



**HAL**  
open science

## Estimation spectrale de fluctuations de température par diffusion de Rayleigh

Bertrand Mercier, Yuta Ozawa, Emmanuel Jondeau, Thomas Castelain,  
Christophe Bailly

► **To cite this version:**

Bertrand Mercier, Yuta Ozawa, Emmanuel Jondeau, Thomas Castelain, Christophe Bailly. Estimation spectrale de fluctuations de température par diffusion de Rayleigh. 16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Sep 2018, Dourdan, France. hal-02097684

**HAL Id: hal-02097684**

**<https://hal.science/hal-02097684>**

Submitted on 12 Apr 2019

**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.

# Estimation spectrale de fluctuations de température par diffusion Rayleigh

Bertrand Mercier<sup>1</sup>, Yuta Ozawa<sup>2</sup>, Emmanuel Jondeau<sup>1</sup>, Thomas Castelain<sup>3</sup>, Christophe Bailly<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Lyon, École Centrale de Lyon et LMFA UMR CNRS 5509, F-69134 Ecully, France

<sup>2</sup> Experimental Aerodynamics Lab., Department of Aerospace Engineering, Tohoku University, Japan

<sup>3</sup> Université de Lyon, Université Lyon 1 et LMFA UMR CNRS 5509, F-69622 Villeurbanne, France

✉ bertrand.mercier@doctorant.ec-lyon.fr

L'objectif de cette contribution est la caractérisation, par diffusion Rayleigh, des fluctuations de température en un point du sillage d'un cylindre chauffé placé dans un écoulement d'air, et la comparaison de ces résultats à ceux obtenus par anémométrie à fil froid. La méthode optique utilisée ici repose sur la diffusion de la lumière par les molécules se trouvant dans un écoulement ; la mesure de la puissance diffusée est obtenue par comptage de photons, dont le flux est proportionnel à la masse volumique locale de l'écoulement. Dans la configuration étudiée ici, la valeur rms des fluctuations de température est de l'ordre du degré. Les résultats montrent une très bonne comparaison des spectres de fluctuations de température obtenus par voie optique et par anémométrie à fil froid (CVA), dans la gamme [10;250 Hz]. On y retrouve en effet, avec un très bon accord entre les différentes techniques de mesure, la signature du largage tourbillonnaire correspondant aux pics à  $St=0.2$  et au premier harmonique. Dans la gamme [0.25;1kHz], pour laquelle les effets d'inertie thermique du fil froid sont plus significatifs, les résultats obtenus par méthode optique permettent de valider l'efficacité de la correction d'inertie thermique des mesures par anémométrie à fil froid, proposée précédemment [1]. A plus haute fréquence, les spectres obtenus par anémométrie, après correction d'inertie thermique, sont légèrement en dessous des spectres obtenus par voie optique, ce qui suggère qu'une compensation supplémentaire de l'inertie thermique pourrait être envisagée dans cette gamme de fréquence.

## 1 Introduction

Pour la caractérisation expérimentale des écoulements d'air, turbulents et non isothermes, il est possible d'avoir accès par différentes méthodes aux fluctuations de température. Pour les écoulements incompressibles par exemple, la technique d'anémométrie à fil froid à courant constant -CCA- ou à voltage constant -CVA [2]- constitue une référence. Elle repose sur l'emploi de sondes de petit diamètre pour limiter les effets d'inertie thermique du fil. Cette restriction géométrique ne suffit pas nécessairement, et il peut être intéressant de mettre en oeuvre une méthode de compensation partielle de l'inertie thermique du fil, récemment proposée [1]. Il n'est toutefois pas facile de déterminer précisément les limitations pratiques de ces méthodes, ce qui se traduit en particulier par la difficulté à déterminer la fréquence maximale à laquelle les fluctuations de température sont résolues du point de vue spectral. Il apparaît donc qu'en complément des développements analytiques relatifs aux performances de l'anémométrie à fil froid [1], une confrontation entre le résultat de cette technique de mesure et une évaluation directe des fluctuations de température dans un écoulement incompressible permettrait de mieux cerner les éventuelles limitations de la compensation d'inertie thermique pour l'anémométrie à fil froid et d'y apporter si nécessaire les corrections adaptées. Il est donc nécessaire de disposer d'une méthode de mesure de référence de la température. On peut s'aider ici du développement de méthodes optiques pour la caractérisation des fluctuations de densité dans un écoulement par diffusion Rayleigh. Cette méthode, appliquée avec un certain succès aux jets à nombre de Mach proche de 1 et nombre de Reynolds élevé [3, 4, 5, 6] et à l'écoulement au dessus d'une plaque plane chauffée [7] repose sur la mesure de la puissance lumineuse diffusée par un volume sonde dans l'écoulement à caractériser. Cette quantité est, en prenant quelques précautions, représentative de la masse volumique du gaz contenu dans le volume sonde. Pour les écoulements incompressibles, il est direct de montrer, en exploitant la loi des gaz parfaits, la relation existant

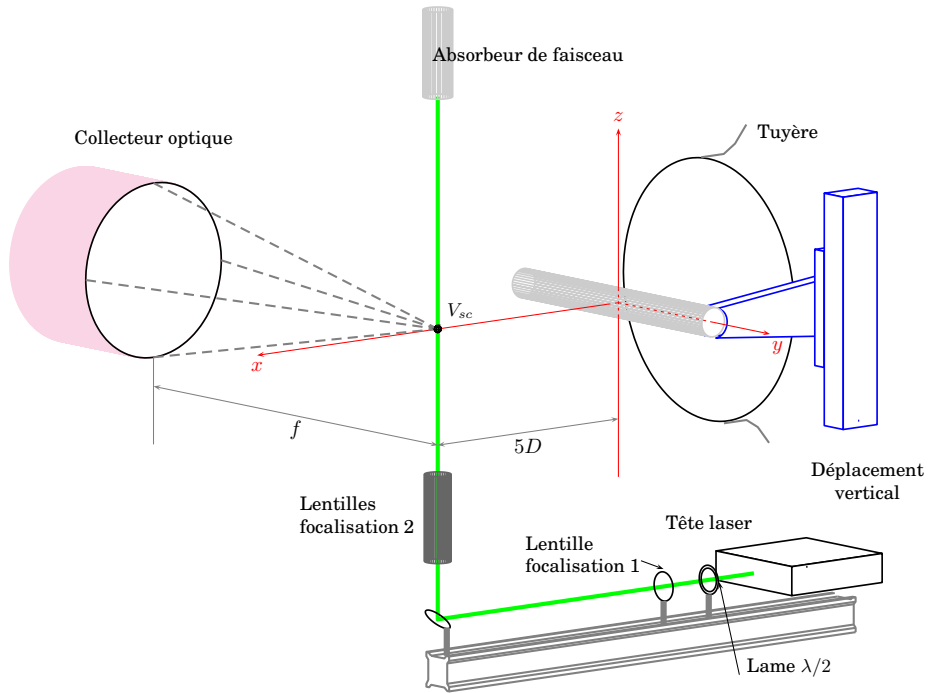


Figure 1: Schéma du dispositif expérimental.

entre masse volumique  $\rho$  et température  $T$  :

$$P = \rho r T$$

Pour les écoulements libres à nombre de Mach suffisamment faibles, on peut faire l'hypothèse d'une pression constante dans l'écoulement, égale à la pression atmosphérique  $P_0$ . Ceci permet d'établir une relation directe entre les fluctuations de densité et les fluctuations de température en tout point de l'écoulement :

$$\frac{\sigma_\rho}{\bar{\rho}} = \frac{\sigma_T}{\bar{T}} \quad (1)$$

$$\sigma_T = \frac{r \bar{T}^2}{P_0} \sigma_\rho \quad (2)$$

avec  $\bar{T}$  la température moyenne au point considéré dans l'écoulement, et  $\sigma_T$  l'écart-type des fluctuations de température. La technique de mesure par diffusion Rayleigh, non intrusive et avec une fréquence d'acquisition de l'ordre de la centaine de kHz [8], permet donc de caractériser les fluctuations de température d'un écoulement au travers des fluctuations de masse volumique qui leur sont liées. On dispose ainsi d'une méthode de référence, ne présentant pas de biais lié à l'inertie thermique, dont les résultats pourront être comparés à ceux de l'anémométrie à fil froid. Ces approches expérimentales sont mises en œuvre dans le même écoulement, qui est l'écoulement autour d'un cylindre chauffé, avec une vitesse d'écoulement libre  $U_\infty = 5$  m/s.

Les objectifs de cette contribution sont donc les suivants :

1. déterminer expérimentalement une estimation de la densité spectrale de puissance des fluctuations thermiques en un point du proche sillage d'un cylindre chauffé.
2. comparer les spectres de fluctuations thermiques fournis par deux méthodes de mesure : anémométrie à fil froid (CVA) et méthode optique par diffusion Rayleigh, en particulier dans la gamme de fréquences pour laquelle une compensation de l'inertie thermique du fil froid est opérée.

## 2 Configuration expérimentale

L'écoulement choisi ici est le sillage d'un cylindre chauffé. Le diamètre extérieur du cylindre est  $D = 10$  mm et sa longueur 300 mm. Le cylindre est placé 50 mm en aval d'une tuyère de section de sortie de diamètre 190 mm, qui constitue la partie terminale d'une soufflerie ouverte fournissant un flux réglé en température à  $25^\circ\text{C} \pm 0.2^\circ\text{C}$  par l'intermédiaire d'un groupe de résistances chauffantes situé à l'aspiration de la soufflerie. Un schéma de l'installation expérimentale, représentant la tuyère terminale de la soufflerie ainsi que les éléments placés en aval, est fourni en figure 1. Les mesures sont réalisées pour une vitesse de l'écoulement libre,  $U_\infty = 5$  m/s, ce qui correspond à une valeur du nombre de Reynolds de  $Re_D = 3200$ . Le tube cylindrique, de diamètre extérieur  $D$ , de diamètre intérieur  $d = 9$  mm, et constitué de laiton, a été chauffé par 17 diodes P1000A montées en série et intégrées au cylindre après avoir été scellées dans un film d'aluminium enduit de pâte thermique. L'alimentation électrique de ces diodes est assurée par un générateur de courant constant. La température du cylindre est mesurée en un point par un thermocouple, situé au point le plus aval au contact du cylindre, durant toute l'acquisition des données ; sa valeur reste dans la gamme  $130^\circ\text{C} \pm 0.2^\circ\text{C}$ . Une vérification de l'homogénéité de la température à la surface de la partie du cylindre située dans l'écoulement a été effectuée par caméra thermique : la variation de température est de quelques degrés. Il est néanmoins difficile de discriminer dans cette dispersion, l'influence des différentes causes possibles (réelle disparité dans le champ de température de long du cylindre, inhomogénéité de l'état de surface - en particulier la couleur - du cylindre visé par la caméra thermique). Il est considéré ici que l'éventuel écart de température le long du cylindre est petit devant l'écart de température entre le cylindre et l'écoulement, si bien que l'on considèrera dans la suite la température mesurée sur le cylindre comme la température de référence du cylindre. La puissance électrique fournie aux diodes est typiquement d'environ 62 W pour  $U_\infty = 5$  m/s.

L'objectif de cette approche expérimentale est de caractériser les fluctuations de température à une position axiale  $x = 5D$  en aval de l'axe du cylindre, tel que représenté en Fig.1, et à plusieurs positions dans la direction transverse (représentée par l'axe  $z$  sur la même figure). En raison du fait que la méthode de mesure par diffusion Rayleigh, décrite plus en détail dans la suite, est associée à un volume de mesure dont la position est fixée par l'optique de réception, et puisque les éléments constituant cette optique de réception sont montés sur un châssis fixe par rapport à la soufflerie, il a été décidé de monter le cylindre sur un axe de déplacement vertical et de déterminer les profils transverses de fluctuations de température en modifiant la position verticale du cylindre. Des mesures préliminaires par anémométrie à fil froid confirment que les résultats ainsi relevés sont identiques à ceux obtenus en modifiant la position verticale du fil pour une position fixe du cylindre, dans la gamme  $z \in [-30; 30]$ , avec  $z$  la position verticale de l'élément mobile (fil ou cylindre selon la méthode). Dans la suite,  $z$  correspond à la position verticale du point de mesure par rapport au centre du cylindre.

### 2.1 Mesures par diffusion Rayleigh

#### 2.1.1 Principes de la mesure

La méthode de mesure par diffusion Rayleigh repose sur la diffusion d'un faisceau de lumière incidente polarisée par les molécules contenues dans un volume  $V_{sc}$  d'un gaz (ici de l'air). L'intensité du faisceau incident est notée  $I$ . La puissance diffusée  $P_s$  dans un cône d'ouverture angulaire  $d\Omega$  et d'axe faisant un angle  $\psi$  avec l'orientation du champ électrique de la lumière incidente (tel qu'indiqué sur le schéma de la figure 1) est donnée par la relation :

$$P_s = \frac{\rho N_A}{\mathcal{M}} V_{sc} \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} d\Omega \sin^2(\psi) I \quad (3)$$

où  $N_A$  et  $\mathcal{M}$  sont respectivement le nombre d'Avogadro et la masse molaire de l'air. La capacité d'une particule à diffuser la lumière est traduite par la valeur de sa section différentielle de diffusion  $\partial \sigma / \partial \Omega$ . D'avantage de détails sur les principes de cette technique peuvent être trouvés dans différentes références [3, 9, 10] ; nous exploiterons dans la suite le fait, déduit de la relation (3), que pour une composition de gaz donnée, des caractéristiques du laser, du volume de mesure, et du collecteur optique fixés, la puissance lumineuse diffusée dépend de  $\rho$  et  $\psi$  seulement:

$$P_s = k' \sin^2(\psi) \rho \quad (4)$$

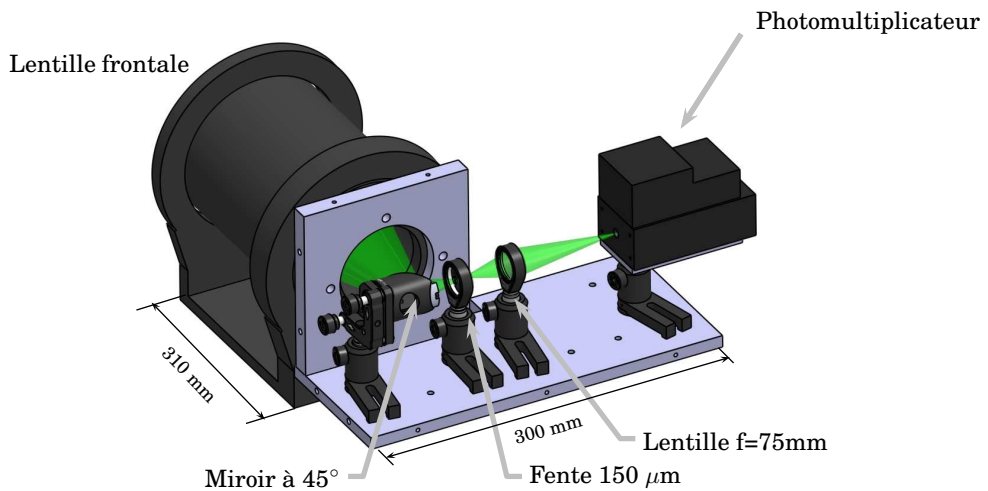


Figure 2: Schéma du collecteur optique.

Pour maximiser la puissance lumineuse diffusée, on pourra placer l'optique de réception à une position telle que son axe optique soit normal à l'orientation du champ électrique du faisceau de lumière incidente ( $\psi = \pi/2$ ).

### 2.1.2 Technique de mesure

L'implémentation pratique de cette méthode à l'étude du sillage d'un cylindre chauffé, comme représenté en figure 1, s'appuie sur un laser continu à fibre, de longueur d'onde  $\lambda = 532\text{nm}$  et de puissance maximale 5W, conçu par la société AzurLight Systems. De plus, un collecteur optique, illustré en figure 2, permet la mesure de la puissance diffusée. Ces éléments sont fixes par rapport à la soufflerie, ce qui fixe également la position du volume de mesure. En sortie de tête laser, le faisceau lumineux traverse une lame demi-onde ( $\lambda/2$ ), pour permettre une modification de la valeur de l'angle  $\psi$  entre l'orientation du champ électrique du faisceau laser et l'axe optique du collecteur. Le faisceau traverse une première lentille de focalisation de longueur focale 750 mm. Par réflexion sur un miroir, le faisceau est orienté verticalement, traverse un groupe de lentilles de focalisation amincissant le faisceau dans la zone de l'écoulement située à  $5D$  en aval du cylindre chauffé. La position du volume de mesure  $V_{sc}$ , qui correspond à une petite partie du faisceau vertical, est déterminée par les caractéristiques du collecteur optique, tel que présenté en figure 2. Ce collecteur comporte deux lentilles situées l'une derrière l'autre : une lentille collectrice de diamètre 110 mm et de focale  $f = 450\text{mm}$ , et une lentille secondaire de focale 230 mm. Ce doublet est couplé à un miroir à  $45^\circ$  qui oriente la lumière collectée vers une fente rectangulaire de largeur  $300\mu\text{m}$ . La lumière collectée atteint ensuite un photo-multiplicateur pour permettre l'évaluation de  $P_s$ . Le volume de mesure correspond ainsi à un petit cylindre. Son diamètre est inférieur à 0.5 mm en raison du diamètre du faisceau laser et sa hauteur est fixée à environ 0.6 mm par la hauteur de la fente rectangulaire et l'agrandissement optique dû aux lentilles utilisées sur ce collecteur.

Dans la pratique, l'application de cette méthode se heurte à deux difficultés significatives. En premier lieu, la puissance diffusée par un gaz de densité de l'ordre de 1 est très faible. Pour cette raison, une technique de comptage de photons est utilisée, et décrite ci-après. D'autre part, la présence de poussières de dimensions micrométriques ou supérieures dans l'écoulement, qui sont autant de diffuseurs très efficaces (Mie), est susceptible d'augmenter considérablement le niveau de bruit du signal mesuré. Pour limiter cet effet, un filtre haute efficacité (HEPA GPM H13) permettant de retenir les particules de diamètre supérieur au dixième de micromètre est monté sur la bride d'aspiration de la soufflerie.

Des expériences précédentes mettant en oeuvre une mesure par diffusion Rayleigh [3, 4, 5, 6, 7, 11] ont utilisé une technique de comptage de photons par emploi de tubes photo-multiplicateur (PMT) et de compteurs. La relation entre le flux de photon  $\Phi$  entrant dans le collecteur optique et la puissance

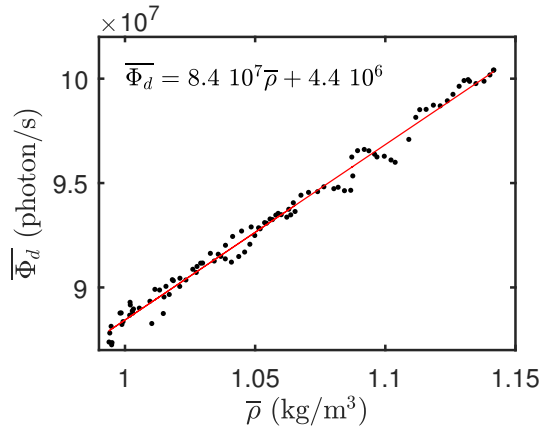


Figure 3: Courbe de calibration du flux de photon détecté  $\overline{\Phi}_d$  en fonction de la masse volumique  $\overline{\rho}$  dans le volume de mesure.

diffusée  $P_s$  vers ce même collecteur est [8]

$$\Phi = \frac{hc}{\lambda} P_s \quad (5)$$

où  $h$  est la constante de Planck, et  $c$  la célérité de la lumière. En considérant l'efficacité quantique  $Q_E$  du PMT, qui correspond à la probabilité qu'un photon entrant dans le collecteur donne lieu à une détection par le PMT, la relation donnant le flux de photons détectés par le PMT,  $\Phi_d$ , s'écrit :

$$\Phi_d = Q_E \frac{hc}{\lambda} P_s = Q_E \frac{hc}{\lambda} k' \sin^2(\psi) \rho = k \sin^2(\psi) \rho \quad (6)$$

Cette quantité correspond au taux d'arrivée des photons à l'origine des pulses électriques contenus dans le signal de sortie du PMT. Ainsi, une estimation de la masse volumique locale  $\rho$ , dans l'écoulement, est possible à partir du comptage des pulses contenus dans le signal du PMT, en ayant déterminé la constante  $k$ , fixée par les caractéristiques de l'installation expérimentale mais à déterminer par une calibration adaptée.

### 2.1.3 Procédures de calibration

La constante  $k$  apparaissant dans l'équation (6) doit être déterminée par calibration. Pour les expériences menées sur les écoulements compressibles [3, 9, 11], une méthode de calibration possible consiste à imposer différentes pressions génératrices dans la partie amont de la soufflerie, pour imposer plusieurs valeurs de masse volumique dans l'écoulement (effets de compressibilité) et mesurer simultanément la valeur correspondant de  $\Phi_d$ . La masse volumique est dans ce cas déduite des relations isentropiques. Pour les expériences menées sur les écoulements plus lents [7], des modifications de la température d'écoulement - plutôt que des effets de compressibilité, négligeables à basse vitesse - sont exploitées pour établir la courbe liant la masse volumique moyenne au flux de photons.

Cette approche est adoptée ici en ayant préalablement imposé  $\psi = 90^\circ$ . La température moyenne de l'écoulement a été modifiée entre 25°C et 80°C en utilisant le groupe de résistances chauffantes à l'entrée de la soufflerie. La courbe de calibration déduite de cette procédure est fournie en figure 3, où une relation linéaire entre  $\overline{\Phi}_d$  et  $\overline{\rho}$  est obtenue.

### 2.1.4 Réduction du bruit de mesure

Le comptage de photons, utilisé ici pour estimer la puissance diffusée via l'équation (5), est intrinsèquement associé à une erreur sur l'estimation du flux de photon appelée bruit de photon, ou *shot noise*. En effet, la détection de photon est un processus aléatoire dans le temps, suivant une loi de Poisson. Le *shot noise* est l'effet statistique de cette incertitude. Il est d'autant plus élevé que le nombre de photons comptés est faible. Dans l'approche présentée ici, le comptage est effectué sur des intervalles de temps

successifs (bins) qui sont fixés par la fréquence d'échantillonnage voulue pour la mesure. Dans les conditions expérimentales de l'étude, l'erreur commise à cause du *shot noise* est grande devant l'amplitude des fluctuations à observer, si bien qu'il est indispensable d'appliquer un traitement de données spécifique permettant de réduire considérablement l'effet du *shot noise* dans les spectres. Deux méthodes sont présentées par Mercier *et al.* [8], la méthode à un seul photomultiplicateur est utilisée ici.

Une autre source de bruit pour l'estimation de la masse volumique est introduite par les passages de poussières dans le volume de mesure. L'utilisation de filtres à air permet de limiter le nombre d'échantillons contaminé à environ 0.5% du signal temporel  $\rho(t)$ . Les rares signatures de poussières sont éliminées en suivant une méthode décrite par la référence [8].

## 2.2 Anémométrie à fil froid

Des mesures par anémométrie à fil froid sont réalisées avec des fils de diamètres  $1\ \mu\text{m}$  et  $2.5\ \mu\text{m}$ . Le montage à voltage constant -CVA- est mis en œuvre ici en utilisant un appareil prototype fabriqué par la société Tao systems. Les principes et propriétés de ces deux techniques sont présentés en détail par Comte-Bellot [12]. Sur la base d'un signal fourni par un anémomètre à fil chaud acquis simultanément à la mesure effectuée par le fil froid (CVA chaud), une correction *a posteriori* de l'inertie thermique du fil peut être effectuée, dite *software correction* ou *soft* telle que présentée en [1]. Dans le but d'appliquer cette correction, un fil chaud a donc été placé dans l'écoulement, à proximité immédiate de la sonde à fil froid, de telle sorte que les deux sondes soient situées aux mêmes coordonnées en  $x$  et  $z$ , et distantes de 8 mm selon l'axe  $y$ . Avec cette correction, il est attendu que les spectres de fluctuations de température obtenus soient indépendants du diamètre de la sonde utilisée (ici  $1$  ou  $2.5\ \mu\text{m}$ ).

D'autre part, le rapport longueur/diamètre, caractéristique du fil froid, est ici égal à 500 indépendamment du type de sonde considéré ici. On tient compte des pertes thermiques dans les broches en appliquant aux spectres de fluctuations de température un facteur correctif constant sur la plage de fréquences considérés, tel qu'indiqué en [1].

## 2.3 Conditions de mesure

Les profils des valeurs moyennes de température et des fluctuations de température obtenus par anémométrie fil froid sont déduits de signaux d'une durée de 20 secondes acquis à une fréquence de 51.2 kHz. Cela correspond à environ 20 000 périodes du détachement tourbillonnaire. Pour les spectres issus des mesures fil froid, le temps d'acquisition a été étendu à 120 secondes et la fréquence d'acquisition est égale à 102.4 kHz. Le spectre de température déduit des mesures par diffusion Rayleigh est calculé à partir de signaux temporels correspondant à 600 segments non consécutifs de durée 0.86 seconde chacun. Étant donné les méthodes de traitement des signaux obtenus par comptage de photon, la fréquence d'acquisition est librement déterminée *a posteriori*, ici elle est choisie à 51.2 kHz.

# 3 Résultats

## 3.1 Profils de température moyenne et de ses fluctuations

Le profil de température moyenne à  $x/D = 5$  est présenté en figure 4(a). A cette position axiale dans le sillage, des effets d'échauffement de l'écoulement par le cylindre sont obtenus jusqu'à  $z \approx \pm 1.5D$ . L'écart de température maximum est d'environ  $5^\circ\text{C}$ . Un profil de vitesse mesuré à l'aide d'un fil chaud est également présenté en figure 4(a). Connaissant les profils de vitesse et de température, on peut estimer le flux de chaleur fourni à l'écoulement par le cylindre d'après:

$$\mathcal{P} = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z)u(z)LC_p (\overline{T}(y) - T_\infty) dz \quad (7)$$

avec  $L \approx 190\text{mm}$  la longueur chauffée du barreau et  $C_p$  la capacité thermique de l'air. La valeur de  $\mathcal{P}$  obtenue en intégrant par la méthode des trapèzes sur le domaine présenté en figure 4 est  $\mathcal{P} = 68\text{W}$ . Ce flux de chaleur est proche de la puissance électrique fournie au cylindre, évaluée à 62W (voir section 2).

Le profil des fluctuations de température à  $x/D = 5$  est fourni en figure 4(b). Comme pour le profil de température moyenne, on observe une bonne symétrie de ce profil autour de  $z = 0$ . Le maximum des

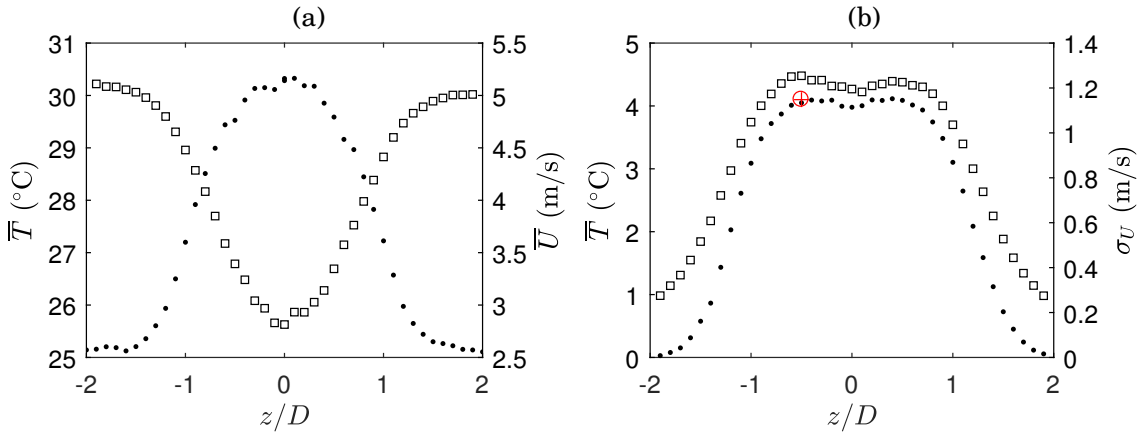


Figure 4: (a) Profil moyen de température  $\bullet$ , et de vitesse  $\square$ . (b) Profil des fluctuations de température  $\bullet$ , et de vitesse  $\square$ , à  $5D$  en aval du cylindre.  $\oplus$  Fluctuations de température mesurées par diffusion Rayleigh.

fluctuations de température est d'environ  $4^\circ\text{C}$ . Le profil des fluctuations est plutôt plat entre  $z/D = -1$  et  $z/D = 1$ , et montre un léger déficit sur l'axe de symétrie, ce que l'on retrouve également dans [13]. On note un très bon accord entre ce profil obtenu par fil froid et la valeur obtenue par mesure par diffusion Rayleigh à  $z/D = -0.5$ .

### 3.2 Spectre des fluctuations de température

Les spectres des fluctuations de température obtenus à partir des mesures de l'anémomètre CVA sont présentés en figure 5 (a) pour deux diamètres de fil:  $1\ \mu\text{m}$  et  $2.5\ \mu\text{m}$ . Pour chaque fil, deux types de résultats sont montrés : le spectre des fluctuations de température à partir des signaux sans correction, et le spectre issu des données après correction de l'inertie thermique du fil. On retrouve la signature du largage tourbillonnaire en aval du cylindre, correspondant aux pics à  $St=0.2$  et au premier harmonique. A plus haute fréquence, on note le faible effet de la correction sur le fil de  $1\ \mu\text{m}$  caractérisé par une inertie thermique faible, alors que l'effet est significatif pour le fil de  $2.5\ \mu\text{m}$  pour les fréquences supérieures à  $250\ \text{Hz}$ . On observe finalement après correction de l'inertie que les spectres se superposent.

Le spectre obtenu pour un fil de  $1\ \mu\text{m}$  est comparé en figure 5 (b) au spectre obtenu par diffusion Rayleigh. Pour les fréquences inférieures à environ  $1\ \text{kHz}$ , les spectres obtenus par les deux méthodes sont identiques. Cela valide l'hypothèse d'un écoulement isobare nécessaire pour écrire l'équation (2). Au-dessus de  $1\ \text{kHz}$ , le spectre obtenu par diffusion Rayleigh suit une décroissance régulière, alors qu'une cassure apparaît sur le spectre obtenu par fil froid. Ce résultat indique que la bande passante d'un anémomètre CVA avec un fil de  $2.5\ \mu\text{m}$  peut être augmentée significativement jusqu'à une fréquence de  $1\ \text{kHz}$ .

## 4 Conclusion

Les fluctuations de température dans le sillage d'un cylindre chauffé sont étudiées. Les résultats issus de deux techniques de mesure sont confrontés: d'une part les mesures obtenues par anémométrie à fil froid à tension constante (CVA), et d'autre part les mesures opérées par un dispositif reposant sur la diffusion Rayleigh. L'anémomètre à fil froid est affecté par l'inertie thermique du fil, ce qui se traduit par une sous-estimation des hautes fréquences dans le spectre des fluctuations. Une méthode de compensation de cette inertie est testée, et les résultats spectraux sont comparés au résultats issus de la diffusion Rayleigh qui n'est pas affectée par ce biais. Il apparaît que sur le fil de diamètre  $2.5\ \mu\text{m}$ , présentant les plus forts effets d'inertie, la compensation permet d'augmenter significativement la bande passante de la mesure. À partir de  $1\ \text{kHz}$ , l'effet de la compensation s'avère insuffisant, même pour le fil de diamètre  $1\ \mu\text{m}$ .



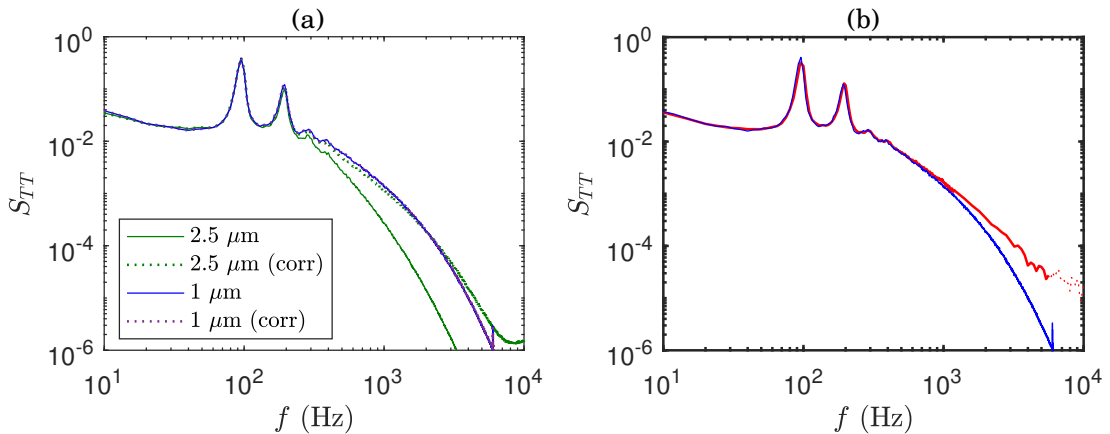


Figure 5: (a) Spectres des fluctuations de températures mesurées par l’anémomètre CVA corrigés de l’inertie thermique ou non, avec des fils de  $2.5 \mu\text{m}$  et  $1 \mu\text{m}$ . (b) Comparaison entre le spectre de température mesuré par diffusion Rayleigh (—) et par l’anémomètre CVA pour un fil de  $1 \mu\text{m}$  (—).

$\mu\text{m}$  peu soumis à l’inertie.

## Acknowledgements

Ce travail s’inscrit dans le cadre du Labex CeLyA de l’Université de Lyon, par le programme ‘Investissements d’Avenir’ (ANR-10-LABX-0060/ANR-11-IDEX-0007) opéré par l’ANR. Il a aussi bénéficié du soutien partiel de la chaire industrielle ADOPSYs co-financée par Safran Aircraft Engines et l’ANR (ANR-13-CHIN-0001-01).

## References

- [1] S. Cleve, E. Jondeau, P. Blanc-Benon, and G. Comte-Bellot. Cold wire constant voltage anemometry to measure temperature fluctuations and its application in a thermoacoustic system. *Rev Sci Instrum.*, 88(4):044904, 2017.
- [2] A. Berson, G. Poignand, Blanc-Benon P., and Comte-Bellot G. Capture of instantaneous temperature in oscillating flows: use of constant-voltage anemometry to correct the thermal lag of cold wires operated by constant-current anemometry. *Rev Sci Instrum.*, 81(1):015102, 2010.
- [3] J Panda and RG Seasholtz. Experimental investigation of density fluctuations in high-speed jets and correlation with generated noise. *J Fluid Mech.*, 450:97–130, JAN 10 2002.
- [4] J Panda, RG Seasholtz, and KA Elam. Investigation of noise sources in high-speed jets via correlation measurements. *J Fluid Mech.*, 537:349–385, AUG 25 2005.
- [5] AF Mielke, RG Seasholtz, KA Elam, and J Panda. Time-average measurement of velocity, density, temperature, and turbulence velocity fluctuations using Rayleigh and Mie scattering. *Exp. in Fluids*, 39(2):441–454, AUG 2005.
- [6] J Panda. Two point space-time correlation of density fluctuations measured in high velocity free jets. In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Aerospace Sciences Meetings*, 2006.
- [7] J. Panda. A molecular Rayleigh scattering setup to measure density fluctuations in thermal boundary layers. *Exp. in Fluids*, 57(12), DEC 2016.
- [8] B. Mercier, T. Castelain, E. Jondeau, and C. Bailly. Density fluctuations measurement by rayleigh scattering using a single-photomultiplier. *AIAA j.*, 56-4:1310–1316, 2018.
- [9] J Panda and CR Gomez. Setting up a Rayleigh Scattering Based Flow Measuring System in a Large Nozzle Testing Facility. In *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2003.
- [10] B Mercier. *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*. PhD thesis, 2017LYSEC61, 2017.
- [11] B. Mercier, T. Castelain, and C. Bailly. Experimental investigation of the turbulent density - farfield sound correlations in compressible jets. *accepted for publication in IJA*, 2018.
- [12] G. Comte-Bellot. Thermal anemometry. In C. Tropea, A. L. Yarin, and J. F. Foss, editors, *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, chapter 5.2.1-5.2.7, pages 229–283. Springer-Verlag, 2007.
- [13] A Okamoto. Influence of sound waves on flow and heat transfer around heating cylinder (traduit du japonais). *Journal of the Heat Transfer Society of Japan*, 27(107):84–97, 1988.