

# Mesure des fluctuations de masse volumique dans les jets par une méthode de diffusion Rayleigh.

**Bertrand Mercier<sup>\*</sup>, Emmanuel Jondeau<sup>\*</sup>, Thomas Castelain<sup>†</sup>, Christophe Bailly<sup>\*</sup>**

<sup>\*</sup>Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique  
UMR CNRS 5509, Ecole Centrale de Lyon, 36 Av. Guy de Collongue, 69134 Ecully, France  
<sup>†</sup>Univ Lyon, Université Lyon 1  
LMFA UMR CNRS 5509, 36 av. Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex, France  
[bertrand.mercier@doctorant.ec-lyon.fr](mailto:bertrand.mercier@doctorant.ec-lyon.fr)

Une méthode de mesure de masse volumique par diffusion de Rayleigh est mise en œuvre dans la soufflerie anéchoïque du centre acoustique à l'Ecole Centrale de Lyon. Cette méthode présente l'avantage de reposer sur la diffusion de la lumière par les molécules du fluide, et d'être par conséquent non intrusive. En revanche, elle est sensible à la présence de particules de poussière dans l'écoulement. En plus des précautions prises directement dans la veine pour limiter la concentration en poussières, un algorithme applicable en post-traitement est mis au point pour limiter leur impact sur les résultats. Des mesures sont effectuées afin de s'assurer de la pertinence des résultats. La validité étant vérifiée, il s'ensuit une étape de calibration qui lie l'intensité de la lumière diffusée à la masse volumique du gaz dans la zone sondée. Les premiers essais ont permis de mesurer des profils de densité moyenne et fluctuante dans un jet à Mach 0,9.

## 1 Introduction

Pour la caractérisation des jets en aéroacoustique, les moyens de mesures se limitent en général à l'utilisation de microphones en champs proche ou lointain, et à l'étude des grandeurs statistiques accessibles via les méthodes de type PIV ou LDV [1,2,3,4]. Ces deux méthodes optiques nécessitent d'ensemencer l'écoulement à l'aide de traceurs. Cela peut poser des problèmes dans les écoulements contenant des chocs, l'inertie des traceurs les empêchant de suivre les forts gradients de vitesse. Des mesures par réflectométrie ne nécessitant pas d'ensemencement ont également été réalisées, notamment dans le cadre de calcul de corrélations entre le champ acoustique et les fluctuations de gradient de masse volumique dans des jets [5]. L'utilisation de cette méthode est cependant limitée par l'effet d'intégration de la turbulence sur tout le chemin optique du faisceau utilisé pour la mesure [6]. Des outils métrologiques basés sur la diffusion Rayleigh donnent également accès à des grandeurs associées à la turbulence. L'intensité de la lumière diffusée permet de mesurer au cours du temps la masse volumique  $\rho$  ponctuellement, une analyse spectrométrique de cette lumière informe en parallèle sur les composantes de vitesse de l'écoulement  $(u, v)$  en ce même point, il est donc possible de calculer la corrélation du produit  $\rho'u'v'$  avec l'acoustique en champ lointain afin de clairement identifier les sources [7]. Cette technique de mesure fait apparaître de nombreux avantages puisque l'écoulement n'a pas à être ensemencé et que plusieurs types de grandeurs peuvent être mesurés simultanément. En revanche la faible efficacité de ce mode de diffusion nécessite de concentrer le faisceau incident sur le point de mesure. Les mesures résolues en temps sont par conséquent ponctuelles. De plus la diffusion Rayleigh suppose des particules petites, la présence aléatoire de poussières ou de gouttes d'eau dans l'écoulement est donc une source d'erreur qui sera détaillée en section 4 [8].

Les études utilisant la diffusion Rayleigh appliquée à la métrologie en mécanique des fluides sont apparues au début des années 80. On s'intéressait généralement à la sensibilité de la diffusion Rayleigh à la composition chimique du milieu observé. Le suivi temporel des concentrations des différents composants d'un milieu a été l'objet de plusieurs travaux [9-12]. Les mesures de densité ont d'abord été réalisées dans une chambre de diffusion permettant un contrôle optimal des propriétés du gaz [13]. Elles ont par la suite été appliquées à des écoulements plus complexes tels que les jets subsoniques et supersoniques [14-15], ou plus récemment à la transition d'une couche limite [15]. La présente étude vise à appliquer cette méthode dans un contexte de diagnostic aéroacoustique des jets. La difficulté principale consiste à utiliser les installations expérimentales existantes qui n'ont pas été conçues pour réaliser des mesures nécessitant un tel niveau de

contrôle de la qualité de l'air, ou de la luminosité ambiante résiduelle. Après une brève introduction sur la théorie de la diffusion Rayleigh, puis une présentation du dispositif expérimental, les aspects de traitement du signal permettant de compenser la présence de polluants dans l'écoulement seront discutés. Les principaux résultats permettant de valider la méthode seront ensuite présentés ainsi que des mesures réalisées sur un jet à Mach 0,9.

## 2 Théorie

La diffusion Rayleigh est un mode de diffusion de la lumière par des particules petites devant la longueur d'onde de la lumière incidente. Dans le cadre de cette étude, les particules diffusantes sont directement les molécules qui composent l'air, et le champ incident est produit par un laser. Rayleigh avait initialement travaillé en considérant des molécules sphériques et statiques. La longueur d'onde diffusée est alors rigoureusement égale à la longueur d'onde incidente. D'autres travaux notamment de Rayleigh, Cabannes, Raman, ou encore King ont permis d'adapter la théorie de Rayleigh aux molécules non sphériques, comme les molécules diatomiques qui composent majoritairement l'air [17]. La perte de symétrie des molécules et l'agitation thermique, ont un effet sur le contenu spectral de la diffusion Rayleigh, une partie de l'énergie étant alors répartie sur des longueurs d'onde différentes de l'onde incidente. Ces effets sont notamment expliqués par la diffusion Raman et la diffusion Brillouin [18]. Une étude spectrale peut alors renseigner sur la température de l'écoulement, et l'effet Doppler informe sur sa vitesse.

Pour les mesures de densité il est tout d'abord intéressant de discuter de la contribution d'une seule molécule. Pour un type de molécule donné, éclairée par de la lumière à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée, il existe une section différentielle efficace notée  $\partial\sigma/\partial\Omega$  qui traduit l'aptitude de la molécule à diffuser le champ incident, elle croit proportionnellement à  $\lambda^4$  [18]. Cette section différentielle ne dépend pas de la densité du milieu, mais n'est valable que pour un grand nombre de molécules, c'est une moyenne qui tient compte de la position aléatoire de ces molécules dans l'espace [19]. Un volume de gaz sondé  $V_{sc}$ , dont la densité numérique est  $N$  (nombre de molécules unité de volume), et qui est éclairé par un faisceau incident d'intensité  $I_i$ , diffuse une puissance  $P_s$  égale à la somme de la contribution de chaque molécule [16]

$$(1) \quad P_s = NV_{sc} \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} \partial\Omega \sin^2 \phi I_i$$

avec  $\phi$  l'angle formé entre l'observateur et le champ électrique de la lumière incidente polarisée. Le terme  $\sin^2 \phi$  signifie que la puissance diffusée est maximum lorsque l'observateur est perpendiculaire au plan de polarisation. La masse volumique du gaz est reliée à sa densité numérique par le nombre d'Avogadro  $N_A$  et sa masse molaire  $M$

$$(2) \quad N = \frac{\rho N_A}{M}$$

En rappelant que l'énergie d'un photon est égale à  $\hbar c/\lambda$ , avec  $\hbar$  la constante de Planck et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide, la puissance défini en équation (1) peut être transformée en un flux de photon diffusé  $\Phi_s$  en photon par seconde. Le flux de photon détecté  $\Phi_d$  étant égale à  $\Phi_s$  multiplié par l'efficacité quantique du capteur  $Q_E$  traduisant l'aptitude du capteur à détecter les photons incidents

$$(3) \quad \Phi_d = Q_E \partial\Omega V_{sc} \frac{\lambda}{\hbar c} \frac{N_A}{M} \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} \rho \sin^2 \phi I_i$$

Pour un gaz, un faisceau incident et un capteur donnés, c'est-à-dire, pour un dispositif expérimental, le flux de photon détecté est proportionnel à la masse volumique dans le volume sondé

$$(4) \quad \Phi_d = k\rho$$

$k$  étant un coefficient de proportionnalité qui sera déterminé par calibration. Il est important de noter que le flux mesuré  $\Phi$  peut différer du flux détecté  $\Phi_d$  en fonction de la méthode de mesure ou de comptage employée.

### 3 Dispositif expérimental

La présente étude a été réalisée en sortie de la soufflerie supersonique dans la chambre anéchoïque du laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique à l'Ecole Centrale de Lyon. Le compresseur débite dans une tuyère convergente de 38 mm de diamètre qui permet d'atteindre une pression totale de presque 0.4 MPa, correspondant à un jet à Mach 1,55. Une tuyère secondaire de 200 mm de diamètre est également montée coaxialement à la tuyère primaire. Elle est alimentée par un ventilateur centrifuge qui génère un jet secondaire à une vitesse maximale de Mach 0,3. Pour plus de détails, une configuration similaire a été décrite lors d'une précédente étude par André *et al.* [19]. Les mesures basées sur la diffusion Rayleigh nécessitent d'être réalisées dans un écoulement qui ne contient pas d'impureté. Pour diminuer la concentration en poussière dans l'écoulement, un filtre à air de type HEPA est monté sur l'entrée du compresseur, et un deuxième filtre média de type F5 est monté juste avant la tuyère. L'écoulement secondaire est également filtré par un filtre HEPA, cet écoulement est utilisé à basse vitesse, typiquement 15 m/s, afin d'alimenter par entrainement le jet primaire en air propre, et ainsi de limiter la contamination en poussière de la couche de mélange. Une autre forme de contamination provient de la lumière extérieure qui pénètre dans la chambre anéchoïque. Il a donc été nécessaire de calfeutrer le maximum de sources lumineuses avec des bâches opaques, pour limiter les effets de la lumière ambiante sur la mesure de la masse volumique.

Le contrôle des paramètres de la soufflerie repose sur un manomètre différentiel qui mesure la pression statique en continu dans la conduite du jet primaire en amont de la tuyère, un deuxième manomètre différentiel est relié aux prises statique et totale d'un tube Pitot dans le secondaire. Il y a également un thermocouple dans chaque conduite. Connaissant la section de sortie de la tuyère, ainsi que la pression statique, et la section locale de la conduite du primaire, il est possible de retrouver le nombre de Mach et la pression totale du jet primaire.

Pour cette étude, la source lumineuse est un laser à fibre Azur Light System, délivrant en continu une puissance réglable entre 0 et 5 W à  $\lambda=532$  nm. Le faisceau est polarisé verticalement, et mesure environ 1 mm de diamètre dans la zone de mesure. On voit sur la figure 1 le faisceau sortir de la tête laser horizontalement, parallèle à l'axe du jet. Il est renvoyé à la verticale vers le jet à l'aide d'un miroir. Une lame demi-onde est placée entre la tête et le miroir pour permettre de régler l'angle de polarisation. En effet, d'après l'équation (3), l'efficacité de la diffusion dépend de l'angle  $\phi$  entre l'observateur et le plan contenant le champ électrique du faisceau, la lame demi-onde sera utilisée pour vérifier si les mesures correspondent bien au phénomène de diffusion Rayleigh. Elle permet aussi de régler le plan de polarisation pour s'assurer que la lumière est collectée de façon optimale par le capteur. Le rayon est finalement arrêté environ un mètre au-dessus de la tuyère par un piège à faisceau.

La lumière diffusée est collectée à travers une lentille convergente de diamètre 160 mm et de focale 750 mm. Cette lentille est l'élément d'entrée d'un collecteur optique dans lequel un trou d'épingle est installé. Le trou d'épingle permet de limiter la zone de captation de la lumière à une région d'environ 1.5 mm suivant l'axe du jet et 0.3 mm verticalement. Après cette étape la lumière collectée est focalisée sur le capteur.



Figure 1 : Schéma et photo du dispositif optique pour la diffusion Rayleigh. (1) Tête laser, (2) lame Demi-onde, (3) Miroir plan, (4) piège à faisceau, (5) optique de collection

La mesure de l'intensité de la lumière collectée est réalisée par comptage de photons. La quantité  $\Phi$  de l'équation (4) est donc directement mesurée par la chaîne d'acquisition. Les photomultiplicateurs sont des capteurs qui libèrent un grand nombre d'électrons lorsqu'ils

interagissent avec un photon. La probabilité de détecter un photon incident est l'efficacité quantique  $Q_E$  de l'équation (3). Le nombre d'électrons libérés par photon est appelé le gain, il vaut entre  $10^5$  et  $10^7$ . Selon les applications, différents types de photomultiplicateurs sont utilisables, mais pour les applications de comptage, les capteurs disposant d'une sortie en courant sont plus particulièrement adaptés. La sortie est directement reliée à l'anode qui libère les électrons, ce qui évite l'utilisation d'électronique limitée en bande passante. Les impulsions correspondant à l'arrivée d'un photon sont donc plus courtes. Le capteur utilisé est un H7422P-40 de Hamamatsu dont la limitation en courant a été supprimée. Le temps de montée des impulsions est de l'ordre de 1 ns et son efficacité quantique est d'environ 40%. Le signal de sortie est connecté via un câble coaxiale à une carte d'acquisition NI PXIe-5160 réglé pour échantillonner à 1.25 GHz pendant 0.8 s sur 10 bits. Cette fréquence d'acquisition élevée permet de numériser les impulsions induites par la détection d'un photon. Un exemple du signal numérisé pendant 150 ns est présenté sur la figure 2. Il faut noter le faible bruit, et la bonne démarcation des impulsions. Le comptage de photons peut se faire après avoir recensé l'instant associé à chaque détection, c'est-à-dire à chaque pic au-dessus du seuil de bruit.

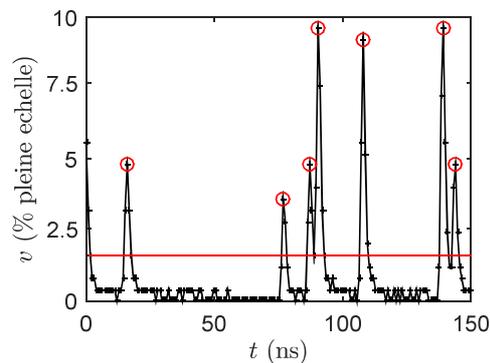


Figure 2 : Signal temporel (redressé) en sortie de photomultiplicateur, la ligne rouge désigne le seuil utilisé pour discriminer les arrivées de photon du bruit électronique

## 4 Traitement du signal

### 4.1 Comptage de photon

Avec cette chaîne d'acquisition, le comptage de photon est réalisé en post-traitement à partir des données temporelles de la sortie du photomultiplicateur. La première étape est de discriminer le bruit de fond électronique des impulsions associées à la détection de photons. La qualité du signal rend cette tâche propice à l'utilisation d'un simple seuil. Ce seuil est défini à partir de l'histogramme qui recense les maxima locaux du signal numérisé en fonction de leur amplitude. Cet histogramme est présenté en figure 3 pour  $10^7$  échantillons. Il apparaît clairement une zone où les fréquences sont importantes dans les amplitudes de l'ordre de 1% de la pleine échelle de la carte d'acquisition (pleine échelle : 30 mV). Les maxima locaux qui ont été comptés dans cette région correspondent à du bruit. On observe un minimum à 1.5% de la pleine échelle, puis les fréquences ré-augmentent avant de redescendre. Les pics mesurés dans la région d'amplitude supérieure à 1.5% correspondent aux détections de photons. Le seuil entre bruit et signal a donc été réglé à 1.5%.

L'arrivée des photons est un phénomène discret, et le temps séparant deux arrivées suit une loi de Poisson [18], le comptage de photons ne fournit donc pas de grandeur continue. Afin de générer un signal exploitable pour les méthodes classiques de traitement du signal, il est nécessaire de discrétiser le temps à une fréquence d'échantillonnage arbitraire  $f_{aq}$  choisie pour être supérieure à la fréquence de Shannon du phénomène étudié, typiquement de quelques dizaines à quelques centaines de kiloHertz. Les instants d'arrivée des photons sont obtenus lors de l'étape de détection des photons dans le signal temporel de sortie du photomultiplicateur. Il est alors possible de compter le nombre de photons arrivés dans chaque période successive définie par  $1/f_{aq}$ , et ainsi générer un signal échantillonné qui représente le flux de photon en fonction du temps. Un exemple de ce signal échantillonné à 200 kHz est présenté en figure 4. Le collecteur vise une région du cône potentiel d'un jet à Mach 0,9. Cette région est éclairée par le faisceau laser réglé à 5 W et polarisé de façon à maximiser le flux de photons mesuré, c'est-à-dire avec  $\phi = 90^\circ$ .

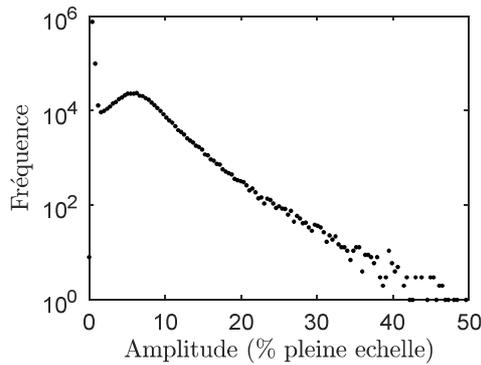


Figure 3 : Histogramme des amplitudes des maxima locaux du signal de sortie du photomultiplicateur.

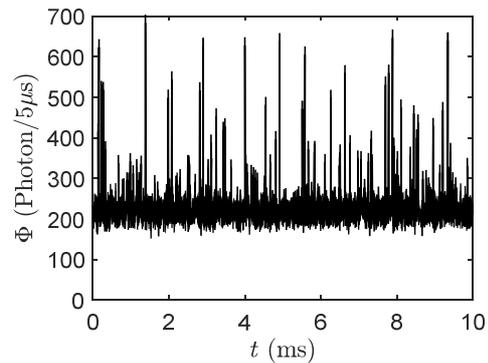


Figure 4 : Exemple d'une série temporelle échantillonnée à 200 kHz du flux de photons collectés depuis le cône potentiel d'un jet à Mach 0,9.

#### 4.2 Effet des processus de diffusion sur le signal mesuré

Le flux de photons collectés provient en partie seulement de la diffusion Rayleigh. Il provient également de la lumière ambiante de la chambre anéchoïque, celle-ci étant majoritairement produite par la diffusion du faisceau laser sur les éléments optiques. Pour autant cette contribution est presque constante au cours du temps, et elle est prise en compte dans le processus de calibration comme une augmentation du nombre de photon indépendante de la masse volumique. Une troisième contribution provient d'un autre mode de diffusion : la diffusion de Mie. C'est également une diffusion de la lumière élastique, mais elle concerne les particules dont la dimension est de l'ordre de la longueur d'onde du faisceau incident, ou plus grande. L'efficacité de ce processus est plusieurs ordres de grandeur supérieure à la diffusion moléculaire. L'air est naturellementensemencé en particules de ces dimensions, mais elles sont d'autant plus rares que l'air est filtré, c'est pourquoi la contribution au flux total de la diffusion de Mie est relativement faible. Le problème de cette contribution se pose dans le cadre de l'étude des fluctuations. En effet, la répartition des particules est aléatoire, leurs détections constituent donc une source de bruit large bande qui dans la pratique est prépondérant devant les fluctuations de la masse volumique. Le signal présenté en figure 4 est finalement composé de deux composante. Une première composante oscille autour de 220 photons par 5  $\mu$ s (soit 44 million de photon par seconde), et est liée à la masse volumique du milieu sondé. Une deuxième composante est constituée par les pics aléatoirement répartis, dont le nombre dépend de la concentration en particules. Enfin, ces particules peuvent également être des gouttelettes d'eau générées lors de la détente des gaz en sortie de la tuyère. Un contrôle efficace de l'air utilisé est donc primordial pour limiter les effets néfastes de la diffusion de Mie, et pour obtenir des résultats en accord avec les lois qui régissent la diffusion Rayleigh. L'effet des filtres à air n'étant pas suffisant pour éliminer toutes les particules, il est nécessaire de nettoyer le signal par un post-traitement adapté.

#### 4.3 Nettoyage du signal

Le signal présenté en figure 4 comporte de nombreux pics qui traduisent le passage de grosses particules dans le faisceau du laser. Il s'avère intéressant de les éliminer sans dénaturer le signal. Dans cet objectif, un algorithme développé pour traiter ce type de signatures, et basé sur une connaissance a priori de leur nature, a été adapté [20]. Il s'agit de détecter les données corrompues par le passage d'une grosse particule, et de n'agir que sur ces données, sans affecter le reste du signal. Il ne doit également pas dépendre du taux de fluctuation de la masse volumique. Pour cela, la première étape est de déterminer la moyenne de la largeur à mi-hauteur d'un échantillon de pics. Cette valeur servira à définir le nombre d'échantillons sur lequel va agir un filtre médian. L'application du filtre médian sur le bon nombre de points permet de supprimer efficacement les pics, mais détériore également les hautes fréquences contenues dans le signal. Le signal filtré est ensuite soustrait au signal d'origine, le résultat ne contient alors plus que les pics et un résidu à haute fréquence qui correspond aux effets du filtre médian. C'est sur ce résultat que les échantillons corrompus sont identifiés. Les pics se manifestant par un excédent de photon, seul la partie positive du résultat de la soustraction est influencé par ces signatures. En faisant l'hypothèse que les fluctuations résiduelles dues au filtre médian suivent une distribution

gaussienne, il est possible de déterminer l'écart type de ces fluctuations en s'intéressant uniquement aux composantes négatives qui ne sont pas influencées par les pics. C'est ainsi qu'est défini un seuil : tous les échantillons dont la valeur est supérieure à trois écart types sont considérés comme des signatures du passage de grosses particules. Les échantillons corrompus étant désormais identifiés, ils sont remplacés dans le signal d'origine par une interpolation linéaire entre le précédent échantillon valide et le suivant. L'effet du filtre est visible sur la figure 5. L'objectif de ne traiter que les échantillons corrompus est rempli puisque le résultat en noir est parfaitement superposé au signal d'origine en rouge dans les zones où il n'y a pas de poussière. Il est cependant difficile d'estimer précisément l'efficacité d'un tel dispositif. Seulement 2 à 5% du signal est modifié à l'issue du traitement, l'intégrité du signal est donc bien préservée.

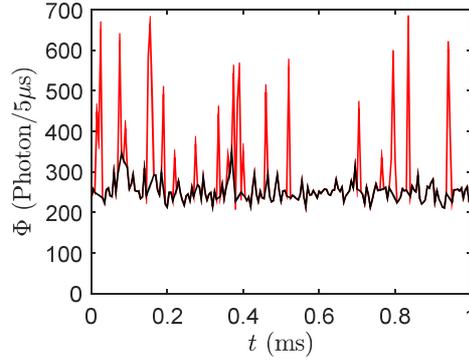


Figure 5 : Flux de photon en fonction du temps, en rouge avant l'application du post-traitement numérique anti-poussière, en noir après l'application du filtre.

## 5 Validation

Il est important de s'assurer que les signaux obtenus se comportent de manière conforme aux attentes découlant de l'équation (3), c'est-à-dire une dépendance linéaire à l'intensité du champ incident, et une dépendance en sinus au carré à l'angle de polarisation. La figure 6 représente le flux de photon en fonction de la puissance du faisceau laser. Il est intéressant de constater que la linéarité décroît à forte puissance. Ce phénomène est connu, il est introduit par la chaîne d'acquisition qui présente un temps mort  $\tau$ . Ce temps mort correspond au temps minimum qui doit séparer deux détections pour qu'elles soient prises en compte. Cette propriété est propre à chaque dispositif, elle dépend du temps de réponse de l'élément de la chaîne ayant la plus faible bande passante. La probabilité de ne pas compter un photon augmente avec le flux de photons détectés  $\Phi_d$ , et avec le temps mort  $\tau$ . La probabilité de détecter  $n$  photon pendant un intervalle de temps  $dt$  suit une loi de Poisson de paramètre  $\Phi_d dt$ , cette probabilité  $p(n, dt)$  se calcule par

$$(5) \quad p(n, dt) = \frac{(\Phi_d dt)^n}{n!} e^{-\Phi_d dt}$$

La probabilité de compter un photon détecté est égale à la probabilité que 0 photon soit détecté pendant un intervalle de temps  $\tau$ . Le flux de photon compté  $\Phi$  sera alors égale à

$$(6) \quad \Phi = \Phi_d p(0, \tau) = \Phi_d e^{-\Phi_d \tau}$$

Un flux  $\Phi_d$  a été estimé en extrapolant les mesures à faible puissance laser, il est représenté par un trait plein sur la figure 6. Pour la chaîne d'acquisition de cette étude, le temps mort a été estimé à  $\tau \approx 2$  ns à partir de signaux synthétiques représentatifs de la sortie du photomultiplicateur. Un compteur du type C9744 de Hamamatsu est donné pour  $\tau \approx 25$  ns. En appliquant la correction de l'équation (6) à ces deux temps morts, on obtient sur la figure 6 la courbe en tirets pour  $\tau \approx 2$  ns, et la courbe en pointillé pour  $\tau \approx 25$  ns. Il est intéressant de noter que la courbe en tirets passe bien par tous les points, cet écart est donc prévisible. Il faut aussi noter, qu'un compteur standard n'aurait pas convenu à un flux de photon si important. La dépendance à l'angle de polarisation a également été testée grâce à la lame demi-onde avec succès. Les résultats expérimentaux se superposent à une courbe de référence en sinus au carré.

## 6 Calibration

L'étape de calibration permet de déterminer la constante  $k$  de l'équation (3), permettant de relier directement la masse volumique au flux de photons. Le principe est de tracer pour plusieurs points le flux collecté en fonction de la masse volumique. Une méthode pour modifier la masse volumique consiste à modifier la pression génératrice d'un jet, la masse volumique peut en effet être estimée

dans le cône potentiel d'un jet à partir des relations isentropiques pour un gaz compressible [13]. Cette méthode se limite en revanche au régime subsonique. La masse volumique est alors donnée en fonction la température totale  $T_0$ , de la pression totale  $P_0$ , de la pression ambiante  $P_{amb}$ , de la constante des gaz parfait réduite  $r$ , et du rapport des chaleurs spécifiques  $\gamma$  par [14]

$$(6) \quad \rho = \frac{P_0}{r T_0} \left( \frac{P_0}{P_{amb}} \right)^{-\frac{1}{\gamma}}$$

Le comptage de photon a été opéré pendant 0,8 s sur des points à nombre de Mach variant de 0.1 à 0.99. Le résultat de la calibration est donné en figure 7. La droite des moindres carrés passe bien par tous les points, la relation entre flux de photons et masse volumique est donc effectivement linéaire. L'ordonnée à l'origine de la droite de calibration était attendue légèrement positive, à cause de la contribution de la lumière ambiante. Elle est négative ici, et cela est dû au traitement anti-poussière qui diminue artificiellement le nombre de photon.

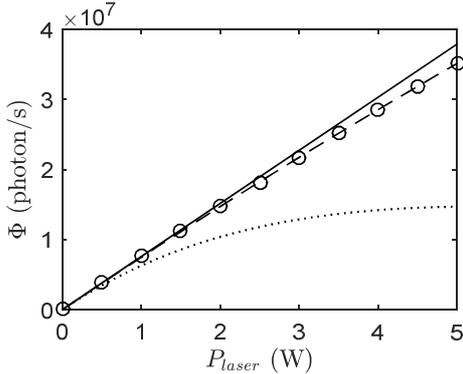


Figure 6 : Evolution du flux de photons en fonction de la puissance du faisceau laser incident.  $\circ$  Point expérimentaux, — Flux détecté estimé, - - - Flux détecté corrigé avec  $\tau=2$  ns, ... Flux détecté corrigé avec  $\tau=25$  ns

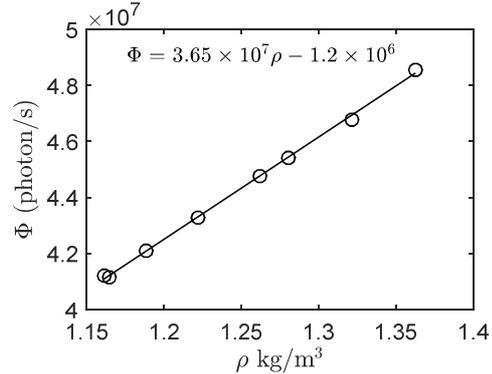


Figure 7 : Flux de photons en fonction de la masse volumique pour différents points de calibration et la droite des moindres carrés associée aux mesures

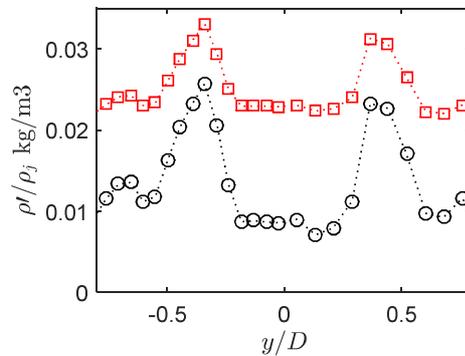
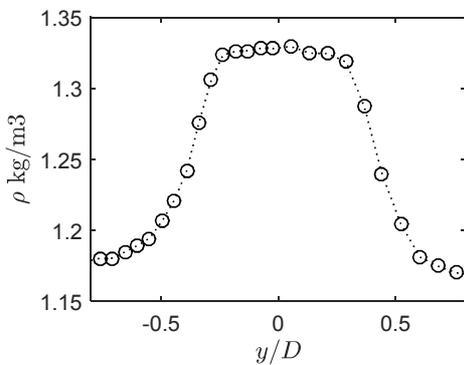


Figure 8 : Profils de masse volumique (à gauche) et des fluctuations de masse volumique (à droite) dans un jet à Mach 0,9. Le profil est mesuré à 3 diamètres en aval de la tuyère. En carré rouge les fluctuations avec la contribution du «shot noise», en rond noir après avoir retranché le «shot noise», fluctuations intégrées sur [0-10] kHz

## 7 Profil sur un jet à Mach 0.9

En considérant les coefficients de calibration préalablement établis, il est possible de convertir les flux de photons mesurés pour obtenir l'évolution temporelle de la masse volumique. Cependant, le comptage de photons est caractérisé par une incertitude intrinsèque. Cette incertitude est celle d'une loi de Poisson, la variance associée à un comptage de  $n$  photons est égale à  $n$ . Cette contribution propre à la méthode peut alors être déduite des fluctuations mesurées pour ne garder que les fluctuations hydrodynamiques. La figure 8 présente un profil radial à 3 diamètres en aval de la tuyère dans un jet à Mach 0,9. Les acquisitions ont duré 0.8 s sur chaque point. Ces résultats sont préliminaires mais encourageant et conformes aux mesures déjà réalisées dans la littérature [7].

## 8 Conclusion

On montre que malgré les précautions prises pour éliminer au mieux les arrivées non voulues (via des poussières dans l'écoulement ou d'une lumière parasite), il s'avère important de pouvoir post-traiter les signaux afin de pouvoir finalement remonter aux fluctuations de la masse volumique. Les différentes étapes de validation permettent de s'assurer que la mesure est directement associée à la diffusion Rayleigh, et les premiers résultats obtenus sur un jet à Mach 0,9 sont pertinents.

## 9 Remerciement

Ce travail a été réalisé au sein du Labex CeLyA de l'Université de Lyon, géré par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR-10-LABX-0060/ ANR-11-IDEX-0007), il a également été supporté par la Chaire industrielle ADOPSYS cofinancée par SAFRAN-SNECMA et ANR (ANR-13-CHIN-0001-01).

## 10 Reference

- [1] André B., Castelain T., Bailly C., 2014, "Investigation of the mixing layer of underexpanded supersonic jets by particle image velocimetry", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 50, 188-200
- [2] Kerhervé, F., Jordan, P., Gervais, Y., Valière, J.-C., Braud, P., 2004, "Two-point laser Doppler velocimetry measurements in a Mach 1.2 cold supersonic jet for statistical aeroacoustic source model", *Experiments in fluid*, 37 (3), 419–437.
- [3] Schaffar, M., 1979, "Direct measurements of the correlation between axial in-jet velocity fluctuations and far field noise near the axis of a cold jet", *J. Sound and Vibration*, 64(1),73-83
- [4] Fleury, V., Jondeau, E., Michard, M., Juvé D., 2008, "Space-time correlations in two subsonic jets using dual particle image velocimetry measurements" *AIAA journal*, 46(10), 2498-2509.
- [5] Veltin, J., Day, B. J., & McLaughlin, D. K., 2011, "Correlation of flowfield and acoustic field measurements in high-speed jets", *AIAA journal*, 49(1), 150-163.
- [6] Castelain, T., Gojon, R., Mercier, B., Bogey, C., 2016, "Estimation of convection speed in underexpanded jets from schlieren pictures", *AIAA paper*, 2016-2984
- [7] Panda, J., Seasholtz, R. G., & Elam, K. A., 2005, "Investigation of noise sources in high-speed jets via correlation measurements", *Journal of Fluid Mechanics*, 537, 349-385.
- [8] Cabada, J. C., Rees, S., Takahama, S., Khlystov, A., Pandis, S. N., Davidson, C. I., & Robinson, A. L., 2004, "Mass size distributions and size resolved chemical composition of fine particulate matter at the Pittsburgh supersite. *Atmospheric Environment*, 38(20), 3127-3141.
- [9] Pitts, W. M., & Kashiwagi, T., 1984, "The application of laser-induced Rayleigh light scattering to the study of turbulent mixing", *Journal of fluid mechanics*, 141, 391-429.
- [10] Gouldin, F. C., & Halthore, R. N., 1986, "Rayleigh scattering for density measurements in premixed flames", *Experiments in fluids*, 4(5), 269-278.
- [11] R. N. Halthore and F. C. Gouldin, 1986, "Laser scattering measurements for gas densities in a swirling flow combustor", *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 7, pp. 1129-1136.
- [12] Zhao, F. Q., & Hiroyasu, H., 1993, "The applications of laser Rayleigh scattering to combustion diagnostics", *Progress in energy and combustion science*, 19(6), 447-485.
- [13] Lock, J. A., Seasholtz, R. G., & 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), 2839-2848.
- [14] Panda, J., & Seasholtz, R. G., 1999, "Measurement of shock structure and shock–vortex interaction in underexpanded jets using Rayleigh scattering", *Physics of Fluids*, 11(12), 3761-3777.
- [15] Mielke, A. F., Seasholtz, R. G., Elam, K. A., & 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.
- [16] Panda, J., 2015, "Turbulent Density Fluctuations in Thermal Boundary Layers Studied via Molecular Rayleigh scattering", *AIAA paper*, 2015-2620
- [17] Young, A.T., 1982, "Rayleigh scattering", *Physics Today*, 35, 42-48
- [18] Miles, R. B., Lempert, W. R., & Forkey, J. N., 2001, "Laser Rayleigh scattering", *Measurement Science and Technology*, 12(5), R33.
- [19] Prescott, J. R., 1966, "A statistical model for photomultiplier single-electron statistics", *Nuclear Instruments and Methods*, 39(1), 173-179.
- [20] Feuerstein, D., Parker, K. H., & Boutelle, M. G., 2009, "Practical methods for noise removal: applications to spikes, nonstationary quasi-periodic noise, and baseline drift", *Analytical chemistry*, 81(12), 4987-4994.
- [21] Becker, W., 2005, *Advanced time-correlated single photon counting techniques* (Vol. 81). Springer Science & Business Media.