



HAL
open science

TURBULENCE INSTATIONNAIRE DANS LES JETS PULSANTS OU BATTANTS

M. Favre-Marinet, G. Binder, R. Curtet

► **To cite this version:**

M. Favre-Marinet, G. Binder, R. Curtet. TURBULENCE INSTATIONNAIRE DANS LES JETS PULSANTS OU BATTANTS. *Journal de Physique Colloques*, 1976, 37 (C1), pp.C1-79-C1-82. 10.1051/jphyscol:1976109 . jpa-00216436

HAL Id: jpa-00216436

<https://hal.science/jpa-00216436>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

TURBULENCE INSTATIONNAIRE DANS LES JETS PULSANTS OU BATTANTS

M. FAVRE-MARINET, G. BINDER et R. CURTET

Institut de Mécanique, Université Scientifique et Médicale de Grenoble,
BP 53, Centre de Tri, 38041 Grenoble-Cedex, France

Résumé. — En forçant des perturbations de forte amplitude, pulsations ou battements sur des jets, on engendre des écoulements périodiques à turbulence instationnaire. La visualisation par bulles d'hydrogène met en évidence de grosses structures se propageant au sein de la zone turbulente. Des mesures utilisant l'anémométrie à fil chaud et une méthode d'échantillonnage périodique montrent qu'un important transfert d'énergie s'effectue de la fluctuation périodique à la turbulence pour les deux types de perturbations. Dans les jets pulsants, l'évolution de la turbulence au cours de la phase révèle l'existence d'une bouffée concentrée dans le temps et d'activité très intense qui coïncide avec la crête du mouvement de base.

Abstract. — Periodic flows with nonstationary turbulence are generated by forcing large pulsating or flapping perturbations on jets. Hydrogen bubble visualizations reveal large scale structures moving in the turbulent flow. Phase averaged hot wire anemometer measurements show that an important energy transfer from the periodic fluctuation to the turbulence takes place for both types of perturbations. The phase evolution of turbulence in pulsating jets shows the existence of a concentrated burst of intense activity riding on the crest of the basic motion.

1. Introduction. — Une turbulence instationnaire est obtenue en forçant des perturbations de forte amplitude sur des jets. Deux familles de jets ont été étudiées expérimentalement en produisant à partir de la buse des fluctuations axisymétriques ou en varicose (jets pulsants) ou des oscillations bidimensionnelles ou en sinusoïde (jets battants). Dans le premier cas, la vitesse à l'origine a un module, fonction périodique du temps et une direction fixe. Dans le second cas, au contraire, c'est le module qui est constant et la direction de la vitesse qui varie périodiquement.

Les écoulements obtenus sont donc périodiques dans le début de leur développement vers l'aval et toutes leurs caractéristiques, en particulier, les moyennes statistiques de la turbulence varient en fonction de la phase.

Nous avons cherché dans cette étude à déterminer dans quelle mesure ces perturbations forcées pouvaient modifier la diffusion des jets, à mettre en lumière les interactions entre le mouvement périodique et la turbulence et à analyser la structure de celle-ci au cours d'une période.

2. Installation et méthode de mesures. — Les perturbations forcées sont engendrées dans le cas des jets pulsants par une vanne tournante actionnée par un moteur à vitesse réglable, qui vient obstruer périodiquement la conduite amenant l'air à la buse dans une soufflerie à jet. Pour les jets battants, la buse est constituée de deux cylindres creux et percés de fines fentes. Le jet passant entre ces colonnes est en position bis-table et doit s'attacher par effet Coanda à l'une d'elles.

Un soufflage alterné à travers les fentes, commandé par un moteur, fait osciller le jet entre ses deux positions stables.

Dans les deux cas, la fréquence f imposée au jet est celle du moteur et est donc connue avec précision. Un dispositif de synchronisation permet d'avoir un temps origine lié au système de pulsation lui-même.

Ces jets forment deux familles dont chacune dépend de deux paramètres : une fréquence adimensionnelle ou nombre de Strouhal $S = fd_0/\bar{u}_0$ (f = fréquence des pulsations, d_0 = diamètre ou largeur de la buse, \bar{u}_0 = vitesse moyenne à la buse) et un paramètre d'amplitude. Pour les jets pulsants, ce paramètre est l'amplitude relative initiale, α_0 des pulsations. Pour les jets battants, c'est l'angle de battement θ , déviation angulaire maximum par rapport à la direction moyenne.

Deux méthodes de mesures complémentaires ont été utilisées :

— L'anémométrie à fil chaud et un traitement du signal par échantillonnage périodique.

— La visualisation par striescopie ou par bulles d'hydrogène.

Dans ces écoulements, la moyenne statistique \bar{g} de toute grandeur fluctuante g est une fonction périodique du temps, à partir de laquelle on définit une moyenne \bar{g} et une fluctuation périodique $g^* = \tilde{g} - \bar{g}$. La fluctuation turbulente est définie par $g' = g - \tilde{g}$, de sorte qu'au total :

$$g = \bar{g} + g^* + g'.$$

Tout le problème des mesures est de déterminer \tilde{g} et les moments de g' , c'est-à-dire de séparer la partie périodique de la partie turbulente de g . Cette séparation peut être obtenue par une technique d'échantillonnage périodique qui permet de déterminer une moyenne de phase (temporelle) confondue avec la moyenne statistique \tilde{g} . Un analyseur multicanaux effectue les M sommes

$$\sum_{i=1}^N g(\varphi_0 T/2\pi + j\theta + iT),$$

j variant de 1 à M , le nombre de canaux de l'appareil. θ est le temps d'échantillonnage, T la période, $\varphi_0 T$ une origine des temps liée au dispositif de pulsation. Si N est grand (dans nos mesures $N > 10^3$) c'est-à-dire si NT est grand par rapport à l'échelle intégrale de temps de la turbulence $\tilde{g}' = 0$ donc $\tilde{g} = \bar{g} + g^*$.

La moyenne de phase est alors connue en M points séparés du temps θ ($M_{\max} = 400$ canaux, $\theta_{\min} = 80 \mu s$).

Les moments de g' sont obtenus par la mesure de

$$(\overline{g - \bar{g}})^2 = g^{*2} + \tilde{g}'^2,$$

g^* étant connu à partir de la mesure de \tilde{g} . Des moments entre deux grandeurs g' et h' tels que $\overline{g'h'}$ sont obtenus de manière semblable (pour plus de détails, voir réf. [1]). Les moyennes générales telles que $\overline{g'^2}$ sont obtenues en intégrant \tilde{g}'^2 sur une période.

3. Résultats et discussion. — 3.1 JET PULSANT. —

Un jet permanent libre tend vers un régime d'auto-préservation en aval où les répartitions des vitesses moyennes et des contraintes de Reynolds, rapportées à une échelle de longueur et de vitesse locales, restent affines. Dans ce régime la largeur du jet croît linéairement avec la distance et un équilibre se maintient entre les mécanismes d'advection, de production, de transport et de dissipation de la turbulence. En fait, les diverses grandeurs ne deviennent pas affines en même temps. Des distances d'établissement typiques à partir de la buse sont $15 d_0$ pour la vitesse moyenne, $25 d_0$ pour la contrainte normale $\overline{u'^2}$ et $60 d_0$ pour le frottement turbulent $\overline{u'v'}$. L'entraînement dans le régime affine étant plus important que dans la zone d'établissement, l'intérêt pratique est souvent dans un raccourcissement de la région initiale.

Parmi les effets engendrés par des perturbations forcées, on est naturellement amené à rechercher d'abord les modifications produites dans l'établissement du régime affine et éventuellement dans ce régime lui-même. Les mesures ont établi [1] qu'au-delà d'une certaine distance, la décroissance de la vitesse sur l'axe, l'élargissement du jet, le niveau de turbulence et le frottement turbulent sont identiques dans le jet pulsant et dans le jet permanent, même lorsque les pulsations ont de fortes amplitudes de 30 à 40 % : le jet a perdu la mémoire des perturbations forcées à l'origine.

Dans la région initiale, par contre, les pulsations

bouleversent l'écoulement. La région du cône potentiel de vitesse uniforme dans la région centrale à la sortie de la buse qui s'étend normalement jusqu'à $5 d_0$ en aval est réduite à une longueur de $1 d_0$. Le régime affine des vitesses moyennes s'établit bien plus rapidement que dans le cas permanent, à une distance de $7 d_0$ seulement. Le frottement turbulent devient affine à $20 d_0$ déjà en aval de la buse.

L'intensité turbulente longitudinale sur l'axe $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_a$ (\bar{u}_a : vitesse locale sur l'axe) croît d'abord très rapidement (Fig. 1) comparée à celle du jet permanent, elle

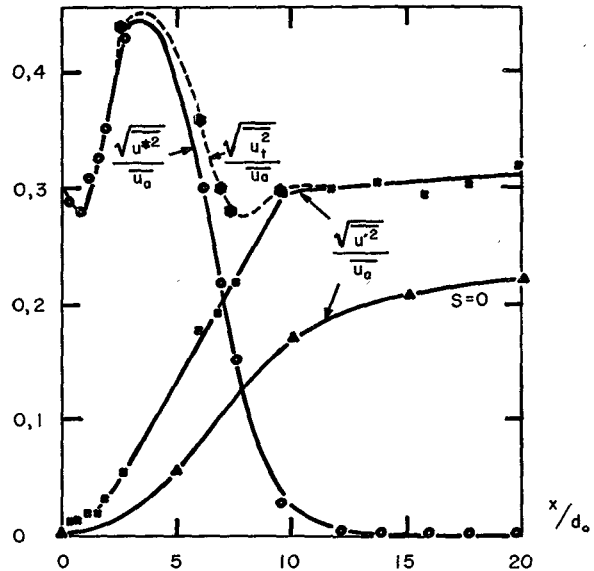


FIG. 1. — Variations des fluctuations périodiques et turbulentes sur l'axe d'un jet pulsant. $S = 0,18$, $\alpha_0 = 0,30$.

passé par un palier entre 10 et $20 d_0$ où elle est maximum et finalement se relaxe vers le niveau asymptotique ($\sim 26\%$) du jet permanent. Dans le cas permanent la croissance de la turbulence est monotone et bien moins rapide. L'intensité des fluctuations périodiques $\sqrt{u^{*2}}/\bar{u}_a$ est d'abord amplifiée malgré un niveau initial élevé et à partir de 3 à $4 d_0$ elle chute très rapidement jusqu'à extinction complète (Fig. 1) vers $10 d_0$ pour des nombres de Strouhal de l'ordre de 0,2 à 0,4. C'est précisément dans cette région de 3 à $10 d_0$ que la croissance de la turbulence est rapide et il semble raisonnable de conclure que l'excès d'énergie turbulente produite dans cette région par rapport au jet permanent résulte du transfert d'énergie de la fluctuation périodique. Ce transfert cesse évidemment lorsque cette fluctuation est épuisée et la turbulence amorce alors effectivement, bien que lentement, sa relaxation vers le niveau asymptotique. La fluctuation périodique est d'ailleurs amortie plus rapidement dans les couches de mélange où la turbulence est plus intense et le transfert plus rapide.

Ces propriétés moyennes, fort utiles d'un point de vue pratique, ne donnent toutefois de ces écoulements qu'une image sans relief où les relations de phase sont

noyées dans la moyenne. Une image plus physique est obtenue par l'évolution des différentes grandeurs au cours de la phase. La succession des profils instantanés de vitesse montrent que la pulsation provoque des accroissements périodiques importants de la largeur du jet. Ces varicoses dont l'amplitude est presque égale au rayon du jet ont été confirmées par des visualisations [2]. La pulsation se propage, d'autre part, avec une célérité d'abord nettement supérieure à la vitesse moyenne du fluide ($\sim 1,6 \bar{u}_a$) puis inférieure à celle-ci ($\sim 0,7 \bar{u}_a$).

L'évolution de l'intensité turbulente au cours de la phase révèle l'existence d'une structure remarquable sous forme de bouffée. L'activité turbulente dans cette bouffée est très intense surtout dans les couches de mélange comme le montrent les figures 2 et 3. Les pics des intensités turbulentes sont trois à quatre fois plus importants que les niveaux moyens et sont très supérieurs aux valeurs de crête relatives de la fluctuation périodique. En un point donné, ce pic coïncide en phase avec le maximum de la vitesse périodique ou la crête de l'onde (Fig. 3). Il coïncide également avec le maximum du gradient de vitesse transversal périodique (Fig. 2) qui d'une manière approchée représente le tourbillon.

Les calculs de stabilité linéaire des jets permanents montrent par ailleurs que les perturbations à fréquence élevée sont d'autant plus instables que le gradient transversal de vitesse est plus fort. Bien qu'en toute rigueur ce calcul ne s'applique pas au jet pulsant, pour des fréquences élevées de la turbulence de la bouffée telles qu'elles apparaissent effectivement sur des oscillogrammes, le mouvement périodique apparaît comme quasi-permanent. Il semble donc que la bouffée coïncide avec l'instabilité maximum du mouvement périodique. Une explication plausible de son existence pourrait donc être une instabilité secondaire.

La méthode de mesure utilisée jusqu'à présent ne permet pas de déterminer l'évolution phasique du frottement turbulent avec une précision satisfaisante. Pour

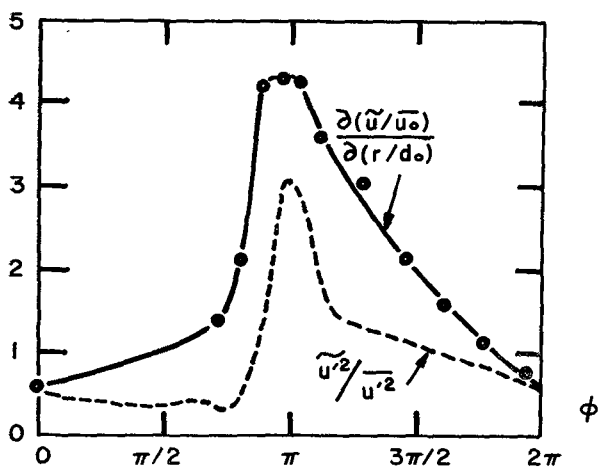


FIG. 2. — Moyennes périodiques de l'intensité turbulente et du gradient de vitesse radial dans un jet pulsant $S = 0,24$, $\alpha_0 = 0,19$, $x/d_0 = 3,7$, $r/d_0/2 = 1,15$.

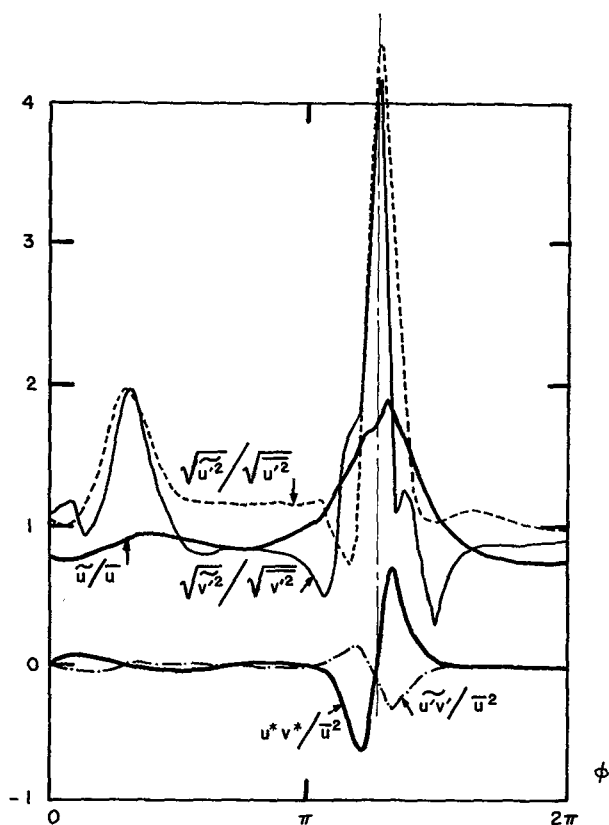


FIG. 3. — Moyennes périodiques de la vitesse, des intensités turbulentes longitudinale et transversale et des tensions de Reynolds dans un jet pulsant. $S = 0,16$, $\alpha_0 = 0,34$, $x/D_0 = 4$, $r/d_0/2 \approx -1,2$.

l'obtenir, il faut en effet passer par trois soustractions successives. Le tracé de $u'v'$ de la figure 3 n'a donc qu'une signification qualitative. Il semble néanmoins qu'il varie de manière encore plus considérable que \tilde{u}^2 et \tilde{v}^2 malgré l'apparence trompeuse de la figure car \tilde{u}^2 et \tilde{v}^2 est rapporté à la vitesse moyenne \bar{u}^2 , la valeur de $u'v'$ étant trop imprécise. Si $u'v'$ était rapportée à \tilde{u}^2 , il est certain que les deux pics de la courbe dépasseraient 10, car $|u'v'|_{\max} \sim 0,3 \bar{u}^2$ et comme $\tilde{u}^2 \sim 1,5 \times 10^{-2} \bar{u}^2$ d'où $|u'v'|_{\max} \sim 20 \tilde{u}^2$. Le frottement turbulent est donc très intense dans la bouffée alors qu'il est pratiquement nul en dehors. Ce qui est tout aussi remarquable est le changement de signe qui semble coïncider avec les maxima de \tilde{u}^2 et \tilde{v}^2 . On notera encore que le frottement du mouvement périodique u^*v^* est du signe opposé à $u'v'$.

3.2 JET BATTANT. — Un mouvement de battement forcé sur un jet bidimensionnel ne modifie pas seulement de manière profonde l'écoulement dans la zone de transition mais également le régime affine contrairement à ce qui se produit dans le jet pulsant. En effet, un jet battant caractérisé par $S = 0,06$ et $\Theta = 6,5^\circ$, a une expansion linéaire entre 20 et 100 d_0 en aval de la buse presque deux fois plus rapide que celle du jet permanent. L'intensité turbulente longitudinale atteint

un palier légèrement supérieur au niveau permanent à partir de $50 d_0$ (Fig. 4). Il semble donc que dans ce cas un nouvel équilibre d'autopréservation s'instaure.

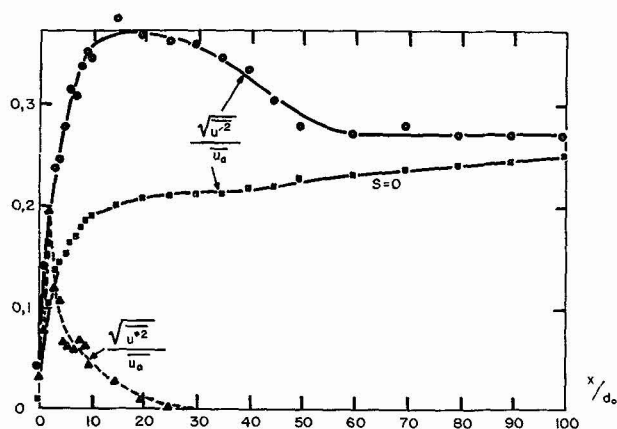


FIG. 4. — Variations des fluctuations périodique et turbulente sur l'axe d'un jet battant, $S = 0,062$, $\theta = 6,5^\circ$.

La fluctuation périodique est d'abord amplifiée et dégénère jusqu'à extinction complète vers $20 d_0$ (Fig. 4). On trouve que l'angle du mouvement sinuieux v/u est amplifié par un facteur de 4 vers $5 d_0$. L'intensité turbulente croît simultanément de manière très rapide. Comme dans le jet pulsant, l'excès d'intensité turbulente comparé au niveau du jet permanent se résorbe lorsque la fluctuation périodique a disparu.

Les visualisations révèlent une structure remarquable en tourbillons alternés qui prennent naissance dans la zone de transition (Fig. 5). Ce cliché montre clairement que l'entraînement est produit par ces grosses structures et ne résulte pas d'un grignotage dû à des petites échelles. Les prises de vues cinématographiques mon-

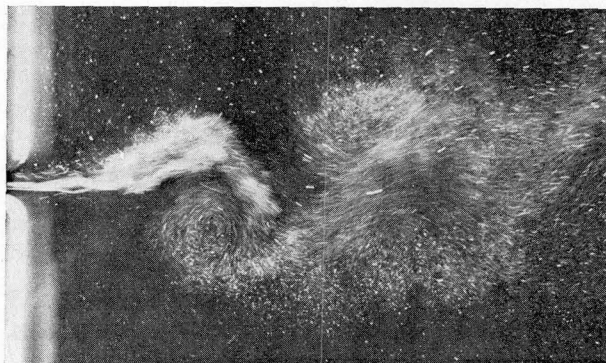


FIG. 5. — Visualisation d'un jet battant. $U_0 = 0,5$ m/s, $f = 1$ Hz, $S = 0,02$, $C_p = 1$. Temps de pose $1/60$ s.

trient que ces tourbillons gardent leur identité sur un parcours qui va bien au-delà de $20 d_0$, mais du fait de variations dans leur célérité et dans la trajectoire de leur noyau leur défilement produit des fluctuations de vitesse aléatoires en un point fixe. La présence de ces structures cohérentes à une distance de la buse où la fluctuation périodique est nulle n'est donc pas contradictoire avec les mesures, car dans celles-ci on sépare — de manière sans doute trop arbitraire — les fluctuations périodiques des fluctuations aléatoires. Pour tracker ces structures cohérentes plus loin en aval, il est nécessaire de faire des mesures par échantillonnage conditionnel au lieu d'un échantillonnage simplement périodique. La persistance de ces structures loin en aval peut d'ailleurs être une explication suffisante à l'expansion affine plus rapide des jets battants.

Remerciements. — Cette étude a bénéficié d'une aide financière de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais du Ministère de la Défense.

Bibliographie

- [1] FAVRE-MARINET, M., Thèse de Docteur-Ingénieur, Institut de Mécanique de Grenoble (1975).
- [2] CURTET, R. et GIRARD, J.-Ph., *Fluid Mechanics of Mixing*, Am. Soc. Mechanical Engineers (1973).