

Oscillateur fluide : application à la débitmétrie des écoulements monophasiques

J.E. Wesfreid*, B.J.A. Zielinska # *, A. Maurel # *, P. Ern*, G. Bouchet*

Gas Montrouge Engineering/Schlumberger Ind.

et

* PMMH, Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de Paris — ESPCI — (URA CNRS 857)
10 rue Vauquelin - 75231 Paris Cedex 05

1. Introduction

La technologie des compteurs à gaz à travers le monde est très ancienne. Elle a pris son essor à la fin du siècle dernier et a été perfectionnée par des générations d'ingénieurs.

Aujourd'hui les grandes compagnies de gaz s'intéressent à un nouveau concept de mesure, les compteurs statiques pour lesquels on peut adapter une sortie digitale. Ceux-ci ne contiennent pas de pièces mobiles et sont équipés d'un dispositif électronique capable de transmettre les mesures. Ce type de prototype présente ainsi, par rapport aux compteurs mécaniques classiques (type Gallus), l'avantage d'une plus grande stabilité dans le temps due à l'absence de pièces mobiles et la possibilité de télémesures.

Différentes techniques peuvent être utilisées pour les compteurs statiques. Elles sont regroupées dans deux catégories. La première utilise l'action d'un écoulement de fluide sur un champ extérieur. L'autre catégorie qui nous intéresse utilise les instabilités hydrodynamiques qui se développent dans les systèmes fluides. C'est le cas de l'instabilité du sillage derrière un obstacle (Bénard-Von Karmán) ou celui de l'instabilité d'un jet confiné. Dans l'instabilité de Bénard-Von Karmán, le fluide rencontrant un obstacle développe à l'aval de celui-ci des structures périodiques appelées vortex. La fréquence d'émission de ces vortex est caractéristique de la vitesse du fluide. Cette propriété peut être exploitée par le compteur débitmétrique puisque la mesure de la fréquence donne une mesure de la vitesse. Des études récentes concernant la dynamique des systèmes ouverts ont montré que l'instabilité du sillage est un phénomène dont l'organisation est globale et se

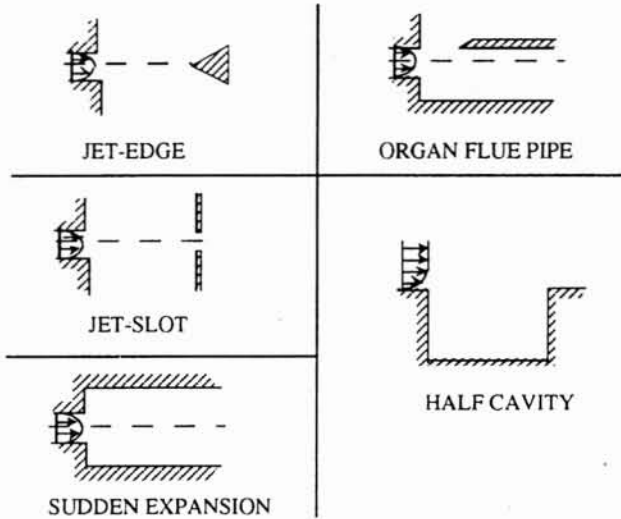
produit pour une très large gamme de vitesses. Malheureusement, le diamètre des tuyaux utilisés pour les conduites de gaz domestiques est de 20 millimètres et un oscillateur de Bénard-Von Karmán de cette taille engendre un signal trop faible. Pour cette raison, le centre d'études de Schlumberger a choisi de privilégier la deuxième instabilité : l'oscillation d'un jet confiné [1-3].

Un jet libre ne développe pas d'oscillations auto-entretenues. Il est *convectivement instable*, c'est-à-dire que toute perturbation est entraînée et amplifiée le long de l'écoulement [4]. Un retour de la perturbation à contre-courant est nécessaire pour organiser le système et provoquer l'apparition d'oscillations auto-entretenues. On peut provoquer ce retour en plaçant sur le chemin du jet des obstacles ou en confinant le jet dans une cavité, cette dernière pouvant elle-même contenir des obstacles. Un certain nombre d'oscillateurs à jet confiné ont été utilisés pour la débitmétrie dans des laboratoires de recherche industriels [5-6].

Il existe de nombreuses configurations (*fig. 1*) donnant lieu à ce phénomène d'autoscillation. ROCKWELL et NAUDASCHER ont proposé en 1979 une revue de ces diverses configurations où une couche de cisaillement rencontre un obstacle dans une cavité [7]. En effet, ce phénomène compte, outre la débitmétrie, de nombreuses applications pratiques depuis l'aérodynamique (tuyères transsoniques, composants d'avions, ...) jusqu'aux instruments de musique à vent (flûte, ...). Ces oscillations auto-entretenues forment un phénomène globalement organisé, caractérisé par les différents temps suivants : propagation et amplification vers l'aval, retour de la perturbation à contre-courant (« feedback »).

Fluidic oscillator : application to single-phase flows flowmetry

The authors have experimentally and numerically analysed self-sustained oscillations in a cavity confined stream. They have studied the dynamics of the oscillator which is at the origin of flowmeters fluidics prototypes. They determined how to choose the frequency when the fluid velocity of the flow configuration and the geometrical characteristics of the cavity are known. They also analysed the linear and the nonlinear stability.



1. Configurations typiques susceptibles de produire des oscillations auto-entretenues.

Cependant, le phénomène physique à la base de l'instabilité et la nature du retour ne sont pas bien interprétés. C'est pourquoi le centre de recherche de Schlumberger a développé une collaboration avec l'Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de Paris (ESPCI) et le CNRS. Les centres de recherche industriels sont en général obligés d'intégrer des contraintes commerciales qui impliquent l'utilisation de méthodes d'optimisation. Un exemple de ces contraintes commerciales est ce qu'on appelle la linéarité d'un débitmètre. Une bonne linéarité est obtenue lorsque le nombre de Strouhal, défini comme le rapport de la fréquence f à la vitesse U (adimensionnalisé par une longueur caractéristique d telle que $St = fd/U$) est maintenu constant avec un écart toléré de $\pm 1,5\%$ dans toute la gamme des valeurs de vitesses (cette gamme inclut la transition du régime laminaire au régime turbulent). Les méthodes d'optimisation permettent d'atteindre une bonne linéarité mais par la suite et pour l'améliorer encore, il faut

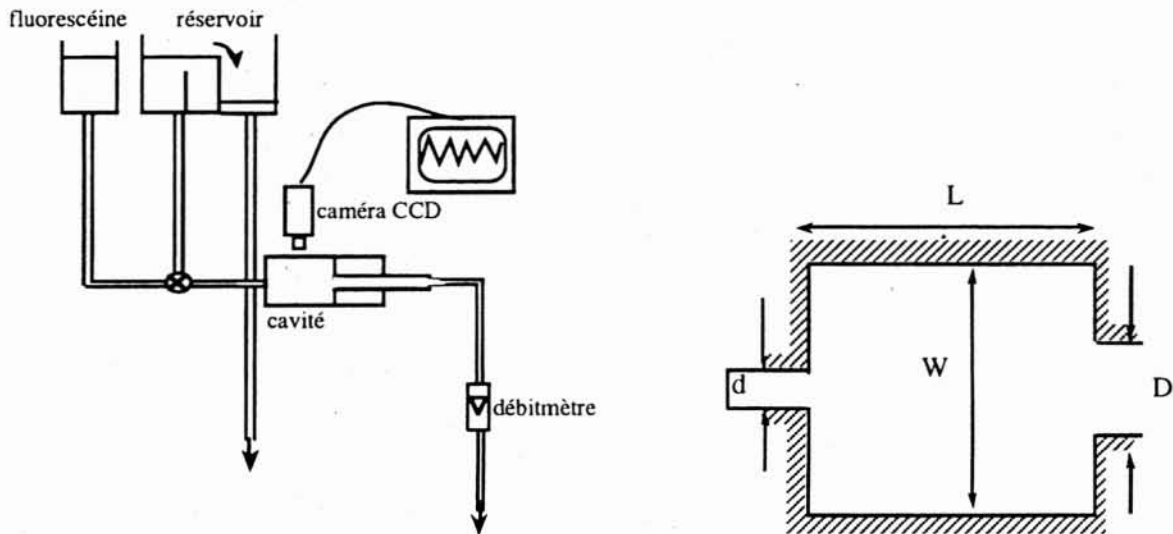
approfondir la compréhension des phénomènes physiques de base en intégrant les résultats de la recherche fondamentale.

Dans l'intention de mieux comprendre l'interaction entre la vitesse et la fréquence, nous avons commencé nos investigations par l'étude du jet confiné dans une cavité rectangulaire. Des simulations numériques et des expériences ont montré l'existence d'oscillations auto-entretenues [8-10]. Suivant la gamme de vitesses, différents modes, caractérisés par des longueurs d'onde différentes et des lois de vitesse variant d'un mode à l'autre, ont été observés dans ce système. Cette multiplicité des modes est incompatible avec le principe du débitmètre qui doit permettre d'associer à chaque fréquence une vitesse suivant une loi unique. Pour comprendre comment empêcher le développement de plusieurs modes dans un oscillateur utilisable en débitmétrie, nous envisageons d'étudier le rôle des recirculations de fluide en modifiant la géométrie du confinement. Par ailleurs, nous cherchons à déterminer si le retour se fait par le champ de vitesse ou par le champ de pression.

2. Résultats expérimentaux

2.1. Dispositif expérimental

Nous avons monté une configuration permettant d'étudier, à basse vitesse, les oscillations d'un jet bidimensionnel dans une cavité de longueur variable. Le montage hydrodynamique est équipé pour les visualisations par Fluorescence Induite par Laser (FIL). Un schéma de celui-ci ainsi que de celui de la cavité sont présentés en figure 2. L'écoulement est produit par gravité à partir d'un réservoir à niveau constant par un système de trop-pleins jusqu'à la chambre horizontale où sont étudiées les oscillations. Le réservoir a une capacité de 102 litres et maintient une pression constante par un niveau d'eau fixe à 160 cm au-dessus de la cavité. Il est composé de deux déversoirs : le premier a un rôle de tranquillisateur, le deuxième assure



2. Schéma du dispositif expérimental et de la chambre d'observation.

le niveau constant. Le système fonctionne en circuit ouvert. Le débit est réglé en aval par deux débitmètres à flotteur avec vanne de réglage à pointeau, placés en parallèle. Ils sont placés en sortie afin d'éviter de perturber l'écoulement en amont (tourbillons engendrés par la rotation du flotteur). Leur précision est de $\pm 1\%$ pleine échelle.

L'eau est ensuite directement acheminée vers la cavité par un tuyau souple de diamètre 1,6 cm. Un matériau poreux a été placé dans celui-ci à une vingtaine de centimètres en amont de l'entrée afin de casser les grosses structures perturbatrices (type rouleaux de Dean) engendrées dans les courbes, et régulariser ainsi l'écoulement.

La chambre d'observation est une boîte parallélépipédique de longueur 100 cm dont la cavité interne présente une largeur de 10 cm, une hauteur de 2,6 cm et une longueur variable jusqu'à 85 cm. Le convergent est constitué d'un canal de 2,2 cm de long et 2,1 cm de large puis de deux quarts de cercle de rayon 0,8 cm. Ce convergent est celui qui est utilisé pour le prototype industriel. Le jet pénètre par une fente de largeur 0,4 cm donnant lieu à un rapport d'expansion de 25.

La sortie se fait par un canal de largeur 2 cm c'est-à-dire par une contraction abrupte avec un rapport 1/5 et d'une longueur de 5 cm, avant de se transformer en section circulaire. Cette sortie est fixée à un piston amovible manuellement. On rejoint ensuite les débitmètres avec un tuyau souple de diamètre 1,2 cm.

2.2. Technique de visualisation

La mise en évidence de l'oscillation est réalisée en utilisant le contraste eau-fluorescéine, cette dernière étant excitée par une nappe horizontale laser d'Argon de longueur d'onde 480 nm qui détermine le plan d'observation. La fluorescéine est introduite de façon globale dans tout le volume. Ce sont les oscillations d'un jet d'eau pure dans le bain de fluorescéine qui sont étudiées. La durée de vie d'un tel bain est d'une vingtaine de minutes. La solution aqueuse de fluorescéine utilisée est prise à une concentration inférieure à 0,1 g/l et ne présente donc pas de différence de densité significative par rapport à l'eau. La fluorescéine réémet une lumière verte (514 nm).

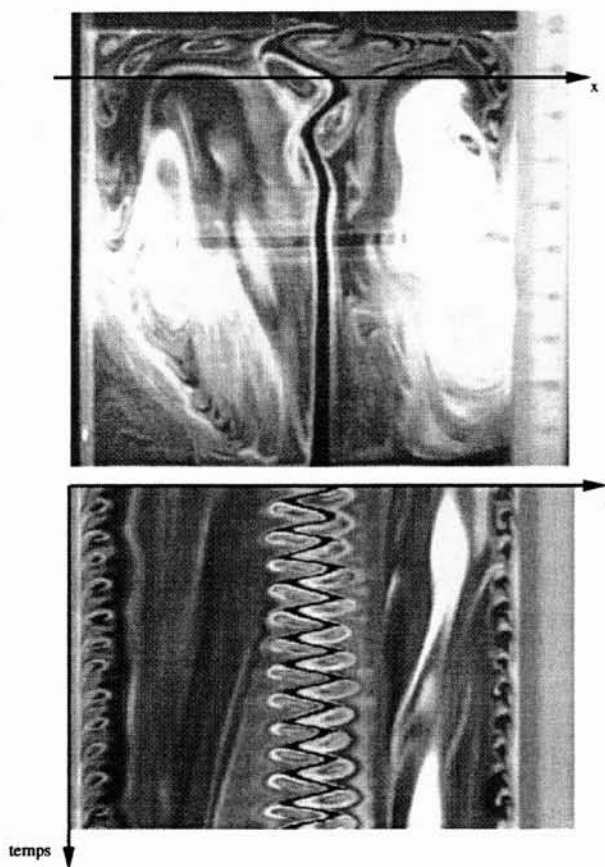
La nappe plane laser est obtenue en faisant passer le faisceau laser à travers une lentille cylindrique de diamètre semblable. Une étude par nappe laser verticale permet de confirmer l'hypothèse de bidimensionnalité du jet, du moins sur une partie centrée où se fait l'observation de l'oscillation avec la nappe horizontale.

2.3. Résultats

L'observation et l'enregistrement de l'oscillation sont réalisés par caméra CCD puis traités par ordinateur. On peut ainsi réaliser une représentation spatio-temporelle en effectuant l'acquisition temporelle d'une ligne de l'image digitalisée. La figure 3 montre une image digitalisée de l'oscillation et la représentation spatio-temporelle de la ligne choisie.

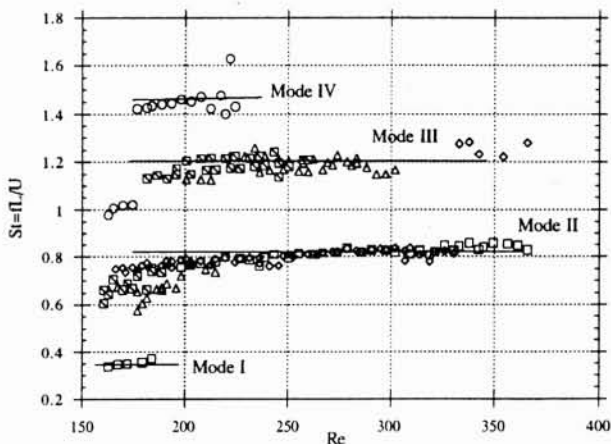
2.4. Fréquence

Pour plusieurs longueurs de boîte, nous avons déterminé le nombre de Reynolds critique de déclenchement de l'ins-

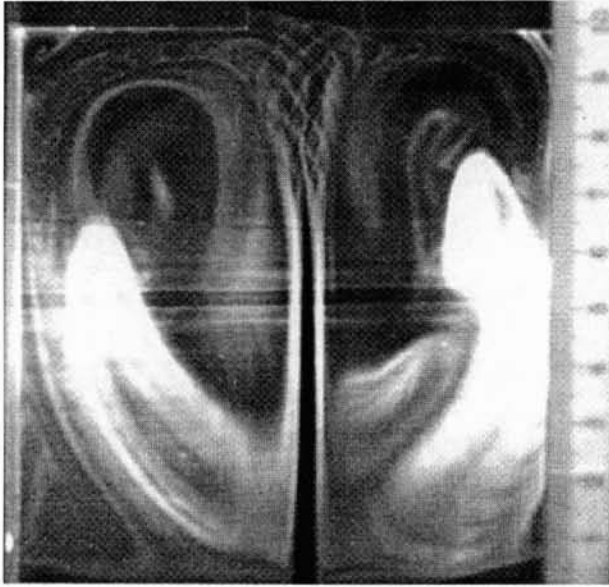


3. Visualisation de l'oscillation à 20 l/h et spatio-temporel associé à 8,5 cm de l'entrée.

tabilité Re_c puis la fréquence d'oscillation en augmentant le débit par incréments de 0,5 l/h. La gamme de Reynolds parcourue est de 175 à 315. Les résultats $St = St(Re)$ sont présentés sur la figure 4 pour les longueurs de boîte $L = 10, 8, 7, 6, 5$ et 4 cm. On observe que la fréquence croît avec le nombre de Reynolds. Le nombre de Strouhal permet de caractériser les modes d'oscillations (voir section 2.6).



4. Nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds pour différentes longueurs de boîte.



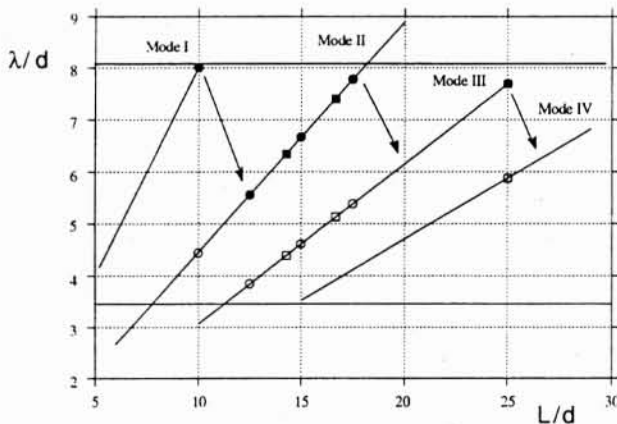
5. Moyenne sur le temps de différentes positions du jet.

2.5. Amplitude

La détermination de l'amplitude de l'oscillation par exploitation des enregistrements spatio-temporels nécessite une mise en œuvre plus systématique à cause de la diffusion de la fluorescéine. De la même façon, une bonne résolution spatiale est difficile à obtenir pour les faibles amplitudes, en particulier proche du seuil. Une superposition d'images de l'oscillation sur une période (fig. 5) suggère une croissance exponentielle de l'amplitude dans le sens de l'écoulement [13].

2.6. Longueur d'onde

A chaque fréquence observée, correspond une longueur d'onde λ . Une étude plus complète de la longueur d'onde a été faite [13] en réalisant une représentation spatio-temporelle le long du jet. On peut mesurer la longueur



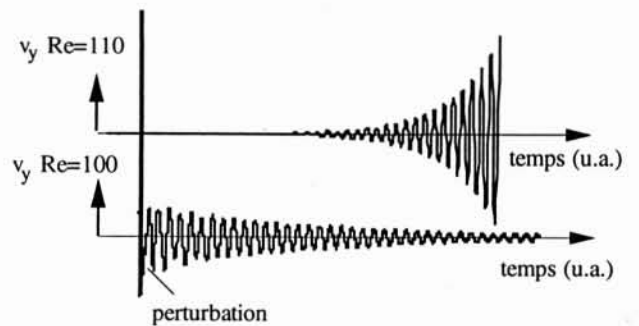
6. Sélection des modes observables en fonction des caractéristiques géométriques de la cavité.

d'onde. On observe que $\lambda = L/(n + \epsilon)$, où n est le mode de quantification de cavité (« stage » en anglais) et où ϵ , proche de 1/4, joue le rôle de correction de bout. De plus, la sélection de la longueur d'onde vérifie les limites signalées sur la figure 6.

3. Résultats numériques

Les simulations numériques ont été effectuées avec le code de calcul NEKTON [11], fondé sur une méthode d'éléments finis spectraux. L'exploitation des fichiers numériques donnant les variations temporelles des composantes longitudinale et transversale de la vitesse en différents points de la chambre a montré que la réponse linéaire au seuil met en jeu un mode instable qui a été caractérisé et que l'amplitude répond à une équation de la forme $\partial A/\partial t = \sigma A$, où σ est une fonction linéaire du nombre de Reynolds. La valeur de σ est commune pour tous les points de la chambre. Sur l'axe, les deux harmoniques $\omega \pm \omega$ du fondamental sont observées. Le développement de ces harmoniques correspond à l'apparition des non-linéarités.

La figure 7 montre les développements de la vitesse pour des nombres de Reynolds de 100 et de 110. Lorsque le système trouve une solution stationnaire dans le cas stable ou quasi stationnaire dans le cas instable, on peut introduire une perturbation sous la forme d'une vitesse transverse faible devant la vitesse du jet (typiquement 1/100). On observe alors la réponse du système.



7. Développement temporel de la perturbation à $Re = 100$ et à $Re = 120$.

3.1. Analyse linéaire

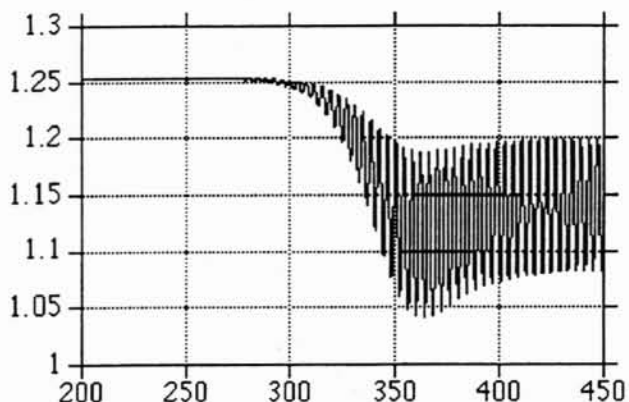
Une courbe donnant les variations temporelles de la vitesse en un point de la chambre est donnée sur la figure 8a. L'exploitation de ces courbes a été effectuée en soustrayant au signal la valeur moyenne u_M . La courbe ainsi obtenue est représentée sur la figure 8b. La figure 8c permet de définir clairement le taux de croissance linéaire correspondant à la croissance exponentielle de l'instabilité. Les résultats à différents nombres de Reynolds ont permis de déterminer le seuil d'instabilité à $Re = 105$ (basé sur la largeur d'entrée du jet) (fig. 9a et 9b).

Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 150, le système sélectionne une seule longueur d'onde correspon-

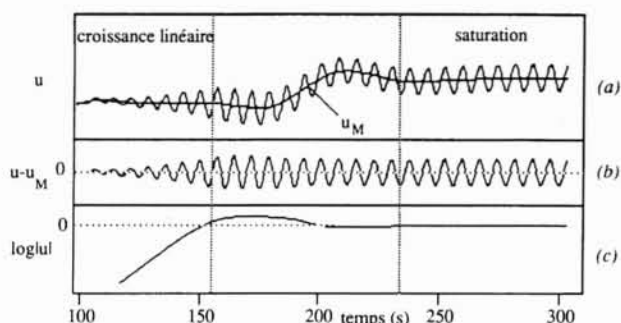
tant au mode II d'oscillation (2 longueurs d'onde dans la boîte). D'après les résultats expérimentaux, on s'attend pour de plus grands nombres de Reynolds à des sauts de mode.

4. Eléments de l'analyse non linéaire

Les résultats de la *figure 9* sont obtenus pour des points situés hors de l'axe. La *figure 10* montre l'évolution de la vitesse longitudinale en un point de l'axe. La fréquence d'oscillation est double et est accompagnée d'une variation temporelle de la valeur de l'écoulement moyen. Ce phénomène est également observé dans les allées de Bénard-Von Karmán [12]. La première harmonique (fréquence double) est classiquement expliquée par le développement des non-linéarités (terme quadratique). L'évolution temporelle de la valeur moyenne de l'écoulement est interprétée comme une modification de l'écoulement moyen du régime linéaire à la saturation [12], mais peut être également expliquée de la manière suivante : si le terme quadratique fait apparaître une fréquence double, il fait également apparaître une fréquence nulle ($\omega \pm \omega$). Cette remarque est illustrée sur la *figure 11* ; les enveloppes du mode fondamental et des deux harmoniques $\omega \pm \omega$ y sont représentées.

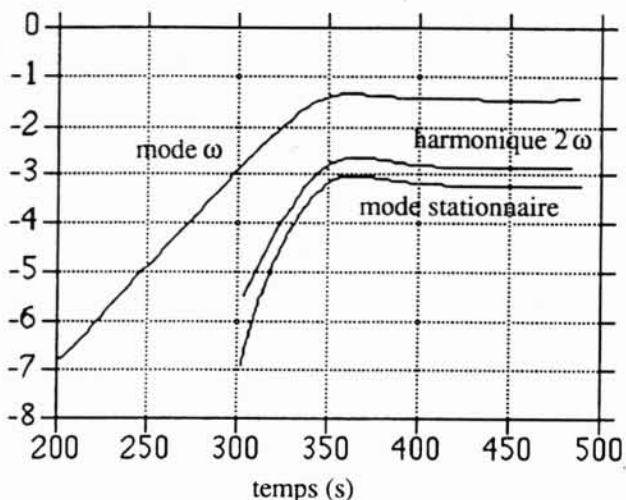


10. Evolution temporelle de la vitesse longitudinale en un point de l'axe ; $Re = 115$.

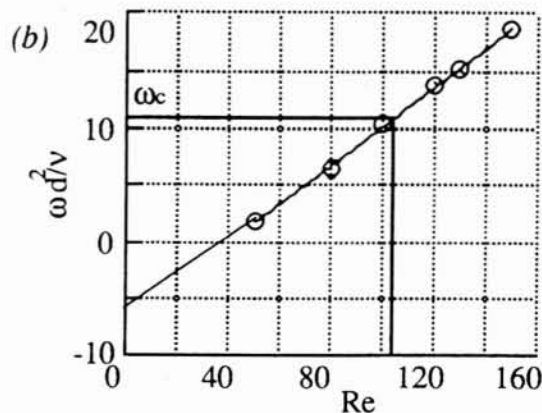
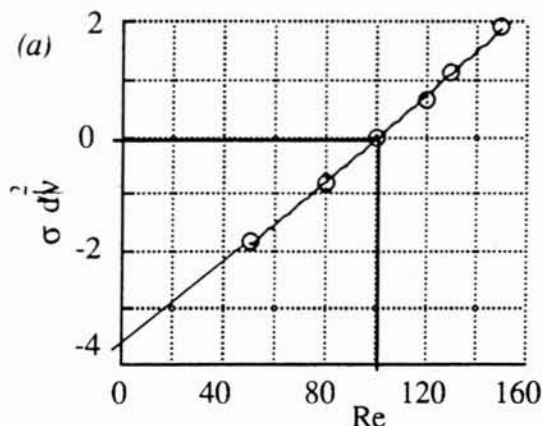


8. Développement temporel de la perturbation à $Re = 120$.

- (a) Vitesse horizontale à $x = 3$ cm, $y = 1$ cm ;
- (b) Amplitude de la perturbation ;
- (c) Enveloppe de la perturbation.



11. Evolution temporelle des enveloppes pour le mode fondamental et les deux harmoniques en représentation logarithmique ; $Re = 120$.



9. Variation de la valeur propre en fonction du nombre de Reynolds :

- (a) Le taux de croissance ;
- (b) La pulsation.

Il apparaît que le taux de croissance du mode de fréquence double et du mode de fréquence nul sont doubles de celui du fondamental, ce qui confirme que la modification de l'écoulement moyen correspond au développement d'un mode stationnaire.

Il semble donc que la dynamique du système fasse intervenir un mode déstabilisé en régime linéaire (appelé mode dangereux) et ses deux harmoniques [14]. Pour décrire complètement la dynamique, il faudra tenir compte du développement de ces trois modes et de leurs éventuelles interactions.

5. Conclusion

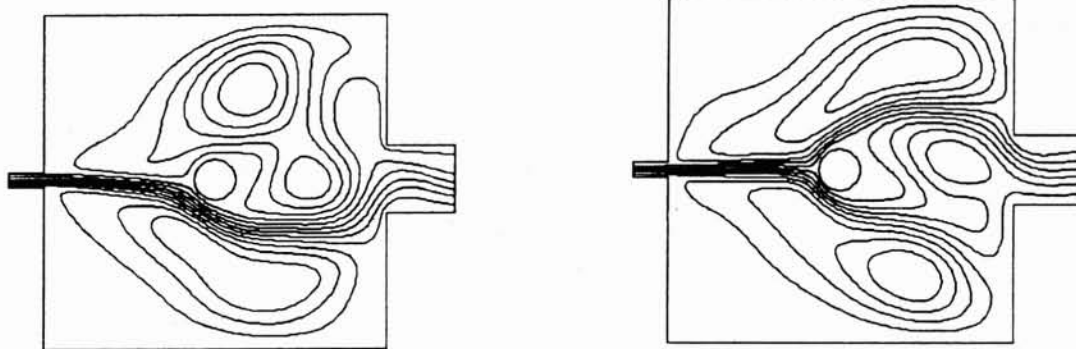
Nous présentons ici une étude expérimentale et numérique des auto-oscillations d'un jet confiné. Cet oscillateur hydrodynamique est à la base des prototypes industriels de débitmètres statiques.

Dans le cas plus général, la cavité contient un obstacle et on retrouve des oscillations auto-entretenues (fig. 12) avec une plage de nombre de Strouhal constant beaucoup plus large et un nombre de modes réduits.

Références

[1] B. HUANG, Ph. HOCQUET et P. LIGNEUL. — « *The switch fluidic oscillator for gas metering* ». International Gas Research Conference, ORLANDO, Florida USA, Novembre 1992.
 [2] B. HUANG. — « *The switch fluidic oscillator for flow metering* » 6th International Conference on flow measurement Flomeko'93, Seoul, KOREA, octobre 1993.
 [3] B. HUANG et Ph. HOCQUET. — « *Oscillateur fluidique et débitmètre comportant un tel oscillateur* ». Brevet déposé à l'INPI, le 29 avril 1992, sous No. : 92/05301.

[4] P. HUERRE et P. MONKEWITZ. — « *Local and global instabilities in spatially developing flows* ». Ann. Rev. Fluid Mech., **22**, 473 (1990).
 [5] R.F. BOUCHER et C. MAZHAROGLU. — « *Low Reynolds number fluidic flowmetering* ». J. Phys. E. Sci. Instrum., **21**, 977 (1988).
 [6] T. SHAKOUCHI. — « *A new fluidic oscillator, flowmeter, without control port and feedback loop* ». J. Dyn. Syst., Meas., Cont. - Trans. A.S.M.E., **111**, 535 (1989).
 [7] D. ROCKWELL et E. NAUDASCHER. — « *Self-sustained oscillations of impinging free shear layers* ». Ann. Rev. Fluid Mech., **11**, 67 (1979).
 [8] A. MAUREL, P. ERN et S. ZIKIKOUT. — « *Flow visualization of a confined jet* ». J. Appl. Trans. A.S.M.E., **172**, 261 (1993).
 [9] A. MAUREL, P. ERN, B. ZIELINSKA et J.E. WESFREID. — « *Experimental study of self-sustained oscillations in a confined jet* » soumis au J. Fluid Mech. (1994).
 [10] A. MAUREL, B. KING, B. ZIELINSKA et J.E. WESFREID. — « *Instabilité d'un jet confiné* ». Proceeding du 11^e Congrès français de Mécanique, vol. 2, 325, Lille-Villeneuve d'Ascq (1993).
 [11] M.E. RONQUIST. — « *Spectral Element Method for the Unsteady Navier-Stokes Equations* ». VKI Lecture Series, Computational Fluid Dynamics, Brussels, (18-22 fév. 1991).
 [12] K. HANNEMANN et H.Jr. OERTEL. — « *Numerical simulation of the absolutely and convectively unstable wake* ». J. Fluid Mech., **199**, 55 (1989).
 [13] A. MAUREL. — « *Instabilité d'un jet confiné* ». Thèse de l'Université Paris VI (1994).
 [14] V. PAGNEUX et A. MAUREL. — « *Etude numérique d'instabilités en écoulements ouverts confinés* » à paraître en sept. 94 aux Comptes Rendus de l'Académie des Sciences.



12. Simulation par le code Nekton d'un jet rencontrant un obstacle.