant de la diffusion Rayleigh est sensé être nul. On remarque cependant que les niveaux des minima sur la figure 4.10 ne sont pas identiques. Cela indique que même pour $\psi = 0^\circ$, le flux de photons contient une part de lumière diffusée. Par conséquent, la lame demi-onde ne change pas la polarisation de 100% du faisceau laser, et une partie de la lumière incidente a une composante de polarisation à 90° .

Au premier ordre, la différence entre les deux coefficients κ' que l'on obtiendrait en prenant en compte l'un ou l'autre maximum de la courbe présentée en figure 4.10 est la différence entre les deux maxima. Cela représente une erreur relative d'environ 1%. Afin de limiter le problème, on ne considère dans les calibrations par variation de ψ que la plage angulaire entre 30° et 150° . Il est par ailleurs nécessaire de s'assurer que les mesures réalisées après calibration soient effectuées à une unique position de la lame demi-onde, qui vérifie $\psi = 90^\circ$. Même en ne prenant en compte que la zone « utile » entre 30° et 150° ; on a toujours une plage de variation de Φ entre 1.25 et 4.1×10^7 photons.s⁻¹. Cela correspond à une plage de variation du flux de photons de 2.85×10^7 photons.s⁻¹, ce qui est 5 fois plus élevé que pour les deux autres méthodes.

La grande plage de variation de Φ rend la méthode de calibration moins sensible à l'incertitude individuelle de chaque point de mesure. Il a par exemple été montré en section 4.2.1 que selon les points considérés pour effectuer la régression, le coefficient κ pouvait varier de 2.7%. On s'intéresse alors ici à la convergence statistique du coefficient κ' selon le nombre de points pris en compte de part et d'autre du maximum de la courbe pour son calcul. Un exemple représentatif de convergence est montré en figure 4.12a. On constate que la première valeur de κ' obtenue avec 1 point de chaque côté du maximum ($\psi \pm 6^\circ$) est largement sous estimée. On constate ensuite que la valeur obtenue de κ' tend à augmenter avec le nombre de points pris en compte, jusqu'à converger vers $\kappa' \approx 3.4 \times 10^7$ photons.m³.s⁻¹.kg⁻¹ (pour $\psi \pm 60^\circ$). On montre

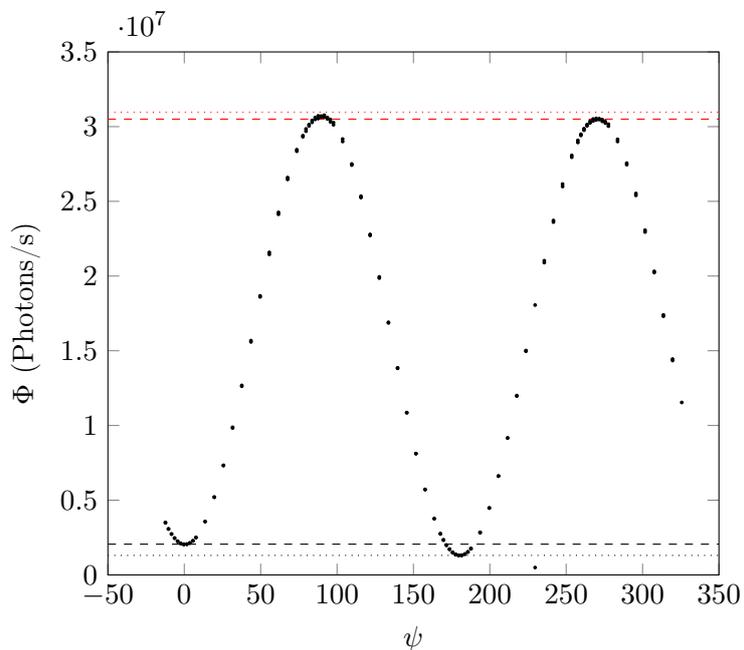


FIGURE 4.10 – Flux de photons pour 2 variations successives de ψ entre -12 et 320° . --- : $\Phi = 2.06 \times 10^6$, : $\Phi = 1.30 \times 10^6$, - - - : $\Phi = 3.05 \times 10^7$, - · - · : $\Phi = 3.09 \times 10^7$

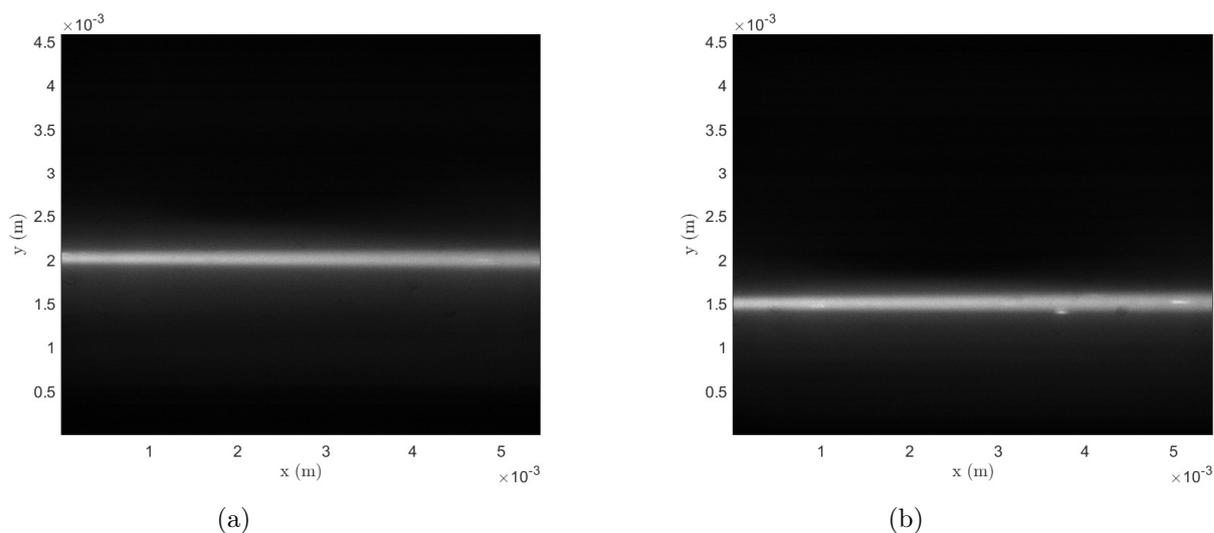


FIGURE 4.11 – Images du faisceau laser pour a) $\psi = 58^\circ$ b) $\psi = 118^\circ$. Échelle de longueur données pour le plan objet contenant le faisceau laser.

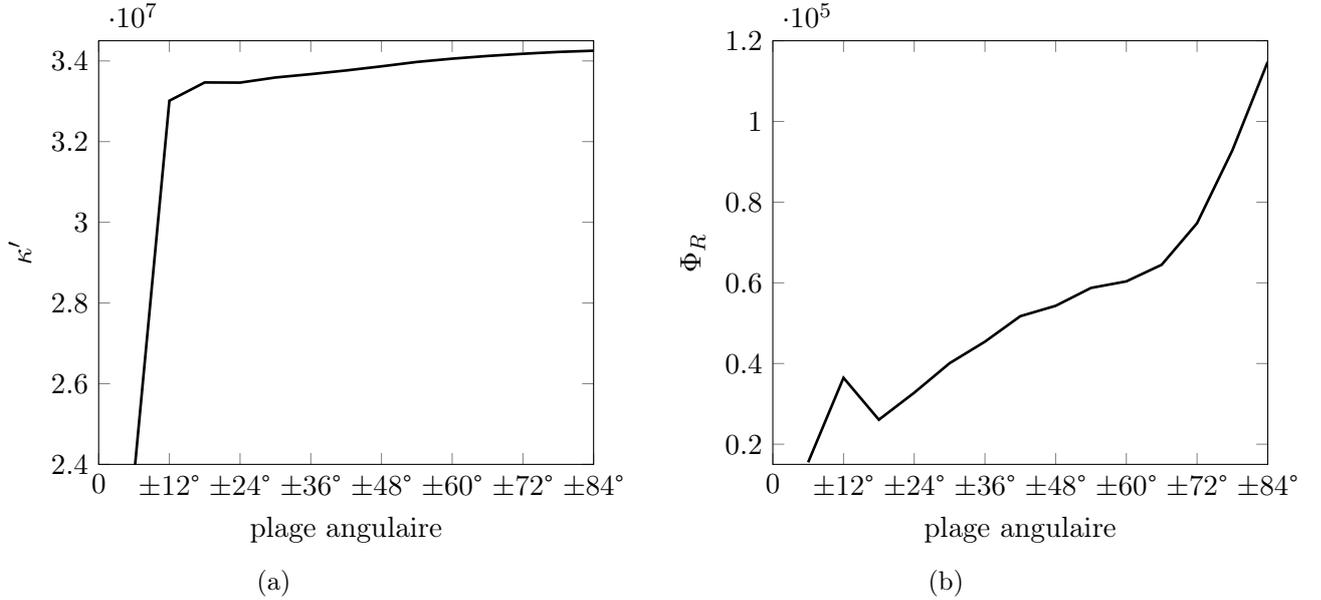


FIGURE 4.12 – a) Convergence du coefficient de calibration κ' en fonction de la plage angulaire considérée de part et d'autre de $\psi = 90^\circ$, b) Valeur moyenne des différences avec le modèle

en figure 4.12b la valeur moyenne de Φ_R , l'écart entre la courbe obtenue par régression et les points expérimentaux. L'écart au modèle croît avec la plage angulaire, ce qui est inattendu. On remarque cependant une forte augmentation de la pente à partir de $\psi \pm 66^\circ$, ce qui indique un accroissement de l'erreur sur cette plage angulaire. Cela correspond aux points où l'on mesure un faible flux de photons, et qui n'ont pas les mêmes niveaux de part et d'autre du maximum, comme montré en figure 4.10. La différence entre les estimations de κ' réalisées pour ($\psi \pm 18^\circ$) et ($\psi \pm 80^\circ$) est de $5.8 \times 10^5 \text{ photons.m}^3.\text{s}^{-1}.\text{kg}^{-1}$, ce qui correspond à une différence relative de 1.7%. Cela montre que cette méthode de calibration se montre moins sensible sur le choix des points considérés, par rapport aux calibrations s'appuyant sur la variation de la masse volumique.

4.2.4 Comparaisons des méthodes de calibration

On s'intéresse ici aux mesures réalisées le jour 3 pour la comparaison avec les calibrations par variation de température. Les premières sont effectuées entre chaque calibration par variation de température, et sont montrées en figure 4.9c. Ces calibrations ont toutes été réalisées à même nombre de Mach, $M_j = 0.05$. On présente également en figure 4.9d des calibrations faites successivement à des nombres de Mach différents. Celles-ci sont réalisées afin de démontrer l'efficacité de la méthode pour des écoulements compressibles et incompressibles.

Pendant chaque calibration par variation de l'angle de polarisation, la valeur de ρ_0 est constante, avec une légère variation possible, de l'ordre de 0.5% quand la calibration est effectuée après une calibration en par variation de température, et de l'ordre de 0.15% sinon. Cependant la régression

sur les données expérimentales prend en compte la valeur estimée pour ρ_0 à l'instant de la mesure.

Les courbes des quatre calibrations présentées en figure 4.9c sont superposées, avec une légère différence pour la courbe pourpre autour maximum. Les coefficients trouvés sont $\kappa' = 3.3 \times 10^7 \pm 0.02 \times 10^7 \text{ photons.m}^3.\text{s}^{-1}.\text{kg}^{-1}$, ce qui correspond à une variation de moins de 1% sur la journée. La même observation est faite sur $\Phi_{\text{amb}} = 2.1 \times 10^6 \pm 0.02 \times 10^6 \text{ photons.s}^{-1}$. Cela correspond à une variation de 1%. La variabilité sur ces calibrations est bien moins élevée que pour les calibrations en température. On remarque cependant la même tendance que pour les calibrations en température, c'est-à-dire une diminution de κ et de Φ_{amb} au cours de la journée.

Les courbes de calibration présentées en figure 4.9d ne sont pas superposées, bien que les coefficients soient presque identiques. Cela dû au fait qu'elles sont réalisées à différents nombres de Mach, et donc masses volumiques différentes. Contrairement aux résultats de la figure 4.9c, Φ_{amb} augmente de 10%. Cela peut être dû à une variation de luminosité dans la pièce. Les mesures ont été réalisés entre 14h30 et 16h, l'horaire où le soleil est directement orienté vers la façade ouverte de la soufflerie. La variation de κ' entre la première et deuxième calibration est de 2%, et il n'y a pas de différence entre les deux autres calibrations. En considérant toutes les mesures de la journée, on a une diminution de κ' de l'ordre de 2% au maximum. Les variations de la puissance laser mesurées entre les différentes calibrations n'expliquent cependant pas entièrement cette tendance. Les coefficients de calibrations trouvés grâce à la variation de température, pendant la phase de refroidissement, sont proches de ceux obtenus grâce à la variation de polarisation. La calibration (4.8c) a un coefficient $\kappa = 3.40 \times 10^6 \text{ photons.m}^3.\text{s}^{-1}.\text{kg}^{-1}$, ce qui est surestimé de $0.07 \times 10^7 \text{ photons.m}^3.\text{s}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ par rapport à la mesure en polarisation réalisée juste après. Les calibration (4.8e) et (4.8g) sous-estiment quant à elles κ de 0.06 et $0.02 \times 10^7 \text{ photons.m}^3.\text{s}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ par rapport aux calibration associées en polarisation. Tous les coefficients de calibration du jour 3 sont présentés dans le tableau 4.1

	Polarisation	Température (chauffe)	Température (refroidissement)
1		$\kappa = 3.54 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 0.48 \times 10^6$	$\kappa = 2.97 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 6.11 \times 10^6$
2	$\kappa' = 3.33 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.22 \times 10^6$		
3		$\kappa = 3.44 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 0.54 \times 10^6$	$\kappa = 3.4 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 0.88 \times 10^6$
4	$\kappa' = 3.33 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.19 \times 10^6$		
5	$\kappa' = 3.31 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.17 \times 10^6$		
6		$\kappa = 3.21 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.61 \times 10^6$	$\kappa = 3.24 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.34 \times 10^6$
7	$\kappa' = 3.29 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.17 \times 10^6$		
8	$\kappa' = 3.29 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.2 \times 10^6$		
9	$\kappa' = 3.27 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.3 \times 10^6$		
10	$\kappa' = 3.27 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.4 \times 10^6$		
11		$\kappa = 3.11 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 3.61 \times 10^6$	$\kappa = 3.25 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.16 \times 10^6$

TABLE 4.1 – Coefficients de calibration obtenus par variation de la température et de la direction de polarisation du faisceau laser obtenus le jour 3

On s'intéresse maintenant aux calibrations réalisées les jours 1 et 2, dont tous les coefficients sont

reportés table 4.2. On constate sur la figure 4.9a une diminution de κ de 2% sur la journée, ce qui est similaire aux observations du jour 3. Le jour 2, dont les courbes de calibrations sont montrées en figure 4.9b, les trois premières mesures montrent une stabilité de κ' sur les 3 premières mesures réalisés successivement, mais la dernière mesure, réalisée 2h30 plus tard, montre une diminution de l'ordre de 2.5% de κ' .

Les coefficients de calibration déterminés grâce à une variation de la vitesse de l'écoulement montrent des différences bien plus importantes par rapport aux mesures en polarisation. En considérant les mesures du jour 1, on admet un coefficient κ moyen de 3.3×10^7 photons.m³.s⁻¹.kg⁻¹ pour les mesures en polarisation. La première calibration par variation de vitesse sous-estime ce coefficient de 0.04×10^7 photons.m³.s⁻¹.kg⁻¹, et la deuxième le surestime de 0.25×10^7 photons.m³.s⁻¹.kg⁻¹.

Pour les mesures du jour 2, les différences sont moindres. En prenant les résultats des calibrations en polarisation réalisées avant pour la première calibration en vitesse, et après pour la deuxième, on a une surestimation de 0.1×10^7 photons.m³.s⁻¹.kg⁻¹ et une sous-estimation de 0.06×10^7 photons.m³.s⁻¹.kg⁻¹ du coefficient κ . Ce deuxième résultat correspond à une sous-estimation d'un peu moins de 2%, ce qui est comparable avec les calibrations en température, et à la variabilité générale des coefficients de calibrations.

	Polarisation	Vitesse
Jour 1		
1	$\kappa' = 3.34 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.36 \times 10^6$	
2		$\kappa = 3.26 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 3.35 \times 10^6$
3	$\kappa' = 3.33 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.16 \times 10^6$	
4	$\kappa' = 3.28 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.17 \times 10^6$	
5		$\kappa = 3.55 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = -0.81 \times 10^6$
6	$\kappa' = 3.27 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.26 \times 10^6$	
Jour 2		
7	$\kappa' = 3.41 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.2 \times 10^6$	
8	$\kappa' = 3.39 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.28 \times 10^6$	
9	$\kappa' = 3.41 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.29 \times 10^6$	
10		$\kappa = 3.57 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = -0.4 \times 10^6$
11		$\kappa = 3.27 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.82 \times 10^6$
12	$\kappa' = 3.33 \times 10^7$; $\Phi_{\text{amb}} = 2.22 \times 10^6$	

TABLE 4.2 – Coefficients de calibration obtenus par variation de la vitesse de l'écoulement et de la direction de polarisation du faisceau laser obtenus les jours 1 et 2

On constate donc que la méthode de calibration par variation de la direction de polarisation du faisceau laser incident se montre plus robuste que les méthodes par variation de la masse volumique. Cela est dû d'une part à la plage de variation du flux de photons qui est 5 fois plus grande, et d'autre part aux incertitudes sur le point de fonctionnement dans des conditions instationnaires de la soufflerie, comme expliqué en section 1.3.1. Les mesures présentées au chapitre

5 seront donc réalisées en utilisant cette méthode de calibration.

5 Ondes guidées dans les jets subsoniques à Mach élevé

Dans ce chapitre on étudie les ondes guidées, ou *Guided Jet Waves* (GJW). Dans le cas de jets impactants un plan, ces ondes ont été identifiées par Tam et Ahuja (1990) comme étant la partie se propageant vers l'amont de la boucle de rétroaction qui est responsable de composantes tonales sur les spectres de pression obtenus à proximité de la buse. Les GJW dans des jets libres ont été récemment identifiées par Towne *et al.* (2017). Ces ondes ont une amplitude significative à l'intérieur et à l'extérieur du jet. Elles ont également un comportement modal que l'on caractérise grâce à des modes radiaux, d'indice n_r et des modes azimutaux, d'indice n_θ .

De façon plus spécifique, on s'intéresse à l'effet de vol sur ces ondes dans un contexte aérodynamique. L'étude de Lepicovsky et Ahuja (1985) montre que la fermeture de la boucle de rétroaction nécessite des ondes de pression remontant par l'intérieur du jet, dans le cas du bruit de coin, qui est similaire au mécanisme de rétroaction d'un jet impactant. À la connaissance de l'auteur, aucune étude n'a porté sur l'effet d'un vol d'avancement sur ces ondes dans des jets libres. On réalise des mesures acoustiques en champ proche et des mesures de masse volumique dans le cône potentiel. On examine notamment l'amplitude et la fréquence des composantes tonales sur le spectre acoustique, qui sont susceptibles de varier à cause de l'effet de vol.

5.1 Techniques de mesure

On décrit dans cette section les techniques de mesures employées pour réaliser l'étude de l'effet de vol. On s'intéresse dans un premier temps aux mesures acoustiques, et dans un second temps à la mesure du spectre des fluctuations de masse volumique par diffusion Rayleigh.

5.1.1 Mesures acoustiques

La majorité des études expérimentales ou numériques sur les GJW se concentrent sur des spectres de pression en champ proche, typiquement à $z/D \in [0; 1]$ et $r/D \in [0.6; 2]$ (Towne *et al.*, 2017; Zaman *et al.*, 2022; Bogey, 2021, 2022a; Fagan et Zaman, 2020). En effet, ces ondes sont difficilement détectables en champ lointain car elles sont dominées par les autres composantes du bruit de jet (Towne *et al.*, 2017; Zaman *et al.*, 2022).

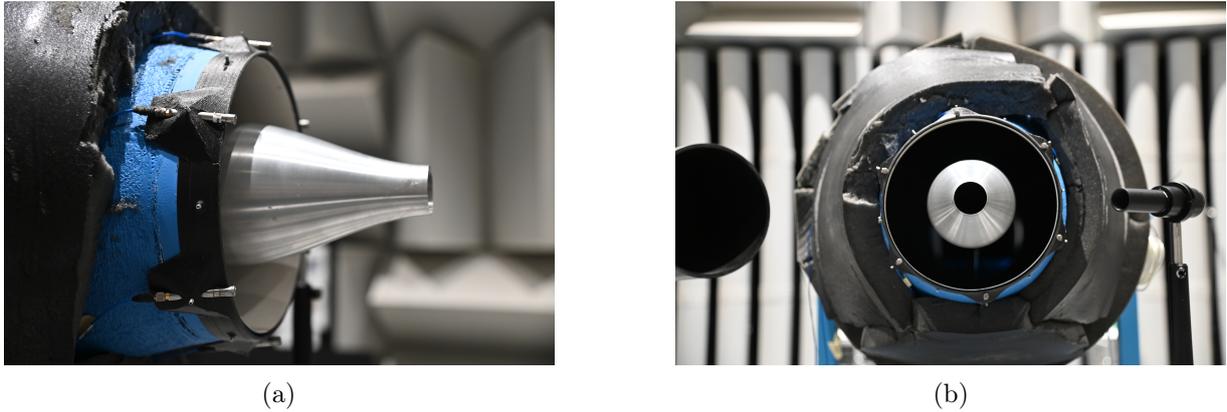


FIGURE 5.1 – Antenne circulaire de microphones autour de la tuyère secondaire a) vue de côté, b) vue de face

Pour l'étude de l'effet de vol, des mesures en champ proche ne sont pas envisageables dans notre configuration. En effet, la tuyère secondaire devrait avoir un rayon suffisamment faible pour pouvoir placer le microphone hors de l'écoulement, mais suffisamment proche du jet primaire. Des essais préliminaires ont été effectués avec une tuyère secondaire de 79 mm de diamètre, ce qui permettait de placer un microphone à une distance $r/D = 1$ de l'écoulement primaire. Cependant, la section de sortie de l'écoulement secondaire s'est montrée trop faible pour permettre le débit volumique nécessaire au bon fonctionnement du ventilateur de la soufflerie.

De récentes études (Bogey, 2022b; Zaman *et al.*, 2023) ont montré que la signature acoustique de ces ondes peut être observée en champ lointain, uniquement à l'amont du jet, pour des angles de directivité θ mesurés par rapport à l'axe du jet orienté vers l'aval, supérieurs 130° .

Les mesures acoustiques sont alors réalisées en positionnant les microphones sur une antenne circulaire placée dans le plan de sortie de la tuyère secondaire. L'acquisition du signal de pression est réalisée à une fréquence $f_{acq} = 51200$ Hz, et les densités spectrales de puissance, *Power Spectral Density* (PSD), sont calculées pour une résolution fréquentielle Δf de 10 Hz.

5.1.1.1 Antenne circulaire

La figure 5.1 montre des vues de face et de côté de l'antenne circulaire conçue pour cette étude. Elle est réalisée en impression 3D et un système de vis pression permet de la maintenir sur la tuyère secondaire, sans avoir à modifier cette dernière. Six microphones 1/4" PCB Piezotronics sont installés sur l'antenne, à intervalles angulaires azimutaux de 60° . Ils sont composés de capsules de 1/4" de diamètre de type 377B01 montés sur un préamplificateur 426B03. Les microphones sont placés à une distance de $4.6D$ du centre de la section de sortie de la tuyère, et avec un angle de directivité β de 140° .

Des spectres de pression d'un jet à $M_j = 0.9$ mesurés par tous les microphones de l'antenne sont montrés en figure 5.2. On obtient pour chaque microphone le spectre caractéristique des GJW, constitué de pics successifs relativement larges entre $St_D = 0.4$ et $St_D = 2$, avec $St_D =$

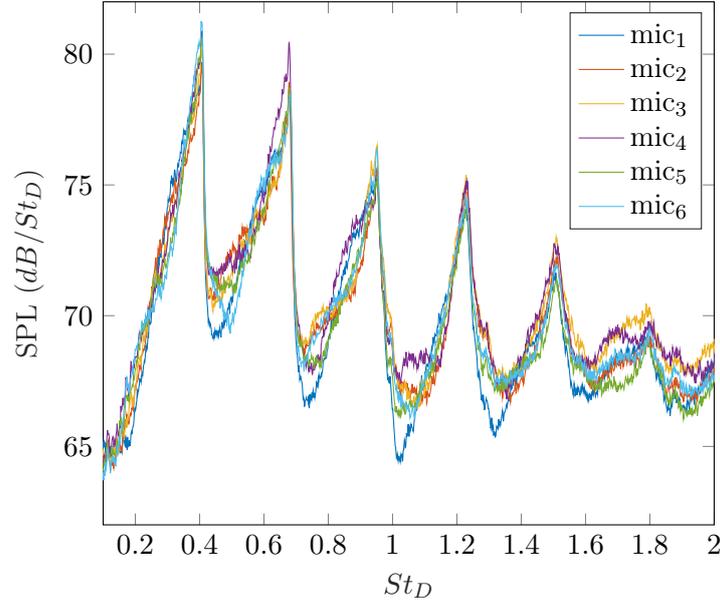


FIGURE 5.2 – Spectre de pression en champ proche d'un jet à $M_j = 0.9$ pour tous les microphones de l'antenne circulaire

fD/U_j . Les spectres de tous les microphones montrent des pics à des fréquences identiques, et d'amplitudes similaires. Par exemple le premier pic à une amplitude de 80.3 ± 0.8 dB, selon le microphone considéré. Ces différences d'amplitude peuvent provenir d'une légère différence de positionnement des microphones relative au jet primaire, ou bien à une inhomogénéité de la pose de l'isolant acoustique, utilisé pour limiter les réflexions sur la tuyère secondaire, comme précisé dans la section 5.1.1.2.

5.1.1.2 Réflexions sur la tuyère secondaire

Certains spectres expérimentaux de Zaman *et al.* (2023) et Bogey (2022b) mesurés en amont de la tuyère montrent, en plus des pics correspondant à la signature des GJW, des pics de plus faible amplitude. Ces pics ne sont pas présents dans les simulations de Bogey (2022b), ce qui indiquerait que ces pics sur le spectre sont issus de réflexions sur la tuyère et sur la conduite en amont, qui ne sont pas pris en compte dans les simulations numériques. Zaman *et al.* (2023) montrent que ces réflexions ne sont pas visibles sur des mesures en champ proche ou en champ lointain à l'amont, à une distance radiale suffisamment grande, $r/D \geq 12$ de la tuyère. Dans le cas présent, les microphones de l'antenne sont situés très proche de la tuyère secondaire $r/D_{sec} \approx 0.5$, et des pics issus de réflexions sont présents sur le spectre, comme montré en figure 5.3. Une solution efficace à ce problème est de couvrir l'entièreté de la conduite amont et une grande partie de la tuyère secondaire d'isolant acoustique, comme montré en figure 5.1. Un spectre obtenu avec la tuyère recouverte d'isolant et le microphone n°3 est montré en figure 5.3, et confirme l'efficacité de cette solution ainsi que l'origine de ces pics secondaires.

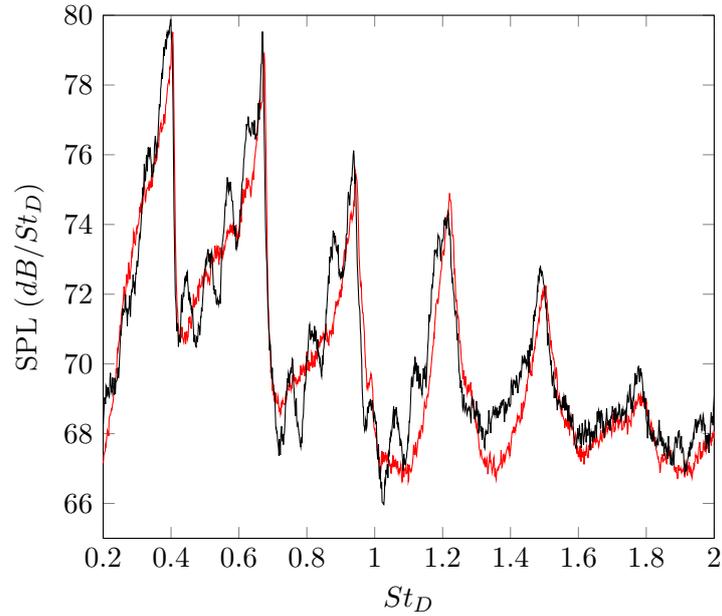


FIGURE 5.3 – Spectre de pression en champ proche d'un jet à $M_j = 0.9$. — : tuyère secondaire recouverte d'isolant acoustique, — : tuyère sans isolant

5.1.2 Mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh

Afin de montrer la capacité de la méthode de mesure de masse volumique par diffusion Rayleigh à capturer la signature des GJW, on trace en figure 5.4 la densité spectrale de puissance croisée, *Cross Power Spectral Density* (CPSD), des fluctuations de masse volumique (voir l'équation (4.5)) dans le cône potentiel du jet à $z/D = 3$ et $r/D = 0$, normalisée avec ρ_j la masse volumique dans le cône potentiel et ρ_{amb} la masse volumique de l'air ambiant. Les densités spectrales de puissance (PSD) du même signal original sont également tracées en figure 5.5. Les spectres sont obtenus à partir des mêmes 60 acquisitions, 48 s d'acquisition au total, pour $\Delta f = 75$ Hz et $\Delta f = 20$ Hz uniquement en figure 5.5b. On trace en pointillés sur les figures 5.4 et 5.5 les nombres de Strouhal des différents pics obtenus sur le spectre acoustique du même jet, et correspondants aux différents modes, comme détaillé en section 5.2.2.2. La mesure de masse volumique est réalisée sur l'axe du jet, on s'attend alors à n'observer ici que les pics associés au premier mode axisymétrique (Bogey, 2021), à $St_D = 0.40$ et $St_D = 0.95$. On observe sur la figure 5.4 un pic au même nombre de Strouhal que le premier pic sur le spectre acoustique. Par ailleurs, on observe sur la figure 5.5a ce même premier pic, mais également un pic moins marqué à $St_D = 0.95$. En effet, le spectre obtenu par CPSD est plus bruité que celui obtenu par PSD. Il est également possible que le ré-échantillonnage du signal pour calculer la CPSD induise une perte d'informations. On observe d'autre part que le niveau global des spectres montrés en figure 5.5 est plus élevé de 5×10^{-6} . Cette élévation du niveau de bruit plancher est due à la contribution du *shot noise*, qui n'est pas traité sur les PSD, et dont le niveau dépend de la fréquence d'échantillonnage ainsi que du flux de photons moyen (Mercier, 2017). En augmentant la précision fréquentielle de la PSD à $\Delta f = 20$ Hz, on observe en figure 5.5b un pic secondaire à $St_D = 0.39$, d'amplitude similaire

à celui à $St_D = 0.40$. Ce pic secondaire apparaît sur les différents signaux acquis sur l'axe du jet, il est donc peu probable que cela soit un artefact de traitement du signal. Par ailleurs, sur certains spectres acoustiques de Bogey (2021), les composantes tonales des spectres de pression à l'intérieur du jet ne sont également pas tous composés d'un unique pic. La raison exacte pour laquelle il y a deux pics secondaires distincts sur le spectre des fluctuations de masse volumiques n'est cependant pas clairement identifiée.

Il apparaît que les spectres issus de la PSD sont plus adaptés pour détecter les différents pics et relever leur fréquence, alors que les spectres issus de la CPSD sont plus adaptés pour relever l'amplitude, car la contribution du *shot noise* est éliminée sur ces spectres.

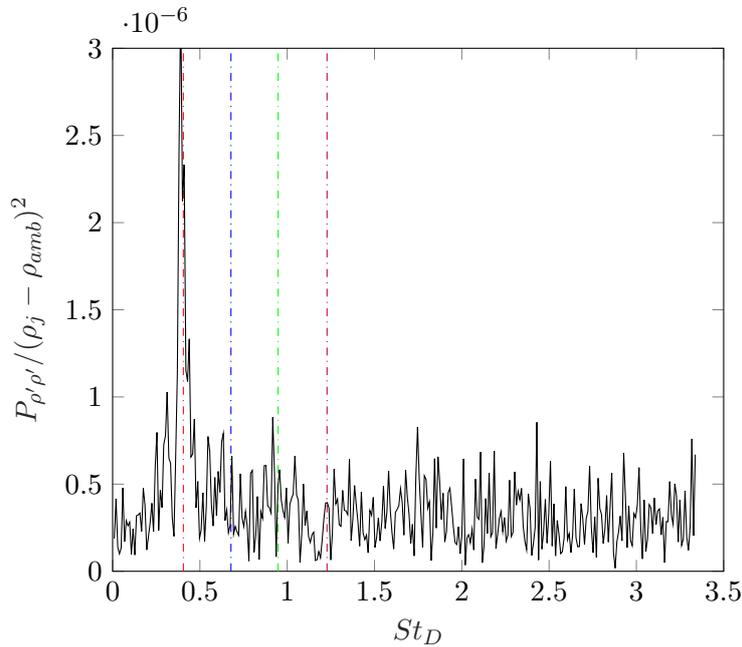


FIGURE 5.4 – CPSD des fluctuations de masse volumique mesurée à $z/D = 3$ et $r/D = 0$. $\Delta f = 75$ Hz. Nombres de Strouhal identifiés sur les spectres acoustiques :

--- : $St_D = 0.40$, -.- : $St_D = 0.68$, -.- : $St_D = 0.95$, -.- : $St_D = 1.23$.

5.1.2.1 Précision du nombre de Strouhal

La précision du nombre de Strouhal des pics est examinée. Les sources d'erreur sur la détermination de ce nombre sont une erreur sur l'estimation de U_j , et une erreur sur la sélection du pic. Dans le cas d'un jet à $M_j = 0.9$, on a $U_j \simeq 293 \text{ m.s}^{-1}$. On estime que l'erreur maximale commise sur l'estimation de U_j est $\Delta U_j 0.5 \text{ m.s}^{-1}$, voir section 8.1.2. L'erreur commise $\Delta^\dagger St_D$ sur le nombre de Strouhal par une estimation incorrecte de U_j s'exprime par :

$$\Delta^\dagger St_D = St \frac{\Delta U_j}{U_j} \quad (5.1)$$

Pour le premier pic à $St_D = 0.4$, cela conduit à $\Delta^\dagger St_D = 6.8 \times 10^{-4}$. Le second type d'erreur est plus difficile à quantifier. Les pics sur les spectres des fluctuations de masse volumique sont

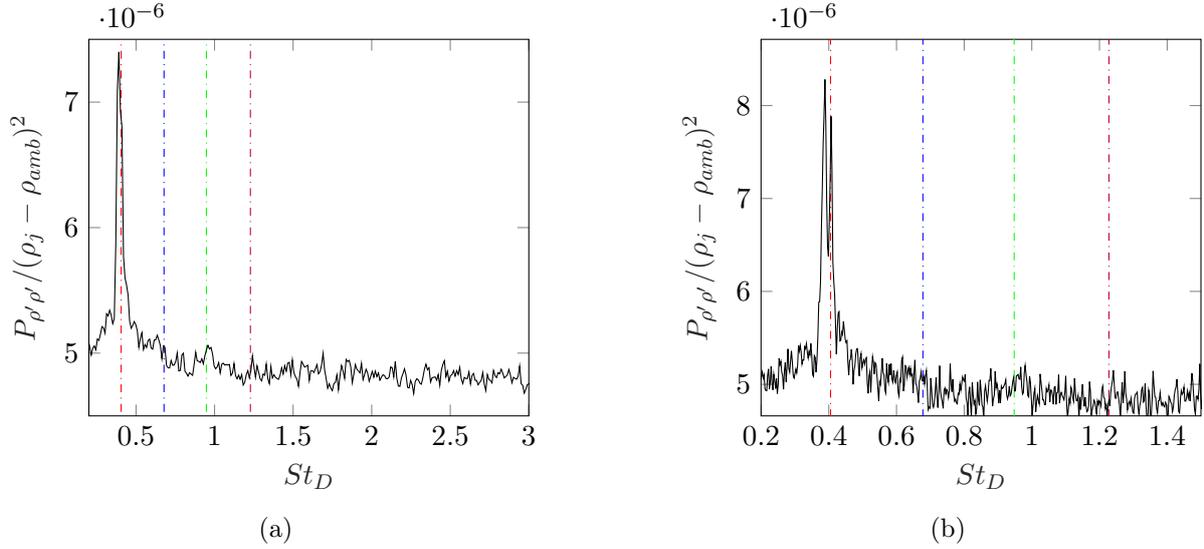


FIGURE 5.5 – PSD des fluctuations de masse volumique mesurée à $z/D = 3$ et $r/D = 0$. a) $\Delta f = 75$ Hz, b) $\Delta f = 20$ Hz. Nombres de Strouhal identifiés sur les spectres acoustiques :
 - - - : $St_D = 0.40$, - - - : $St_D = 0.68$, - - - : $St_D = 0.95$, - - - : $St_D = 1.23$.

moins bien définis que sur les spectres acoustiques, à cause du niveau de bruit élevé. Dans notre cas, on sélectionne le pic le plus haute fréquence sur la PSD des fluctuations de masse volumique pour $\Delta f = 75$ Hz. Le point dont on relève le nombre de Strouhal est le plus proéminent du pic, mais il est possible que d'autres soient à des niveaux très similaires. On peut alors questionner le choix d'un point en particulier parmi les différents points adjacents. On estime alors qu'une erreur est possible, et égale à la précision fréquentielle du spectre. Dans notre cas, $\Delta f = 20$ Hz, donc $\Delta St_D = 0.002$.

5.2 Effet de vol sur les modes neutres

5.2.1 Mise à l'échelle par le nombre de Strouhal

La figure 5.6 montre le nombre de Strouhal St_D des quatre premières composantes tonales en fonction du nombre de Mach M_j , sans écoulement secondaire. Pour le jet à Mach 0.9, les quatre premiers pics correspondent aux nombres de Strouhal de 0.4, 0.68, 0.95 et 1.23. L'analyse de Towne *et al.* (2017) prédit des bandes de fréquences admissibles, centrées autour de $St_D = 0.39$, 0.61, 0.91 et 1.21. Par ailleurs, Bogey (2021), prédit des nombres de Strouhal, correspondant aux fréquences de coupure des modes, de 0.42, 0.71, 1.00, 1.27 grâce à une analyse de stabilité pour un jet à Mach 0.9. Ces valeurs sont très proches des valeurs expérimentales obtenues ici. On trace également sur la figure 5.6 la relation empirique de Zaman *et al.* (2022), qui permet d'obtenir le nombre de Strouhal St_{za}^1 de la première composante tonale en fonction du nombre de Mach. Le relation s'exprime par :

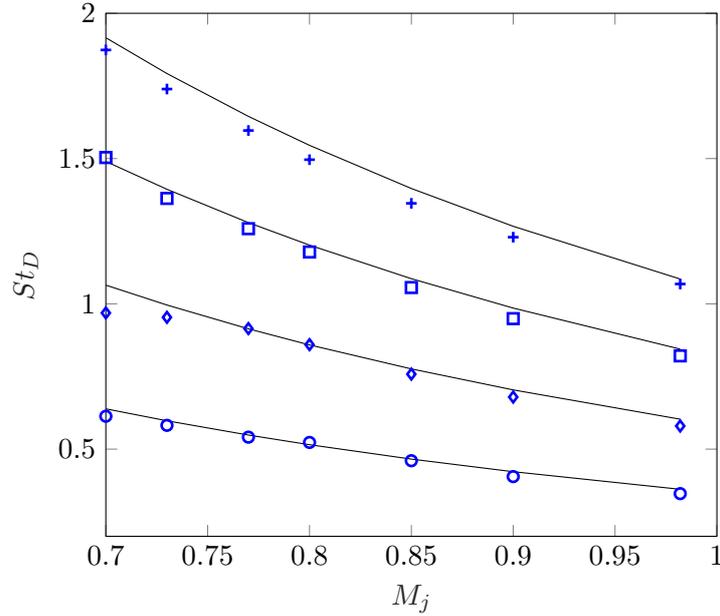


FIGURE 5.6 – Nombre de Strouhal St_D des quatre premières composantes tonales en fonction du nombre de Mach M_j , pour $M_f = 0$. \circ : première composante tonale, \diamond : deuxième composante tonale, \square : troisième composante tonale, $+$: quatrième composante tonale, — : relation empirique de Zaman *et al.* (2022)

$$St_{za}^1 = \left(\frac{1}{M_j^2} - 1 \right) / 14 + \left(\frac{1}{M_j} - 1 \right) / 2 + 0.35 \quad (5.2)$$

Le nombre de Strouhal des pics suivants St_{za}^n est obtenu grâce à une relation harmonique (Zaman *et al.*, 2022) :

$$St_{za}^n = \frac{2n+1}{3} St_{za}^1 \quad (5.3)$$

On constate que les nombres de Strouhal prédits par cette relation sont en bon accord avec nos résultats expérimentaux, particulièrement sur les deux premières composantes tonales. Les nombres de Strouhal prédits des troisièmes et quatrièmes composantes tonales sont systématiquement surestimés par rapport la mesure réalisée de 0.03 et 0.04 respectivement. Il est peu probable que cette légère différence fréquentielle soit due à un effet de l'état initial de la couche de mélange. En effet, des études expérimentales (Zaman *et al.*, 2022) et numériques (Bogey, 2021) montrent que l'état initial de la couche de mélange n'influe pas sur la fréquence des composantes tonales.

5.2.2 Étude d'un jet à $M_j = 0.9$ pour différents M_f

On montre sur la figure 5.7 des spectres de pression d'un unique microphone de l'antenne, d'un jet à $M_j = 0.9$ pour des nombres de Mach de vol M_f allant de 0 à 0.35. Les fréquences de coupure des modes $n_r = 1$ et $n_\theta = 0, 1, 2$ et 3 sont également tracés en pointillés. On constate clairement deux effets dus à l'augmentation du nombre de Mach de vol M_f . Le premier effet

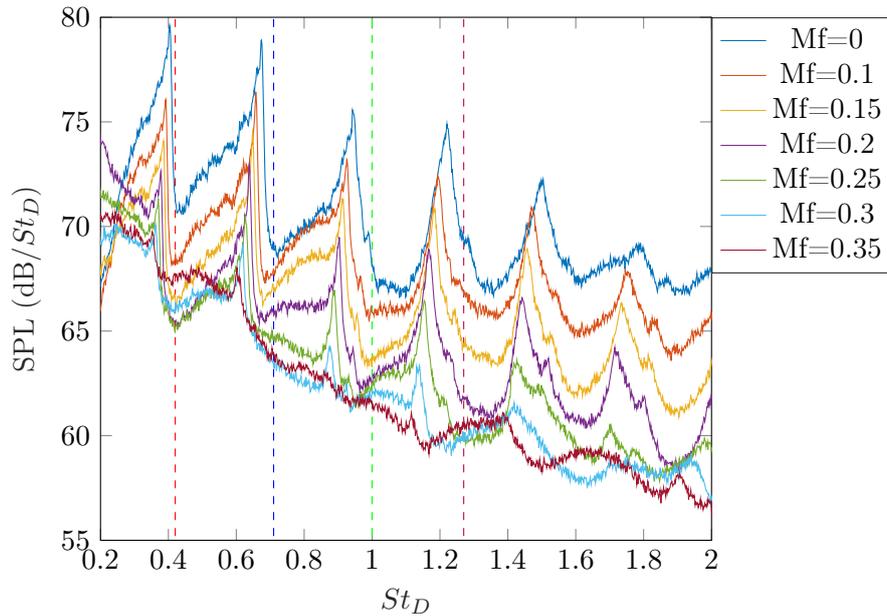


FIGURE 5.7 – Spectre de pression en champ proche d'un jet à $M_j = 0.9$ pour différents nombres de Mach de vol M_f

visible est une diminution du nombre de Strouhal associé à chaque composante tonale. Le second est une forte réduction d'amplitude, jusqu'à 10 dB pour la première composante tonale avec l'augmentation de M_f . Au nombre de Mach $M_f = 0.35$ il est difficile de distinguer toutes les composantes tonales, particulièrement à partir de la troisième composante tonale. Le phénomène de diminution du nombre de Strouhal sera examiné en section 5.2.2.1 dans le cas d'un jet à Mach 0.9. La diminution d'amplitude des composantes tonales sera étudiée dans la section 5.2.5 en considérant des jets à différents nombres de Mach M_j .

5.2.2.1 Décalage du contenu fréquentiel

La figure 5.8 montre l'évolution du nombre de Strouhal de chaque composante tonale en fonction de M_f pour un jet à Mach 0.9. On constate une diminution du nombre de Strouhal associé à chaque composante tonale avec l'augmentation de M_f . On trace également le nombre de Strouhal des premiers et troisièmes pics sur le spectre des fluctuations de masse volumique, lorsque ceux-ci sont clairement identifiables. On remarque que le St_D obtenu sur le spectre des fluctuations de masse volumique est légèrement sous-estimé pour la première composante tonale par rapport à ceux obtenus sur le spectre acoustique. Une différence de fréquence entre les composantes tonales à l'intérieur du jet et à l'extérieur a notamment été constatée par Bogey (2021), et cette différence est susceptible de varier avec l'angle β .

La diminution du nombre de Strouhal des composantes tonales avec l'augmentation de M_f est en contradiction avec les expériences de Lepicovsky et Ahuja (1985), visant à montrer que les ondes fermant la boucle de rétroaction générant ces composantes tonales se propagent uniquement à l'intérieur du jet. Le microphone de cette expérience est situé dans l'écoulement primaire, il

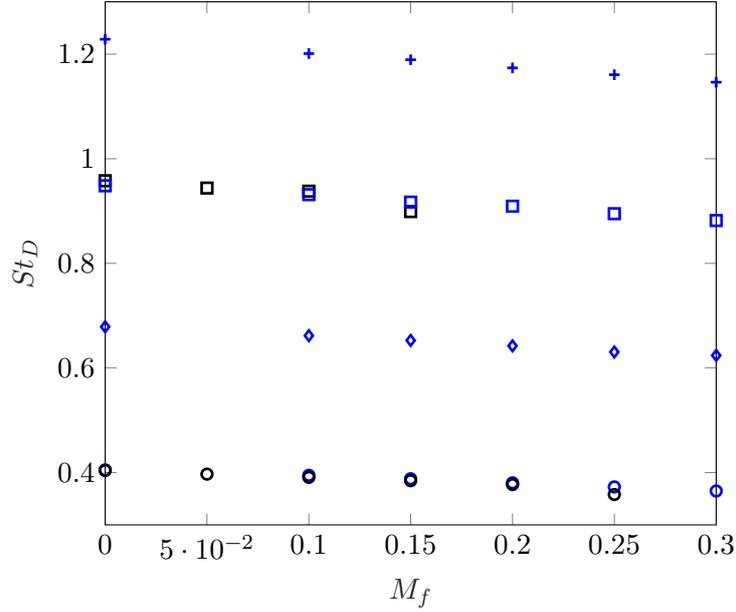


FIGURE 5.8 – Nombre de Strouhal St_D des quatre premières composantes tonales en fonction du nombre de Mach M_f pour $M_j = 0.9$. \circ : première composante tonale, \circ première composante tonale sur la PSD des fluctuations de masse volumique, \diamond : deuxième composante tonale, \square : troisième composante tonale, \square : troisième composante tonale sur la PSD des fluctuations de masse volumique $+$: quatrième composante tonale

serait donc possible que la composante hydrodynamique domine la mesure ou bien que les ondes acoustiques se propageant dans l'écoulement primaire masquent celles se propageant à l'extérieur. L'absence de changement de la fréquence des composantes tonales générés par l'impact du jet sur le microphone avec la variation de vitesse de l'écoulement secondaire est interprétée comme la confirmation d'une fermeture de la boucle de rétroaction par les ondes se propageant vers l'amont à l'intérieur du jet (Tam et Ahuja, 1990; Edgington-Mitchell, 2019). A contrario, une augmentation de la vitesse de l'écoulement secondaire réduirait la vitesse de propagation des ondes acoustiques vers l'amont à l'extérieur du jet, et conduirait à une réduction de la fréquence des pics sur le spectre, si ces ondes sont responsable de la fermeture de la boucle de rétroaction. Les résultats présentés en figure 5.8 semblent pencher en faveur de cette dernière explication. À la connaissance de l'auteur, il semblerait qu'aucune autre mesure acoustique en champ proche n'ait été réalisée pour caractériser l'effet de vol sur les ondes guidées. Il est donc possible que dans le cas de l'expérience de Lopicovsky et Ahuja (1985), la présence d'un obstacle, le microphone, dans l'écoulement altère la boucle de rétroaction, et que le mécanisme en jeu soit différent de celui s'établissant dans un écoulement libre.

La fréquence des composantes tonales mesurée à l'intérieur du jet par diffusion Rayleigh évolue de la même façon que sur les spectres acoustiques. Cela indiquerait que ce sont des ondes ayant une amplitude à l'intérieur et à l'extérieur du jet qui sont effectivement la source des composantes tonales acoustiques.

5.2.2.2 Contenu modal

Une décomposition modale est effectuée grâce à l’antenne circulaire composée de microphones. A chaque pas de temps, une transformée de Fourier en azimut est effectuée. On obtient donc six séries de coefficients, correspondant aux modes $n_\theta = -2, -1, 0, 1, 2$ et 3 . La transformée de Fourier temporelle sur ces séries de coefficients permet d’obtenir les spectres de pression correspondant à chacun de ces modes. La contributions des modes $n_\theta = 0$ à 3 pour un jet à Mach 0.9 et différents nombres de Mach M_f est montrée en figure 5.9.

Les spectres obtenus pour les différents modes azimutaux sont similaires aux spectres expérimentaux reportés par Suzuki et Colonius (2006) et numériques (Towne *et al.*, 2017; Brès *et al.*, 2018; Bogey, 2021) pour des jets aux mêmes nombres de Mach, sans écoulement secondaire. Des composantes tonales émergent dans le spectre total et également pour chaque mode azimutal. Pour chacun des modes, les St_D des composantes tonales sur la figure 5.9a sont très proches de ceux prédits par le modèle de nappe tourbillonnaire (Bogey, 2021). La résonance est atteinte à une fréquence très proche de la fréquence de coupure du mode. On constate également que les composantes tonales sur le spectre total ne sont pas dues à un unique mode, mais sont bien une combinaison de la contribution de plusieurs modes. Par exemple, la première composante du mode $n_\theta = 2$ est au même nombre de Strouhal que la deuxième composante du mode $n_\theta = 0$. Plusieurs composantes tonales sont présentes sur le spectre du mode $n_\theta = 3$, sur la figures 5.9a. Trois pics en basses fréquences correspondent aux mêmes nombres de Strouhal que les pics principaux des modes $n_\theta = 0$ à $n_\theta = 2$. De plus, un pic plus large bande est présent au même nombre de Strouhal que le troisième pic du mode $n_\theta = 1$.

L’augmentation du nombre de Mach de vol M_f a pour effet de décaler l’ensemble du contenu fréquentiel vers les basses fréquences, comme discuté en section 5.2.2.1. Le décalage en fréquence n’est pas uniforme pour l’ensemble des pics. Par exemple, le deuxième pic du mode $n_\theta = 0$ et le premier pic du mode $n_\theta = 2$ sont pratiquement confondus pour $M_f = 0$. A mesure que M_f augmente, de décalage fréquentiel entre ces deux pics augmente jusqu’à atteindre 0.05 pour $M_f = 0.25$. De même, à $St_D \approx 1.7$ les pics des modes $n_\theta = 1$ et $n_\theta = 3$ sont au même St_D en figure 5.9a. En augmentant M_f le pic du mode $n_\theta = 3$ devient moins large bande, et l’écart fréquentiel avec le mode $n_\theta = 1$ croit.

La forme du spectre est également modifiée. On constate par exemple une augmentation de niveau à faible nombre de Strouhal, entre 0.2 et 0.35. On constate également que les composantes secondaires associées à certains modes deviennent plus proéminentes, comme le troisième pic du mode $n_\theta = 1$, ou le deuxième pic du mode $n_\theta = 2$. A contrario, les premières et deuxièmes composantes du mode $n_\theta = 3$ disparaissent complètement à partir de $M_f = 0.15$, en figure 5.9c.

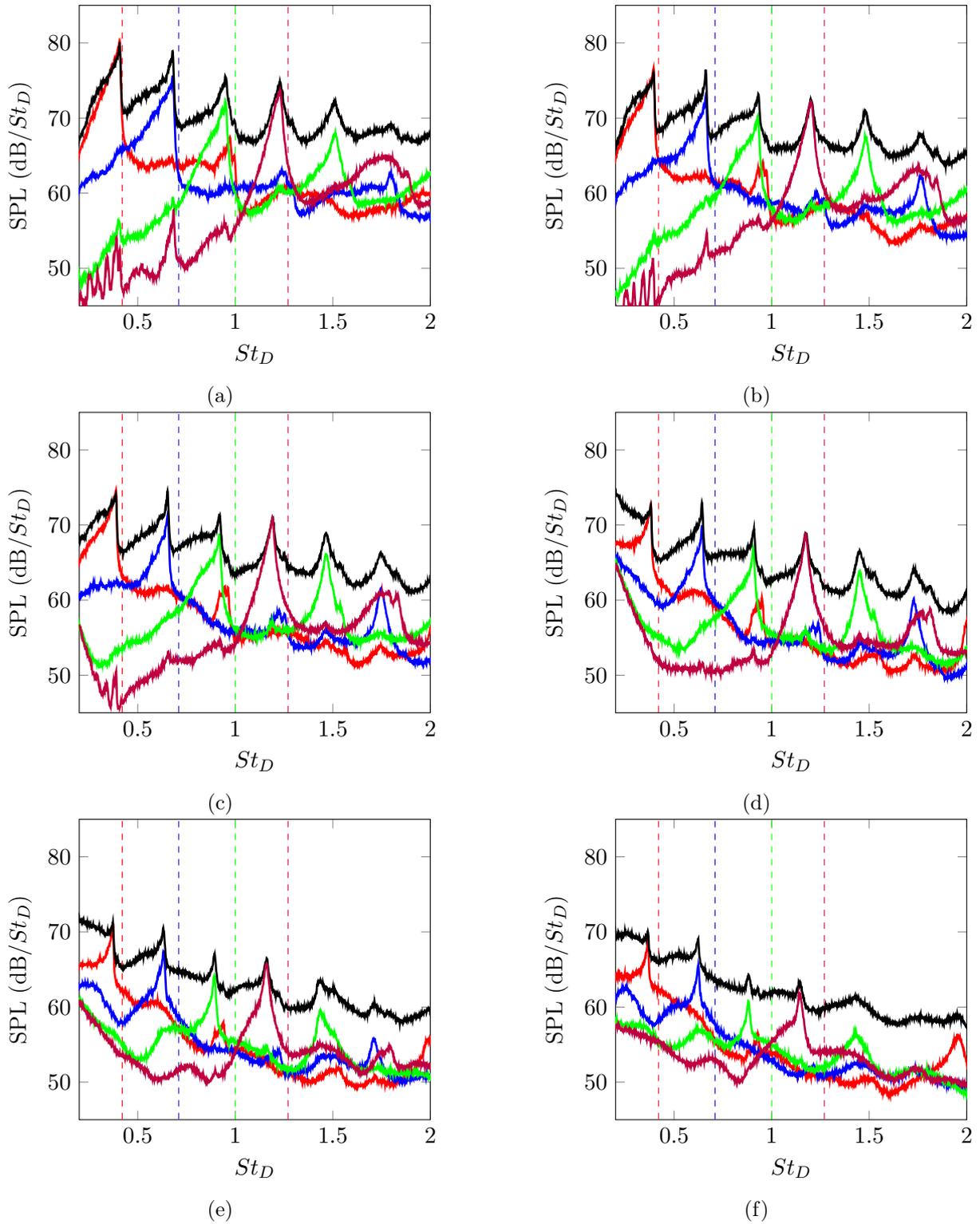


FIGURE 5.9 – Spectres de pression d’un jet à $M_j = 0.9$ en fonction du nombre de Strouhal pour a) $M_f = 0$, b) $M_f = 0.1$, c) $M_f = 0.15$, d) $M_f = 0.2$, e) $M_f = 0.25$, f) $M_f = 0.3$. — : spectre complet, — : $n_\theta = 0$, — : $n_\theta = 1$, — : $n_\theta = 2$, — : $n_\theta = 3$. Les lignes pointillées de la même couleur que les lignes solides sont les St_D prédits par Bogey (2021)

5.2.3 Atténuation de l'intensité des composantes tonales

L'amplitude des composantes tonales en fonction du nombre de Mach mesuré pour les quatre premiers pics sur le spectre d'un unique microphone est tracée en figure 5.10, pour différents nombres de Mach M_f . Pour les nombres de Mach $M_f \in [0; 0.15]$, le niveau des pics associés à chaque mode augmente avec M_j^8 , suivant la loi d'échelle typique du bruit aérodynamique pour les jets subsoniques (Lighthill, 1952). Ce résultat est attendu (Bogey, 2021, 2022a) et indique que les ondes qui se propagent jusqu'à la région proche de la tuyère sont générés par le jet. On remarque que les intensités des pics liés aux modes $n_\theta = 0$ et 1 sont très proches, de même que les intensités des modes $n_\theta = 2$ et 3. A partir de $M_f = 0.2$, des différences apparaissent dans l'évolution de l'intensité avec M_j . En particulier, les points à $M_j = 0.7$ et 0.75 s'éloignent de la courbe en M_j^8 pour les modes $n_\theta = 0$ et 1. Cela peut s'expliquer par le fait qu'à ces nombres de Mach, les composantes tonales sont bien moins marquées, et cela d'autant plus que M_f est élevé, comme on le montre en figure 5.11. On pourrait alors questionner la pertinence de mesurer le niveau de pics individuels plutôt que la puissance acoustique totale émise par le jet.

La figure 5.12 montre l'amplitude des composantes tonales des différents modes pour le jet à Mach 0.9 en fonction de $\Delta M = M_j - M_f$. De façon inattendue, l'évolution de l'amplitude des composantes tonales ne suit pas une loi en ΔM^8 , mais semble plutôt évoluer avec ΔM^6 . Plus particulièrement, les composantes tonales associées aux modes $n_\theta = 2$ et 3 ont un meilleur accord avec la loi en M_j^8 que les composantes tonales associées aux modes $n_\theta = 0$ et 1. Une analyse similaire est menée sur les spectres de masse volumique, et les résultats sont tracés en figure 5.13. On constate également une évolution qui semble suivre une loi en ΔM^6 , ce qui indiquerait que l'amplitude du pic sur le spectre de masse volumique est proportionnelle à celle mesurée sur le spectre acoustique. Du fait de la précision fréquentielle moindre de la CPSD des fluctuations de masse volumique, on ne considère pas ici l'amplitude maximale du pic, mais son intégrale, sur un intervalle centré sur ce dernier, d'une largeur de $0.08 St_D$.

5.2.4 Profils de masse volumique

La mesure du spectre des fluctuations de masse volumique permet d'identifier les pics caractéristiques des ondes guidées dans le cône potentiel du jet. Il n'est cependant pas possible d'attribuer ces pics uniquement à une composante se propageant seulement vers l'amont, mais plutôt à une superposition d'ondes se propageant vers l'aval et d'ondes se propageant vers l'amont. Pour séparer ces deux systèmes d'ondes, on pourrait imaginer un dispositif de deux faisceaux laser et optiques de réception indépendants, permettant d'isoler grâce à des corrélations entre les deux signaux, les composantes se déplaçant vers l'amont ou l'aval. À l'intérieur du cône potentiel, ces deux composantes ont une amplitude identique (Towne *et al.*, 2017). On réalise des profils de masse volumique dans le cône potentiel d'un jet à $M_j = 0.9$ et différents M_f , afin d'observer une éventuelle modification de la forme radiale de l'amplitude du mode considéré, qui est tracé dans (Towne *et al.*, 2017, figure 11.a), par l'effet de vol.

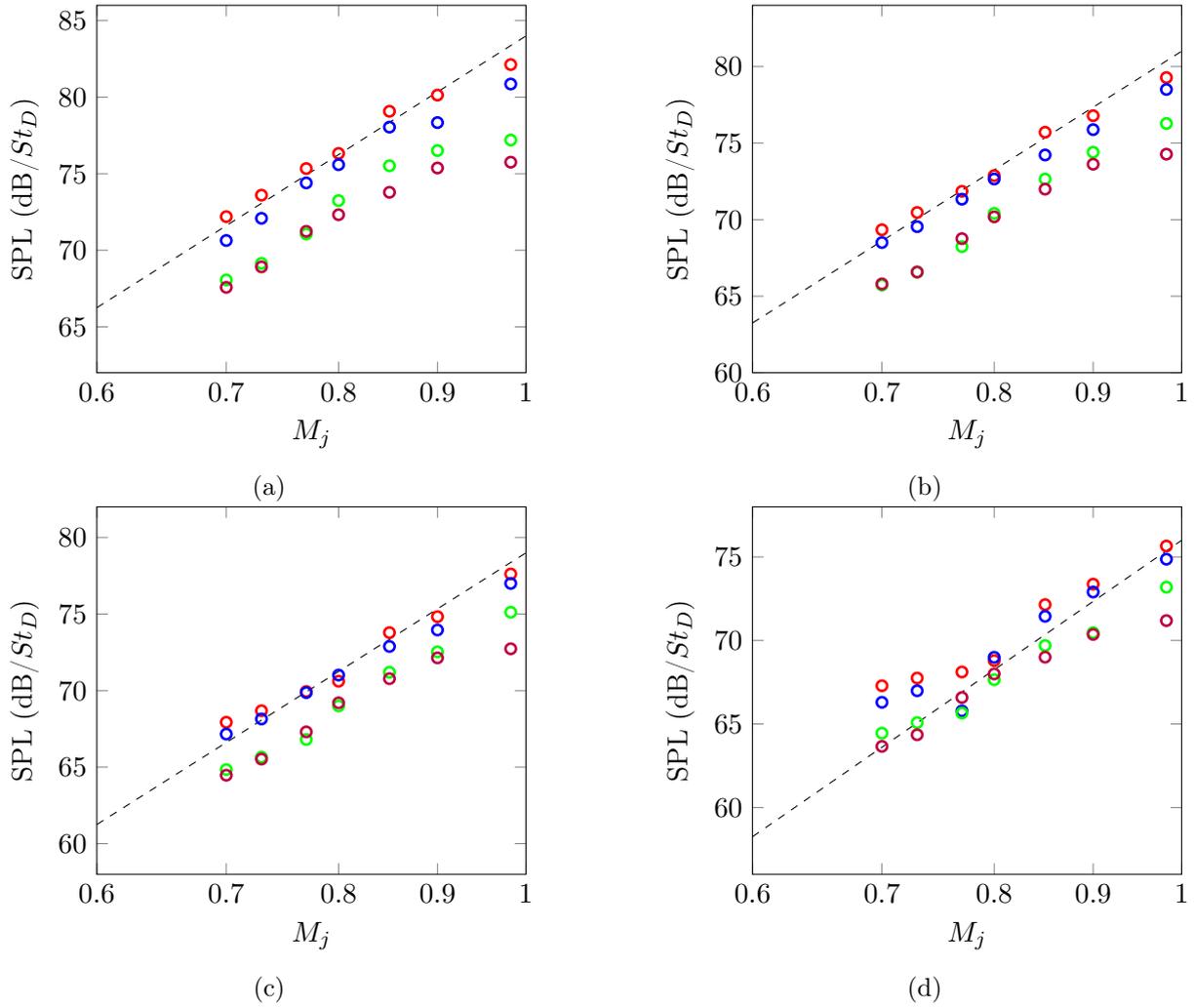


FIGURE 5.10 – Niveau des pics sur le spectre total d'un jet à différents M_j , associés au St_D des différents modes — : $n_\theta = 0$, — : $n_\theta = 1$, — : $n_\theta = 2$, — : $n_\theta = 3$, pour $n_r = 1$. a) $M_f = 0$, b) $M_f = 0.1$, c) $M_f = 0.15$, d) $M_f = 0.2$. - - - : loi en M_j^8

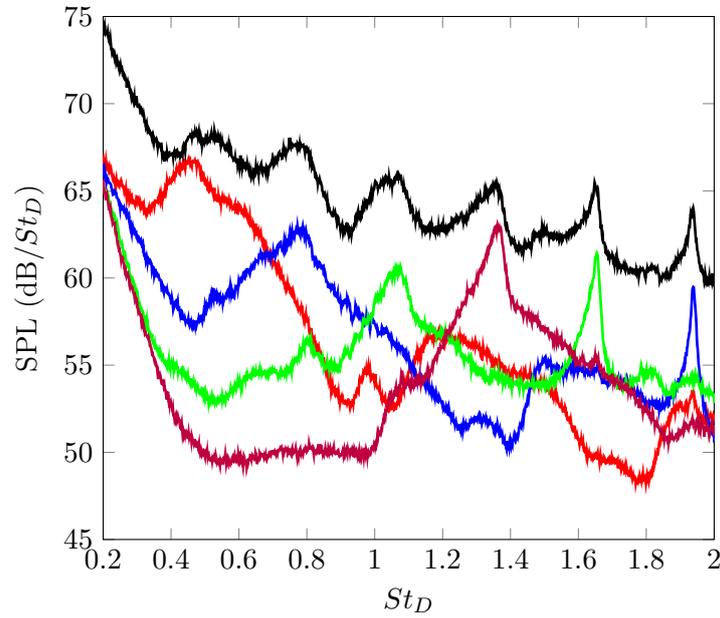


FIGURE 5.11 – Spectre de pression d'un jet à $M_j = 077$ en fonction du nombre de Strouhal pour $M_f = 0.2$. — : spectre complet, — : $n_\theta = 0$, — : $n_\theta = 1$, — : $n_\theta = 2$, — : $n_\theta = 2$.

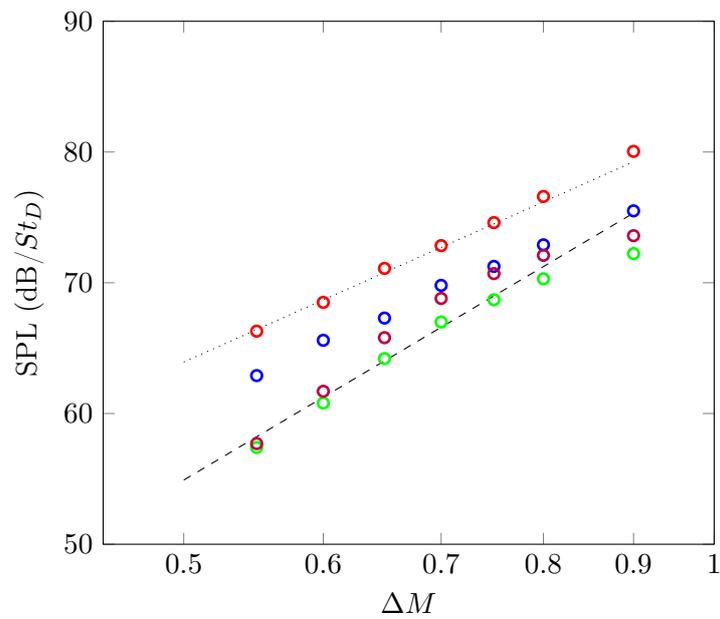


FIGURE 5.12 – Niveau des pics sur les spectres des différents modes d'un jet à $M_j = 0.9$ et différents M_f , associés au St_D des différents modes — : $n_\theta = 0$, — : $n_\theta = 1$, — : $n_\theta = 2$, — : $n_\theta = 3$, pour $n_r = 1$. lois en --- : ΔM^8 et en : ΔM^6

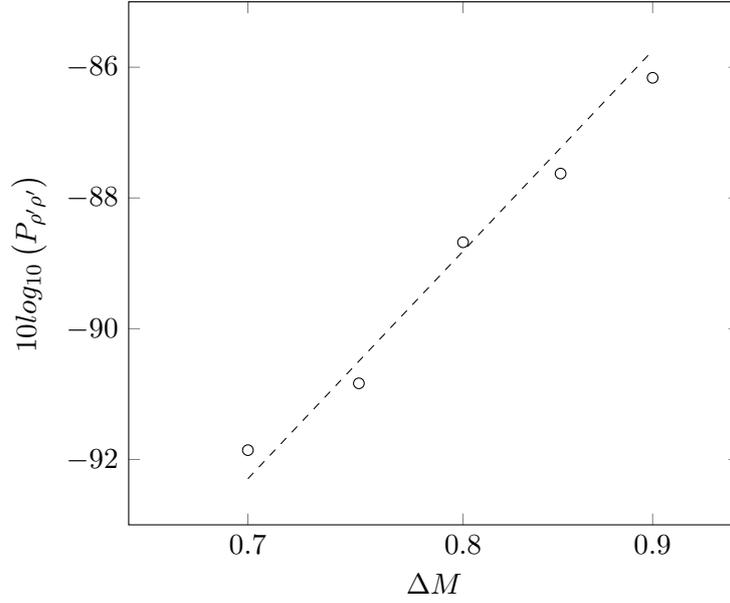


FIGURE 5.13 – Niveau du pic sur le spectre de fluctuation de densité. --- : loi en ΔM^6

En premier lieu, on trace en figure 5.14 les PSD des fluctuations de masse volumique à différentes positions radiales, afin de voir l'émergence des composantes liées aux différents modes sur le spectre. On réalise 20 acquisitions à chaque point, et les spectres moyens sont calculés avec une résolution fréquentielle $\Delta f = 75$ Hz. Le spectre tracé en figure 5.14a est similaire à celui montré en figure 5.5a, on observe que les pics à $St_D = 0.4$ et 0.95 . Sur le spectre de la figure 5.14b, deux autres pics émergent, à $St_D = 0.68$ et 1.23 , correspondant respectivement aux modes $n_\theta = 1$ et 3 . Le spectre des fluctuations de masse volumiques à $r/D = 0.26$ tracé en figure 5.14c montre que par rapport à la position précédente, l'amplitude du premier pic diminue, alors que celle du second pic augmente, ce qui est cohérent avec la forme radiale des modes correspondants (Tam et Hu, 1989; Towne *et al.*, 2017; Bogey, 2021). On remarque également qu'une composante large bande apparaît entre $St_D = 0$ et 1 , correspondant à l'augmentation large bande des fluctuations de masse volumique due à la couche de cisaillement. La figure 5.14c montre la PSD à $r/D = 0.34$, qui est dominée par les fluctuations large bande de la couche de cisaillement. On distingue néanmoins le pic à $St_D = 0.95$.

Les profils, d'intensité normalisée du premier pic sont montrés en figure 5.15. On constate comme attendu une intensité plus forte au centre du cône potentiel, qui décroît avec r , pour les trois M_f . À partir de $r/D = 0.3$, l'intensité augmente à cause de l'augmentation du niveau des fluctuations sur l'entièreté du spectre, comme montré en figure 5.16. Pour cette figure, la valeur *rms* des fluctuations est obtenue par l'identité de Parseval :

$$\sigma_{\rho'}^2 = \sum_{i=1}^{f_s/(2\Delta f)} |P_{\rho'\rho'}(i\Delta f)| \Delta f \quad (5.4)$$

On constate une forte augmentation du bruit de mesure avec l'augmentation de M_f , qui est

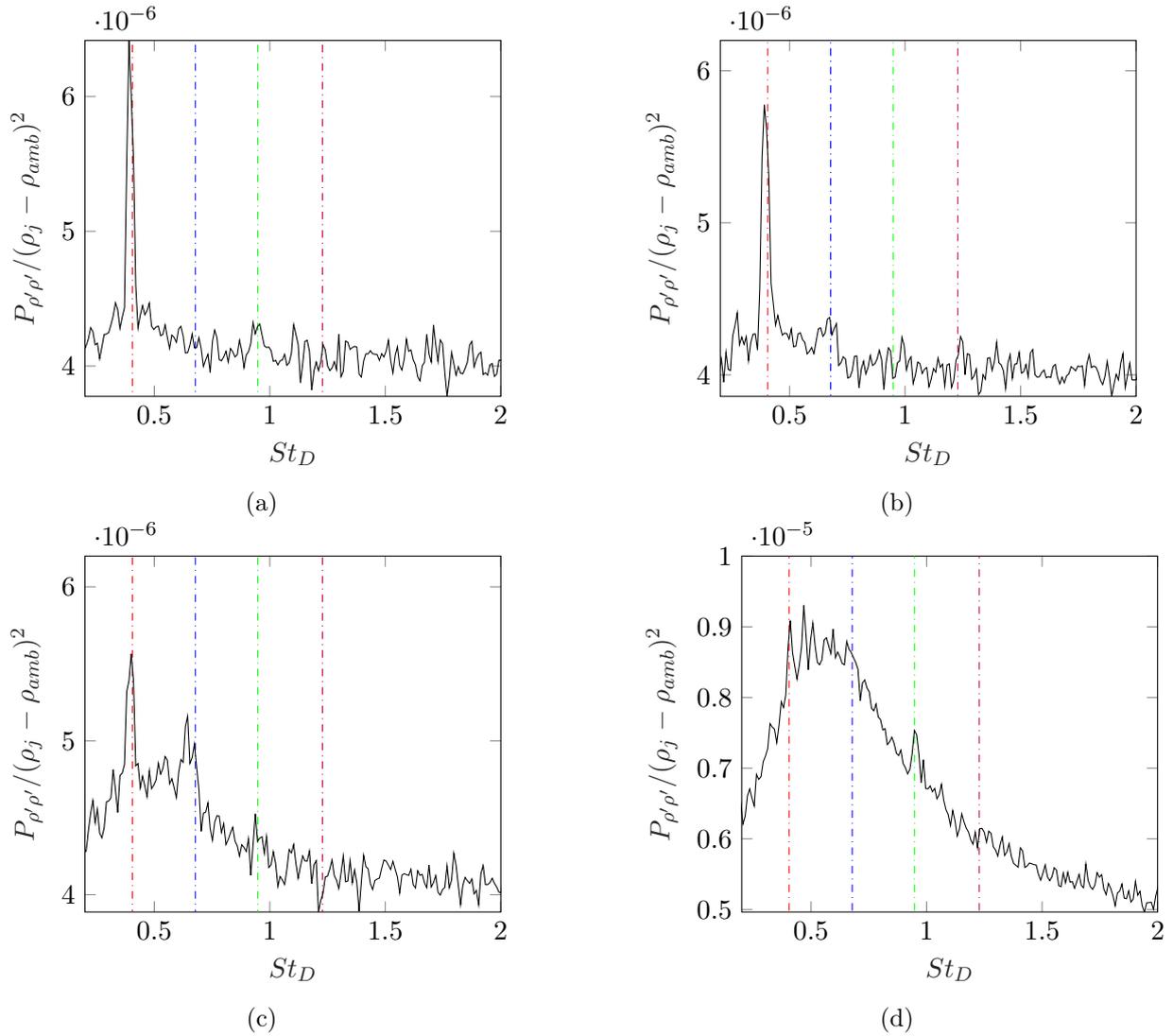


FIGURE 5.14 – PSD des fluctuations de masse volumique à a) $r/D = 0$, b) $r/D = 0.11$, c) $r/D = 0.26$, d) $r/D = 0.34$ et $z/D = 3$. Nombres de Strouhal identifiés sur les spectres acoustiques :
 - - - : $St_D = 0.40$, - - - : $St_D = 0.68$, - - - : $St_D = 0.95$, - - - : $St_D = 1.23$.

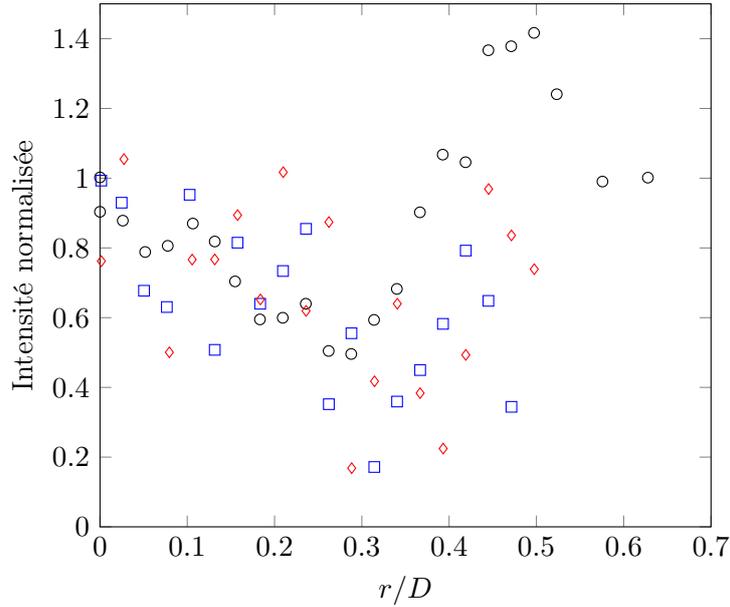


FIGURE 5.15 – Profils de l’intensité normalisée du pic dans les spectres de fluctuations de masse volumique à $z/D = 3$. \circ : $M_f = 0.05$, \square : $M_f = 0.1$, \diamond : $M_f = 0.2$

causée par la diminution de l’intensité du pic, et donc du SNR, comme montré en figure 5.13. Il est alors difficile de comparer les différents profils. Il semble cependant que le point d’inflexion du profil se déplace vers l’extérieur du jet, et que les niveaux des fluctuations dans la couche de mélange diminuent. Cela est probablement dû à une diminution du cisaillement engendrée par l’écoulement secondaire, et cette tendance est confirmée par la figure 5.16.

On n’observe donc pas avec certitude une modification avec l’effet de vol de la fonction propre des ondes guidées sur les profils de fluctuations de masse volumique. Cette conclusion est cependant à nuancer, car il est possible que le faible niveau d’intensité du pic obtenu en s’éloignant de l’axe du jet, et l’impossibilité d’isoler uniquement la contribution de ces ondes dans la couche de mélange ne permettent pas d’observer cette modification.

5.2.5 Étude de jets à différents nombres de Mach

La figure 5.17 montre le nombre de Strouhal des quatre premières composantes tonales en fonction du nombre de Mach M_j , de façon similaire à la figure 5.6, mais pour des nombres de Mach de vol $M_f \in [0; 0.3]$. On constate que pour tous les M_f testés, l’évolution de la fréquence de composantes tonales avec M_j est similaire. Comme montré en figure 5.8, l’augmentation de M_f a pour effet de diminuer la fréquence des composantes tonales. À partir de $M_j \leq 0.8$, les pics sont bien moins marqués, comme montré en figure 5.11, ou peuvent ne plus être présents sur le spectre. Cela rend la détection du nombre de Strouhal associé aux composantes tonales difficiles, d’autant plus que M_f est élevé. On ne relève alors que les pics clairement identifiables, ce qui explique que certaines composantes tonales ne soient pas reportées.

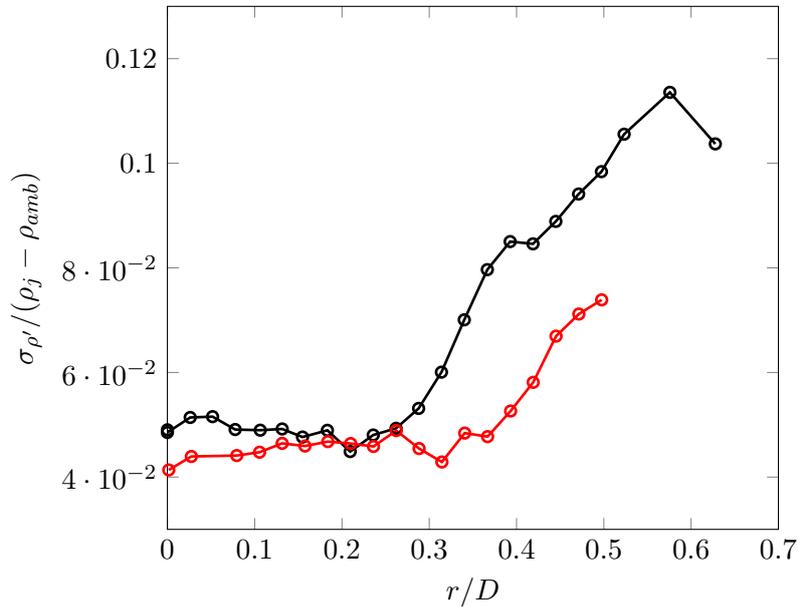


FIGURE 5.16 – Profils de ρ'_{rms} d'un jet à $M_j = 0.9$ et $z/D = 3$. — : $M_f = 0.05$, — : $M_f = 0.2$

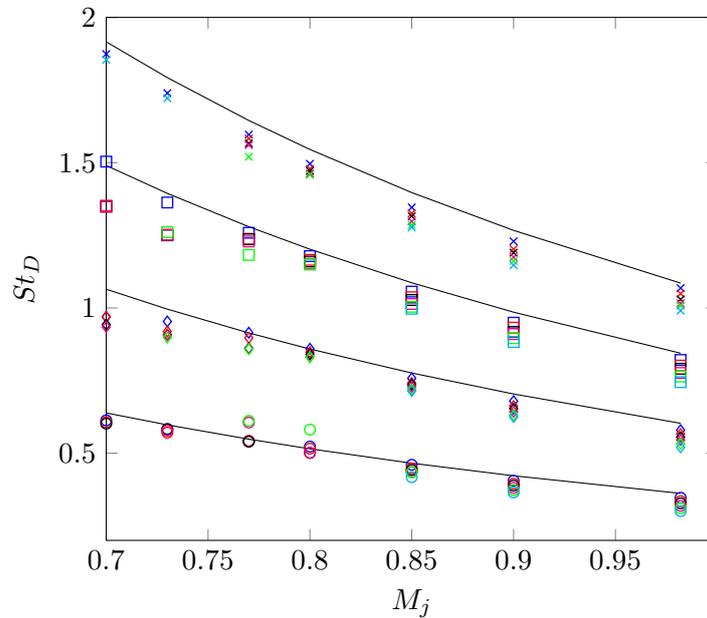


FIGURE 5.17 – Nombre de Strouhal St_D des quatre premières composantes tonales en fonction du nombre de Mach M_j pour différents M_f . \circ : première composante tonale, \diamond : deuxième composante tonale, \square : troisième composante tonale, \times : quatrième composante tonale, — : relation empirique de Zaman *et al.* (2022). — : $M_f = 0$, — : $M_f = 0.1$, — : $M_f = 0.15$, — : $M_f = 0.2$, — : $M_f = 0.25$, — : $M_f = 0.3$

Troisième partie

Mesures du spectre de la diffusion Rayleigh et applications aux jets libres subsoniques

6 Acquisition et traitement des interférogrammes

On présente dans ce chapitre le dispositif mis en place pour faire l'acquisition des interférogrammes, et à leur traitement. On se concentre particulièrement sur l'optique de réception, le reste de la configuration étant identique à ce qui est décrit au chapitre 4. Le problème de stabilité thermique de l'instrument est tout d'abord mis en évidence, afin d'identifier une partie des contraintes sur lesquelles le dispositif s'articule. Les interférogrammes finaux qui seront analysés par la suite sont issus de différentes étapes de traitements d'image, également détaillées dans ce chapitre.

6.1 Stabilité thermique de l'instrument requise pour l'étude d'une source mobile de diffusion

On considère le cas d'une source lumineuse en mouvement, qui dans la pratique est constituée de molécules situées dans le volume de mesure de l'écoulement à caractériser. Pour cette source en mouvement, on attend un décalage fréquentiel lié à l'effet Doppler mentionné plus haut. Ce décalage en fréquence se traduit sur l'interférogramme par un changement du rayon des anneaux. On souhaite donc utiliser cette propriété par la suite, pour évaluer la vitesse en un point de l'écoulement depuis l'analyse de l'interférogramme formé à partir de la lumière diffusée par les particules du fluide passant en ce point de l'écoulement.

Si les caractéristiques du FPI sont stationnaires, voir section 3.2.3, seul le décalage Doppler pourrait induire une modification de la valeur de φ_0 . Cette variation s'exprimerait comme :

$$(\Delta\varphi(x, 0))_{\Delta\nu} = \frac{4\pi\mu d\Delta\nu}{c} \quad (6.1)$$

Cependant, une dérive thermique est susceptible de concerner l'interféromètre au cours des mesures. Cette dérive aurait potentiellement deux effets :

- Modifier l'espacement d entre les miroirs, en raison de la dilatation thermique du système d'espacement entre les miroirs. Dans notre cas, ce système est constitué d'un verre traité,

à très faible coefficient de dilatation thermique β , d'environ 1.10^{-8} K^{-1} ,

- Modifier l'indice optique μ de l'air entre les miroirs du FPI, en supposant par ailleurs que l'indice optique μ_{ext} est homogène à l'extérieur du FPI .

On évalue dans ce qui suit les modifications de φ_0 induites par l'un et l'autre de ces effets, dans le cas d'un changement de température de 1 K sur la durée de la mesure, en prenant une température de référence $T = 293 \text{ K}$. On en déduira l'erreur commise sur l'interprétation de l'interférogramme en considérant que les changements qui y sont observés résultent d'un effet de convection de la source plutôt que d'un effet de dérive thermique de l'appareil. La variation de φ_0 induite par la dilatation thermique, et donc une variation de la distance d est :

$$(\Delta\varphi(x, 0))_{\Delta d} = \frac{4\pi\mu\Delta d}{\lambda} \quad (6.2)$$

Or, la variation de d induite par un changement de température est donnée par :

$$\Delta d = \beta d \Delta T \quad (6.3)$$

Pour que les deux variations de φ_0 soient équivalentes, il faudrait que :

$$U = \frac{\Delta T c \beta}{\sqrt{2}} \quad (6.4)$$

Pour un ΔT de 1 K, cela correspondrait à un shift Doppler induit par une vitesse de $2,12 \text{ m.s}^{-1}$. Cette erreur commise sur la vitesse du fait de cet effet thermique semble donc raisonnablement faible par rapport à la vitesse des écoulements considérés.

Par ailleurs, la variation de $\varphi(x, 0)$ liée au changement d'indice optique s'exprime selon :

$$(\Delta\varphi(x, 0))_{\Delta\mu} = \frac{4\pi d \Delta\mu}{\lambda} \quad (6.5)$$

avec $\Delta\mu$ estimé à partir de la loi des gaz parfaits, de la relation de Gladston Dale et sous hypothèse d'une transformation isobare par :

$$\Delta\mu = (\mu - 1) \frac{\Delta T}{T} \quad (6.6)$$

Dans ce cas, pour que la variation $\Delta\varphi_{0,\Delta\mu}$ soit égale à la variation $\Delta\varphi(x, 0)_{\Delta\nu}$, cela implique que :

$$U = \frac{\Delta T}{T} \frac{c}{\sqrt{2}} \frac{\mu - 1}{\mu} \quad (6.7)$$

Ainsi, une variation de température de 1 K induisant un changement d'indice optique, créerait une variation de $\varphi(x, 0)$ équivalente à celle induite par un shift Doppler correspondant à une vitesse de 169 m.s^{-1} . De manière équivalente, la variation $\Delta\varphi/\varphi$ s'exprime par la somme des

6.1 Stabilité thermique de l'instrument requise pour l'étude d'une source mobile de diffusion

variations de tous les paramètres physiques qui définissent φ :

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} = \frac{\Delta\mu}{\mu} + \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta\nu}{\nu} \quad (6.8)$$

On peut ainsi évaluer l'importance de chacun de ces termes individuellement. Le tableau 6.1 reporte quelques valeurs typiques dans le cas d'une variation de température ΔT .

ΔT (K)	$\frac{\Delta\mu}{\mu}$	$\frac{\Delta d}{d}$
1	7.84×10^{-7}	1×10^{-8}
3	2.35×10^{-6}	3×10^{-8}
5	3.92×10^{-6}	5×10^{-8}
10	7.84×10^{-6}	10×10^{-8}

TABLE 6.1 – Variations relatives de l'indice de réfraction de l'air dans le FPI et de la distance entre les miroirs dues à la dilatation pour différentes variations de température

On constate que l'importance relative d'une variation d'indice optique causée par un changement de température est deux ordres de grandeur au dessus de la dilatation thermique. Le tableau 6.2 montre des valeurs de variations relatives de la fréquence centrale du spectre de diffusion de la lumière, par rapport à la fréquence du laser induite par un décalage Doppler, pour des vitesses différentes. À partir de 100 m.s^{-1} , les valeurs sont comparables à celles obtenues pour une variation d'indice optique allouée à un changement de température de 1 K.

U (m.s^{-1})	$\frac{\Delta\nu}{\nu}$
1	4.71×10^{-9}
10	4.71×10^{-8}
50	2.35×10^{-7}
100	4.71×10^{-7}
169	7.84×10^{-7}
200	9.42×10^{-7}

TABLE 6.2 – Variations relatives de la fréquence centrale du spectre de la lumière diffusée pour plusieurs valeurs de la vitesse

On remarque donc que la stabilité en température de l'air situé entre les miroirs du Fabry-Pérot est cruciale pour s'assurer de la pertinence des mesures de vitesse de l'écoulement que l'on souhaite réaliser. Une conclusion similaire est trouvée par Clem *et al.* (2010), dont l'expérience visait à contrôler de façon active le rayon des franges avec un FPI constitué d'un bloc homogène de silice, dont les deux faces sont polies, en faisant varier la température du matériau. La précision d'une stabilisation en température de l'interféromètre limitant l'erreur sur l'estimation de la vitesse à 1 m.s^{-1} serait de l'ordre de quelques millièmes de Kelvin. Ce niveau de précision n'est pas envisageable dans les conditions d'essai.

L'effet d'une dérive thermique de l'instrument se traduit par une variation apparente du rayon des anneaux. Cependant la variation de rayon des anneaux peut être aussi interprétée comme une dérive de la fréquence du faisceau laser. Cela est l'explication fournie par Mielke-Fagan *et al.* (2010). Avec l'hypothèse d'une dérive constante au cours du temps, une correction peut être envisagée, en connaissant exactement l'intervalle de temps entre la mesure de l'interférogramme de référence, et l'interférogramme de Rayleigh. Cela nécessite donc de faire des acquisitions successives de l'interférogramme de référence et de l'interférogramme de Rayleigh, afin de suivre la variation de fréquence du laser, sans prendre en compte une dérive thermique, qui ne peut pas être assimilée à un phénomène constant. Dans certains cas, la dérive de $\varphi(x, 0)$ au cours du temps est ignorée, car l'intervalle de temps entre les deux acquisitions est jugé suffisamment court. Cela peut être mis en œuvre grâce à un système motorisé qui permet de réduire grandement l'intervalle de temps entre les deux mesures (Panda, 2020).

Un suivi temporel de l'évolution du rayon du premier anneau a été réalisé à température ambiante afin de constater le phénomène et déterminer l'échelle de temps de l'évolution du rayon des anneaux. Une capture instantanée est faite toutes les deux minutes. Il n'a cependant pas été possible de faire de mesure de la température dans la cavité du FPI. Le résultat est présenté en figure 6.1. On constate une dérive d'environ 0.1 mm du rayon du premier anneau en 1 h. Cela correspond à une variation de $\varphi(x, 0)$ d'environ $2\pi \times 6\%$.

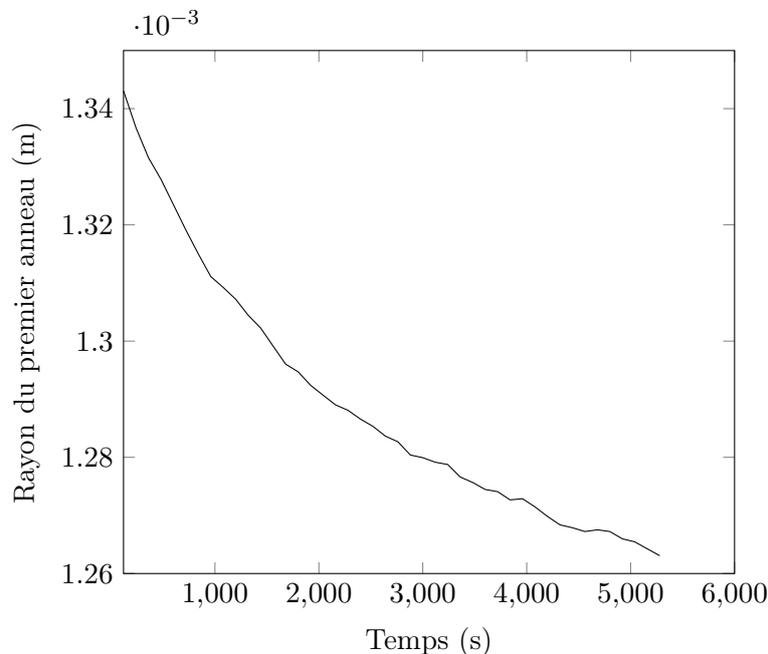


FIGURE 6.1 – Évolution temporelle du rayon du premier anneau d'un interférogramme de référence

Les solutions mentionnées précédemment ne sont pas jugées satisfaisantes, du fait des temps d'expositions relativement longs, de l'ordre de la dizaine de secondes, et de l'intervalle de temps

entre les deux mesures dans la configuration utilisée, par rapport à la vitesse de la dérive des rayons. Une solution de mesure simultanée est alors développée et exposée section 6.4.

6.2 Configuration optique pour les mesures interférométriques

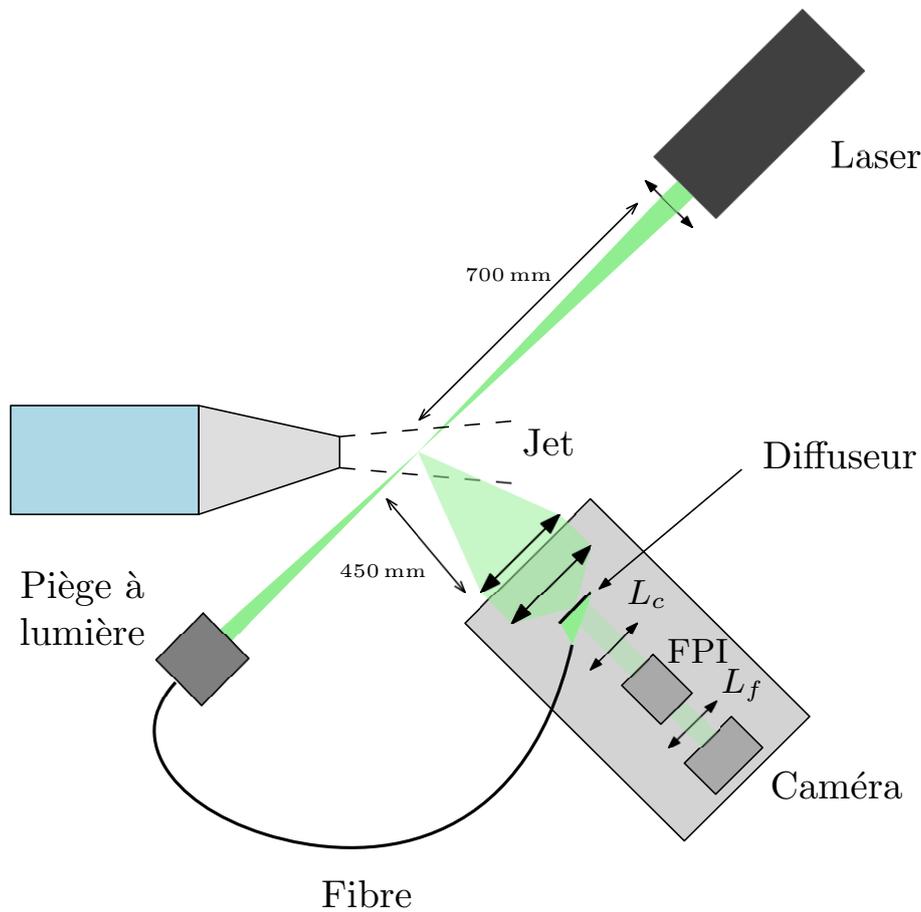


FIGURE 6.2 – Vue d’ensemble schématisée de la configuration utilisée pour les mesures par IRS

Un schéma d’ensemble de notre configuration est fourni en figure 6.2. L’optique de réception est présentée sur la figure 6.3. Cela englobe les instrument optiques utilisés pour collecter la lumière diffusée, et former l’interférogramme sur l’élément sensible d’une caméra. Tous les éléments sont fixés sur une table optique. Le collecteur est composé de deux lentilles convergentes de focales respectives $f = 450$ & 250 mm et de diamètres $D_L = 110$ mm. Cet élément est placé de sorte à collecter la lumière provenant d’un volume de mesure situé à la distance focale de sa lentille frontale. La lumière ainsi collectée est focalisée au plan image de la lentille arrière du collecteur, par la suite appelé plan objet secondaire, et forme l’image du volume de mesure. Cette image est formée à la distance focale f_c de la lentille de collimation L_c . Ainsi, tous les rayons venant d’un même point source dans le volume de mesure sont parallèles après avoir traversé L_c . La lumière collimatée passe par l’interféromètre. Les rayons sortant de l’interféromètre sont focalisés sur le capteur d’une caméra sCMOS Lavision Inc., par une lentille convergente L_f de distance

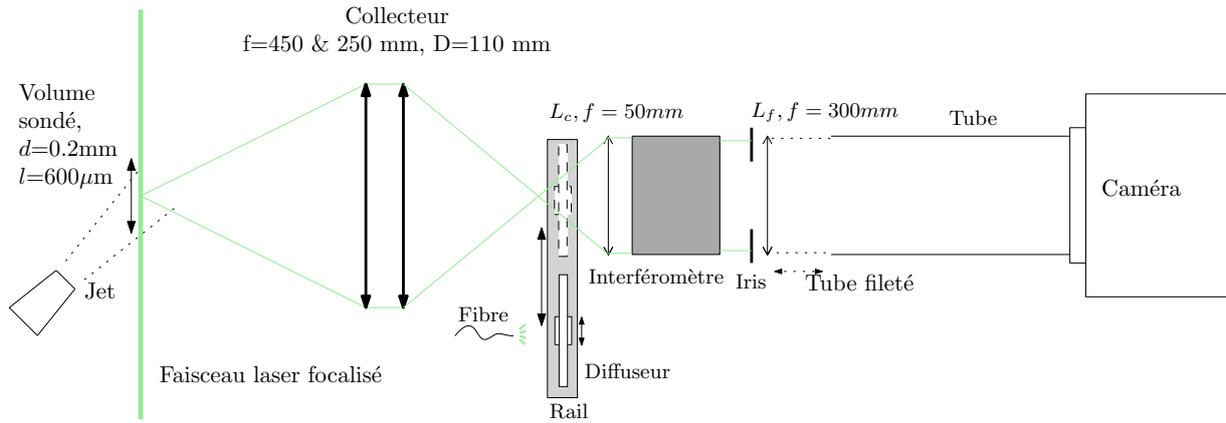


FIGURE 6.3 – Optique de réception et source diffuse

focale $f_f = 300$ mm, appelée lentille de formation de franges. Le capteur de la caméra comporte 2560×2160 pixels carrés, pixels de longueur physique $l_p = 6.5 \mu\text{m}$. La résolution de la trame, notée Res est donc de $153,8 \text{ px/mm}$. On appellera par la suite X et Y les coordonnées horizontales et verticales du capteur. La caméra est configurée pour ne faire l'acquisition que sur un rectangle de 960×800 pixels, de sorte à n'observer que les premières franges de l'interférogramme utiles à son analyse. L'acquisition des images se fait via le logiciel DaVis. Le temps d'exposition de chacune des images obtenues est de 100 ms. La lentille L_f est montée sur un tube relié à la caméra pour protéger le capteur de la lumière parasite non issue de l'interféromètre. Devant la lentille L_f , un iris est placé, là aussi pour éviter la lumière parasite et les éventuelles réflexions entre le capteur de la caméra et la face arrière de l'interféromètre.

L'interféromètre de Fabry-Pérot utilisé, dont on montre la photo en figure 6.4 est fabriqué sur mesure par SLS Optics Ltd. Les deux miroirs sont scellés dans une cavité cylindrique en aluminium, et leur espacement est assuré par trois séparateurs en verre à très faible coefficient de dilatation thermique. La distance entre les miroirs est de 20 ± 0.01 mm, ce qui correspond à un FSR de 7.49 GHz à 532 nm (voir section 3.2.2.2). Le parallélisme des miroirs est assuré à $\lambda/40$ et leur planéité à $\lambda/100$ (voir section 3.2.2.1). Les miroirs du FPI ont un diamètre de 30 mm, dont 20 mm, visibles sur la figure 6.4c, sont polis pour obtenir une réflectivité partielle de $89 \pm 1\%$ à la longueur d'onde du laser $\lambda_0 = 532$ nm. Cela correspond à une finesse de réflexion $N_R = 26_{-1,5}^{+3,8}$. La résolution fréquentielle de l'interféromètre est donc de 0.28 GHz. Dans le régime cinétique, le spectre de diffusion Rayleigh a une largeur d'environ 2 GHz. L'interféromètre a donc une résolution spectrale suffisante pour résoudre le spectre de diffusion dans ce régime. On peut noter que dans le régime hydrodynamique (voir section 2.2) les raies de Brillouin-Mandel'shtan ont une largeur de l'ordre de 0.2 GHz, ce qui est plus petit que la limite de résolution du FPI.

Pour mesurer la fonction d'instrument du Fabry-Pérot, c'est-à-dire l'interférogramme obtenu pour une source monochromatique, un montage optique spécifique est conçu. Un piège à lumière

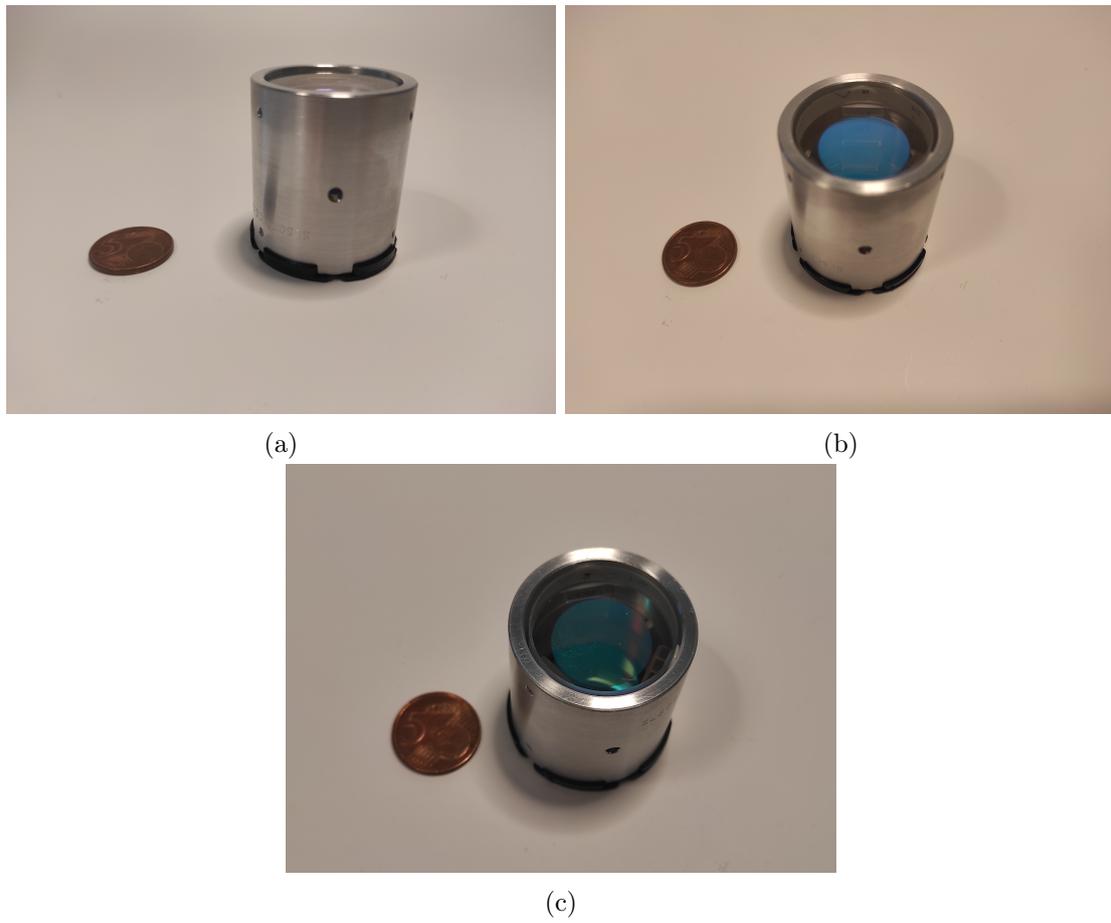


FIGURE 6.4 – Interféromètre de Fabry-Pérot utilisé dans cette étude

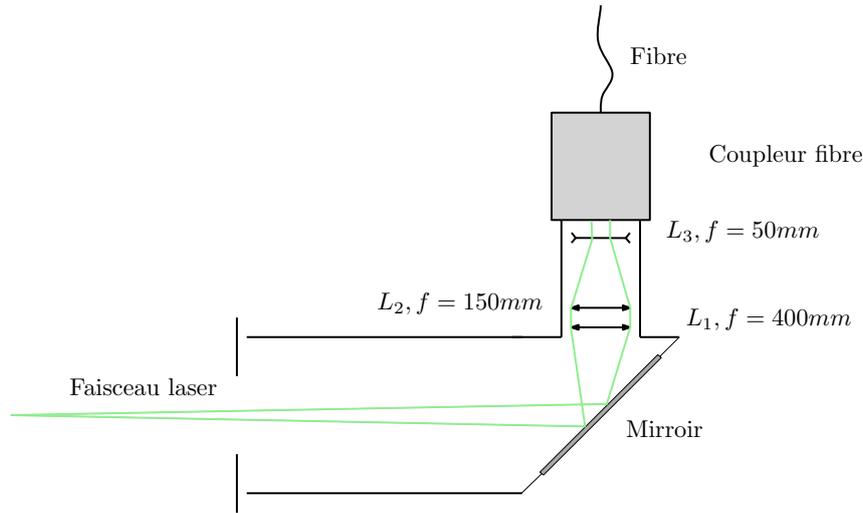


FIGURE 6.5 – Piège à faisceau laser et couplage de la fibre optique

servant également de couplage à une fibre optique, permet de collecter le faisceau laser après son passage dans la zone de mesure (voir la figure 6.2). Comme illustré sur la figure 6.5, le faisceau est redirigé vers une fibre optique à l'aide d'un miroir de 2" de diamètre. Le faisceau laser diverge après le volume sondé et doit être collimaté pour permettre le couplage. Une première lentille L_1 dont la distance focale $f_1 = 400\text{mm}$ correspond à la distance entre la lentille et le volume sondé est utilisée pour collimater le faisceau laser divergent, puis un arrangement afocal composé d'une lentille convergente et d'une lentille divergente de distances focales respectives $f_2 = 150\text{mm}$ et $f_3 = -50\text{mm}$ permet de réduire la taille du faisceau jusqu'à quelques millimètres. Le faisceau laser est ensuite dirigé dans une fibre monomode à l'aide d'un coupleur de fibre.

L'extrémité opposée de la fibre est pointée sur un diffuseur blanc (voir figure 6.2), pour obtenir une source diffuse monochromatique. La lumière provenant de la source diffuse est collectée à l'aide de la lentille L_c . Cette source permet la caractérisation de l'interféromètre. Pour permettre le déplacement de la source diffuse après la caractérisation de l'interféromètre, celle-ci est placée sur un rail fixé sur le banc optique. Un support mobile permet le déplacement le long du rail. De plus, le diffuseur est monté sur un déplacement piezo-électrique Newport[©] Agilis dont l'axe de déplacement est transversal au chemin optique.

6.2.1 Limitations sur la position du volume de mesure

Le faisceau laser est observé sous un angle de 90° par rapport à sa direction de propagation, comme montré en figure 6.2. De plus, la direction de propagation du faisceau est de 45° par rapport au plan normal à l'axe du jet, comme illustré sur la figure 6.3, afin d'orienter le vecteur \vec{K} , défini en section 2.2, selon l'axe du jet. Afin que le faisceau laser soit intercepté par le piège à lumière et ne rentre pas dans les tuyères secondaires ou primaires, certaines positions dans le jet ne peuvent pas être sondées. La zone exclue est définie par le triangle rectangle dont les deux extrémités aiguës sont localisées à la lentille de focalisation du faisceau laser, et à l'extrémité de

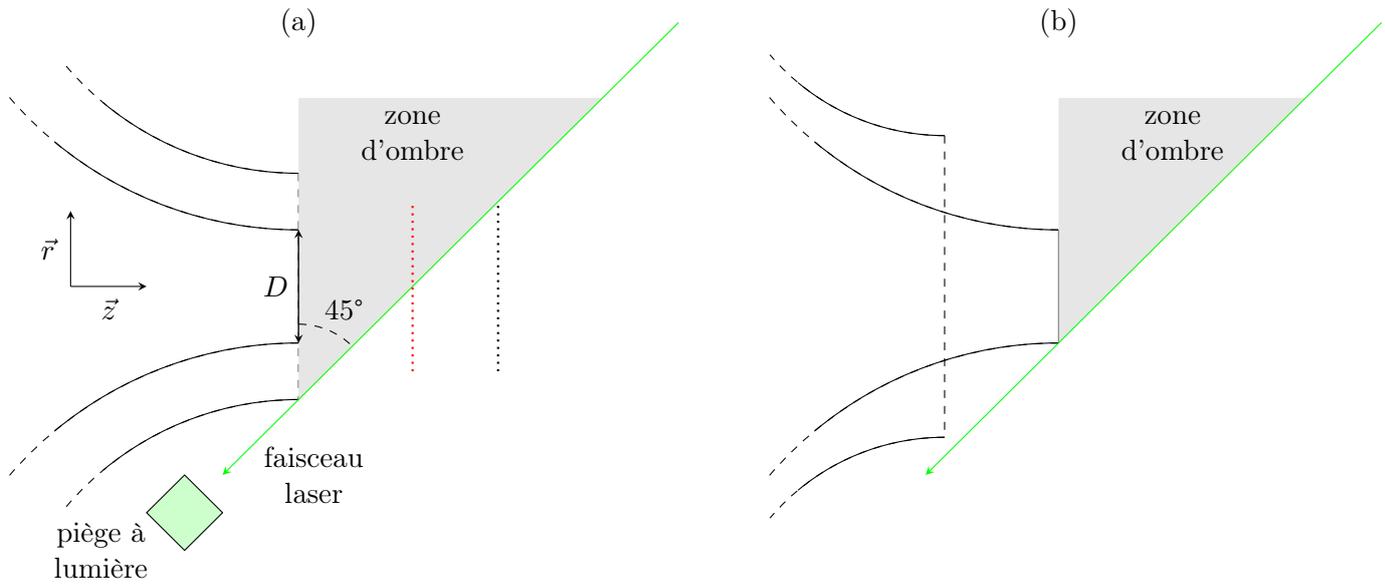


FIGURE 6.6 – a) Zone d’ombre dans laquelle la mesure n’est pas possible. \dots profil à $z = D$, \cdots profil à $z = 1.75D$, b) zone d’ombre réduite grâce à la tuyère tronquée

la tuyère secondaire de l’autre coté, tel qu’illustré sur la figure 6.6.

Il n’est donc pas possible par exemple de faire un profil transversal de l’écoulement à une distance axiale de $z = D$ et sur l’intervalle $r = [-0.75D; 0.75D]$. Pour les position transverses supérieures à $y = 0$, le faisceau rentrerait dans la tuyère secondaire, et puis dans la tuyère primaire. Pour réaliser un profil avec les mêmes positions transverses, il faudrait se placer à $z = 1.75D$ au minimum. Les positions de ces deux profils sont montrées sur la figure 6.6. Pour limiter ce problème, on utilise une tuyère secondaire tronquée, et de plus grand diamètre. La tuyère est tronquée suffisamment en amont pour que l’extrémité de la zone d’ombre devienne le bord de la tuyère primaire, permettant ainsi de faire des mesures au plus près de la tuyère.

Par ailleurs, même si le faisceau laser n’est pas intercepté par le bord d’une tuyère, une forte lumière diffuse causée par la proximité de la tuyère est susceptible de contaminer l’image. Le choix est fait de réaliser uniquement des demi-profils, du coté où le faisceau laser est le plus éloigné de la tuyère, du coté du piège à lumière comme illustré en figure 6.6. Ces mesures permettent en pratique de limiter grandement la présence de lumière non désirée sur l’image.

6.3 Interférogramme de référence

L’interféromètre est monté dans une monture cinématique permettant de contrôler son orientation. La modification contrôlée de l’orientation du FPI permet de centrer l’interférogramme sur l’axe du dispositif optique amont. La position de l’interféromètre est ajustée transversalement en déplaçant le support sur la table optique. Un alignement précis est crucial pour maximiser

l'intensité transmise et minimiser le bruit sur l'image. Même si la contamination lumineuse est faible sur un interférogramme de référence, les anneaux ne sont pas homogènes. La surface non uniforme du diffuseur induit un effet de *speckle* sur l'image. Il est causé par l'interférence des différents fronts d'onde arrivant sur le capteur de la caméra. Ce phénomène n'est pas induit par l'interféromètre, mais par la rugosité du matériau constituant le diffuseur. Lorsqu'une surface est éclairée par une onde lumineuse, chaque point de la surface éclairée agit comme une source d'ondes sphériques secondaires. La lumière en tout point du champ de lumière diffusée par la surface est ainsi composée d'ondes qui ont été diffusées à partir de chaque point de la surface éclairée. Si la surface est suffisamment rugueuse pour créer des différences de chemin optique entre les plans objet et image de l'ordre de la longueur d'onde, l'intensité de la lumière résultante varie de manière aléatoire. Le diffuseur est ici en papier blanc, possédant une rugosité de d'environ $2\ \mu\text{m}$, induisant donc du *speckle* sur l'image.

Le problème est résolu en prenant une série d'images, typiquement 30, tout en déplaçant le diffuseur (Kubota et Goodman, 2010). Pour ce faire, le déplacement du diffuseur est assuré par l'axe motorisé à l'aide d'un piézo-électrique contrôlé à distance. La vitesse de déplacement du diffuseur est typiquement de $200\ \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ainsi le déplacement pendant le temps d'intégration de la caméra, de 0.1 s, est d'environ 10 fois la valeur de la rugosité. Le mouvement du diffuseur induit donc un effet de superposition de motifs de *speckle* pendant le temps d'intégration de la caméra, et permet de reconstruire l'interférogramme dans sa globalité. En moyennant plusieurs images prises successivement pendant le mouvement du diffuseur, l'interférogramme obtenu ne contient visiblement plus de *speckle*, et l'intensité est uniforme sur les franges. Les figures 6.7a et 6.7b montrent deux interférogrammes. Le premier est une capture instantanée, dont le *speckle* est bien visible. Le deuxième est la moyenne sur 30 images capturées pendant le mouvement du diffuseur.

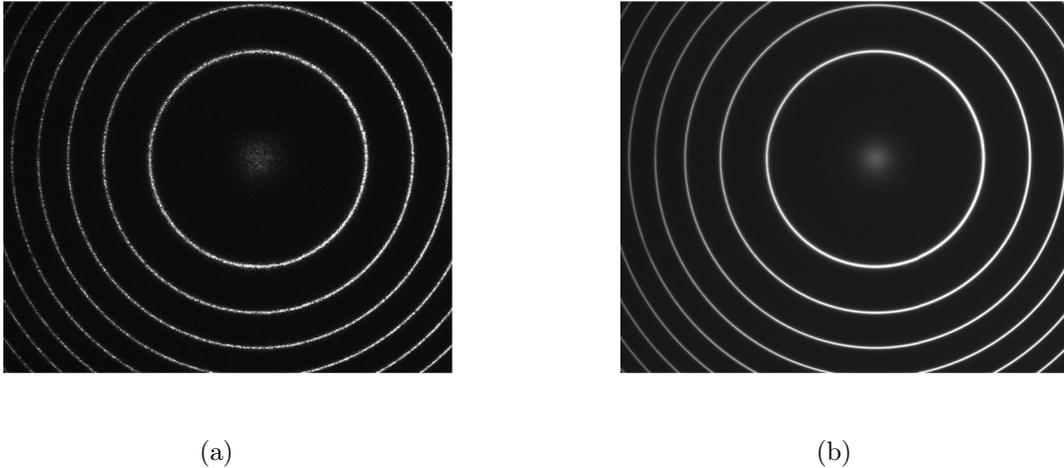


FIGURE 6.7 – a) Capture instantanée d’un interférogramme de référence b) Interférogramme de référence moyenné

6.4 Diffuseur pour la mesure simultanée des interférogrammes de référence et de Rayleigh

Dans une configuration de mesure (volume de gaz éclairé par un faisceau laser), on veut mesurer simultanément $\varphi(0, 0)$, la fonction d’instrument avec ce FPI et ce faisceau laser, et $\varphi(x, r)$, la lumière diffusée par le gaz en écoulement. Cette approche a déjà été utilisée (Fagan *et al.*, 1 12; Cutler *et al.*, 2020). Elle consiste à avoir sur la même image l’interférogramme de référence et l’interférogramme de Rayleigh. Un tel interférogramme est montré en figure 6.8. Cela peut être mis en place par exemple en couplant dans une même fibre optique la lumière issue du faisceau laser, et la lumière diffusée collectée (Fagan *et al.*, 1 12), ou bien en réintroduisant une partie du faisceau laser dans le FPI grâce à un beamsplitter (Estevadeordal *et al.*, 2018). Une autre possibilité est de mettre une plaque réfléchissante à proximité du laser et sur l’axe optique afin d’obtenir une source monochromatique uniforme (Cutler *et al.*, 2020). Cette solution n’est cependant pas envisageable dans le cadre d’une étude acoustique ou aérodynamique pour des raisons d’intrusivité. La plaque étant placée à proximité du volume de mesure, une perturbation de l’écoulement est possible, selon les dimensions de la configuration considérée.

La difficulté inhérente à ces deux solutions réside dans l’analyse des interférogrammes résultants. En effet la superposition des deux images est susceptible d’induire un biais dans l’analyse. Cela est notamment rapporté par Fagan *et al.* (1 12), qui contourne le problème grâce à un dispositif acousto-optique qui permet de décaler de manière connue la fréquence de la lumière ré-injectée dans la fibre optique. Ainsi, les deux systèmes d’anneaux ne sont pas complètement superposés, ce qui facilite l’analyse. Cette solution n’est cependant pas retenue, car les modulateurs acousto-optiques, ou cellules de Bragg, disponibles n’offrent pas une précision ni une valeur de décalage

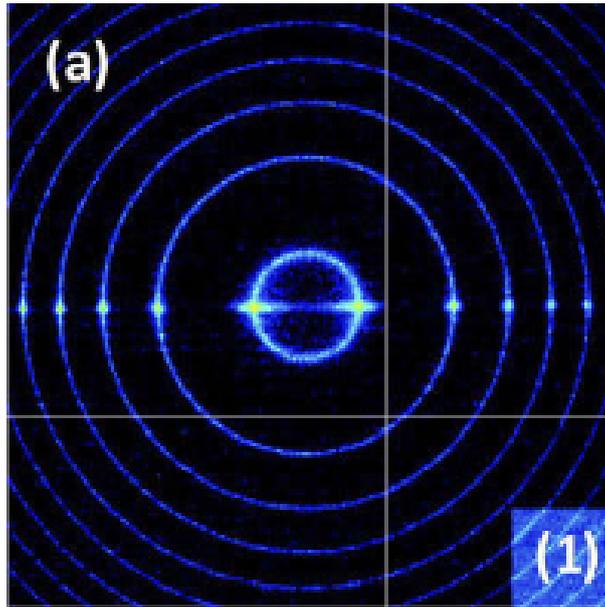


FIGURE 6.8 – Séquence d'interférogramme à une fréquence de 100 kHz pour une vitesse nulle (Cutler *et al.*, 2020)

en fréquence suffisante.

Le dispositif mis en œuvre ici permet de s'affranchir de ces difficultés. On s'appuie sur la conjugaison du plan objet secondaire et du plan image. L'objectif est de former une image composée d'une part de l'interférogramme de référence, et d'autre part de l'interférogramme de Rayleigh. Cela est réalisé en adaptant le diffuseur utilisé pour obtenir l'image de référence. Le plan objet secondaire est alors divisé en deux parties. Comme montré en figure 6.9, une moitié du diffuseur est enlevée pour permettre de former l'image du faisceau laser au plan objet secondaire. L'autre moitié du diffuseur est éclairée avec la partie du faisceau laser provenant de la fibre optique. Ainsi, une image composite est formée, comportant d'une part, l'interférogramme de Rayleigh, et d'autre part l'interférogramme de référence comme montré en figure 6.10.

Une mise au point parfaite et une profondeur de champ nulle sont nécessaires pour obtenir un couple d'interférogrammes indépendants. En pratique, il y a des débordements d'une partie de l'image sur l'autre. En particulier, l'interférogramme de référence peut contaminer l'interférogramme de Rayleigh, dans le cas où l'intensité lumineuse de ce dernier est trop importante. Il convient alors de l'ajuster afin d'avoir des intensités comparables de part et d'autre de l'image. Par ailleurs, l'interférogramme de référence issu de l'image composite n'est utilisé que pour déterminer $\varphi(x, 0)$, mais n'est pas utilisé pour déterminer les autres paramètres de la fonction d'instrument. En effet, le faible niveau d'intensité lumineuse, et l'impossibilité de faire bouger le diffuseur pendant l'acquisition de l'image rendent l'analyse de cet interférogramme moins adapté. Ce sujet sera évoqué chapitre suivant. Le même diffuseur est cependant utilisé pour faire l'acquisition de l'interférogramme de référence. Il suffit de le déplacer suffisamment pour masquer

6.4 Diffuseur pour la mesure simultanée des interférogrammes de référence et de Rayleigh

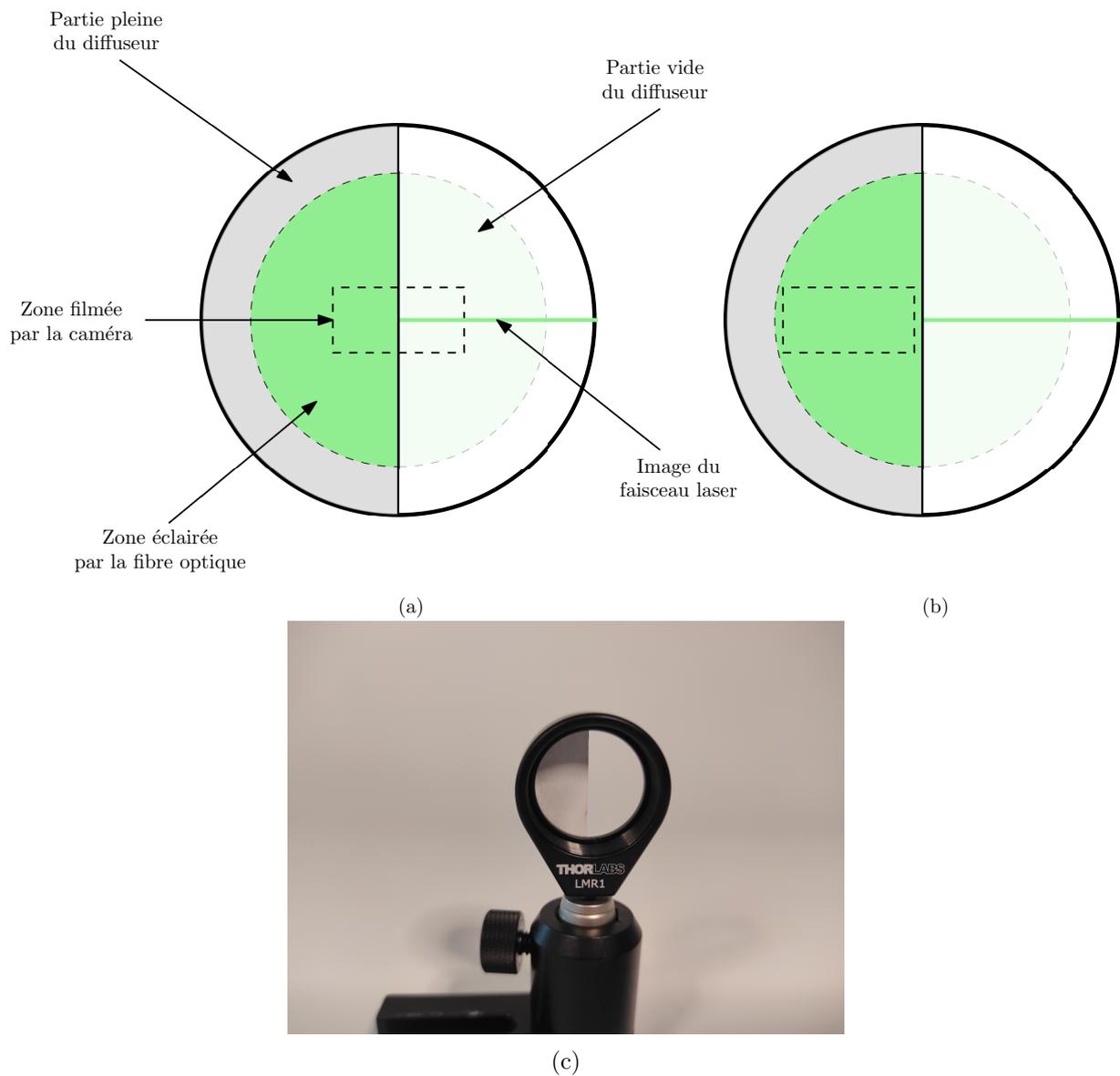


FIGURE 6.9 – Diffuseur en demi-cercle dans la position a) de mesure simultanée de la référence et de la lumière diffusée b) de la référence uniquement, c) photo du dispositif

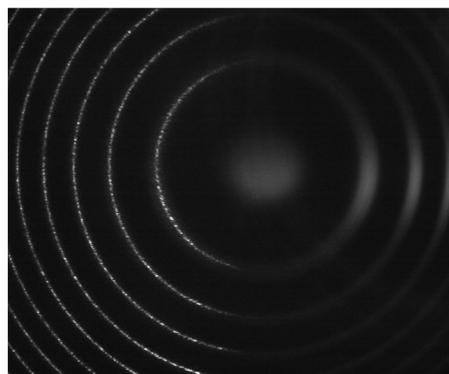


FIGURE 6.10 – Exemple d'image composite obtenue avec le diffuseur adapté

l'image du faisceau laser, tel que montré en figure 6.9b.

6.5 Interférogramme de Rayleigh

On s'intéresse ici à l'obtention de l'interférogramme de Rayleigh. Ce dernier est en réalité issu de l'image composite. On ne considère ici que la partie de l'image contenant la lumière diffusée. Cette demi-image est traitée comme une image indépendante. De façon similaire à l'interférogramme de référence, plusieurs étapes de traitement d'images sont nécessaires afin d'obtenir un interférogramme de Rayleigh exploitable. Chaque acquisition est composé de 200 images, dont le temps d'exposition est de 0.1 s. Cela correspond donc à 20 s d'acquisition.

6.5.1 Découpe de l'image

L'interférogramme de Rayleigh n'est pas utilisé en totalité. Comme expliqué au chapitre 3, l'interférogramme de Rayleigh n'est constitué que d'arcs de cercle, la majeure partie de l'interférogramme n'étant pas éclairée. On se concentre sur la partie éclairée de l'image, et particulièrement sur la zone d'intensité maximum du faisceau laser. Un profil vertical de l'intensité moyenne selon l'axe horizontal est montré en figure 6.11. On constate que le profil d'intensité est une Gaussienne, qui correspond au profil Gaussien d'un faisceau laser. Par ailleurs, le *waist* du faisceau laser est suffisamment grand par rapport à la portion capturée du faisceau laser pour qu'on ne constate pas de rétrécissement ou d'élargissement du faisceau dû à sa focalisation sur l'axe horizontal. La portion d'image utilisée correspond alors à un rectangle centré sur le maximum d'intensité du faisceau laser. La hauteur de ce rectangle est arbitrairement de 16 pixels, comme montré sur la figure 6.11. Cela correspond à 6 fois la largeur à mi-intensité du faisceau laser sur un interférogramme de Rayleigh.

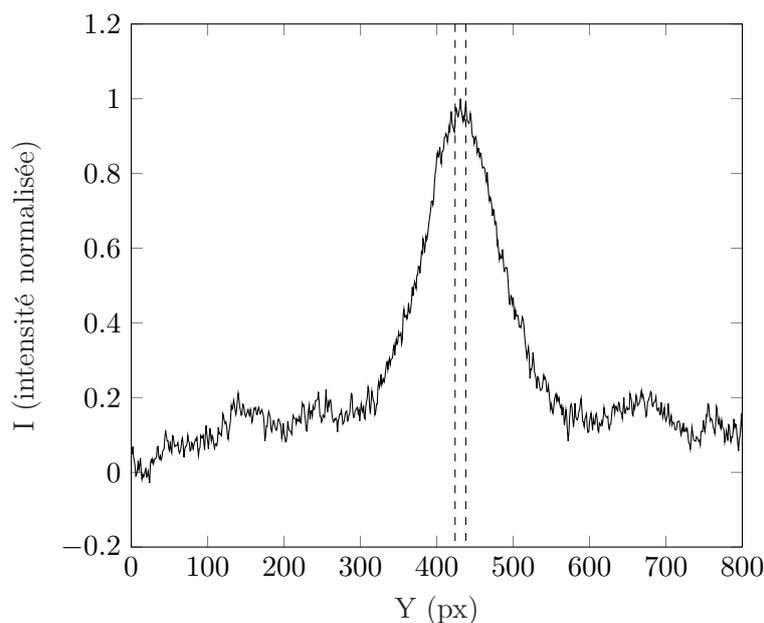


FIGURE 6.11 – Profil vertical de l'intensité moyenne selon l'axe horizontal sur un interférogramme de Rayleigh

6.5.1.1 Taille du volume de mesure

Chaque anneau peut être analysé séparément. En considérant au premier ordre qu'un anneau a une épaisseur n_p de 40 pixels, on peut déterminer à partir de la connaissance des caractéristiques du dispositif optique la longueur l_{vol} du volume de mesure sur laquelle on porte l'analyse (Panda, 2020) de la manière suivante :

$$l_{vol} = \frac{n_p l_p f_c}{f_f m_g} \quad (6.9)$$

avec m_g le grossissement du collecteur, égal à 0.51 ici. On trouve dans notre cas que cette longueur du volume de mesure est de 0.087 mm, ce qui correspond à peu près au dixième de la longueur d'une sonde à fil chaud, ou 2×10^{-3} fois le diamètre de la tuyère. La hauteur du volume de mesure est déterminée par le nombre de pixels considérés dans la découpe de l'image, comme détaillé à la section 6.5.1. Dans le cas présent, cela correspond à une hauteur du volume de mesure de 0.035 mm, ce qui correspond à 10 fois le diamètre d'une sonde à fil chaud, ou à peu près au millièème du diamètre de la tuyère.

6.5.2 Interférogramme moyen

Durant l'acquisition, il est possible que des poussières passent dans le volume de mesure, et soient visibles à l'image. Un interférogramme comportant une poussière est montré en figure 6.12. On remarque clairement un pic d'intensité lumineuse dans la partie supérieure droite du premier anneau. Le pic d'intensité lumineuse peut varier selon la taille de la poussière, et sa position par rapport au faisceau laser. Par exemple une poussière traversant le *waist* du faisceau laser sera beaucoup plus visible qu'une poussière passant à proximité du faisceau. La signature de ces poussières pourrait être utilisée afin de déterminer la vitesse de l'écoulement (Mielke *et al.*, 2005), mais cette approche n'est pas retenue ici. On cherche au contraire à obtenir des interférogrammes ne comportant aucune signature de poussière. La démarche employée est similaire à celle utilisée pour nettoyer le flux de photons, en section 4.1.4. Un seuil maximum d'intensité lumineuse est déterminé à partir d'un interférogramme ne comportant pas de poussière. Celui ci est égal à l'intensité maximum du premier anneau, augmenté d'une valeur de niveau de gris déterminée empiriquement, typiquement 10. Tous les interférogrammes pour lesquels on détectera une intensité supérieure à ce seuil ne seront pas pris en compte. Selon les acquisitions, le nombre d'images enlevées varie entre 20 à 30%. Cela a pour conséquence de diminuer le temps d'exposition effectif à 16 s maximum.

L'interférogramme final est obtenu en faisant la moyenne de tous les interférogrammes restants. Cela est rendu nécessaire par le faible temps d'exposition imposé par la caméra, et le faible niveau d'intensité lumineuse de la diffusion Rayleigh. On constate que le niveau de gris correspondant au bruit de fond du capteur oscille de façon indépendante pour chaque pixel entre 290 et 310. Le niveau maximum d'intensité lumineuse sur un interférogramme de Rayleigh est de 380 ± 10 .

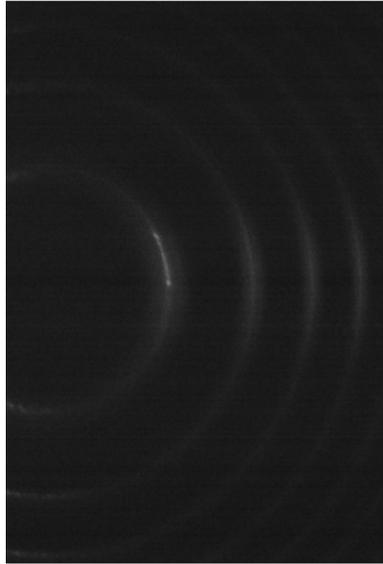
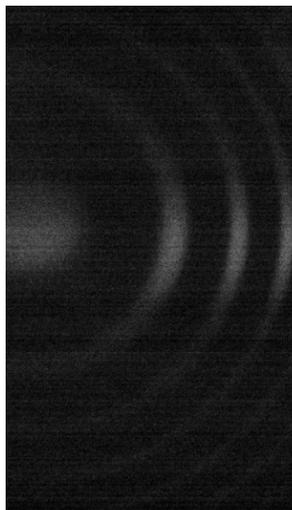
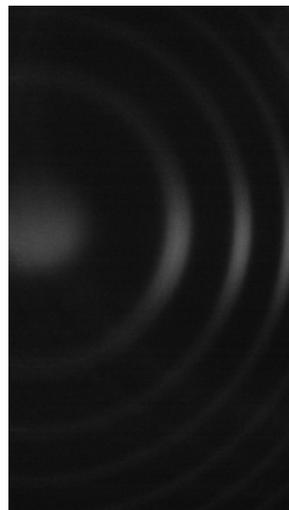


FIGURE 6.12 – Capture instantanée d’un interférogramme présentant la signature du passage d’une poussière dans le faisceau laser

Ainsi, le rapport signal sur bruit est relativement faible, d’environ 4. Le fait de moyenner la série d’images de chaque acquisition a pour effet de lisser le bruit, qui pourra être réduit à un offset constant par la suite. Un exemple d’interférogramme moyenné est montré figure 6.13, à coté d’une capture instantanée. On distingue clairement le bruit de capteur sur la capture instantanée, qui se traduit par des variations importantes de niveau de gris entre pixels adjacents. Le phénomène n’est cependant plus observable sur l’interférogramme moyenné montré en figure 6.13b.



(a)



(b)

FIGURE 6.13 – a) Capture instantanée d'un interférogramme de Rayleigh b) Interférogramme de Rayleigh moyenné

7 Algorithme d'analyse des interférogrammes

Ce chapitre a pour objectif de décrire la méthode d'analyse des interférogrammes pour déterminer dans un premier temps les paramètres de la fonction d'instrument via l'analyse d'un interférogramme de référence, et dans un second temps les valeurs de la vitesse et de la température, via l'analyse d'un interférogramme de Rayleigh.

L'évaluation de la précision de la méthode d'analyse des interférogrammes est réalisée à partir d'images synthétiques générées à partir de modèles physiques connus, dont les paramètres sont eux-mêmes imposés. Ainsi, les valeurs réelles des paramètres utilisés pour générer les interférogrammes servent de solutions de référence auxquels comparer les résultats de l'analyse. Cette démarche a pour but d'évaluer l'incertitude des mesures réelles de la température et de la vitesse de l'écoulement due au processus d'analyse en lui-même, sans tenir compte dans cette première approche des incertitudes dues au dispositif expérimental. Cette évaluation sera complétée au chapitre 8 par des mesures expérimentales afin d'estimer l'incertitude réelle des mesures par IRS, dont une partie est liée à des paramètres pouvant difficilement être simulés, comme des défauts de mise au point ou des passages de poussières dans le volume de mesure.

7.1 Analyse des interférogrammes

Dans la pratique, l'analyse de tout interférogramme de Rayleigh obtenu expérimentalement se fait en deux étapes. Tout d'abord, les caractéristiques du FPI doivent être identifiées. Pour ce faire, on étudie la réponse de l'instrument à la lumière laser de longueur d'onde λ_0 , ce qui conduit à un interférogramme similaire à celui de la figure 6.7b. Cette image constitue l'interférogramme de référence, et les paramètres de la fonction d'instrument N_R et $\varphi(x, 0)$ sont identifiés à partir de l'analyse de ce dernier. En connaissant ces paramètres, l'interférogramme de Rayleigh peut être analysé et comparé au modèle de diffusion, afin d'obtenir expérimentalement les paramètres de l'écoulement. Cette section explicite la procédure d'analyse des interférogrammes.

7.1.1 Technique de sommation annulaire

Les interférogrammes sont capturés à l'aide d'une caméra placée dans le plan image de la figure 3.1. L'interférogramme est échantillonné spatialement sur une grille cartésienne de pixels. Comme la fonction d'intensité d'un interférogramme est définie en fonction de la distance radiale à son

centre, une analyse sur un ensemble de données unidimensionnel est bien adaptée. La dimension de l'ensemble de données est réduite et permet une analyse plus rapide. Pour obtenir cet ensemble de données unidimensionnelles à partir de l'image, l'interférogramme est moyenné sur des régions annulaires concentriques. Les irrégularités dues à la lumière parasite dans l'interférogramme sont atténuées et le bruit du capteur est moyenné.

Les coordonnées du centre de l'interférogramme (X_c, Y_c) sont d'abord déterminées. Un filtre binaire est appliqué à l'interférogramme. L'image en niveau de gris est arrondie à 1 ou 0. La transformée de Hough pour la détection des cercles est ensuite appliquée à l'image binaire. Pour minimiser l'erreur sur la détection du centre, trois franges sont considérées, et les coordonnées moyennes du centre sont utilisées. L'image est ensuite convertie en un ensemble de données unidimensionnelles : intensité des pixels (en niveau de gris) en fonction de la distance radiale par rapport au centre.

Pour augmenter la précision de la détection du centre à l'aide de l'ensemble de données unidimensionnelles, une procédure complémentaire d'optimisation est appliquée. La détection initiale donne une fonction d'intensité radiale dont le premier pic, pour $N = 1$, a un certain FWHM_1 . Cette fonction est mesurée comme la distance radiale entre le premier et le dernier point dont l'intensité est supérieure à la demi-intensité du pic. Une erreur dans la détection du centre élargira les pics et donc la FWHM_1 . Plusieurs positions du centre autour de la détection initiale sont testées, afin de trouver la plus petite FWHM_1 . Les coordonnées du centre qui donnent la fonction d'intensité avec la plus petite FWHM_1 sont sélectionnées. L'interférogramme est ensuite réorganisé autour de cette nouvelle position centrale.

Pour améliorer encore la précision des coordonnées du centre, une deuxième procédure itérative est effectuée en utilisant l'ensemble des données 1D. L'écart-type de la fonction d'intensité des 200 points autour de son demi-maximum dans la partie la plus interne du premier pic, $N=1$, est minimisé, selon différentes positions de centre sur une grille de recherche, autour des coordonnées précédemment sélectionnées. Comme pour l'optimisation du FWHM_1 , l'interférogramme est re-réduit à une dimension autour du centre déterminé par cette procédure. A titre d'exemple, la figure 7.1 montre, pour un interférogramme expérimental, l'intensité de chaque pixel en fonction de leur distance au centre détecté par la transformée de Hough, et la procédure d'optimisation. On observe que la détection du centre par la procédure d'optimisation permet d'obtenir un pic bien mieux défini qu'avec la simple application de la transformée de Hough.

L'objectif est de faire la moyenne des données de l'interférogramme sur des régions annulaires concentriques de même surface (Coakley *et al.*, 1996; Makela *et al.*, 2011), de sorte que le rayon extérieur R_i de l'anneau i soit défini par :

$$\begin{cases} R_i = \sqrt{i(2R_{i\max} - \Delta)\Delta} \\ R_i = \sqrt{i}R_1 \end{cases} \quad (7.1)$$

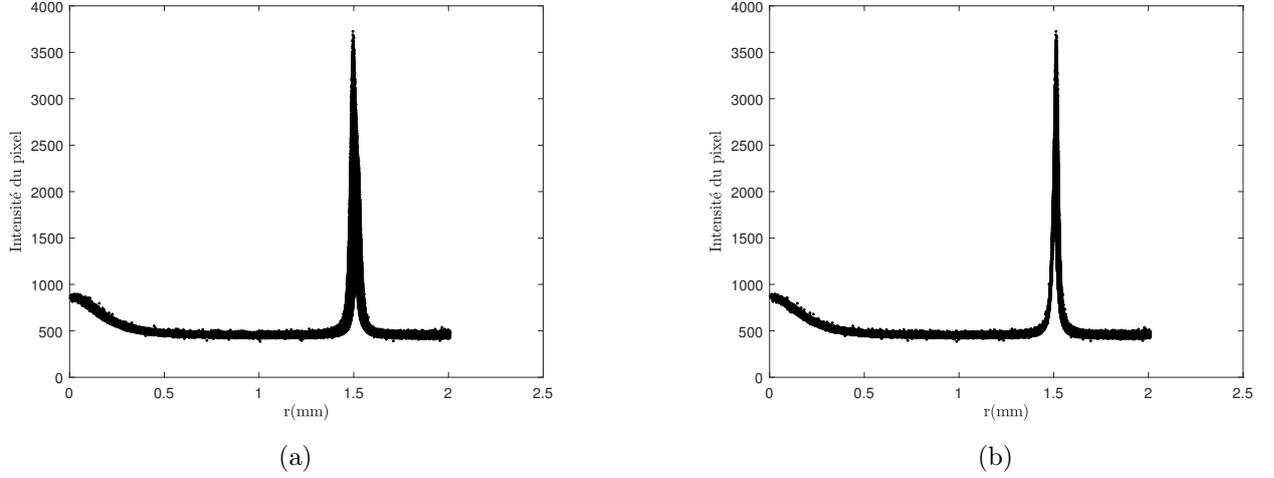


FIGURE 7.1 – Intensité de chaque pixel sur un interférogramme expérimental avec un centre obtenu par a) la transformée de Hough b) la procédure d’optimisation

où Δ est la taille du segment, une valeur fixe qui est la différence $\Delta = R_{i_{\max}} - R_{i_{\max}-1}$, entre les rayons intérieurs $R_{i_{\max}-1}$ et extérieurs $R_{i_{\max}}$ de la dernière région annulaire, comme montré sur la figure 7.2. Cela revient à faire la moyenne des données 1D par tranches entre deux rayons R_i et R_{i+1} . Le rayon r_i auquel les données moyennées sont attribuées est $r_i = (R_{i+1} - R_i)/2$.

Les fonctions d’intensité radiale obtenues avec la sommation annulaire sont notées $\tilde{I}_{\text{FP}}(r_i)$ et $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}(r_i)$ pour les interférogrammes de référence et de Rayleigh respectivement. Par ailleurs, le terme pic sera employé par la suite pour désigner les franges d’interférence sur les données 1D. Une cause d’erreur possiblement induite sur l’estimation de la vitesse en utilisant cette méthode est détaillée en annexe B.

7.1.2 Détermination de la fonction d’instrument

Une procédure est mise en œuvre pour trouver les deux paramètres de la fonction de l’instrument $(\varphi(x, 0), N_R)$, sur la base d’une minimisation entre l’interférogramme de référence d’entrée \tilde{I}_{FP} et I_{FP} .

7.1.2.1 Détermination de φ_0

Le paramètre $\varphi(x, 0)$ n’est pas trouvé directement, mais déduit de $\varphi(0, 0) = \varphi(x, 0)/f(x)$ à partir des équations (2.36) et (3.3). Pour simplifier, nous définissons pour ce dernier $\varphi_0 = \varphi(0, 0) \in \mathbb{R}^*$. Les valeurs initiales de (φ_0, N_E) pour la procédure de minimisation sont déterminées en analysant l’interférogramme de référence.

En utilisant l’équation (3.3), le paramètre φ_0 est trouvé en mesurant les rayons des pics, à partir du raisonnement suivant. Le déphasage du $N^{\text{ème}}$ pic, $N \in \mathbb{N}^*$, est noté φ_N , en introduisant r_N^* tel que $\varphi_N = \varphi(0, r_N^*)$. Il s’agit d’un multiple de 2π , qui peut être exprimé à partir du déphasage

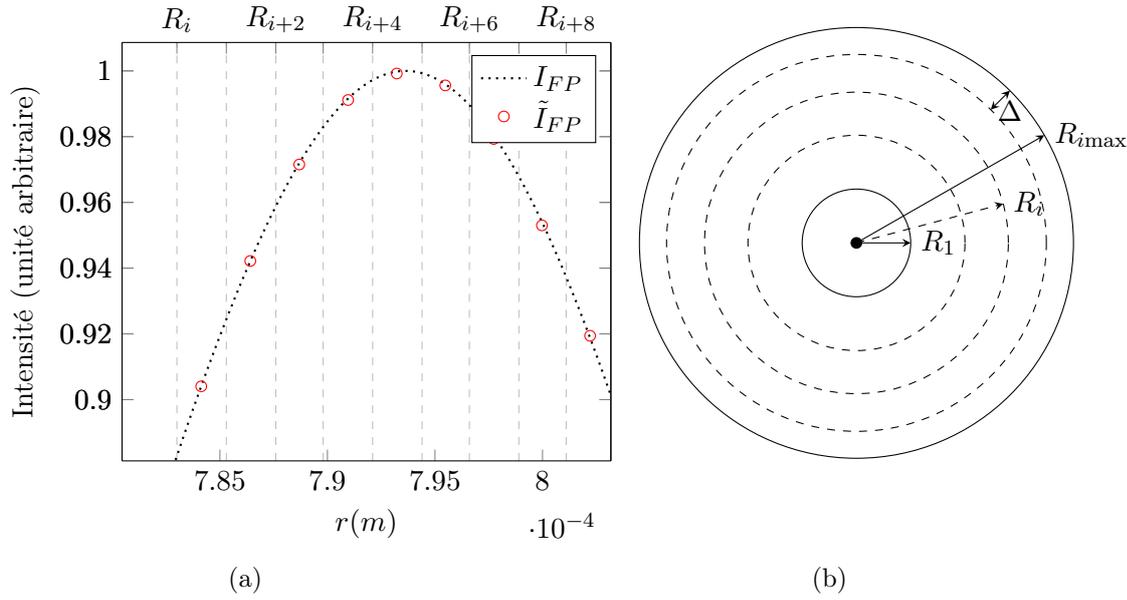


FIGURE 7.2 – a) I_{FP} représentatif autour du premier pic et valeurs moyennes \tilde{I}_{FP} issues de la sommation annulaire, b) Schéma de la procédure de sommation annulaire et des régions concentriques.

du premier pic φ_1 comme suit :

$$\varphi_N = \varphi_1 - 2(N - 1)\pi \quad (7.2)$$

Par ailleurs, en utilisant l'équation (3.3), on peut écrire pour φ_1 :

$$\varphi_1 = \varphi_0 - \frac{\varphi_0}{2} \left(\frac{r_1^*}{f_f} \right)^2 \quad (7.3)$$

De façon similaire,

$$\varphi_N = \varphi_0 - \frac{\varphi_0}{2} \left(\frac{r_N^*}{f_f} \right)^2 \quad (7.4)$$

En remplaçant φ_N dans l'équation (7.4) par son expression dans l'équation (7.2) cela mène à :

$$\varphi_1 - 2(N - 1)\pi = \varphi_0 - \frac{\varphi_0}{2} \left(\frac{r_N^*}{f_f} \right)^2 \quad (7.5)$$

En substituant φ_1 dans l'équation (7.5) par son expression dans l'équation (7.3), on obtient :

$$\varphi_0 - \frac{\varphi_0}{2} \left(\frac{r_1^*}{f_f} \right)^2 - 2(N - 1)\pi = \varphi_0 - \frac{\varphi_0}{2} \left(\frac{r_N^*}{f_f} \right)^2 \quad (7.6)$$

soit finalement,

$$\varphi_0 = \frac{4(N-1)\pi}{\left(\frac{r_N^*}{f_f}\right)^2 - \left(\frac{r_1^*}{f_f}\right)^2} \quad (7.7)$$

ce qui permet de déterminer φ_0 à partir du rayon des franges successives.

7.1.2.2 Détermination de N_E

La finesse N_R telle qu'introduite à la section 3.2.2.1 correspond à une valeur idéale, ne prenant pas en compte les défauts de l'interféromètre et du dispositif. On utilise alors la notion de finesse effective N_E , qui est le ratio entre 2π et la largeur à mi-hauteur d'un pic sur $I_{FP}(\varphi)$, défini dans l'équation (3.11). Cette quantité, issue d'un interférogramme, est la finesse réelle de l'interféromètre à un instant donné. Le développement suivant a pour objectif d'établir une relation permettant d'obtenir N_E à partir de la mesure de FWHM_1 la largeur à mi-hauteur du premier pic, sur $I_{FP}(0, r)$.

A mi-intensité, le terme $(2N_E/\pi)^2 \sin^2(\varphi/2)$ dans l'équation (3.26) est nécessairement 1. Cela mène à :

$$\sin(\varphi/2) = \pi/2N_E \quad (7.8)$$

En considérant uniquement le premier pic pour $N = 1$, deux solutions existent, notées φ_{1-} et φ_{1+} , de chaque côté du pic. Ces solutions sont données par :

$$\begin{cases} \varphi_{1-} &= -2 \arcsin(\pi/2N_E) \\ \varphi_{1+} &= 2 \arcsin(\pi/2N_E) \end{cases} \quad (7.9)$$

En exprimant la phase avec le rayon sur la fonction d'instrument, voir l'équation (3.3), on en déduit que :

$$\begin{cases} \varphi_{1-} &= \varphi_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r_{1-}^2}{f_f^2} \right) = -2 \arcsin(\pi/2N_E) \\ \varphi_{1+} &= \varphi_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r_{1+}^2}{f_f^2} \right) = 2 \arcsin(\pi/2N_E) \end{cases} \quad (7.10)$$

En isolant le rayon pour ces deux expressions, on obtient :

$$\begin{cases} r_{1-}^2 &= \left(1 + \frac{8}{\varphi_0} \arcsin \left(\frac{\pi}{2N_E} \right) \right) f_f^2 \\ r_{1+}^2 &= \left(1 - \frac{8}{\varphi_0} \arcsin \left(\frac{\pi}{2N_E} \right) \right) f_f^2 \end{cases} \quad (7.11)$$

et en soustrayant ces deux équations, on obtient aussi :

$$\frac{r_{1+}^2 - r_{1-}^2}{f_f^2} = \frac{8}{\varphi_0} \arcsin \left(\frac{\pi}{2N_E} \right) \frac{\pi}{2N_E} \quad (7.12)$$

En isolant N_E , cela conduit à :

$$N_E = \frac{\pi}{2 \sin \left(\frac{\varphi_0}{8} \frac{r_{1+}^2 - r_{1-}^2}{f_f^2} \right)} \quad (7.13)$$

Enfin, le terme $r_{1+}^2 - r_{1-}^2$ s'exprime par :

$$r_{1+}^2 - r_{1-}^2 = (r_1^* + \text{FWHM}_1/2)^2 - (r_1^* - \text{FWHM}_1/2)^2 = 2r_1^* \text{FWHM}_1 \quad (7.14)$$

En substituant cette identité dans l'équation (7.13), l'expression de la finesse en fonction du FWHM du premier pic et de sa position radiale et donnée par :

$$N_E = \frac{\pi}{2 \sin \left(\frac{\varphi_0}{4} \frac{r_1^* \text{FWHM}_1}{f_f^2} \right)} \quad (7.15)$$

La valeur de la finesse effective est généralement inférieure de quelques unités à la finesse fournie par le fabricant, calculée à partir de la réflectivité du miroir, ce qui correspond à une un écart relatif d'environ 10 %.

7.1.2.3 Minimisation

La fonction d'instrument $I_{\text{FP}}(0, r_i)$ est d'abord évaluée aux emplacements r_i avec ces estimations, (7.7) et (7.15), de φ_0 et N_E notées φ_0^{in} et N_E^{in} respectivement. L'algorithme de minimisation non linéaire des moindres carrés *lsqnonlin* de MATLAB[©] est utilisé pour augmenter la précision de l'estimation des paramètres (φ_0 , N_E). La procédure minimise la différence entre la fonction d'instrument analysée et $I_{\text{FP}}(0, r_i)$, initialement calculée avec les premières estimations. La minimisation s'exprime par (Panda, 2020) :

$$\min_{\varphi_0, N_E} \left(\sum_{i=1}^{\text{imax}} \left(\tilde{I}_{\text{FP}}(r_i) - I_{\text{FP}}(0, r_i) \right)^2 \right) \quad (7.16)$$

Les paramètres d'entrée sont le déphasage φ_0 , la finesse effective N_E et l'intensité incidente I_0 , dont la valeur est l'intensité maximale. Les paramètres identifiés par cette procédure sont notés avec l'exposant *id*.

7.1.3 Analyse de l'interférogramme de Rayleigh

L'analyse de l'interférogramme de Rayleigh nécessite d'abord de le tronquer. Seule une partie de celui-ci est utilisée, comme détaillé en section 6.5.1. En suivant la procédure décrite à la section 7.1.1 que l'on applique uniquement sur la partie de l'interférogramme retenue après troncature, on obtient l'ensemble de données unidimensionnel $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}(r_i)$. La température T et la vitesse U sont trouvées, comme pour la fonction d'instrument, par une minimisation non linéaire des moindres carrés, qui s'exprime comme suit :

$$\min_{T,U,\tilde{I}_R,\tilde{N}} \left(\sum_{i=1}^{imax} \left(\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}(r_i) - \tilde{I}_{\text{Rayleigh}}^{mod}(r_i) \right)^2 \right) \quad (7.17)$$

Une fonction d'intensité modélisée $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}^{mod}$ est calculée à partir de la convolution entre un spectre modélisé $S_R(x, y)$, correspondant à un couple unique de valeurs pour T et U , et la fonction d'instrument reconstruite $I_{\text{FP}}(x, r_i)$:

$$\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}^{mod}(r_i) = \tilde{I}_R \int_{-\infty}^{\infty} S_R(x, y) I_{\text{FP}}(x, r_i) dx + \tilde{N} \quad (7.18)$$

où \tilde{I}_R est l'intensité maximale de la lumière diffusée résultant des procédures de troncature et de sommation annulaire. La relation (7.18) est calculée à chaque itération pour T , U et les intensités \tilde{I}_R et \tilde{N} . Le spectre S_R est calculé à l'aide du modèle Tenti S6 de la transcription MATLAB[®] du code FORTRAN[®] de Pan *et al.* (2002). La procédure de sommation annulaire permet de lisser le bruit du capteur, $N(X, Y)$, qui est supposé avoir une moyenne constante dans chaque région concentrique. Par ailleurs, le fait d'utiliser un interférogramme moyen, cf. section 6.5.2, permet de lisser d'autant plus le bruit sur l'intégralité de l'interférogramme. Le bruit du capteur est donc modélisé à l'aide d'une valeur constante \tilde{N} , identique pour chaque r_i .

Un schéma fonctionnel du processus d'analyse est présenté à la figure 7.3. Les procédures effectuées sur les images 2D sont représentées en rouge. Tout d'abord, le centre de l'interférogramme de référence est détecté. Ses coordonnées (X_c, Y_c) sont les mêmes pour les interférogrammes de Rayleigh et de référence. L'interférogramme de Rayleigh est tronqué, en ne conservant que les arcs de cercle autour de l'intensité maximale. Ensuite, l'interférogramme de Rayleigh tronqué et l'interférogramme de référence sont réduits à des ensembles de données 1D à l'aide de la procédure de sommation annulaire décrite à la section 7.1.1. Les valeurs initiales N_E^{in} et φ_0^{in} sont trouvées à l'aide des équations (7.15) et (7.7). Ensuite, en utilisant la minimisation par les moindres carrés correspondant à l'équation (7.16), les paramètres de la fonction d'instrument N_E^{id} et φ_0^{id} sont

identifiés. Enfin, la seconde minimisation des moindres carrés est effectuée comme décrit par l'équation (7.17) pour déterminer la température et la vitesse de l'écoulement.

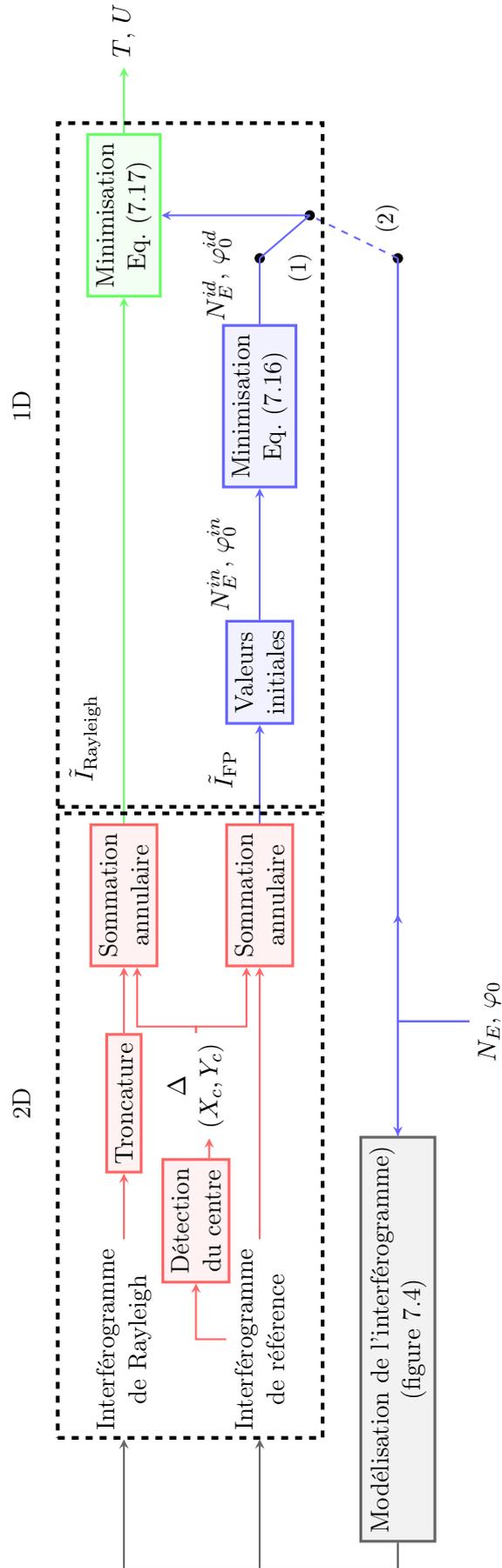


FIGURE 7.3 – Analyse des interférogammes de référence et de Rayleigh

7.2 Synthèse des interférogrammes

Cette section présente le processus de synthèse des interférogrammes, qui seront utilisés à la section 7.3 pour évaluer la robustesse du processus d'analyse. Deux types d'interférogrammes sont générés : les interférogrammes de référence, tels que celui de la figure 6.7b, utilisés pour déterminer la fonction d'instrument, et les interférogrammes de Rayleigh, utilisés pour extraire les paramètres de l'écoulement, U et T . Les interférogrammes de Rayleigh sont obtenus à partir d'interférogrammes synthétiques d'une source à large bande. On ne considère pas ici l'image composite telle que décrite en section 6.4. Cela n'a pas d'impact sur les fonctions d'intensités obtenues, car l'analyse de l'image composite revient à ne considérer que la moitié d'un interférogramme. Le fait de considérer des interférogrammes complets n'entraîne pas un gain d'information par rapport à un interférogramme composite.

La synthèse des interférogrammes est réalisée en exprimant la variable r de l'équation (3.11) dans un système de coordonnées cartésiennes où $r = \sqrt{X^2 + Y^2}$, et dont l'origine est située au centre de l'interférogramme.

Interférogramme de référence Les interférogrammes provenant d'une source lumineuse monochromatique de longueur d'onde λ_0 , uniforme sur le plan objet, sont considérés dans un premier temps. Ils sont définis comme les images générées à partir de la fonction d'instrument I_{FP} , définie dans l'équation (3.11), comme suit :

$$I_{FP}^{2D}(X, Y) = I_{FP} \left(0, \sqrt{X^2 + Y^2} \right) \quad (7.19)$$

Cette approche a été utilisée pour générer l'interférogramme de la figure 3.2a.

Interférogramme à large bande Dans le cas d'une source lumineuse de spectre S_R , spatialement uniforme sur le plan de l'objet, on utilise la fonction d'intensité définie par l'équation (3.1). Ensuite, cette image est générée comme précédemment :

$$I_{S_R}^{2D}(X, Y) = I_{S_R} \left(\sqrt{X^2 + Y^2} \right) \quad (7.20)$$

Un interférogramme généré de cette manière est tracé en figure 3.2b.

Interférogramme de Rayleigh Le cas considéré est celui où la source de lumière est un ensemble de molécules diffusant la lumière d'un faisceau laser. Les deux caractéristiques spécifiques de ce cas sont la faible intensité de la lumière diffusée qui induit une plus grande sensibilité au bruit de mesure et la distribution spatiale de la source lumineuse du faisceau laser qui induit une pondération spatiale sur l'interférogramme. Pour tenir compte de la première de ces caractéristiques, on modélise le bruit du capteur comme une fonction de bruit uniforme 2D $N(X, Y)$ pour simuler le bruit du capteur de la caméra tel que :

$$N(X, Y) = \frac{I_R}{\text{SNR}} M(X, Y) + N_F \quad (7.21)$$

où I_R est l'intensité de la lumière diffusée, $M(X, Y)$ est un bruit uniforme de moyenne nulle et N_F est une constante simulant le niveau moyen du bruit de fond.

La deuxième caractéristique est maintenant examinée. Le plan image et le plan objet étant optiquement conjugués, voir la figure 3.1, un point dans le plan image correspond à un point dans le plan objet. Dans le cas d'un faisceau laser, l'intensité lumineuse est répartie de manière inhomogène dans le plan objet, et par conséquent dans le plan image. C'est pourquoi une fonction d'intensité du faisceau laser W est introduite dans le plan image. Elle est uniforme dans la direction X parallèle au faisceau et présente une distribution gaussienne dans la direction Y perpendiculaire au faisceau, qui s'exprime comme suit :

$$W(Y) = 2\sqrt{2\pi}\sigma \exp\left(\frac{-Y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (7.22)$$

où σ est l'écart-type de la distribution gaussienne. Enfin, la distribution d'intensité W peut être considérée comme une pondération sur un interférogramme basé sur une source à large bande, voir l'équation (7.20), dont le spectre correspond à la diffusion Rayleigh, comme décrit dans le chapitre 2. L'interférogramme de Rayleigh modélisé est alors donné par :

$$I_{\text{Rayleigh}}^{2D}(X, Y) = I_R W(Y) \int_{-\infty}^{\infty} S_R(x, y) I_{\text{FP}}\left(x, \left(\sqrt{X^2 + Y^2}\right)\right) dx + N(X, Y) \quad (7.23)$$

Pour simuler l'image capturée par une caméra numérique, les équations (7.19), (7.20) et (7.23) sont échantillonnées sur une grille rectangulaire.

Pour résumer l'ensemble du processus, un schéma fonctionnel de la modélisation des interférogrammes est présenté à la figure 7.4. Les entrées de la modélisation sont listés à gauche. La configuration optique simulée est représentée par les boîtes bleues à gauche de la figure, avec une longueur d'onde laser λ_0 comme source lumineuse, une lentille de focalisation de longueur focale f_f , et un FPI paramétré avec N_E et $\varphi(x, 0)$. Ces deux derniers paramètres sont utilisés pour définir la fonction d'instrument (3.26). En simulant une source monochromatique et en tenant compte de λ_0 , la fonction d'intensité radiale $I_{\text{FP}}(0, r)$ est générée comme décrit dans la section 3.2. Le chemin vert mène à la fonction d'intensité de Rayleigh. Un spectre S_R est généré avec le modèle Tenti S6, correspondant à des valeurs prescrites de T et U comme décrit dans la section 2.2. La fonction d'intensité $I_{S_R}(r)$ est ensuite générée selon l'équation (3.1).

Les chemins en rouge représentent la modélisation des images 2D. Le maillage est défini à partir de paramètres correspondant à la résolution de la caméra Res et de la taille du capteur. L'interférogramme de référence est obtenu à l'aide d'une procédure appelée génération d'interférogramme dans le diagramme, en prenant comme entrée la fonction d'instrument I_{FP} . Cela correspond à l'évaluation de la fonction de l'instrument sur le maillage selon l'équation (7.19). La

même procédure, mais avec une entrée correspondant à I_{S_R} , est également utilisée pour générer l'interférogramme correspondant à une source lumineuse à large bande. Combiné à la fonction de pondération de l'équation (7.22), on obtient l'interférogramme de Rayleigh (7.23).

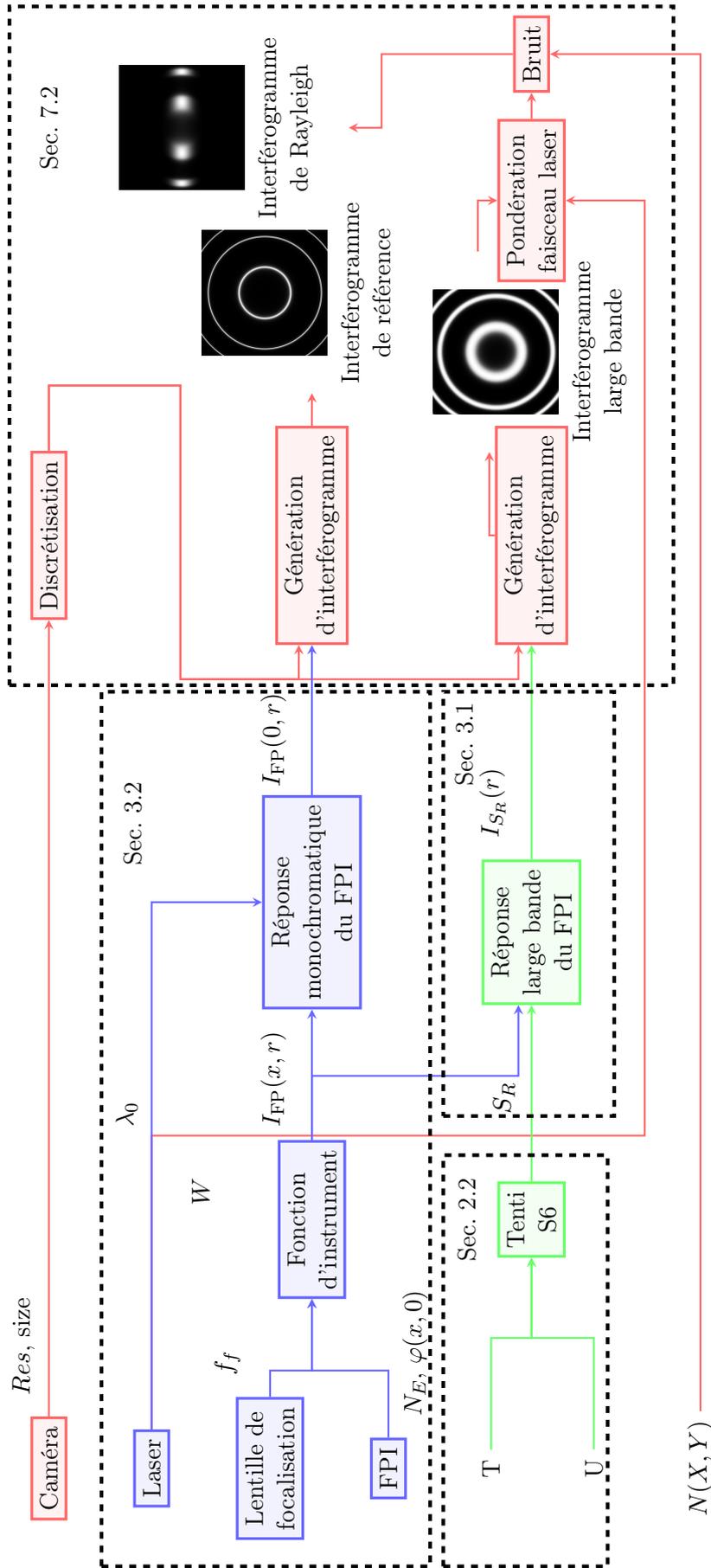


FIGURE 7.4 – Modélisation des interférogrammes de référence et de Rayleigh

inférieure à 0,4% est d'évaluer la précision de l'algorithme dans la détermination de la vitesse. Ces trois cas sont appelés "amb", "jet₁" et "jet₂". Pour chaque spectre, c'est-à-dire pour chaque condition d'écoulement, la fonction d'intensité modélisée dans l'équation (3.1) est évaluée. Sur cette base, pour chaque condition d'écoulement, un interférogramme est généré en discrétisant la fonction d'intensité sur la grille correspondant au capteur de la caméra, et pondéré avec W , tel que défini dans l'équation (3.1) et représenté sur la figure (7.6) pour $\sigma \simeq 0,2 \times 10^{-3}$ m, afin de générer des interférogrammes de Rayleigh avec la relation (7.23).

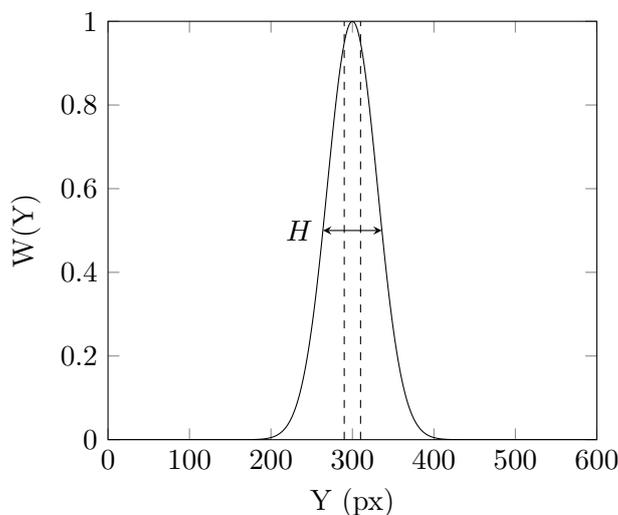


FIGURE 7.6 – Coupe transversale de la distribution de l'intensité du faisceau laser

7.3.1.1 Analyse des interférogrammes

7.3.1.2 Caractérisation de la fonction d'instrument

Le paramètre principal de la procédure d'obtention de l'ensemble de données unidimensionnelles à partir de l'image est la valeur de la taille du segment Δ , c'est-à-dire la plus petite taille de segment utilisée dans la sommation annulaire. Pour un interférogramme donné, la procédure d'identification de la fonction d'instrument décrite à la section 7.1.2 est effectuée avec des valeurs croissantes de Δ . Ces valeurs sont choisies dans l'intervalle $[0,05 \text{ px}; 1,25 \text{ px}]$, px étant la longueur du pixel. Un deuxième paramètre intéressant est la longueur focale f_f . Typiquement, les fabricants donnent des précisions de l'ordre du pourcent, et les méthodes de focométrie telles que la méthode de Bessel (Rath et Bessel, 1840) utilisée dans ce travail pour déterminer f_f , et détaillée en annexe A, atteignent le même ordre de précision. La procédure est ensuite exécutée avec des valeurs variables de f_f comme paramètres d'entrée, de 290 à 310 mm, alors que la valeur utilisée pour la génération de l'image est de 300 mm.

Par ailleurs, au cours d'une série d'acquisitions, la valeur de φ_0 est susceptible de dériver en raison

des variations de température. Cette variation n'induit pas de changement de l'ordre des anneaux car son amplitude relative par rapport à 2π reste inférieure à 6% par degré de changement de température. Une série d'interférogrammes est générée, avec une valeur du reste modulo 2π de φ_0 allant de $[1,65-\epsilon; 1,65+\epsilon]$. La valeur 1,65 est obtenue avec les paramètres de l'interféromètre indiqués dans la Sec. 7.3.1, et ϵ est $3\% \times 2\pi$. Cela correspond à une variation de 0,1 mm pour r_1^* pour l'interférogramme considéré.

La finesse N_E^{id} et la phase φ_0^{id} obtenues sont comparées aux valeurs prescrites. La phase étant définie modulo 2π , l'erreur relative sur la phase sera calculée en utilisant le reste modulo 2π de la valeur prescrite, notée $\varphi_0^{(\text{mod } 2\pi)} \equiv \varphi_0 \pmod{2\pi}$. Aucun bruit n'est ajouté aux interférogrammes synthétiques à cette étape, car le rapport signal/bruit est très élevé, $\text{SNR} \approx 1500$ dans les acquisitions consacrées à la caractérisation de l'instrument.

7.3.1.3 Caractérisation de l'interférogramme de Rayleigh

Il existe deux causes principales d'erreur dans l'analyse de l'interférogramme de Rayleigh. La première est une erreur dans la détermination de la fonction d'instrument de l'interféromètre. Au premier ordre, un biais dans la détermination de la finesse entraînerait une erreur dans l'estimation de la température, et une erreur dans la détermination de φ_0^{id} entraînerait une erreur dans l'estimation de la vitesse. Une deuxième cause d'erreur serait l'analyse de l'interférogramme de Rayleigh lui-même, correspondant à un SNR beaucoup plus faible que pour l'interférogramme de référence. L'effet d'un SNR aussi modéré sur la précision des estimations de U et T devrait donc être étudié. Dans un contexte expérimental avec des caméras non intensifiées capturant la lumière diffusée de Rayleigh induite par un éclairage incident de 5 W, des mesures préliminaires ont montré qu'un SNR de 3 peut être attendu. En outre, la sélection d'une partie de l'image, comme indiqué en section 6.5.1, peut induire un biais dans la procédure de sommation annulaire. Comme l'intensité n'est pas homogène pour une coordonnée radiale donnée, l'ensemble de données 1D peut être biaisé. La partie de l'image prise en compte se trouve au centre de l'interférogramme et a une hauteur de 20 pixels pour cette analyse, ce qui correspond à moins d'un tiers de la largeur du faisceau laser H , comme montré sur la figure 7.6. Une seule frange est utilisée ici, pour garantir un petit volume sondé, comme indiqué à la section 6.5.1.1.

L'étude paramétrique sur la taille du segment est à nouveau réalisée, car moins de pixels sont pris en compte. Cette étude paramétrique est réalisée avec la fonction d'instrument prescrite et des images bruitées, afin de se rapprocher le plus possible d'interférogrammes expérimentaux. Pour évaluer la précision du traitement de l'image de Rayleigh, correspondant à ce qui est indiqué en vert sur le schéma de la figure 7.3, les interférogrammes sont analysés avec la fonction d'instrument prescrite, de sorte que la seule cause d'erreur est induite par le traitement de l'interférogramme de Rayleigh lui-même, comme représenté par le chemin en pointillé noté (2) sur la figure 7.3. Ensuite, les interférogrammes sont traités avec la fonction d'instrument identifiée

à partir de l'analyse d'image, comme représenté par le chemin (1) sur la figure 7.3. Cela se fait d'abord à partir d'une courbe analytique calculée à partir de l'équation (3.1), restant ainsi dans le cadre 1D de la figure 7.3. Ensuite, à partir de l'interférogramme, nous commençons l'analyse dans le cadre 2D de la figure 7.3. L'objectif est d'évaluer le biais induit par la sommation annulaire et la qualité de l'image. Enfin, plusieurs interférogrammes avec du bruit ajouté sont calculés pour établir une estimation statistique de la sensibilité de la procédure à la qualité de l'image. Le bruit généré est aléatoire avec une distribution uniforme, et un ensemble de 500 images est généré, pour reproduire le bruit du capteur de la caméra, avec une valeur SNR de 3. La constante du niveau de bruit N_F de l'équation (7.21) est ici fixée à zéro.

Dans la configuration expérimentale considérée, l'angle d'observation χ_s par rapport à la direction de propagation du faisceau laser est de 90° . Cependant, il est difficile en pratique de faire un réglage précis de la position des différents éléments pour assurer cet angle et de le mesurer une fois la configuration fixée (Panda, 2020). Comme énoncé dans la section 2.2, l'angle χ_s intervient dans le paramètre y du modèle de diffusion utilisé. La valeur de cet angle est donc un des paramètres d'entrée de l'algorithme de traitement des interférogrammes, et une inadéquation de l'angle effectif d'observation dans les conditions de l'expérience, et la valeur utilisée dans l'algorithme entraînera donc une erreur. Afin d'évaluer l'erreur commise par une mesure incorrecte de cet angle, plusieurs fonctions d'intensité sont générées selon les conditions d'écoulement "jet₁". Chaque fonction d'intensité est générée pour un angle d'observation différent, de 30° à 160° . Ces fonctions d'intensités sont analysées avec la fonction d'instrument prescrite pour $\chi_s = 90^\circ$.

7.3.2 Résultats de l'analyse

7.3.2.1 Analyse de l'interférogramme de référence

L'algorithme de détection du centre détermine avec succès les coordonnées du centre avec une précision de $\pm 0,003$ px pour le cas rapporté. La figure 7.7 montre l'écart-type de l'intensité autour du demi-maximum du premier pic, qui est le premier point dont l'intensité est $I_0/2$, sur la grille de recherche. Plus on s'éloigne du centre, plus l'écart-type augmente. Les coordonnées qui minimisent l'écart-type de l'intensité sont naturellement choisies comme centre de l'interférogramme.

Les résultats associés à la détermination optimale de la taille du segment Δ sont maintenant présentés. L'évolution de la finesse est illustrée dans la figure 7.8a. La meilleure adéquation est obtenue pour $\Delta \approx 0,1$ px. Pour des valeurs inférieures, l'ensemble de données unidimensionnelles est suréchantillonné et la procédure ne donne pas d'estimation raisonnable, jusqu'à 50 % d'erreur par rapport à la valeur attendue. Pour des valeurs plus importantes de Δ autour de 1 px, l'erreur relative augmente jusqu'à 20%. Les résultats sur le déphasage φ_0^{id} sont représentés sur la figure 7.8b. Sauf lorsque les données sont suréchantillonnées, aucune variation nette de φ_0^{id} n'est observée et l'erreur relative par rapport à la valeur attendue est bien inférieure à 1%. La figure 7.9 montre le nombre N_{px} de pixels pris en compte dans chaque région annulaire, pour $\Delta = 0.02$ px

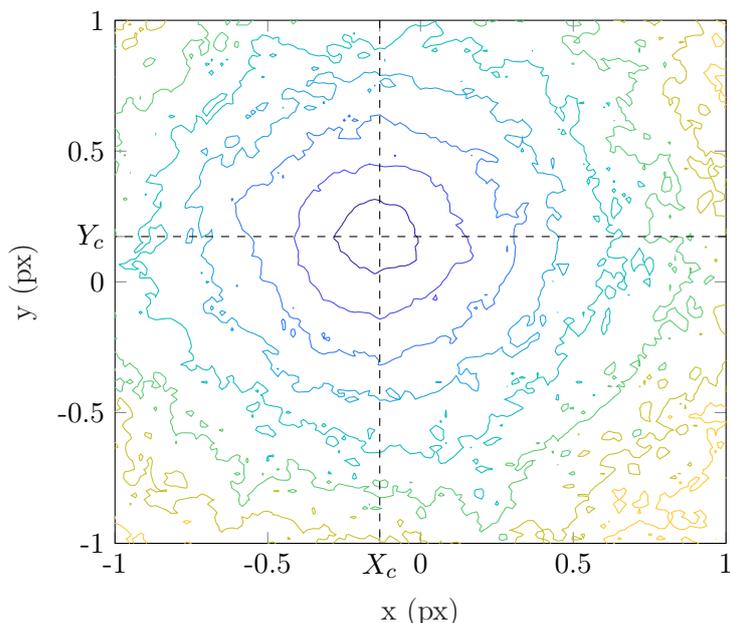


FIGURE 7.7 – Écart-type de l'intensité autour du demi-maximum du premier pic, sur une grille de recherche de deux pixels de large. Les coordonnées déterminées du centre sont X_c et Y_c .

et $\Delta = 0.1$ px. On constate que pour $\Delta = 0.02$ px, N_{px} est bien plus faible, 53 en moyenne, contre 266. De plus, il y a des différences importantes d'une région à une autre. L'écart type $\sigma_{N_{\text{px}}}$ du nombre de pixels par région pour $\Delta = 0.02$ px est de 7.31, ce qui représente 13% de la valeur moyenne. En comparaison, quand $\Delta = 0.1$ px, $\sigma_{N_{\text{px}}}$ est de 10.3, ce qui représente 3.8% de la valeur moyenne. La figure 7.10 montre l'évolution de $\sigma_{N_{\text{px}}}$, et de $\sigma_{N_{\text{px}}}$ divisés par le nombre moyen de pixels par région pour différentes valeurs de Δ . On constate que la valeur de $\sigma_{N_{\text{px}}}$ augmente jusqu'à $\Delta = 0.1$ px, où sa valeur se stabilise, autours de 10,3. Cependant, rapporté au nombre moyen de pixels par région, sa valeur diminue et tends vers 2% de $\overline{N_{\text{px}}}$. On remarque alors que pour les faibles valeurs de Δ , N_{px} peut être très différent d'une région annulaire à une autre, ce qui cause des variations d'intensité suffisamment importantes sur la fonction d'instrument pour que la minimisation ne soit plus capable d'aboutir à un résultat d'une précision satisfaisante.

L'estimation de la finesse s'avère plus sensible au choix de la taille du segment. Cela est dû à la différence entre l'impact des deux paramètres sur l'interférogramme. Le déphasage φ_0 détermine l'espacement entre les anneaux, qui peut être de l'ordre de quelques centaines de pixels. La finesse N_E est représentative de la largeur de ces anneaux, qui est de l'ordre de la dizaine de pixels. Par conséquent, la résolution spatiale est plus critique pour l'estimation de N_E^{id} . La valeur optimale de Δ pour déterminer la fonction d'instrument de l'interféromètre est prise égale à 0,1 px. Toutes les fonctions d'instrument suivantes sont calculées à partir de cette valeur.

Les résultats de la procédure avec une modification de la valeur de f_f sont présentés dans les figures 7.8c et 7.8d. La valeur de f_f utilisée a un faible impact sur les résultats de la procédure

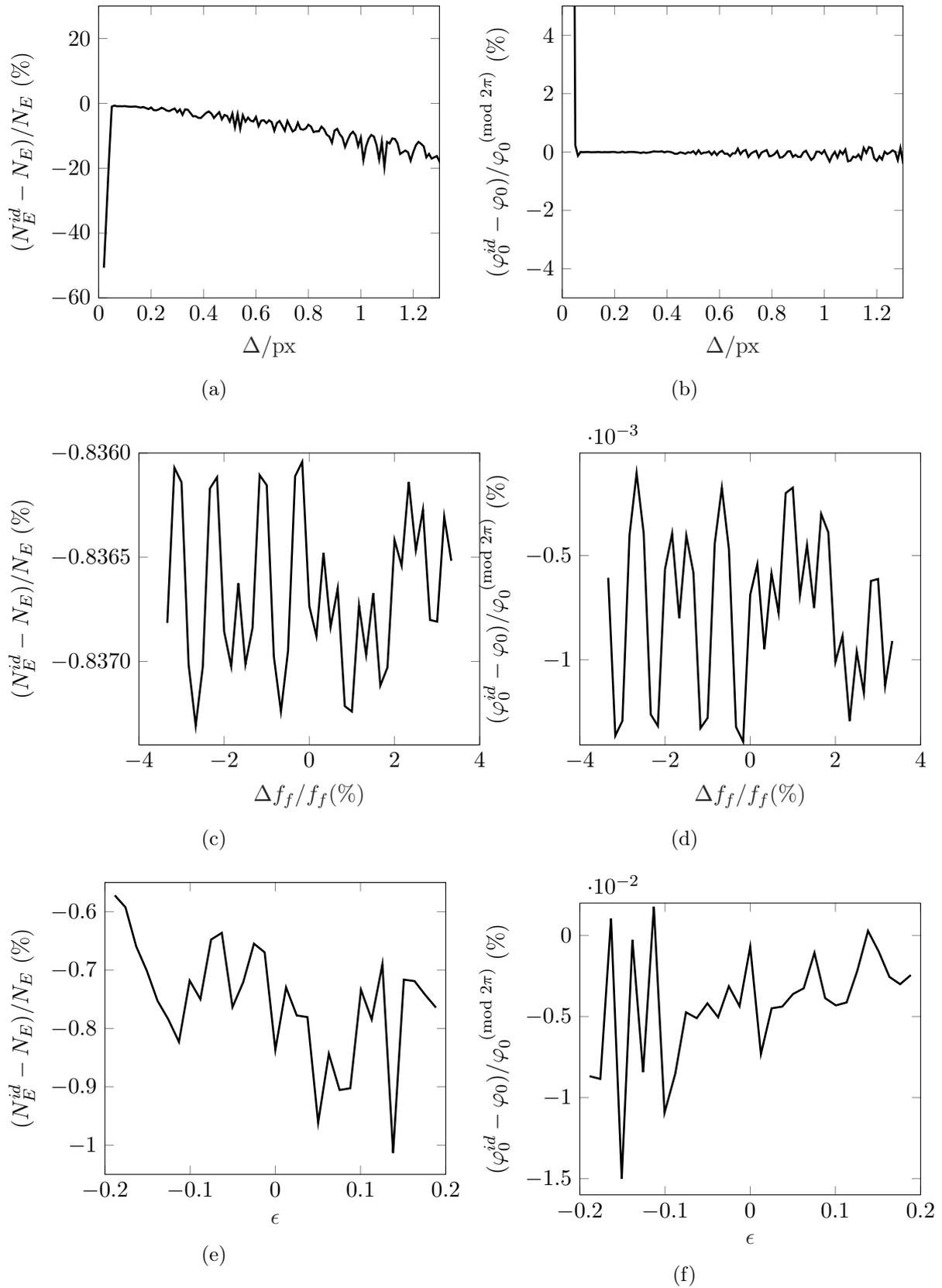


FIGURE 7.8 – Erreur relative des paramètres de la fonction d'instrument N_E^{id} et φ_0^{id} pour différentes a), b) longueurs de segment Δ , c), d) distances focales f_f et e), f) déphasages φ_0

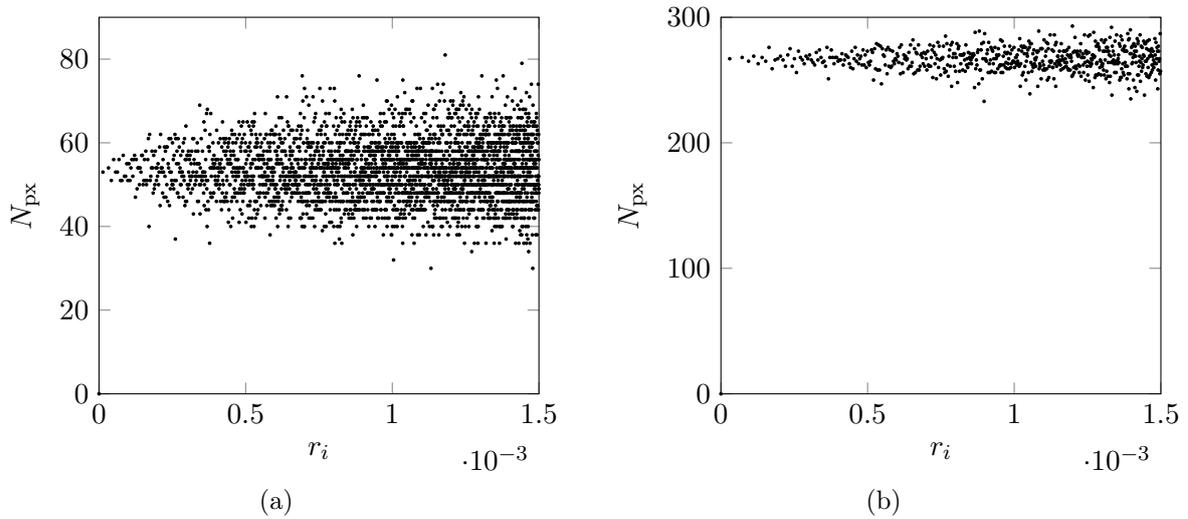
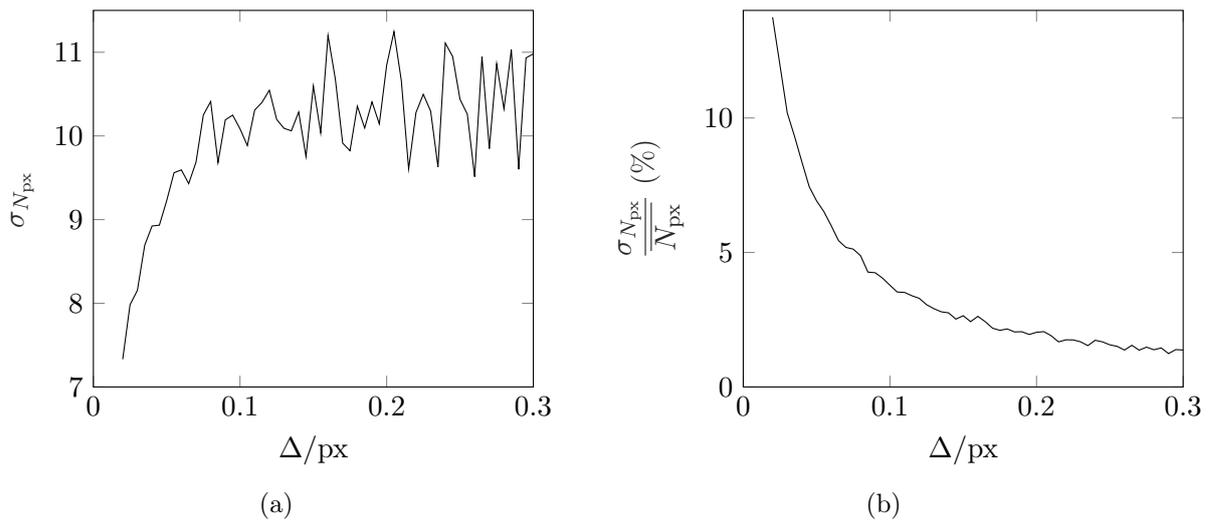

 FIGURE 7.9 – Nombre de pixels dans chaque région annulaire pour a) $\Delta = 0.02$ px, b) $\Delta = 0.1$ px


FIGURE 7.10 – a) Déviation standard du nombre de pixels par région annulaire, b) Déviation standard du nombre de pixels par région annulaire divisé par le nombre moyen de pixels par région

de minimisation. Les erreurs relatives sur φ_0^{id} et N_E^{id} , dues à toute incertitude sur la valeur de f_f dans un intervalle de $\pm 3\%$ ne dépassent pas $0,85\%$ pour N_E^{id} et $1,5 \times 10^{-3} \varphi_0^{id}$. Par ailleurs, l'aspect aléatoire des courbes semble indiquer que l'incertitude dans ce cas serait due au bruit et non pas à la variation de f_f . Cela implique que la mesure de la valeur de f_f à l'aide d'une méthode de focométrie donne une précision suffisante pour déterminer les paramètres de la fonction de l'instrument. Cependant, l'analyse est effectuée sur des interférogrammes parfaits et ne tient pas compte d'un éventuel défaut de focalisation, comme c'est le cas lors d'une expérience. Cela entraînerait un flou dans l'image, et donc des anneaux plus larges. La finesse effective N_E serait donc plus faible qu'avec une mise au point précise. Une façon de simuler l'effet d'un manque de

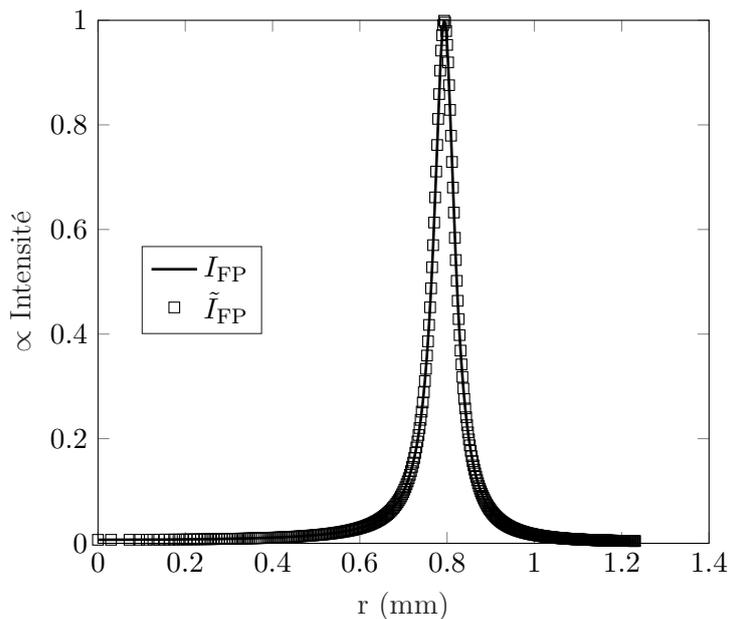


FIGURE 7.11 – Fonction d’instrument I_{FP} résultant de la procédure de minimisation et \tilde{I}_{FP}

mise au point serait de considérer un interféromètre avec une finesse plus faible, ce qui n’a pas été fait ici.

Les figures 7.8e et 7.8f montrent les paramètres déterminés avec une variation de φ_0 . Comme le montre la figure 7.8e, pour chaque valeur initiale de φ_0 , la procédure parvient à donner une estimation correcte de la finesse avec une erreur relative inférieure à 1%. Les résultats sur la phase, présentés en figure 7.8f, indiquent que l’algorithme est capable de détecter de faibles variations de φ_0 . Pour chaque valeur initiale, l’erreur commise est inférieure à 0,01%.

La détermination de la fonction d’instrument est effectuée avec une taille de segment $\Delta = 0,1$ px. En utilisant cette valeur, l’algorithme parvient à donner une estimation de la finesse N_E^{id} avec une précision supérieure à 99%. Cependant, elle est toujours légèrement sous-estimée. Cette précision est obtenue soit pour des valeurs imprécises de f_f , soit pour plusieurs valeurs initiales de φ_0 . L’influence de ce petit biais sur l’estimation de la température est mise en évidence dans la section suivante. L’estimation de φ_0^{id} est moins sujette à l’erreur, car pour des valeurs variables de f_f et des valeurs initiales de φ_0 , elle présente une erreur relative inférieure à 0,01%. Ceci étant la seule cause de biais, cela conduirait à une erreur de moins de 0,1 m/s pour l’estimation de U . A titre d’illustration, la figure 7.11 montre la fonction d’instrument I_{FP} résultant de la procédure de minimisation, et la fonction \tilde{I}_{FP} correspondante.

7.3.2.2 Analyse de l'interférogramme de Rayleigh

La valeur optimale de la taille du segment Δ est réévaluée pour les interférogrammes de Rayleigh sur la partie centrale de l'image. La zone considérée étant plus petite, Δ devrait être plus grand que lorsque l'on considère l'ensemble de l'image. La figure 7.12a présente les résultats sur la température estimée T . L'erreur est maximale pour les petites valeurs de Δ . Elle diminue au fur et à mesure que Δ augmente jusqu'à un plateau où elle oscille entre -1 et 1%. Les résultats des estimations de la vitesse sont représentés sur la figure 7.12b. La tendance est la même que pour la température, tandis que l'erreur commise est inférieure à 1% pour toutes les valeurs de Δ . Par conséquent, les analyses suivantes sont effectuées avec $\Delta=0,8$ px.

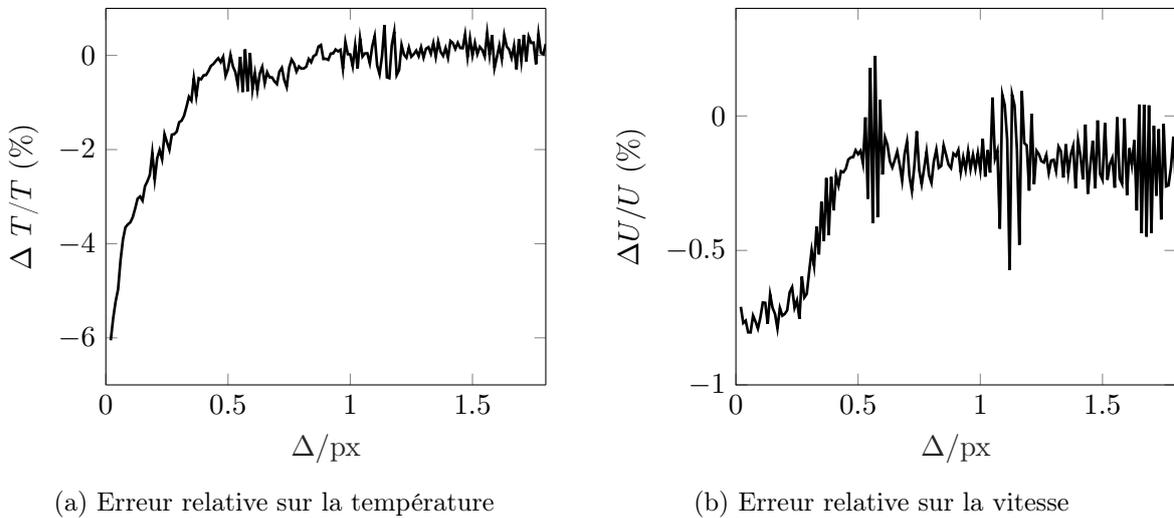


FIGURE 7.12 – Erreur relative des paramètres obtenus de l'interférogramme de Rayleigh en fonction de la taille du segment

Le tableau 7.1 présente les résultats de la procédure appliquée aux trois conditions d'écoulement simulés. La procédure est d'abord réalisée à partir de la courbe analytique tirée de l'équation (3.1) et de l'interférogramme. Chacune est également calculée avec la fonction d'instrument dite prescrite, correspondant à la fonction directement issue du modèle analytique, c'est à dire avec les vraies valeurs des paramètres ayant servi à la génération des interférogrammes, et une fonction d'instrument dite identifiée, correspondant à la fonction d'instrument dont les paramètres sont issus de la procédure de minimisation (7.16). Comme cela peut être attendu, la procédure est plus précise lorsque l'on utilise la courbe analytique. Avec la fonction d'instrument prescrite, les caractéristiques de l'écoulement sont retrouvées avec une erreur négligeable. En utilisant la fonction d'instrument identifiée, l'erreur sur la vitesse est inférieure à 0.1 m.s^{-1} , ce qui est cohérent avec la conclusion de la section 7.3.2.1, et l'erreur sur la température est de l'ordre de 0.5 K. Le traitement de l'image induit un léger biais dans l'estimation des paramètres de l'écoulement. Avec la fonction d'instrument prescrite, l'erreur sur la vitesse est de 0.5 m.s^{-1} et de 0.4 K pour

la température. L'erreur sur la température est du même ordre, 0.6 K au maximum, et aucune différence claire n'est observée pour la vitesse avec la fonction d'instrument identifiée. Notons que la vitesse et la température sont légèrement sous-estimées dans chaque cas. La sous-estimation de la température constatée quand l'analyse est menée avec la fonction d'instrument identifiée est en partie due à la sous-estimation de N_E . En effet, au premier ordre, la largeur du pic sur la fonction d'instrument dépend de la finesse, et est d'autant plus large que la finesse est faible. Par ailleurs, dans le régime hydrodynamique, le spectre de diffusion s'élargit avec la température pour tendre vers une gaussienne, comme on peut le constater sur la figure 2.4. Ainsi, la largeur du pic sur la fonction d'intensité est interprétée comme étant due à une finesse plus faible qu'en réalité, et non pas due à la température, qui est donc légèrement sous-estimée.

Il est possible que l'attribution des nouvelles coordonnées radiales r_i induisent un biais systématique, et décalent l'ensemble du pic vers le centre, d'une quantité petite par rapport à la taille du segment. Ainsi, le décalage du pic est interprété comme étant dû à une vitesse plus faible. Cela est discuté en annexe B

	Fonction d'instrument	U_{amb} (m/s)	T_{amb} (K)	U_{jet1} (m/s)	T_{jet1} (K)	U_{jet2} (m/s)	T_{jet2} (K)
Courbe analytique	Prescrite	0	293	260	293	261	293
	Identifiée	-1.25×10^{-2}	292.4	259.9	292.5	260.9	292.5
Interférogramme	Prescrite	-0.31	293.04	259.5	292.6	260.57	292.68
	Identifiée	-0.41	292.5	259.69	292.4	260.69	292.44

TABLE 7.1 – Résultats de la procédure de minimisation depuis la courbe analytique et du traitement d'image pour trois conditions d'écoulement

L'erreur commise lors de la procédure de minimisation lorsque du bruit contamine les interférogrammes est examinée. La fonction d'instrument prescrite est utilisée pour qu'il n'y ait pas d'autre cause d'erreur que le traitement et la qualité de l'image. L'histogramme montrant l'erreur relative sur la température et la vitesse pour 500 interférogrammes avec un bruit aléatoire est représenté sur la figure 7.13. On observe une distribution Gaussienne de l'erreur sur la température, centrée entre -2 et -1 %. L'erreur sur la vitesse est centrée, bien qu'il y ait une légère tendance à la sous-estimation de la vitesse, jusqu'à -1 %. Les images sont traitées avec suffisamment de précision pour que l'erreur sur T ou u ne dépasse pas 2% pour les 4/5 des interférogrammes. A titre d'illustration, la figure 7.14 montre la fonction d'intensité $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}^{mod}$ résultant de la procédure de minimisation, et le $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}$ correspondant, provenant d'un interférogramme bruité. Comparativement à la figure 7.11, on observe clairement ici l'élargissement du pic sur la fonction d'intensité dû à la température, et le décalage du pic dû à l'effet Doppler.

On s'intéresse maintenant à l'erreur commise par une mesure imprécise de l'angle χ_s . On considère dans cette démarche l'erreur commise dans l'analyse de la fonction d'intensité générée pour différents angles χ_s , mais analysés en tenant compte d'un angle de 90°. La figure 7.15 montre l'écart ΔT entre les températures vraies et estimées, en fonction de la différence $\Delta\chi_s$ entre l'angle

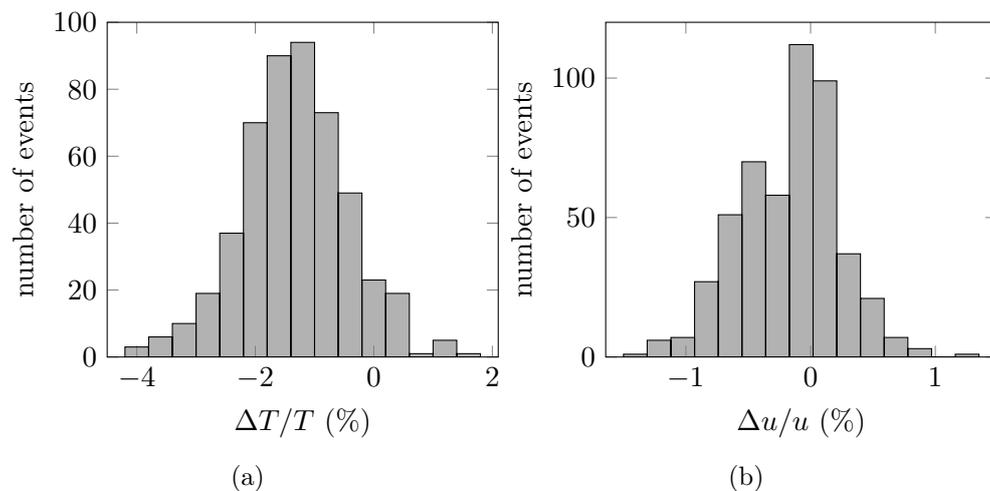


FIGURE 7.13 – Histogrammes de l’erreur relative sur T et U pour des interférogrammes bruités.

de diffusion pour lequel les interférogrammes sont générés, et l’angle dont on tient compte dans l’analyse. On se concentre ici sur un $\Delta\chi_s$ compris entre -10° et 10° , car il est peu probable que l’erreur sur l’estimation de cet angle dépasse ces valeurs. L’erreur commise est d’environ 5.6 K par degré de différence par rapport aux 90° utilisés dans l’analyse, et la courbe suit une tendance linéaire.

L’estimation de la température est montrée en figure 7.16a pour une plus grande plage angulaire. On constate que la température est fortement surestimée quand l’angle est sous-estimé, et inversement quand l’angle est surestimé, par rapport à 90° . La tendance est presque linéaire entre 80° et 140° , on retrouve l’erreur d’environ 5.6 K par degré de différence par rapport aux 90° utilisés dans l’analyse. Concrètement, cela se traduit par exemple par une estimation de $T = 287.3\text{ K}$ si l’angle réel est 89° au lieu de 90° . De plus, on constate une instabilité des estimations de T à partir des fonctions d’intensité correspondant aux angles inférieurs à 75° . Cela vient du fait que les paramètres de l’interféromètre considérés pour générer ces fonctions d’intensité n’est pas capable de résoudre les spectres de diffusions associés. Les fonctions d’intensités ainsi résultantes ne contiennent pas la totalité de l’information spectrale, ce qui rend l’interprétation difficile. En effet, à la température considérée, un angle $\chi_s \leq 70^\circ$ correspond à un nombre $y \geq 1$. Le spectre est alors composé de trois pics, que l’interféromètre n’est plus capable de résoudre, voir la section 2.2. Ce problème a été constaté par Mielke-Fagan *et al.* (2010), dans des expériences menées à 45° et 90° , où l’on constate également une incapacité de l’interféromètre à résoudre le spectre de diffusion pour $\chi_s = 45^\circ$. La figure 7.16b montre de la même manière l’estimation de la vitesse pour différents angles. On remarque que comme pour la température, l’estimation est instable à partir de $\chi_s \leq 70^\circ$. L’erreur commise est cependant bien moins importante que pour la température. On constate par exemple une estimation de $U = 261.1\text{ m.s}^{-1}$ pour $\chi_s = 80^\circ$, ce qui ne fait que 0.9 m.s^{-1} de différence par rapport à la valeur prescrite. Pour les angles supérieurs à 90° , l’erreur commise est négligeable, de 0.04 m.s^{-1} par degré de différence par rapport à 90° .

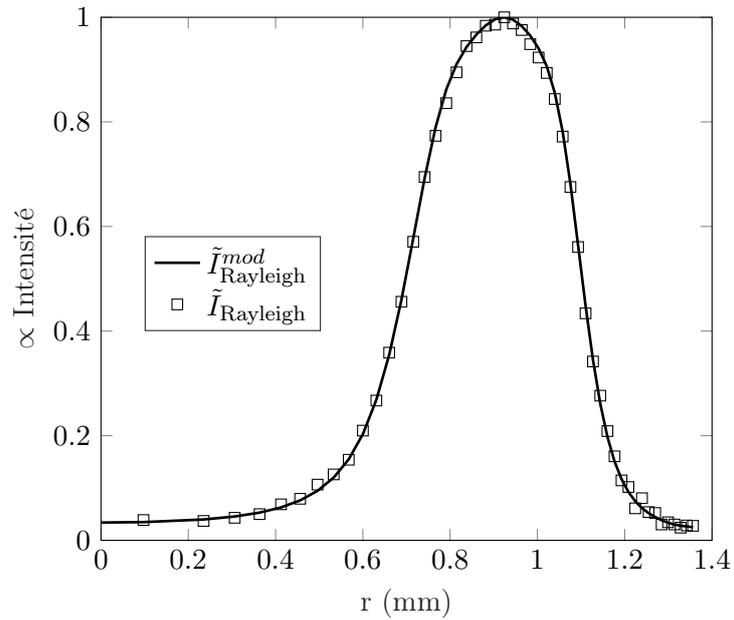


FIGURE 7.14 – Fonctions d'intensité $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}^{\text{mod}}$ résultant de la procédure de minimisation et $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}$

Cette analyse montre donc que l'angle de diffusion est un paramètre dont la valeur considérée dans l'analyse des interférogrammes doit être la plus proche possible de la valeur réelle de la configuration expérimentale.

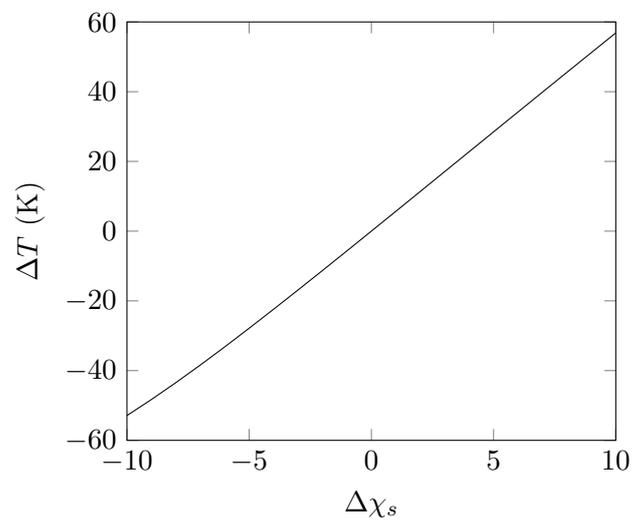


FIGURE 7.15 – Erreur commise sur l'estimation de la température en fonction de l'erreur commise sur l'angle de diffusion χ_s

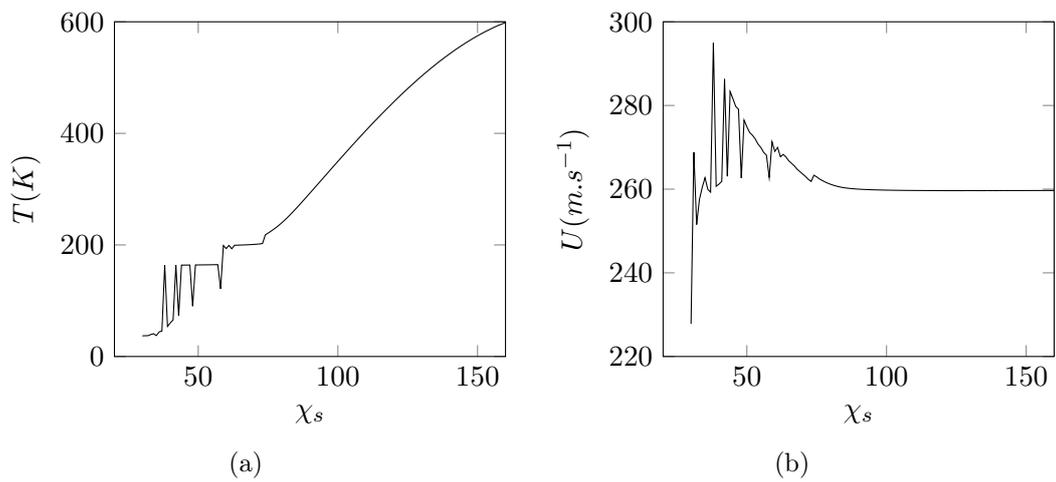


FIGURE 7.16 – Estimations de a) la température b) la vitesse à partir de fonctions d'intensité générées pour différents angles d'observation χ_s , et analysées en considérant $\chi_s = 90$

8 Mesures de vitesse et de température dans des jets subsoniques

Ce chapitre porte sur la mesure de profils de vitesse et de température dans des jets froids et isothermes à des nombres de Mach variant entre 0.3 et 0.9. On s'intéresse dans un premier temps à l'estimation expérimentale de la précision des mesures de température et de vitesse. Ensuite, les mesures par interférométrie dans les jets considérés sont comparées à des mesures par anémométrie, à température constante (CTA) et courant constant (CCA). Dans le cas où la température totale de l'écoulement n'est pas identique à celle mesurée pendant la calibration des fils, une correction en température est appliquée (Scarano *et al.*, 6 28).

8.1 Validation expérimentale des mesures par interférométrie

8.1.1 Fonction d'instrument

Sur la figure 8.1 sont reportés les paramètres de la fonction d'instrument N_E et φ_0 (voir expressions (7.15) et (7.7)) obtenus expérimentalement pour 24 acquisitions réalisées sur plusieurs jours. On représente ces quantités en fonction du temps pour constater l'échelle temporelle de l'évolution de ces paramètres. Les finesse estimées à partir de l'équation (7.15), notées *in*, et déterminées avec la procédure de minimisation, notées *id*, sont montrées en figure 8.1a. Les valeurs obtenues avec l'équation (7.15) sont surestimées par rapport à la minimisation sur la fonction d'instrument. Cela s'explique par une erreur sur la détection du FWHM_1 . En effet, la résolution spatiale de \tilde{I}_{FP} ne permet pas forcément d'avoir les points à mi-intensité de la fonction sans faire d'interpolation, ce qui n'est pas fait ici, car on cherche uniquement à obtenir une première estimation. La valeur ainsi déterminée permet d'avoir une estimation très proche de la valeur déterminée par l'algorithme de minimisation, et donne donc une valeur initiale très proche de la valeur réelle. On remarque que les valeurs obtenues sont proches des finesse de réflexion idéale estimées à partir des données constructeur, $N_R = 26_{-1,5}^{+3,8}$. La valeur moyenne déterminée ici est de 25.4, avec un écart type de 2.3. La finesse effective identifiée N_E^{id} est donc en moyenne plus faible de 2.3%. On remarque que deux valeurs sont plus élevées, correspondant aux dernières acquisitions du troisième jour. Comme montré sur la figure 8.1b, ce sont les deux acquisitions pour lesquelles $\varphi_0^{(\text{mod } 2\pi)}$ est le plus proche de zéro ; le premier anneau est donc plus fin et éloigné du

centre. Il est possible que dans ce cas particulier, la résolution spatiale du capteur de la caméra ne soit pas suffisante pour échantillonner correctement la fonction d'instrument. En enlevant ces deux valeurs, l'écart type sur la finesse tombe à 1.29, ce qui est environ 5% de la valeur moyenne. On remarque sur la figure 8.1b que les valeurs de φ_0^{in} , estimées avec l'équation (7.7), et φ_0^{id} sont identiques pour chaque acquisition. Cela indique que l'algorithme de minimisation pourrait être simplifié en enlevant la recherche de cette variable. Parmi ces acquisitions, il y a un couple d'acquisitions réalisées successivement le jour 5. Les finesesses identifiées sur ces deux acquisitions sont de 24.2 et 24.3, ce qui correspond à une différence relative de 0.4% entre ces deux acquisitions. Cela est cohérent avec les conclusions de la section 7.3.2.1, où l'on reportait une précision de supérieurs à 99% sur l'identification de ce paramètre.

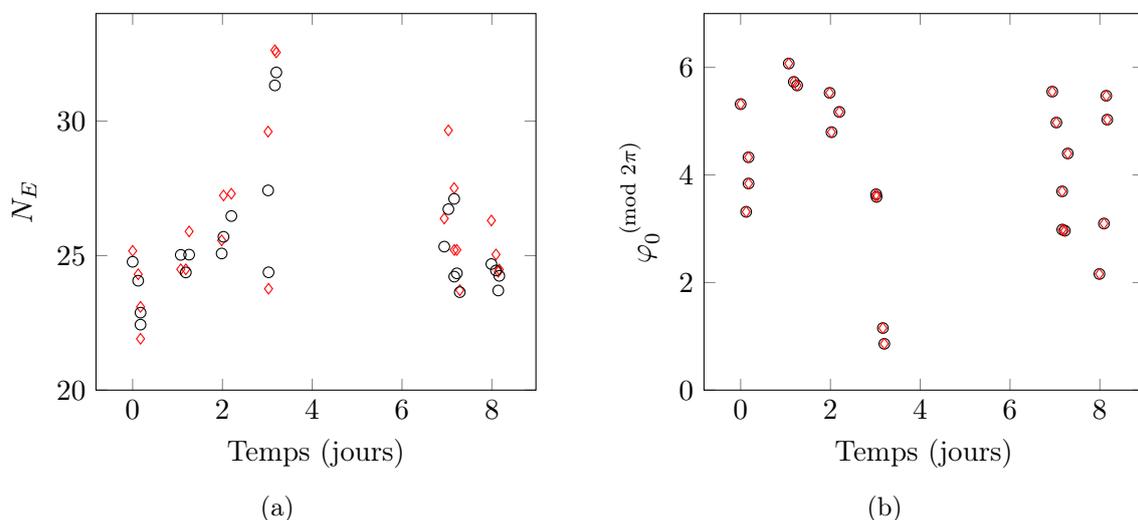


FIGURE 8.1 – Paramètres de la fonctions d'instrument a) N_E et b) φ_0 obtenus expérimentalement pour 24 acquisitions. \circ : N_E^{id} et φ_0^{id} , \diamond : N_E^{in} et φ_0^{in}

8.1.2 Estimation expérimentale de la précision de la mesure dans le cône potentiel d'un jet

Plusieurs séries de mesures ont été réalisées dans le cône potentiel de jets à différentes vitesses et températures, afin d'estimer expérimentalement la précision et la répétabilité de la mesure par interférométrie. Pour cela on compare les valeurs obtenues expérimentalement par IRS aux valeurs de référence, obtenues grâce aux relations isentropiques des jets, et la mesure du point de fonctionnement par pression statique, détaillée en section 1.3.5. Des estimations de la précision et de la fiabilité de la mesure du point de fonctionnement peuvent être trouvées dans les Annexes A et B de Mercier (2017) et l'annexe D de André (2012). Par ailleurs, les conditions de sortie du jet sont mesurées à chaque seconde et enregistrées. On peut alors établir une erreur d'estimation sur les quantités mesurées, qui est égale à l'écart type sur toutes les valeurs mesurées pendant une acquisition. Ainsi, les vitesses et températures estimées par les relations isentropiques dont

on donnera les valeurs par la suite seront les valeurs moyennes mesurées pendant le temps de la mesure, plus ou moins l'écart type calculé.

La figure 8.2 montre 3 séries de mesure, c'est-à-dire plusieurs acquisitions indicées p réalisées successivement, dans des écoulements dont les vitesses et températures estimées grâce aux relations isentropiques sont respectivement : $U_j = 47.3 \pm 0.1$, 105.6 ± 0.1 , et $202.6 \pm 0.3 \text{ m.s}^{-1}$; $T_j = 25.4 \pm 0.5$, 26.5 ± 0.02 et $11.5 \pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$. Au total, 7 séries de mesures ont été réalisées à des conditions de sortie de tuyère différentes. On voit sur la figure 8.2a que la température statique \bar{T} a tendance à être sous estimée de quelques degrés, quelle que soit la température de référence. Sur les 7 séries de mesures, on constate que la température est en moyenne sous-estimée de $5.5 \text{ }^\circ\text{C}$. Cela est cohérent avec la conclusion de la section 7.3.2 où l'on avait déterminé une sous-estimation moyenne de 4.4 K (ou 1.5% de 293K) sur des images synthétiques bruitées. Sur ces mêmes mesures, l'écart type moyen, représentatif de l'erreur aléatoire, est de $2.0 \text{ }^\circ\text{C}$.

La figure 8.2b montre les résultats des mesures de vitesse. Contrairement à la température, et aux conclusions de la section 7.3.2, la vitesse a tendance à être sur-estimée. Plus précisément, l'écart moyen aux valeurs de référence calculé sur les 7 séries de mesures est de 14.5 m.s^{-1} . On constate par ailleurs que cette erreur systématique ne dépend pas de la vitesse moyenne de l'écoulement. Par conséquent, l'erreur relative sur la vitesse diminue avec l'augmentation de sa valeur moyenne. Cette tendance n'est cependant pas présente sur les profils de vitesse présentés à la section suivante, qui ont été réalisés plus tard. Il est donc possible que cette surestimation de la vitesse provienne d'un mauvais réglage optique qui a été corrigé par la suite. L'écart type des mesures est relativement faible, de 1.9 m.s^{-1} , ce qui indique une bonne répétabilité des mesures de vitesse, pour un réglage optique donné.

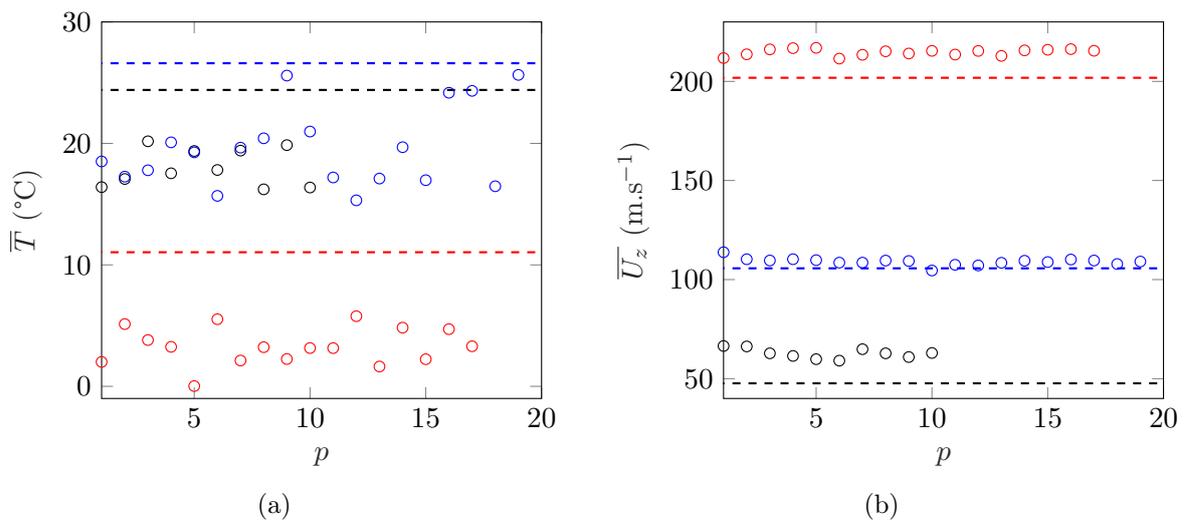


FIGURE 8.2 – a) Températures et b) vitesses moyennes mesurées pour différentes conditions d'écoulement dans le cône potentiel. - - - : Valeurs de U_j et T_j calculées pour chaque écoulement, \circ : mesures par IRS

La figure 8.3 montre des estimations de vitesse et de température réalisées à partir d'un unique interférogramme, analysé en tenant compte de différentes valeurs de N_E . Ainsi, l'erreur commise sur l'estimation de la température et de la vitesse engendrée par une erreur sur N_E^{id} est déterminée. On constate que lorsque la finesse est sous-estimée, la température est également sous-estimée, jusqu'à -5 °C pour une finesse sous-estimée de 5. Cette observation est cohérente avec les résultats de la section 7.3.2, où la même tendance est observée. De même, la température est surestimée lorsque la finesse est surestimée. Par ailleurs, la même tendance est observée sur l'estimation de la vitesse. Cependant, les écarts constatés sont bien moindres, avec au maximum, une surestimation de 0.1 m.s^{-1} .

Au regard des résultats montrés en figure 8.1a, et des résultats de la section 7.3.2.1 on peut s'attendre à une erreur de l'ordre de 1%, ou de 0.25, sur la finesse. Ainsi, l'erreur sur l'estimation de la température causée par une erreur sur l'estimation de la finesse est de 0.5 °C au maximum.

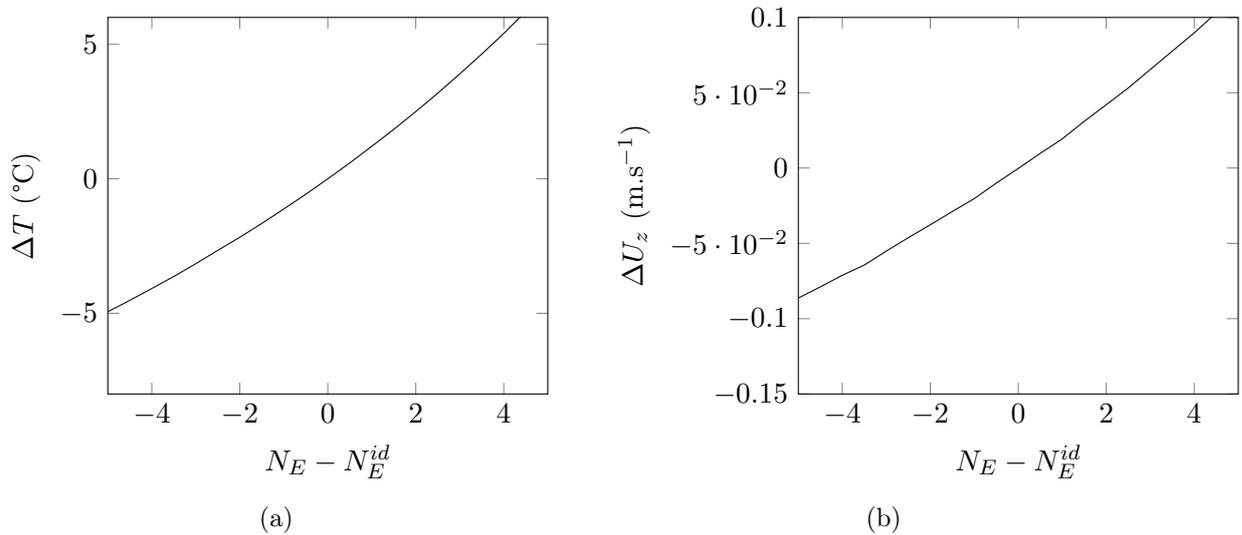


FIGURE 8.3 – Différences de a) température et b) vitesse moyenne mesurées pour différentes valeurs de N_E , par rapport aux valeurs estimées avec N_E^{id}

8.1.2.1 Sensibilité à χ_s

Dans le dispositif montré en figure 6.2 la mesure de l'angle de diffusion χ_s est réalisée expérimentalement en faisant un équerrage entre la lentille frontale du collecteur, et le faisceau laser, visualisé en plaçant un écran blanc dans le volume de mesure. Une mesure absolue de l'angle entre l'axe optique du dispositif et le faisceau est difficile à réaliser à cause des différentes lentilles placées derrière le collecteur, qui conditionnent l'emplacement du volume de mesure. On peut cependant placer un élément fin (une pointe de critérium par exemple) dans le faisceau laser, et obtenir l'image de ce dernier à la caméra. En s'assurant que l'élément est situé sur l'axe du collecteur, on peut ainsi régler la position des lentilles afin de faire coïncider les axes optiques du collecteur et de l'ensemble des éléments situés derrière celui-ci. On estime alors une déviation

angulaire par rapport aux 90° de référence en faisant pivoter la table optique. Afin de caractériser la sensibilité de la mesure à l'angle de diffusion χ_s , on réalise deux séries d'acquisitions dans le cône potentiel, pour des angles de diffusion estimés de 88° et 87° . On s'intéresse uniquement à l'influence de l'angle de diffusion sur l'estimation de la température. Comme montré en section 7.3.2, l'angle χ_s a en effet très peu d'influence sur l'estimation de la vitesse. Les mesures sont réalisées dans le cône potentiel de sorte que même en pivotant la table optique pour faire varier l'angle χ_s , on puisse toujours comparer les valeurs obtenues à T_j . La chaîne d'émission du faisceau laser reste fixe. Le point de focalisation est suffisamment étendu du fait de la longue distance de focalisation du faisceau laser. Le point visé par l'optique de réception est donc toujours situé sur ce dernier.

La figure 8.4a montre une série de mesures réalisées dans le cône potentiel pour différents M_j , et donc différents T_j . L'angle de diffusion estimé pour cette mesure est de 88° . Les estimations de \bar{T} faites en prenant compte de cet angle sont reportées, et on observe une sous-estimation de \bar{T} de l'ordre de 2°C pour les mesures à température négative, et une sous-estimation de l'ordre de 10°C pour les mesures à température positive. En traitant le même jeu de données, mais en prenant en compte un angle de 90° , les estimations de \bar{T} sont toutes sous-estimées de 10°C supplémentaires. La figure 8.4b montre une série de mesures, réalisée à $M_j = 0.56$ constant, et pour $T_j = 14.12^\circ\text{C}$ constant. En prenant en compte un angle de 90° dans l'analyse, \bar{T} est en moyenne sous-estimé de 16.6°C . Ce n'est qu'en prenant en compte un angle de 87° que \bar{T} est correctement estimé. La valeur de \bar{T} est alors sous-estimée de 1.9°C , ce qui est cohérent avec la conclusion du chapitre précédent. On retrouve bien ici un écart de $\approx 5.6\text{ K}$ par degré de différence par rapport à l'angle réel de diffusion.

Ces différentes analyses d'interférogrammes, couplées à celles présentées en figure 8.2, ont également fait office de validation empirique de la mesure de l'angle de diffusion, et ont permise en pratique de s'assurer que $\chi_s = 90^\circ$.

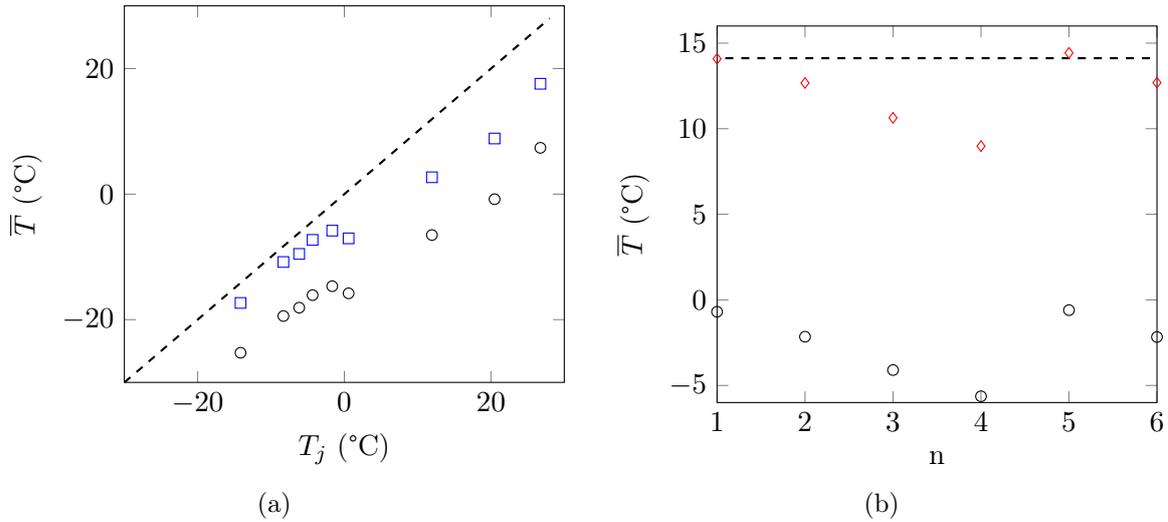


FIGURE 8.4 – Estimations de la température pour des mesures réalisées avec a) $\chi_s=88^\circ$, b) $\chi_s=87^\circ$; et analysées pour des angles de : $\circ=90^\circ$, $\diamond=87^\circ$ et $\square=88^\circ$

8.2 Profils de vitesse

On présente ici des profils de vitesse obtenus par interférométrie dans des jets à $M_j = 0.9$, 0.6 et 0.3. Ces profils seront comparés à des profils obtenus par anémométrie à fil chaud (CTA). Sauf pour le jet à $M_j = 0.3$, les mesures sont effectuées d'une part dans des jets froids et d'autre part dans des jets isothermes, où l'on compense la perte de température due aux effets de compressibilité grâce à des résistances chauffantes, voir section 1.3.1. Ainsi, dans un jet isotherme, $T_j = T_{amb}$. Un faible écoulement secondaire filtré, de vitesse $U_{amb} \approx 17 \text{ m.s}^{-1}$ est utilisé afin de pouvoir réaliser des mesures dans la couche de cisaillement et en dehors du jet tout en limitant la contamination des interférogrammes par le passage de poussières.

8.2.1 Comparaison directe des profils

Deux exemples de profils de vitesse moyenne sont montrés en figure 8.6, pour des jets à $M_j = 0.3$ et $M_j = 0.9$. Les valeurs de U_j et U_{amb} sont affichées en pointillé. On remarque que les mesures par IRS, en bleu, dans le jet à $M_j = 0.3$ sous-estiment l'ensemble des points de 15 m.s^{-1} en moyenne. Cependant, l'allure des profils CTA et IRS sont identiques. La raison identifiée de cette sous-estimation dans ce cas précis est une forte inhomogénéité de l'intensité du signal de référence sur l'interférogramme composite, montré en figure 8.5, et une forte contribution du *speckle*, particulièrement sur le premier anneau, ce qui rend difficile son analyse permettant de déterminer φ_0 . La portion d'image analysée pour calculer φ_0 est donc élargie afin de moyenniser le speckle sur un plus grand nombre de pixels. De plus, la valeur de Δ , voir équation (7.1) utilisée pour cette analyse particulière est augmentée à $\Delta = 0.3$, lissant ainsi plus la fonction d'instrument au détriment de la résolution spatiale. La modification de ces paramètres a permis d'obtenir un profil de vitesse, en pourpre sur la figure 8.6a, qui est en meilleur accord avec la mesure par

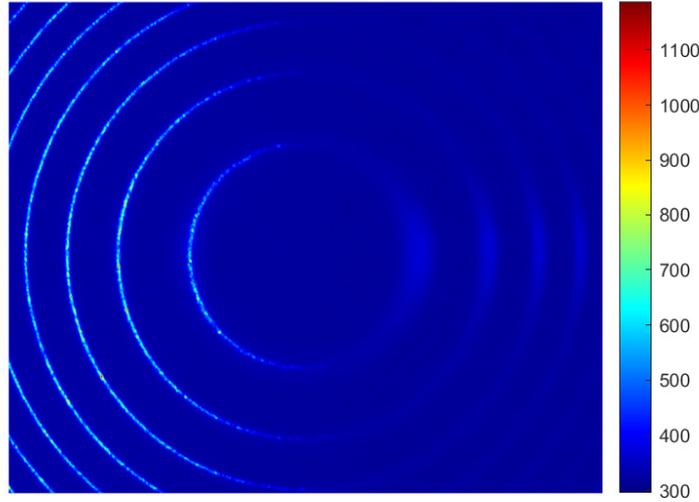


FIGURE 8.5 – Interférogramme de l’un des points du profil à $M_j = 0.3$. De fausses couleurs sont utilisés pour une meilleur visualisation des différences d’intensité

CTA. On constate sur les deux profils par IRS, une différence systématique de φ_0 de ≈ 0.025 . En injectant cette valeur dans l’équation (6.1), on peut calculer l’écart systématique de $\Delta\nu$ entre les deux profils. Grâce à l’équation (2.33), on trouve une valeur de l’écart systématique sur la vitesse entre ces deux profils qui est égale à $\approx 15.8 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui est du même ordre de grandeur que celui constaté entre les deux profils de la figure 8.6a.

Les deux techniques de mesures donnent des résultats proches dans le cas du jet à $M_j = 0.9$, bien que la mesure par CTA surestime légèrement la vitesse dans le cône potentiel. On constate cependant un léger décalage du profil par IRS vers l’intérieur du jet. Cela pourrait s’expliquer par une différence positionnement des volumes de mesure de chaque technique, relativement à l’axe du jet. En effet, il est possible que la position de référence $x = 0$ ne soit pas strictement identique pour les deux méthodes de mesure. La géométrie du dispositif de mesure par IRS, et la difficulté de matérialiser le volume de mesure rendent difficile en pratique de s’assurer que les points de mesure des deux techniques soient rigoureusement situés au mêmes endroits. Pour superposer les deux profils dans ce cas, il faudrait décaler l’un ou l’autre profil d’une distance de l’ordre du mm, comme montré en rouge sur la figure 8.6b.

Afin de pouvoir comparer les profils sans ambiguïté sur la position des volumes de mesures, on utilisera par la suite les paramètres de similitude introduits par Davies *et al.* (1963).

8.2.2 Estimation de l’épaisseur de quantité de mouvement

La similarité des profils de vitesse dans une couche de mélange permet de superposer les profils de vitesse obtenus par différentes techniques, et pour différentes positions axiales. Il faut pour cela normaliser la coordonnée radiale par une échelle représentative de la largeur de la couche de

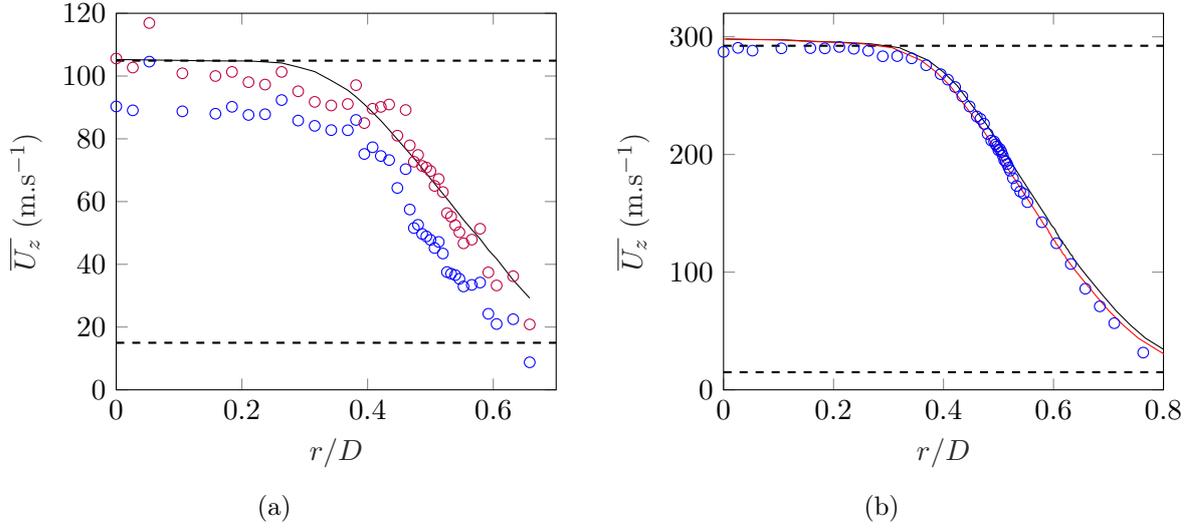


FIGURE 8.6 – Profils de vitesse axiale moyenne dans un jet à a) $M_j = 0.3$, b) $M_j = 0.9$, à $z/D = 3$. \circ : mesures par IRS, $-$: mesures par CTA

mélange. On utilise ici l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ , qui est définie par :

$$\delta_\theta = \int_0^\infty \frac{\overline{U}_z - U_{amb}}{U_j - U_{amb}} \left(1 - \frac{\overline{U}_z - U_{amb}}{U_j - U_{amb}} \right) dr \quad (8.1)$$

La position radiale adimensionnée est alors $(r - R_{1/2})/\delta_\theta$, où $R_{1/2}$ est la position radiale pour laquelle la vitesse axiale moyenne est égale à $U_j/2$. Afin de s'affranchir de la limitation due à l'étendue radiale réduite des profils pour le calcul de l'intégrale de l'équation (8.1), le profil de vitesse est modélisé par une tangente hyperbolique symétrique autour de $R_{1/2}$. Le profil modélisé est donné par :

$$\overline{U}_z^{\tanh}(r) = \frac{U_j^2}{2(U_j - U_{amb})} \left(1 + \left(2 \frac{U_{amb}}{U_j} - 1 \right) \tanh \left(\frac{r - R_{1/2}}{2\delta_\theta} \right) \right) \quad (8.2)$$

L'épaisseur de quantité de mouvement est estimée par minimisation des moindres carrés entre un profil expérimental $\overline{U}_z(r)$ et le profil modélisé $\overline{U}_z^{\tanh}(r)$. Les paramètres que l'on cherche à estimer avec la minimisation sont δ_θ et $R_{1/2}$. Elle s'exprime par :

$$\min_{\delta_\theta, R_{1/2}} \left(\sum_{i=1}^{i_{\max}} \left(\overline{U}_z(r) - \overline{U}_z^{\tanh}(r) \right)^2 \right) \quad (8.3)$$

Les valeurs initiales de δ_θ et $R_{1/2}$ sont calculées directement sur le profil expérimental, en utilisant l'équation (8.1). La figure 8.7 montre un profil modélisé, superposé au profil expérimental correspondant. L'accord entre les deux profils est bon autour de $R_{1/2}$, mais une légère différence est observée sur le bord intérieur de la couche de mélange, ce qui est consistant avec des observations antérieures sur ces mêmes jets (Mercier, 2017).

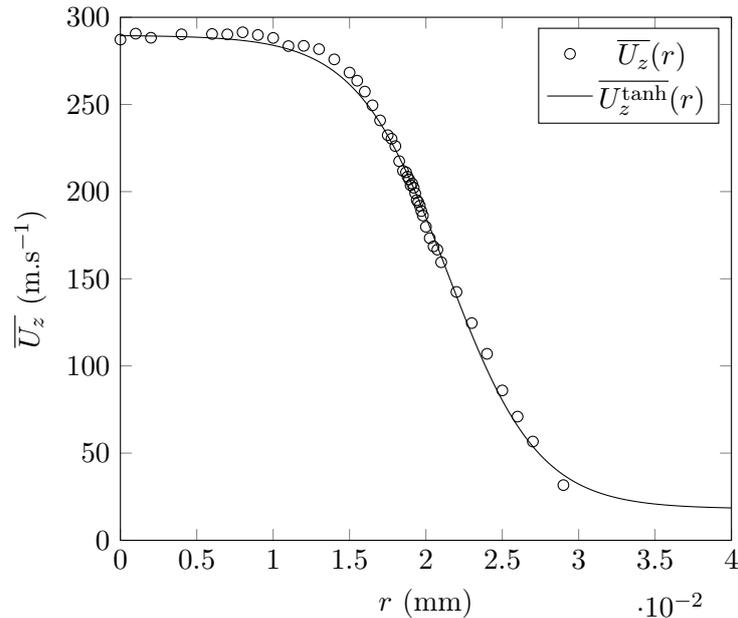


FIGURE 8.7 – Profil de vitesse d'un jet froid à $M_j = 0.9$ pour $z/D = 3$, modélisé par une tangente hyperbolique

8.2.3 Similarité des profils

La similarité des profils de vitesse obtenus par mesures CTA et IRS est maintenant examinée. Les vitesses mesurées sont normalisées par la valeur de U_j obtenue depuis le profil, pour limiter les différences dues aux erreurs systématiques commises dans l'estimation de la vitesse. La figure 8.8 montre les profils de vitesse obtenus à $z/D = 3$, pour des jets froids à différents nombres de Mach. La mesure par IRS pour le jet à Mach 0.3 est bruitée, bien que la tendance générale suive celle de la mesure par CTA. Le profil de vitesse obtenu pour le jet à Mach 0.6 est moins bruité, mais le profil intérieur de la couche de mélange est moins raide que celui mesuré par CTA. Le profil mesuré dans le jet à $M_j = 0.9$ est en très bon accord avec le profil CTA.

La figure 8.9 montre des profils de vitesse obtenus dans des jets isothermes à $z/D = 2$ et $z/D = 3$, pour deux nombres de Mach, 0.6 et 0.9. Les quatre profils présentés présentent un bon accord avec les mesures CTA. Tous les profils sont comparés en figure 8.10. On remarque que tous les profils sont superposés, à l'exception de deux profils, qui sont issus du jet froid pour $M_j = 0.3$ et $M_j = 0.6$. Les profils de vitesse dans des jets isotherme et froid sont donc similaires, ce qui indique que la densité ou la température n'ont pas d'effet sur le profil de vitesse dans ce cas précis.

Un bon accord qualitatif est trouvé entre les profils de vitesse moyens obtenus par CTA et les profils obtenus par IRS. Il est cependant difficile de comparer directement les profils obtenus par les deux techniques, d'une part à cause de l'incertitude sur le positionnement des volumes de mesure, et d'autre part à cause des erreurs systématiques commises sur les mesures de vitesse moyenne. L'erreur systématique sur la vitesse moyenne n'est cependant pas présente sur toutes

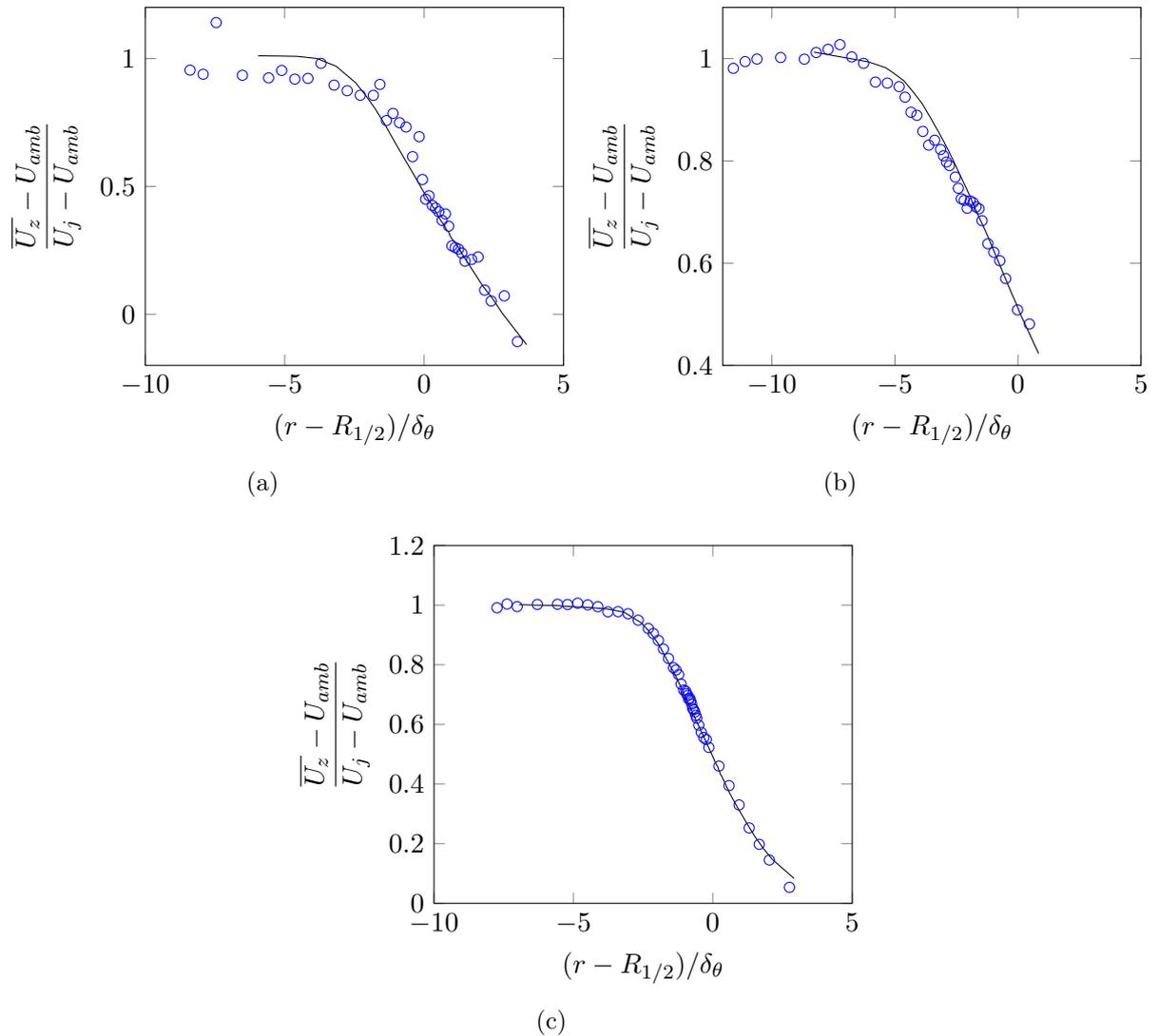


FIGURE 8.8 – Profils de vitesse dans des jets froids à $Z/D = 3$ pour a) $M_j = 0.3$, b) $M_j = 0.6$, c) $M_j = 0.9$. \circ : mesures IRS, — : mesures CTA

les mesures, et plus particulièrement, peut varier d'un jour à l'autre, ou suite à un réglage du dispositif. Cela indique que l'arrangement des différents éléments du dispositif optique est mis en cause. On pourrait supposer une erreur sur l'estimation du point de fonctionnement de la soufflerie par ailleurs, mais de précédent travaux menés dans cette configuration (André, 2012; Mercier, 2017), infirment cette hypothèse. Il faudrait donc vérifier systématiquement après un réglage du dispositif que la vitesse mesurée par IRS est égale à la valeur attendue.

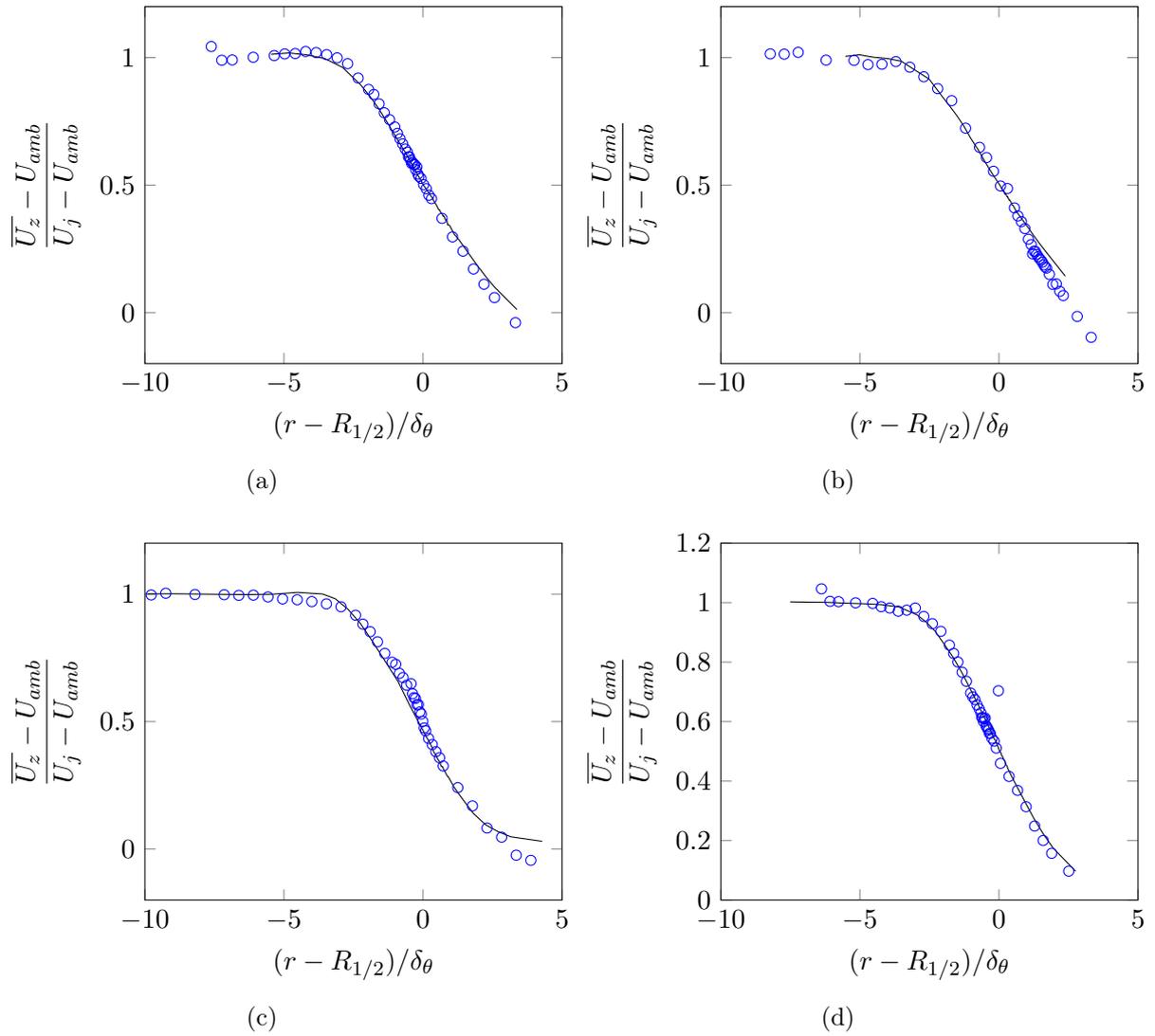


FIGURE 8.9 – Profils de vitesse dans des jets isothermes pour a) $M_j = 0.6, z/D = 2$ b) $M_j = 0.6, z/D = 3$ c) $M_j = 0.9, z/D = 2$, d) $M_j = 0.9, z/D = 3$. \circ : mesures IRS, — : mesures CTA

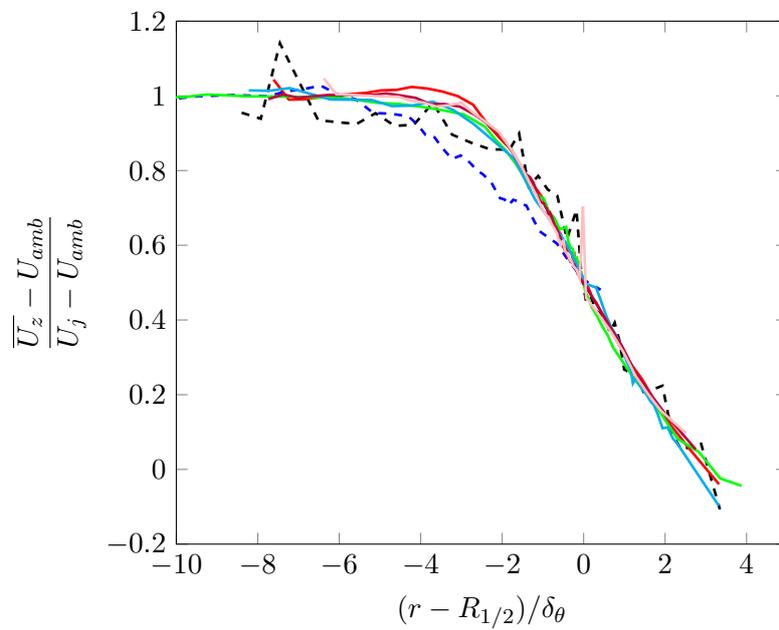


FIGURE 8.10 – Profils de vitesse radiaux, la distance radiale est normalisée par l'épaisseur de quantité de mouvement δ_θ pour tous les cas disponibles

8.3 Profils de température

On présente ici des profils de température obtenus par interférométrie. Ces profils sont comparés à des profils obtenus par thermométrie à fil froid (CCA). La différence entre ces deux techniques de mesure est la nature de la température mesurée. La technique de thermométrie CCA est sensible à la température d'arrêt du fluide ou température totale (Bestion *et al.*, 1983; Motallebi, 1994). La température mesurée par IRS est la température statique de l'écoulement. Dans un écoulement isentropique, ces deux grandeurs sont reliées par l'équation (1.7).

Il est donc nécessaire d'opérer un traitement des signaux de la mesures par CCA pour pouvoir la comparer à celle par IRS. En considérant la totalité du jet comme étant isentropique, il est possible d'obtenir un profil de température totale à partir du profil de température statique et du profil de vitesse. En rappelant l'équation (1.7) :

$$\frac{T_t}{T} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)$$

et

$$M_j = \frac{U_j}{c_j} \quad (8.4)$$

On introduit le nombre de Mach local de l'écoulement :

$$M(r) = \frac{\overline{U_z}(r)}{c(r)} \quad (8.5)$$

avec $c(r) = \sqrt{\gamma r T(r)}$. Ainsi, en remplaçant l'expression du nombre de Mach dans l'équation (1.7), on peut relier les profils de températures totales et statiques en utilisant le profil de vitesse par :

$$T(r) = T_t(r) - \frac{\gamma - 1}{2\gamma r} \overline{U_z}(r)^2 \quad (8.6)$$

Les profils de température dans des jets froids peuvent également être comparés aux profils obtenus par la relation de Crocco-Busemann (White, 1973), réécrite pour la température dans le cas d'un jet libre (Barré, 2006) :

$$\overline{T} = T_j \left[\frac{T_{amb}}{T_j} + \left(1 - \frac{T_{amb}}{T_j}\right) \frac{\overline{U_z}}{U_j} + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \frac{\overline{U_z}}{U_j} \left(1 - \frac{\overline{U_z}}{U_j}\right) \right] \quad (8.7)$$

Ainsi, le profil de température statique moyen est déduit du profil de vitesse, de la température ambiante T_{amb} et de T_j , pour un nombre de Mach donné. On utilisera les profils de vitesse issus des mesures par CTA afin de ne pas cumuler les sources d'erreur.

8.3.1 Jets froids

Des profils de température statique dans des jets froids à $M_j = 0.6$ et $M_j = 0.9$ sont présentés en figure 8.11. Les positions axiales sont normalisées par les épaisseurs de quantité de mouvement, calculés pour ces mêmes jets à partir du profil de vitesse à la section 8.2. Les conditions d'essais n'étant pas forcément les mêmes entre les mesures par CCA et IRS, les températures sont normalisées avec T_j et T_{amb} mesurés sur les profils. La différence entre la température maximum et la température minimum mesurée sur un profil est de l'ordre de 20 °C pour l'écoulement à Mach 0.6 et 35 °C pour l'écoulement à Mach 0.9. L'écart type des mesures en température estimé en section 8.1.2 est de 2°C, ce qui correspond à 6 à 10% de la dynamique du profil. En comparaison, l'écart type des mesures de vitesse correspond à 1% de la dynamique du profil, pour un écoulement à Mach 0.6. Les profils de température sont donc beaucoup plus bruités.

Pour le jet à Mach 0.6, l'accord entre les mesure par CCA et IRS est correct. La tendances deux profils sont similaires, bien que la mesure par IRS soit très bruitée. On constate que le profil donné par la relation de Crocco-Busemann n'est pas en bon accord avec le profil CCA. La température est surestimée à partir de $(r - R_{1/2})/\delta_\theta = -2$ et a un profil plus raide. Ce phénomène a également été constaté dans Mercier (2017) sur des profils de masse volumique. L'explication avancée est qu'à faible vitesse, le nombre de Mach local soit trop faible pour compenser l'augmentation de température totale en se rapprochant de l'axe du jet. Ainsi, la température statique est surestimée par la relation (8.7) dans la couche de mélange. Pour le jet à Mach 0.9, aucune mesure par CCA n'a pu être réalisée pour ce M_j (problème de conditionnement électronique de la sonde). Le profil mesuré par IRS a une allure similaire au profil de Crocco-Busemann.

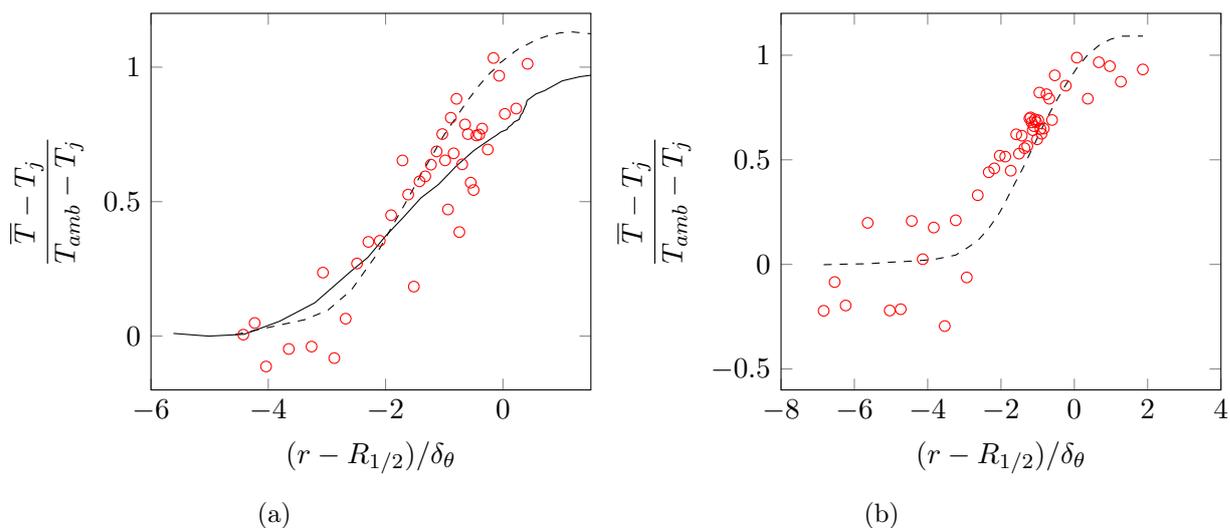


FIGURE 8.11 – Profils de température statique dans un jet froid à $z/D = 3$ et a) $M_j = 0.6$, b) $M_j = 0.9$. \circ : mesures IRS, — : mesures CCA et équation (8.6), --- : relation de Crocco-Busemann

8.3.2 Jets isothermes

La figure 8.12 montre des profils de température statique non normalisés dans des jets isothermes à Mach 0.9 et Mach 0.6. En théorie, un jet est considéré isotherme lorsque la température statique du jet est constante, et égale à la température ambiante. En pratique, il est très difficile de réguler la température du jet avec une précision suffisante pour satisfaire cette condition. On observe des températures légèrement plus élevées à l'intérieur de la couche de mélange, pour $(r - R_{1/2})/\delta_\theta \in [-10; -4]$ qu'à l'extérieur, pour $(r - R_{1/2})/\delta_\theta \in [2; 4]$, à l'exception du profil à Mach=0.6 pour $z/D = 3$. Par ailleurs, on observe une augmentation de la température à l'emplacement de la couche de mélange sur tous les profils de température statique par IRS. Cela est probablement dû à l'échauffement du fluide par les frottements sur la conduite en amont de la tuyère, ce qui n'est pas compatible avec l'hypothèse d'écoulement isentropique. L'augmentation de température due à ce phénomène n'est cependant pas très marquée, environ 2.5 °C. Une autre explication serait un élargissement de la fonction d'intensité causée par des fluctuations de vitesse. Ce phénomène sera discuté en section 8.4. Cependant, les profils de température statique obtenus avec les mesures CCA et combinés à l'équation (8.6) montrent des comportements similaires. Cette technique n'étant pas sensible aux fluctuations de vitesse, l'hypothèse d'un échauffement de la couche de mélange dû aux frottements sur les parois de la conduite est donc privilégiée.

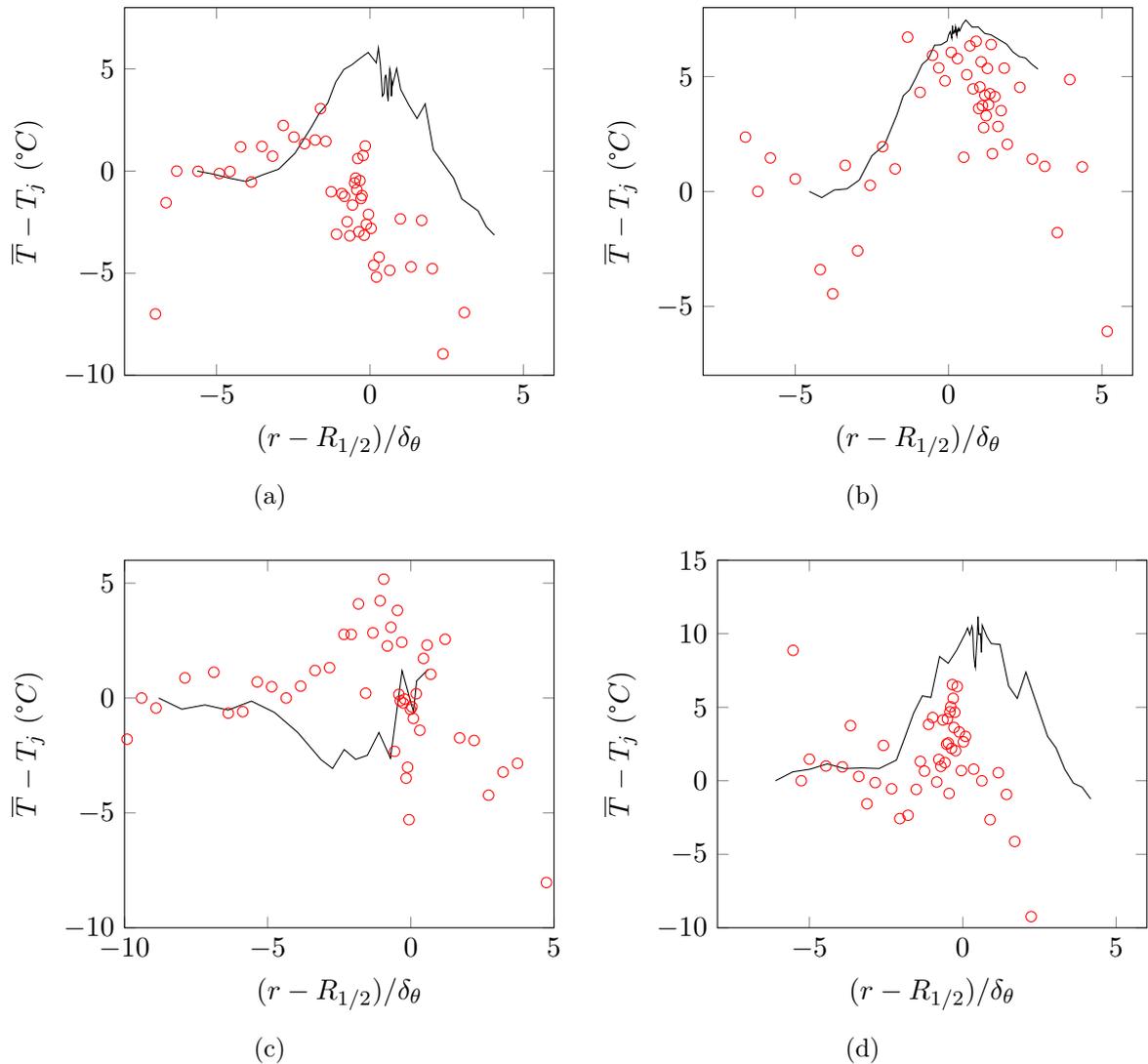


FIGURE 8.12 – Profils de température statique dans des jets isothermes pour a) $M_j = 0.6$, $z/D = 2$ b) $M_j = 0.6$, $z/D = 3$ c) $M_j = 0.9$, $z/D = 2$, d) $M_j = 0.9$, $z/D = 3$. \circ : mesures IRS, — : mesures CCA

8.4 Profils des fluctuations de vitesse

Expérimentalement, l'acquisition d'un interférogramme enregistré durant un temps d'exposition TE correspond à l'accumulation sur ce temps d'exposition de l'ensemble des images qui se forment sur le plan image (plan du capteur). Dans le cas d'un écoulement laminaire et stationnaire, les valeurs de U et de T ne varient pas au cours du temps, et le résultat de l'analyse ne dépend pas de TE, à condition que le SNR soit suffisant. Dans un écoulement turbulent, les valeurs de U et T varient avec une échelle de temps beaucoup plus rapide que celle du temps d'acquisition de la caméra. Par conséquent, on peut se représenter l'interférogramme obtenu avec ce temps d'exposition comme la moyenne de l'ensemble des interférogrammes associés à chaque réalisation de U et T , pondérée de leurs occurrences respectives.

Plus particulièrement, des fluctuations de vitesse et de température entraînent un élargissement du spectre de diffusion. Dans un jet isotherme, la température statique est constante, et égale à la température ambiante. On peut alors négliger les fluctuations de température, et ne considérer que les fluctuations de vitesse. Chaque valeur de vitesse induit un spectre centré sur une fréquence différente. Le spectre résultant est donc plus large, et correspond à la somme de la contribution de toutes les vitesses. Sur la fonction d'intensité de l'interférogramme, cela se traduit par un élargissement du pic. Cet élargissement du pic peut être interprété comme étant l'effet de la température moyenne. De précédentes expériences (Mielke *et al.*, 2004) montrent que si le niveau de fluctuations est suffisamment faible, l'estimation de la température moyenne n'est pas affectée si ce paramètre n'est pas pris en compte.

Il est alors possible en théorie d'estimer la valeur des fluctuations de vitesse à partir d'un interférogramme obtenu avec un temps d'acquisition supérieur à l'échelle de temps caractéristique de la turbulence. En faisant l'hypothèse d'une distribution Gaussienne de vitesse $P(U_z, \overline{U}_z, \sigma_u)$, la fonction d'intensité est donnée par :

$$\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}^{\text{fluct}}(r_i) = \tilde{I}_R \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_R(x, y) P(U_z, \overline{U}_z, \sigma_u) I_{\text{FP}}(x, r_i) dU_z dx + \tilde{N} \quad (8.8)$$

La distribution gaussienne de vitesse est donnée par :

$$P(U_z, \overline{U}_z, \sigma_u) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_u} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{U_z - \overline{U}_z}{\sigma_u} \right)^2 \right] \quad (8.9)$$

avec σ_u l'écart type de la distribution :

$$\sigma_u = \sqrt{\overline{(U_z - \overline{U}_z)^2}} \quad (8.10)$$

De façon équivalente σ_u correspond à la valeur *rms* des fluctuations de vitesse axiale. Une approche similaire a été employée par Mielke *et al.* (2005), où le modèle était appliqué à la diffusion de Mie, c'est-à-dire à la diffusion par les poussières dans l'écoulement.

Dans la pratique, le modèle ne permet pas de déterminer simultanément les valeurs de \overline{T} , \overline{U}_z et σ_u . On estime alors à partir d'un même interférogramme la valeur de \overline{U}_z dans un premier temps, comme décrit au chapitre 7. Dans un second temps, et en utilisant les valeurs de \overline{U}_z et les intensités \tilde{I}_R et \tilde{N} précédemment calculées, on estime la valeur de σ_u avec une seconde minimisation des moindres carrés, qui s'exprime comme suit :

$$\min_{\sigma_u} \left(\sum_{i=1}^{i_{\max}} \left(\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}(r_i) - \tilde{I}_{\text{Rayleigh}}^{\text{fluct}}(r_i) \right)^2 \right) \quad (8.11)$$

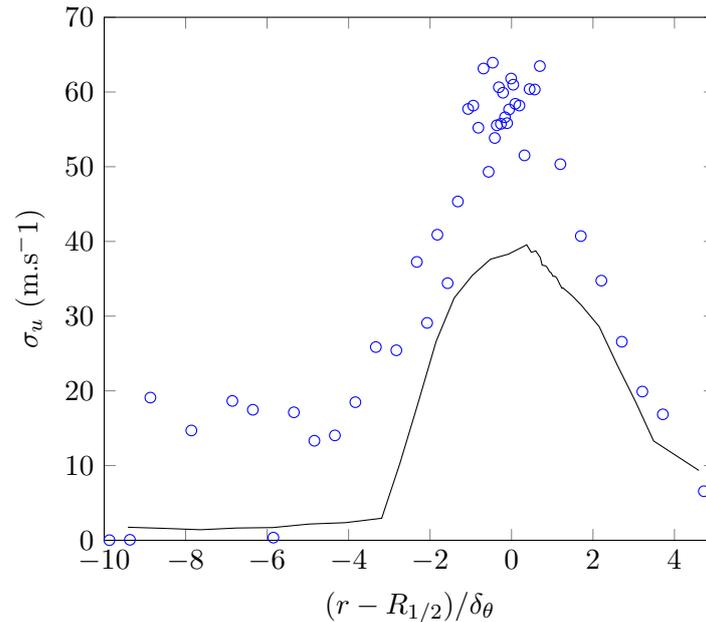


FIGURE 8.13 – Profils de fluctuation de vitesse dans un jet isotherme à $M_j = 0.9$ et $z/D = 2$. \circ : mesures IRS, — : mesures CTA

Afin de s'affranchir d'une erreur potentielle sur la mesure de température, on utilise la valeur de T_j dans la minimisation. La figure 8.13 montre un profil de fluctuations de vitesse ainsi estimé, comparé à des résultats obtenus par CTA. Le niveau de fluctuation obtenues par IRS est surestimé de 20 m.s^{-1} sur l'ensemble du profil. L'allure des profils est similaire, et la dynamique est identique sur les deux profils, 40 m.s^{-1} entre le maximum et le minimum de fluctuations.

La pertinence d'une distribution Gaussienne des vitesses peut être mise en cause au regard du profil des fluctuations obtenu par IRS. Des distributions de vitesses obtenues dans un jet à Mach 0.9 et $z/D = 2$ par CTA sont présentées en figure 8.14, pour trois positions axiales différentes. Les distributions Gaussiennes de vitesses obtenues pour les valeurs de σ_u calculés sur le profil CTA sont tracées pour chaque position axiales. Dans la couche de mélange et à l'extérieur de la couche de mélange, pour $(r - R_{1/2})/\delta_\theta = -0.56$ et 1.70 respectivement, un bon accord est trouvé entre le profil Gaussien, et les distributions de vitesse expérimentales. Plus particulièrement, dans la couche de mélange, la distribution est symétrique et centrée sur la vitesse moyenne. À l'extérieur de la couche de mélange, la distribution n'est plus symétrique, et est inclinée vers les basses vitesses. Dans le cône potentiel, pour $(r - R_{1/2})/\delta_\theta = -6.23$, la distribution Gaussienne est en désaccord avec la distribution expérimentale, et n'inclut pas les vitesses dont les valeurs sont éloignées de la valeur moyenne. A titre de comparaison, on trace la distribution Gaussienne calculée avec $\sigma_u = 20 \text{ m.s}^{-1}$ obtenu sur le profil par IRS. Cette distribution ne montre pas non plus un accord satisfaisant avec les valeurs expérimentales. Une distribution de vitesse Gaussienne des vitesses est donc peu adaptée pour estimer les fluctuations de vitesse dans le cône potentiel, mais peut être utilisée dans la couche de mélange.

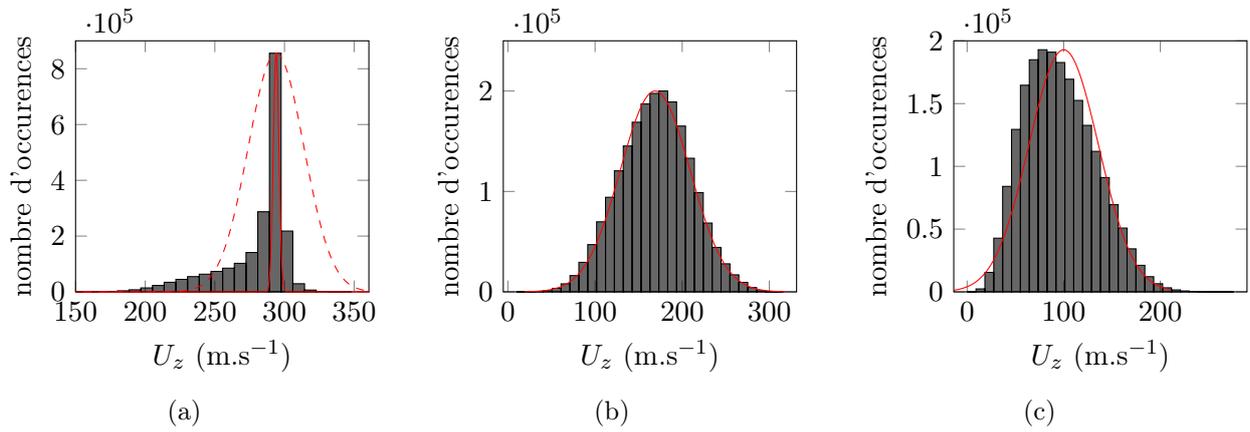


FIGURE 8.14 – Distributions de vitesses obtenues dans un jet à $M_j = 0.9$ et $z/D = 2$ par CTA pour a) $(r - R_{1/2})/\delta_\theta = -6.23$, b) $(r - R_{1/2})/\delta_\theta = -0.56$ et c) $(r - R_{1/2})/\delta_\theta = 1.70$. $---$: distribution gaussienne pour $\sigma_u = 20$ m.s⁻¹, $---$: distribution Gaussienne pour σ_u calculée sur le profil CTA

Conclusion

Ce travail de recherche s'est organisé autour de deux axes : l'étude aéroacoustique des ondes guidées dans des jets subsoniques, en s'appuyant sur des mesures acoustiques et des mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh ; le développement d'une méthode de mesure de la vitesse et de la température par diffusion Rayleigh.

Dans une première partie, on s'est intéressé à l'étude aéroacoustique de l'effet de vol sur les ondes guidées, et à la mise en œuvre de mesures de la masse volumique par diffusion Rayleigh. Le dispositif expérimental de la mesure de masse volumique a été présenté. Une nouvelle technique de calibration du dispositif a été introduite, et s'appuie sur la direction de polarisation du faisceau laser incident. Elle permet d'être moins sensible à la précision individuelle de chaque point de mesure que les méthodes classiquement utilisées, et montre des écarts plus faibles des coefficients de calibration entre différentes acquisitions successives.

L'étude de l'effet de vol sur les ondes guidées a été réalisée sur des jets de nombre de Mach M_j variant entre 0.7 et 0.98, et pour des nombres de Mach de vol M_f compris entre 0 et 0.35. A l'aide d'une antenne azimutale de microphones placée dans le champ proche acoustique, une analyse modale de ces ondes a été proposée. Les mesures acoustiques montrent que l'effet de vol a pour effet une diminution de l'amplitude et un décalage fréquentiel des composantes tonales sur les spectres de pression. Des mesures de masse volumique par diffusion Rayleigh ont été réalisées afin d'identifier la signature de ces ondes sur les spectres des fluctuations de masse volumique dans le cône potentiel. Cela a permis de démontrer expérimentalement que les ondes guidées ont un support à l'intérieur et à l'extérieur du jet.

Le développement d'une méthode de mesure simultanée de la vitesse et de la température en un point de l'écoulement a été l'objet d'une deuxième partie. Un dispositif a été conçu afin de faire l'acquisition d'interférogrammes, issus de la lumière diffusée par les molécules constituant l'air dans un volume de mesure, situé dans un jet subsonique. Une première difficulté rencontrée résidait dans la sensibilité de l'interféromètre utilisé aux effets thermiques, mêmes modestes, qui induit un fort biais sur l'estimation de la vitesse. Cette difficulté a été résolue grâce à un dispositif optique spécifique permettant de former un interférogramme composite. Cet interférogramme contient d'un côté l'interférogramme de référence, utilisé pour caractériser l'interféromètre lui-même, et d'un autre côté, l'interférogramme de Rayleigh, qui contient les informations sur la vitesse et la température de l'écoulement. L'acquisition simultanée de ces deux demi-interférogrammes a alors permis de contourner une éventuelle dérive des caractéristiques de l'interféromètre entre l'acquisition de la référence et de la mesure en écoulement. Des traitements d'image pour réduire la contamination de l'image par le *speckle* et par le passage de poussières dans le volume de mesure ont également été développés.

Un algorithme original d'analyse des interférogrammes a également été développé, et s'appuie d'une part sur une technique de sommation annulaire, qui permet d'obtenir des interférogrammes unidimensionnels et ainsi lisser le bruit de capteur, et d'autre part sur des développements ana-

lytiques de l'expression d'un interférogramme. Ces éléments ont servi de base à une approche itérative, permettant d'estimer la vitesse et la température de l'écoulement par comparaison avec la fonction analytique d'un interférogramme. L'erreur commise lors de l'analyse de ces interférogrammes a été estimée à l'aide d'interférogrammes synthétiques, de caractéristiques connues. Il en résulte des erreurs relatives de l'ordre du pourcent pour la vitesse la température.

Des mesures de vitesse et de température ont été réalisées dans des jets subsoniques à différents nombres de Mach. Dans un premier temps, des mesures ont été effectuées dans le cône potentiel du jet, dont on connaît la vitesse et la température. Cela a permis d'estimer expérimentalement l'erreur commise par la méthode sur l'estimation de ces quantités. L'écart type des erreurs sur la vitesse est de 1.9 m.s^{-1} et de 2°C sur la température. On trouve cependant une erreur systématique d'environ -5.5°C pour la température. Dans un second temps, des profils de vitesse et de température ont été réalisés. Ces profils ont été comparés à des mesures par anémométrie, et montrent un bon accord. Enfin, une méthode a été développée pour obtenir la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse à partir d'un interférogramme moyenné, dont les résultats sont comparés à ceux obtenus par anémométrie. La tendance des profils obtenus par les deux techniques est similaire, mais les mesures par diffusion Rayleigh surestiment largement les fluctuations de vitesse.

Perspectives

Un des freins principaux aux mesures de vitesse et de température par IRS est le faible rapport signal sur bruit. En effet, comme discuté à la section 7.3.2, le bruit de capteur, même moyenné, est une des principales sources d'erreur sur l'estimation des paramètres de l'écoulement. De plus, des temps d'expositions relativement longs ont été nécessaires pour l'acquisition d'interférogrammes exploitables, ce qui augmente les chances qu'une poussière passe dans le volume de mesure pendant ce temps d'exposition. Il pourrait être intéressant d'améliorer le système d'acquisition, en utilisant par exemple un intensificateur de caméra, ou un laser de plus forte puissance. Cela pourrait permettre soit d'augmenter le SNR, soit de faire des acquisitions avec des temps d'expositions bien plus courts, afin de pouvoir caractériser des phénomènes instationnaires.

Il serait également intéressant d'affiner le modèle de distribution de vitesse présenté en section 8.4, afin de pouvoir estimer la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse en dehors de la couche de mélange. Par ailleurs, on pourrait envisager une approche similaire pour estimer les fluctuations de température, par exemple dans des couches limites chauffées, ou des jets à très haute température. Finalement, via l'estimation de ces deux quantités à partir d'un interférogramme moyenné, il serait intéressant d'étudier les corrélations entre les fluctuations de vitesse et de température, pour mieux caractériser la turbulence thermique.

Les mesures de la masse volumique par diffusion Rayleigh sont intrinsèquement sensibles au bruit

statistique du comptage de photons. Ce problème peut être contourné grâce à des moyennes conditionnelles Mercier *et al.* (2018a), permettant de discriminer le bruit du signal, ou bien en faisant des mesures dans des régions de l'écoulement où la contribution du *shot noise* est moindre par rapport aux fluctuations de la masse volumique sur le spectre. Dans notre configuration, les mesures se sont montrées délicates à exploiter au chapitre 5, du fait des bas niveaux de signal. On pourrait alors mettre en place un système d'acquisitions à deux photomultiplicateurs visant le même point, et réaliser la CPSD des deux signaux obtenus, afin d'éliminer la contribution du *shot noise*, tout en ne décimant pas le signal original, comme cela a été fait dans cette étude.

Afin de poursuivre l'analyse des données expérimentales, il pourrait être pertinent de généraliser le modèle des modes neutres (Towne *et al.*, 2017) à des écoulements coaxiaux, afin d'identifier clairement les fréquences de coupures des GJW en présence d'un effet de vol.

Afin de séparer les deux systèmes d'ondes se propageant vers l'amont et l'aval dans le cône potentiel, on pourrait imaginer un dispositif de deux faisceaux laser et optiques de réception indépendants, permettant d'isoler grâce à des corrélations entre les deux signaux, les composantes se déplaçant vers l'amont ou l'aval. La contribution des GJW au mécanisme de rétroaction du screech a récemment été mise en évidence (Edgington-Mitchell *et al.*, 2018, 2022). Il serait donc intéressant de poursuivre l'étude de l'effet de vol sur les ondes guidées dans le cas de jets supersoniques choqués avec notre dispositif non intrusif.

Annexes

A Méthode de focométrie de Bessel

La méthode de focométrie de Bessel (Rath et Bessel, 1840) utilisée pour mesurer la distance focale de la lentille de formation de franges f_f est détaillée ici.

Pour une lentille mince convergente de distance focale f_f , on considère A , la distance entre un objet sur l'axe optique et l'écran où on le visualise. Dans cette configuration, montrée en figure A.1, il existe deux positions de lentille, notées L_1 et L_2 pour lesquelles on peut obtenir une image nette de l'objet à l'écran. Ces deux positions sont séparées d'une distance a . La distance focale f_f est alors donnée par :

$$f_f = \frac{A^2 - a^2}{4A} \quad (\text{A.1})$$

Dans notre cas, on mesure $A = 1600$ mm, $L_1 = 567$ mm et $L_2 = 1377$ mm, ce qui mène à $a = 810$ mm. En injectant ces valeurs dans l'équation (A.1), on obtient $f_f = 297$ mm. La valeur constructeur pour cette lentille est de 300 mm, ce qui correspond à une différence relative de 1 %. L'incertitude Δf_f sur la détermination de la distance focale avec cette méthode est estimée avec la relation suivante :

$$\Delta f_f = \frac{A^2 + a^2}{4A^2} \Delta A + \frac{a}{2A} \Delta a \quad (\text{A.2})$$

avec ΔA et Δa les incertitudes sur les mesures des différentes positions, estimées respectivement à 1 et 2 mm. On estime alors que $\Delta f_f = 0.8$ mm.

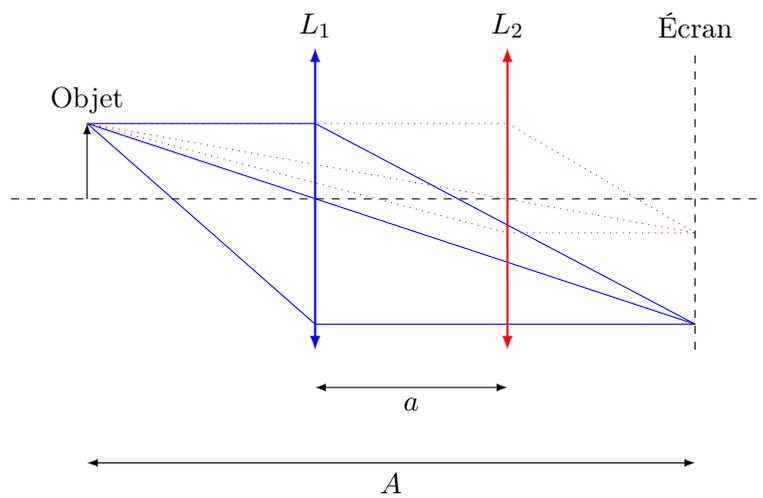


FIGURE A.1 – Représentation schématique d'un dispositif de focométrie selon la méthode de Bessel

B Erreur systématique dans la sommation annulaire

Lors de la procédure de sommation annulaire, on attribue chaque valeur de $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}(r_i)$ à une distance radiale r_i . Comme montré sur la figure 7.2, cette valeur est le rayon au centre de la région annulaire sur laquelle on fait la moyenne des intensités. On s'intéresse ici à l'erreur résultante sur l'estimation de la vitesse dans le cas où la valeur de r_i attribuée ne serait pas la valeur à laquelle l'intensité correspondante se situe sur l'interférogramme non moyenné. Il peut donc y avoir un biais induit par l'attribution de la valeur de r_i . On introduit Δr_i , la différence entre la distance radiale à laquelle $\tilde{I}_{\text{Rayleigh}}(r_i)$ a été attribué et aurait dû être attribuée sur le premier pic. On note φ'_1 la valeur de la phase du premier pic en prenant en compte l'erreur sur le rayon :

$$\varphi'_1 = \varphi_0 \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_1^* + \Delta r_i}{f_f} \right)^2 \right] \quad (\text{B.1})$$

Ainsi l'erreur commise sur le déphasage par rapport à φ_1 défini à l'équation (7.5) est :

$$\Delta\varphi_{\Delta r_i} = \varphi_0 \left[\frac{1}{2f_f^2} \left(2r_1^* \Delta r_i + \Delta r_i^2 \right) \right] \quad (\text{B.2})$$

L'erreur sur l'estimation de la vitesse induite par $\Delta\varphi_{\Delta r_i}$ est obtenue grâce aux équations (6.1) et (2.34). On montre en figure B.1a la valeur maximum de Δr_i pour chaque région annulaire, en considérant un cas critique ; pour chaque région annulaire, $|\Delta r_i| \geq (R_{i+1} - R_i)/4$, et la valeur du segment $\Delta = 0.8$ px. On constate que Δr diminue en $1/r_i$, et que la valeur maximale est obtenue pour la première région annulaire. La figure B.1b montre l'erreur induite sur la vitesse causée par ce biais. L'évolution est similaire à celle de Δr . L'erreur maximale est commise pour la première région annulaire, et est de 20 m.s^{-1} . La valeur de ΔU converge ensuite vers 9 m.s^{-1} .

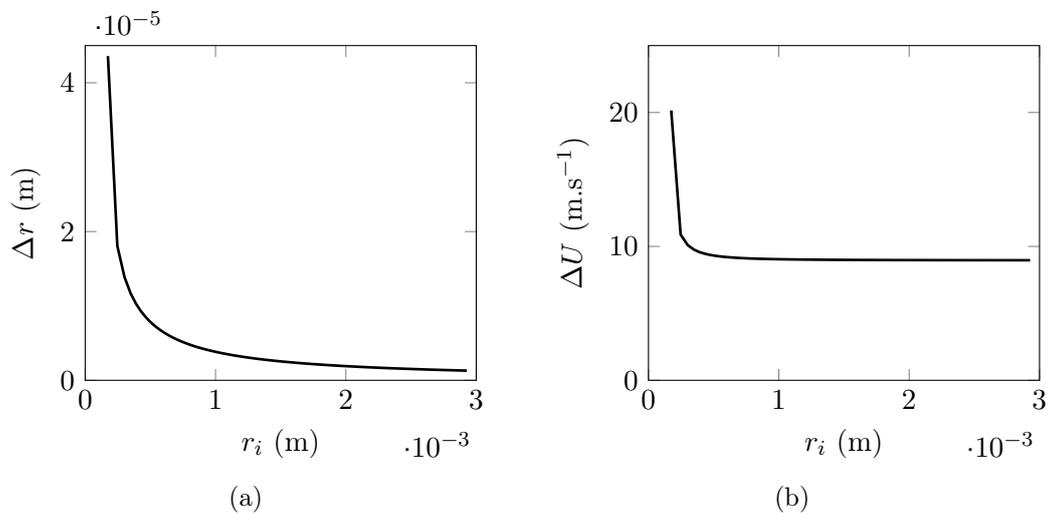


FIGURE B.1

Bibliographie

- ANDERSON, J. D. (1990). *Modern Compressible Flow : With Historical Perspective*. McGraw-Hill Series in Aeronautical and Aerospace Engineering. McGraw-Hill, New York Hamburg, 2. ed édition.
- ANDRÉ, B. (2012). *Étude expérimentale de l'effet du vol sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus*. Thèse de doctorat.
- ANDRÉ, B., CASTELAIN, T. et BAILLY, C. (2014a). Experimental exploration of underexpanded supersonic jets. *Shock Waves*, 24(1):21–32.
- ANDRÉ, B., CASTELAIN, T. et BAILLY, C. (2014b). Investigation of the mixing layer of underexpanded supersonic jets by particle image velocimetry. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 50:188–200.
- ANDRÉ, B., CASTELAIN, T. et BAILLY, C. (2017). Experimental study of flight effects on slightly underexpanded supersonic jets. *AIAA Journal*, 55(1):57–67.
- BAILLY, C. et COMTE-BELLOT, G. (2003). *Turbulence*. CNRS éditions, Paris.
- BAILLY, C. et FUJII, K. (2016). High-speed jet noise. *Mechanical Engineering Reviews*, 3(1):15–00496–15–00496.
- BARRÉ, S. (2006). *Etude Numérique et Expérimentale Du Bruit Aérodynamique Avec Application Aux Jets Ronds Subsoniques*. Thèse de doctorat.
- BESTION, D., GAVIGLIO, J. et BONNET, J. P. (1983). Comparison between constant-current and constant-temperature hot-wire anemometers in high-speed flows. *Review of Scientific Instruments*, 54(11):1513–1524.
- BIVOLARU, D., CUTLER, A. et DANEHY, P. (2011). Spatially- and temporally-resolved multi-parameter interferometric rayleigh scattering. In *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*.
- BOGEY, C. (2021). Acoustic tones in the near-nozzle region of jets : Characteristics and variations between mach numbers 0.5 and 2. *Journal of Fluid Mechanics*, 921:A3.
- BOGEY, C. (2022a). Interactions between upstream-propagating guided jet waves and shear-layer instability waves near the nozzle of subsonic and nearly ideally expanded supersonic free jets with laminar boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 949:A41.
- BOGEY, C. (2022b). Tones in the acoustic far field of jets in the upstream direction. *AIAA Journal*, 60(4):2397–2406.
- BOLEY, C., DESAI, R. et TENTI, G. (1972). Kinetic models and brillouin scattering in a molecular gas. *Canadian Journal of Physics*, 50:2158–2173.
- BORN, M. et WOLF, E. (1975). *Principles of Optics*. Pergamon Press, 5 édition.

- BRÈS, G. A., JORDAN, P., JAUNET, V., LE RALLIC, M., CAVALIERI, A. V. G., TOWNE, A., LELE, S. K., COLONIUS, T. et SCHMIDT, O. T. (2018). Importance of the nozzle-exit boundary-layer state in subsonic turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 851:83–124.
- BRÈS, G. A. et LELE, S. K. (2019). Modelling of jet noise : A perspective from large-eddy simulations. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 377(2159):20190081.
- BROWN, G. L. et ROSHKO, A. (1974). On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(4):775–816.
- CABANNES, J. (1920). Relation entre le degré de polarisation et l'intensité de la lumière diffusée par des molécules anisotropes. nouvelle détermination de la constante d'avogadro. *Journal de Physique et le Radium*, 1(5):129–142.
- CASTELAIN, T. (2006). *Contrôle de Jet Par Microjets Impactants. Mesure de Bruit Rayonné et Analyse Aérodynamique*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- CHEN, L., YANG, F. R., SU, T., BAO, W. Y., YAN, B., CHEN, S. et LI, R. B. (2017). High sampling-rate measurement of turbulence velocity fluctuations in mach 1.8 laval jet using interferometric rayleigh scattering. *Chinese Physics B*, 26(2).
- CLEM, M. M., MIELKE-FAGAN, A. F. et ELAM, K. A. (2010). Study of fabry-perot etalon stability and tuning for spectroscopic rayleigh scattering. *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, (m):1–18.
- COAKLEY, M. M., ROESLER, F. L., REYNOLDS, R. J. et NOSSAL, S. (1996). Fabry-perot ccd annular-summing spectroscopy : Study and implementation for aeronomy applications. *Applied Optics*, 35(33):6479–6493.
- CONNES, P. (1958). L'étalon de fabry-perot sphérique. *Journal de Physique et le Radium*, 19(3):262–269.
- CROW, S. C. et CHAMPAGNE, F. H. (1971). Orderly structure in jet turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48(3):547–591.
- CUTLER, A. D., REIN, K., ROY, S., DANEHY, P. M. et JIANG, N. (2020). 100-khz interferometric rayleigh scattering for multi-parameter flow measurements. *Optics Express*, 28(3):3025–3040.
- DAM, N. J., RODENBURG, M., TOLBOOM, R. A. L., STOFFELS, G. G. M., HUISMAN-KLEINHERENBRINK, P. M. et TER MEULEN, J. J. (1998). Imaging of an underexpanded nozzle flow by uv laser rayleigh scattering. *Experiments in Fluids*, 24(2):93–101.
- DAVIES, P. O. A. L., FISHER, M. J. et BARRATT, M. J. (1963). The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 15(3):337–367.
- DIBBLE, R. et HOLLENBACH, R. (1981). Laser rayleigh thermometry in turbulent flames. *Symposium (International) on Combustion*, 18(1):1489–1499.
- DOLL, U., RÖHLE, I., DUES, M. et KAPULLA, R. (2022). Time-resolved multi-parameter flow diagnostics by filtered rayleigh scattering : System design through multi-objective optimisation. *Measurement Science and Technology*, 33(10):105204.
- DOLL, U., STOCKHAUSEN, G., HEINZE, J., MEIER, U., HASSA, C. et BAGCHI, I. (2017a). Temperature measurements at the outlet of a lean burn single-sector combustor by laser optical methods. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 139(2):021507.

-
- DOLL, U., STOCKHAUSEN, G. et WILLERT, C. (2017b). Pressure, temperature, and three-component velocity fields by filtered rayleigh scattering velocimetry. *Optics Letters*, 42(19): 3773–3773.
- EDGINGTON-MITCHELL, D. (2019). Aeroacoustic resonance and self-excitation in screeching and impinging supersonic jets – a review. *International Journal of Aeroacoustics*, 18(2-3):118–188.
- EDGINGTON-MITCHELL, D., JAUNET, V., JORDAN, P., TOWNE, A., SORIA, J. et HONNERY, D. (2018). Upstream-travelling acoustic jet modes as a closure mechanism for screech. *Journal of Fluid Mechanics*, 855:R1.
- EDGINGTON-MITCHELL, D., LI, X., LIU, N., HE, F., WONG, T. Y., MACKENZIE, J. et NOGUEIRA, P. (2022). A unifying theory of jet screech. *Journal of Fluid Mechanics*, 945:A8.
- EDGINGTON-MITCHELL, D., OBERLEITHNER, K., HONNERY, D. R. et SORIA, J. (2014). Coherent structure and sound production in the helical mode of a screeching axisymmetric jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 748:822–847.
- EDGINGTON-MITCHELL, D., WANG, T., NOGUEIRA, P., SCHMIDT, O., JAUNET, V., DUKE, D., JORDAN, P. et TOWNE, A. (2021). Waves in screeching jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 913:A7.
- ESCODA, M. C. et LONG, M. B. (1983). Rayleigh scattering measurements of the gas concentration field in turbulent jets. *AIAA Journal*, 21(1):81–84.
- ESTEVADEORDAL, J., JIANG, N., CUTLER, A. D., FELVER, J. J., SLIPCHENKO, M. N., DANEHY, P. M., GORD, J. R. et ROY, S. (2018). High-repetition-rate interferometric rayleigh scattering for flow-velocity measurements. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 124(3):1–6.
- EUROPEAN ENVIRONMENT AGENCY (2020). Environmental noise in europe, 2020. Rapport technique, Publications Office, LU.
- FAGAN, A. F., CLEM, M. M. et ELAM, K. A. (2012-01-09/2012-01-12). Improvement in rayleigh scattering measurement accuracy. In *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*.
- FAGAN, A. F. et ZAMAN, K. B. (2020). Rayleigh-scattering-based measurement of ‘trapped waves’ in high-speed jets. *AIAA Aviation 2020 Forum*, pages 1–13.
- FIEDLER, K., SIEBER, O. et JAKIEL, C. (1997). Quantitative density measurements by rayleigh scattering behind a plane turbine cascade. *AIAA Journal*, 35(8):1303–1308.
- FORKEY, J. N., FINKELSTEIN, N. D., LEMPERT, W. R. et MILES, R. B. (1996). Demonstration and characterization of filtered rayleigh scattering for planar velocity measurements. *AIAA Journal*, 34(3):442–448.
- GOJON, R. (2015). *Etude de Jets Supersoniques Impactant Une Paroi Par Simulation Numérique. Analyse Aérodynamique et Acoustique Des Mécanismes de Rétroaction*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- GU, Z., WITSCHAS, B., VAN DE WATER, W. et UBACHS, W. (2013). Rayleigh–brillouin scattering profiles of air at different temperatures and pressures. *Applied Optics*, 52(19):4640–4651.
- HAMAMATSU (2007). Photomultiplier tubes : Basics and applications, 3ème édition.
-

- HERCHER, M. (1969). Comments on the spherical mirror fabry-perot interferometer ii. *Applied Optics*, 8(3):710–710.
- HUBER, J. et ILLA, S. (2007). Jet noise assessment and sensitivity at aircraft level. In *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*, Rome, Italy. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- JOHNSON, J. R. (1968). A high resolution scanning confocal interferometer. *Applied Optics*, 7(6):1061–1061.
- KERHERVÉ, F., JORDAN, P., GERVAIS, Y. et VALIERE, J.-C. (2003). Aerodynamic characterisation of a supersonic jet using 2-pt ldv.
- KREISLER, P., TIETSCH, W. et BETHGE, K. (1980). Measurement of the density of a gas jet by light scattering. *Nuclear Instruments and Methods*, 177(2-3):521–527.
- KUBOTA, S. et GOODMAN, J. W. (2010). Very efficient speckle contrast reduction realized by moving diffuser device. *Applied Optics*, 49(23):4385–4391.
- LAUFER, J., SCHLINKER, R. et KAPLAN, R. E. (1976). Experiments on supersonic jet noise. *AIAA Journal*, 14(4):489–497.
- LEPICOVSKY, J. et AHUJA, K. K. (1985). Experimental results on edge-tone oscillations in high-speed subsonic jets. *AIAA Journal*, 23(10):1463–1468.
- LIGHTHILL, M. J. (1952). On sound generated aerodynamically i. general theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 211(1107):564–587.
- LOCK, J. A., SEASHOLTZ, R. G. et JOHN, W. T. (1992). Rayleigh–brillouin scattering to determine one-dimensional temperature and number density profiles of a gas flow field. *Applied Optics*, 31(15):2839.
- LONG, M. B., LEVIN, P. S. et FOURGUETTE, D. C. (1985). Simultaneous two-dimensional mapping of species concentration and temperature in turbulent flames. *Optics Letters*, 10(6):267.
- MAKELA, J. J., MERIWETHER, J. W., HUANG, Y. et SHERWOOD, P. J. (2011). Simulation and analysis of a multi-order imaging fabry-perot interferometer for the study of thermospheric winds and temperatures. *Applied Optics*, 50(22):4403–4416.
- MERCIER, B. (2017). *Développement d’une méthode de mesure de la masse volumique par diffusion Rayleigh appliquée à l’étude du bruit de jet, et contribution à l’étude du screech dans les jets supersoniques sous détendus*. Thèse de doctorat.
- MERCIER, B., CASTELAIN, T. et BAILLY, C. (2017). Experimental characterisation of the screech feedback loop in underexpanded round jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 824:202–229.
- MERCIER, B., CASTELAIN, T. et BAILLY, C. (2018a). Experimental investigation of the turbulent density – far-field sound correlations in compressible jets. *International Journal of Aeroacoustics*, 17(4-5):521–540.
- MERCIER, B., CASTELAIN, T., JONDEAU, E. et BAILLY, C. (2018b). Density fluctuations measurement by rayleigh scattering using a single photomultiplier. *AIAA Journal*, 56(4):1310–1316.
- MIELKE, A., SEASHOLTZ, R., ELAM, K. et PANDA, J. (2004). Time-average molecular rayleigh scattering technique for measurement of velocity, density, temperature, and turbulence intensity in high speed nozzle flows. In *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, Nevada. American Institute of Aeronautics and Astronautics.

-
- MIELKE, A. F. (2008). *Development of a Molecular Rayleigh Scattering Diagnostic for Simultaneous Time-Resolved Measurement of Temperature, Velocity, and Density*. Thèse de doctorat.
- MIELKE, A. F. et ELAM, K. A. (2009). Dynamic measurement of temperature, velocity, and density in hot jets using rayleigh scattering. *Experiments in Fluids*, 47(4-5):673–688.
- MIELKE, A. F., ELAM, K. A. et CLEM, M. M. (2009). Multiple-point mass flux measurement system using rayleigh scattering. In *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*.
- MIELKE, A. F., ELAM, K. A. et SUNG, C.-J. (2006). Rayleigh scattering diagnostic for measurement of velocity and density fluctuation spectra. In *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*.
- MIELKE, A. F., SEASHOLTZ, R. G., ELAM, K. A. et PANDA, J. (2005). Time-average measurement of velocity, density, temperature, and turbulence velocity fluctuations using rayleigh and mie scattering. *Experiments in Fluids*, 39(2):441–454.
- MIELKE-FAGAN, A. F., CLEM, M. M. et ELAM, K. A. (2010). Rayleigh scattering measurements using a tunable liquid crystal fabry-perot interferometer. In *27th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference 2010*.
- MILES, R., LEMPERT, W. et FORKEY, J. (1991). Instantaneous velocity fields and background suppression by filtered rayleigh scattering. In *29th Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, U.S.A.* American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- MILES, R. B., LEMPERT, W. R. et FORKEY, J. N. (2001). Laser rayleigh scattering. *Measurement Science and Technology*, 12(5).
- MOTALLEBI, F. (1994). A review of the hot-wire technique in 2-d compressible flows. *Progress in Aerospace Sciences*, 30(3):267–294.
- PAN, X., SHNEIDER, M. N. et MILES, R. B. (2002). Coherent rayleigh-brillouin scattering. *Physical Review Letters*, 89(18):1–4.
- PANDA, J. (2007). Experimental investigation of turbulent density fluctuations and noise generation from heated jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 591:73–96.
- PANDA, J. (2016). A molecular rayleigh scattering setup to measure density fluctuations in thermal boundary layers. *Experiments in Fluids*, 57(12):1–10.
- PANDA, J. (2020). Spectrally-resolved rayleigh scattering to measure velocity, temperature, density, and density fluctuations in high-speed flows. *Experiments in Fluids*, 61(3):1–16.
- PANDA, J. et SEASHOLTZ, R. (1998). Density measurement in underexpanded supersonic jets using rayleigh scattering. In *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reston, Virginia. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- PANDA, J. et SEASHOLTZ, R. (1999). Velocity and temperature measurement in supersonic free jets using spectrally resolved rayleigh scattering. In *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, numéro c, pages AIAA 99–0296, Reston, Virginia. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- PANDA, J. et SEASHOLTZ, R. G. (2002). Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise. *Journal of Fluid Mechanics*, 450:97–130.

- PANDA, J., ZAMAN, K. et SEASHOLTZ, R. (2001). Measurements of initial conditions at nozzle exit of high-speed jets. *In 7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*, Maastricht, Netherlands. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- PINEAU, P. (2018). *Etude Numérique de La Production et de La Propagation d'ondes Non Linéaires Dans Les Jets Supersoniques*. Thèse de doctorat.
- PITZ, R., CATTOLICA, R., ROBBEN, F. et TALBOT, L. (1976). Temperature and density in a hydrogen-air flame from rayleigh scattering. *Combustion and Flame*, 27:313–320.
- RAMAN, G. (1999). Supersonic jet screech : Half-century from powell to the present. *Journal of Sound and Vibration*, 225(3):543–571.
- RATH, Geh. et BESSEL, R. (1840). Ueber ein mittel zur bestimmung der brennweite des objectivglases eines fernrohrs. *Astronomische Nachrichten*, 17(19):289–294.
- RICHARDS, C. D. et PITTS, W. M. (1993). Global density effects on the self-preservation behaviour of turbulent free jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 254:417–435.
- ROBBEN, F. (1975). Comparison of density and temperature measurement using raman scattering and rayleigh scattering.
- SCARANO, F., JONDEAU, E. et SALZE, E. (2024-06-25/2024-06-28). Hot wire anemometry temperature correction in a free shear layer. *In 13th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP13)*, Montreal, Canada.
- SCHMIDT, O. T., TOWNE, A., COLONIUS, T., CAVALIERI, A. V. G., JORDAN, P. et BRÈS, G. A. (2017). Wavepackets and trapped acoustic modes in a turbulent jet : Coherent structure eduction and global stability. *Journal of Fluid Mechanics*, 825:1153–1181.
- SEASHOLTZ, G. (1991). High-speed laser anemometry based on spectrally resolved rayleigh scattering. *In International Conference on Laser Anemometry*.
- SEASHOLTZ, R. G. (1995). Instantaneous 2d velocity and temperature measurements in high speed flows based on spectrally resolved molecular rayleigh scattering. *33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*.
- SEASHOLTZ, R. G., BUGGELE, A. E. et REEDER, M. F. (1997). Flow measurements based on rayleigh scattering and fabry-perot interferometer. *Optics and Lasers in Engineering*, 27(6): 543–570.
- SHENG, W., JIN-HAI, S., JUN, S., ZHI-YUN, H., JING-FENG, Y. et JING-RU, L. (2017). Two-dimensional interferometric rayleigh scattering velocimetry using multibeam probe laser. *Optical Engineering*, 56(11):111705–111705.
- SHIRLEY, J. et WINTER, M. (1993). Air-mass flux measurement system using doppler-shifted filtered rayleigh scattering. *In 31st Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, U.S.A. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- SNYDER, S. C., REYNOLDS, L. D., LASSAHN, G. D., FINCKE, J. R., SHAW, C. B. et KEARNEY, R. J. (1993). Determination of gas-temperature and velocity profiles in an argon thermal-plasma jet by laser-light scattering. *Physical Review E*, 47(3):1996–2005.
- SUTHERLAND, W. (1893). Lii. *the viscosity of gases and molecular force*. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 36(223):507–531.

-
- SUZUKI, T. et COLONIUS, T. (2006). Instability waves in a subsonic round jet detected using a near-field phased microphone array. *Journal of Fluid Mechanics*, 565:197.
- TAM, C., GOLEBIOWSKI, M. et SEINER, J. (1996). On the two components of turbulent mixing noise from supersonic jets. *In Aeroacoustics Conference*, State College, PA, U.S.A. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- TAM, C. K. (1998). Jet noise : Since 1952. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 10(1-4):393–405.
- TAM, C. K., VISWANATHAN, K., AHUJA, K. K. et PANDA, J. (2008). The sources of jet noise : Experimental evidence. *Journal of Fluid Mechanics*, 615:253–292.
- TAM, C. K. W. et AHUJA, K. K. (1990). Theoretical model of discrete tone generation by impinging jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 214(-1):67.
- TAM, C. K. W. et HU, F. Q. (1989). On the three families of instability waves of high-speed jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 201(-1):447.
- TENTI, G., BOLEY, C. D. et DESAI, R. C. (1974). On the kinetic model description of rayleigh-brillouin scattering from molecular gases. *Canadian Journal of Physics*, 52(4):285–290.
- TEPLEY, C., SARGOYTCHEV, S. et ROJAS, R. (1993). The doppler rayleigh lidar system at arecibo. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 31(1):36–47.
- TOWNE, A., CAVALIERI, A. V. G., JORDAN, P., COLONIUS, T., SCHMIDT, O., JAUNET, V. et BRÈS, G. A. (2017). Acoustic resonance in the potential core of subsonic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 825:1113–1152.
- UPADHYAY, P. et ZAMAN, K. Q. (2022). Pressure fluctuations due to ‘trapped waves’ in heated jets. *In 28th AIAA/CEAS Aeroacoustics 2022 Conference*, Southampton, UK. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- VAISALA, O. (2013). Humidity conversion formulas - calculation formulas for humidity. technical report b210973en-f. Rapport technique.
- van de HULST, H. C. (1981). *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, New York.
- VAUGHAN, J. M. (2017). *The Fabry-Perot Interferometer*. Routledge.
- WHITE, F. M. (1973). *Viscous Fluid Flows*.
- ZAMAN, K., FAGAN, A. et UPADHYAY, P. (2022). Pressure fluctuations due to ‘trapped waves’ in the initial region of compressible jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 931:A30.
- ZAMAN, K. et YU, J. (1985). Power spectral density of subsonic jet noise. *Journal of Sound and Vibration*, 98(4):519–537.
- ZAMAN, K. Q., FAGAN, A. F. et UPADHYAY, P. (2023). Pressure fluctuation spectral peaks due to ‘guided waves’ in the upstream direction of a jet. *In AIAA AVIATION 2023 Forum*, San Diego, CA and Online. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
-

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 mai 2016 modifié par l'arrêté du 26 août 2022,

Vu la demande du directeur de thèse

Monsieur C. BAILLY

et les rapports de

M. A. MOHAMED

Directeur de Recherche - The French Aerospace Lab - ONERA - DMPE
Multi-physics department for energy - Palaiseau - France

et de

M. Y. GERVAIS

Professeur - Département Fluides, Thermique, Energétique - Institut PPRIME
CNRS-Université de Poitiers ENSMA - Poitiers - France

Monsieur KUREK Igor

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique

Fait à Ecully, le 15 janvier 2024

Pour le directeur de l'École Centrale de Lyon
Le directeur de la recherche



Christophe CORRE