C. R. Acad. Sci. Paris, t. 327, Série II *b*, p. 77–83, 1999 Mécanique des fluides/*Fluid mechanics*

Mise en résonance acoustique d'une cavité par l'instabilité naturelle d'un écoulement généré par injection pariétale

François VUILLOT^a, Grégoire CASALIS^b, Gérard AVALON^a, Nicolas LUPOGLAZOFF^a

^a Onera, BP 72, 92322 Châtillon cedex, France E-mail : vuillotf@onera.fr

^b Onera Cert. BP 4025, 31055 Toulouse cedex, France

(Recu le 23 janvier 1998, accepté après révision le 17 septembre 1998)

Résumé. L'analyse de la stabilité linéaire des écoulements générés par injection pariétale (écoulements de Taylor) a permis de réunir les conditions permettant la mise en résonance acoustique d'une cavité de forme parallélépipédique simple. Ce résultat établit la réalité d'un mécanisme puissant d'instabilité pour les moteurs à propergol solide. Ce mécanisme, initialement découvert par simulations numériques directes, permet d'expliquer des comportements instables observés au banc d'essai de moteurs à propergol solide. L'approche retenue allie la comparaison fine de mesures expérimentales avec la théorie de l'analyse linéaire dans les cas sans résonance, puis avec les solutions numériques complètes lorsque la résonance est établie. © Académie des sciences/Elsevier, Paris

écoulements internes / instabilités hydrodynamiques / résonance acoustique / simulation numérique / moteurs à propergol solide / instabilité de combustion / détachement tourbillonnaire

Acoustic resonance of a cavity due to the natural instability of a flow generated by side injection

Abstract. The linear stability analysis of internal flows generated by side injection (Taylor flows) was used to reach the conditions for an acoustic resonance in a simple rectangular cavity. This result establishes a powerful mechanism for destabilising solid propellant motors. This mechanism, which was first discovered through full numerical simulations, can elucidate some of the unstable behaviour of solid propellant motors. The approach followed makes use of fine experimental measurements compared with the linear theory in cases without resonance and with the full numerical results when resonance is established. © Académie des sciences/Elsevier, Paris

internal flows / hydrodynamic instability / acoustic resonance / computational fluid dynamics / solid propellant motors / combustion instability / vortex-shedding i Alini Alini

Note présentée par Georges DUVAUT.

^{1287-4620/99/032700077 ©} Académie des sciences/Elsevier, Paris

F. Vuillot et al.

Abridged English Version

1. Presentation

The present note is intended to demonstrate the reality of an unanticipated mechanism leading to instability in large solid propellant boosters for space launchers, such as the Ariane 5 MPS P230. The current explanation for such instabilities relies on the shedding of vortices from propellant inhibitor rings that couples with the chamber first-axial acoustic modes. The understanding of the mechanisms leading to instability motivated numerous studies such as those performed in France in the framework of a research program supported by Cnes/DLA [1-4]. In the course of these studies, it was, surprisingly, demonstrated from subscale firings that inhibitor rings were not a necessary condition for instability [2]. Compressible 2D Navier-Stokes numerical simulation performed to analyse these situations [5] clearly demonstrated the existence of a strong coupling between the flow's natural instability and the acoustics of the chamber (figure 1). To understand better these new results and to validate the qualitative nature of the numerical simulations, a scientific approach was constructed. This approach first determined the hydrodynamic stability characteristic of the internal flow inside the chamber, and then provided good comparisons with measurements in a simple cold gas set-up. From this the properties of the unstable transitional waves were used to adjust the conditions so that an acoustic resonance could occur. This turned out actually to occur in the simplified set-up and to be in good agreement with numerical simulations performed under the conditions of the experiment.

2. Results

The results presented consist of the linear hydrodynamic stability analysis for generic flows (Taylor's solution [6]) inside a solid propellant rocket motor [7, 8]. For the simple rectangular geometry of a cold flow simulator (figure 2), the stability diagram is given in dimensionless variables as well as comparisons with the measurements (figure 3). Good comparisons were achieved both on the frequencies and on the spatial growth, with only a single adjustement of the multiplicative constant of the linear analysis (interpreted as the noise level of the experiment). With the knowledge of the hydrodynamically unstable frequencies, the height of the cold flow set-up was then adjusted from 10 to 20 mm in order to allow the hydrodynamic frequencies to match the acoustic frequencies. A further continuous variation of the hydrodynamic frequencies was achieved by varying the injection velocity (from 1.5 to 2 m s⁻¹) while the acoustic frequency was unchanged. Measurements consisted of a hot wire signal completed by head end pressure measurements (figure 4). From these results, it became clear that acoustic resonance conditions were obtained for an injection velocity exceeding 1.6 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. The excited mode was the second acoustic mode of the closed-open cavity (three quarter wave) at 440 Hz. It was found that this frequency did not correspond to the first unstable frequency, but rather to a frequency unstable downstream but with a higher growth rate. The linear results indicated that the measured resonant frequency corresponded to an unstable wave which had grown by a factor $e^{2.5} \approx 10$ from its initial amplitude (background noise). This completed the simple frequency criterion. Numerical simulations performed under the conditions of the experiment (injection velocity of 1.7 $m \cdot s^{-1}$) correctly predicted the resonance on the second acoustic mode. Again, the computed flow field showed the coupled flow instability with the acoustics (figure 5), much like what was first observed in the subscale motors (figure 1). This established the reality of the proposed mechanism and validated the qualitative nature of the simulation results. Although the simulations are 2D, first comparisons between 2D and 3D simulations [9] indicated that, in resonant conditions, the dynamics of the main instability was correctly captured by 2D simulations.

3. Conclusion

The work presented establishes the reality of a new mechanism that could explain the instabilities observed in large space boosters and thus represents a significant breakthrough in the field of solid propellant rocket motor stability prediction.

1. Introduction

On cherche ici à démontrer l'existence d'un mécanisme d'instabilité, jusque-là ignoré, pouvant expliquer les instabilités observées sur les gros moteurs à propergol solide (MPS) pour lanceurs spatiaux comme le MPS P230 d'Ariane 5. Ces instabilités sont actuellement expliquées par un couplage entre un détachement tourbillonnaire, derrière les protections thermiques de face (PTF) des segments de propergol et les modes acoustiques longitudinaux de la chambre de combustion. La compréhension des mécanismes d'instabilité a motivé de nombreux travaux conduits en France pour le Cnes/DLA [1-4]. Dans ce cadre, certains résultats d'essais de MPS à petite échelle ont cependant montré que la présence de PTF n'était pas une condition nécessaire aux instabilités [2]. Dans ces configurations, des calculs instationnaires en géométrie bidimensionnelle axisymétrique [5], avec un code Navier-Stokes compressible, ont clairement fait apparaître un fort couplage entre une instabilité naturelle de l'écoulement et le premier mode acoustique longitudinal, en bon accord avec les observations expérimentales. La figure l illustre ce mécanisme se développant dans la partie arrière des moteurs. Pour mieux comprendre ces résultats nouveaux et valider au moins qualitativement les simulations numériques, une démarche a été bâtie : analyse de stabilité intrinsèque de l'écoulement et vérification expérimentale, puis mise en œuvre des connaissances acquises pour provoquer l'accrochage acoustique (apparition d'une oscillation de pression au voisinage d'une fréquence acoustique de la cavité) dans un montage simplifié, et vérification par simulations numériques. Cette démarche et les principaux résultats sont détaillés ci-après.



F. Vuillot et al.

2. Démarche et résultats

2.1. Analyse de stabilité linéaire de l'écoulement

Les écoulements fluides générés dans une conduite par injection pariétale (écoulements dits de Taylor, [6]) se rencontrent de façon générique dans les MPS. Dans le cas de la géométrie simplifiée d'un canal plan, illustrée *figure 2*, et dans l'hypothèse fluide parfait incompressible, l'écoulement prend la forme suivante :

$$u_x = u = \frac{\pi}{2} \frac{x}{h} V_{inj} \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{y}{h}\right)$$
 et $u_y = v = -V_{inj} \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{y}{h}\right)$



On vérifie que cette solution, essentiellement non visqueuse, satisfait les équations de Navier-Stokes. L'hypothèse d'incompressibilité n'est pas limitative, car dans un MPS, le nombre de Mach dépasse rarement 0,2. On définit les nombres de Reynolds axial et d'injection : $(Re)_x = (\rho u_{x(y=0)}h)/\mu$ et $(Re)_{inj} = (\rho V_{inj}h)/\mu$, où V_{inj} représente le module de la vitesse d'injection, ρ la masse volumique, h la demi-hauteur de veine et μ la viscosité dynamique. On établit [7] que, au-delà de $(Re)_{inj} = 50$ environ, l'injection retarde la transition de l'écoulement : le nombre de Reynolds critique est alors proportionnel au nombre de Reynolds d'injection. Cette condition se traduit ici directement en terme d'abscisse critique soit : $(x/h)_{cr} \approx 5$. Cette analyse a été récemment reprise [8] pour rechercher les fréquences des ondes instables. Les solutions aux équations de Navier-Stokes incompressibles linéarisées sont recherchées sous la forme :

$$(u, v, p)^t = (\tilde{u}(y), \tilde{v}(y), \tilde{p}(y))^t e^{i(\alpha x - \omega t)}$$
 avec $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i \in C$

 $\omega/2\pi$ représente la fréquence de la perturbation, $2\pi/\alpha_r$ la longueur d'onde longitudinale et α_i le coefficient d'amortissement spatial. En notant x_0 l'abscisse critique et A_0 l'amplitude à cet endroit, on définit le facteur d'amplification, n:

$$A(x, \omega) = A_0(\omega) e^{n(\omega, x)}, \quad \text{avec} \quad n(\omega, x) = \int_{x_0}^x -\alpha_i(\omega, \xi) d\xi$$

La figure 3 présente, pour A_0 constante, le diagramme de stabilité, sous forme d'une cartographie du facteur *n* dans le plan abscisse-fréquence. Ces résultats dépendent peu du nombre de Reynolds

Résonance acoustique des écoulements de Taylor



Figure 3. Diagramme de stabilité de l'écoulement de Taylor et comparaison des résultats de l'analyse linéaire avec les mesures pour différentes abscisses.

Figure 3. Stability diagram for Taylor flow and comparison of the linear stability results with the measurements for different abscissa.

d'injection, pour $(Re)_{inj} > 100$ environ. La fréquence critique correspond à $\Omega_{cr} = 2\pi fh/V_{inj} = 18,5$. Cette analyse, limitée au domaine linéaire, donne les conditions initiales pour réaliser un accrochage acoustique, avant saturation non linéaire et transition vers la turbulence.

2.2. Vérification expérimentale

Avant de réaliser les conditions d'un accrochage acoustique, on a cherché à valider les résultats de l'analyse de stabilité. Des mesures de vitesse ont été réalisées sur un montage simple, simulant un canal plan (*figure 2*), de section $h \times 60 \text{ mm}^2$ et de longueur L = 581 mm. Cette cavité est alimentée en air par sa face inférieure, au travers d'une plaque poreuse. La hauteur h de la cavité est variable par valeurs discrètes (ici h = 10 mm). Les mesures sont réalisées par un fil chaud. Les abscisses de mesure (31, 81 et 120 mm) ont été choisies de part et d'autre de l'abscisse critique (50 mm). Les résultats présentés concernent les mesures faites pour $1,36 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et à 1 mm de la plaque. Les spectres théoriques, déduits des valeurs du facteur n ($A_0 e^n$), sont superposés aux spectres expérimentaux sur la *figure 3*. Sur cette figure, seule la valeur de A_0 (niveau de bruit, supposé blanc, de l'installation) est ajustée, une fois pour toute, pour x = 81 mm. On constate un très bon accord, tant sur les fréquences que sur la croissance spatiale des ondes entre 81 et 120 mm. Les pics apparaissant sur les spectres expérimentaux traduisent vraisemblablement les limites de l'hypothèse d'un bruit blanc.

2.3. Mise en résonance et vérification par simulations numériques

Le passage à h = 20 mm permet de rapprocher les fréquences hydrodynamiques des fréquences acoustiques de la cavité. Les fréquences acoustiques restant fixées par L, une variation continue des fréquences hydrodynamiques est réalisée, pour h = 20 mm, en faisant varier V_{inj} de 1 à 2,5 m·s⁻¹. La

F. Vuillot et al.

figure 4 présente l'amplitude efficace (rms) et l'amplitude déduite de la puissance contenue dans la bande 200–600 Hz (autour du 2^e mode acoustique) du signal du fil chaud, ainsi que la densité spectrale de puissance du signal d'un capteur de pression, placé à l'extrémité gauche de la cavité. Cette figure démontre l'accrochage sur le 2° mode acoustique (3 $a_0/4 L$), vers 440 Hz, à partir de $V_{\rm ini} = 1.6 \text{ m s}^{-1}$. Pour ces valeurs, la fréquence hydrodynamique accrochée vaut $\Omega_2 = 34 \approx 1.8 \Omega_{\rm cr}$. Ce résultat, ainsi que la forte croissance spatiale des ondes hydrodynamiques, nous incitent à compléter le critère d'accrochage fréquentiel par une condition de seuil en amplitude. D'après le diagramme de stabilité, Ω_2 correspond à la première onde hydrodynamique à atteindre la valeur de $n \approx 2.5$ (soit $A \approx 10 A_0$). Cela traduit le fait que pour s'accrocher, l'onde hydrodynamique doit avoir émergé du bruit, représenté ici par A_0 . Des simulations numériques, réalisées dans les conditions de l'expérience, pour $V_{ini} = 1.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, montrent une forte résonance à la fréquence du 2^e mode acoustique, en bon accord avec l'expérience. L'organisation de l'écoulement dans la partie arrière de la cavité est illustrée sur la figure 5 et correspond à celle obtenue initialement (figure 1). Cela confirme la réalité de ce mécanisme et valide l'aspect qualitatif des simulations numériques. Le fait qu'une description bidimensionnelle suffise à reproduire qualitativement ce mécanisme peut s'expliquer par la nature 2D des premières ondes hydrodynamiques instables et par le figeage de leur évolution ultérieure par la mise en résonance. Une comparaison 2D-3D a été réalisée sur un cas semblable de mise en résonance [9], et a démontré un bon accord sur la dynamique de l'instabilité principale.



Figure 4. Mise en évidence expérimentale de la résonance acoustique : amplitude du signal de vitesse et densité spectrale de puissance recueillie sur le capteur de pression.

Figure 4. Experimental demonstration of the acoustic resonance: velocity measurement amplitudes and power spectral density of the head-end pressure.



Figure 5. Allure de l'écoulement lors de la résonance. Figure 5. Illustration of the flow structure during resonance.

3. Conclusions

Les travaux présentés ont permis la découverte et l'explication d'un mécanisme nouveau, pouvant participer aux instabilités rencontrées durant le fonctionnement des gros propulseurs à propergol solide

Résonance acoustique des écoulements de Taylor

pour lanceurs spatiaux. La démarche suivie, alliant l'utilisation d'outils numériques complets à l'analyse de la stabilité hydrodynamique de l'écoulement de Taylor (jusque-là peu développée) et à des mesures fines sur un montage élémentaire, a permis d'obtenir un ensemble de résultats cohérents pouvant expliquer certains résultats d'essais sur propulseurs, jugés jusqu'alors surprenants. L'étude présentée représente une avancée significative dans la compréhension des phénomènes à l'origine des instabilités de fonctionnement des moteurs.

Références bibliographiques

- Vuillot F., Kuentzmann P., Programme de R&T ASSM (Aerodynamics of Segmented Solid Motors), colloque Cnes/Onera/CNRS sur les écoulements propulsifs dans les systèmes de transport spatial, Bordeaux, France, 11–15 septembre 1995, pp. 352–362.
- [2] Vuillot F., Traineau J.-C., Prevost M., Lupoglazoff N., Experimental validation of stability assessment methods for segmented solid propellant motors, AIAA paper 93-1883, 1993.
- [3] Vuillot F., Vortex-Shedding phenomena in solid rocket motors, J. Propul. Power 11 (4) (1995) 626-639.
- [4] Prevost M., Vuillot F., Traineau J.-C. Vortex-shedding driven oscillations in subscale motors for the Ariane 5 MPS solid rocket motors, AIAA paper 96-3247, 1996.
- [5] Lupoglazoff N., Vuillot F., Parietal vortex shedding as a cause of instability for long solid propellant motors. Numerical simulations and comparisons with firing tests, AIAA paper 96 076, 1996.
- [6] Taylor G., Fluid flow in regions bounded by porous surfaces, Proc. R. Soc. Lond. Ser. A 234 (1199) (1956) 456-475.
- [7] Varapaev V.N., Yagodkin V.I., Flow stability in a channel with porous walls, Izv. AN SSSR. Mekhanika Zhidkosti i Gaza 4 (5) (1969) 91-95.
- [8] Casalis G., Stabilité linéaire d'un écoulement dans un conduit à parois débitantes en géométrie cartésienne, rapport Onera/Cert/Derat RF 114/5118.25, 1996.
- [9] Silvestrini J., Comte P., Lesieur M., Simulation des grandes échelles Application aux moteurs à propergol solide segmentés, Journées R&T Cnes/Onera Fonctionnement des moteurs à propergol solide segmentés pour lanceurs spatiaux, Paris, France, 26–28 juin 1995, pp. 19-1–19-23.