

**MODE DE PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES
DANS UN ÉCOULEMENT INTERNE AVEC SINGULARITÉS
ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE**

**PROPAGATION PATTERN OF ACOUSTICAL WAVES
IN AN INTERNAL FLOW THROUGH DISCONTINUITIES
THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDIES**

B. GUERIN, C. LESUEUR

Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Laboratoire de Vibration Acoustique, Département Génie Mécanique, F-69621 Villeurbanne, France

G. BAYLAC

*E.D.F. - Électricité de France - Direction Études et Recherches,
F-78400 Chatou, France*

SUMMARY

The problem (involved in computing) response of structures subject to pressure fluctuations necessitate the attainment of:

- (a) the local fluctuations level expressed by way of the power spectra density;
- (b) the characteristics versus time and space of these fluctuations from the stand-point of usual turbulence;
- (c) the acoustical energy due to the response of acoustical modes of the duct.

It is specially this last item that we purpose to study when applied to an internal flow in a duct with discontinuities such as a sharp contraction or expansion.

A theoretical study gives the acoustical modes knowing the boundary conditions involved by the duct as well as the flow characteristics.

The experimental study is achieved on a model with and without flow pattern.

The acoustical modes without flow are energised by way of a loud speaker delivering a "white noise" and the damping characteristics are determined by different methods.

When a flow runs in the duct, the variation of the loss factor is given for different points characterised by their average velocity.

The present study's aim is essentially to give a method as well as to characterize, the local damping of the acoustical modes in different parts of the duct.

I. Introduction. Position du problème

1. 1. Généralités

Nous considérons ici le problème de la propagation d'ondes planes au sein d'un écoulement turbulent, dans un circuit composé d'un tube amont (1) d'une singularité (rétrécissement brusque (R)) et d'un tube aval (2). La seule SOURCE prise en compte dans l'étude théorique est celle imposée à l'une des extrémités du tube (1) ou (2) et la singularité n'est introduite que par sa matrice de transfert, déduite de l'équation de Bernoulli.

L'aspect local des fluctuations de pression et débit créées par la singularité n'est pas abordé ici et nous nous intéressons essentiellement aux profils des pressions fluctuantes qui feront l'objet d'une comparaison théorie - expérience et à la détermination expérimentale de l'amortissement des modes acoustiques.

Nous considérons ce travail comme une première réflexion en vue de dégager une méthode de travail, après avoir posé dans toute sa complexité le problème de l'amortissement.

1. 2. Bases théoriques de l'étude

A partir des équations fondamentales de l'hydrodynamique [1] et [2], il est possible d'obtenir l'équation à 1 dimension de la propagation des ondes planes dans un circuit avec singularités, ces ondes étant issues de sources fluctuantes sinusoidales connues, placées en des points connus du circuit. Dans ces conditions, et moyennant sept hypothèses rappelées par [1], on obtient :

$$(1) \left\{ \begin{aligned} \frac{\partial Q_1}{\partial x} + \frac{i \omega S}{C^2} \cdot p_1 &= 0 \\ \left[1 - \left(\frac{V_0}{C} \right)^2 \right] S \frac{\partial p_1}{\partial x} + 2 V_0 \frac{\partial Q_1}{\partial x} + \left(\frac{V_0}{C} \right)^2 \left(\frac{dS}{dx} - 0,4 K_0 S \right) p_1 + \left(i \omega - 2 \frac{V_0}{S} \frac{dS}{dx} + 0,9 K_0 V_0 \right) Q_1 &= 0 \end{aligned} \right.$$

L'équation (1) implique en particulier (2) et (3)

$$(2) \left\{ \begin{aligned} p(x, t) &= p_0 + p_1(x) \cdot e^{i \omega t} \\ Q(x, t) &= Q_0 + Q_1(x) \cdot e^{i \omega t} \\ \rho(x, t) &= \rho_0 + \rho_1(x) \cdot e^{i \omega t} \end{aligned} \right. \quad (3) \left\{ \begin{aligned} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} &= 0 \end{aligned} \right.$$

- avec l'indice 0 pour les termes permanents, indice 1 pour les termes fluctuants complexes de la pression p, du débit Q et de la densité ρ .

- K_0 = coefficient de perte de charge de l'écoulement permanent et V_0 = vitesse moyenne.

1. 3. Signification de l'amortissement

1. 3. 1. Une définition possible de l'amortissement

Si p_{1E} et Q_{1E} sont les termes fluctuants connus à l'entrée (E) du circuit, il faut connaître p_{1S} et Q_{1S} à la sortie (S). On exprime la matrice T telle que

$$(4) \left\{ \begin{aligned} Q_{1S} \\ p_{1S} \end{aligned} \right\} = (T) \left\{ \begin{aligned} Q_{1E} \\ p_{1E} \end{aligned} \right\}$$

Dans notre cas :

$$(5) \quad (T) = (T_1)(T_R)(T_2)$$

$\left\{ \begin{array}{l} (T_1) \text{ et } (T_2) \text{ matrices de transfert des tubes (1) et (2)} \\ (T_R) \text{ matrices de rétrécissement} \end{array} \right.$

, matrices qui sont données par [1].

Il faut obtenir : $\frac{P_{1S}}{P_{1E}}$ en amplitude et phase, donc le gain $G = \left| \frac{P_{1S}}{P_{1E}} \right|$

avec $G = \frac{1}{2\epsilon} = \frac{1}{\eta}$, $\epsilon =$ taux d'amortissement équivalent et $\eta =$ tangente d'angle de perte.

1. 3. 2. Paramètres agissant sur G

Indépendamment des caractéristiques d'état du fluide, nous avons :

- a/ les fréquences propres du circuit, dépendant des conditions aux limites
- b/ les caractéristiques géométriques de la singularité
- c/ les pertes de charge dues à la viscosité, par frottement sur les parois
- d/ les pertes de charge dues à la singularité
- e/ le coefficient de réflexion (ou d'absorption) aux limites
- f/ l'impédance de surface $\xi = -\frac{p}{V_n}$, qui traduit l'énergie absorbée par vibrations des parois.

Les paramètres jugés essentiels sont avec V_0 : a/, b/, e/, f/, d'où la méthode de travail.

1. 4. Méthode

1ère phase - Détermination théorique des fréquences propres acoustiques du circuit, avec des conditions aux limites données et $V_0 = 0$

2e phase - Profils théoriques de p_1 et Q_1 avec prise en compte de a/ b/ et $\xi = \infty$,

donc $\left(\frac{\partial p}{\partial n}\right)_S = 0$ pour $V_0 = 0$ et $V_0 \neq 0$.

On ne fixe pas dans cette étude et a priori les conditions aux limites de façon à faire apparaître le paramètre e/.

3e phase - Etude expérimentale avec

- obtention des profils
- détermination des fréquences propres
- détermination de l'amortissement des modes acoustiques. L'étude de ξ sera présentée ultérieurement.

Ainsi, nous serons en mesure de vérifier la validité de la matrice (T) et de donner une évolution de l'amortissement en fonction de la fréquence, en différents points du circuit.

II. Recherche des profils : $p_1(x)$ et $Q_1(x)$

2. 1. Principe

Pour vérifier la validité de (T_R) , nous n'appliquons pas directement les équations (4) et (5) mais la méthode suivante.

Dans le tube 1, disposant de 2 ou 3 capteurs dont l'un fournit la référence de

phase, nous utilisons leurs informations pour générer le profil dans le tube (1) et obtenir en particulier $p_1(e)$ et $Q_1(e)$ (figure 1). Puis nous appliquons la matrice (T_R) , puis la matrice (T_2) pour générer le profil dans le tube (2). Ce profil est comparé aux informations des capteurs placés le long du tube 2 et aux résultats du programme VIBRAPHONE

1°/ Tube 1

$$(6) \quad \begin{pmatrix} Q_1(x) \\ p_1(x) \end{pmatrix} = (T'_1) \begin{pmatrix} Q_{10} \\ p_{10} \end{pmatrix}$$

Un calcul simple donne, avec $V_o(x) = Cte$ et $K_o \neq 0$

$$(7) \quad (T'_1) = \frac{1}{e^{\lambda_1 u} - e^{\lambda_2 u}} \begin{pmatrix} e^{\lambda_2 x} & e^{\lambda_1 x} & e^{\lambda_1 x} & e^{\lambda_2 x} \\ -\frac{S_1 i \omega}{C^2} \left(\frac{e^{\lambda_2 x}}{\lambda_2} - \frac{e^{\lambda_1 x}}{\lambda_1} \right) & \frac{S_1 i \omega}{C^2} \left(\frac{e^{\lambda_1 x}}{\lambda_1} - \frac{e^{\lambda_2 x}}{\lambda_2} \right) \end{pmatrix}$$

λ_1 et λ_2 sont racines de l'équation caractéristique associée à (8) qui a été elle-même obtenue en éliminant Q_1 dans (1).

$$(8) \quad (C^2 - V_o^2) \frac{d^2 p_1}{dx^2} - (2 i \omega V_o + 0,4 K_o V_o^2) \frac{dp_1}{dx} + (\omega^2 - 0,9 i \omega K_o V_o) p_1 = 0$$

$$(9) \quad \begin{cases} p_1 = A e^{\lambda_1 x} + B e^{\lambda_2 x} & ; A \text{ et } B \text{ dépendent des conditions aux limites} \\ Q_1 = \frac{\omega S}{i C^2} \left(A \frac{e^{\lambda_1 x}}{\lambda_1} + B \frac{e^{\lambda_2 x}}{\lambda_2} \right) \end{cases}$$

2°/ On connaît alors $p_1(e)$ et $Q_1(e)$. Pour calculer Q_{1s} et p_{1s} , on applique (10) :

$$(10) \quad \begin{pmatrix} Q_{1s} \\ p_{1s} \end{pmatrix} = (T_R) \begin{pmatrix} Q_{1e} \\ p_{1e} \end{pmatrix} \quad \text{avec } (T_R) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{Q_o}{\rho_o} \left(\frac{1}{S_E^2} - \frac{1}{S_S^2} \right) & 1 \end{pmatrix}$$

3°/ A partir de Q_{1s} et p_{1s} , on calcule Q_{1S} et p_{1S} avec (11)

$$(11) \quad \begin{pmatrix} Q_{1S} \\ p_{1S} \end{pmatrix} = (T_2) \begin{pmatrix} Q_{1s} \\ p_{1s} \end{pmatrix} \quad \text{avec}$$

$$(T_2) = \begin{pmatrix} -\frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_1 \ell} + \frac{1}{\lambda_1 \ell \lambda_2} e^{\lambda_2 \ell} ; \frac{S_1 i \omega}{C^2} - \frac{e^{\lambda_1 \ell}}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{e^{\lambda_2 \ell}}{\lambda_1 - \lambda_2} \\ \frac{C^2}{S_2 i \omega} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{\lambda_1 \ell} - e^{\lambda_2 \ell}) ; \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_1 \ell} - \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_2 \ell} \end{pmatrix}$$

T_2 a été calculée pour le tube 2 de longueur ℓ en prenant en compte les effets de viscosité à la paroi ($K_0 \neq 0$).

2. 2. Calcul des module et phase de la fluctuation $p_1(x)$ dans le tube de section constante (avec $K_0 = 0$)

Le calcul est mené en prenant des conditions aux limites quelconques, de façon à faire apparaître l'éventuelle dépendance de A et B à V_0 et à ω et de dégager une méthode expérimentale du coefficient de réflexion au niveau des limites.

En reprenant (8) et (9) avec $\lambda_1 = \frac{i\omega}{C - V_0}$, $\lambda_2 = -\frac{i\omega}{C + V_0}$; $A = a e^{i\alpha}$;

$B = b e^{i\beta}$ et $p_1(x) = |p_1(x)| \cdot e^{i\theta(x)}$, p désignant l'indice de pression, il vient :

$$(12) \left\{ \begin{array}{l} |p_1(x)|^2 = (a - b)^2 + 4 ab \cos^2 \left(\frac{C \omega x}{C^2 - V_0^2} - \theta \right) \quad \theta = \frac{\beta - \alpha}{2} \quad (i) \\ \theta(x)_p = \text{Arc tg} \left(\frac{a \sin \left(\frac{\omega x}{C - V_0} + \alpha \right) + b \sin \left(-\frac{\omega x}{C + V_0} + \beta \right)}{a \cos \left(\frac{\omega x}{C - V_0} + \alpha \right) + b \cos \left(-\frac{\omega x}{C + V_0} + \beta \right)} \right) \quad (ii) \end{array} \right.$$

Le profil du débit est similaire, à condition de remplacer a par $-a \left(\frac{C - V_0}{C^2} \right)_S$ et b par $\frac{b(C + V_0)}{C^2} S$.

Etude des modules $|p_1(x)|$ présente des extrémums selon la valeur de $\cos \left(\frac{C \omega x}{C^2 - V_0^2} - \theta \right)$.

Si a et b sont de même signe :

$$(13) \left\{ \begin{array}{l} \text{Max } |p_1| = |a + b| \\ \text{pour } x = \theta \cdot \frac{\lambda}{2\pi} + k \frac{\lambda}{2} \\ \text{avec } \lambda = \frac{C^2 - V_0^2}{C} \cdot T \quad T = \frac{2\pi}{\omega} \end{array} \right.$$

$$(14) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Min } |p_1| = |a - b| \\ \text{pour } x = \theta \frac{\lambda}{2\pi} + \frac{\lambda}{4} + k \frac{\lambda}{2} \end{array} \right.$$

Si a et b sont de signes contraires :

$$(15) \quad \text{Max } |p_1| = |a - b| \quad \text{pour } x = \theta \frac{\lambda}{2\pi} + \frac{\lambda}{4} + k \frac{\lambda}{2}$$

$$(16) \quad \text{Min } |p_1| = |a + b| \quad \text{pour } x = \theta \frac{\lambda}{2\pi} + k \frac{\lambda}{2}$$

Etude de la phase

. Déphasage entre deux points séparés par $\frac{\lambda}{2} = \pi + \frac{V_o}{C} \pi$ (17)

. Pentas de la courbe de phase (dérivation de 12 ii, compte-tenu de (13), (14), (15), (16)) :

- Si a et b sont de même signe :

$$(18) \quad \left(\frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right)_{\text{max}} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left| \frac{a-b}{a+b} \right| + \frac{V_o}{C} \right] \quad \text{au point de module maximum.}$$

$$(19) \quad \left(\frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right)_{\text{min}} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left| \frac{a+b}{a-b} \right| + \frac{V_o}{C} \right] \quad \text{au point de module minimum.}$$

- Si a et b sont de signes contraires

$$(20) \quad \left(\frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right)_{\text{max}} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left| \frac{a+b}{-a-b} \right| + \frac{V_o}{C} \right]$$

$$(21) \quad \left(\frac{\partial \theta(x)}{\partial x} \right)_{\text{min}} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left| \frac{-a-b}{a+b} \right| + \frac{V_o}{C} \right]$$

On remarque que la pente en ces points est fonction :

- du nombre de Mach de l'écoulement moyen

- du terme $\left| \frac{a-b}{a+b} \right|$ ou $\left| \frac{a+b}{a-b} \right|$

En d'autres termes, puisque $a = b$ traduit l'établissement d'une onde stationnaire, les expressions (18) à (21) dépendent donc du caractère pseudo-stationnaire de l'onde acoustique dans l'écoulement et en particulier de l'altération des conditions aux limites fixées pour $V_o = 0$ mais modifiées par V_o , la turbulence et l'absorption aux limites. Il est probable en outre que ces expressions pourraient qualifier le montage expérimental utilisé. Ces résultats seront discutés et exploités ultérieurement.

2. 3. La singularité peut-elle modifier ces remarques ?

1er point - Compte tenu de nos hypothèses, la matrice (T) ne s'introduit qu'en tant que fonction locale, avec des conditions de continuité traduisant l'incompressibilité $Q_{1e} = Q_{1g}$.

2e point - Avec $V_o = 0$, (T'_R) (équation 10) devient unité.

Les dérivées de p_1 et Q_1 subissent une discontinuité telle que :

$$(22) \quad \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial Q_1}{\partial x} \right)_s \\ \left(\frac{\partial p_1}{\partial x} \right)_s \end{array} \right\} = (T'_R) \left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\partial Q_1}{\partial x} \right)_e \\ \left(\frac{\partial p_1}{\partial x} \right)_e \end{array} \right\} \quad \text{avec } (T'_R) = \begin{pmatrix} \frac{S_s}{S_e} & 0 \\ 0 & \frac{S_e}{S_s} \end{pmatrix}$$

3e point - Le programme VIBRAPHONE [1] met enfin en évidence un saut de pression au niveau du rétrécissement pour $V_o > 0$, ce que nous ne pourrions pas vérifier expérimentalement dans cette ère étude.

Il faut maintenant vérifier les points essentiels dégagés dans l'étude théorique quant aux profils et déterminer l'amortissement des modes acoustiques.

III. Etude expérimentale

3. 1. Montages utilisés - Cf. figure 2 et tableau 1 -

Deux montages sont nécessaires pour une étude avec $0 < f < 500$ Hz et $0 < V_o < 150$ m/s, afin d'éviter la création d'une onde transversale dans le circuit et pour tenir compte de la puissance autorisée par la turbo-machine qui travaille à l'aspiration.

L'entrée comporte un convergent pour régulariser le flux mais dans cette ère étude, l'extrémité en aval du caisson n'est pas dotée d'un col sonique. La source est fournie par le haut-parleur placé dans le caisson ; on dispose de 40 W avec MAS 220-20 et 10 W avec MAS 500 - 150.

3. 2. Appareillages de mesure et d'excitation (figure 3)

Une implantation des capteurs est donnée pour MAS 500 - 150, maquette sur laquelle les essais furent les plus nombreux. Cette implantation tient compte des enseignements théoriques précédents et des buts recherchés. Ainsi, un ou deux capteurs seulement sont placés très près de la singularité pour obtenir l'aspect local des fluctuations et les autres recueillent les phénomènes de propagation.

3. 3. Méthodes expérimentales

Sur MAS 500 - 150, nous avons testé deux méthodes :

1ère méthode - Les fréquences propres sont repérées à $V_o = 0$ grâce à une excitation bruit blanc avec fréquences de coupure à 1500 puis 500 Hz. On choisit alors un mode et la largeur de bande de l'excitation bruit blanc pour n'exciter que ce mode avec $V_o > 0$.

Les signaux acquis par capteurs Kuhl-hite sont préamplifiés avec un gain 1000 (environ) et traités soit à l'ordinateur, pour obtenir la densité spectrale de puissance (DSP), la fonction de cohérence et la phase de l'interspectre, soit avec l'analyseur en temps réel.

2e méthode - La source est sinusoïdale pure, délivrée par un générateur de fréquence (GBF). Les signaux sont alors traités par un filtre suiveur (dont $\Delta f = 2$ Hz) synchronisé et piloté par le GBF, puis visualisés sur table traçante. L'excitation est centrée sur la fréquence propre du mode étudié. L'acquisition des profils nécessite également

l'emploi de l'ordinateur.

3. 4. Fréquences propres du circuit. Comparaison théorie expérience pour $V_o = 0$.

Pour $V_o = 0$, la comparaison théorie - expérience (Cf. tableau 2) s'avère très satisfaisante et permet de conclure à l'existence d'un noeud de pression à l'aspiration et à un noeud à l'intérieur du grand volume.

D'autres essais ont mis en évidence :

- un amortissement minimum pour les modes 3 et 4 (MAS 500 - 150) à $V_o = 0$
- une fonction de cohérence égale à 1 entre des signaux fournis par des capteurs différents, lorsque $V_o \neq 0$

L'amortissement sera donc étudié sur MAS 500-150 pour ces deux modes 3 et 4.

3. 5. Profils de la fluctuation de pression $p_1(x)$

Avec une source d'excitation nulle, pour différentes vitesses, les DSP obtenues en plusieurs points du circuit confirment les travaux de GIBERT [3], VILLARD [4] : à proximité de la singularité, le spectre est analogue à celui d'une turbulence classique avec une énergie maximum pour des fréquences inférieures à 40 Hz. Au-delà, les fluctuations sont dues à la propagation des modes acoustiques du circuit, à des fréquences correspondant à celles notées en 3. 4. - Cf. figure 4 -

Avec une excitation sinusoïdale, les signaux recueillis ne sont cependant pas sinusoïdaux purs, bien que les capteurs soient placés en cavité et ne prennent pas en principe les fluctuations de pression dues à la couche limite. Les signaux sont donc traités à l'ordinateur avec une méthode de lissage par moindres carrés.

La comparaison théorie - expérience (Cf. figures 5 - 6) confirme les résultats prévus théoriquement, excepté le saut de pression qui aurait nécessité des capteurs placés très près du rétrécissement, là où l'aspect local des fluctuations est prédominant devant l'aspect propagation.

Les écarts enregistrés dans le cas de MAS 220-20 sont dus :

- a/ aux signaux de niveau très faible (de l'ordre de 0, 05 mV) pré-amplifiés avec un gain pouvant atteindre 200 000.
- b/ à la position des capteurs, non optimale pour toutes les fréquences étudiées.
- c/ l'hypothèse d'incompressibilité ($Q_{1e} = Q_{1s}$) qui s'avère sans doute trop

hasardeuse et il est nécessaire de procéder à une étude en introduisant un saut de débit à la singularité comme le montrent les essais de GIBERT [3] sur l'élargissement brusque.

Notons enfin que la précision sur la phase (référence 0 au niveau du capteur le plus en amont) s'avère meilleure que celle de l'amplitude.

3. 6. Détermination de l'amortissement

3. 6. 1. Avec la méthode n° 1, nous avons testé MAS 500 - 150 et un tube simple. L'excitation en bruit blanc n'était pas régulée en niveau. Dès que $V_o \neq 0$, nous constatons la présence d'un pic centré sur f_4 et d'autres pics voisins, d'autant plus nombreux que V_o croît. Ce phénomène a été au départ attribué à l'absence de régulation. Nous donnons donc les points expérimentaux correspondant à des mesures de

$$tg \varphi = \eta = \frac{\Delta f}{f_4} \cdot f_4$$
, fréquence du pic noté à $V_o = 0$. Notons une valeur moyenne de η

pour $V = 60 \text{ m/s}$, environ 3 fois supérieure à η pour $V = 0$ (figure 7).

3. 6. 2. Méthode 2. Filtre suiveur. Excitation sinusoïdale (MAS 500 - 150)

La figure (8) donne un résultat brut pour les modes 3 et 4, avec des niveaux d'excitation différents. η est indépendant de ce niveau. Nous avons vérifié en outre que le niveau de sortie du haut-parleur était parfaitement constant pour une vitesse donnée et qu'une régulation ne s'avérait pas nécessaire. Cependant, aux vitesses élevées, un puis deux pics nouveaux encadrent le pic à f_4 . Nous étudions ce problème qui s'avère moins important pour la méthode n° 2, comparativement à la méthode n° 1.

La figure 9 met en évidence que $\text{tg } \varphi (\eta)$ est indépendant de l'abscisse du capteur égale environ à $4 D$ ou $4 d$. Par contre $\text{tg } \varphi$ augmente pour le mode 4 au voisinage immédiat de la singularité (valeur maximale = 0, 1) et passe par un extrémum pour les modes 3 et 4. $(\text{tg } \varphi)_4$ reste toujours supérieure à $(\text{tg } \varphi)_3$.

IV. Conclusions

4. 1. Les résultats théoriques présentés n'ont pas été tous exploités mais ont contribué à orienter la méthode expérimentale. En particulier, pour des maquettes de dimensions différentes et pour un mode d'ordre donné, il est maintenant possible d'utiliser les profils théoriques avant toute expérience pour optimiser la position et le nombre des capteurs.

Une conséquence directe devrait être une approche plus fine de la matrice de singularité et la prise en compte grâce à l'expérience d'effets éventuels de compressibilité, compte-tenu des enseignements tirés des études [5] [6] et [3].

4. 2. La méthode expérimentale, que l'on peut perfectionner pour les profils (Cf. 4. 1.), s'avère donc satisfaisante. Nous avons réussi à isoler le circuit intéressant avec des nœuds de pression aux extrémités. Sur ces bases, il faut

1°/ procéder à une qualification du montage, en étudiant pour une vitesse donnée l'influence d'un col sonique, d'un régulateur de flux au niveau du grand volume.

2°/ faire varier D/d et L/l .

4. 3. La détermination de l'amortissement par la méthode de la bande passante avec excitation sinusoïdale s'avère plus précise que la méthode n° 1. L'amortissement augmente avec la vitesse suivant une loi qui dépend du mode mais les valeurs mesurées sont indépendantes de l'abscisse du capteur dès que l'on se situe à $4 D$ et $4 d$ en amont et en aval de singularité.

A vitesse nulle, $\text{tg } \varphi \simeq 1,5 \cdot 10^{-2}$ correspond essentiellement aux effets d'impédance de surface et de réflexion aux limites, paramètres qu'il est maintenant nécessaire d'étudier séparément.

Cette étude fait partie d'une recherche regroupant la Société Bertin, le Commissariat à l'Energie Atomique, l'Electricité de France et l'I. N. S. A. de Lyon ayant pour thème général : "Etudes et essais en vue de caractériser les sources de vibrations aérodynamiques" et financée par la Délégation Générale Scientifique et Technique (contrat n° 72 - 7 - 0654 - 00 - 221 - 75 - 01).

Bibliographie

- 1 - G. BAYLAC, R. J. GIBERT, M. LIVOLANT
Calcul de l'amplification acoustique dans les circuits complexes. Applications aux vibrations des échangeurs du réacteur CHINON III.
La Houille Blanche 5, 1971, p. 407-428.
- 2 - P. LIENARD
Les bruits aérodynamiques
Stage ENAC - GALF - mars 1971, p. 3-14.
- 3 - R. J. GIBERT
Sources de fluctuations de pression au niveau de singularités et propagation dans les écoulements en charge
Rapport CEA - SEMT, 72-17 - Communication personnelle.
- 4 - B. VILLARD
Etude des fluctuations de pression à l'aval d'une singularité aérodynamique
Thèse CNAM (Physique), Paris, 11 janvier 1973.
- 5 - A. FORTIER
Considérations générales sur les problèmes d'aéro et d'hydroélasticité
La Houille Blanche 5, 1971, p. 383-390.
- 6 - R. HENRY
Mise en évidence et analyse des instationnarités élastiques dans les écoulements internes
Thèse Doctorat Etat ès Sciences Physiques, Paris 1971.

Tableau 1
Caractéristiques des montages utilisés
(Cotes en m)

	MAS 220 - 20	MAS 500 - 150
D	0,350	0,085
d	0,245	0,053
d/D	0,700	0,625
L	3 (sans le convergent)	1,605 (sans le convergent)
l	1	0,500
L/l	3	3,2
\varnothing_1	1,130	0,376
l_1	0,500	0,145
l_2	3,500	2,540
\varnothing_2	0,350	0,105
Fluide	air	air

MAS 220 - 20 = maquette avec singularité - fréquence limite d'étude
- vitesse moyenne maximale.

Tableau 2
Fréquences propres du circuit avec rétrécissement
Comparaison théorie-expérience avec $V_0 = 0$ (MAS 500 - 150)

Ordre du mode	Théorie (Cas i)	Théorie (Cas ii)	Expérience
1	69 Hertz	68 Hertz	78 Hertz
2	160	157	158
3	253	240	250
4	328	300	312
5	393	378	380
6	482	470	465

Equation aux fréquences du circuit bi-ouvert :

$$\frac{1}{S_1} \cdot i \operatorname{tg} \frac{\omega L}{C} + \frac{1}{S_2} \cdot i \operatorname{tg} \frac{\omega l}{C} = 0$$

Cas i : nœud de pression en A, nœud de pression en B.
Cas ii : nœud de pression en A ; nœud de pression au milieu du grand volume

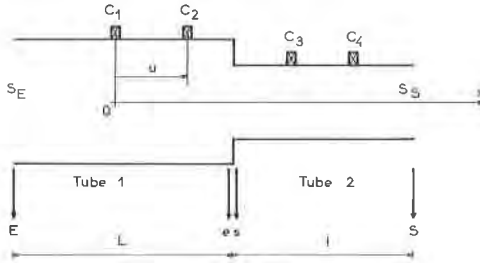


Figure 1 - Circuit étudié - Notations

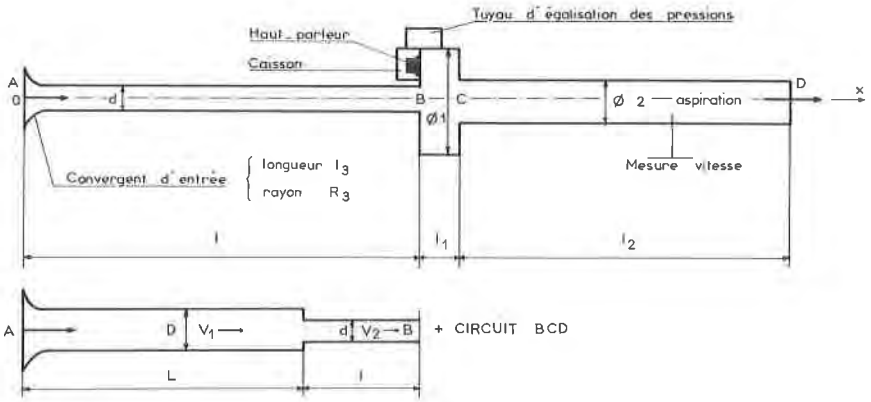


Figure 2 - Montages utilisés pour une étude de 0 à 500 Hz (f) et de 0 à 150 m/s (V_0).

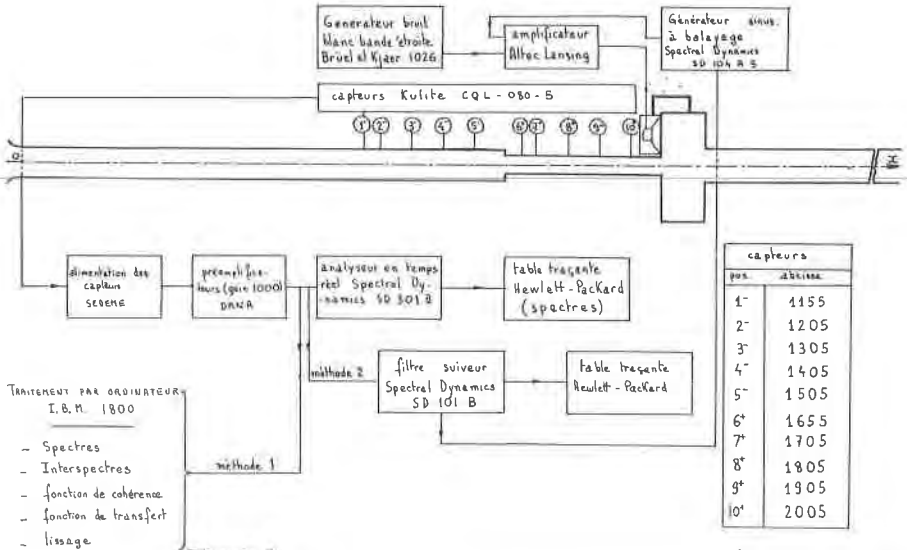


Figure 3 - Appareillages de mesure et d'excitation (voir dimensions tableau 1).

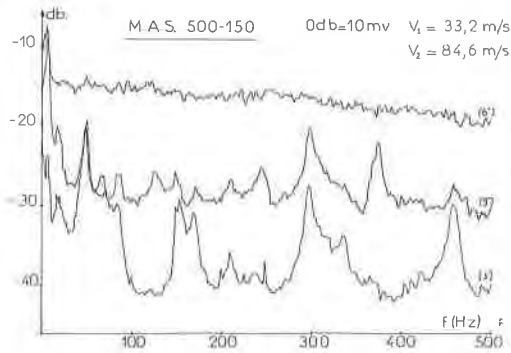
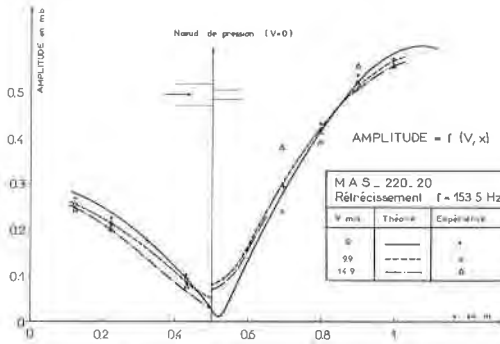
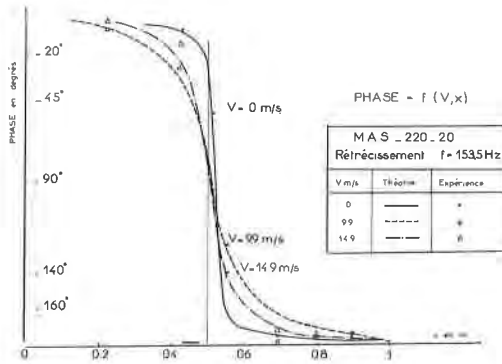


Figure 4 - Densité spectrale de puissance pour différents capteurs. Mise en évidence de l'aspect local et de l'aspect propagation



5 a/ - Profil de l'amplitude



5 b/ - Profil de la phase

Figure 5 - Profils de fluctuations de pression dans la maquette avec rétrécissement brusque (fréquence limite : 220. Hz ; vitesse V_0 maximale 20 m/s).

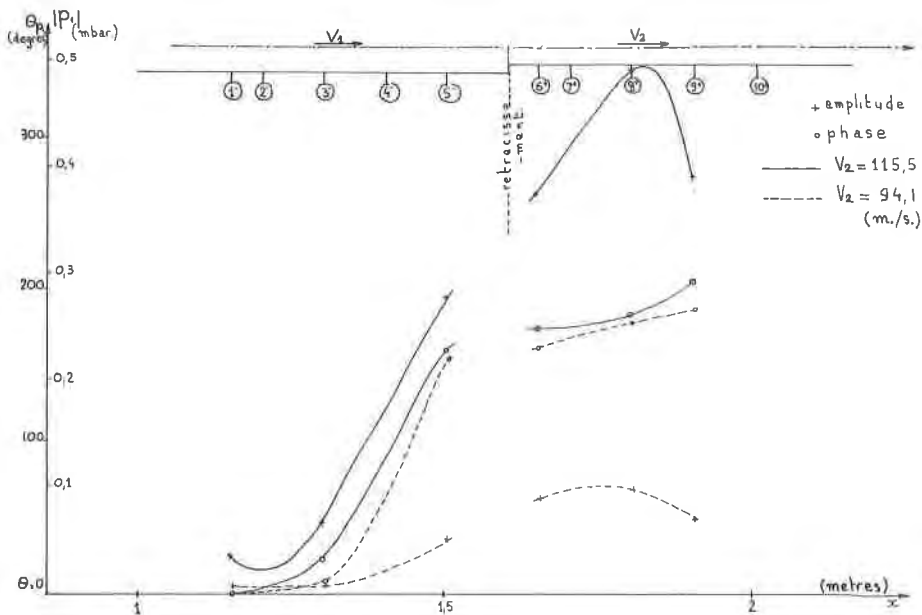


Figure 6 - Profils de fluctuations de pression dans la maquette MAS 500 - 150.

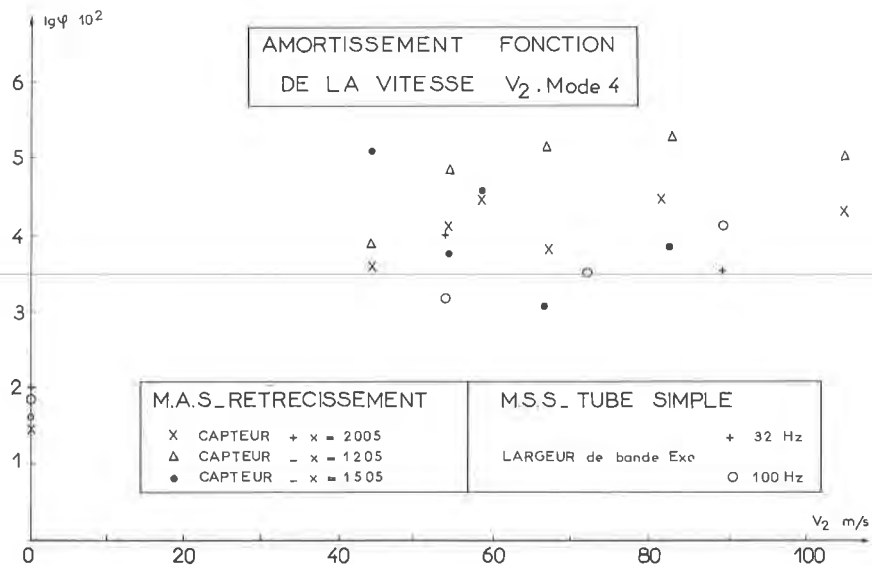


Figure 7 - Amortissement fonction de la vitesse pour le mode 4 dans la maquette MAS 220-20 et pour un tube simple ($d = 53$ mm). Méthode n° 1 (Excitation bruit blanc).

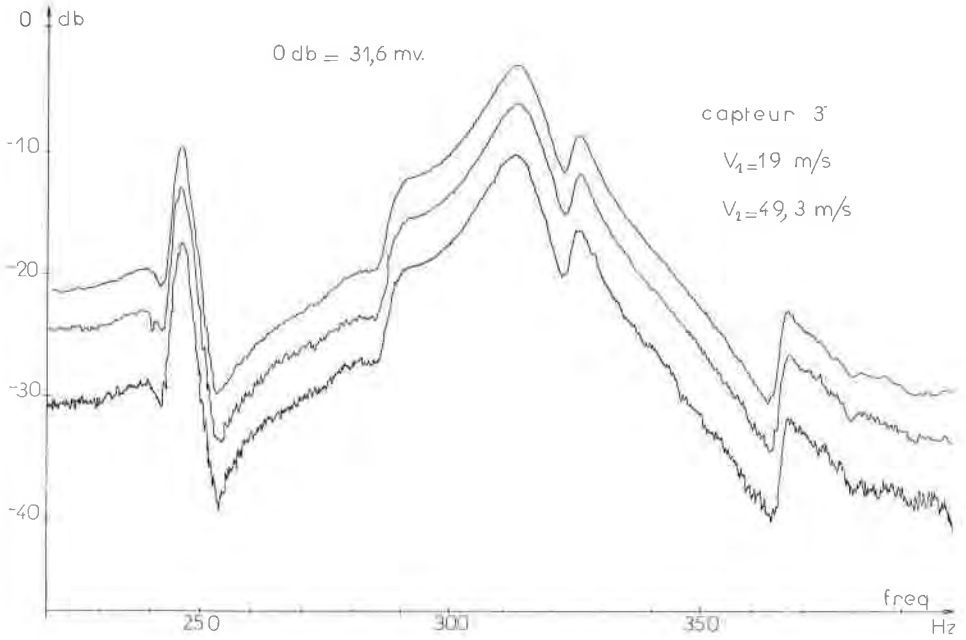


Figure 8 - Détermination de l'amortissement par la méthode de bande passante avec excitation sinusoïdale et filtre suiveur. Mise en évidence de l'influence nulle du niveau d'excitation.

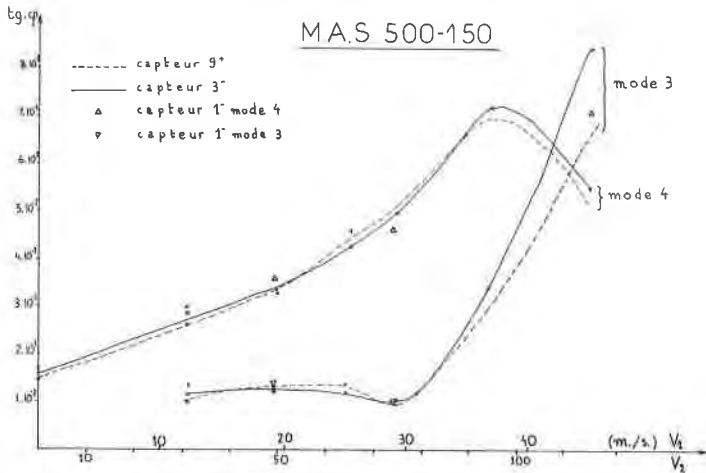


Figure 9 - Amortissement fonction de la vitesse pour les modes 3 et 4 en différents points du circuit avec rétrécissement brusque (MAS 500 - 150). (Méthode n° 2 : Excitation sinusoïdale - Filtre suiveur).

