

# Effet de la température sur les caractéristiques aérodynamiques de jets chauds turbulents à partir de mesures par Vélocimétrie Laser à Effet Doppler

X. ROBIN<sup>a</sup>, V. MORINIÈRE<sup>a</sup>, Y. GERVAIS<sup>a</sup>

*a. Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, 40 Av. Recteur Pineau Bât. K, 86022 POITIERS Cedex  
xavier.robin@lea.univ-poitiers.fr*

## Résumé :

*Les écoulements turbulents chauffés sont d'un grand intérêt dans le domaine aéronautique. En effet le contexte environnemental visant à diminuer le bruit de jet nécessite une meilleure connaissance de ces écoulements. Le champ aérodynamique d'un jet libre issu d'une tuyère de diamètre 30 mm, de nombre de Reynolds variant entre 35 000 et 100 000 et de température comprise entre 315 et 460 K a été étudié par Vélocimétrie Laser à effet Doppler. Les résultats montrent que la température modifie sa structure aérodynamique ainsi que le développement des instabilités.*

## Abstract :

*Turbulent hot flows are very attractive in Aeronautics. The environmental situation tends to decrease jet noise and needs a better understanding of these flows. The aerodynamic field of a round free jet from a nozzle of 30 mm diameter and whose Reynolds number varies between 35 000 and 100 000 and temperature from 315 K to 460 K was studied by Laser Doppler Velocimetry. It results that temperature clearly modifies the aerodynamic structure of the jet and the development of instabilities.*

**Mots clés :** Turbulence, Jet chaud subsonique, Vélocimétrie Laser Doppler

## 1 Introduction

La turbulence associée au mélange du jet avec son environnement extérieur est à l'origine de sources aéroacoustiques complexes. Les données statistiques mesurables par Vélocimétrie Laser à effet Doppler (LDV) aident à déterminer l'influence des conditions de sortie du jet sur sa structure aérodynamique. Ces données peuvent être reliées via des modélisations de sources acoustiques au bruit généré par le jet. Une des questions majeures de l'aéroacoustique aujourd'hui est de savoir si la température dans un jet est à l'origine d'une source de bruit supplémentaire. Alors que Tanna en 1975 [1] présentait clairement une source d'origine entropique, certains auteurs récents remettent en cause ce concept et proposent une modélisation basée sur les échelles de turbulence. Tam [2] suggère deux origines provenant de la turbulence (Fine Scale Similarity FSS et Large Scale Similarity LSS) pour expliquer le rayonnement sonore des jets mesuré depuis 30 ans. Sa théorie a été appuyée par les travaux de Viswanathan [3]. Pour plus de détails, un aperçu récent des travaux expérimentaux et numériques sur le bruit de jet subsonique a été réalisé par Jordan et Gervais [4]. Ainsi est-il intéressant de se demander, avant toute considération acoustique, quelle est la réelle influence de la température sur le développement aérodynamique d'un jet.

L'étude présentée propose de comparer les variations des caractéristiques turbulentes du jet à différents nombres de Reynolds et différentes températures. Dans un premier temps, le banc expérimental est présenté. Ensuite, une étude des instabilités propres au jet dans le cône potentiel est développée, suivie de l'étude statistique des tensions de Reynolds. Enfin, les échelles intégrales de temps au sein du jet sont présentées. L'article se termine par une conclusion synthétisant les résultats obtenus.

## 2 Protocole expérimental

### Banc d'essais

L'écoulement est issu d'une buse de diamètre de sortie  $D_j = 30$  mm et est généré par un ventilateur. Le jet est vertical et dirigé vers le haut (figure 1). Des billes de zirconium placées entre deux grilles en amont de la buse assurent un profil de vitesse uniforme en sortie de buse et un taux de turbulence faible (environ 2%). Le nombre de Reynolds  $Re = U_j D_j / \nu_j$  (où  $U_j$  et  $\nu_j$  sont respectivement la vitesse et la viscosité cinématique en sortie de jet) varie de 34 800 à 100 900. Le nombre de Mach  $M_j = U_j / c_j$  basé sur la vitesse du son en sortie de buse  $c_j$  varie entre 0,08 et 0,18. Une résistance thermique placée en aval du ventilateur permet de chauffer

l'écoulement et d'avoir une température  $T_j$  en sortie de buse variant entre 315 K et 460 K, la température extérieure  $T_\infty$  étant de 295 K. Les configurations adoptées (tableau 1) permettent de séparer l'effet du nombre de Reynolds de l'effet de la température sur les caractéristiques aérodynamiques. La zone d'intérêt des mesures se situe de la sortie de la buse jusqu'à la zone de transition vers la turbulence développée ( $Z^* = Z/D_j = 0$  à 12). Cette partie du jet est la plus énergétique et est responsable de sources importantes du rayonnement acoustique. Ceci permet d'étudier les caractéristiques aérodynamiques et leur évolution sur l'axe du jet ainsi que dans les couches de mélange.

Configuration	$T_j$ (K)	$T_j/T_\infty$	$S = \rho_j/\rho_\infty$	$U_j$ (m/s)	$c_j$ (m/s)	$M_j$	$Re$	$Ri \times 10^{-6}$	$L_c$	$St$
Jet 1	320	1.09	0.91	29.7	359	0.08	50000	31.2	4.98	0.40
Jet 2	460	1.57	0.63	41.3	430	0.10	34800	98.7	4.47	0.36
Jet 3	315	1.07	0.92	58.0	356	0.16	100900	6.7	5.13	0.45
Jet 4	430	1.47	0.67	71.3	416	0.17	70300	27.2	4.53	0.41

TAB. 1 – Détails des configurations.

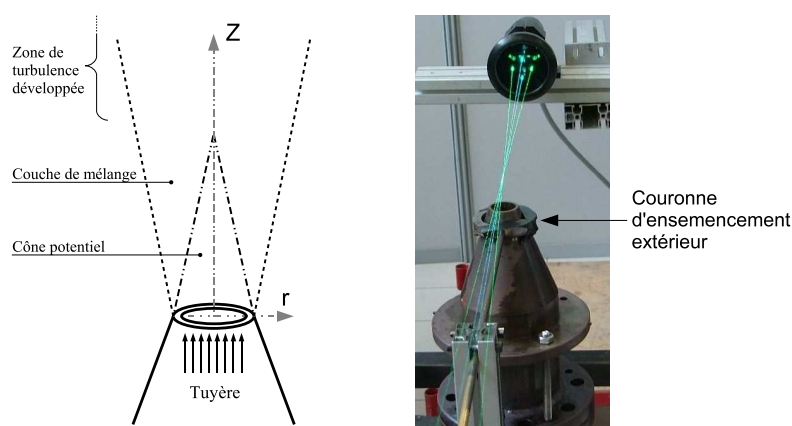


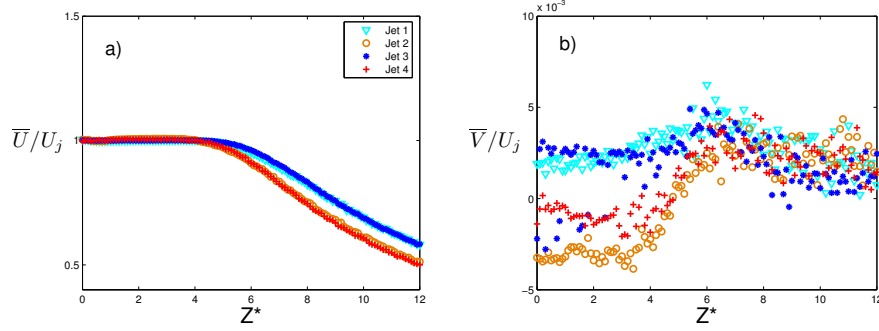
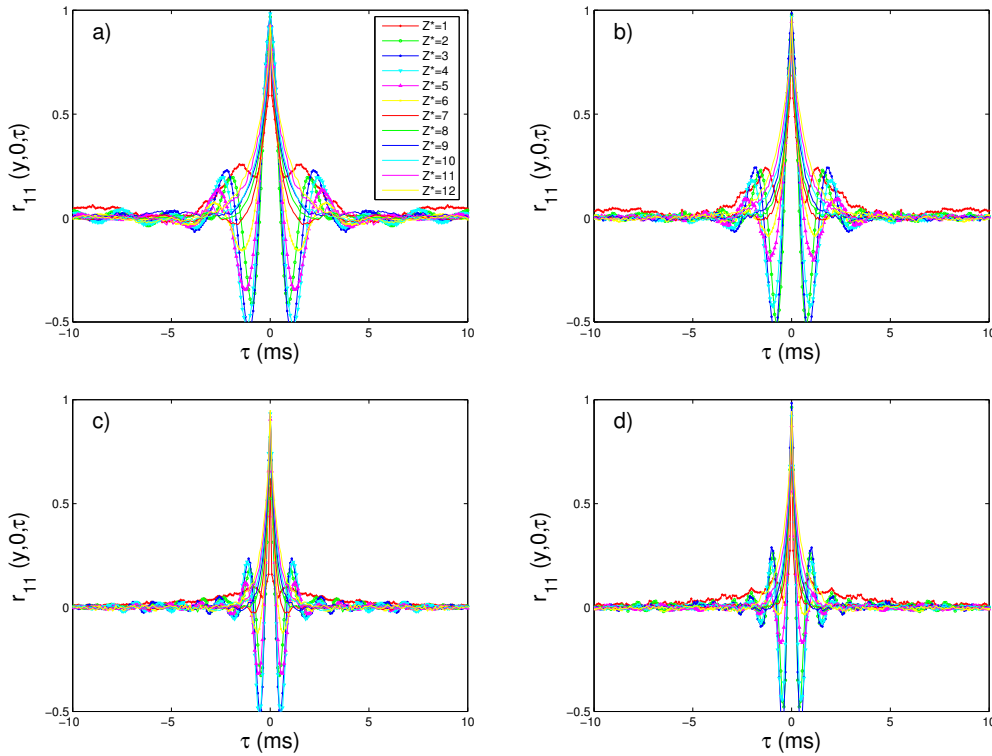
FIG. 1 – Schéma de la structure d'un jet subsonique et vue du banc d'essais.

### Métrologie

Les mesures des composantes longitudinale et radiale, respectivement  $U$  et  $V$ , dans le jet, sont réalisées simultanément par Vélocimétrie Laser à effet Doppler en un point (LDV-2C-1P). L'ensemencement du jet est effectué avec des gouttelettes d'huile d'olive. La taille des gouttelettes ne dépasse pas  $10 \mu\text{m}$ . La chaîne de mesure LDV est composée d'un laser Ion/Argon d'une puissance maximale de 10 Watts, d'une cellule de Bragg permettant d'obtenir deux longueurs d'onde à 514.5 nm (vert) et 488 nm (bleu), d'une optique de réception placée en diffusion avant et d'un processeur de signal BSA de la société Dantec (acquisition jusqu'à 200 kHz au total). La fréquence d'acquisition est au maximum de 20 kHz sur chaque voie. Ce taux d'acquisition est suffisamment élevé pour réaliser une étude spectrale de la turbulence de l'écoulement. L'environnement extérieur proche du jet est également ensemencé par l'intermédiaire d'une couronne placée proche de la sortie de la buse afin d'avoir une bonne résolution des couches de mélange du jet (figure 1). Une attention particulière a été apportée au fait que l'ensemencement extérieur puisse perturber l'écoulement du jet et l'entraînement naturel du fluide ambiant par les couches de mélange. A cet effet, les moments statistiques d'ordre 1 à 4 de chaque point de mesure ont été vérifiés en temps réel pour s'assurer de ne pas ajouter un écoulement supplémentaire artificiel au jet. Pour le traitement des signaux d'acquisition et le calcul des spectres, un algorithme de classification par cases, développé et validé par Kerhervé [5] pour l'étude d'un jet supersonique, est utilisé.

### 3 Zone de l'écoulement potentiel et instabilité dominante

Les profils adimensionnés des vitesses moyennes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$  sur l'axe du jet sont présentés sur la figure 2. On remarque que la composante radiale  $\bar{V}$  est quasi nulle (moins de  $0,5\%U_j$ ), et ce même en aval du cône potentiel. Le jet est donc quasi unidirectionnel dans la direction longitudinale. La longueur du cône potentiel  $L_c$  varie entre 4,5 et 5,1  $D_j$  (tableau 1). La température a pour effet une diminution du cône potentiel d'environ 10%, ce qui confirme les observations réalisées sur des jets chauds subsoniques par Lau [6] ou Seiner [7]. Dans le cône potentiel, le jet est dominé par un écoulement dont la turbulence résiduelle est faible (de l'ordre de 2%). Cette zone est le siège d'instabilités naturelles présentes à la fois sur les composantes  $U$  et  $V$ . La figure 3 représente les fonctions de corrélation de la composante longitudinale  $U$  sur l'axe du jet et la figure 4 les densités spectrales de puissance associées. On observe la présence d'une instabilité pour chaque jet. Celle-ci atteint une amplitude maximale à la fin du cône potentiel et disparaît plus en aval.

FIG. 2 – Profils adimensionnés sur l’axe du jet de la vitesse moyenne a) longitudinale  $\bar{U}$  et b) radiale  $\bar{V}$ .FIG. 3 – Fonctions de corrélation de la composante  $U$  sur l’axe du jet. a) Jet 1 ; b) Jet 2 ; c) Jet 3 ; d) Jet 4.

Crow et Champagne [8] ont observé pour des jets froids que la fréquence préférentielle des instabilités correspond à un nombre de Strouhal  $St = fD_j/U_j$  proche de 0,3. Dans la présente étude, les nombres de Strouhal valent 0,40 et 0,45 pour les jets froids, ce qui est supérieur aux valeurs de Crow et Champagne [8]. Pour les jets chauds, ceux-ci diminuent à 0,36 et 0,41. La diminution de la masse volumique du jet a donc pour effet la diminution du nombre de Strouhal de l’instabilité dominante (figure 5 a)). L’évolution du nombre de Strouhal avec le nombre de Reynolds montre une augmentation du nombre de Strouhal avec celui-ci (tableau 1). Les tendances observées sont similaires aux résultats de Monkewitz et al. [9]. Afin de trouver un modèle d’évolution de la fréquence de l’instabilité, Kyle et al. [10] utilisent la fréquence normalisée  $f_n$  pour des jets en régime de transition laminaire-turbulent.  $f_n = f \cdot \tau$  est la fréquence de l’instabilité adimensionnée par l’échelle de temps de flotabilité  $\tau = \sqrt{\rho_j D_j / g(\rho_\infty - \rho_j)}$ . Il propose une loi d’évolution en fonction du nombre de Richardson :  $f_n = 0.434 Ri^{-0.465}$  avec  $Ri = \frac{g D_j (\rho_\infty - \rho_j)}{\rho_j U_j^2}$  pour une gamme de nombres de Richardson  $1.17 \times 10^{-3} < Ri < 4.4 \times 10^{-2}$ . Les coefficients ont été validés expérimentalement par plusieurs auteurs dont Kyle et al. [10], Richards et al. [11] ou encore Yildirim et Agrawal [12]. Pour notre cas, les nombres de Richardson sont inférieurs :  $6 \times 10^{-6} < Ri < 10 \times 10^{-5}$  et la courbe d’évolution est :  $f_n = 0.171 Ri^{-0.582}$ . Notre courbe de tendance semble mieux représenter l’évolution du nombre de Strouhal de l’instabilité. Cependant ce résultat est à prendre avec précaution car la gamme de Richardson considérée pour englober les valeurs des auteurs cités est alors très grande (figures 5 b) et c)). Par contre on peut établir avec certitude la diminution du nombre de Strouhal lorsque le nombre de Richardson augmente (tableau 1).

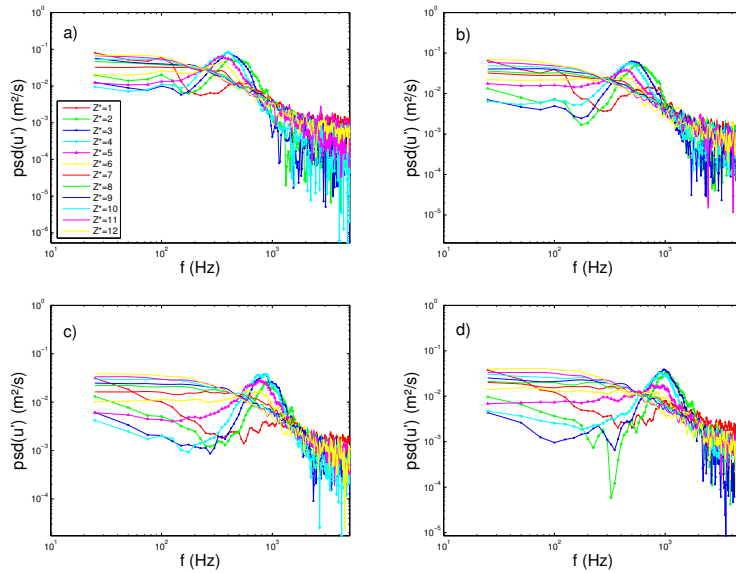


FIG. 4 – Densités spectrales de puissance pour  $U$  sur l’axe du jet. a) Jet 1 ; b) Jet 2 ; c) Jet 3 ; d) Jet 4.

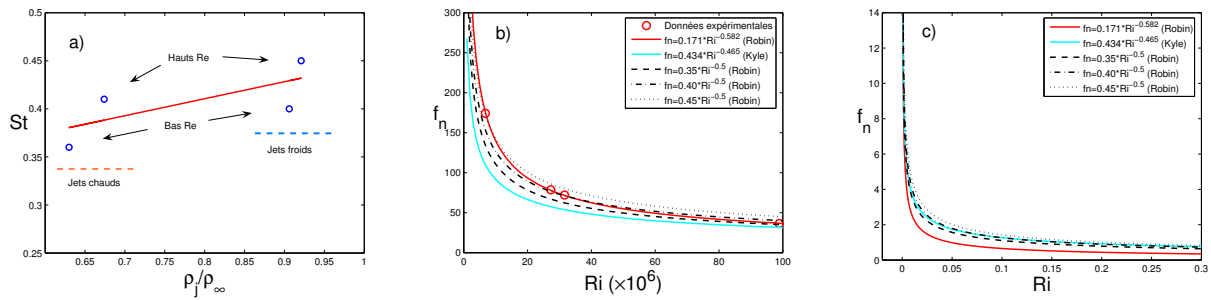


FIG. 5 – a) Evolution du nombre de Strouhal  $St$  en fonction du rapport de masse volumique  $\rho_j/\rho_\infty$ . b) Evolution de la fréquence normalisée  $f_n$  en fonction du nombre de Richardson  $Ri$  et c) sur la gamme de nombres de Richardson de Richards et al. [11] et Kyle et al. [10].

## 4 Tensions de Reynolds

### Axe du jet

Sur l’axe du jet, les intensités de turbulence longitudinale  $\sqrt{\frac{u'^2}{U_j^2}}$  et radiale  $\sqrt{\frac{v'^2}{U_j^2}}$  sont de l’ordre de 2% en sortie de buse (figure 6 a) et b)). Ce taux augmente lorsque l’on s’éloigne de la sortie. Le maximum est atteint vers  $7 D_j$  pour les jets chauffés et  $8 D_j$  pour les jets non chauffés. Cette position est située à environ  $3 D_j$  en aval de la fin du cône potentiel pour les quatre jets. C’est le lieu où les structures aérodynamiques provenant des zones de mélange extérieures se rencontrent. Le maximum est atteint plus tôt et est aussi plus élevé pour les configurations chauffées. La troisième composante mesurée  $u'v'$  est plus faible que les deux premières puisque de l’ordre de 3% de  $U_j$  (figure 6 c)). Bien que la composante tangentielle de vitesse  $W$  ne soit pas mesurée, une estimation de l’énergie cinétique turbulente  $k = 1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$  peut être calculée en supposant  $\overline{w'} \approx \overline{v'}$  pour un jet axisymétrique. L’énergie cinétique turbulente présente les mêmes caractéristiques que les composantes  $u'^2$  et  $v'^2$  avec un maximum en aval de la fin du cône potentiel ( $Z^* = 6$  à  $8$ ) et une amplitude supérieure pour les configurations chauffées (figure 6 d)).

### Axe de la couche de mélange

Les couches de mélange sont des zones de cisaillement importantes avec le milieu extérieur au repos et le siège des principales sources sonores. La figure 7 montre les profils radiaux de l’intensité turbulente  $\sqrt{\frac{u'^2}{U_j^2}}$  dans cette zone. Le niveau maximum est situé à environ  $r_d^* = (r - r_{0.5})/\delta = -0,05$ , où  $r_{0.5}$  est la distance à l’axe du jet où la vitesse vaut  $0,5U_j$  et  $\delta$  l’épaisseur de couche de mélange mesurée entre  $0,95U_j$  et  $0,05U_j$ . Ce point correspond au gradient de vitesse moyenne maximal dans la couche de mélange. Les profils obtenus pour

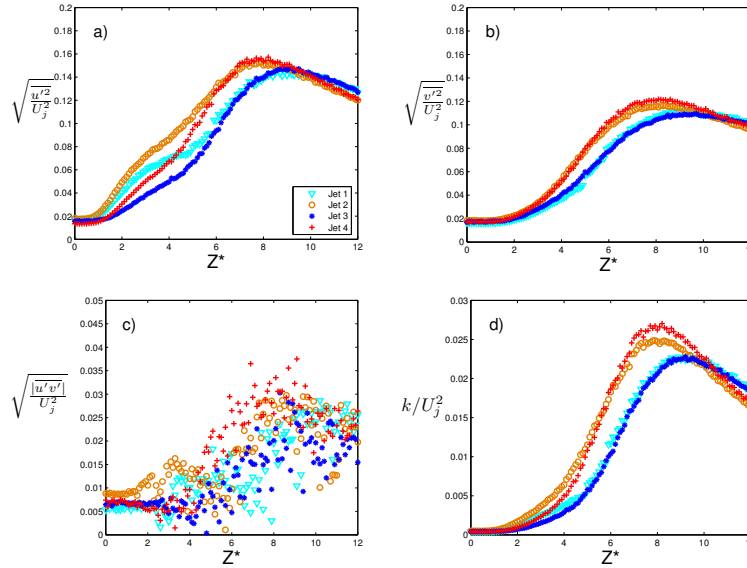


FIG. 6 – Profils sur l'axe du jet des grandeurs turbulentes a)  $\sqrt{\frac{u'^2}{U_j^2}}$ , b)  $\sqrt{\frac{v'^2}{U_j^2}}$ , c)  $\sqrt{\frac{|u'v'|}{U_j^2}}$  et d)  $k/U_j^2$ .

les jets chauffés ou non sont quasiment identiques et la valeur maximale d'intensité turbulente est d'environ 16% pour toutes les configurations. Les composantes  $v'^2$  et  $u'v'$  (non représentées ici) montrent également un maximum sur l'axe de la couche de mélange (respectivement 14% et 9%) et des évolutions similaires. Ainsi la température ne semble pas jouer un rôle important sur la turbulence dans les couches de mélange. Ceci peut s'expliquer par le fait que le mélange du jet avec l'air extérieur conduit alors à des températures peu différentes dans ces régions.

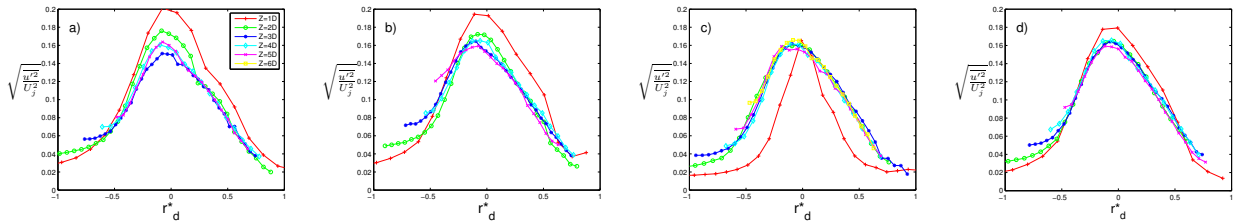


FIG. 7 – Profils dans la couche de mélange de l'intensité turbulente  $\sqrt{\frac{u'^2}{U_j^2}}$ . a) Jet 1 ; b) Jet 2 ; c) Jet 3 ; d) Jet 4 ;

Pour résumer, les niveaux de turbulence sur l'axe du jet et dans les couches de mélange atteignent des maxima dans les zones de cisaillement, à savoir sur l'axe du jet en aval de la fin du cône potentiel et dans les zones de gradient de vitesse maximal des couches de mélange ( $r_d^* = -0,05$ ). L'augmentation de la température a pour effet d'augmenter sensiblement le niveau de turbulence sur l'axe du jet mais pas dans les couches de mélange.

## 5 Echelles intégrales de temps

A partir des fonctions de corrélation en un point, on peut déterminer le temps pendant lequel le champ aérodynamique reste corrélé avec lui-même. Cette grandeur est l'échelle intégrale de temps  $\tau_n$  définie dans le repère fixe :

$$\tau_n = \int_0^\infty r_{ii}(y, 0, \tau) d\tau$$

où  $\tau$  est le temps de décalage temporel de la fonction de corrélation  $r_{ii}$ .

Expérimentalement, on ne peut évaluer l'intégrale de la fonction de corrélation de 0 jusqu'à l'infini. On calcule l'intégrale de  $r_{ii}$  jusqu'au premier passage par zéro lorsqu'il existe sinon on prend la valeur limite  $1/e$  ou 0,1. Les valeurs sur l'axe du jet présentent dans le cône potentiel une valeur légèrement supérieure pour les jets chauffés (figure 8 a)). Cette tendance est à associer à la diminution du nombre de Strouhal de l'instabilité avec la température. En aval du cône potentiel ainsi que dans les couches de mélange (figure 8 a) et b)),  $\tau_n$  présente une augmentation linéaire, caractéristique de la présence de grosses structures et de leur durée de vie croissante. Cependant, la température ne semble pas avoir d'effet sur le développement temporel des structures.

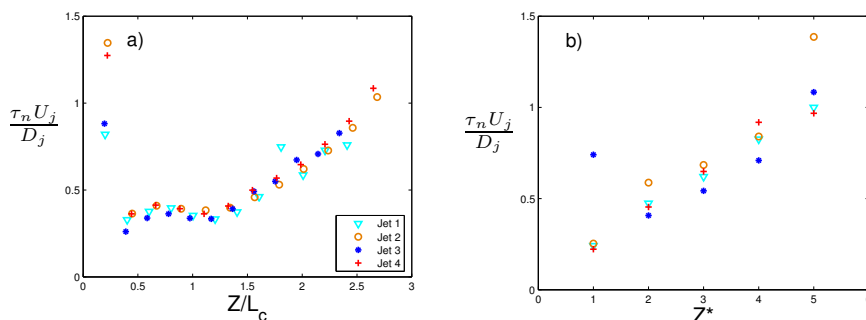


FIG. 8 – Echelle intégrale de temps  $\tau_n$  adimensionnée. a) Axe du jet ; b) Axe de la couche de mélange.

## 6 Conclusion

L'étude aérodynamique de jets chauds subsoniques a été réalisée à partir de mesures de vitesse par Vélocimétrie Laser à effet Doppler à deux composantes en un point. Quatre configurations à température et nombre de Reynolds différents ont été étudiées. Trois principaux résultats ont été obtenus sur l'axe du jet. Premièrement le cône potentiel est raccourci de près de 10% pour les jets chauffés. Deuxièmement le nombre de Strouhal associé à l'instabilité dominante dans le cône potentiel a diminué et l'échelle intégrale de temps a augmenté avec la température. Enfin les niveaux des composantes du tenseur de Reynolds ont augmenté en aval du cône potentiel. Ainsi la température tend à augmenter la turbulence sur l'axe du jet et joue donc directement sur les sources sonores d'origine aérodynamique. Dans les couches de mélange, le rôle de la température est moins évident. En effet, les niveaux des intensités turbulentes et les échelles intégrales de temps sont semblables pour les jets chauffés ou non. Ceci peut s'expliquer par le fait que le mélange de l'écoulement principal avec l'air extérieur tend à réduire l'écart des températures dans les couches de mélange entre un jet chauffé ou non. Cette étude a donc montré l'effet de la température sur le champ aérodynamique du jet mais nécessite des mesures complémentaires du champ de température instantané pour statuer sur l'existence de sources sonores d'origine thermique. Dans cette optique, une méthode de mesure par Fluorescence Induite par Laser à deux longueurs d'onde est en cours de développement.

## Références

- [1] Tanna H., Dean P., and Fisher M. The influence of temperature on shock-free supersonic jet noise. *J. Sound Vibration*, 39(4), 429–460, 1975.
- [2] Tam C. Jet noise : since 1952. *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, 10(1-4), 393–405, 1998.
- [3] Viswanathan K. Analysis of the two similarity components of turbulent mixing noise. *AIAA Journal*, 40, 1735–1744, 2002.
- [4] Jordan P. and Gervais Y. Subsonic jet aeroacoustics : associating experiment, modelling and simulation. *Exp. in Fluids*, 44, 1–21, 2008.
- [5] Kerhervé F. Caractérisation statistique des sources aéroacoustiques en jets supersoniques par vélocimétrie laser à effet Doppler : application à la prédiction du bruit de jet. PhD thesis, Université de Poitiers, 2004.
- [6] Lau J. C. Effect of exit mach number and temperature on mean-flow and turbulence characteristics in round jets. *J. Fluid Mech.*, 105, 193–218, 1981.
- [7] Seiner J. M., Ponton M. K., Jansen B. J., and Lagen N. T. The effects of temperature on supersonic jet noise emission. 14th AIAA Aeroacoustics Conference, pages 295–307, 1992.
- [8] Crow S. C. and Champagne F. H. Orderly structure in jet turbulence. *J. Fluid Mech.*, 78, 547–591, 1971.
- [9] Monkewitz P. A., Bechert D. W., Barsikow B., and Lehmann B. Self-excited oscillations and mixing in a heated round jet. *J. Fluid Mech.*, 213, 611–639, 1990.
- [10] Kyle D. and Sreenivasan K. The stability and breakdown of a round variable density jet. *J. Fluid Mech.*, 249, 619–664, 1993.
- [11] Richards C. D., Breuel B. D., Clark R. P., and Troutt T. R. Concentration measurements in a self-excited jet. *Exp. Fluids*, 21, 103–109, 1996.
- [12] Yildirim B. S. and Agrawal A. K. Full-field measurements of self-excited oscillations in momentum-dominated helium jets. *Exp. in Fluids*, 38, 161–173, 2005.