

ICAS PAPER
No. 72 - 35



DESCRIPTION ET MISE EN OEUVRE D'UNE METHODE DE
CARACTERISATION DES SOURCES DE BRUIT DANS LES JETS

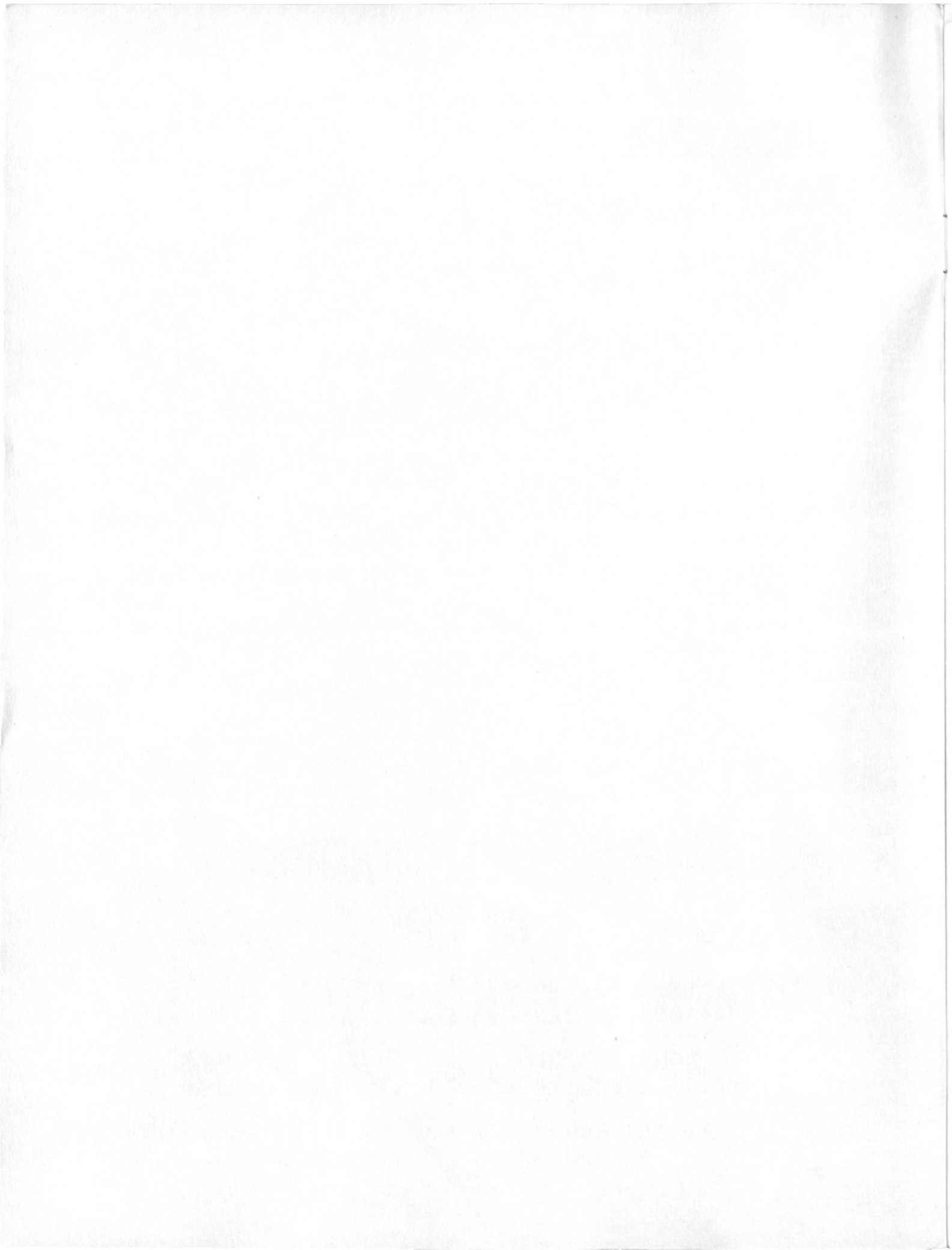
par

J. Taillet, Directeur Scientifique
O.N.E.R.A., Chatillon, France

The Eighth Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences

INTERNATIONAAL CONGRESCENTRUM RAI-AMSTERDAM, THE NETHERLANDS
AUGUST 28 TO SEPTEMBER 2, 1972

Price: 3. Dfl.



DESCRIPTION ET MISE EN OEUVRE D'UNE METHODE DE
CARACTERISATION DES SOURCES DE BRUIT DANS LES JETS.

J. Taillet

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales

92320 Châtillon (France)

Résumé

Pour caractériser les sources de bruit dans les jets, l'O.N.E.R.A., en coopération avec la SNECMA, utilise une technique fondée sur la mesure de l'émission infra-rouge.

Les paramètres moyens et les moments déduits des paramètres fluctuants mesurés sont introduits dans un programme de calcul qui fournit le spectre et le diagramme de rayonnement du champ sonore lointain.

On discute la portée pratique de la méthode à la lumière de la comparaison de ces prédictions théoriques avec les valeurs expérimentales des mesures acoustiques. Les résultats préliminaires sont encourageants.

DESCRIPTION AND USE OF A METHOD FOR
CHARACTERIZING NOISE SOURCES IN JETS

Summary

To characterize noise sources in jets, O.N.E.R.A., in cooperation with SNECMA, makes use of a technique based on the measure of the infrared emission.

The mean parameters and the moments deduced from the measured fluctuating parameters are introduced in a computer programme which provides the spectrum and the radiation pattern of the sound far field.

The discussion of the practical value of the method is based on the comparison of these theoretical predictions with the experimental values of acoustic measurements. The preliminary results are encouraging.

I - Introduction

La recherche des moyens propres à diminuer le bruit émis par les jets issus des tuyères d'avions à réaction exige une bonne connaissance des mécanismes physiques qui engendrent ce bruit.

Le présent article est consacré à la description et à la discussion de la méthode mise en oeuvre par l'O.N.E.R.A., en coopération avec la SNECMA, sous l'égide du Service Technique Aéronautique et du Secrétariat

Général à l'Aviation Civile, pour caractériser les sources de bruit et prévoir le rayonnement acoustique de jets chauds issus de maquettes à échelle réduite de tuyères destinées à équiper des moteurs actuellement à l'étude à la SNECMA.

Les bases de la théorie du bruit des jets ont été établies par Lighthill dès 1952 [1] [2] [3]. Cet auteur montre que les grandeurs acoustiques relatives au jet se déduisent des caractéristiques de la turbulence de l'écoulement. Le point de départ de sa théorie est une relation, déduite des équations générales de la mécanique des fluides, entre les dérivées partielles du second ordre de la densité; analogue à l'équation de propagation du son pour ce qui concerne le premier membre, cette relation comporte au second membre un terme source caractéristique du milieu turbulent émissif. Une seconde relation peut être déduite de la première; c'est une relation intégrale du type fonction de Green, qui permet d'exprimer la densité en un point d'observation en fonction des termes sources de tout le milieu turbulent. L'intégration se simplifie pour des distances suffisantes de la source, ce qui devrait en principe donner accès à la connaissance de l'intensité sonore, de la densité spectrale et du diagramme de rayonnement dans le champ lointain, moyennant la mise au point et l'exploitation d'un programme de calcul numérique. En réalité, la complexité des termes sources est telle qu'aucun auteur n'a tenté cette exploitation directe, deux types de démarches théoriques ayant permis, jusqu'à présent, de tirer un excellent parti des propriétés mises en lumière par Lighthill.

Une première voie, défrichée par Lighthill lui-même, puis par Ribner [4], [5], Ffowcs-Williams [6], Lilley [7], (pour ne citer que quelques noms), consiste à tirer parti du modèle physique des sources de bruit aérodynamiques en déduisant des propriétés de ce modèle un certain nombre de relations dimensionnelles. Il est ainsi possible de prévoir de façon approchée l'évolution du rayonnement acoustique du jet en fonction des paramètres moyens de l'écoulement.

Ce thème de recherche s'est avéré extrêmement fécond. Les résultats de l'analyse dimensionnelle rendent bien compte des résultats expérimentaux relatifs à la puissance sonore, au diagramme de rayonnement, et à l'allure des répartitions spectrales du

bruit, pour les domaines subsonique et super-critique. On peut tenir compte, par un choix judicieux d'hypothèses simplificatrices, des effets séparés de la convection, du mouvement de l'avion, et de la réfraction, ou prendre en compte simultanément tous ces effets en compliquant le modèle. Mais cette méthode ne fournit pas la valeur absolue des grandeurs acoustiques ; elle ne renseigne pas sur l'influence des modifications de structure imposées au jet par un changement de forme de tuyère ou la présence d'un silencieux ; enfin, elle n'est pas assez détaillée pour prévoir les conséquences de l'évolution spatiale des paramètres de la turbulence le long de l'écoulement.

Une seconde voie consiste à restreindre le problème à un cas particulièrement simple et à pousser le calcul analytique de la fonction de Green grâce aux simplifications remarquables introduites par ce choix. C'est la démarche suivie par Proudman, qui a traité le problème du bruit émis par la turbulence homogène et isotrope [8], et en tire des expressions relatives à la puissance sonore et à la densité spectrale, qui sont ainsi connues en valeur absolue. Il faut cependant noter que cette méthode n'est pas applicable à la turbulence de la zone de mélange des jets et par conséquent que son intérêt est très limité dans le cas qui nous intéresse ici.

Compte tenu des limitations des deux démarches précédentes, il est tentant de chercher à obtenir des résultats dépassant en portée pratique les résultats de l'analyse dimensionnelle en exploitant un programme de calcul simplifié, fondé sur la théorie de Lighthill, et en utilisant comme grandeurs d'entrée les paramètres moyens et les moments déduits de paramètres fluctuants fournis par l'expérience. Une telle méthode aurait l'avantage de permettre le calcul des grandeurs acoustiques à partir des caractéristiques mesurées de la turbulence du jet, ramenant ainsi le problème de la réduction du bruit à un problème d'aérodynamique, la modification de cette turbulence par le choix de dispositions convenables.

Pour mettre en œuvre cette nouvelle méthode, il faut disposer à la fois de bons moyens de calcul et d'une instrumentation opérationnelle permettant de caractériser la turbulence.

Les techniques utilisées jusqu'à ce jour par les acousticiens pour caractériser la turbulence sont, pour les jets froids, l'emploi du fil chaud [9] [10] ou de capteurs acoustiques [11] et, pour les jets chauds, la mesure de l'absorption infra-rouge [12] [13] [14], de l'émission infra-rouge [15], et la strioscopie laser [16]. L'emploi du vélocimètre laser semble intéressant, mais, à notre connaissance, ce procédé n'a encore jamais été appliqué à la caractérisation des sources acoustiques dans les jets. Par ailleurs, le cas des jets froids est le seul qui ait donné lieu à un début d'exploitation

acoustique, par corrélation à partir de mesures au fil chaud et au microphone [10] [11] [17] [18]. Il n'existe pas à l'heure actuelle de résultats relatifs à l'exploitation acoustique de mesures de type optique réalisées dans un jet chaud. Il faut bien convenir qu'il s'agit là d'une tâche considérable, cumulant les difficultés pratiques relatives à la mise au point d'une méthode de mesure des caractéristiques significatives de la turbulence, celles de l'acquisition et du traitement numérique de très nombreuses données, celles de l'interprétation et du contrôle des résultats obtenus à chaque étape du calcul, avec les problèmes délicats posés par le choix des approximations indispensables pour réduire la complexité de la procédure de mesure et le temps de calcul.

Les difficultés mentionnées ci-dessus expliquent le caractère préliminaire des résultats présentés dans cet exposé.

II - Bases théoriques de la méthode employée

II.1 - Equations générales

Les équations locales représentant l'écoulement sont l'équation de conservation de la masse et l'équation de la quantité de mouvement ; en absence d'injection de matière et de parois, elles s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) &= 0 & (1) \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v} - \vec{\sigma}) &= 0 & (2) \end{aligned}$$

avec :

t : temps ; ρ : masse volumique ;
 \vec{v} : vitesse du fluide ;
 $\vec{\sigma}$ est le tenseur des contraintes, donné par l'expression :
 $\vec{\sigma} = -p \vec{I} + \vec{\tau}$
 où p est la pression, \vec{I} le tenseur unité,
 $\vec{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses.

Des équations (1) et (2), Lighthill déduit une relation qui est une équation de propagation de forme inhomogène, avec un second membre qui s'interprète comme une fonction source acoustique :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho &= \nabla \cdot \nabla \vec{\tau} & (3) \\ \text{ou } \square^2 \rho &= \nabla \cdot \nabla \vec{\tau} \end{aligned}$$

c_0 est la vitesse du son dans le milieu où s'effectue l'observation.

$\vec{\tau}$ est parfois appelé tenseur de Lighthill, et est égal à :

$$\vec{\tau} = \rho \vec{v} \vec{v} - \vec{\tau} + (\rho - c_0^2 \rho) \vec{I} \quad (4)$$

La fonction source $\vec{\nabla} \vec{\nabla} \vec{T}$ est un scalaire, somme de termes de la forme $\delta^2 T_{ij} / \partial y_i \partial y_j$, où $T_{ij} = \rho v_i v_j - \tau_{ij} + (\rho - C_0^2 \rho) \delta_{ij}$

avec $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$. et où la coordonnée y est relative au point source.

En dehors de l'écoulement turbulent, le second membre de (3) est négligeable, et cette équation se réduit à l'équation classique de la propagation acoustique :

$$\square^2 \rho = 0$$

L'expression du champ sonore lointain est obtenue par intégration de (3) en utilisant le théorème de Kirchoff ou par une méthode plus générale basée sur une double application de la formule d'Ostrogradski [19]. Cette expression se simplifie, dans le champ lointain, et si les dimensions de la source sont faibles vis-à-vis de sa distance au point d'observation de rayon vecteur \vec{x} :

$$\rho(\vec{x}, t) = \sum_{ij} \frac{x_i x_j}{4\pi C_0^4 x^3} \int_{V(y)} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \right]_{\hat{t}} d\vec{y} \quad (5)$$

où $\rho(\vec{x}, t)$ est la perturbation de densité due aux ondes acoustiques. Dans cette expression, le terme différentiel entre crochets est exprimé au temps retardé $\hat{t} = t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{C_0}$

Cette transformation fait réapparaître le caractère tensoriel de la source ; à chaque composante d'indice i et j est associé le produit $x_i x_j$.

Compte tenu de la relation $p = C_0^2 \rho$ toujours applicable en dehors de l'écoulement, la pression acoustique p au point d'observation s'écrit :

$$p(\vec{x}, t) = \sum_{ij} \frac{x_i x_j}{4\pi C_0^2 x^3} \int_{V(y)} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \right]_{\hat{t}} d\vec{y} \quad (6)$$

et sa fonction d'autocorrélation est :

$$P(\vec{x}, \tau) = \langle p(\vec{x}, t) \cdot p(\vec{x}, t + \tau) \rangle$$

soit, en introduisant l'expression de la fonction source :

$$P(\vec{x}, \tau) = \sum_{ijkl} \frac{x_i x_j x_k x_l}{16 \pi^2 C_0^4 x^6} \int_{V(\vec{y}')} \int_{V(\vec{y}'')} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \right]_{\hat{t}'} \cdot \left[\frac{\partial^2 T_{kl}}{\partial t^2} \right]_{\hat{t}'' + \tau} d\vec{y}' d\vec{y}'' \quad (7)$$

$$\left\langle \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} \right]_{\hat{t}'} \cdot \left[\frac{\partial^2 T_{kl}}{\partial t^2} \right]_{\hat{t}'' + \tau} \right\rangle$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad T'_{ij} &= T_{ij}(\vec{y}', t) \\ T''_{kl} &= T_{kl}(\vec{y}'', t) \\ \hat{t}' &= t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}'|}{C_0} \\ \hat{t}'' &= t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}''|}{C_0} \end{aligned}$$

Sous réserve de stationnarité, $P(\vec{x}, \tau)$ s'écrit sous la forme :

$$P(\vec{x}, \tau) = \sum_{ijkl} \frac{x_i x_j x_k x_l}{16 \pi^2 C_0^4 x^6} \int_{V(\vec{y}')} \int_{V(\vec{y}'')} \left[\frac{\partial^4}{\partial \tau'^4} \left\{ R_{ijkl}(\tau'; \vec{y}', \vec{y}'') \right\} \right]_{\tau' = \tau + \tau''} d\vec{y}' d\vec{y}'' \quad (8)$$

$$\left[\frac{\partial^4}{\partial \tau'^4} \left\{ R_{ijkl}(\tau'; \vec{y}', \vec{y}'') \right\} \right]_{\tau' = \tau + \tau''}$$

avec :

$$\begin{aligned} \tau'' &= \hat{t}'' - \hat{t}' \\ \vec{y}'' &= \vec{y}' - \vec{y}'' \\ \vec{y} &= 1/2(\vec{y}' + \vec{y}'') \end{aligned}$$

et où l'on a posé :

$$R_{ijkl}(\tau'; \vec{y}', \vec{y}'') = \langle T_{ij}(\vec{y}', t) \cdot T_{kl}(\vec{y}'', t + \tau') \rangle \quad (9)$$

Cette quantité ne dépend que de la source ; nous dirons que R_{ijkl} est une composante du tenseur \vec{R} de corrélation de la source.

Dans ces conditions, l'intensité sonore au point d'observation, qui est égale à :

$$I(\vec{x}) = \frac{\langle p^2(\vec{x}, t) \rangle}{\rho_0 C_0} = \frac{P(\vec{x}, 0)}{\rho_0 C_0}$$

s'écrit :

$$I(\vec{x}) = \sum_{ijkl} \frac{x_i x_j x_k x_l}{16 \pi^2 \rho_0 C_0^5 x^6} \int_{V(\vec{y}')} \int_{V(\vec{y}'')} \left[\frac{\partial^4}{\partial \tau'^4} \left\{ R_{ijkl}(\tau'; \vec{y}', \vec{y}'') \right\} \right]_{\tau' = \tau''} d\vec{y}' d\vec{y}'' \quad (10)$$

La puissance acoustique rayonnée par le jet, par unité d'angle solide parallèlement au rayon vecteur \vec{x} se déduit directement de la formule précédente par multiplication par x^2 .

Enfin la densité spectrale du bruit au point d'observation $I(\vec{x}, \omega)$ est la transformée de Fourier cosinus de la fonction d'autocorrélation $P(\vec{x}, \tau)$:

$$I(\vec{x}, \omega) = \frac{2}{\pi \rho_0 C_0} \int_0^\infty P(\vec{x}, \tau) \cdot \cos \omega \tau, d\tau$$

ou :

$$I(\vec{x}, \omega) = \frac{2}{16 \pi^3 \rho_0 C_0^5 x^6} \sum x_i x_j x_k x_l \int_{V(\vec{y})} d\vec{y} \int_{V(\vec{\xi})} d\vec{\xi} \int_0^{\infty} \frac{\partial^4}{\partial \tau'^4} \left\{ R_{ijkl}(\tau'; \vec{y}, \vec{\xi}) \right\} \cos \omega \tau d\tau \quad (11)$$

$\tau' = \tau + \tau''$

Il apparaît donc que la connaissance du tenseur de corrélation $R(\tau'; \vec{y}, \vec{\xi})$ de la source permet d'accéder aux paramètres acoustiques recherchés.

II.2 - Choix des approximations

Le caractère tensoriel de R complique d'une façon quasi inextricable à la fois la mesure et l'exploitation numérique ; c'est pourquoi nous chercherons à approcher la solution par l'utilisation d'une fonction R scalaire.

Dans le cas particulier des jets froids, l'hypothèse isentropique $dp = C_0^2 d\rho$ est applicable dans tout le fluide (avec la même valeur de C_0). Par ailleurs, le nombre de Reynolds a une valeur élevée, ce qui permet de négliger le tenseur des contraintes visqueuses vis-à-vis du tenseur de Reynolds. Ces considérations conduisent à conserver un terme source de la forme $\frac{\partial^2 (\rho v_i v_j)}{\partial y_i \partial y_j}$. L'analyse par Proudman [8] de l'expression de la pression au point d'observation montre que dans ce cas, moyennant un choix convenable des axes de coordonnées, un seul terme du tenseur intervient :

$$p(\vec{x}, t) = \frac{1}{4 \pi C_0^2 x} \int_{V(\vec{y})} \left[\frac{\partial^2 (\rho v_x^2)}{\partial t^2} \right]_{\hat{e}} d\vec{y} \quad (12)$$

v_x est la projection de la vitesse dans la direction du point d'observation. On conçoit donc que dans ce cas, pour une direction d'observation donnée, on puisse définir et mesurer une fonction scalaire de corrélation de la source.

La restriction liée au choix préalable de la direction d'observation a par ailleurs été levée par Ribner [5] qui montre que tant que l'écoulement est quasi incompressible (cas du subsonique), la distribution quadrupolaire $\rho v_i v_j$ peut être remplacée par une distribution de sources ponctuelles d'intensité égale $\frac{\partial \rho^{(0)}}{\partial t}$, $\rho^{(0)}$ étant la fluctuation de densité locale créée dans le fluide turbulent supposé isentropique par la fluctuation de pression locale due aux forces inertielles (pseudo son). Le terme source prend alors la forme $[\partial^2 \rho^{(0)} / \partial t^2]$ et le tenseur R est remplacé par un scalaire R.

En toute rigueur, dans l'état actuel de la théorie, rien n'autorise à adopter une démarche similaire dans le cas des jets chauds, même subsoniques. Dans la zone de mélange, des volumes élémentaires à densité et température différentes se succèdent en chaque point de rayon vecteur \vec{y} , et, si l'on peut admettre qu'en première approximation on a bien $d\rho/dt = 0$ on doit écrire $\partial \rho / \partial t = -\vec{v} \cdot \nabla \rho \neq 0$, ce qui interdit de considérer comme égaux, suivant la démarche de Ribner, $\frac{\partial^2 (\rho v_i v_j)}{\partial y_i \partial y_j}$ et $-\vec{v}^2 \rho^{(0)}$. Il n'est plus alors possible d'assimiler la source à la fluctuation de densité due au pseudo-son.

Cependant, pour des raisons pratiques, nous avons tenté, dans l'étape exploratoire actuelle de nos investigations, d'utiliser une fonction R scalaire. L'examen des modifications apportées à l'expression du tenseur de Lighthill par les fluctuations de température montre que les termes du tenseur de Reynolds, et par conséquent la turbulence de vitesse, ne jouent plus pour les jets chauds le rôle prépondérant qu'ils jouent pour les jets froids, ce qui revient à dire que, pour une bonne partie du domaine qui nous intéresse, la turbulence d'entropie est un facteur important de génération du bruit.

A l'appui de cette remarque, on peut citer une observation formulée par Ribner, qui mentionne que lorsque le jet consiste en air chaud s'écoulant dans l'air extérieur, la réduction de densité due à l'accroissement de température (par rapport au jet froid) ne produit aucun effet mesurable sur la puissance totale de bruit ; d'après cet auteur, le transport turbulent de chaleur engendre un bruit supplémentaire, dont la source est la turbulence d'entropie, et qui compense la réduction du bruit liée à la réduction de densité [5].

Il est donc intéressant de chercher à définir la fonction R à partir d'un paramètre fortement lié à l'entropie.

III - Définition précise de l'expérimentation

L'objectif principal de l'expérimentation consiste à vérifier si une fonction scalaire $R(\tau'; \vec{y}, \vec{\xi})$, calculée dans une première étape à partir des mesures d'un paramètre lié à l'entropie du jet, permet de retrouver par un calcul calqué sur la formulation du § II les résultats expérimentaux fournis par la mesure directe des paramètres acoustiques.

En dehors de cet objectif, l'étude a de nombreux buts pratiques :

a) Analyse locale des caractéristiques de la turbulence des jets chauds, en vue d'une meilleure connaissance des propriétés aérodynamiques de ces jets.

b) Recherche physique des sources de bruit d'un jet et de leur localisation dans les différentes régions (zone de mélange, turbulence développée) par étude des corrélations entre le son recueilli par un microphone et un paramètre local convenablement choisi dans le jet.

c) Mise au point et comparaison des différentes méthodes de mesure applicables à la turbulence des jets chauds.

Dans l'état actuel du développement de cette technique par l'O.N.E.R.A. et la SNECMA, l'expérience type réalisée comporte les phases suivantes :

1 - Mise en place de la maquette à étudier dans la chambre sourde du Centre d'Essais des Propulseurs, à Saclay (fig. 1).

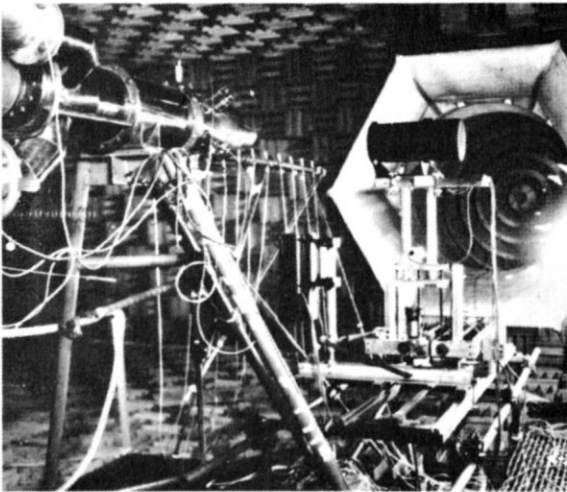


Fig. 1 - Chambre sourde C.E.Pr.

2 - Caractérisation de la turbulence par la méthode optique qui sera décrite au paragraphe IV.

3 - Relevé des grandeurs acoustiques significatives au moyen d'un microphone situé dans le champ lointain et porté par un bras tournant et de microphones répartis sur une ligne parallèle à l'axe du jet.

4 - Traitement des données issues des récepteurs optiques et acoustiques par des méthodes de corrélation.

5 - Calcul à l'ordinateur des grandeurs acoustiques à partir des caractéristiques de la turbulence (voir § V).

6 - Comparaison entre les variations de ces grandeurs, pour différentes valeurs des paramètres de la turbulence, et celles des grandeurs acoustiques mesurées.

Les expériences préparatoires (mise au point du matériel de mesure optique et caractérisation de la turbulence, sans

mesures acoustiques) sont effectuées dans une cellule spécialement équipée des laboratoires de l'O.N.E.R.A.

IV - Méthode de caractérisation de la turbulence

IV.1 - Choix du paramètre physique mesuré

Comme on l'a indiqué plus haut, on a choisi un paramètre simple à mesurer et à exploiter, et dont la relation avec l'entropie, même si elle est difficile à expliciter, découle de raisons physiques. Ce paramètre est la brillance infra-rouge du jet. Il est clair que nous aurons quelque difficulté à estimer, à partir des fluctuations de ce paramètre, les valeurs absolues de l'intensité de turbulence locale et du terme source correspondant. Par contre, toutes les grandeurs spatio-temporelles significatives pour la définition du terme source, telles que la longueur de corrélation, la vitesse de convection, la durée de vie des tourbillons, pourront être mesurées avec une précision suffisante si l'on suppose simplement que la brillance infra-rouge est fortement liée à l'entropie dans tout le volume examiné [20].

Nous verrons au paragraphe suivant comment est exploitée, dans la phase actuelle de l'étude, cette caractérisation partielle de la turbulence.

IV.2 - Méthode de mesure

La méthode de mesure adoptée, inspirée par Schetter [15], consiste à recueillir sur un récepteur muni d'une optique convenable le rayonnement infra-rouge d'un petit volume du milieu turbulent étudié. Le montage est représenté sur la figure 2.

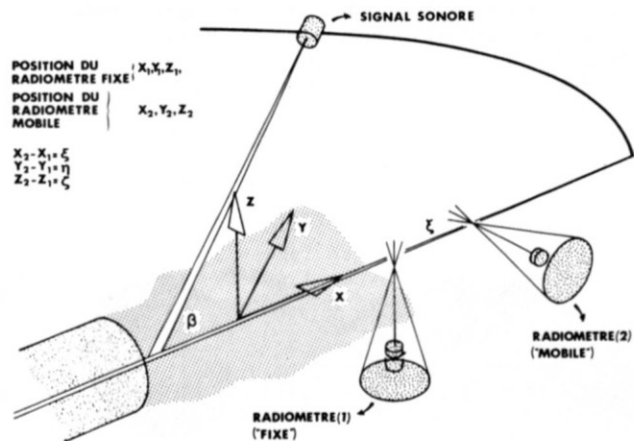


Fig. 2 - Schéma de principe de l'installation.

Deux récepteurs, dont les axes optiques sont perpendiculaires entre eux et orthogonaux à l'axe du jet, sont utilisés. Chacun de ces récepteurs analyse simultanément l'émission infra-rouge en provenance de tous les points

du jet situés au voisinage de l'axe optique ; il a cependant été possible de donner à ces radiomètres une certaine définition spatiale le long de cet axe en disposant sur le trajet optique un diaphragme qui joue le rôle de pupille, ce qui confère un poids élevé à l'émission infra-rouge du volume situé à la position conjuguée de celle du diaphragme. Si l'on veut améliorer encore la définition spatiale, il est nécessaire d'utiliser deux appareils dont les axes optiques se croisent au point à étudier, et d'employer une méthode de corrélation. C'est cette configuration qui permet en particulier de définir le coefficient d'autocorrélation $C(\vec{y}, 0, \tau)$ de l'émission infra-rouge du point considéré. Enfin, si les deux axes sont écartés de la distance ξ , on mesure le coefficient de corrélation croisée $C(\vec{y}, \xi, \tau)$. En traçant les courbes de C en fonction de τ pour différentes valeurs de ξ on peut faire apparaître les paramètres spatio-temporels de la turbulence (voir § VII).

Ce type de mesures exige la réalisation d'un montage mécanique soigné et insensible aux vibrations qui permette le déplacement contrôlé et précis de l'axe optique d'au moins un radiomètre pendant le déroulement de l'expérimentation acoustique.

IV.3 - Description de l'appareillage

Le matériel réalisé est capable d'analyser une zone de diamètre 4 mm dans un jet de température variant entre 700 K et 1.100 K, en présence d'une lumière parasite importante due aux gaz chauds et à la tuyère portée au rouge. Il est insensible aux perturbations apportées par le niveau sonore et vibratoire élevé. Le domaine spectral choisi (1 à 3 μ m) permet de travailler sur les bandes d'émission de la vapeur d'eau.

La figure 3 montre un des radiomètres utilisés à cet effet. C'est un instrument très compact, comportant deux voies de mesure simultanées. Il est formé d'un télescope Cassegrain et de deux cellules réceptrices.

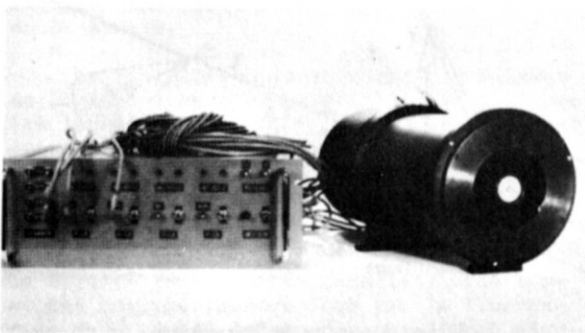


Fig. 3 - Un radiomètre.

Une première voie, modulée, mesure les composantes continues ou à très basse fréquence du signal ; une seconde voie, à large bande, mesure les fluctuations rapides liées à la turbulence. Les trajets optiques des deux voies sont dédoublés à l'aide d'une lame séparatrice au voisinage immédiat des cellules. La voie modulée ne reçoit que 10% du flux total.

Les cellules employées sont du type au sulfure de plomb et ne nécessitent aucun refroidissement. Il est cependant nécessaire de les trier pour sélectionner les meilleures. Leur résistance interne est élevée (500 K Ω) et l'utilisation d'une électronique d'adaptation d'impédance, avec réseau correcteur en fréquence, permet d'obtenir une bande passante plate à plus ou moins 1 dB près jusqu'à 20 kHz. Signalons enfin que la dynamique du système a été particulièrement soignée, puisque les mesures à effectuer couvrent une large gamme de températures génératrices et de taux de détente. La saturation n'apparaît qu'au-delà d'une centaine de volts de tension de sortie, alors que le bruit propre de l'électronique correspond à une valeur efficace d'environ 1 mV.

V - Méthode d'exploitation des résultats expérimentaux

Le calcul des paramètres acoustiques exige la connaissance de la fonction R en tout point de l'écoulement. En théorie, cette fonction est un tenseur calculé à partir des termes T_{ij} , mais cette méthode est impraticable en raison de l'impossibilité de mesurer directement ces termes et des difficultés expérimentales et mathématiques soulevées par le choix d'une résolution élevée. C'est pourquoi la méthode d'exploitation choisie est fondée sur les hypothèses simplificatrices suivantes :

a) La fonction scalaire R est supposée avoir une forme analytique indépendante de \vec{y} à l'intérieur d'une même zone du jet. L'écoulement est divisé pour cela en un petit nombre de zones A, B, ..., N, etc.

b) La fonction R est supposée gaussienne, de la forme :

$$R(\tau; \vec{y}, \vec{\xi}) = R_N \cdot \exp \left\{ -\frac{(\xi_1 - U_{CN} \tau)^2}{L_{1N}^2} - \frac{\xi_2^2}{L_{2N}^2} - \frac{\xi_3^2}{L_{3N}^2} - \frac{\tau^2}{\tau_N^2} \right\}$$

avec :

R_N : intensité de turbulence dans la zone N

U_{CN} : vitesse de convection dans la zone N

L_{1N} : longueur de corrélation le long de l'axe du jet dans la zone N

$L_{2N} = L_{3N}$: longueur de corrélation perpendiculairement à l'axe du jet dans la zone N

τ_N : durée de vie des tourbillons dans la zone N.

Le choix d'une fonction gaussienne s'appuie sur les indications données par un certain nombre d'auteurs [5] [8]. Il constitue une commodité de calcul et n'est justifié théoriquement que pour une turbulence homogène. Par la suite, d'autres types de fonctions pourront être essayés.

c) Les grandeurs U_{CN} , L_{1N} , \mathcal{E}_N sont fournies par l'expérimentation infra-rouge.

d) La grandeur R_N est estimée d'une façon très grossière à partir de l'expérimentation infra-rouge. Dans l'état actuel de la technique, les difficultés rattachées à une évaluation précise de R_N empêchent encore la méthode de donner des résultats en valeur absolue ; nous ne pouvons, pour le moment, prévoir que les variations des paramètres acoustiques en fonction des caractéristiques de la turbulence.

Moyennant les hypothèses ci-dessus, deux séries de travaux peuvent être développés à l'aide de la méthode :

1) Il est possible, dans une étape préliminaire, de rendre compte au moyen d'expériences numériques à l'ordinateur des variations des grandeurs acoustiques en fonction des caractéristiques (choisies arbitrairement) de la turbulence. L'existence d'un grand nombre de paramètres d'entrée et la difficulté de prévoir a priori l'évolution des résultats finaux exige un dialogue avec l'ordinateur. C'est pourquoi ces expériences numériques ont été effectuées en utilisant la console de visualisation IBM 22-50 connectée à l'ordinateur 360-50 du Centre de Calcul de l'ONERA. Il est ainsi possible de visualiser en temps réel sur grand écran cathodique le résultat final du calcul et de superposer pour les comparer les courbes représentatives de plusieurs calculs successifs (fig. 4).



Fig. 4 - Console de visualisation IBM 2250.

La figure 5 représente, à titre d'exemple les résultats du calcul de l'intensité sonore $I(\theta, M_c)$ en fonction de l'angle d'observation

θ pour différentes valeurs du nombre de Mach de convection M_c [21].

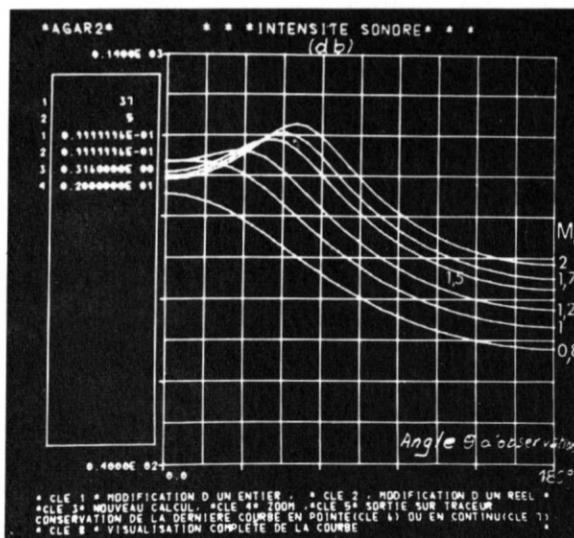


Fig. 5 - Variation de l'intensité sonore en fonction de l'angle d'observation pour différentes valeurs du nombre de Mach de convection M_c .

2) L'expérience numérique permet de guider le choix des paramètres $L_2=L_3$ que la mesure infra-rouge ne fournit pas. Il est alors possible d'utiliser l'ordinateur pour le calcul de toutes les grandeurs acoustiques en fonction des caractéristiques mesurées de la turbulence, étant entendu que certaines grandeurs secondaires non mesurées doivent être choisies empiriquement.

On obtient ainsi l'intensité sonore, les spectres et les PNdB pour différentes positions angulaires.

VI - Méthode d'acquisition et de traitement des données.

VI.1 - Intensité de turbulence

Dans l'état actuel de la technique, l'intensité de turbulence dans une zone N est estimée grossièrement à partir d'un seul radiomètre, en faisant le quotient du signal fluctuant (voie video) par le signal continu (voie modulée).

VI.2 - Paramètres spatio-temporels

L'utilisation de deux radiomètres permet, par mesure des corrélations infra-rouge - infra-rouge, d'accéder à U_{CN} , L_{1N} , \mathcal{E}_N . Nous ne décrivons pas les transformations élémentaires qui permettent d'obtenir ces grandeurs, car elles sont classiques (voir § VII).

A partir d'un radiomètre et d'un microphone, l'on peut mesurer les fonctions de corrélation infra-rouge - son et déduire la contribution des différentes parties du jet à l'intensité sonore au niveau du microphone. Le calcul des densités spectrales croisées permet d'affecter les sources des différentes parties du spectre de l'intensité sonore aux différentes régions de l'écoulement.

VI.3 - Description succincte de l'équipement utilisé

Au cours d'expériences préparatoires dans une cellule installée dans les laboratoires de l'ONERA, un enregistrement sur magnétique analogique et traitement hybride en temps réel des corrélations infra-rouge - infra-rouge a été adopté ; cette technique a permis de sélectionner les enregistrements significatifs, qui ont été numérisés, des coefficients spatio-temporels et des intensités de turbulence, les calculs étant alors effectués par l'ordinateur IBM 360-50.

Au cours des expériences en chambre sourde, l'utilisation en temps réel de l'ordinateur IBM 1800 du Centre d'Essais des Propulseurs a permis de gagner un temps précieux. L'acquisition était réalisée par un convertisseur analogique-digital (pour les grandeurs permettant le calcul de l'intensité de turbulence) et d'un corrélateur Hewlett-Packard (pour les grandeurs spatio-temporelles). Après une mise à l'échelle, les résultats de cette exploitation étaient consignés sur une bande magnétique numérique, et transmis pour calcul des grandeurs acoustiques au Centre de Calcul de l'ONERA.

Dans une étape ultérieure, on réalisera une grande partie des calculs préliminaires ou auxiliaires (densités spectrales croisées) grâce à un équipement mis en place à l'ONERA sous l'égide du STAE, et qui comporte des analyseurs Spectral Dynamics et un ordinateur CII 10.020 facilitant la gestion et la transmission des données à l'ordinateur IBM 360-50.

La figure 6 est une vue de cette installation, dont la mise au point s'achève à l'heure actuelle.

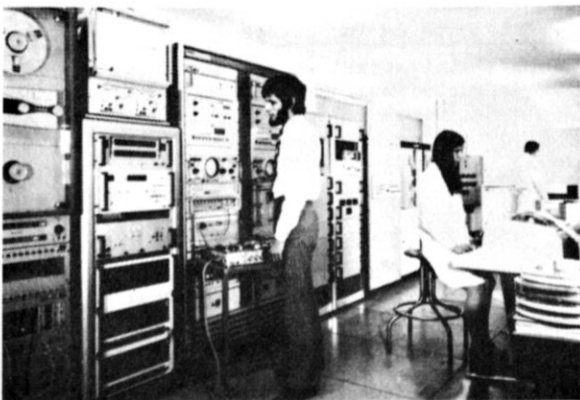


Fig. 6 - Laboratoire de dépouillement automatique des mesures de bruit O.N.E.R.A./ Châtillon.

VII - Quelques résultats préliminaires

VII.1 - Intensité de turbulence

Un radiomètre placé à différentes distances du plan de sortie tuyère se déplace suivant une radiale. Chacune des deux voies de mesure fournit respectivement la racine carrée de la valeur quadratique moyenne $(\langle e^2 \rangle)^{1/2}$ et la valeur moyenne du signal $\langle E \rangle$. L'évolution du rapport $(\langle e^2 \rangle)^{1/2} / \langle E \rangle$ (figure 7) reflète la géométrie de la zone de mélange. Ce rapport, lié à l'intensité de turbulence, est maximum en fin de cône potentiel, ce qui met en évidence l'importance de cette zone pour l'émission sonore.

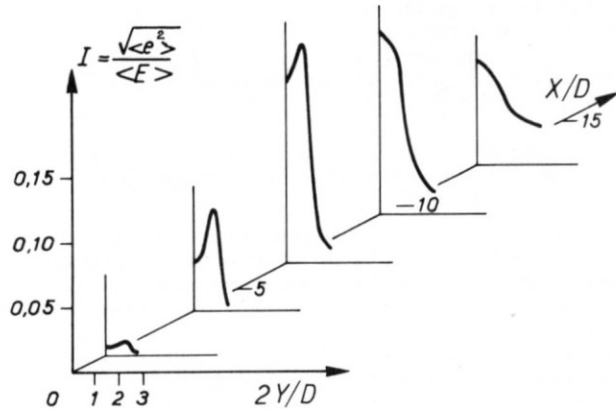


Fig. 7 - Représentation à trois dimensions de profils transversaux mesurés à l'aide d'un radiomètre à différentes distances X/D du plan de sortie tuyère.

VII.2 - Paramètres spatio-temporels

Des coefficients de corrélation $C_{12}(\xi, \tau)$ calculés à partir de mesures, on déduit par calculs élémentaires les grandeurs caractéristiques de la turbulence. Rappelons que l'indice 1 repère le radiomètre 1, l'indice 2, le radiomètre 2 ; ξ est égal à l'écart entre les axes portant les radiomètres 1 et 2 (figure 2) et τ représente le retard.

Sur la figure 8 est présenté un exemple de profil axial de la vitesse de convection $U_c = \xi / \tau_M$ où τ_M est l'abscisse du maximum de la courbe $C_{12}(\xi, \tau)$. On remarque que cette vitesse passe par un maximum aux alentours de la fin du cône potentiel.

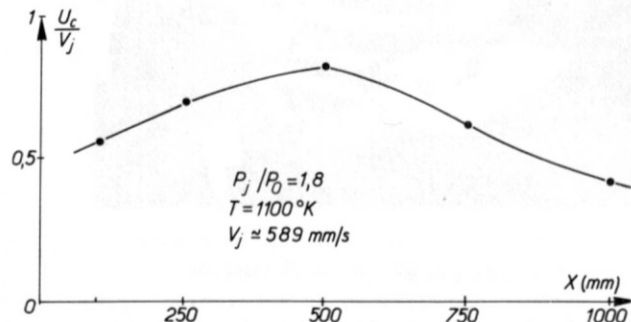


Fig. 8 - Profil axial de vitesse de convection.

culs. Une première amélioration est attendue de la prise en compte des effets de réfraction.

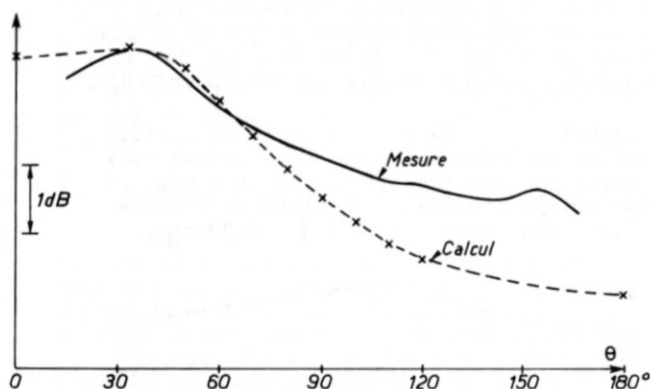


Fig. 13 - Comparaison de l'intensité sonore mesurée et de l'intensité calculée en fonction de θ pour $\rho_1/\rho_0 = 1,8$ et $T = 1100$ K. θ est l'angle formé par la direction d'observation et l'axe du jet.

Par ailleurs, en comparant le résultat du calcul des grandeurs acoustiques avec les résultats de la mesure en chambre sourde, et ceci pour deux régimes de fonctionnement différents, on trouve :

a) que le calcul prévoit très correctement le sens des variations de toutes les grandeurs acoustiques,

b) que le calcul rend compte avec une bonne précision de la grandeur des variations relatives des paramètres suivants :

- angle d'émission maximum,
- fréquence du maximum de la courbe de densité spectrale, pour l'angle d'émission maximum,
- écart entre le maximum et le minimum de l'intensité sonore.

VIII - Conclusion

Dans l'état actuel de l'expérience, seuls quelques résultats préliminaires ont été obtenus. Il ne nous est pas encore possible de donner une conclusion définitive quant à la validité de la méthode et des approximations employées. Il est cependant possible de tirer quelques conclusions provisoires des résultats déjà acquis :

- 1) Malgré les approximations consenties, la méthode permet de localiser les régions turbulentes du jet et d'évaluer grossièrement l'importance relative des différentes sources de bruit ;
- 2) La contribution des différentes parties du jet à l'intensité mesurée en un point extérieur à l'écoulement apparaît nettement à partir des corrélations infra-rouge son, et ceci même si l'émission locale du jet est à large bande ;
- 3) L'évolution des paramètres acoustiques mesurée en chambre sourde en faisant varier les paramètres moteurs coïncide bien en sens et approximativement en grandeur avec la variation des mêmes paramètres calculée, dans les mêmes conditions, à partir de la fonction R,

définie au § V et élaborée elle-même à partir des mesures définies au § IV.

Dans une étape ultérieure de l'étude, il conviendrait d'examiner les possibilités d'utiliser une méthode de caractérisation plus fine, utilisant le cas échéant une mesure supplémentaire ; en tout état de cause, il paraît nécessaire de faire progresser la théorie et l'interprétation physique des résultats de mesure obtenus sur les jets chauds afin d'asseoir sur des bases solides une méthode qui, dans l'état actuel, présente un caractère encore trop empirique.

Remerciements.

Cette étude a été menée, grâce à l'appui du Service Technique Aéronautique et du Secrétariat Général à l'Aviation Civile, par MM. M. Perulli et J.F. Amphoux de Belleval, de la Direction de Physique Générale de l'ONERA, en coopération étroite avec MM. G. Richter et C. Schmidt de la SNECMA. Les radiomètres décrits dans cet article ont été conçus et réalisés par M. G. Gauffre, Direction de Physique Générale, ONERA. L'étude numérique a bénéficié de l'assistance de Mle J. Milczynski, du Centre de Calcul de l'ONERA. Enfin les corrélations infra-rouge - son ont été dépouillées sur l'installation de la Direction Résistance des Structures de l'ONERA.

Références

- [1] - LIGHTHILL M.J.
On sound generated aerodynamically. I. General Theory.
Proc. Roy. Soc., A, 211, 564 (1952).
- [2] - LIGHTHILL M.J.
On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound.
Proc. Roy. Soc., A, 222, 1 (1954).
- [3] - LIGHTHILL M.J.
Sound generated aerodynamically.
The Bakerian Lecture, 1961.
Proc. Roy. Soc., A, 267, 147 (1962).
- [4] - RIBNER H.S.
On the strength distribution of noise sources along a jet.
J. Acoust. Soc. Am., 30, 876 (1958).
- [5] - RIBNER H.S.
The generation of sound by turbulent jets. in Advances in Applied Mechanics. Vol. 8, (1964), Academic Press Inc., New York.
- [6] - FFOWCS WILLIAMS J.E.
The noise from turbulence convected at high speed.
Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A, 255, 469 (1963).
- [7] - LILLEY G.M.
On the noise from air jets.
Aero. Res. Council. Lond., 20, 376-N, 40-F, M. 2724 (1958).

- [8] - PROUDMAN I.
The generation of noise by isotropic turbulence.
Proc. Roy. Soc., A, 214, 119 (1952).
- [9] - DAVIES, P.O.A.L., FISHER M.J. and BARRATT M.J.
The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet.
J. Fluid Mech., 15, 337 (1963).
- [10] - CHU W.T.
Turbulence measurements relevant to jet noise.
UTIAS report n° 119 (1966).
- [11] - SIDDON T.E. and RACKL R.
Cross correlation analysis of flow noise with fluid dilatation as source fluctuation.
Acoust. Soc. America, Fall. Meeting, 82 nd, Denver, Colo. Oct. 19-22, 1971 paper tt. 12 - 18 p.
- [12] - DRAPER J.S.
Infrared radiometry of turbulent flows.
AIAA J., 4, 1597 (1966).
- [13] - FISHER M.J. and KRAUSE F.R.
The crossed beam correlation technique.
J. Fluid. Mech., 28, 705 (1967).
- [14] - WILSON L.N., KRAUSE F.R. and KADRMAS K.A.
Optical measurements of sound source intensities in jets.
Basic Aerodynamic noise research NASA SP-207, 147 (1969).
- [15] - SCHETTER K.A.
Optical and acoustical measurements on exhaust plumes.
EUROMECH 10, Liblice/Prague (1968).
- [16] - DAVIES M.R.
Quantitative schlieren measurements in a supersonic turbulent jet.
J. Fluid Mech., 51, 435 (1972).
- [17] - DYER I.
Distribution of sound sources in a jet stream.
J. Acoust. Soc. America, 31, 7 (1959).
- [18] - LEE H.K.
Correlation of noise and flow of a jet.
U.T.I.A. report n° 168 University of Toronto (1971).
- [19] - VIVIAND H.
L'équation fondamentale de la théorie du bruit aérodynamique dans le cas de surfaces en mouvement de translation uniforme.
Jour. de Méc., vol. 9, 335 (1970).
- [20] - De BELLEVAL J.F. - PERULLI M. - RICHTER G et SCHMIDT C.
Résultats préliminaires de l'étude de l'émission infrarouge d'un jet chaud.
Rech. Aerosp. n° 1972-1, 37-45.
- [21] - De BELLEVAL J.F. - MILCZYNSKI J. et PERULLI M.
Etude numérique de l'influence des grandeurs caractéristiques de turbulence sur le champ sonore lointain rayonné par un jet subsonique.
A paraître

