

50376
1977
184

50376
1977
184

THÈSE

PRÉSENTÉE

A L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE I

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE SPÉCIALITÉ

par

Jean-Michel VILLE



Sujet de la thèse : DÉFINITION ET RÉALISATION D'UN SIMULATEUR DE MODES TOURNANTS

Soutenue le 29 novembre 1977 devant la Commission d'examen

MM. GONTIER Gérard
DYMENT Arthur
PERULLI Mariano
AMPHOUX de BELLEVAL Jean-François
LEWY Serge



Président

Examineurs

O.N.E.R.A.
29, Avenue de la Division Leclerc
92320 CHATILLON
1977

B.U. LILLE I



D 030 073727 2

No 657

DOYENS HONORAIRES de l'Ancienne Faculté des Sciences

MM. R. DEFRETIN, H. LEFEBVRE, M. PARREAU.

PROFESSEURS HONORAIRES des Anciennes Facultés de Droit
et Sciences Economiques, des Sciences et des Lettres

M. ARNOULT, Mme BEAUJEU, MM. BROCHARD, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER, CORSIN, DEHEUVELS, DEHORS, DION, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN, HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE, KAMPE DE FERIET, KOUGANOFF, LAMOTTE, LASSERRE, LELONG, Mme LELONG, MM. LHOMME, LIEBAERT, MARTINOT-LAGARDE, MAZET, MICHEL, NORMANT, PEREZ, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, ROUELLE, SAVART, WATERLOT, WIEMAN, ZAMANSKI.

PRESIDENTS HONORAIRES DE L'UNIVERSITE
DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

MM. R. DEFRETIN, M. PARREAU.

PRESIDENT DE L'UNIVERSITE
DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

M. M. MIGEON.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. BACCHUS Pierre	Astronomie
M. BEAUFILS Jean-Pierre	Chimie Physique
M. BECART Maurice	Physique Atomique et Moléculaire
M. BILLARD Jean	Physique du Solide
M. BIAYS Pierre	Géographie
M. BONNEMAN Pierre	Chimie Appliquée
M. BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M. BONTE Antoine	Géologie Appliquée
M. BOUGHON Pierre	Algèbre
M. BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
M. CELET Paul	Géologie Générale
M. COEURE Gérard	Analyse
M. CONSTANT Eugène	Electronique
M. DEBOURSE Jean-Pierre	Gestion des Entreprises
M. DELATTRE Charles	Géologie Générale
M. DELHAYE Michel	Chimie Physique
M. DERCOURT Jean	Géologie Générale
M. DURCHON Maurice	Biologie Expérimentale
M. FAURE Robert	Mécanique
M. FOURET René	Physique du Solide
M. GABILLARD Robert	Electronique
M. GONTIER Gérard	Mécanique
M. GRANELLE Jean-Jacques	Sciences Economiques
M. GRUSON Laurent	Algèbre
M. GUILLAUME Jean	Microbiologie
M. HEUBEL Joseph	Chimie Minérale
M. LABLACHE-COMBIER Alain	Chimie Organique
M. LACOSTE Louis	Biologie Végétale
M. LANSRAUX Guy	Physique Atomique et Moléculaire
M. LAVEINE Jean-Pierre	Paléontologie
M. LEBRUN André	Electronique
M. LEHMANN Daniel	Géométrie

Mme LENOBLE Jacqueline	Physique Atomique et Moléculaire
M. LINDER Robert	Biologie et Physiologie Végétales
M. LOMBARD Jacques	Sociologie
M. LOUCHEUX Claude	Chimie Physique
M. LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M. MAILLET Pierre	Sciences Economiques
M. MONTARIOL Frédéric	Chimie Appliquée
M. MONTREUIL Jean	Biochimie
M. PARREAU Michel	Analyse
M. POUZET Pierre	Analyse numérique
M. PROUVOST Jean	Minéralogie
M. SALMER Georges	Electronique
M. SCHILTZ René	Physique Atomique et Moléculaire
Mme SCHWARTZ Marie-Hélène	Géométrie
M. SEGUIER Guy	Electrotechnique
M. TILLIEU Jacques	Physique Théorique
M. TRIDOT Gabriel	Chimie Appliquée
M. VIDAL Pierre	Automatique
M. VIVIER Emile	Biologie Cellulaire
M. WERTHEIMER Raymond	Physique Atomique et Moléculaire
M. ZEYTOUNIAN Radyadour	Mécanique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M. BELLET Jean	Physique Atomique et Moléculaire
M. BKOUCHE Rudolphe	Algèbre
M. BODARD Marcel	Biologie Végétale
M. BOILLET Pierre	Physique Atomique et Moléculaire
M. BOILLY Bénoni	Biologie Animale
M. BRIDOUX Michel	Chimie Physique
M. CAPURON Alfred	Biologie Animale
M. CORTOIS Jean	Physique Nucléaire et Corpusculaire
Mme DACHARRY Monique	Géographie
M. DEPRez Gilbert	Physique Théorique
M. DEVRAINNE Pierre	Chimie Minérale
Mme EVRARD Micheline	Chimie Appliquée
M. GOSSELIN Gabriel	Sociologie
M. GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M. GUILBAULT Pierre	Physiologie Animale
M. HERMAN Maurice	Physique Spatiale
Mme LEHMANN Josiane	Analyse
M. LENTACKER Firmin	Géographie
M. LEROY Jean-Marie	Chimie Appliquée
M. LOUAGE Francis	Electronique
M. MAIZIERES Christian	Automatique
Mlle MARQUET Simone	Probabilités
M. MIGEON Michel	Chimie Physique
M. MONTEL Marc	Physique du Solide
M. MONTUELLE Bernard	Biologie Appliquée
M. NICOLE Jacques	Chimie Appliquée
M. PAQUET Jacques	Géologie Générale
M. RACZY Ladislas	Electronique
M. ROUSSEAU Jean-Paul	Physiologie Animale
M. SLIWA Henri	Chimie Organique
M. WATERLOT Michel	Géologie Générale

MAITRES DE CONFERENCES (Et Chargés d'Enseignement)

M. ADAM Michel	Sciences Economiques
M. ANTOINE Philippe	Analyse
M. BART André	Biologie Animale
Mme BATTIAU Yvonne	Géographie

M. BEGUIN Paul	Mécanique
M. BONNELLE Jean-Pierre	Chimie
M. BOSCOQ Denis	Probabilités
M. BREZINSKI Claude	Analyse Numérique
M. BRUYELLE Pierre	Géographie
M. CARREZ Christian	Informatique
M. COQUERY Jean-Marie	Psycho-Physiologie
M. CORDONNIER Vincent	Informatique
M. COUTURIER Daniel	Chimie Organique
M. CRAMPON Norbert	Géologie
M. CROSNIER Yves	Electronique
M. DEBRABANT Pierre	Géologie Appliquée
M. DEGAUQUE Pierre	Electronique
M. DELORME Pierre	Physiologie Animale
M. DE PARIS Jean-Claude	Mathématiques
M. DHAINAUT André	Biologie Animale
M. DELAUNAY Jean-Claude	Sciences Economiques
M. DERIEUX Jean-Claude	Microbiologie
M. DOUKHAN Jean-Claude	Physique du Solide
M. DUBOIS Henri	Physique
M. DUEE Gérard	Géologie
M. DYMENT Arthur	Mécanique
M. ESCAIG Bertrand	Physique du Solide
M. FAKIR Sabah	Algèbre
M. FLAMME Jean-Marie	Technologie de Construction
M. FOCT Jacques	Génie Mécanique
M. FONTAINE Hubert	Physique
M. FONTAINE Jacques	Electronique
M. FOURNET Bernard	Biochimie
M. GAMBLIN André	Géographie
M. GERVAIS Michel	Gestion des Entreprises
M. GOBLOT Rémi	Algèbre
M. HECTOR Joseph	Géométrie
M. JACOB Gérard	Informatique
M. JOURNEL Gérard	Physique Atomique et Moléculaire
M. KREMBEL Jean	Biochimie
M. LAURENT François	Automatique
Mlle LEGRAND Denise	Algèbre
Mlle LEGRAND Solange	Algèbre
M. LEROY Yves	Electronique
M. LHENAFF René	Géographie
M. LOCQUENEUX Robert	Physique théorique
M. MACKE Bruno	Physique
M. MAHIEU Jean-Marie	Physique Atomique et Moléculaire
M. MESSELYN Jean	Physique Atomique et Moléculaire
M. MIGNOT Fulbert	Analyse Numérique
M. N'GUYEN VAN CHI Régine	Géographie
M. NOTELET Francis	Electrotechnique
M. NUSSEMBAUM Maurice	Sciences Economiques
M. PARSY Fernand	Mécanique
M. PAUPARDIN Colette	Biologie Physiologie Végétales
M. PECQUE Marcel	Chimie Physique
M. PERROT Pierre	Chimie Appliquée
M. PERTUZON Emile	Physiologie Animale
M. PETIT Francis	Chimie Organique
M. PONSOLLE Louis	Chimie Physique
M. POVY Lucien	Automatique
M. RICHARD Alain	Biologie
M. ROGALSKI Marc	Analyse
M. ROY Jean-Claude	Psycho-Physiologie
M. SIMON Michel	Sociologie
M. SOMME Jean	Géographie

M^{le} SPIK Geneviève
M. STANKIEWICZ François
M. STERBOUL François
M. TAILLEZ Roger
M. THERY Pierre
M. TOP Gérard
M. TOULOTTE Jean-Marc
M. TREANTON Jean-René
M. VANDORPE Bernard
M. VILLETTE Michel
M. WALLART Francis
M. WERNER Georges
M^{me} ZIN-JUSTIN Nicole

Biochimie
Sciences Economiques
Informatique
Biologie
Electronique
Sciences Economiques
Automatique
Sociologie
Chimie Minérale
Mécanique
Chimie
Informatique
Algèbre

TABLE DES MATIERES

RESUME	3
1. INTRODUCTION	7
2. ETUDE THEORIQUE DU PRINCIPE DE LA SIMULATION DES MODES PROPRES D'UN CONDUIT PAR DES CHAMBRES DE COMPRESSION	9
2,1. Hypothèses de base	9
2,1.1. le fluide	9
2,1.2. le conduit	9
2,1.3. les sources	9
2,2. Etude théorique de la propagation des ondes acoustiques dans un conduit cylindrique	9
2,2.1. équation de propagation	9
2,2.2. conditions aux limites	10
2,2.3. calcul des fonctions propres du conduit	11
2,2.4. relation de dispersion	12
2,3. Calcul du champ de pression sonore total	14
3. METHODE DE CALCUL DE LA SIMULATION	17
3,1. Schéma du calcul d'excitation des sources	17
3,2. Résolution numérique	19
3,2.1. étapes du calcul	19
3,2.1.1. données du problème	19
3,2.1.2. programme de calcul	19
3,2.1.3. résultats	19
3,2.2. procédure pratique d'utilisation	20
4. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MOYENS DE MESURE	20
4,1. Dispositif expérimental	21
4,1.1. sources sonores	21
4,1.2. conduit de propagation	22
4,2. Moyens de mesure	22
4,2.1. base théorique de la méthode de mesure de la structure spatiale du champ sonore	22
4,2.2. description du système hybride de traitement du signal	23
4,2.2.1. calcul de la fonction de phase relative	23
4,2.2.2. spectre des nombres d'onde	24
4,2.3. dispositif de mesure	24
4,2.3.1. traitement analogique	24
4,2.3.2. numérisation	25
4,2.3.3. traitement numérique	25
4,2.3.4. visualisation	25
5. ETUDE EXPERIMENTALE	25
5,1. Contrôle expérimental de la simulation sur ordinateur du dispositif en l'absence d'écoulement	25
5,1.1. procédure de contrôle	25
5,1.1.1. calcul numérique	25
5,1.1.2. expériences	25
5,1.1.3. présentation des résultats expérimentaux	25
5,1.2. rappels théoriques	26
5,1.3. résultats expérimentaux	26
5,1.4. discussion	36

5.2. Application du simulateur à la mesure de l'impédance acoustique d'un matériau en fonction de l'incidence	36
5,2.1. rappels théoriques	36
5,2.2. résultats	37
5,2.3. discussion	39
5.3. Vérification expérimentale du principe de la simulation en présence d'un écoulement subsonique uniforme	39
5,3.1. procédure de la vérification	39
5,3.2. résultats	39
5,3.3. influence du module de la vitesse moyenne de l'écoulement sur la structure spatiale du champ	45
5,3.4. discussion	47
6. CONCLUSIONS	48
Références bibliographiques	50

DÉFINITION ET RÉALISATION D'UN SIMULATEUR DE MODES TOURNANTS

par Jean-Michel VILLE

RÉSUMÉ

La mesure des propriétés acoustiques de matériaux dans des conditions proches de leur utilisation (manches d'entrée et de sortie de compresseurs) a nécessité la définition et la réalisation d'un dispositif à géométrie cylindrique qui permet l'étude de ces matériaux en fonction d'une part des caractéristiques spatio-temporelles du champ acoustique (fréquence, angle d'incidence), et, d'autre part des paramètres de l'écoulement (vitesse, couche limite).

Une modélisation numérique de ce dispositif précise les conditions d'excitation (amplitude et phase) des sources (chambres de compression) dont la répartition axi-azimutale impose simultanément le nombre d'onde axial et le nombre d'onde azimutal d'où, par voie de conséquence, le nombre radial. Ainsi un mode unique choisi dans l'ensemble des modes propagatifs à la fréquence donnée est engendré.

La comparaison des spectres de nombres d'onde axiaux et azimutaux mesurés et calculés pour différentes valeurs de la vitesse de l'écoulement, dont la vitesse nulle, ainsi que pour différentes fréquences et différents angles d'incidence, a permis de vérifier le fonctionnement de ce dispositif et d'en préciser les limites.

A cette occasion il a été possible de mesurer l'effet de convection de l'écoulement sur les longueurs d'onde axiales.

Une application particulière de ce dispositif à la mesure du coefficient de réflexion d'un matériau en fonction de l'angle d'incidence est présentée à titre d'exemple.

Descripteurs (thésaurus CEDOCAR) : Mode propagation ondes – Propagation ondes – Propagation son – Impédance acoustique – Champs acoustiques – Mesures acoustiques – Ondes acoustiques – Propriétés acoustiques – Réverbération – Simulateurs – Simulation numérique.

DEFINITION AND REALIZATION OF A SPINNING MODE SIMULATOR

SUMMARY

The measurement of acoustic properties of materials in conditions close to those of their utilization (compressor inlet and outlet ducts) required the definition and realization of a device of cylindrical geometry allowing the study of these materials as a function of spatio-temporal characteristics of the acoustic field (frequency, angle of incidence) on the one hand, and on the other of the flow parameters (velocity, boundary layer).

A numerical modelling of this device provides the excitation conditions (amplitude and phase) of the sources (compression chambers) whose axi-azimuthal distribution imposes simultaneously the axial and azimuthal wave number thence, consequently, the radial number. This way, a single mode chosen among all the propagative modes at the given frequency is engendered.

The comparison of the spectra of axial and azimuthal wave numbers, measured and calculated for various values of the flow velocity, including zero velocity, as well as for various frequencies and incidence angles, made it possible to verify the working of this device and to know its limits.

At this occasion, it has been possible to measure the convection effect of the flow on the axial wavelengths.

A particular application of this device to the measure of the reflection coefficient of a material as a function of incidence angle is presented as an example.

Descriptors (NASA thesaurus) : Propagation modes – Acoustic impedance – Acoustic ducts – Acoustic propagation – Acoustic properties – Reverberation – Acoustic simulation – Noise propagation – Sound propagation – Computerized simulation.

NOTATIONS

r, θ, z	: coordonnées cylindriques respectivement le rayon, l'azimut et l'axe.
m	: nombre d'onde azimutal,
n	: nombre radial,
N	: nombre entier positif ou nul lié au nombre de sources
r_l, θ_l, z_l	: coordonnées cylindriques de la l ième source
A_l	: amplitude de la l ième source
φ_l	: phase de la l ième source
V_0	: vitesse axiale de l'écoulement
ρ, p, \vec{v}	: masse volumique, pression et vitesse du fluide
γ	: nombre sans dimension, rapport des chaleurs spécifiques du fluide
ρ, p, \vec{v}	: masse volumique, pression et vitesse fluctuantes du fluide
ρ_0, p_0	: masse volumique et pression du fluide non perturbé
c_0	: vitesse du son
t	: temps
ϕ	: fonction des coordonnées r et θ
ψ	: fonction de z et t
T	: nombre complexe, nombre d'onde transversal
B	: amplitude de la pression
ω	: fréquence angulaire
k_z ou k_{zn}	: nombre d'onde axial
K	: nombre d'onde total
M_0	: nombre de Mach axial
f	: fréquence
J_m	: fonction de Bessel de première espèce d'ordre m
Y_m	: fonction de Bessel de seconde espèce d'ordre m
a	: rayon du conduit
Z	: impédance adimensionnelle de la paroi
R	: partie réelle de l'impédance Z
X	: partie imaginaire de l'impédance Z
J'_m	: dérivée première de la fonction de Bessel J_m
χ_{mn}	: n ième zéro de la dérivée première de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m

E_{mn}	: n ième zéro de J_m
f_{cmn}	: fréquence de coupure du mode (m, n)
Φ	: angle d'incidence de l'onde par rapport à l'axe du conduit
V_φ	: vitesse de phase de l'onde
V_g	: vitesse de groupe de l'onde
δ	: distribution de Dirac
Z_{mn}	: fonction de z
ϕ_{mn}	: fonction de r et θ
s, q	: entiers $s \in \mathbb{Z}$, $q \in \mathbb{Z}^+$
G_e	: fonction de z
α	: nombre positif très petit
D_e	: amplitude
b	: valeur particulière de r_e
μ, γ	: nombres entiers $\mu \in \mathbb{Z}$ et $\gamma \in \mathbb{Z}^+$
S_0	: source de référence
χ_e	: grandeur complexe
α_{wl}	: coefficients complexes
A_{mn}	: amplitude du (m, n) ième mode
φ	: phase
φ_0	: phase à l'origine des temps
L	: longueur totale d'exploration axiale
E_T	: niveau sonore total
E_{Tc}	: niveau sonore total cohérent
E_0	: niveau sonore mode plan ou en $z = 0$
λ_{mn}	: longueur d'onde du mode (m, n)
v_z	: vitesse fluctuante du fluide suivant l'axe z
g	: module du coefficient de réflexion
φ'	: phase du coefficient de réflexion
P_1, P_2	: amplitude respectivement de l'onde incidente et de l'onde réfléchie
P_M, P_m	: amplitude des pressions respectivement maximum et minimum
Δz	: position du premier minimum de pression
T	: période
S_f	: signal délivré par le microphone fixe
S_m	: signal délivré par le microphone mobile
λ_{amont}	: longueur d'onde du mode amont
λ_{aval}	: longueur d'onde du mode aval
$\Delta \lambda$: différence $ \lambda_{aval} - \lambda_{amont} $

x, y	: coordonnées rectangulaires
S_ℓ	: position de la ℓ ième source
ℓ	: indice variant de 0 à $N - 1$; numéro de la source
h	: fonction de θ
F	: constante
V_n	: vitesse fluctuante du fluide normale à la paroi
Z_a	: impédance de la paroi
\vec{n}	: vecteur unitaire normal à la paroi
\mathbb{Z}	: ensemble des entiers positifs, négatifs ou nul
J_m''	: dérivée seconde de J_m
A_ℓ	: nombre complexe fonction des sources et du couple (m, n)
p_{mn}	: champ de pression associé au couple (m, n)
w	: nombre entier positif
P	: nombre entier positif
u	: fonction de t et de z ou θ
U	: fonction de la phase relative
H	: fonction d'apodisation de Hanning
E_m, E_z	: niveau sonore cohérent associé au couple (m, n) suivant les directions θ et z
β	: nombre (seconde) fonction de f et f_{cmn}

1. INTRODUCTION

La méthode la plus généralement utilisée pour la mesure du coefficient d'absorption et de l'impédance acoustique de matériaux absorbants est celle du tube de Kundt ou tube à ondes stationnaires. Elle est limitée au cas particulier d'ondes planes dont le vecteur d'onde est normal à la surface du matériau à étudier et exclut la présence d'un écoulement.

Ces matériaux, dans les applications industrielles (conduites de transport ou de passage d'un fluide), sont, à la fois soumis à des ondes acoustiques dont la structure spatiale est beaucoup plus compliquée que celle du mode plan et à la fois mis en présence de l'écoulement du fluide considéré. Par exemple dans les manches d'entrée ou de sortie des compresseurs, des matériaux placés à la périphérie d'un conduit sont en incidence rasante par rapport à une onde plane progressive.

L'étude des interactions champ acoustique-surfaces en présence d'écoulement en fonction d'une part de la structure spatiotemporelle de l'onde, en particulier de son incidence et d'autre part des paramètres caractéristiques de l'écoulement (vitesse, couche limite . . .) nous a amené dans une première étape, qui fait l'objet de ce travail, à définir et à réaliser un simulateur des modes propres d'un conduit, compatible avec la présence d'un écoulement.

Une précédente étude [1,2,3] avait pour but de vérifier le principe de la génération (à l'aide de haut-parleurs) des modes propres d'un conduit cylindrique de section circulaire.

Dans cette précédente étude *, les haut-parleurs, assimilés à des sources ponctuelles, sont excités à la même fréquence et avec la même amplitude. Ils sont placés régulièrement sur un disque le long d'un cercle de rayon inférieur à celui du conduit (fig. 1)

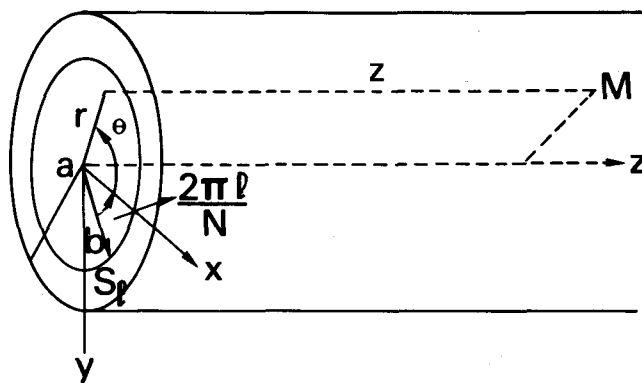


Fig. 1. — Schéma de principe du premier système

Améliorer les performances de ce dispositif et permettre des études en présence d'écoulement, telles ont été les priorités qui ont prévalu à la définition de ce simulateur. Pour cela les sources sont, cette fois, placées à la périphérie du conduit. De plus pour engendrer, à un nombre d'onde azimutal donné, des modes de structure radiale différente, des sources sont disposées le long d'une génératrice du conduit (excitation axiale par rapport à une excitation azimutale lorsque les sources sont seulement placées à la périphérie d'une section droite du conduit).

Une combinaison de ces deux modes d'excitation (excitation axi-azimutale) permet, en agissant simultanément sur la phase et l'amplitude de chaque source, d'isoler à une fréquence donnée, une onde acoustique de structure spatiale imposée suivant ν et θ . La structure suivant z se déduit de la relation de dispersion [5].

* Ce travail entrain dans le cadre d'une thèse de 3^e cycle.

On voit donc se dégager les deux différences essentielles entre le nouveau système et celui qui a permis de vérifier le principe de base :

- position axi-azimutale des sources **,
- amplitude et phase relatives des sources, imposées par le choix des couples (m, n) définissant la structure spatiale du mode : m et n représentant respectivement le nombre d'onde azimutal et le nombre radial.

De ce fait on obtient les deux améliorations escomptées :

- en plus du choix de m, choix de n
- des études possibles en présence d'écoulement

Ce nouveau système généralise le précédent qui en devient un cas particulier.

Nous respectons, dans la présentation de ce travail, l'ordre chronologique d'exécution du programme de recherche qui aboutit à la réalisation de ce nouveau système de simulation de modes tournants.

Dans une première phase, qui fait l'objet du chapitre 2, nous posons les bases théoriques qui conduisent à la définition du simulateur. On montre, en particulier que les conditions du choix, à une fréquence donnée, de la structure spatiale du champ sonore, sont déterminées par la résolution d'un système de N équations linéaires à coefficients complexes à N inconnues. Les équations traduisent l'annulation de l'amplitude des modes propagatifs qu'on ne veut pas exciter et les inconnues sont l'amplitude et la phase relative des sources (les coordonnées des sources sont des paramètres).

La seconde étape, exposée dans le chapitre 3, concerne la simulation sur ordinateur du dispositif. Le programme de calcul numérique détermine le nombre de sources et leurs conditions d'excitations (en phase et en amplitude) relativement à une source de référence, nécessaires à la génération, dans un conduit cylindrique de rayon donné et à une fréquence correctement choisie (supérieure à la fréquence de coupure du mode choisi), d'une onde de structure spatiale préalablement imposée.

Le chapitre 4 est consacré à la présentation des caractéristiques géométriques et électroniques du simulateur (dimensions du conduit, émetteur sonore) ainsi que des moyens mis en jeu pour le contrôle expérimental de la validité des résultats numériques.

L'étude expérimentale qui fait l'objet du chapitre 5, est divisée en deux phases. Dans la première phase, exclusivement consacrée au cas sans écoulement, nous mettons en évidence la bonne concordance entre la simulation sur ordinateur et la simulation expérimentale. Nous appliquons, de plus, le simulateur à la mesure de l'impédance acoustique de matériaux et nous comparons ce résultat avec ceux de la formule classique qui permet le calcul du coefficient de réflexion en fonction de l'incidence, connaissant l'impédance du matériau mesurée au tube de Kundt. Dans la seconde phase, nous procédons à la vérification expérimentale du principe de la simulation des modes tournants en présence d'un écoulement subsonique supposé uniforme. La mesure de la structure spatiale du champ, en particulier de la longueur d'onde axiale, montre l'effet de convection dû à l'écoulement. En effet les sources étant fixes, on met en évidence une différence très sensible entre les longueurs d'onde d'une part avec et sans écoulement et d'autre part dans le sens de l'écoulement et dans le sens inverse de l'écoulement.

Des travaux relatifs à des études de la propagation et du rayonnement acoustiques en présence d'un écoulement d'air de très haute vitesse sont actuellement menés aux Etats-Unis [8]. Ces études qui ont pour but de tester l'efficacité acoustique et aérodynamique de manches d'entrée ou de sortie de compresseurs d'avion en fonction de leur géométrie, font appel à une technique de simulation du champ acoustique proche de celle du S.M.T. La méthode de simulation, différente de celle qui fait l'objet de ce travail, est basée sur un calcul théorique de la pression correspondante à un mode de propagation en différentes positions dans le conduit et sur un ajustement de la phase des chambres de compression (excitation azimutale) pour que les microphones placés dans le conduit mesurent des valeurs de la pression acoustique égales à celles déterminées par le calcul théorique.

** Le choix de chambres de compression, au lieu de haut-parleurs, fait que d'une part l'approximation de "sources ponctuelles" est plus légitime, et, d'autre part, on peut ainsi atteindre des intensités sonores plus élevées.

2. ETUDE THEORIQUE DU PRINCIPE DE LA SIMULATION DES MODES PROPRES D'UN CONDUIT PAR DES CHAMBRES DE COMPRESSION

Nous exposons dans ce chapitre la théorie classique de la propagation des ondes acoustiques dans un espace clos dont deux des dimensions sont petites devant la longueur d'onde [4]. Son application au cas du conduit cylindrique mène au calcul des fonctions propres de ce conduit.

La résolution de l'équation de propagation modifiée par l'adjonction d'un terme source dans son second membre montre que la pression résultante développée sur la base des fonctions propres du conduit est fonction à la fois de la position (coordonnées r_e, θ_e, z_e de la ~~liè~~chambre de compression), de l'amplitude A_e et de la phase relative φ_e de ces sources supposées ponctuelles.

2.1. Hypothèses de base

Le calcul du champ de pression sonore total à l'intérieur du conduit s'effectue à l'aide d'hypothèses sur :

2.1.1. Le fluide

Il est considéré comme un gaz parfait, en écoulement uniforme de vitesse \vec{v}_0 , sans viscosité et conductibilité thermique et dans le cadre de l'approximation de l'acoustique linéaire.

2.1.2. Le conduit

Pour le cas présenté, le conduit est choisi cylindrique de section circulaire, supposé infini et de parois parfaitement rigides.

2.1.3. Les sources

Elles sont supposées ponctuelles.

2.2. Etude théorique de la propagation des ondes acoustiques dans un conduit cylindrique

2.2.1. Equation de propagation

Compte tenu des hypothèses énoncées dans le paragraphe précédent concernant le fluide et supposant, de plus, l'absence de forces extérieures au système fluide-conduit considéré, le mouvement du fluide de densité ρ_e , de pression p_e et de vitesse \vec{v}_e est régi par les équations locales, de conservation de la masse,

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_e \vec{v}_e) = 0$$

de conservation de la quantité de mouvement,

$$\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_e + \frac{1}{\rho_e} \vec{\nabla} p_e = 0$$

La condition de fermeture de ce système de quatre équations à cinq inconnues est apportée par la relation d'adiabaticité du gaz, considéré comme parfait,

$$\frac{p_e}{\rho_e^\gamma} = \text{cte}$$

où γ , nombre sans dimension qui caractérise le gaz, est le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants.

En acoustique l'équation de propagation est obtenue en considérant que les fluctuations p de pression, ρ de masse volumique et \vec{v} de vitesse sont petites devant les grandeurs moyennes p_0, ρ_0, \vec{v}_0 (c_0 , célérité du son dans le cas d'un fluide au repos) qui caractérisent l'état non perturbé du milieu.

Dans le cadre de l'approximation de l'acoustique linéaire, on ne retient que les termes petits d'ordre un, ce qui conduit au système d'équations linéarisées suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} p + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 & (2,1) \\ \rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho_0 (\vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + \vec{\nabla} p = 0 & (2,2) \\ p = c_0^2 \rho & (2,3) \end{cases}$$

où c_0 célérité du son est telle que $c_0^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}$

Une combinaison des équations (2,1), (2,2) et (2,3) conduit à l'équation classique de propagation des ondes acoustiques dans un milieu en écoulement uniforme;

$$\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot \vec{\nabla} \right)^2 p - \Delta p = 0 \quad (2,4)$$

2.2.2. Conditions aux limites

La symétrie de la géométrie de l'espace de propagation (fig. 2) nous amène à considérer, pour l'équation (2,4) une solution de la forme,

$$p(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r}_\perp) \psi(z, t)$$

où \vec{r} , vecteur tridimensionnel a deux composantes, l'une \vec{z} suivant l'axe z , l'autre $\vec{r}_\perp(r, \theta)$ dans le plan perpendiculaire à cet axe.

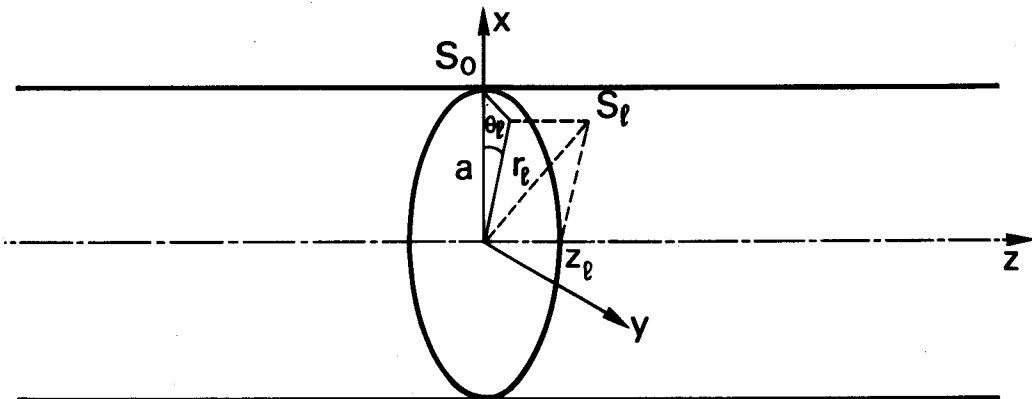


Fig. 2.— Schéma de principe du nouveau système

On substitue cette relation dans l'équation (2,4), \vec{v}_0 étant dirigée suivant l'axe \vec{z} du conduit il vient,

$$\frac{1}{\phi(\vec{r}_\perp)} \Delta_\perp \phi(\vec{r}_\perp) = \frac{1}{\psi(z, t)} \left[\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \psi(z, t) \quad (2,5)$$

Pour que cette égalité soit satisfaite, quels que soient r , θ , z et t il faut et il suffit que chacun des deux nombres soit égal à une même constante que l'on appelle $-\tau^2$, l'équation (2,5) est alors équivalente au système suivant,

$$\begin{cases} \Delta_\perp \phi(\vec{r}_\perp) + \tau^2 \phi(\vec{r}_\perp) = 0 & (2,6) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \left[\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \psi(z, t) + \tau^2 \psi(z, t) = 0 & (2,7) \end{cases}$$

On cherche pour (2, 7) une solution harmonique de la forme $B \exp i(\omega t - k_z z)$ où B est une constante,

$$\left[T^2 + k_z^2 - (K - M_0 k_z)^2 \right] B \exp i(\omega t - k_z z) = 0 \quad (2,8)$$

est la transformée de l'équation (2,7) après substitution de la solution considérée, $M_0 = \frac{V_0}{C_0}$ est le nombre de Mach, grandeur sans dimension caractérisant l'écoulement, et $K = \frac{\omega}{C_0}$, avec $\omega = 2\pi f$, f étant la fréquence.

Cette relation (2,8) est satisfaite pour une onde harmonique de la forme proposée où les k_z et ω satisfont la relation :

$$T^2 + k_z^2 - (K - M_0 k_z)^2 = 0 \quad (2,9)$$

La résolution de l'équation (2, 6) équivaut à la recherche des valeurs propres $-T^2$ de l'opérateur Δ_{\perp} , associées aux fonctions propres $\phi(r, \theta)$ de cet opérateur dans la configuration étudiée. En coordonnées cylindriques l'équation (2, 6) s'écrit,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \phi(r, \theta) = -T^2 \phi(r, \theta)$$

On cherche une solution à cette équation, de la forme $\phi(r, \theta) = h(\theta) g(r)$ où $h(\theta) = F \exp(-im\theta)$, F étant une constante et m un entier positif, négatif ou nul. L'équation précédente, compte tenu de cette condition, apparaît comme une équation différentielle,

$$\left[\frac{d^2}{d(T.r)^2} + \frac{1}{T.r} \frac{d}{d(T.r)} + \left(1 - \frac{m^2}{(T.r)^2} \right) \right] g(r) = 0 \quad (2,10)$$

dont les solutions sont les fonctions de Bessel de première espèce $J_m(T.r)$ et de seconde espèce $Y_m(T.r)$. La pression est finie sur l'axe du conduit ($r=0$), donc seule la solution $J_m(T.r)$ est acceptable*.

Les fonctions propres de l'opérateur Δ_{\perp} en géométrie cylindrique sont donc de la forme,

$$\phi(r, \theta) = J_m(T.r) \exp(-im\theta), \quad m \in \mathbb{Z}$$

Ces fonctions seront complètement déterminées par le calcul des valeurs propres $-T^2$ de l'opérateur Δ_{\perp} . Ce calcul fait appel aux conditions aux limites à la paroi du conduit (en $r=a$, a rayon du cylindre).

Ces conditions s'obtiennent en exprimant que le rapport de la pression à la vitesse normale V_n à la paroi est égal à l'impédance acoustique Z_2 de la paroi.

De l'équation (2,2) de conservation de la quantité de mouvement on déduit une relation entre la pression et son gradient.

$$p = \frac{i Z}{K - M_0 k_z} \vec{n} \cdot \vec{\nabla} p$$

où \vec{n} est la normale sortante à la paroi et $Z = \frac{Z_2}{\rho_0 c_0}$ est l'impédance acoustique non dimensionnelle de la paroi. Z est en général complexe, $Z = R + iX$ (R et X représentent respectivement la résistance et la réactance de la paroi).

La substitution dans la relation précédente de l'expression du champ de pression conduit à l'équation,

$$\left\{ J_m(T.r) = \frac{i Z}{K - M_0 k_z} T J'_m(T.r) \right\}_{r=a} \quad (2,11)$$

où J'_m est la dérivée première de la fonction de Bessel d'ordre m

2.2.3. Calcul des fonctions propres du conduit

La relation (2,11) peut se mettre sous la forme,

$$\frac{J_m(T.a)}{J'_m(T.a)} = \frac{(-X + iR) T}{K - M_0 k_z} \quad (2,12)$$

* Dans le cas d'un conduit annulaire, la fonction de Bessel de seconde espèce $Y_m(T.r)$ est une solution acceptable.

Z est complexe, de ce fait T est également complexe.

Dans le cas limite * de la paroi parfaitement rigide, l'impédance Z est purement imaginaire, de module infini. Dans ce cas, la solution de (2,12) est formée par la suite infinie des zéros λ_{mn} de J'_m , $n \in \mathbb{Z}^+ - \{0\}$

Les valeurs propres associées à l'opérateur Δ_{\perp} sont donc,

$$-T^2 = -\left(\frac{\lambda_{mn}}{a}\right)^2, \quad n \in \mathbb{Z}^+ - \{0\} \quad (2,13)$$

et les fonctions propres sont,

$$\phi(r, \theta) = J_m\left(\lambda_{mn} \frac{r}{a}\right) \exp(-im\theta) \quad (2,14)$$

2.2.4. Relation de dispersion

Le remplacement de T^2 par sa valeur calculée précédemment dans la relation (2,9) conduit à l'expression

$$\left(\frac{\lambda_{mn}}{a}\right)^2 + k_z^2 - (\kappa - M_0 k_z)^2 = 0 \quad (2,15)$$

Cette équation qui lie la fréquence ω ($\kappa = \frac{\omega}{c_0}$) et le nombre d'onde axial k_z est la relation de dispersion. Il existe autant de relations de dispersion que de couples (m, n). k_z , à κ fixé est donc fonction du couple (m, n). On note dans la suite de cet exposé k_{mn} le nombre d'onde axial.

On distingue, pour l'étude de cette relation, deux cas.

2.2.4.1. Sans écoulement

De l'équation (2,15) on déduit aisément, si $M_0 = 0$,

$$k_{mn} a = \pm \sqrt{(\kappa a)^2 - \lambda_{mn}^2} \quad (2,16)$$

la courbe $k_{mn} a$ en fonction de κa montre qu'il existe à une fréquence donnée deux modes de propagation de même longueur d'onde axiale se propageant en sens opposé.

Elle indique de plus que pour toute valeur de κa inférieure à λ_{mn} , k_{mn} est purement imaginaire, le mode (m, n) de propagation est évanescent. Le conduit est donc un filtre spatial passe bas. On définit la fréquence de coupure du mode (m, n) par la relation,

$$f_{c,mn} = \frac{c_0}{2\pi} \frac{\lambda_{mn}}{a} \quad (2,17)$$

et l'angle d'incidence Φ de l'onde par rapport à l'axe du conduit,

$$\Phi = \text{Arctg} \frac{\lambda_{mn}/a}{k_{mn}} \quad (2,17 \text{ bis})$$

2.2.4.2 Avec écoulement

Nous nous intéressons dans ce travail au seul cas de l'écoulement subsonique ($M_0 < 1$) uniforme (composante axiale du nombre de Mach constante et non nulle).

De l'équation (2,15) on déduit l'expression de k_{mn} ,

$$k_{mn}^{\pm} = \frac{-\kappa M_0 \pm \sqrt{\kappa^2 - (1 - M_0^2) T^2}}{1 - M_0^2} \quad (2,18)$$

A une valeur de κ correspondent deux valeurs de k_{mn} , mais, contrairement au cas sans écoulement, les deux modes de propagation ne sont pas identiques. Les vitesses de phase V_{ϕ} et de groupe V_g sont respectivement $c_0 \kappa / k_{mn}$ et $c_0 \partial \kappa / \partial k_{mn}$ où $\partial \kappa / \partial k_{mn}$ est l'inverse de la pente de la tangente à la courbe représentative de la variation de $k_{mn} a$ en fonction de κa (fig. 3)

* Dans le cas limite de paroi parfaitement molle, l'impédance Z de la paroi est de module égal à zéro. Dans ce cas la solution de (2,12) est donnée par la suite infinie des zéros E_{mn} de J_m , $n \in \mathbb{Z}^+ - \{0\}$.

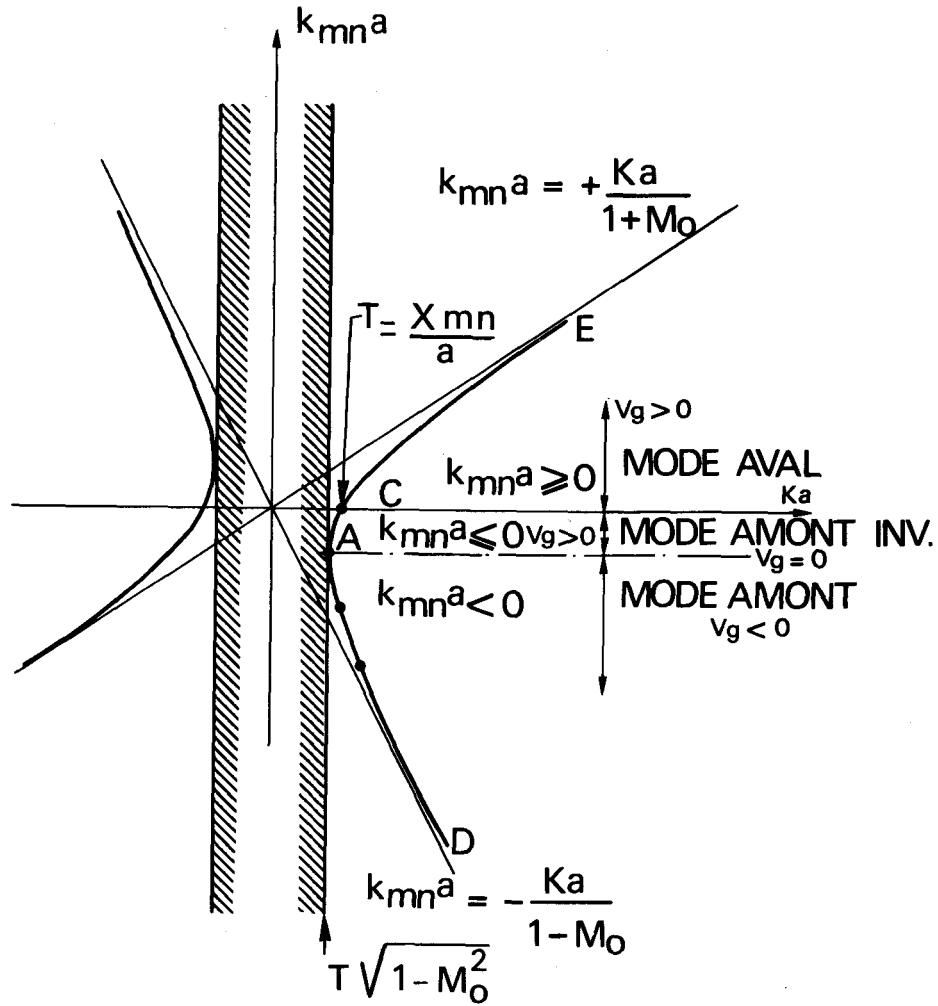


Fig. 3.— Courbe de dispersion d'un mode acoustique dans un écoulement subsonique ($M_0 < 1$).

Branche CE : $V_g > 0, V_\varphi > 0$: Mode aval

Branche AC : $V_g > 0, V_\varphi < 0$: Mode amont inversé

Branche AD : $V_g < 0, V_\varphi < 0$: Mode amont

On décompose cette courbe en quatre zones,

Branche de la courbe	Domaine de K	Signe de V_g	Signe de V_φ	Signe de k_{mn}	Mode de Propagation	Longueur d'onde λ_{mn}
$E \rightarrow C$	$K \gg T$	+	+	+	AVAL	$\frac{2\pi (1 - M_0^2)}{-kM_0 + \sqrt{k^2 - (1 - M_0^2)} T^2}$
$C \rightarrow A$	$T\sqrt{1 - M_0^2} \leq K \leq T$	+	-	-	AMONT INVERSE	$\frac{2\pi (1 - M_0^2)}{-kM_0 + \sqrt{k^2 - (1 - M_0^2)} T^2}$
Point A	$K = T\sqrt{1 - M_0^2}$	= 0	-	-	Coupure du mode	$\frac{2\pi (1 - M_0^2)}{-kM_0}$
$A \rightarrow D$	$K \gg T\sqrt{1 - M_0^2}$	-	-	-	AMONT	$\frac{2\pi (1 - M_0^2)}{-kM_0 - \sqrt{k^2 - (1 - M_0^2)} T^2}$

Le tableau précédent fait la synthèse des cas propagatifs (k_{mn}^\pm réels). Si K est inférieur à $T\sqrt{1 - M_0^2}$, k_{mn}^\pm est complexe, le mode (m, n) considéré sera amorti d'autant plus rapidement que la fréquence est petite devant la fréquence de coupure du mode (m, n).

Cette étude théorique met en évidence l'effet de convection dû à l'écoulement. On constate que la longueur d'onde axiale dans le sens de l'écoulement (mode aval, V_φ et V_g positifs) est allongée par rapport à la longueur d'onde axiale dans le cas sans écoulement et inversement est rétrécie dans le sens contraire à l'écoulement (mode amont, V_φ et V_g tous deux négatifs).

L'angle d'incidence de l'onde par rapport à l'axe du conduit est définie de manière identique à celle du cas sans écoulement (eq 2, 17 bis)

$$\Phi = \text{Arctg} \frac{\lambda_{mn} / a}{k_{mn}}$$

On remarque que cet angle est fonction à fréquence fixée, non seulement du mode (m, n) mais aussi du mode de propagation (amont ou aval) et de la vitesse de l'écoulement.

2.3. Calcul du champ de pression sonore total

On considère N sources, excitées à la même fréquence et comptées de 0 à $N - 1$

Le champ de pression sonore total $p(\vec{r}) \exp i\omega t$ est régi par l'équation inhomogène,

$$\Delta p - (ik + M_0 \frac{\partial}{\partial z})^2 p = - \sum_{e=0}^{N-1} A_e \exp(i\varphi_e) \delta(\vec{r} - \vec{r}_e)$$

où $k = \frac{2\pi f}{c_0}$

(2,19)

- f : fréquence et c_0 : vitesse du son,
- δ : distribution de Dirac,

et, (r_e, θ_e, z_e) , φ_e et A_e représentent respectivement les coordonnées cylindriques, la phase relative et l'amplitude de la e ième source (fig. 2). En particulier $A_e \delta(\vec{r} - \vec{r}_e)$ est homogène à une accélération volumique.

On exprime le champ de pression $p(r, \theta, z)$ sur la base des fonctions propres du conduit (eq. 2,14) :

$$p(r, \theta, z) = \sum_{m,n} Z_{mn}(z) \phi_{mn}(r, \theta) \quad (2,20)$$

où Z_{mn} est, pour chaque couple (m, n) une fonction complexe de z .

Substituant la relation (2, 20) dans l'équation (2,19), il vient

$$\begin{aligned} & \sum_{m,n} \left\{ \left[J_m''(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) + \frac{1}{\lambda_{mn} \frac{r}{a}} J_m'(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) - \frac{m^2}{\lambda_{mn} \frac{r}{a}} J_m(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) \right] Z_{mn}(z) \left(\frac{\lambda_{mn}}{a} \right)^2 e^{-im\theta} \right. \\ & \left. + \left[\frac{d^2 Z_{mn}(z)}{dz^2} (1 - M_0^2) - 2i\kappa M_0 \frac{dZ_{mn}(z)}{dz} + \kappa^2 Z_{mn}(z) \right] J_m(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) e^{-im\theta} \right\} = \quad (2,21) \\ & = \sum_{e=0}^{N-1} A_e \delta(\vec{r} - \vec{r}_e) e^{i\varphi_e} \end{aligned}$$

La fonction de Bessel J_m est solution de l'équation de Bessel qui apparaît partiellement dans le premier crochet de l'expression précédente. L'équation (2,21) se réduit donc à :

$$\begin{aligned} & \sum_{m,n} \left\{ \left[(1 - M_0^2) \frac{d^2 Z_{mn}(z)}{dz^2} - 2i\kappa M_0 \frac{dZ_{mn}(z)}{dz} + (\kappa^2 - \left(\frac{\lambda_{mn}}{a}\right)^2) Z_{mn}(z) \right] \right. \\ & \left. \times J_m(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) e^{-im\theta} \right\} = \sum_{e=0}^{N-1} A_e \delta(\vec{r} - \vec{r}_e) e^{i\varphi_e} \quad (2,22) \end{aligned}$$

On multiplie à droite les deux membres de l'équation (2,22) par

$$\frac{\lambda_{sq}}{a} J_s(\lambda_{sq} \frac{r}{a}) \exp is\theta$$

puis on l'intègre sur la section droite du conduit :

$$\begin{aligned} & \sum_{m,n} \left\{ \left[(1 - M_0^2) \frac{d^2 Z_{mn}(z)}{dz^2} - 2i\kappa M_0 \frac{dZ_{mn}(z)}{dz} \right] \int_0^{2\pi} \int_0^a J_m(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) J_s(\lambda_{sq} \frac{r}{a}) \frac{\lambda_{sq}}{a} e^{-i(m-s)\theta} r dr d\theta \right\} = \\ & = \sum_{e=0}^{N-1} A_e \delta(z - z_e) e^{i\varphi_e} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{\delta(\theta - \theta_e)}{r} \delta(r - r_e) \frac{\lambda_{sq}}{a} J_s(\lambda_{sq} \frac{r}{a}) e^{is\theta} r dr d\theta \quad (2,23) \end{aligned}$$

le second membre de l'équation (2,23) se réduit à :

$$- \sum_{e=0}^{N-1} A_e \delta(z - z_e) \exp i(s\theta_e + \varphi_e) J_s(\lambda_{sq} \frac{r_e}{a}) \frac{\lambda_{sq}}{a}$$

Le premier membre est non nul pour $s = m$ et $q = n$.

Cette dernière relation ($q = n$) est liée à l'impédance de la paroi portant les sources.

Comme :

$$\int_0^{2\pi} \int_0^a J_m^2(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) \lambda_{mn} \frac{r}{a} dr d\theta = 2\pi \frac{\lambda_{mn} a}{2} \left(1 - \frac{m^2}{\lambda_{mn}^2} \right) J_m^2(\lambda_{mn})$$

l'équation se réduit à :

$$(1-M_0^2) \frac{d^2 z_{mn}(z)}{dz^2} - 2i\kappa M_0 \frac{dz_{mn}(z)}{dz} + \left(\kappa^2 - \frac{\lambda_{mn}^2}{a^2} \right) z_{mn}(z) = - \frac{1}{\pi a^2 \left(1 - \frac{m^2}{\lambda_{mn}^2} \right) J_m^2(\lambda_{mn})} \sum_{\ell=0}^{N-1} A_\ell \delta(z-z_\ell) J_m \left(\lambda_{mn} \frac{r_\ell}{a} \right) e^{i(m\theta_\ell + \varphi_\ell)} \quad (2,24)$$

Or, les sources acoustiques sont placées à la périphérie du conduit, donc : $\forall \ell, r_\ell = a$. En posant

$$A_\ell = \frac{A_e e^{i(m\theta_\ell + \varphi_\ell)}}{\pi a^2 \left(1 - \frac{m^2}{\lambda_{mn}^2} \right) J_m^2(\lambda_{mn})}$$

l'équation à résoudre s'écrit simplement :

$$(1-M_0^2) \frac{d^2 z_{mn}(z)}{dz^2} - 2i\kappa M_0 \frac{dz_{mn}(z)}{dz} + \left(\kappa^2 - \frac{\lambda_{mn}^2}{a^2} \right) z_{mn}(z) = - \sum_{\ell=0}^{N-1} A_\ell \delta(z-z_\ell) \quad (2,25)$$

Si $G_\ell(z)$ est solution de l'équation :

$$(1-M_0^2) \frac{d^2 G_\ell(z)}{dz^2} - 2i\kappa M_0 \frac{dG_\ell(z)}{dz} + \left(\kappa^2 - \frac{\lambda_{mn}^2}{a^2} \right) G_\ell(z) = -A_\ell \delta(z-z_\ell) \quad (2,26)$$

alors la linéarité de cette équation permet de conclure que :

$$z_{mn}(z) = \sum_{\ell=0}^{N-1} G_\ell(z) \quad (2,27)$$

est solution de l'équation (2,25).

On résout l'équation (2,26) en suivant le schéma de calcul utilisé par Morse [4]. On suppose la fonction continue au voisinage de chaque z_ℓ ($|z-z_\ell| \leq \alpha$, $\alpha \in [0,1[$ est pris aussi petit que l'on veut.

L'intégration de l'équation (2,26) autour de chaque point $z = z_\ell$ conduit à l'expression

$$(1-M_0^2) \left\{ \left[\frac{dG_\ell(z)}{dz} \right]_{z_\ell+\alpha} - \left[\frac{dG_\ell(z)}{dz} \right]_{z_\ell-\alpha} \right\} - 2i\kappa M_0 \left\{ [G_\ell(z)]_{z_\ell+\alpha} - [G_\ell(z)]_{z_\ell-\alpha} \right\} + 2\alpha \left(\kappa^2 - \frac{\lambda_{mn}^2}{a^2} \right) G_\ell(z_\ell) = -A_\ell$$

Prenons pour $G_\ell(z)$ une expression de la forme

$$G_\ell(z) = D_\ell \exp(i k_{mn} |z-z_\ell|)$$

En substituant cette relation dans l'expression précédente, on déduit la valeur de la constante D_ℓ

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \left\{ \left[(1-M_0^2) k_{mn} + \kappa M_0 \right] (-2i D_\ell) e^{-i k_{mn} \alpha} \right\} = -A_\ell$$

ou

$$-2i \left[(1-M_0^2) k_{mn} + \kappa M_0 \right] D_\ell = -A_\ell$$

La solution de l'équation (2,26) s'écrit donc :

$$G_\ell(z) = \frac{A_\ell \exp(-i k_{mn} |z-z_\ell|)}{2i \left[(1-M_0^2) k_{mn} + \kappa M_0 \right]}$$

On utilise la relation (2,27) pour déduire l'expression du champ de pression sonore total :

$$p(r, \theta, z, t) = \sum_{m,n} \frac{J_m(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) e^{i(\omega t - m\theta)}}{2i\pi a^2 \left[(1-M_0^2) k_{mn} + \kappa M_0 \right] \left(1 - \frac{m^2}{\lambda_{mn}^2} \right) J_m^2(\lambda_{mn})} \sum_{\ell=0}^{N-1} A_\ell e^{i(m\theta_\ell - k_{mn} |z-z_\ell| + \varphi_\ell)} \quad (2,28)$$

Remarque : Deux cas sont à considérer :

- Premier cas : $\forall \ell, z > z_\ell$ (en aval des sources)

- $k_{mn} |z - z_e| = -k_{mn} (z - z_e)$ et k_{mn} est positif pour un mode aval
- Deuxième cas : $\forall \ell \quad z < z_e$ (en amont des sources)
 - $k_{mn} |z - z_e| = k_{mn} (z - z_e) = -|k_{mn}| (z - z_e)$ car k_{mn} est négatif pour un mode amont.

Ces remarques concluent à une seule expression du champ de pression sonore total :

$$p(r, \theta, z, t) = \sum_{m,n} \frac{J_m(\lambda_{mn} \frac{r}{a}) e^{i(\omega t - m\theta - |k_{mn}|z)} }{2i\pi a^2 [(1 - M_0^2) k_{mn} + \kappa M_0] (1 - \frac{m^2}{\lambda_{mn}^2}) J_m'(\lambda_{mn})} \sum_{\ell=0}^{N-1} A_\ell e^{i(m\theta_\ell + |k_{mn}|z_\ell + \varphi_\ell)} \quad (2,29)$$

(En posant $z_e = 0$, $\forall \ell$ et $r_\ell = b$, $b < a$ et $M_0 = 0$ dans l'expression (2,29) on retrouve le cas de l'étude de faisabilité [1]).

3. MÉTHODE DE CALCUL DE LA SIMULATION

A l'aide de l'expression du champ sonore, on montre que la condition de génération d'une onde acoustique à structure spatiotemporelle imposée (choix du couple m, n) est déduite de la résolution d'un système de N équations. (annulation de l'amplitude des modes non désirés) à N inconnues (amplitude et phase des sources relativement à une source de référence).

Pour une fréquence fixée, un conduit se comporte vis-à-vis des modes (m, n) comme un "filtre spatial" passe bas. C'est-à-dire que seuls les modes dont la fréquence de coupure est inférieure à la fréquence d'excitation des sources peuvent se propager à l'intérieur du conduit. Les autres modes (m, n) de même fréquence sont évanescents. Ce résultat est général et, en particulier, il se retrouve en présence d'un écoulement subsonique uniforme [5].

Le but recherché dans ce travail est d'isoler, parmi tous les modes propagatifs possibles, l'un d'entre eux. Ceci équivaut à annuler l'amplitude de tous les autres modes propagatifs.

3.1. Schéma du calcul des conditions d'excitation des sources

Choisissons arbitrairement un mode défini par le couple (μ, ν) avec $m = \mu, n = \nu$. La pression acoustique associée est de la forme donnée par (2,28) :

$$p_{\mu\nu}(r, \theta, z, t) = \frac{\exp [i(\omega t - |k_{\mu\nu}|z - \mu\theta)]}{2i\pi a^2 [(1 - M_0^2) k_{\mu\nu} + \kappa M_0] (1 - \frac{\mu^2}{\lambda_{\mu\nu}^2}) J_\mu'(\lambda_{\mu\nu})} \sum_{\ell=0}^{N-1} A_\ell \exp [i(\mu\theta_\ell + |k_{\mu\nu}|z_\ell + \varphi_\ell)] \quad (3,1)$$

où $k_{\mu\nu}$ nombre d'onde longitudinal est déduit de la relation de dispersion (2,15) :

$$(\kappa - M_0 k_{\mu\nu})^2 = k_{\mu\nu}^2 + \left(\frac{\lambda_{\mu\nu}}{a}\right)^2 \quad (3,2)$$

La condition pour que seul le (μ, ν) ième mode se propage dans le conduit est équivalente à celle qui annule l'amplitude de tous les autres modes propagatifs définis par $(m, n) \neq (\mu, \nu)$.

Cette condition s'écrit :

$$\forall (m, n) \neq (\mu, \nu) : \sum_{\ell=0}^{N-1} A_\ell \exp [i(m\theta_\ell + |k_{mn}|z_\ell + \varphi_\ell)] = 0 \quad (3,3)$$

C'est-à-dire que si pour la fréquence f d'excitation des chambres de compression, P modes se propagent alors il suffit d'annuler l'amplitude des $P-1$ modes différents du (μ, ν) ième mode. L'équation (3,3) fournit un système de $P-1$ équations à N inconnues où N représente le nombre de sources mises en jeu. L'une de ces

sources, notée S_0 définit la référence d'amplitude, de phase et l'origine des coordonnées θ et z des sources. Posons :

$$X_\ell = A_\ell e^{i\varphi_\ell} \quad \ell \in [1, \dots, N-1]$$

Ces grandeurs complexes X_ℓ caractérisent les propriétés acoustiques des $N-1$ sources restantes et constituent alors les $N-1$ inconnues du système.

Pour une fréquence angulaire ω donnée, le problème se réduit à la résolution d'un système de $P-1$ équations à $N-1$ inconnues

$$\begin{cases} \alpha_{11} X_1 + \alpha_{12} X_2 + \dots + \alpha_{1,N-1} X_{N-1} = -1 \\ \alpha_{21} X_1 + \alpha_{22} X_2 + \dots + \alpha_{2,N-1} X_{N-1} = -1 \\ \dots \\ \alpha_{P-1,1} X_1 + \alpha_{P-1,2} X_2 + \dots + \alpha_{P-1,N-1} X_{N-1} = -1 \end{cases} \quad (3,4)$$

où les $\alpha_{w\ell} = \exp i (m\theta_\ell + |k_{mn}|z_\ell)$ sont liées aux coordonnées des sources ($r_\ell = a, \forall \ell$) et aux nombres d'onde azimutaux et axiaux. L'indice w associé à chaque mode de propagation (couple m, n) dont on veut annuler l'amplitude croît de 1 à $P-1$ en suivant l'ordre d'apparition (lié à la fréquence de coupure) de ces modes.

On remarque que si toutes les sources acoustiques sont placées sur une même section droite du conduit ($z_1 = z_0 = 0, \forall \ell$) les solutions du système (3, 4) seront indépendantes du nombre d'onde axial k_{mn} , donc du nombre radial n . Pour distinguer deux modes de propagation de même nombre d'onde azimutal m , mais de nombres radiaux différents les sources acoustiques devront être disposées sur au moins deux sections droites distinctes du conduit (excitation axiazimutale).

Le second membre de chaque équation est déduit des valeurs de l'amplitude, de la phase et des coordonnées de la source de référence. On pose tout naturellement :

$$\alpha_{w0} X_0 = \alpha_{w0} A_0 e^{i\varphi_0} = 1$$

Pour la résolution du système (3,4), trois cas sont à envisager :

- Le nombre de sources est supérieur à celui des modes présents ($N > P$) :
Ce cas n'est pas intéressant puisque les $N-P$ sources complémentaires sont inutiles. En effet, pour résoudre (3,4), il suffit de choisir pour le cas considéré, une amplitude nulle pour ces $N-P$ sources.
- Le nombre de sources est égal au nombre de modes présents ($N = P$) :
Ce cas fait l'objet du calcul numérique exposé dans le paragraphe 3,2
- Le nombre de sources est inférieur au nombre de modes présents ($N < P$) :
Ce cas n'offre d'intérêt que lorsque l'on prend plusieurs modes spatiaux simultanément pour une fréquence donnée.

L'étude théorique de la relation de dispersion (eq 2,15) montre que dans le cas sans écoulement, les modes de propagation amont et aval sont symétriques ($|k_{mn}|_{\text{amont}} = |k_{mn}|_{\text{aval}}$) et compte tenu de la conclusion du paragraphe 2,2 (eq. 2,29), les solutions du système (3,4) sont acceptables aussi bien en ce qui concerne la propagation en aval des sources ($z > z_e, \forall \ell$) qu'en amont ($z < z_e, \forall \ell$).

Par contre elle met en évidence que dans le cas d'un écoulement subsonique uniforme, ces deux modes de propagation sont différents, en particulier $|k_{mn}|_{\text{amont}} \neq |k_{mn}|_{\text{aval}}$. En plus du choix du couple (m, n) qui dans le cas précédent ($M_0 = 0$) définit parfaitement la structure spatiale du champ dans tout le conduit, il faut préciser le domaine d'étude de la propagation ($z > z_e$ ou $z < z_e, \forall \ell$). Cette information supplémentaire est nécessaire dans les cas d'excitations axiale et axiazimutale qui imposent la longueur d'onde axiale du mode considéré. On est donc amené à distinguer deux cas :

- Exploration amont ou aval
Le mode choisi sera effectivement sélectionné dans la partie du simulateur considérée et les remarques qui font suite au système (3,4) sont acceptables.

- Exploration amont et aval.

On cherche à isoler le mode associé au couple (m, n) en amont et en aval des sources. Les solutions du système (3,4) sont, dans ce cas, recevables si l'on considère que les deux modes de propagation (amont et aval) sont deux modes distincts du conduit. A une fréquence fixée, $2N$ modes sont alors présents dans tout le conduit, $2N$ sources sont donc nécessaires à l'obtention du résultat escompté.

Il faut remarquer que l'excitation azimutale $(\theta_e = 0, \forall r)$ avec seulement N chambres de compression permet d'imposer la structure spatiale du champ à la fois en amont et en aval des sources à condition que pour le mode azimutal m choisi, à la fréquence considérée, seul celui de nombre radial $n = 1$ soit propagatif.

3.2. Résolution numérique

3.2.1. Etapes du calcul

Le schéma synoptique du calcul présenté figure 4 se décompose en trois parties :

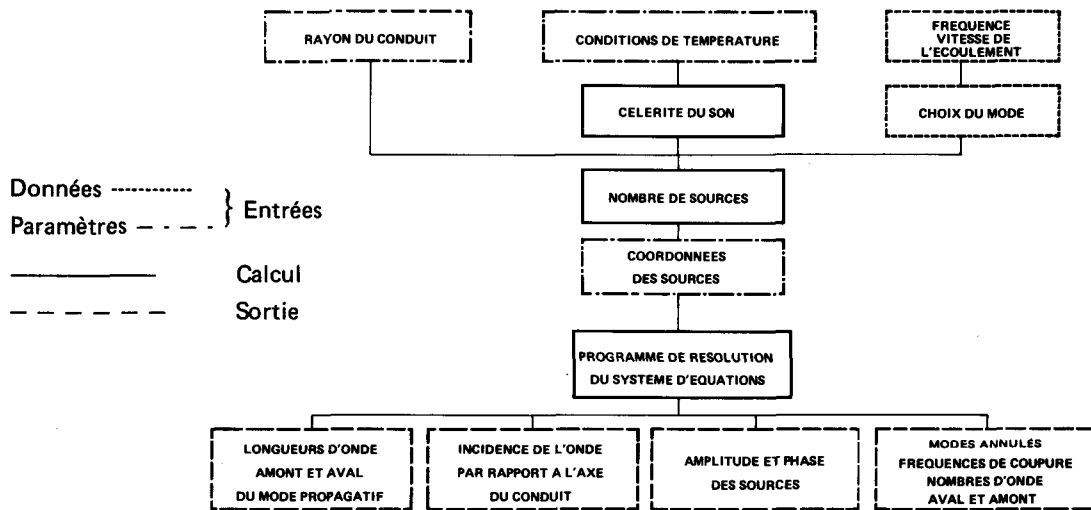


Fig. 4.- Schéma synoptique du calcul des caractéristiques acoustiques des sources.

3.2.1.1. Données du problème (entrées du programme)

Les conditions de température permettent de déterminer la vitesse du son dans le simulateur et le conduit. La valeur du rayon du conduit intervient dans le calcul de la fréquence de coupure de chaque mode. Celle-ci est inversement proportionnelle au rayon a . La fréquence et la vitesse axiale de l'écoulement sont des données d'entrée paramétriques. Elles influent sur les calculs du nombre de sources et de l'incidence (la fréquence de coupure du mode est fonction de la vitesse de l'écoulement). Le choix du mode est précisé en explicitant le type d'exploration (voir paragraphe 3,1), fonction de l'usage fait du simulateur que l'on désire entreprendre, excepté dans les cas sans écoulement et d'excitation azimutale. Pour les autres cas (excitation axiale ou axiazimutale en présence d'écoulement) on doit préciser si l'on cherche à isoler soit le mode amont ou le mode aval, soit les deux simultanément.

3.2.1.2. Programme de calcul

Essentiellement, résolution d'un système d'équations linéaires à coefficients complexes.

3.2.1.3. Résultats (sorties du programme)

En sortie, le programme indique :

- le nombre de Mach axial caractéristique de l'écoulement :

- la structure spatio-temporelle de l'onde acoustique :
fréquence, fréquence de coupure, nombre d'onde azimutal, nombre radial, longueur d'onde axiale, angle d'incidence de l'onde par rapport à l'axe du conduit (la nature du mode considéré est précisée, amont ou aval ou les deux).
- les coordonnées, l'amplitude et la phase relatives des sources (rapportées à la source de référence S_0) ;
- les modes propagatifs annulés :
nombre d'onde azimutal, nombre radial, fréquence de coupure et nombre d'onde axial.

3.2.2. Procédure pratique d'utilisation

Le programme de calcul décrit précédemment nous permet, à partir du choix d'une part des valeurs de μ et η et d'autre part du domaine d'utilisation du conduit, ainsi que de la fréquence (nécessairement supérieure à la fréquence de coupure du mode choisi) et de la vitesse de l'écoulement de déterminer, d'une part le nombre de chambres de compression nécessaires et, après avoir précisé la position de chacune d'elles, d'autre part leurs phases et amplitudes respectives.

4. DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MOYENS DE MESURE

La réalisation d'un simulateur de modes tournants, dont les bases théoriques sont exposées dans les deux chapitres précédents, nécessite la mise en place :

- d'un dispositif expérimental, support du simulateur, composé, d'une part de l'émetteur sonore (fig. 5) dont les caractéristiques acoustiques (amplitude et phase relatives) sont numériquement déterminées par le programme de calcul décrit dans le chapitre 3, et d'autre part d'un conduit cylindrique qui répond, au mieux, aux conditions énoncées dans le chapitre 2, en particulier la condition de parois rigides (fig. 6)

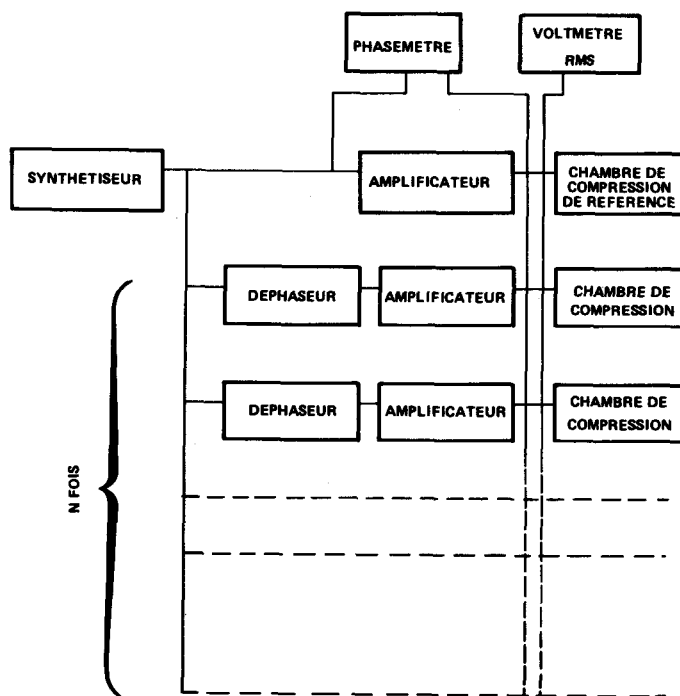


Fig. 5. — Schéma de l'émetteur sonore

- de moyens d'une part de contrôle expérimental de la structure spatiale, préalablement choisie, du champ sonore à l'intérieur du conduit et d'autre part de moyens de mesure utiles aux applications dont le simulateur peut faire l'objet, en particulier la mesure de l'impédance acoustique de matériaux soumis à une onde en incidence oblique.

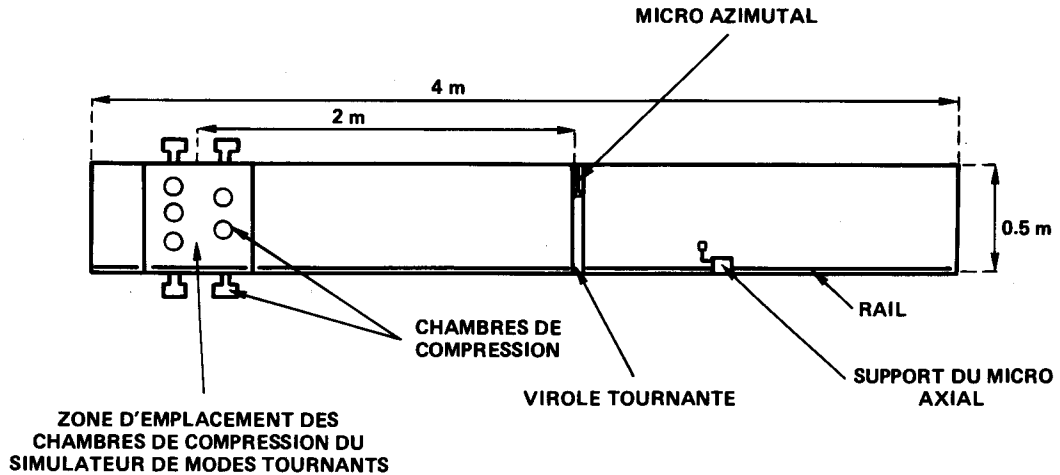


Fig. 6.— Schéma du conduit de propagation

4,1. Dispositif expérimental

4,1.1. Sources sonores

Les sources sonores sont constituées par des chambres de compression d'impédance 16Ω , d'une puissance d'excitation admise de 30 W dans la bande de fréquence 300 Hz à 20 kHz pour une émission acoustique sans distorsion. Elles sont alimentées, par l'intermédiaire d'amplificateurs de puissance de 80 W, par un générateur synthétiseur (fig. 7). La phase relative de chaque chambre de compression est imposée par des déphaseurs placés en amont des amplificateurs de puissance.

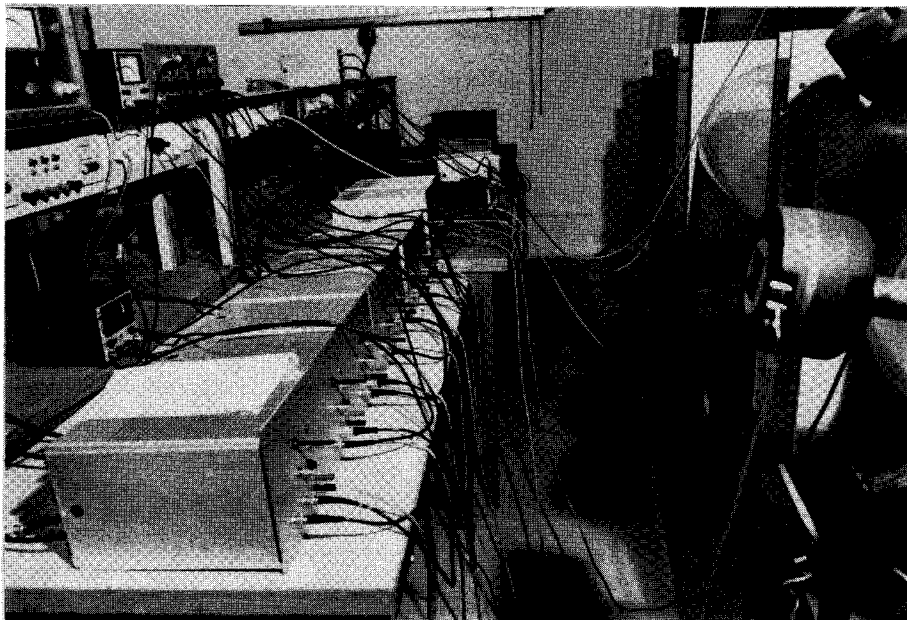


Fig. 7.— Vue de l'électronique du dispositif.

US
LILLE

Ces chambres de compression sont disposées à la périphérie du conduit cylindrique dans une zone réservée à cet effet (fig. 8)

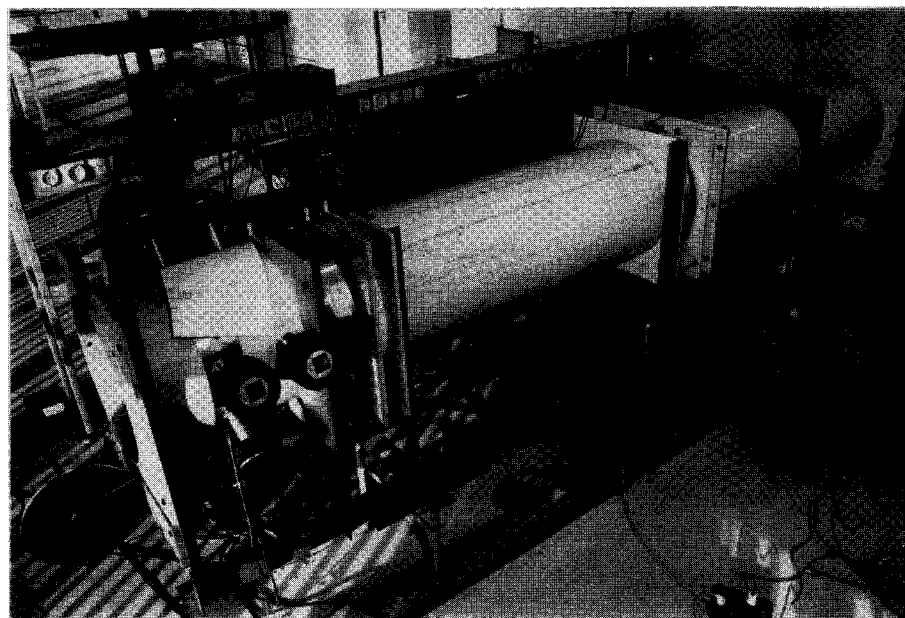


Fig. 8.— Vue du simulateur de modes tournants

Un phasemètre dont la référence est connectée à la sortie de l'amplificateur associé à la source de référence permet la lecture de la phase relative de chaque chambre de compression par rapport à cette dernière. L'amplitude des sources par rapport à l'amplitude unité de la source de référence est lue sur un voltmètre efficace à la sortie des amplificateurs de puissance. Le potentiomètre de réglage du gain des amplificateurs est utilisé pour l'ajustement de l'amplitude du signal appliqué aux chambres de compression.

4.1.2. Conduit de propagation

Nous présentons dans le chapitre 5 deux séries d'expériences, l'une, sans écoulement, a été réalisée à l'aide d'un conduit de plastique (fig. 8) supposé rigide d'une longueur de 4 m et d'un diamètre de 50 cm, l'autre, en présence d'écoulement, a été effectuée dans un conduit métallique de longueur 4 m et de diamètre 60 cm. Dans les deux cas, une virole tournante permet le déplacement d'un microphone sur 345° dans le premier cas cité et sur 340° dans le second. A l'intérieur des conduits un rail est monté sur lequel coulisse un chariot, porteur d'un microphone; ces systèmes de déplacement sont entraînés par un moteur couplé à un réducteur.

4.2. Moyens de Mesure

4.2.1. Base théorique de la méthode de mesure de la structure spatiale du champ sonore

Cette méthode mise au point à l'ONERA [6] est fondée sur le principe suivant :

Soit une fonction sinusoïdale du temps $u(t)$ associée à l'émission d'une source sonore. Le signal reçu par un capteur fixe est de la forme $u(t, \varphi_0)$ où φ_0 est la phase à $t = 0$. Le signal issu d'un capteur mobile dans une direction donnée (axe z par exemple) est de la forme $f[t, \varphi(z)]$

$$u(t, \varphi_0) = A_0 \cos(\omega t + \varphi_0)$$

$$u[t, \varphi(z)] = \sum_{m,n} A_{mn}(z) \cos(\omega t - k_{mn}z + \varphi_{mn})$$

la fonction de phase relative $\psi(\varphi)$ est proportionnelle à

$$\psi(\varphi) \propto \langle u(t, \varphi_0) u[t, \varphi(z)] \rangle_{\text{période}}$$

soit :

$$V(\varphi) \propto A_0 \sum_{m,n} A_{mn} \cos (k_{mn} z - \varphi_{mn} - \varphi_0)$$

Le calcul de $V(\varphi)$ s'opère par une intercorrélation à retard nul entre le signal mobile dans la direction choisie et le signal fixe servant de référentiel de phase. On obtient le spectre des nombres d'onde axiaux, dans le cas considéré, en calculant la transformée de Fourier de la fonction de phase relative $V(\varphi)$.

4.2.2. Description du système hybride de traitement du signal.

Les signaux issus des microphones fixe et mobile subissent un traitement analogique et un traitement numérique.

Le traitement analogique consiste à éliminer les signaux parasites par filtrage et à adapter les niveaux d'entrée d'une part du filtre et d'autre part de la chaîne d'acquisition par amplification. Le traitement numérique des signaux issus des deux microphones est divisé en deux parties (fig. 9)

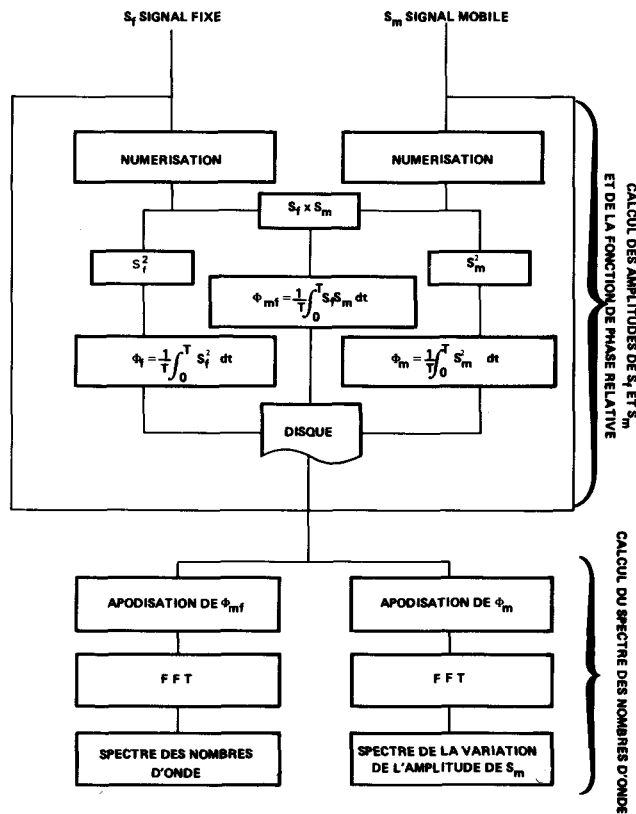


Fig. 9. — Schéma synoptique du traitement numérique du signal

4.2.2.1. Calcul de la fonction de phase relative

On détermine la fonction de phase relative ainsi que la variation des amplitudes du signal mobile, en fonction de z ou θ selon l'exploration choisie. Ces calculs sont réalisés par des acquisitions des deux signaux microphoniques par blocs de 512 valeurs toutes les secondes à la fréquence d'échantillonnage de 5 kHz. Entre chaque série d'acquisitions un programme de calcul effectue les produits respectivement du signal mobile par le signal fixe, du signal mobile par lui-même et du signal fixe par lui-même suivis de leur intégration. Ce traitement s'effectue en temps réel.

4.2.2.2. Spectre des nombres d'onde

La seconde partie du traitement numérique du signal est associée au calcul des spectres des nombres d'onde axiaux ou azimutaux. Les valeurs acquises des fonctions précédentes sont stockées sur disque. Un enchaînement de programmes (fig. 9) semblable pour les deux configurations suivant θ et φ aboutit au tracé des spectres des nombres d'onde.

L'information est prélevée sur une distance finie alors que le phénomène existe sur une plus grande longueur. Le calcul de la transformée de Fourier, sans précaution, introduit alors des rebondissements parasites [7] liés à la durée finie du signal. Pour éviter cet inconvénient nous utilisons la fonction d'apodisation de Hanning définie par :

$$H(z) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \frac{2\pi z}{L}$$

où z est une distance et L la longueur totale d'exploration.

Le calcul des spectres de nombres d'onde est obtenu à l'aide d'une transformée de Fourier rapide (FFT) [6].

4.2.3. Dispositif de Mesure (fig. 10)

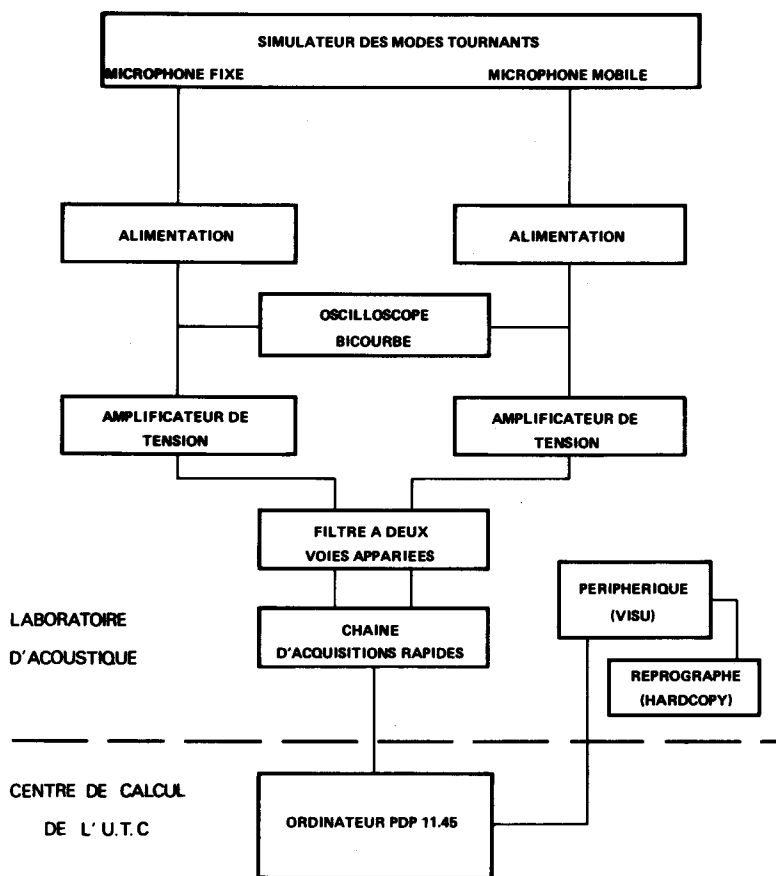


Fig. 10. — Schéma synoptique du dispositif de mesure

Ce dispositif expérimental est décomposé en quatre parties.

4.2.3.1. Traitement analogique

Les transducteurs utilisés sont des microphones 1/4 de pouce à condensateur. Les signaux issus de ces capteurs sont filtrés par un filtre actif passe haut. Cette opération est rendue nécessaire par la présence de signaux parasites. L'oscilloscope bicourbe est utilisé non seulement pour surveiller simultanément l'évolution des deux signaux au cours de la manipulation mais également pour déterminer le signe du nombre d'onde azimutal m . En effet, en fonction du sens du déplacement du microphone situé sur la virole tournante et du signe de m , le signal issu du microphone mobile va se déphaser par rapport au signal issu du microphone fixe, soit vers la droite, soit vers la gauche.

4.2.3.2. Numérisation

Elle est effectuée par une chaîne d'acquisition composée d'un convertisseur analogique-digital et d'amplificateurs (gains de 1 à 1000). La fréquence maximale d'échantillonnage sur une voie est de 200 kHz. Les tensions minimale et maximale à l'entrée sont respectivement de 10 mV et 10 V crête à crête.

4.2.3.3. Traitement numérique

Cette chaîne d'acquisition est reliée par une ligne dont la vitesse de transfert est au maximum de 500 kHz, à un ordinateur de type PDP 11.45 de 128 kmots de capacité mémoire.

4.2.3.4. Visualisation

A ce calculateur est connectée une console de visualisation des résultats (courbes) et de commande à l'exécution des programmes. Les courbes présentées sont reproduites sur papier par un reprographe électronique.

5. ETUDE EXPERIMENTALE

Les expériences qui sont décrites et dont les résultats sont exposés dans la suite de ce travail sont destinées à montrer que le simulateur tel qu'il est théoriquement et numériquement défini dans les chapitres précédents satisfait, pratiquement, les deux objectifs principaux que l'on s'est fixé au départ de cette étude, à savoir :

- en plus du choix du nombre d'onde azimutal m , choix du nombre radial n ,
- des études en présence d'écoulement.

Le choix de ces objectifs a déterminé les différentes étapes de cette étude expérimentale,

- Simulateur dans un conduit sans écoulement.
- Application du simulateur à la mesure de l'impédance acoustique de matériaux sous incidence oblique (sans écoulement).
- Simulateur dans un conduit en présence d'un écoulement subsonique uniforme.

Nous présentons en premier lieu la procédure pratique du contrôle de la structure spatiale du champ qui mène à la vérification expérimentale des résultats du calcul numérique. Une discussion, après chaque type d'étude, souligne les difficultés rencontrées à l'obtention du résultat escompté et précise le domaine d'utilisation pratique du simulateur.

5.1. Contrôle expérimental de la simulation sur ordinateur du dispositif en l'absence d'écoulement

5.1.1. Procédure de contrôle

On décompose la procédure de contrôle en trois phases essentielles.

5.1.1.1. Calcul numérique.

Nous appliquons la procédure numérique, décrite au chapitre 3, qui calcule le nombre de sources, l'amplitude et la phase relatives de chaque chambre de compression en fonction des données paramétriques que sont la fréquence, le nombre d'onde azimutal et le nombre radial choisis (le rayon du conduit est dans ce cas $a = 0,25$ m et la vitesse de l'écoulement est nulle); elle calcule également le nombre d'onde axial théorique.

5.1.1.2. Expériences

Nous procédons au réglage de la phase et de l'amplitude de chaque chambre de compression sur la base des calculs numériques et ensuite à la mesure, en temps réel, des fonctions de phase et d'autocorrélation dans les directions ϕ et θ .

5.1.1.3. Présentation des résultats expérimentaux

Cette phase est liée au calcul et au tracé des spectres correspondant à chaque fonction. Pour chaque mode on associe une série de six courbes, trois dans chaque direction ϕ et θ (fig. 9) :

- Intercorrélation signal mobile - signal fixe (fonction de phase dans une direction),
- Autocorrélation du signal mobile,
- Spectre des nombres d'onde (mesure de m ou k_{mn}),
- Le résultat du calcul des niveaux sonores total, total cohérent et total cohérent modes non plans est indiqué [6].

La comparaison des résultats numériques et expérimentaux conclut ou non à la validité de la définition théorique du dispositif.

5.1.2. Rappels théoriques

De la relation de dispersion (2,15), où le nombre de Mach. M_0 a été choisi nul, on déduit les caractéristiques spatiales et temporelles de la structure du champ acoustique pour un mode propagatif associé au couple (m, n) ,

Longueur d'onde axiale λ_{mn} ,

$$\lambda_{mn} = \frac{2\pi}{k_{mn}} = \frac{c_0}{\sqrt{f^2 - f_{cmn}^2}} \quad (5,1)$$

Fréquence de coupure f_{cmn} ,

$$f_{cmn} = \frac{c_0}{2\pi a} k_{mn} \quad (5,2)$$

et angle d'incidence Φ de l'onde par rapport à l'axe du conduit,

$$\Phi = \text{Arccos} \frac{k_{mn}}{k} \quad (5,3)$$

5.1.3. Résultats expérimentaux

Nous avons réalisé des expériences qui se situent à des fréquences d'excitation des sources telles qu'à chaque étape un nombre croissant de modes propagatifs apparaisse.

Aux deux fréquences de 500 Hz et 820 Hz les modes propagatifs ont tous un nombre d'onde azimutal différent. Nous avons choisi pour isoler chacun d'entre eux l'excitation azimutale avec des sources disposées arbitrairement.

On remarque (tableau 1) que le calcul numérique conduit à des amplitudes d'excitation des chambres de compression non égales. Dans ce premier cas on note une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques (tableau 1).

Au-delà de la fréquence de coupure du mode $m=0$ et $n=2$ (850 Hz), deux modes au moins ont un nombre d'onde azimutal égal; l'excitation azimutale est alors inadaptée, nous utilisons l'excitation axiazimutale. Nous présentons (tableau 1) les résultats des expériences réalisées à la fréquence de 900 Hz où les modes $(0,1)$, $(\pm 1, 1)$, $(\pm 2, 1)$ et $(0,2)$ sont présents. Trois chambres de compression sont disposées sur la section à $z=0,11$ m et les trois autres à $z=0,188$ m.

Dans le tableau I la source de référence n'a pas été reportée. D'autre part seuls les modes de nombres d'onde azimutaux positifs ont été excités. Par exemple à 900 Hz, six modes sont propagatifs, six sources sont donc nécessaires, les cinq indiquées auxquelles il faut ajouter la source de référence.

TABLEAU 1
COMPARAISON RESULTATS EXPERIMENTAUX*
ET THEORIQUES DANS LE CAS SANS ECOULEMENT

Configuration			Fréquence Hz *	Caractéristiques Sources			Fréquence de coupure Hz *	Incidence ** (Degrés)	$1/\lambda m$ théorique m^{-1}	MESURES						N° Figures	Observations	
				Amplitude phase (Calcul numérique)		Nombre d'onde azimuthal m				Niveau Total cohérent azimuthal dB	Nombre d'onde axial		Niveau Total cohérent axial dB					
N	λ (m)	θ (°)	Couple (m, n)	A (volt) *	φ * (Degrés)		m	E_m dB	$1/\lambda_{ax}$ m^{-1}		E_z dB							
1 2	0 0	40 120	500	0,1	0,87 0,65	180 360	0	0	1,45	0	88	88	1,49 0,83	90,5 85	91,5	11	N : numéro de la source (N=0 source de référence : $\lambda = 0$ et $\theta = 0^\circ$) * A et φ sont pris par rapport à $A_0 = 1$ volt $\varphi_0 = 0^\circ$ de la source de référence	
				1,1	1,35 0,53	200 60	403	54	0,86	1 0	99,5 81	99,6	0,83	93	93			
1 2 3 4	0 0 0 0	40 120 200 240	820	0,1	0 1 0 1	— 360 — 360	0	0	2,33	0 1	82,6 73	83,4	2,39	98,6	98,7	11	** angle d'incidence de l'onde est calculé par rapport à l'axe du conduit dans le sens des z positifs	
				1,1	0,98 0,44 0,98 1	234 194 154 29	403	29	2	1	97,8	97,8	2,09	100,3	100,3			
				2,1	1,18 0,81 1,18 1	200 60 280 120	669	55	1,27	2	97,7	97,7	1,31 2,09	94,8 84	95,2			
1 2 3 4 5	0 0 0,188 0,188 0,188	120 240 40 160 280	900	0,1	1 1 1 1 1	360 360 123 123 123	0	0	2,62	0 1	99 85	99,2	2,62 0,861	114 106	115	11		
				1,1	1 1 1 1 1	240 120 144 24 264	403	27	2,33	1	107,4	107,7	2,36 0,861	110,8 96	111			12
				2,1	1 1 1 1 1	120 240 62 182 302	669	49	1,71	2	104	104	1,72 2,50 0,861	92,6 81,7 81	93,3			
				0,2	1 1 1 1 1	0 0 3 3 3	850	71	0,84	0 1	97,9 87	98,3	0,861	111	111			14

* Il ne faut pas comparer les niveaux acoustiques pour les explorations axiales et azimuthales relevés au cours d'essais différents.



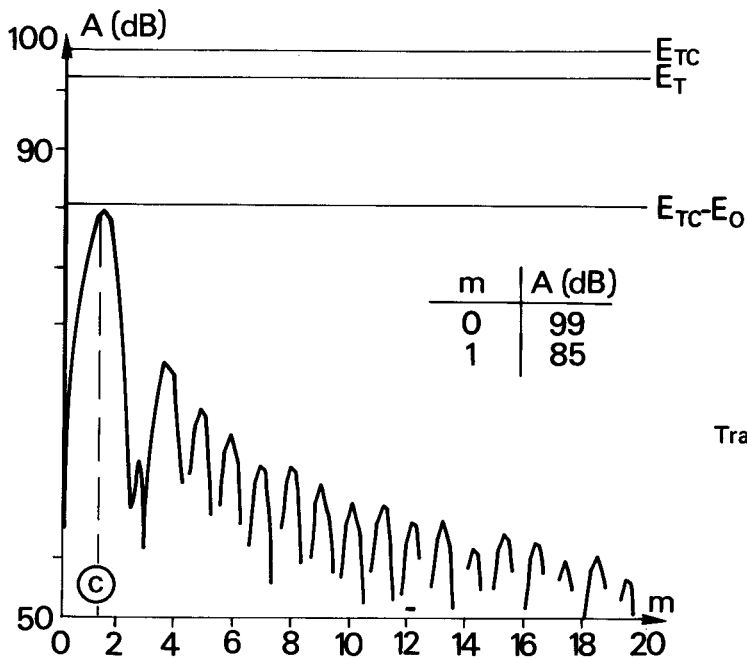
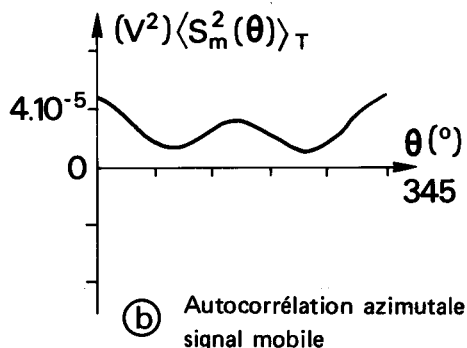
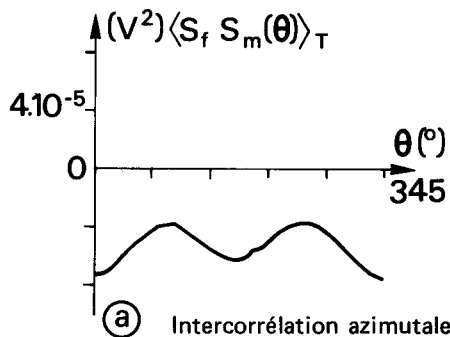
TABLEAU 1 (Suite)

Configuration			Fréquence Hz *	Couple (m, n)	Caractéristiques Sources		Fréquence de coupure Hz *	Incidence ** (Degrés)	$1/\lambda_{mn}$ théorique m^{-1}	MESURES						N° Figures	Observations
					Amplitude phase (Calcul numérique)					Nombre d'onde azimutal m		Niveau Total cohérent azimutal dB	Nombre d'onde axial		Niveau Total cohérent axial dB		
					A (volt) *	ϕ * (Degrés)				m	E_m dB		$1/\lambda_{mn}$ m^{-1}	E_z dB			
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11	0 0 0 0 0 0 0 0 0.188 0.188 0.188	40 80 120 160 200 240 280 320 40 160 280	1400	1,1	1.29	197	409	17	3.89	1	100	100	3.93	98	98.5		
					0.56	301							2.13	87			
					0.66	105							3.07	83			
					0.49	94											
					0.11	360											
					0.48	347											
					0.64	269											
					0.63	130											
					1.38	357											
					1.57	197											
					0.54	77											
			1400	1,2	1.48	303	1186	58	2.16	1	102	103	2.17	115	115,3		
					1.40	24							3.8	105			
					1	240											
					1.48	183											
					1.4	264											
					1	120											
					1.48	63											
					1.4	144											
					2,27	260											
					2,27	140											
					2,27	20											
			1400	2,1	1	80	680	29	3.55	2	98	98.1	3.52	101	101.3	15	
					1	160											
					1	240											
					1	320											
					1	40											
					1	120											
					1	200											
					1	280											
					0	-											
					0	-											
					0	-											
			1400	3,1	1	120	935	42	3.03	3	94	94.4	3.02	103	103.2	16	
					1	240											
					1	0											
					1	120											
					1	240											
					1	0											
					1	120											
					1	240											
					1	0											
					0	-											
					0	-											
0	-																
			1400	4,1	1	200	1183	58	2.17	4	111,5	111.5	2.10	102.7	103.4	17	
					1	40							3.07	93			
					1	240											
					1	80											
					1	280											
					1	120											
					1	320											
					1	160											
					0	-											
					0	-											
					0	-											



Sur les figures 11, 12, 13 et 14 nous présentons les courbes (variations axiale et azimutale de la phase relative, variations axiale et azimutale de l'amplitude, spectres des nombres d'onde azimutaux et axiaux) associées aux modes respectivement (0,1), (1,1), (2,1), (0,2).

Mesure de la structure azimuthale du champ à 900 Hz pour $m = 0$ et $n = 1$.



Mesure de la structure axiale du champ à 900 Hz pour $m = 0$ et $n = 1$.

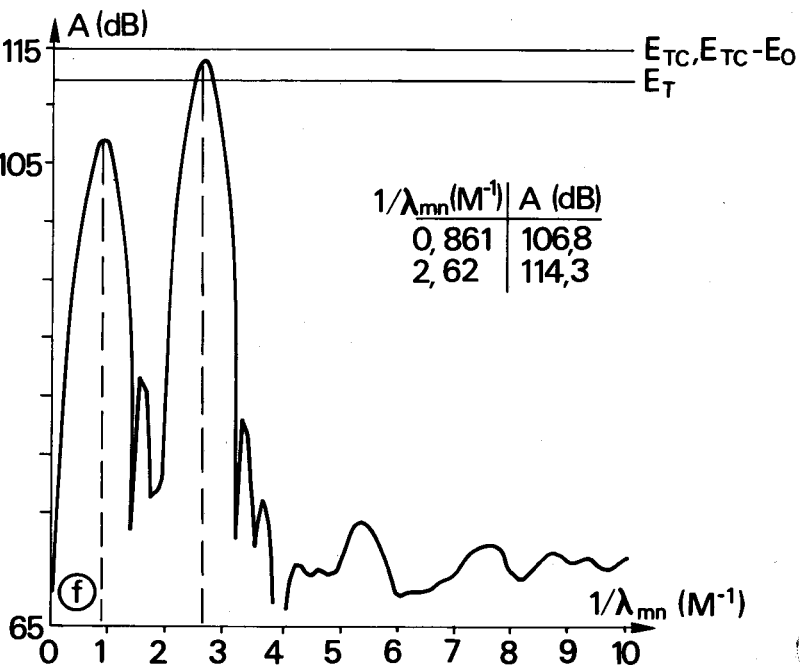
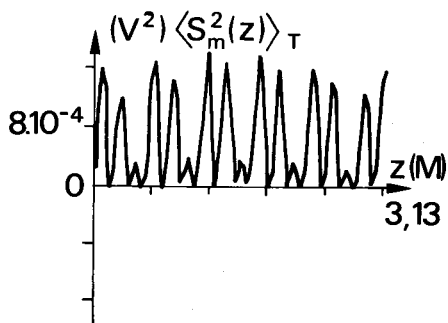
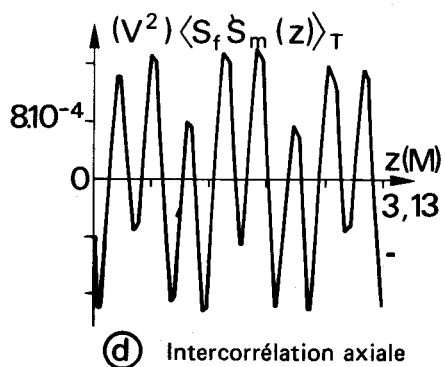
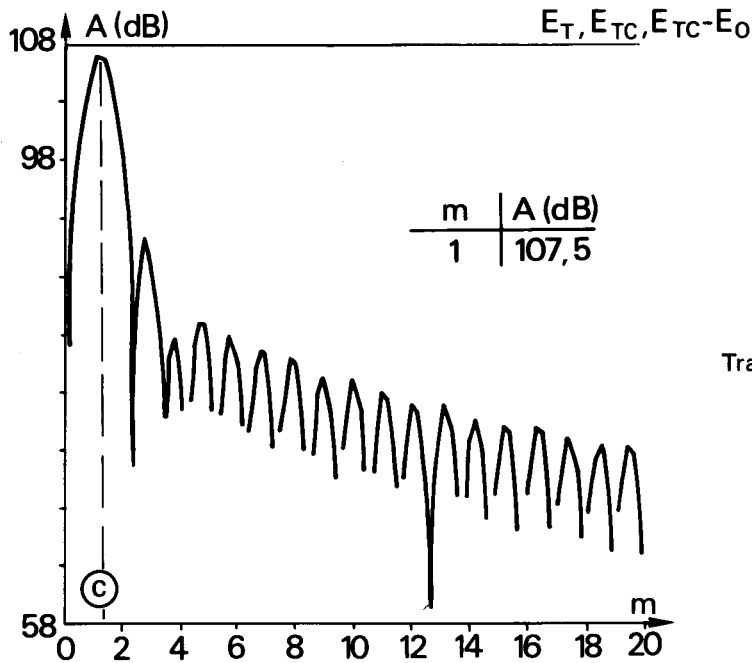
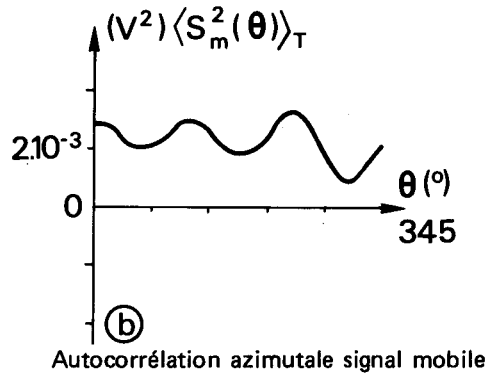
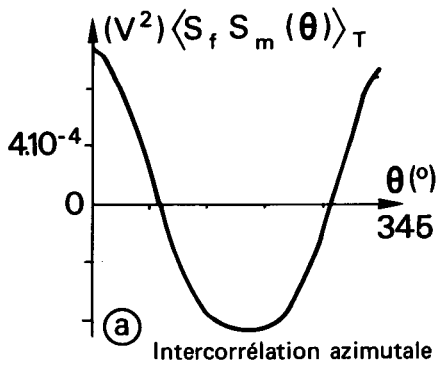


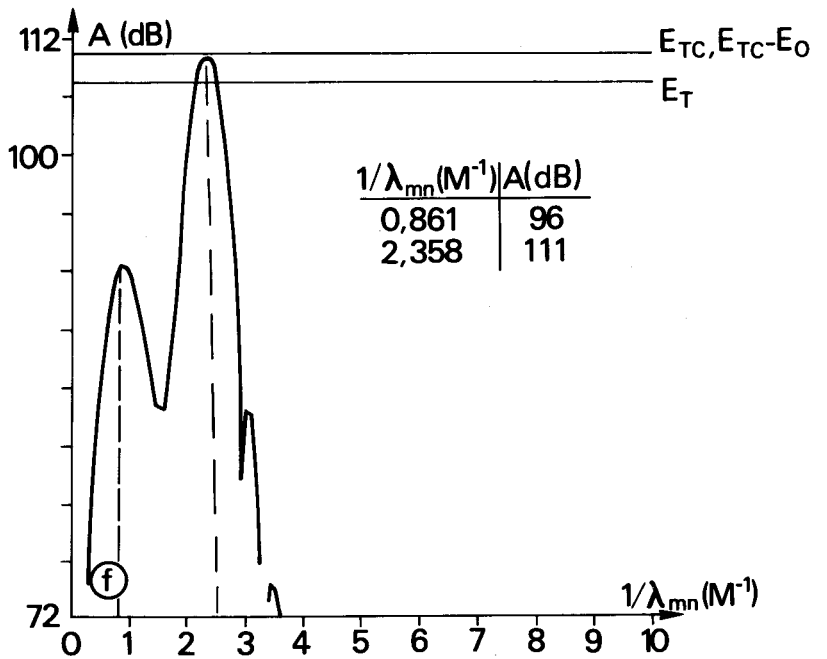
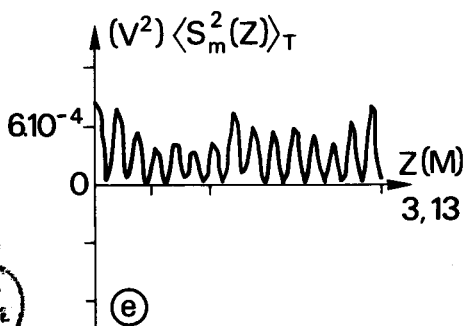
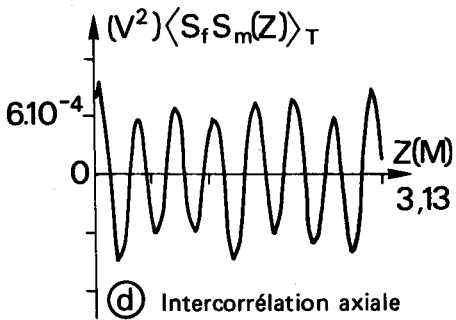
Figure 11



Mesure de la structure azimutale du champ à 900 Hz pour $m = 1$ et $n = 1$.



Mesure de la structure axiale du champ à 900 Hz pour $m = 1$ et $n = 1$.

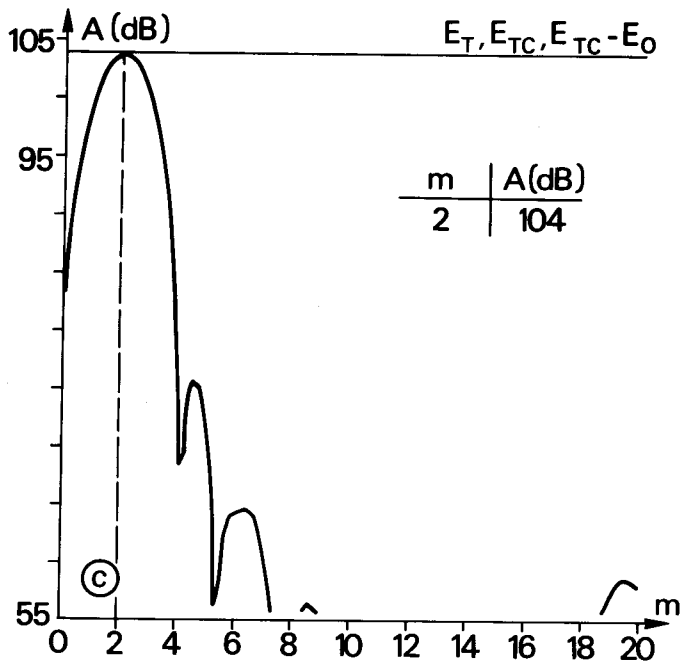
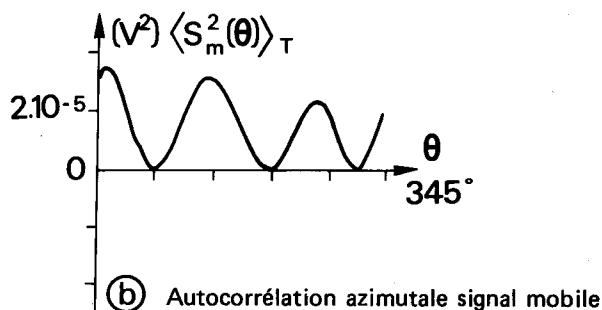
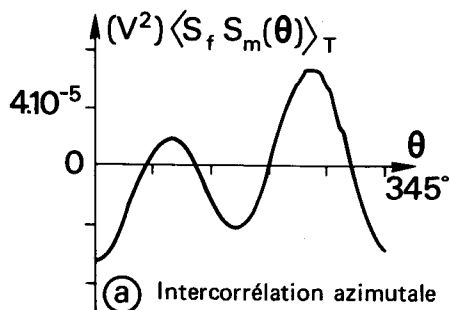


Transformée de Fourier de la courbe figure 12d.

Figure 12.

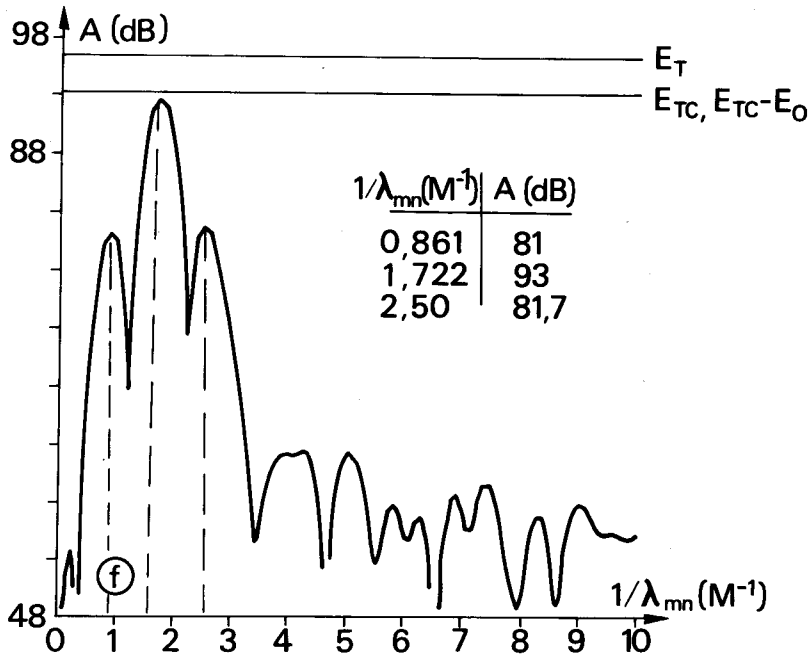
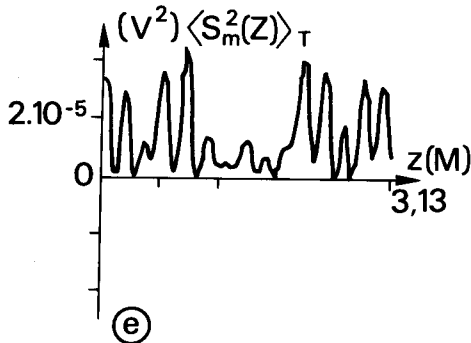
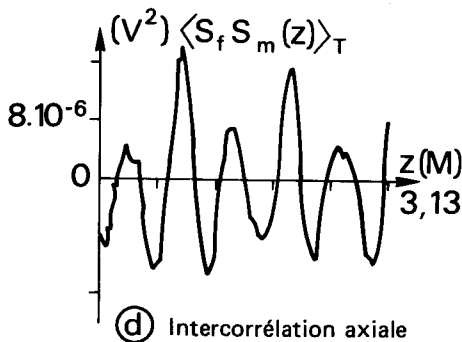


Mesure de la structure azimutale du champ à 900 Hz pour $m = 2$ et $n = 1$.



Transformée de Fourier de la courbe figure 13a.

Mesure de la structure axiale du champ à 900 Hz pour $m = 2$, $n = 1$.



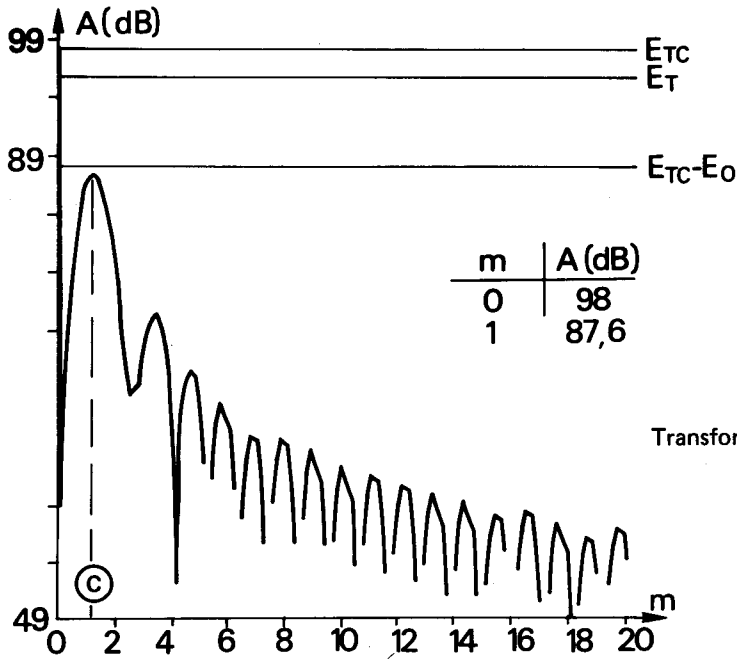
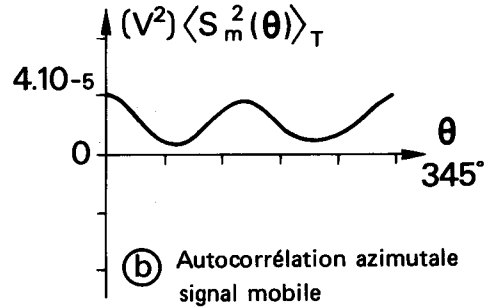
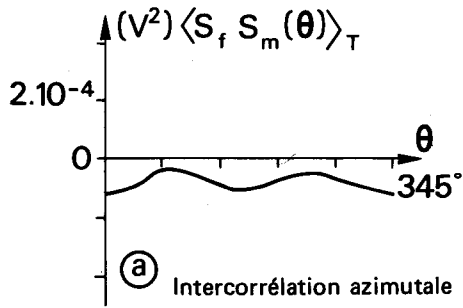
Transformée de Fourier de la courbe figure 13d.

Autocorrélation axiale signal mobile.

Figure 13



Mesure de la structure azimutale du champ à 900 Hz pour $m = 0$ et $n = 2$.



Mesure de la structure axiale du champ à 900 Hz pour $m = 0$ et $n = 2$.

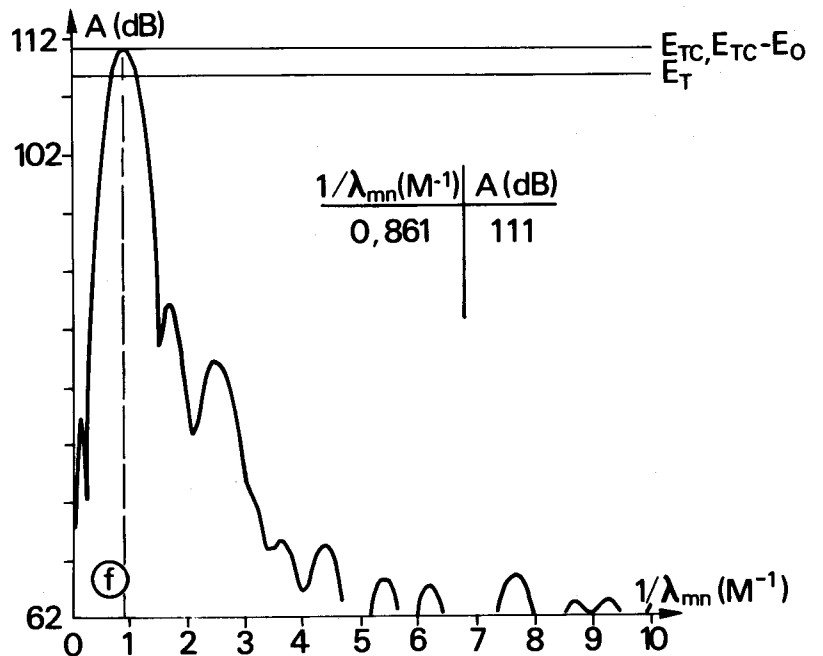
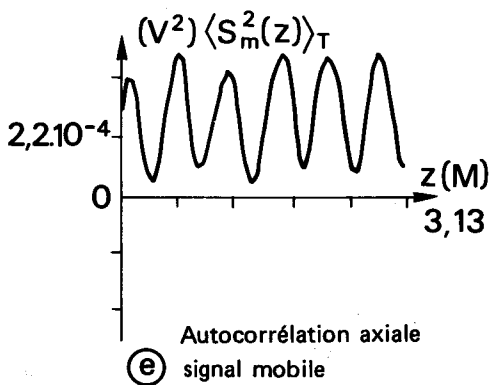
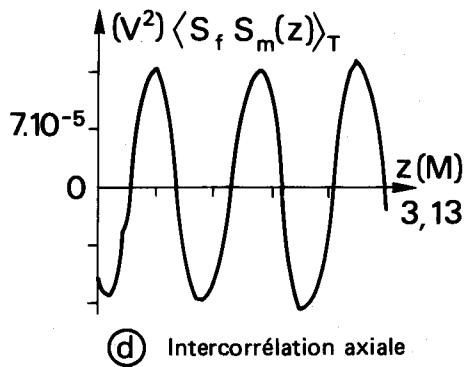
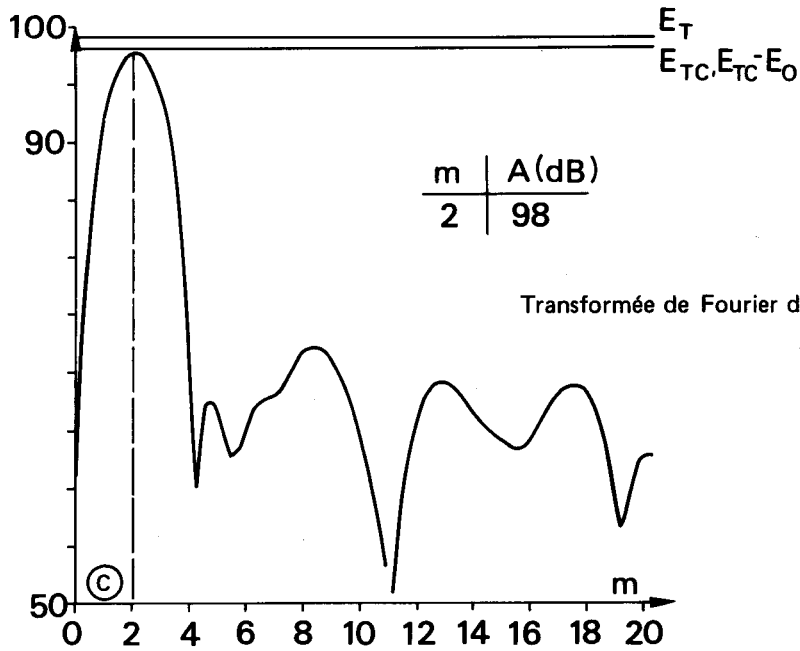
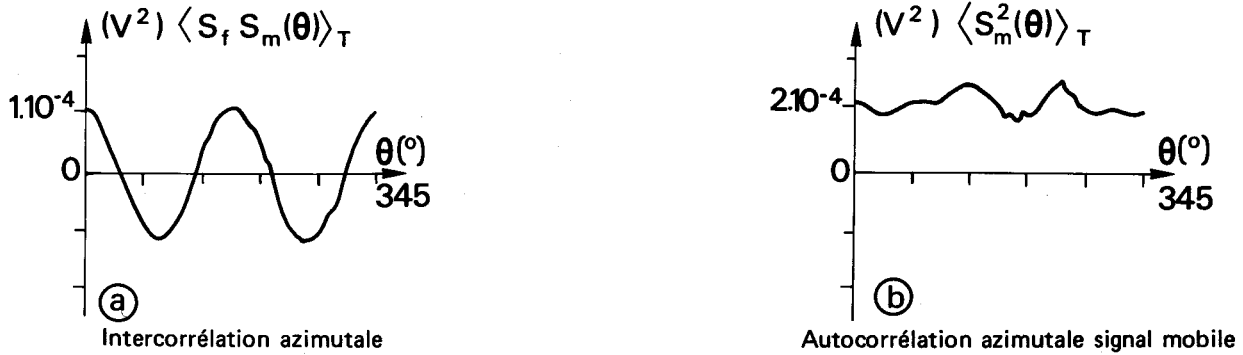


Figure 14

Les figures 15, 16, 17 sont relatives à la mesure de la structure spatiale du champ à la fréquence de 1400 Hz pour les modes (2,1), (3,1), (4,1).

Mesure de la structure azimutale du champ à 1400 Hz pour $m = 2$ et $n = 1$.



Mesure de la structure axiale du champ à 1400 Hz pour $m = 2$, $n = 1$.

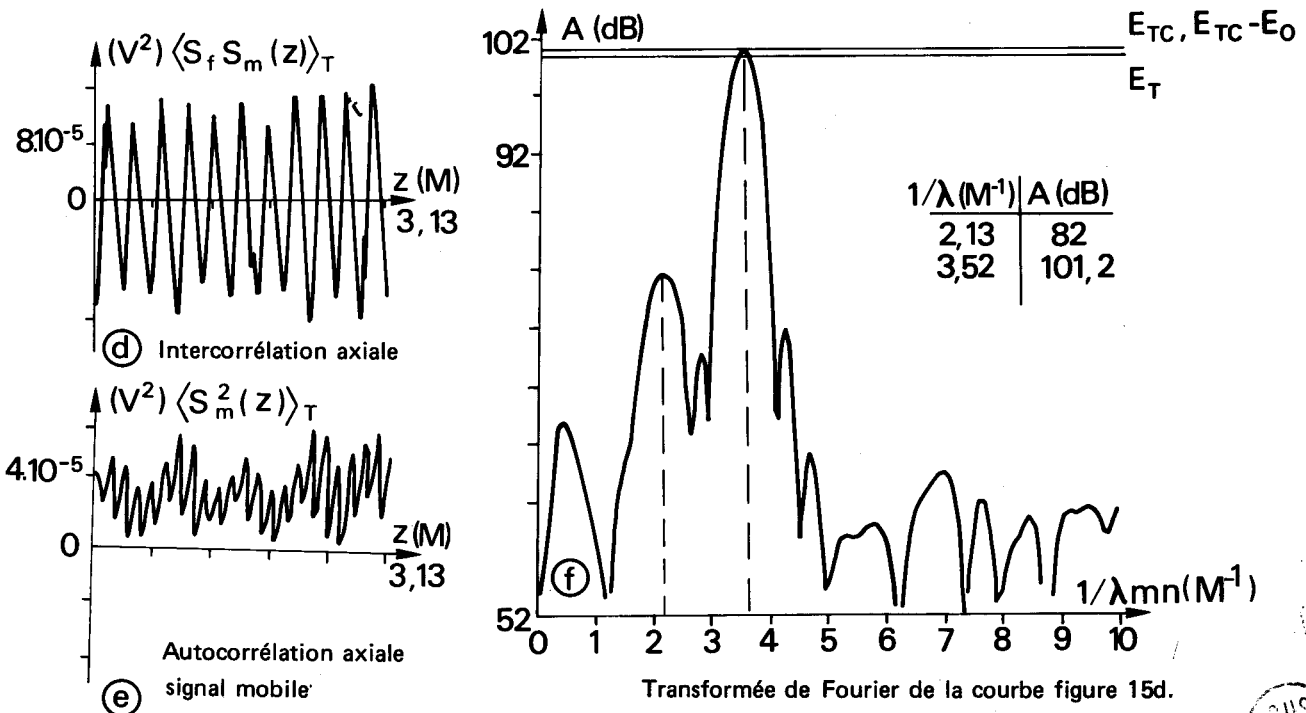
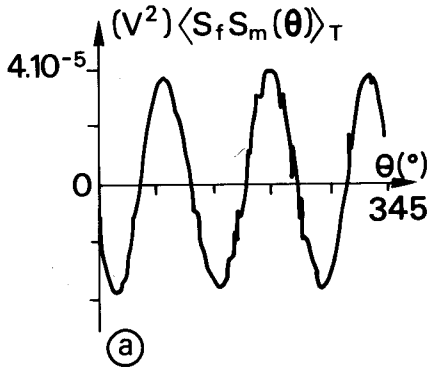


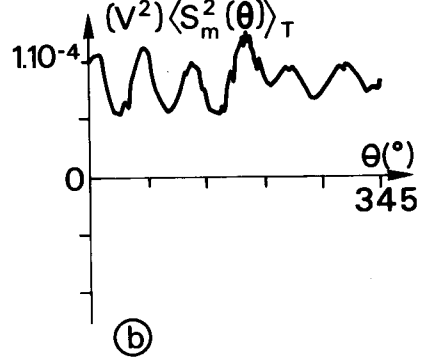
Figure 15



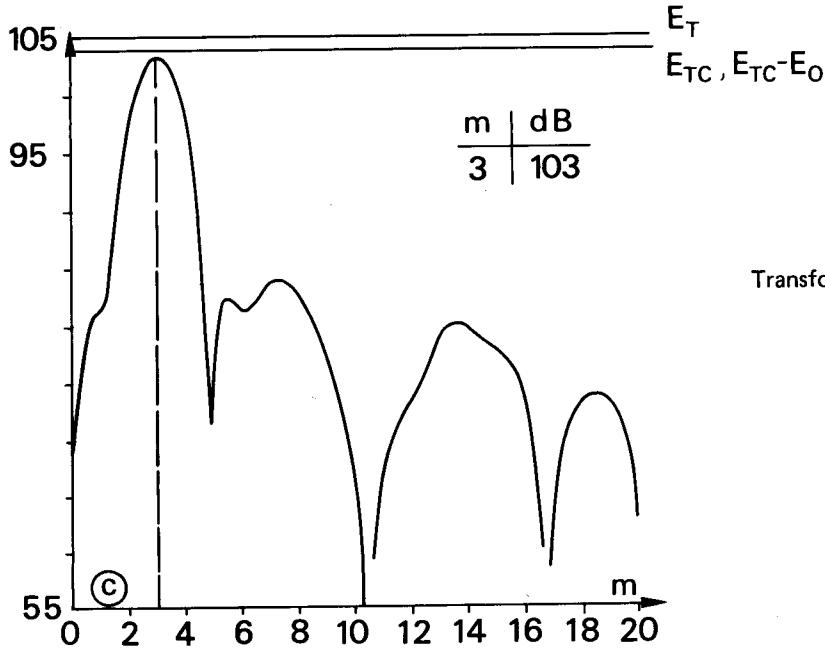
Mesure de la structure azimutale du champ à 1400 Hz pour $m = 3, n = 1$.



(a) Intercorrélation azimutale

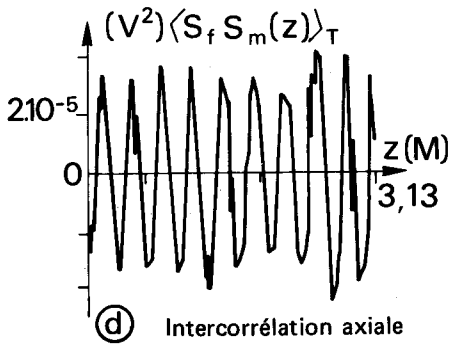


(b) Autocorrélation azimutale signal mobile

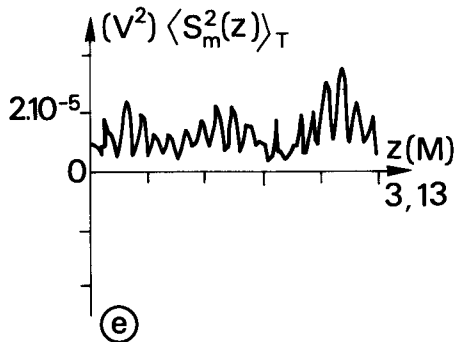


Transformée de Fourier de la courbe figure 16a.

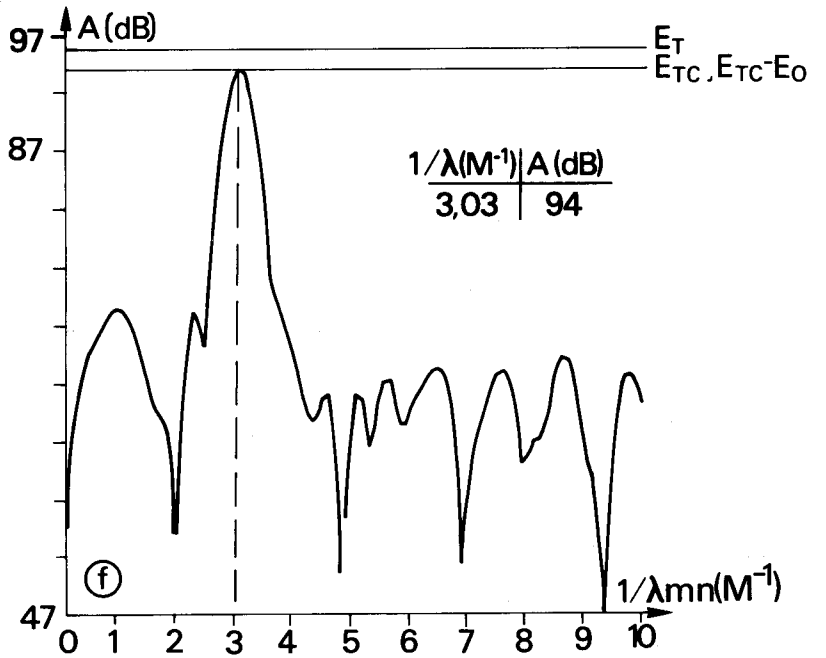
Mesure de la structure axiale du champ à 1400 Hz pour $m = 3, n = 1$.



(d) Intercorrélation axiale



(e) Autocorrélation axiale signal mobile

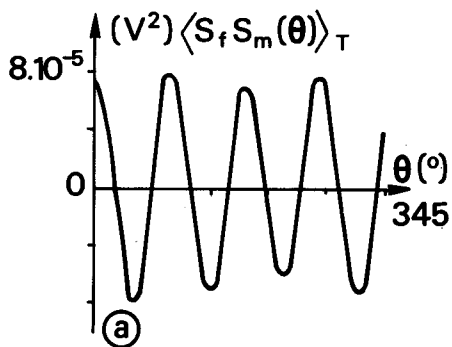


Transformée de Fourier de la courbe figure 16d.

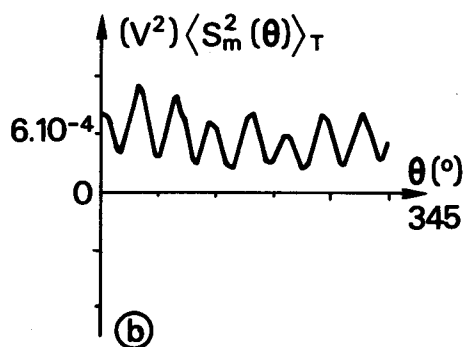
Figure 16



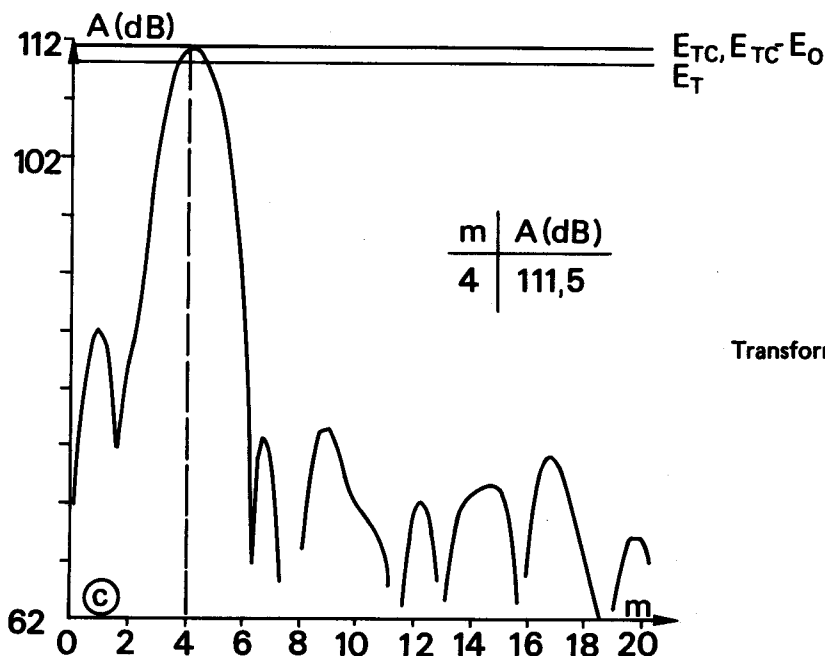
Mesure de la structure azimutale du champ à 1400 Hz pour $m = 4, n = 1$.



(a) Intercorrélation azimutale

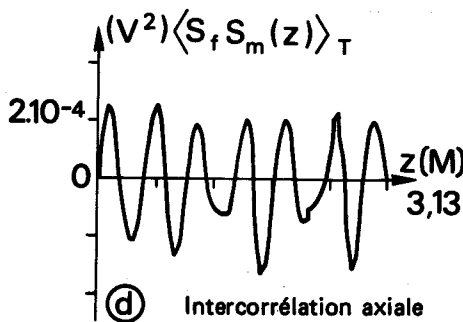


(b) Autocorrélation azimutale signal mobile

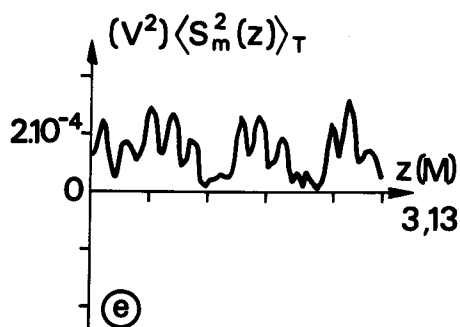


Transformée de Fourier de la courbe figure 17a.

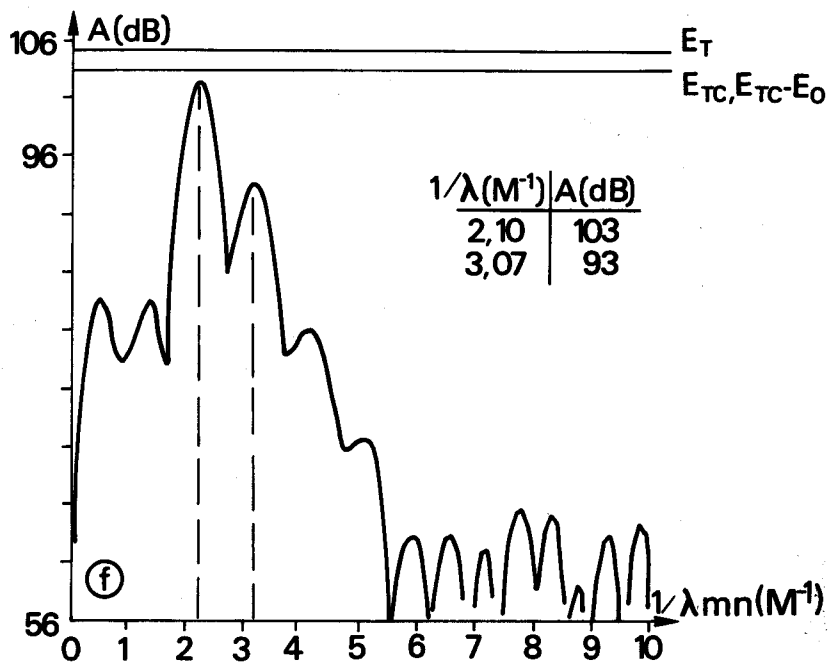
Mesure de la structure axiale du champ à 1400 Hz pour $m = 4, n = 1$.



(d) Intercorrélation axiale



(e) Autocorrélation axiale signal mobile



Transformée de Fourier de la courbe figure 17d.

Figure 17



5.1.4. Discussion

On constate d'abord un accord très satisfaisant entre les valeurs théoriques des nombres d'onde azimutaux et axiaux et leurs valeurs mesurées.

Trois conclusions importantes peuvent être tirées de cette première étude :

- L'excitation axiazimutale permet d'isoler à une fréquence donnée deux modes de propagation de même nombre d'onde azimutal mais de nombre radial différent. Les courbes, figures 9 et 12 respectivement représentatives des mesures effectuées pour les modes (0,1) et (0,2) à la fréquence de 900 Hz ainsi que les résultats (tableau 1) expérimentaux de la structure spatiale de champ pour les modes (1,1) et (1,2) à la fréquence de 1400 Hz illustrent ce phénomène. Une mauvaise adaptation à l'extrémité du conduit située à 25 cm du plan des sources les plus proches et une longueur d'onde beaucoup plus petite du mode (0,2) que du mode (0,1) peuvent expliquer le meilleur résultat afférent à ce dernier.
- L'ensemble des résultats exposés dans le tableau 1 et des courbes présentées contribue à la vérification expérimentale de la simulation sur ordinateur du dispositif. On montre que, en agissant simultanément sur l'amplitude et la phase des chambres de compression, il est possible de générer des ondes dont la structure spatiale est parfaitement définie. L'excitation azimutale s'avère un procédé efficace dans le cas où tous les modes présents ont des nombres d'onde azimutaux différents (Tableau 1 aux fréquences de 500 Hz et 820 Hz et figures 15, 16, 17 à la fréquence 1400 Hz) et l'excitation axiazimutale nécessaire dans le cas contraire (tableau 1 et figures 9, 10, 11, 12).

En conséquence des remarques précédentes on conclut à un fonctionnement satisfaisant pour le simulateur de modes tournants dans le cas sans écoulement.

- L'hypothèse de parois parfaitement rigides qui est à l'origine du calcul numérique des conditions d'excitation des chambres de compression semble une hypothèse beaucoup moins forte que prévue, le matériau plastique utilisé pour la construction du simulateur étant certainement loin de la satisfaire.

Les expériences n'ont pas été poursuivies au-delà de la fréquence de coupure du mode $m=5, n=1$ à cause d'un nombre de chambres de compression et de lignes à retard insuffisant. Cette fréquence se situe à 1420 Hz (fig. 27).

5.2. Application du simulateur à la mesure de l'impédance acoustique d'un matériau en fonction de l'incidence

5.2.1. Rappels théoriques [1]

La méthode de la mesure de l'impédance acoustique de matériaux placés à une extrémité du conduit à l'aide du simulateur est la même que celle du tube de Kundt.

En effet, en présence d'un mode pur, l'onde acoustique s'écrit sous la forme,

$$p = P_1 e^{-i(k_m z + m\theta)} + P_2 e^{i(k_m z + m\theta + \varphi')} \quad (5,4)$$

les amplitudes P_1 et P_2 respectivement de l'onde incidente et de l'onde réfléchi sont des fonctions de ν . On définit le coefficient de réflexion par,

$$\begin{aligned} \text{son module} \quad g &= \frac{P_2}{P_1} \\ \text{sa phase} \quad \varphi' & \end{aligned}$$

l'impédance du matériau est donnée par,

$$\left(\frac{p}{v_z} \right)_{z=0} = Z = R + iX \quad (5,5)$$

où v_z est la vitesse fluctuante normale à la surface du matériau placé en $z=0$. Elle est calculée par la relation linéarisée de conservation de la quantité de mouvement (2,2).

$$V_z = \frac{k_{mn}}{\rho_0 \omega} \left[P_1 e^{-i(k_{mn}z + m\theta)} - P_2 e^{i(k_{mn}z + m\theta + \varphi')} \right] \quad (5,6)$$

En substituant les relations (5,4) et (5,6) dans l'équation (5,5) on déduit :

$$R = \frac{\omega}{k_{mn} c_0} \frac{1 - g^2}{1 + g^2 - 2g \cos(2m\theta + \varphi')} \quad (5,7)$$

$$X = \frac{\omega}{k_{mn} c_0} \frac{2g \sin(2m\theta + \varphi')}{1 + g^2 - 2g \cos(2m\theta + \varphi')} \quad (5,8)$$

R et X étant respectivement les parties réelle et imaginaire de l'impédance adimensionnelle (rapportée à $\rho_0 c_0$).

La mesure de g et $2m\theta + \varphi'$ suffit donc à la connaissance de R et X.

L'autocorrélation du signal mobile suivant une direction parallèle à l'axe du conduit (r et θ fixés) est de la forme :

$$\langle S_m^2(z) \rangle_T = |r^2| = P_1^2 \left[1 + g^2 + 2g \cos(2k_{mn}z + 2m\theta + \varphi') \right] \quad (5,9)$$

les maxima et minima de pression sont définis par :

$$\begin{aligned} P_M &= P_1 (1 + g) \\ P_m &= P_1 (1 - g) \end{aligned} \quad (5,10)$$

Le premier minimum de pression le long de l'axe z correspond à :

$$\cos(2k_{mn}z + 2m\theta + \varphi') = -1$$

Si Δz est sa position par rapport à la surface du matériau, on a

$$2m\theta + \varphi' = 2k_{mn} \Delta z + \pi \quad (5,11)$$

5.2.2. Résultats

Nous présentons dans le tableau 2 le résultat des expériences réalisées à l'aide du S.M.T. (Module et phase du coefficient de réflexion, coefficient d'absorption) à la fréquence de 1100 Hz en fonction de l'angle d'incidence de l'onde. Les modes (0,1), (1,1), (2,1), (3,1) et (0,2) ont été isolés à cette fréquence. Le matériau placé à l'extrémité du conduit est de la mousse de 10 cm d'épaisseur.

On lit également sur le tableau 2 le résultat de l'expérience effectuée au tube de Kundt pour le mode (0,1) à la même fréquence. Les valeurs du coefficient de réflexion dans ce cas sont déduites de l'expression [4]

$$g e^{i\varphi'} = \frac{Z \cos \Phi - 1}{Z \cos \Phi + 1} \quad (5,12)$$

qui permet le calcul de la phase et du module du coefficient de réflexion connaissant l'angle d'incidence Φ de l'onde et l'impédance du matériau mesurée au tube de Kundt.

Sur la courbe, figure 18, sont reportés les points correspondant à chaque méthode qui traduisent l'évolution du module du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence de l'onde sur le matériau.

TABEAU 2
COMPARAISON DES MESURES DU COEFFICIENT DE REFLEXION PAR LES METHODES DU S.M.T. ET
DU TUBE DE KUNDT

MESURE A L'AIDE DU S.M.T.									MESURE AU TUBE DE KUNDT	
MODE		$1/\lambda_{mn}$ théorique (m ⁻¹)	Incidence théorique (degrés)	$1/\lambda_{mn}$ mesurée (m ⁻¹)	Incidence Φ mesurée (degrés)	Module du coefficient de réflexion g	Coefficient d'absorption	Phase du coefficient de réflexion (Degrés)	Module du coefficient de réflexion	Phase du coefficient de réflexion (degrés)
m	n									
0	1	3.2	0	3.27	0	0.49	0.78	350	0.45	330
1	1	2.96	21.8	2.93	25	0.36	0.60	60	0.42	328
2	1	2.52	38.2	2.49	38.6	0.52	0.33	18	0.37	318
0	2	2.02	50	2.14	51	0.26	0.74	325	0.30	302
3	1	1.69	58	1.71	58	0.54	0.47	9	0.27	285

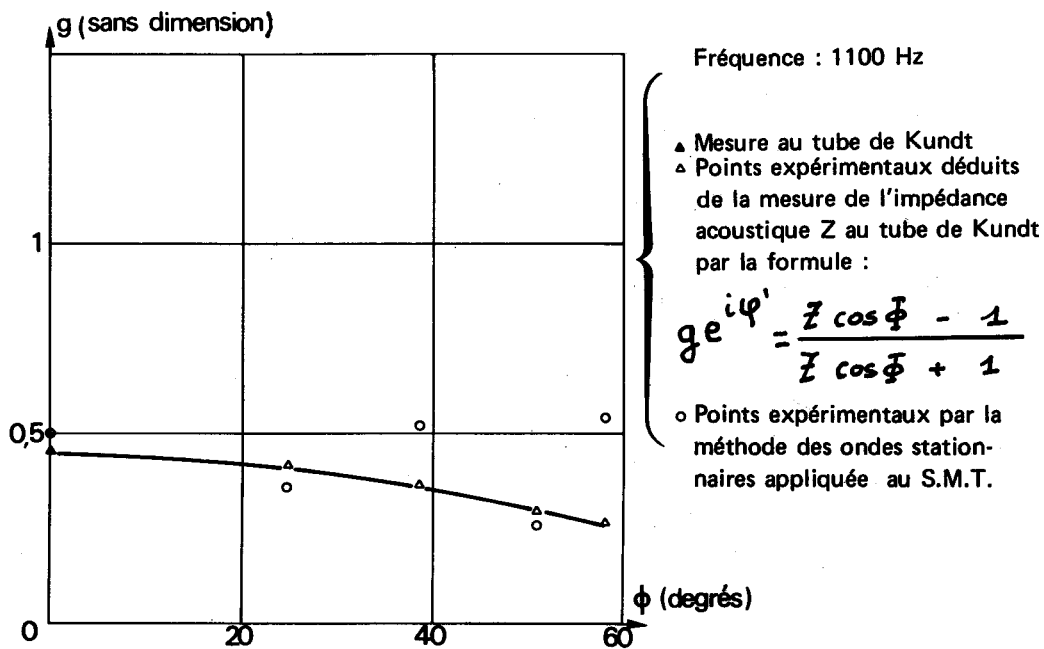


Fig. 18. — Variation du module du coefficient de réflexion en fonction de l'incidence de l'onde.



5.2.3. Discussion

On constate (tableau 2) un bon accord entre les mesures du coefficient de réflexion pour le mode plan (0,1) par les deux méthodes. Les valeurs du module du coefficient de réflexion déduites de la mesure de l'impédance du matériau dans le cas particulier du mode plan varient très lentement en fonction de l'angle d'incidence Φ (fig. 18). On note, pour toutes les incidences non nulles ($\Phi \in]0, 58^\circ]$) des différences très sensibles entre les résultats des deux méthodes.

Les points déduits des mesures au S.M.T. se placent de part et d'autre de la courbe "théorique".

La marge d'erreur, relativement importante, sur les mesures des maximum et minimum est due d'une part au fait que le reliquat des modes atténués perturbe beaucoup l'autocorrélation du signal mobile (ex : fig. 15 e) et d'autre part à une mauvaise adaptation acoustique du conduit à l'extrémité proche du plan des sources, ceci d'autant plus qu'une excitation axiale est utilisée.

Ces considérations concluent à un accord entre les résultats des deux méthodes dans le domaine considéré de variation de l'angle d'incidence, jusqu'à 58° . Cependant on ne peut extrapoler la courbe (fig. 18) pour des valeurs supérieures et en particulier au voisinage de l'incidence rasante (90°).

5.3. Vérification expérimentale du principe de la simulation des modes tournants en présence d'un écoulement subsonique uniforme.

5.3.1. Procédure de la vérification

Les expériences qui sont décrites ont pour but de vérifier que :

- Le principe de la simulation des modes tournants reste valable en présence d'un écoulement subsonique uniforme
- La structure azimutale du champ acoustique n'est pas modifiée par l'écoulement
- L'effet de convection dû à l'écoulement allonge la longueur d'onde dans le sens de l'écoulement et la diminue dans le sens contraire.

Nous appliquons la procédure du paragraphe 5.1 à la mesure des spectres de nombres d'onde azimutaux et axiaux. Dans ce dernier cas nous séparons les explorations en aval et en amont des sources car les conditions d'expériences et de traitement ne permettent pas d'avoir pour le spectre un pouvoir séparateur suffisant.

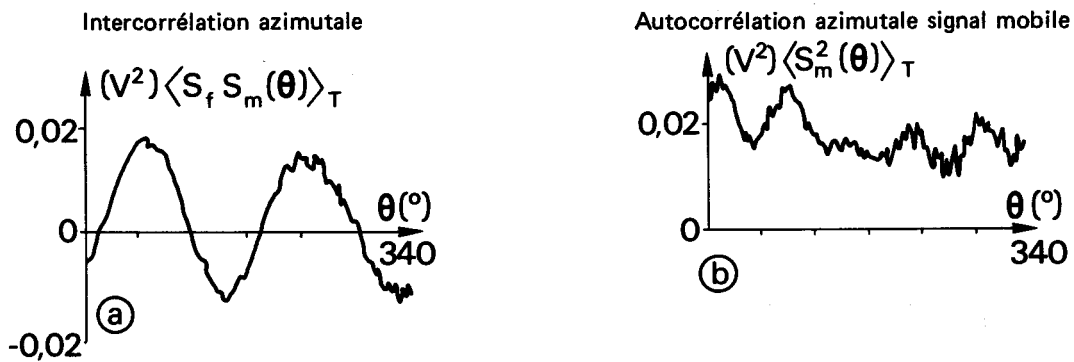
5.3.2. Résultats

Les conditions d'excitation des sources ont été calculées* pour qu'à la fréquence de 900 Hz dans le conduit considéré ($a = 0.3 \text{ m}$) et avec une vitesse d'écoulement pouvant atteindre 30 m/s les modes (1,1), (2,1) et (3,1) soient propagatifs au sens de mode pur.

Nous présentons figures 19 et 20 les courbes associées à la vérification de la structure azimutale pour les modes (2,1) et (3,1) à 30 m/s. Les spectres de nombres d'onde axiaux pour les modes (1,1), (2,1), (3,1) ainsi que les fonctions de phases relatives et les variations axiales de l'amplitude sont présentés figure 21, 22 et 23.

* Le simulateur est disposé au centre d'un conduit de 4 m de longueur (fig. 26) l'excitation azimutale a été choisie. Les 9 chambres de compression sont uniformément déphasées de 40° pour le mode (1,1), de 80° pour le mode (2,1) et de 120° pour le mode (3,1)

Mesure de la structure azimutale du champ ($m = 2, n = 1, f = 900 \text{ Hz}, V_0 = 30 \text{ m/s}$).



Transformée de Fourier de la courbe figure 19a.

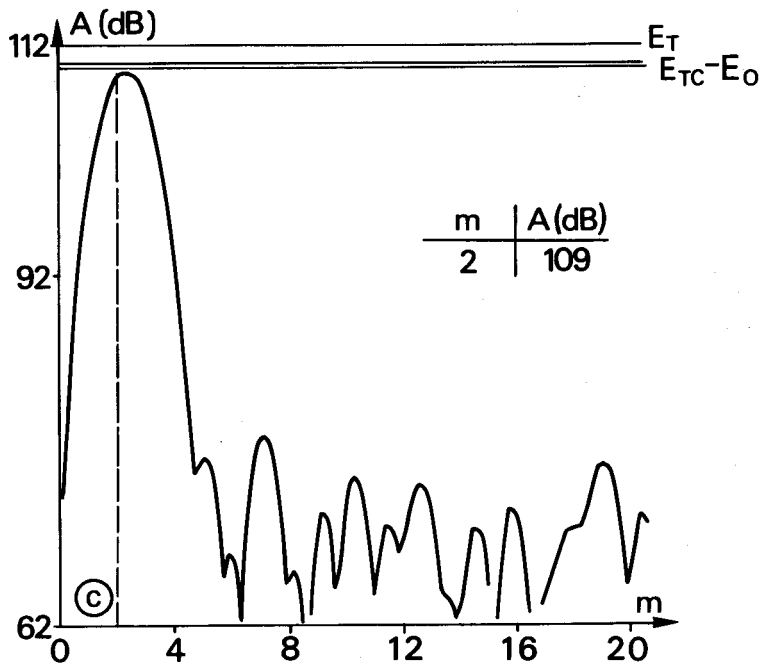
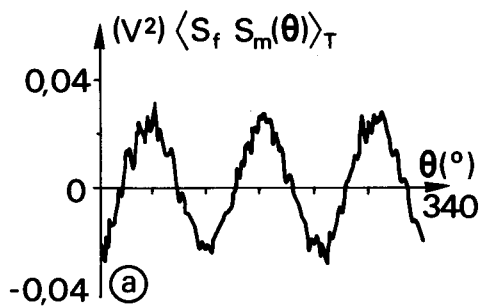


Figure 19

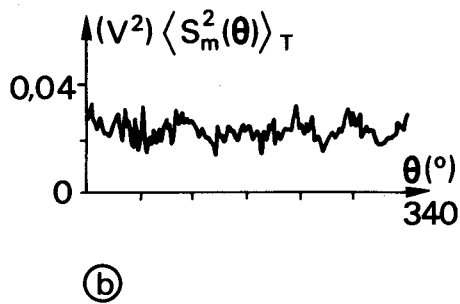


Mesure de la structure azimutale du champ ($m = 3$, $n = 1$, $f = 900$ Hz, $V_0 = 30,6$ m/s).

Intercorrélation azimutale



Autocorrélation azimutale signal mobile



Transformée de Fourier de la courbe figure 20a.

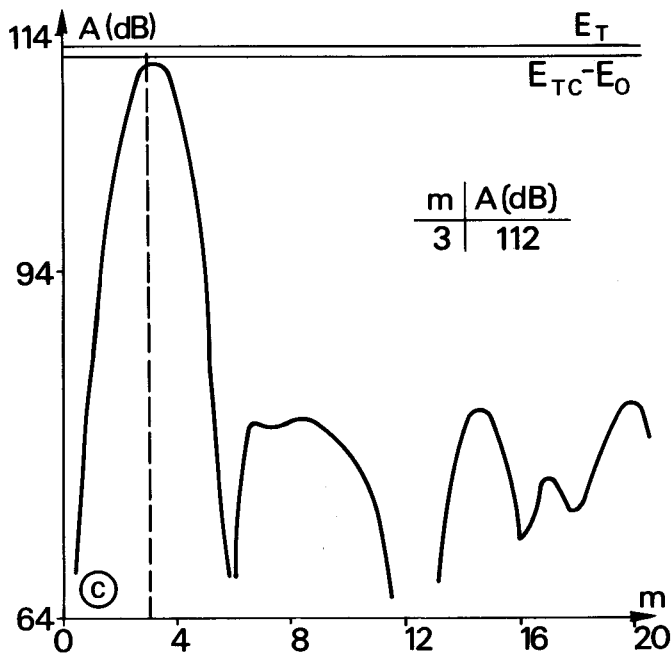
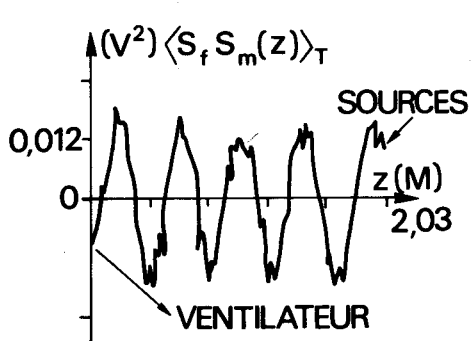


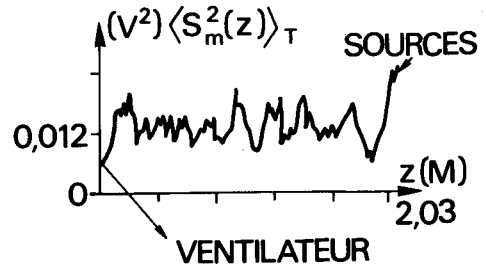
Figure 20



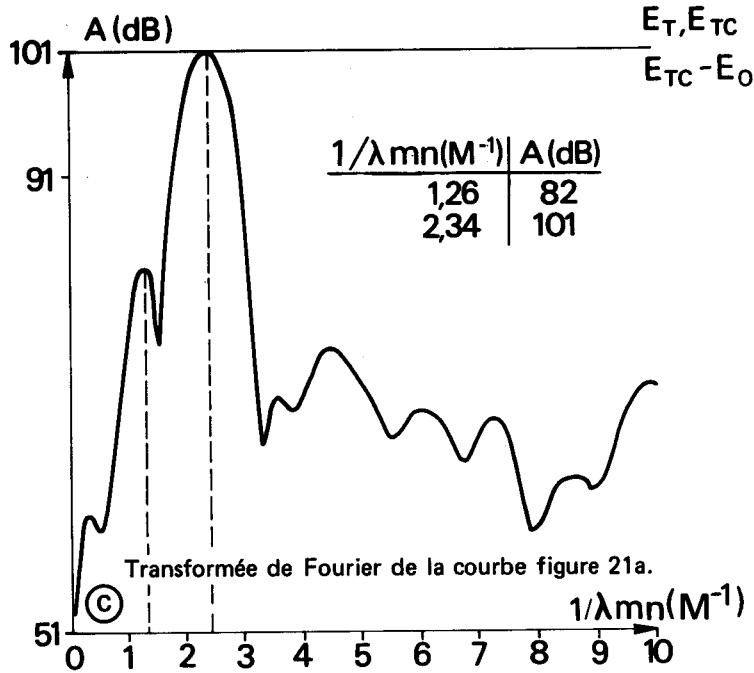
Mesure de la structure axiale du champ en aval des sources ($m = 1, n = 1, f = 900 \text{ Hz}, V_0 = 30,6 \text{ m/s}$).



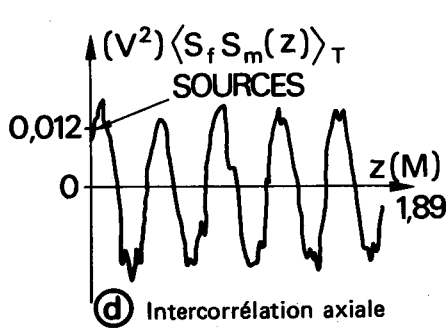
(a) Intercorrélation axiale



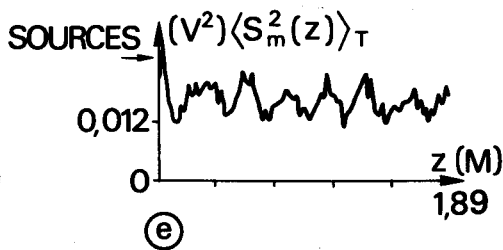
(b) Autocorrélation axiale signal mobile



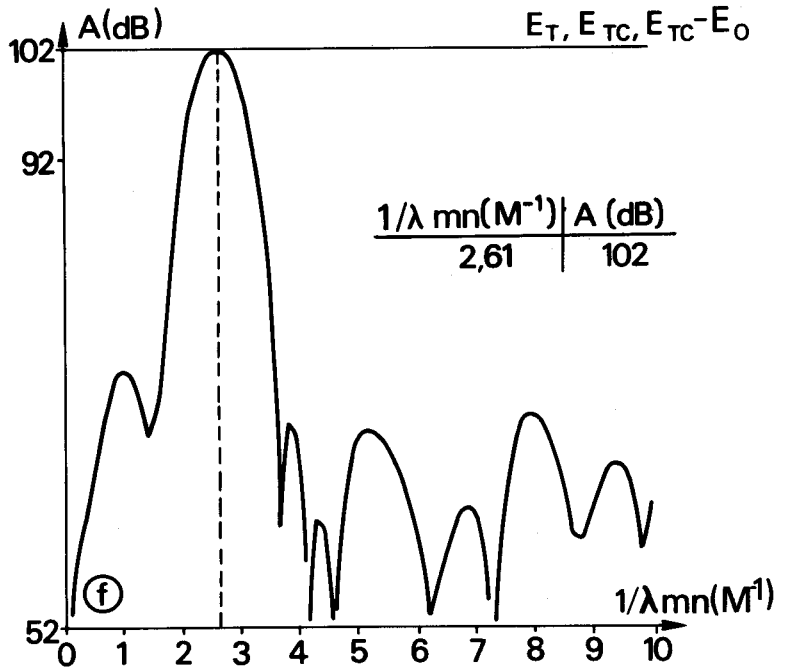
Mesure de la structure axiale du champ en amont des sources ($m = 1, n = 1, f = 900 \text{ Hz}, V_0 = 30,6 \text{ m/s}$).



(d) Intercorrélation axiale



(e) Autocorrélation axiale signal mobile

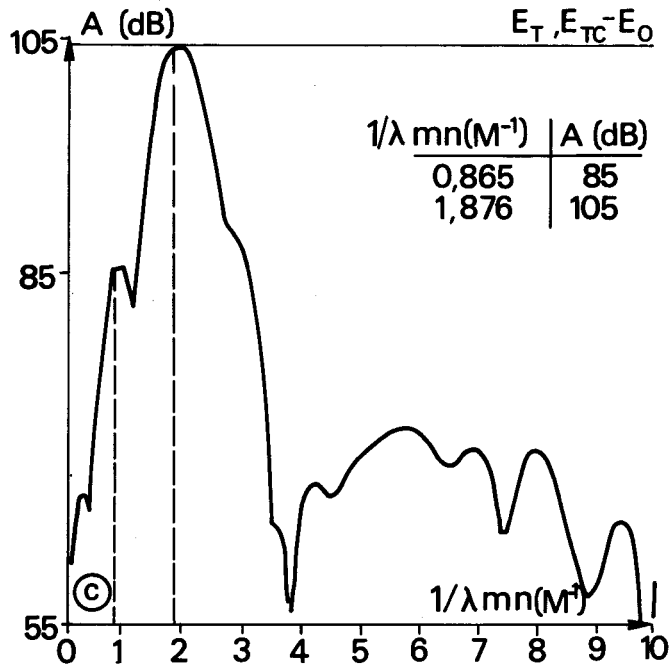
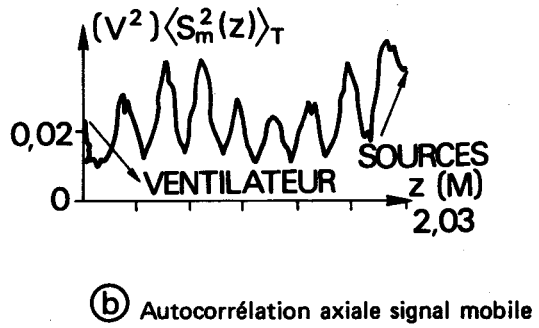
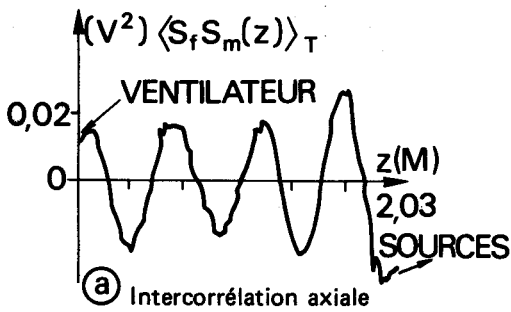


(f) Transformée de Fourier de la courbe figure 21d.

Figure 21

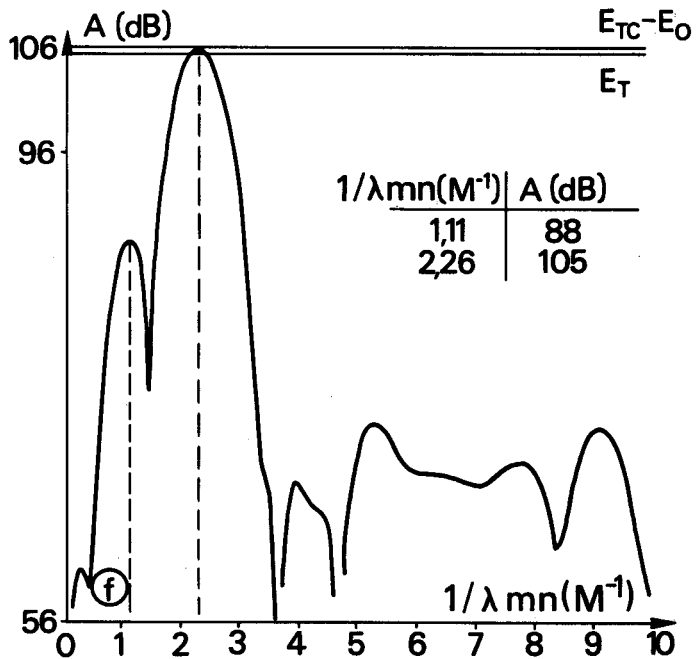
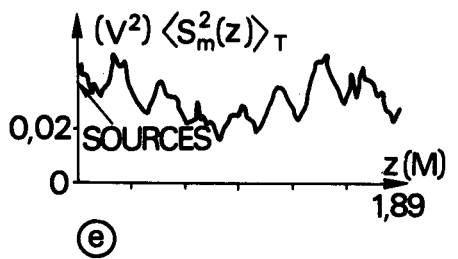
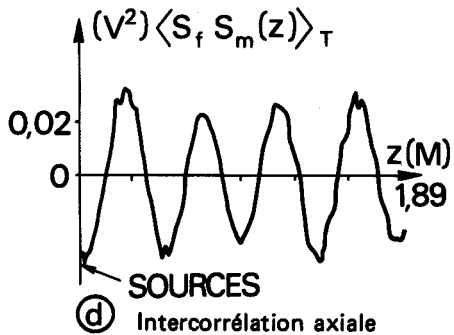


Mesure de la structure axiale du champ en aval des sources ($m = 2, n = 1, f = 900 \text{ Hz}, V_0 = 30,6 \text{ m/s}$).



Transformée de Fourier de la courbe figure 22a.

Mesure de la structure axiale du champ en amont des sources ($m = 2, n = 1, f = 900 \text{ Hz}, V_0 = 30,6 \text{ m/s}$).

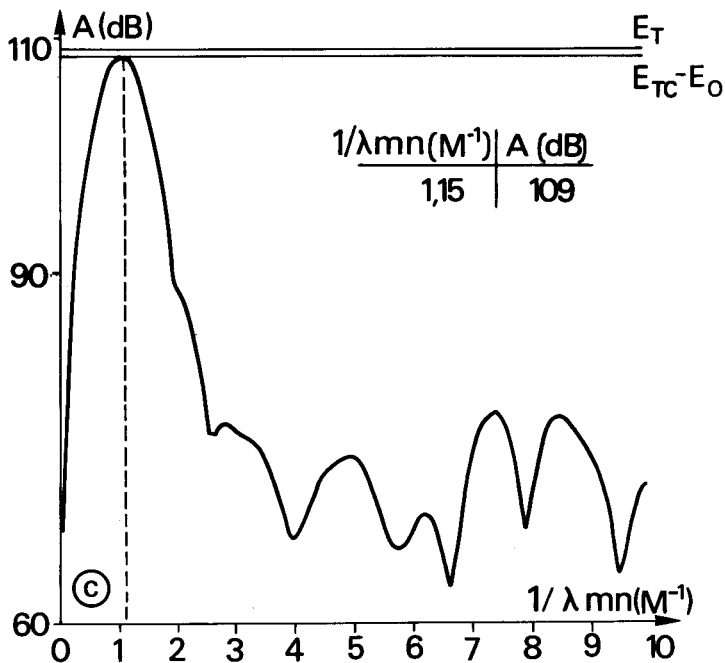
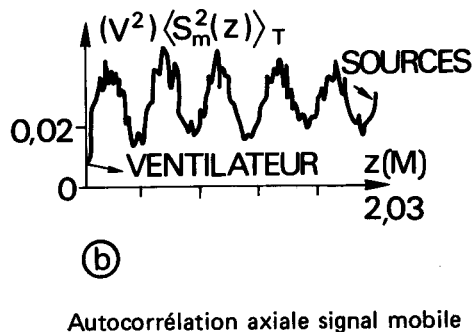
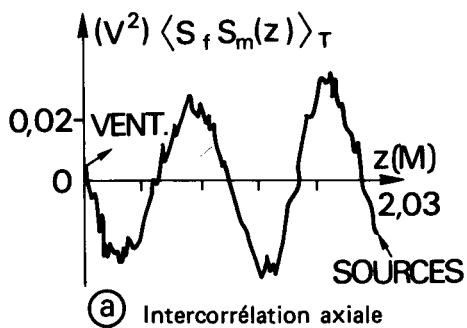


Transformée de Fourier de la courbe figure 22d

Figure 22

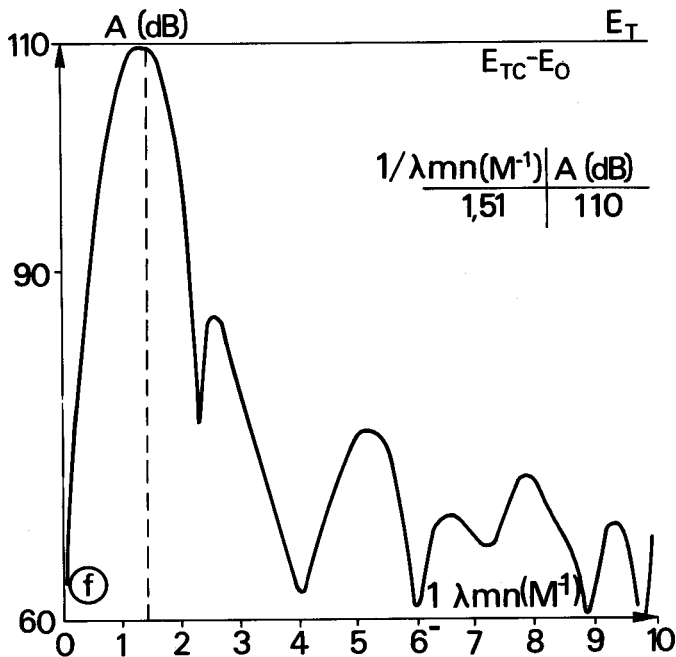
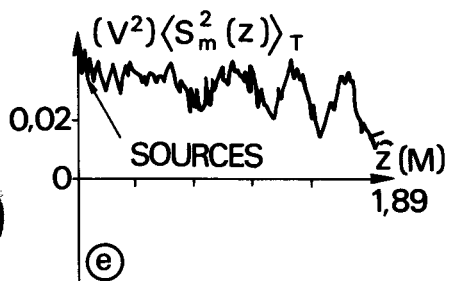
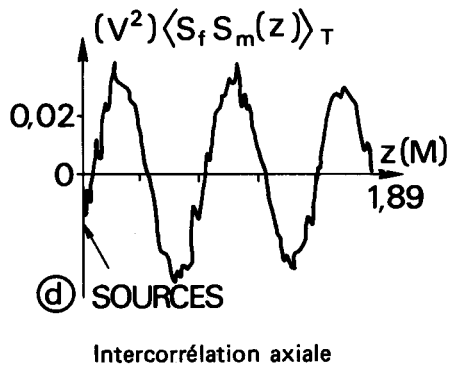


Mesure de la structure axiale du champ en aval des sources ($m = 3, n = 1, f = 900 \text{ Hz}, V_0 = 27 \text{ m/s}$).



Transformée de Fourier de la courbe figure 23a.

Mesure de la structure axiale du champ en amont des sources ($m = 3, n = 1, f = 900 \text{ Hz}, V_0 = 27 \text{ m/s}$).



Transformée de Fourier de la courbe figure 23d.

Figure 23

BUS
LILLE

Le tableau 3 récapitule les résultats des expériences effectuées pour les modes (1,1), (2,1) et (3,1) à des vitesses d'écoulement de 0 m/s, 8,3 m/s, 17,5 m/s, 27 m/s et 30,6 m/s.

Sur la figure 24 est représentée la variation axiale de la phase relative sur tout le conduit pour le mode (3,1) avec une vitesse d'écoulement de 30,6 m/s.

TABLEAU 3

COMPARAISON RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES

pour les modes (1,1), (2,1), (3,1) avec des vitesses de l'écoulement de 0 m/s, 8,3 m/s, 17,5 m/s, 27 m/s et 30,6 m/s

Mode		Vo m/s	1/λ _{mn} théorique		1/λ _{mn} Mesurée		Δλ Théorique	Δλ Mesurée
m	n		AVAL	AMONT	AVAL	AMONT		
1	1	0	2,42	2,42	2,52	2,41	0	0,02
1	1	8,3	2,36	2,49	2,45	2,44	0,02	0,02
1	1	17,5	2,30	2,56	2,38	2,54	0,04	0,03
1	1	27	2,23	2,64	2,38	2,58	0,07	0,04
1	1	30,6	2,21	2,68	2,34	2,62	0,08	0,05
2	1	0	2,05	2,05	2,09	2,12	0	0,01
2	1	8,3	1,99	2,11	2,05	2,16	0,03	0,02
2	1	17,5	1,93	2,19	1,98	2,19	0,06	0,05
2	1	27	1,86	2,27	1,96	2,30	0,1	0,08
2	1	30,6	1,84	2,31	1,87	2,26	0,11	0,09
3	1	0	1,37	1,37	1,32	1,37	0	0,03
3	1	8,3	1,31	1,43	1,23	1,33	0,06	0,06
3	1	17,5	1,24	1,51	1,16	1,43	0,14	0,16
3	1	27	1,18	1,59	1,15	1,51	0,22	0,21
3	1	30,6	1,16	1,63	1,17	1,64	0,25	0,24

L'incertitude sur la mesure de 1/λ_{mn} est de 0,05 m⁻¹.

5,3.3. Influence du module de la vitesse moyenne de l'écoulement sur la structure spatiale du champ.

Nous avons montré, par l'exposé des résultats expérimentaux dans le paragraphe précédent et leur comparaison aux calculs théoriques (tableau 3), que le S.M.T est parfaitement adapté au problème posé par l'écoulement.

On remarque, sur la courbe figure 24, que la méthode de mesure est suffisamment sensible, malgré la faible vitesse, pour rendre compte de l'effet de convection sur la longueur d'onde axiale.

L'évolution de la différence Δλ des longueurs d'onde amont et aval en fonction de la vitesse de l'écoulement s'écrit de façon simple :

$$\Delta\lambda = |\lambda_{\text{AVAL}} - \lambda_{\text{AMONT}}| = \frac{2f}{f^2 - f_{cmn}^2} V_0 \quad (5,13)$$

où f_{cmn} est la fréquence de coupure du mode (m, n) en l'absence d'écoulement.

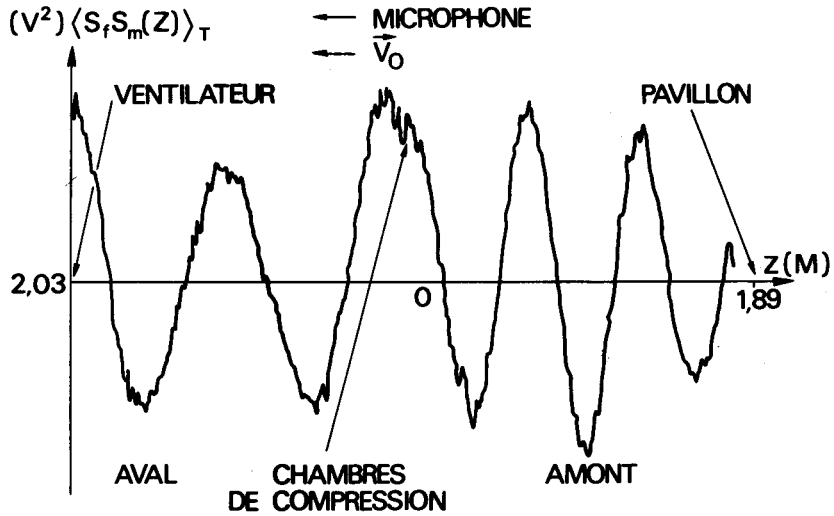


Fig. 24. - Variation de la fonction de phase relative sur tout le conduit.

Les mesures présentées dans le tableau 3 permettent le tracé expérimental de la courbe $\Delta\lambda = h(v_0)$, figure 25. La faible dispersion des points expérimentaux autour des courbes théoriques conclut à la très bonne concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques pour les modes (1,1), (2,1) et (3,1).

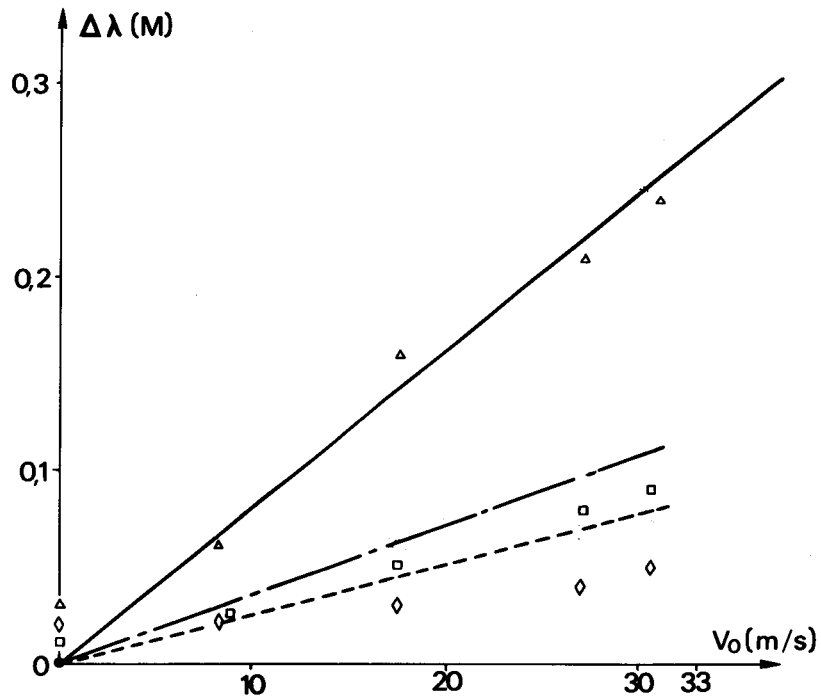


Fig. 25. - Variation de la différence longueur d'onde aval - longueur d'onde amont en fonction de la vitesse de l'écoulement pour les modes (1,1), (2,1), (3,1) à la fréquence de 900 Hz



● Courbes théoriques	$m = 3, n = 1$	—	Formule théorique $\Delta\lambda = \frac{2fV_0}{f^2 - f_c^2}$ f_c fréquence de coupure ($V_0 = 0$)
	$m = 2, n = 1$	- - -	
	$m = 1, n = 1$	- · - · -	
Points expérimentaux	$m = 3, n = 1$	△	Pente de la courbe $\alpha = \frac{\Delta\lambda}{V_0} = \frac{2f}{f^2 - f_c^2}$
	$m = 2, n = 1$	□	
	$m = 1, n = 1$	◇	

5,3.4. Discussion

Cette étude permet de conclure sur quatre points très importants, à savoir :

- La vérification expérimentale de l'effet de convection dû à l'écoulement sur la propagation des ondes acoustiques.
- Une parfaite adaptation de la méthode décrite dans le paragraphe 4,2.1. à la mesure des nombres d'onde spatiaux d'un champ acoustique en présence d'un écoulement subsonique uniforme.
- La vérification de la méthode de simulation des modes tournants en présence d'un écoulement subsonique uniforme et par conséquent au bon fonctionnement du S.M.T.
- Les hypothèses théoriquement fortes de parois parfaitement rigides et d'écoulement uniforme ne sont pas trop contraignantes.

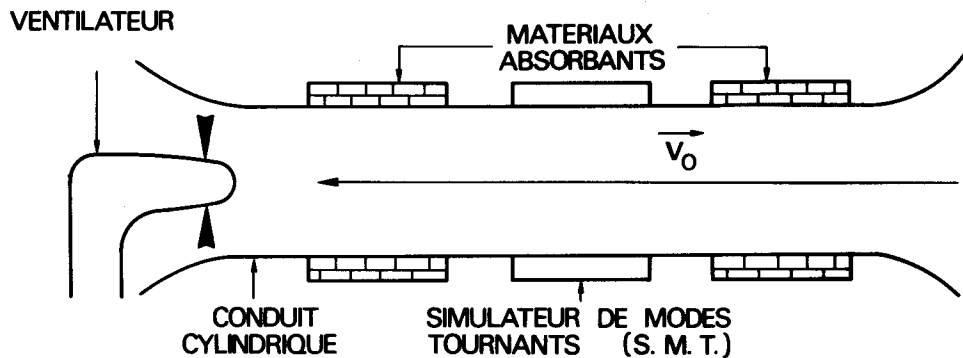


Fig. 26. – Configuration d'essai du S.M.T.

Il est remarquable de constater sur la courbe figure 24 que l'onde est correctement formée à une distance de la source référence inférieure à la longueur d'onde axiale du mode considéré.

6. CONCLUSIONS

Dans le but de pouvoir imposer complètement la structure spatiale du champ acoustique à l'intérieur d'un conduit cylindrique à savoir, en plus du nombre d'onde azimutal le nombre radial, nous avons développé une formulation théorique applicable au cas de la propagation des ondes acoustiques en présence d'un écoulement subsonique uniforme. Cette formulation qui fait appel à des travaux antérieurs [1], [2], [3] a conduit en premier lieu à montrer que le champ sonore résultant à l'intérieur de ce conduit est fonction de l'écoulement et des caractéristiques acoustiques des N sources mises en jeu (amplitude et phase relatives) ainsi que de leurs positions respectivement radiale, axiale et azimutale. Nous avons déduit ensuite de cette étude la condition de la formation d'un mode donné et montré qu'elle est équivalente à la résolution d'un système linéaire à coefficients complexes de $N-1$ équations à $N-1$ inconnues dont les solutions sont la phase et l'amplitude de chaque source définies par rapport à une source de référence (les coordonnées des sources servent au calcul des coefficients de ce système).

Nous avons mis au point, autour de la résolution numérique du système précédent, un programme de calcul qui détermine l'amplitude et la phase de chaque source à partir du choix du couple (m, n) associé à un mode propagatif, de la fréquence et de la vitesse de l'écoulement.

Après avoir défini et réalisé l'électronique d'alimentation des sources, après l'intégration des montages mécanique et électronique nous avons procédé au contrôle du fonctionnement du simulateur de modes tournants (S.M.T.)

Nous avons montré que le simulateur répond de façon satisfaisante aux objectifs que l'on s'était fixé au départ de cette étude. Nous avons vérifié expérimentalement à chaque fois la relation de dispersion associée au mode préalablement choisi jusqu'à la fréquence de 1400 Hz dans les cas sans écoulement et avec écoulement jusqu'à la vitesse de 30 m/s. Seuls les problèmes matériels nous ont empêché de poursuivre l'étude au-delà de ces limites (fig. 27).

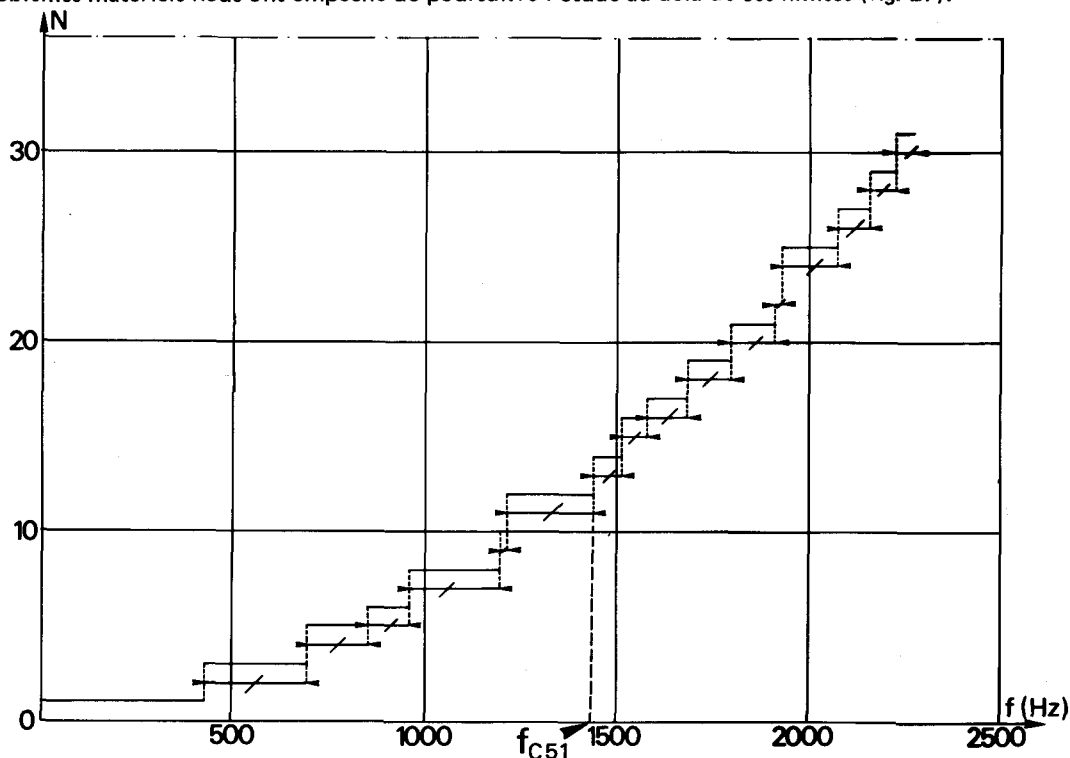


Fig. 27. — Courbes indiquant le nombre N de sources nécessaires pour isoler, soit un mode (—), soit deux modes (—/—) à la fréquence f .

{	rayon du conduit	$a = 0,246 \text{ m}$
	vitesse du son	$C_0 = 340 \text{ m/s}$
	vitesse de l'écoulement	$V_0 = 0 \text{ m/s}$

$f_{c 5,1}$ fréquence de coupure du mode $m = 5, n = 1$

Nous avons mis en évidence, par l'expérience, l'importance du choix de la position des chambres de compression. Nous avons montré en effet d'une part que l'excitation azimutale par des chambres de compression d'amplitudes non égales était suffisante dans le cas où tous les modes propagatifs ont des nombres d'onde azimutaux différents et d'autre part l'intérêt de l'excitation axiazimutale pour la séparation de deux modes propagatifs de même nombre d'onde azimutal et de nombres radiaux différents.

L'étude expérimentale de la propagation d'une onde acoustique en présence d'un écoulement subsonique uniforme a mis en évidence l'effet de convection de l'écoulement sur la longueur d'onde, à savoir sa dilatation dans le sens de l'écoulement et sa contraction dans le sens contraire à l'écoulement.

La méthode de mesure, malgré la faible vitesse de l'écoulement, s'est avérée suffisamment sensible pour la comparaison des structures spatiales du champ acoustique en amont et en aval des sources.

Nous avons esquissé un début d'application du S.M.T. à la mesure de l'impédance d'un matériau en fonction de l'angle d'incidence ($\Phi \in [0^\circ, 58^\circ]$) à la fréquence 1100 Hz. La borne supérieure du domaine de variation de l'angle d'incidence est fonction de la fréquence f . Elle tend vers 90 degrés si f est très proche par valeurs supérieures de la fréquence de coupure du mode propagatif dont la fréquence de coupure est la plus élevée. Sa borne inférieure, 0 degré, correspond au mode plan (0,1). A la fréquence considérée le nombre de valeurs de l'angle d'incidence incluses dans ce domaine de variation est directement lié au nombre de modes propagatifs de nombre d'onde azimutal positif ou nul.

Les difficultés que nous avons rencontrées pour la mesure des propriétés acoustiques de matériaux absorbants ont essentiellement deux causes à savoir, la mauvaise adaptation du conduit à l'extrémité proche des sources et une variation importante de l'amplitude de l'onde stationnaire, même dans le cas où le mode considéré a une amplitude supérieure de 15 dB au moins à celles des autres modes propagatifs. Il est possible par une mesure des parties réelle et imaginaire (amortissement) du nombre d'onde complexe de pallier cet inconvénient. Cette méthode suppose cependant que le matériau, cette fois, est disposé sur les parois de tronçons de conduits situés au-delà du S.M.T.

La méthode dont l'idée de base est décrite ci-dessus permet d'envisager de réduire sensiblement le nombre de sources qui pénalise la montée en fréquence (fig. 27). Il serait alors possible d'évaluer l'influence d'un matériau situé au ras de paroi sur la propagation d'un nombre restreint de modes (2 ou 3).

En plus de la vérification expérimentale du S.M.T., deux enseignements intéressants peuvent être tirés de l'ensemble de cette étude. L'étude expérimentale a montré, en effet, que deux des hypothèses de base pour la résolution théorique du problème, à savoir parois parfaitement rigides et écoulement uniforme dans tout le conduit, ne sont pas trop restrictives et que la première d'entre elles sera vérifiée pratiquement en considérant que le S.M.T. est composé de chambres de compression placées sur un tronçon de tube à parois parfaitement rigides et d'une longueur d'environ 1 m.

La construction d'un nouveau simulateur de modes tournants qui tient compte des conclusions de ce travail est actuellement en cours. Sa configuration d'essais est représentée figure 26. Il est placé au centre d'un conduit de 10 m de long, un ventilateur étant disposé à une extrémité dans le but de créer un écoulement. Pour faciliter l'étude des propriétés acoustiques de matériaux absorbants en mesurant l'évolution de l'onde, en particulier sa structure azimutale, au cours de son passage au travers d'un tronçon traité, le S.M.T a été conçu comme une partie du conduit de propagation pouvant être mise en rotation. Les applications envisageables du S.M.T sont relatives à l'étude :

- de la répartition de puissance sonore en amont et en aval
- de différentes classes de matériaux absorbants
- de l'interaction champ acoustique - obstacles

Dans ces études les paramètres sont liés premièrement à l'écoulement (vitesse axiale, couche limite) et deuxièmement à la structure spatiotemporelle du champ acoustique (fréquence, angle d'incidence, amplitude).

RÉFÉRENCES

- [1] MUTTE R. — *Propagation d'ondes acoustiques dans un conduit en présence d'écoulement.*
Note technique ONERA n° 221 (1974)
- [2] MUTTE R. et PERULLI M. — *Mesure d'impédance acoustique en incidence oblique.*
Acoustica, 34, n° 1 (1975)
- [3] HAREL P. et PERULLI M. — *Etude théorique et expérimentale de la structure spatio-temporelle des ondes acoustiques dans un conduit.*
Communication à la journée d'Etudes sur la réduction du bruit des soufflantes par traitement acoustique, STAé Paris, 16 mars 1970.
- [4] MORSE P.M. et INGARD K.U. — *Theoretical Acoustics.* Edit. Mac Graw Hill.
- [5] HAREL P. et PERULLI M. — *Influence d'un écoulement axial, uniforme et stationnaire sur la propagation des modes de vibrations acoustiques dans un conduit cylindrique.*
J. Sound and Vibrations, 15, n° 4 (1971)
- [6] HAREL P. et PERULLI M. — *Détermination de la structure spatio-temporelle du champ sonore dans une manche de compresseur.*
Recherche Aérospatiale, n° 1972 - 5, p. 261
- [7] PERCEVAL F. — *Mesure des spectres de nombres d'onde.*
Rapport CEA - R - 3740 - EUR - 4112 F
- [8] LUMSDAINE E. and SILCOX R. — *Experimental determination of sound and high speed flow interaction.*
Internoise 77, March 1-3, 1977.

