



Aeroelastic instability in a jet–plate interaction

Maxime Antoine, Pascal Hémon*, Emmanuel de Langre

Département de mécanique, LadHyX, École polytechnique – CNRS, 91128 Palaiseau cedex, France

Received 31 May 2007; accepted 26 July 2007

Available online 29 August 2007

Presented by Évariste Sanchez-Palencia

Abstract

A flexible sheet subject to a normal impinging air jet can oscillate. We present a simple experiment that shows that added damping generated by the jet is responsible for this aeroelastic instability. The cases of planar jet and circular jet are studied. A model is presented to describe this instability and the results agree well with the experimental observations. The nozzle geometry is found to be a dominant parameter that drives the critical distance between the jet and the sheet, under which the instability develops. **To cite this article:** *M. Antoine et al., C. R. Mécanique 335 (2007).*

© 2007 Académie des sciences. Published by Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

Résumé

Instabilité aéroélastique dans une interaction jet–plaque. Dans certaines conditions une plaque flexible soumise un jet d’air perpendiculaire se met à osciller. On présente une expérience simple qui montre que l’amortissement ajouté par le jet est responsable de cette instabilité aéroélastique. Les cas du jet plan et du jet axisymétrique sont étudiés. Un modèle permettant de décrire cette instabilité est proposé. Les résultats s’avèrent cohérents avec les observations expérimentales. La géométrie de la buse est un paramètre dominant pour la distance critique entre le jet et la plaque, en dessous de laquelle l’instabilité se développe. **Pour citer cet article :** *M. Antoine et al., C. R. Mécanique 335 (2007).*

© 2007 Académie des sciences. Published by Elsevier Masson SAS. All rights reserved.

Keywords: Instability; Fluid–structure interactions; Jet; Stability; Aeroelasticity

Mots-clés : Instabilité ; Interactions fluide–structure ; Jet ; Stabilité ; Aéroélasticité

Version française abrégée

On s’intéresse au cas d’une plaque flexible soumise à l’impact d’un jet perpendiculaire et qui dans certains cas se met à osciller dans l’axe du jet. Ce type de vibration basse fréquence apparaît dans certains processus industriels [1] où la grande dimension de la plaque la rend très flexible. Dans cet article on se restreint au cas d’une plaque rigide montée de manière flexible, tel que présenté Fig. 1. La buse formant le jet est placée à une distance moyenne H de la plaque qui peut osciller selon la direction z . L’expérience correspondante est conçue afin d’étudier le jet circulaire

* Corresponding author.

E-mail address: pascal.hemon@ladhyx.polytechnique.fr (P. Hémon).

ou plan, cf. Fig. 2. Le mouvement de la plaque est mesuré à l'aide de capteurs de déplacement à laser et numérisé pour traitement ultérieur. Le système mécanique est conçu de manière à minimiser l'amortissement structural afin de ne pas perturber les mesures de l'amortissement ajouté η_a . L'observation du mouvement de la plaque nous conduit à mesurer ce dernier en fonction de la distance moyenne buse–plaque. Les résultats sont présentés Figs. 3 et 4 pour les jets circulaire et plan respectivement. La distance critique en dessous de laquelle l'instabilité se développe est également reportée. Dans les deux cas, la chute brutale de l'amortissement ajouté coïncide avec le début de la zone d'instabilité.

Nous proposons ensuite un modèle afin de prédire ce comportement. L'équation du mouvement de la plaque (1) fait apparaître sa masse m , l'amortissement structural c , la raideur k due aux ressorts et la force d'impact du jet $F(z, \dot{z}, \ddot{z})$ qui dépend du mouvement z . Elle est estimée à l'aide du modèle de Porcher et de Langre [2,3] qui repose sur les variations de pression engendrées par le mouvement de la plaque. On suppose que les variables s'écrivent comme la somme d'une partie permanente et d'une partie fluctuante (2). On définit un volume dont l'entrée est notée A, la sortie B et borné latéralement par la plaque en mouvement et en vis-à-vis par la paroi de la buse, Fig. 5. On admet que les fluctuations de vitesse en A sont nulles et que la relation de Bernoulli reste valable en présence du mouvement de la plaque. En supposant un écoulement incompressible et en négligeant la viscosité, on applique les équations d'Euler à la décomposition (2), pour obtenir les équations de conservations (3) à l'ordre 0 et 1. Cet ensemble de relations permet de calculer la pression p , Éq. (4) dont l'intégration sur la variable x fournit l'effort (5) appliqué à la plaque en mouvement. Il apparaît un terme d'amortissement ajouté négatif η_a responsable de l'instabilité observée expérimentalement. Les cas du jet circulaire et plan conduisent aux expressions théoriques (6) qui sont confrontées aux résultats expérimentaux, Figs. 3 et 4. Dans les deux cas, la prédiction de l'amortissement ajouté concorde avec les mesures. L'intérêt du modèle réside dans l'absence de coefficients empiriques, tout en tenant compte de la géométrie de la buse.

1. Introduction

We deal with the problem of a flexible sheet which can oscillate when it is subject to a normal impinging air jet. This configuration arises in several industrial processes of metal sheet production where series of perpendicular jets are used as cooling or dryer devices over long rectangular thin sheet [1]. In this Note we deal with a simplified configuration where the sheet is replaced by a rigid plate and the flexibility is provided by springs, as shown Fig. 1. The plate motion is restricted to a translational motion parallel to the jet axis which is set at the distance H from the plate surface. The plate can oscillate along the z axis. The objective of this Note is to propose a validated modelling of the fluid-structure interaction mechanism observed in the experiment.

2. Experimental observations

In the experiment, two different jet nozzles, circular or rectangular, blow an airstream on a rigid plate which is mounted flexibly with linear springs, as sketched in Figs. 1 and 2. For the rectangular nozzle, the span-wise dimension L is much larger than the jet thickness d so that the jet flow is assumed to be planar. The distance H can be varied accurately using a micrometric displacement rail. The plate motion is recorded with laser displacement sensors and

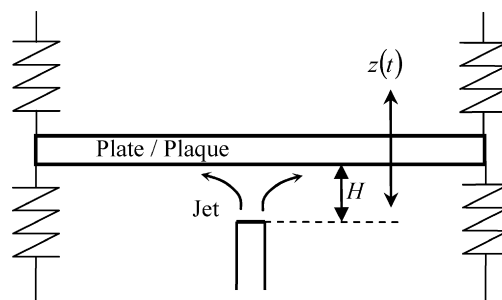


Fig. 1. Jet–plate system.

Fig. 1. Système jet–plaque.

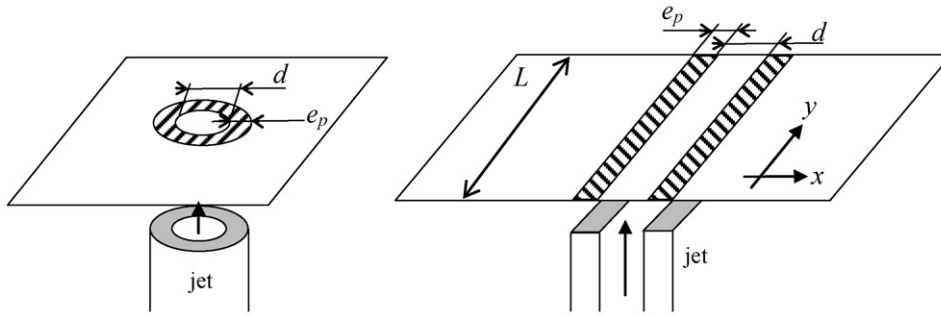


Fig. 2. Geometric parameters for the circular (left) and the plane jets (right).

Fig. 2. Paramètres géométriques des jets circulaire (à gauche) et plan (à droite).

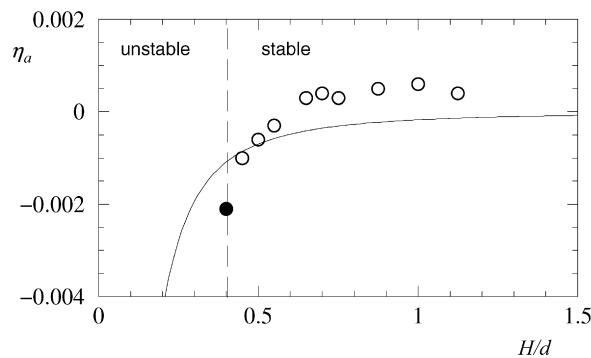


Fig. 3. Comparison of measurements (○ stable, ● unstable) and predictions (—), Eq. (6a) of the added damping for the circular jet.

Fig. 3. Comparaison mesures (○ stable, ● instable) / prédictions (—), Éq. (6a) de l'amortissement ajouté pour le jet circulaire.

standard signal analysis is performed to extract the added damping of the plate under the action of the jet. The experimental setup design leads to a very low structural damping in the absence of flow so that it does not perturb the damping measurements.

Below a critical distance the plate undergoes self-sustained oscillations. Observations of the plate motion, especially the growth rate in the unstable case, leads to explore the added damping generated by the jet. The experimental results are presented in Figs. 3 and 4 for the circular and plane jet respectively. Filled circles are measured during amplitude growing of the plate motion, in the unstable region. These measurements show that this aeroelastic instability arises by decreasing damping, the critical distance being consistent with the sudden decrease of the damping. We present now a modelling for this behaviour.

3. Modelling equations

The equation of motion for the plate is given in Eq. (1) where m is the mass, c the structural damping, k the stiffness provided by the springs and F the impact force of the jet which is assumed to depend on the plate motion through its position z , its velocity \dot{z} and its acceleration \ddot{z} ,

$$m\ddot{z} + c\dot{z} + kz = F(z, \dot{z}, \ddot{z}) \tag{1}$$

When the distance H is small, this force results from the leakage flow confined between the jet nozzle and the plate [2,3]. In order to estimate it we use the model of Porcher and de Langre [2,3] that deals with the pressure variations generated by the plate motion. The linearized model assumes that the pressure P and the flow velocity U are decomposed in a mean component and a fluctuating component, so that

$$P(x, t) = \bar{P} + p(x, t); \quad U(x, t) = \bar{U} + u(x, t) \tag{2}$$

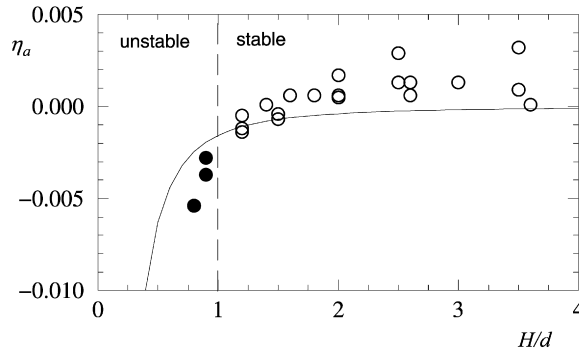


Fig. 4. Comparison of measurements (○ stable, ● unstable) and predictions (—) Eq. (6b) of the added damping for the plane jet.

Fig. 4. Comparaison mesures (○ stable, ● instable) / prédictions (—), Éq. (6b) de l’amortissement ajouté pour le jet plan.

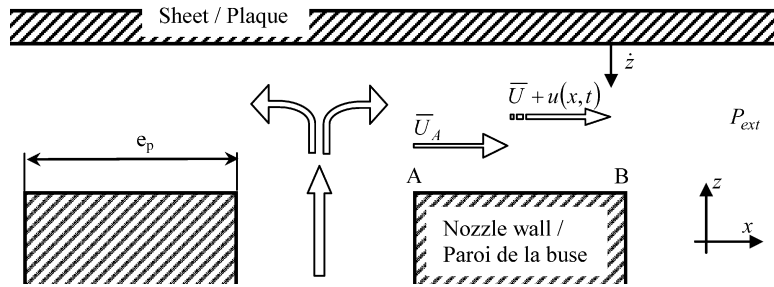


Fig. 5. Detailed sketch of the space between nozzle and sheet.

Fig. 5. Schéma de détail de l’espace entre la buse et la plaque.

A volume is defined between the jet nozzle and the plate, as shown in Fig. 5, where the inlet denotes A and the outlet B. The pressure is P_{ext} outside. At the inlet A we assume that there is no velocity fluctuation and that the Bernoulli equation for pressure recovery at the outlet B remains valid when the plate oscillates. Assuming incompressible flow and neglecting viscosity, we apply the decomposition (2) to the Euler equations which leads to the conservation equations (3) at order 0 and 1, with the corresponding boundary conditions. Space and time derivatives are denoted by primes and dots respectively.

$$\begin{aligned}
 \text{Order 0: } & \bar{U}' = 0; \quad \bar{P}' = 0; \quad \text{with } U_A = \bar{U}_A; \quad P_{ext} = P_B + \frac{1}{2} \rho U_B^2 \\
 \text{Order 1: } & H u' - \dot{z} = 0; \quad p' + \rho \dot{u} + \rho \bar{U} u' = 0; \quad \text{with } u_A = 0; \quad p_B + \rho u_B \bar{U}_B = 0
 \end{aligned} \tag{3}$$

This set of equations allows to derive the pressure p along the coordinate x , Eq. (4). It can be integrated on the jet nozzle wall (AB) to give the force acting on the oscillating plate (5).

$$u(x, t) = \frac{x}{H} \dot{z}; \quad p(x, t) = -\rho U_A \frac{x}{H} \dot{z} - \frac{\rho}{2H} (x^2 - e_p^2) \ddot{z} \tag{4}$$

$$F(\dot{z}, \ddot{z}) = \int_A^B p(x, t) dx = -\eta_a \dot{z} - m_a \ddot{z} \tag{5}$$

This force, which is induced by the plate motion, includes an added mass term m_a due to confinement [4] and an added damping term η_a that is responsible of the plate instability when it becomes negative.

4. Results and validation

The added damping η_a is now calculated for the different jet geometries. The resulting expressions are given in (6) for circular and plane jets respectively.

$$\eta_a^{\text{circ}} = -\frac{\pi\rho U_A((d/2 + e_p)^3 - (d/2)^3)}{3H\sqrt{km}}; \quad \eta_a^{\text{plan}} = -\frac{\rho U_A L e_p^2}{2H\sqrt{km}} \quad (6)$$

The comparisons between predictions and measurements of the added damping are presented, Figs. 3 and 4, for the circular and plane jets, respectively, with the distance H as a parameter. Agreement between predictions and measurements is good, considering the simplicity of the model. Moreover, although the nozzle geometry is taken into account, this model does not require any empirical parameters to be set, which is of great interest in practical applications.

Improvement of the model can be performed by adding the added damping induced by the velocity gradient in the direction of the jet [5]. However, this is expected to not modify the critical distance under which plate motion is unstable.

References

- [1] M. Renard, J.B. Gouriet, P. Planquart, J. van Beeck, J.M. Buchlin, Rapid cooling in continuous annealing and galvanizing lines, *La revue de métallurgie* (juillet–août 2003) 751–756.
- [2] G. Porcher, E. de Langre, A friction-based model for fluidelastic forces induced by axial flow, in: 4th International Symposium on Fluid–Structure Interaction, Aeroelasticity, Flow-Induced Vibration and Noise, vol. II, ASME, 1997, pp. 67–74.
- [3] M.P. Païdoussis, *Fluid–Structure Interactions, Slender Structures and Axial Flow*, vol. 2, Elsevier, Amsterdam, 2004, p. 1264.
- [4] E. de Langre, *Fluides et solides*, Editions de l’Ecole Polytechnique, 2002, p. 40.
- [5] P. Hémon, *Vibrations des structures couplées avec le vent*, Editions de l’Ecole Polytechnique, 2006, p. 63.