UNIVERSITE DE MONTREAL

ETUDE DE LA DIFFUSION D'UN GUIDE D'ONDES DEPHASEUR PORTE PAR UN ECRAN ACOUSTIQUE ABSORBANT.

par

ANDRE BRODEUR

DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

ECOLE POLYTECHNIQUE

MEMOIRE PRESENTE EN VUE DE L'OBTENTION
DU GRADE DE MAITRE ES SCIENCES APPLIQUEES (M.Sc.A.)
mars 1990

c André Brodeur 1990

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Canadian Theses Service
Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada
K1A 0N4

The author has granted an irrevocable non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of his/her thesis by any means and in any form or format, making this thesis available to interested persons.

L'auteur a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.

The author retains ownership of the copyright in his/her thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

ISBN 0-315-58109-3

Canada

UNIVERSITE DE MONTREAL

ECOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé:

ETUDE DE LA DIFFUSION D'UN GUIDE D'ONDES DEPHASEUR PORTE PAR UN ECRAN ACOUSTIQUE ABSORBANT.

Présenté par: ANDRE BRODEUR

en vue de l'obtention du grade Maîtrise ès Sciences Appliquées a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. Jean Rousselet, Ph.D., président

M. Maurice Amram, Ph.D.

M. Aouni A. Lakis, Ph.D.

SOMMAIRE

Une analyse expérimentale est entreprise pour étudier dans un espace à 3 dimensions, la figure de rayonnement générée par un écran ajouré déphaseur lorsqu'il reçoit des ondes acoustiques planes sous diverses incidences. L'énergie sonore incidente est relocalisée sous l'action du système réactif déphaseur. Nous cherchons à identifier les directions de diffusion de l'énergie sonore en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence de l'onde plane sur l'écran ajouré déphaseur.

Le modèle théorique utilisé pour expliquer le phénomène de diffraction de l'onde acoustique incidente sur les arêtes libres de la structure ajourée a été élaboré par Pierce. Ce modèle s'appuie sur la solution exacte de Sommerfield-MacDonald et donne des solutions asymptotiques facilement manipulables. Le modèle théorique expliquant le phénomène de réfraction de l'onde acoustique par le guide d'ondes a été déduit d'une théorie électromagnétique de Cohn. Ce modèle n'est cependant valide que si l'angle fait par la direction de propagation de l'onde incidente est normale à la surface d'entrée du guide (incidence normale). Une généralisation de ce modèle a été faite pour nous permettre de considérer plusieurs angles d'incidence sur le guide d'ondes.

La méthode expérimentale développée utilise un signal d'excitation impulsif et est combiné à une méthode d'analyse inspirée de celle utilisée dans la méthode TDS (Time Delay Spectrometry). Nous émettons une impulsion dont le spectre de fréquence est large. Nous avons ensuite mesuré les niveaux de pression sonore du bruit diffusé par bandes de 1/3 d'octave dans un plan perpendiculaire à la direction longitudinale de la fente d'entrée sur le guide d'ondes, et dans un plan parallèle aux fentes d'entrée et de sortie du guide et traversant ces fentes suivant leur axe de symétrie longitudinal. La méthode d'analyse est basée sur un filtrage dans le domaine du temps et nous a permis d'identifier la contribution au champ sonore diffusé apportée par les fentes d'entrée et de sortie du guide d'ondes et par ses arêtes libres.

La validité de cette méthode d'analyse a été confirmée en comparant nos résultats expérimentaux à des résultats théoriques et à d'autres résultats expérimentaux pris avec des méthodes de mesures plus conventionnelles.

Les résultats des mesures des niveaux de pression diffusée dans le plan médiateur à la fente d'entrée du guide d'ondes nous ont montré une dépendance de l'angle d'incidence de l'onde plane. Les résultats des mesures des niveaux de pression prodiffusée dans le plan parallèle aux

fentes du guide ne dépendent pas de l'angle d'incidence. Nous avons cependant observé une très grande dépendance de l'angle d'incidence sur les niveaux de pression rétrodiffusés dans ce même plan. Dans tous les cas, les fréquences de résonance, d'accord et de coupure semblent indépendantes de l'angle d'incidence.

ABSTRACT

An experimental analysis is undertaken to study in a three-dimensional space, the scattering pattern of a phase inverter barrier when it is receiving acoustical plane waves at various angles of incidence. The incident acoustic energy is then relocated by the reactive system. Our desire is to identify the scattering pattern of the acoustic energy as a function of the angle of incidence and the frequency of the acoustic plane wave impinging on the phase inverter barrier.

The theoretical model used to explain the diffraction of the incident acoustic plane wave on the wedges of the structure has been developed by Pierce. This model is based on the exact solution by Sommerfield-MacDonald and gives asymptotic solutions easy to work with. The model used to explain the refraction of the acoustic plane wave by the waveguide has been developed from an electromagnetic theory by Cohn. This model however, is only valid if the direction of propagation of the incident wave is parallel to the normal entrance area(normal incidence). A generalization of the model allows us to consider any angle of incidence on the waveguide.

The experimental method developped for this study consist in using an impulsive excitation combined to an analysis method inspired from the one used in the TDS method (Time Delay Spectrometry). We emit a short impulse which possess a large frequency spectrum. Then, we measure the sound pressure level of the scattered noise by 1/3 octave bands in a plane perpendicular to the longitudinal direction of the entrance slit on the waveguide, and in a plane parallel to the slits of the waveguide and passing through their longitudinal symetry axis. The analysis method is based on the concept of time filtering and has permitted us to identify the contribution to the scattered sound field brought by the slits and the wedges.

The validity of this experimental method has been confirmed by a comparison of our results with theoretical results and with experimental results obtained by more conventional methods.

The measurements of the sound pressure level in the plane perpendicular to the entrance slit showed a dependance of the results on the incident angle of the plane wave. The measurements of the forward-scattered waves in the plane parallel to the slits of the waveguide showed us results that are independent from the incident angle of the plane wave. The measurements of the back-scattered waves

in this same plane showed us a very large dependance on the angle of incidence of the plane wave.

In all cases, the resonance, tuning and cutt-off frequencies are independent of the incidence angle of the plane wave on the waveguide.

REMERCIEMENTS

Ce projet de maîtrise a été réalisé grâce à la coopération et la participation de plusieurs personnes.

J'aimerais d'abord remercier mon directeur de recherche M. Maurice Amram pour m'avoir proposé ce sujet de recherche et pour ses idées qui ont bien orienté mes travaux. De plus, je le remercie très sincèrement pour son support financier.

Je tiens aussi à souligner la coopération quant à l'utilisation du matériel et le support financier donné par mon co-directeur M. Germain Ostiguy.

Je ne pourrais passer sous silence l'aide précieuse de M. François Deshaies qui m'a toujours bien conseillé sur l'utilisation des logiciels informatiques.

Finalement, je voudrais remercier tous les étudiants, le personnel de la section de mécanique appliquée et tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce programme de recherche.

TABLE DES MATIERES

PAGE

SOMMAIRE..... iv

ABSTRACT..... vii

REMERCIEMENTS..... x

LISTE DES FIGURES.....xiv

CHAPITRE 1: INTRODUCTION..... 1

1.0 Introduction..... 1

1.1 Historique..... 4

1.2 Objectifs de cette étude..... 10

1.3 Approche générale..... 11

1.4 Structure des guides d'ondes étudiées au laboratoire..... 12

1.5 Organisation du mémoire..... 13

CHAPITRE 2: FONDEMENTS THEORIQUES..... 17

2.0 Introduction..... 17

2.1 Approximations..... 18

2.2 Champ acoustique diffracté..... 19

1. Ecran mince..... 19

2. Ecran large..... 24

2.3 Champ acoustique réfracté..... 27

1. Cas b < 1..... 29

2. Cas b > 1..... 34

3. Propagation oblique..... 46

CHAPITRE 3: PROCEDURE EXPERIMENTALE..... 60

3.0 Introduction..... 60

3.1 Construction des écrans ajourés déphaseurs.... 65

3.2 Montage des écrans au laboratoire..... 66

3.3 Méthode d'analyse sélectionnée..... 68

3.4 Prise de mesure et instrumentation..... 84

1. Instrumentation..... 84

2. Plan médiateur aux fentes..... 90

3. Plan parallèle aux fentes..... 93

CHAPITRE 4: RESULTATS ET DISCUSSION..... 96

4.0 Introduction..... 96

4.1 Ecran ajouré avec guide simple.....100

1. Différence de diffusion dans le plan médiateur.....105

2. Facteur de directivité en prodiffusion....116

3. Facteur de directivité en rétrodiffusion..122

4. Différence de prodiffusion en incidence oblique.....129

5. Différence de rétrodiffusion en incidence oblique.....137

4.2 Ecran ajouré avec guide à chambre d'expansion.144

1. Différence de diffusion dans le plan médiateur.....145

2. Facteur de directivité en prodiffusion....153
3. Facteur de directivité en rétrodiffusion..159
4. Différence de prodiffusion en incidence oblique.....165
5. Différence de rétrodiffusion en incidence oblique.....172

CHAPITRE 5: CONCLUSION.....179
5.0 Conclusion.....179
5.1 Recommendations.....183

BIBLIOGRAPHIE.....185

ANNEXES.....188
Annexe A Guide simple.....188
Annexe B Guide à chambre d'expansion.....217
Annexe C Ligne source.....246

LISTE DES FIGURES

PAGE

FIGURE 1.1 Ecran plein et écran ajouré déphaseur..... 3

FIGURE 1.2 Structure du guide simple..... 15

FIGURE 1.3 Structure du guide à chambre d'expansion... 16

FIGURE 2.1 Géométrie et notation pour le calcul de la diffraction par un dièdre (écran mince).... 20

FIGURE 2.2 Géométrie et notation pour le calcul de la diffraction pour un écran large..... 25

FIGURE 2.3 a) Ligne de transmission équivalente à notre guide d'ondes..... 31

b) Circuit électrique équivalent (b<l)..... 31

c) Circuit électrique équivalent (b>l)..... 31

FIGURE 2.4 Guide d'ondes acoustique passe-bas utilisé par Morse et Ingard..... 32

FIGURE 2.5 Géométrie pour le calcul du champ réfracté. 40

FIGURE 2.6 Différentes géométries et trajets acoustiques qui apparaissent en considérant l'effet du sol..... 45

FIGURE 2.7 Représentation de la propagation d'ondes obliques dans le guide d'ondes..... 46

FIGURE 2.8 Demi-guide utilisé pour les développements théoriques..... 48

FIGURE 2.9 Rapport des vitesses de propagation et rapport des amplitudes des modes fondamentaux en fonction de la direction de propagation..... 54

FIGURE 2.10 Trajet géométrique de l'onde sonore..... 56

FIGURE 3.1 Champs acoustiques en présence..... 61

FIGURE 3.2 Rayon incident dans un plan perpendiculaire à la direction longitudinale de la fente sur le guide d'ondes..... 63

FIGURE 3.3 Rayon incident dans un plan parallèle aux fentes d'entrée et de sortie du guide d'ondes et traversant ces fentes suivant leur axe de symétrie longitudinal..... 64

FIGURE 3.4 Graphique montrant l'arrivée d'ondes acoustiques de différentes durées de propagation mais qui ont une origine commune lors d'un balayage sinusoïdal en fonction du temps... 71

FIGURE 3.5 Impulsion incidente à l'entrée du guide d'ondes dans le temps et son spectre de fréquence associé..... 81

FIGURE 3.6 Utilisation de la fenêtre transitoire pour bien cadrer les diffusions voulues dans le domaine du temps et le spectre résultant... 82

FIGURE 3.7 Utilisation de la fonction de corrélation croisée pour identifier les réflexions et les recouvrements..... 83

FIGURE 3.8 Phase et amplitude relative de l'onde incidente par rapport à son centre..... 86
FIGURE 3.9 Ligne source et région considérée..... 87
FIGURE 3.10 Schéma de l'instrumentation (émission et réception)..... 89
FIGURE 3.11 Positions de la source et du microphone dans le plan perpendiculaire à l'entrée du guide d'ondes..... 92
FIGURE 3.12 Positions de la source et du microphone dans le plan parallèle à l'entrée du guide d'ondes..... 95
FIGURE 4.1 Géométrie du guide simple utilisé.....100
FIGURE 4.2 Indice de réfraction.....102
FIGURE 4.3 Admittance normalisée.....103
FIGURE 4.4 Susceptances normalisées.....104
FIGURE 4.5 Position de la source et de l'écran sur les diagrammes polaires.....106
FIGURE 4.6 Différence de diffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 0°.....112
FIGURE 4.7 Différence de diffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 10°.....113
FIGURE 4.8 Différence de diffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 20°.....114

FIGURE 4.9 Différence de diffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 30°.....115
FIGURE 4.10 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 5°)....118
FIGURE 4.11 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 10°)...119
FIGURE 4.12 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 15°)...120
FIGURE 4.13 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 20°)...121
FIGURE 4.14 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 5°)....125
FIGURE 4.15 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 10°)...126
FIGURE 4.16 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 15°)...127
FIGURE 4.17 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 20°)...128
FIGURE 4.18 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 0°.....132
FIGURE 4.19 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 5°.....133

FIGURE 4.20 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 10°.....134
FIGURE 4.21 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 15°.....135
FIGURE 4.22 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 20°.....136
FIGURE 4.23 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 0°.....139
FIGURE 4.24 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 5°.....140
FIGURE 4.25 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 10°.....141
FIGURE 4.26 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 15°.....142
FIGURE 4.27 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 20°.....143
FIGURE 4.28 Géométrie du guide à chambre d'expansion utilisée.....144

FIGURE 4.29 Différence de diffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 0°.....149
FIGURE 4.30 Différence de diffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 10°.....150
FIGURE 4.31 Différence de diffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 20°.....151
FIGURE 4.32 Différence de diffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 30°.....152
FIGURE 4.33 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 5°).....155
FIGURE 4.34 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 10°).....156
FIGURE 4.35 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 15°).....157
FIGURE 4.36 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 20°).....158

FIGURE 4.37 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 5°).....161
FIGURE 4.38 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 10°).....162
FIGURE 4.39 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 15°).....163
FIGURE 4.40 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 20°).....164
FIGURE 4.41 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 0°....167
FIGURE 4.42 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 5°....168
FIGURE 4.43 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 10°...169
FIGURE 4.44 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 15°...170

FIGURE 4.45 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 20°...171

FIGURE 4.46 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 0°....174

FIGURE 4.47 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 5°....175

FIGURE 4.48 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 10°...176

FIGURE 4.49 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 15°...177

FIGURE 4.50 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 20°...178

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.0 Introduction

Un des moyens les plus simples développé pour améliorer l'environnement sonore d'un lieu donné demeure certainement l'écran acoustique. On l'utilise dans les agglomérations urbaines, dans les usines, dans les bureaux en raison de sa grande simplicité de fabrication et d'installation. Par contre, on prend pour acquis son efficacité sur toute la bande audible, ce qui demeure discutable.

Il est reconnu que l'efficacité d'un écran acoustique plein est limitée principalement aux basses fréquences par un phénomène de diffraction de l'onde sonore sur son arête supérieure. L'atténuation obtenue dans la zone d'ombre acoustique de l'écran est dépendante du rapport de sa hauteur à la longueur d'onde du son à atténuer. Un écran acoustique efficace doit avoir en pratique une dimension supérieure à 3 fois la longueur d'onde du bruit à contrôler. On peut donc s'imaginer qu'il est physiquement impossible de réaliser des écrans très efficaces aux fréquences très basses parce qu'elles correspondent à des longueurs d'ondes de plusieurs mètres donc à des écrans très hauts. De plus, nous sommes en présence de fréquences très peu

affectées par les obstacles et malheureusement, contenues dans la plupart des bruits nuisibles à notre environnement.

Parce qu'il est difficile et coûteux d'atténuer ces bruits à l'aide de systèmes conventionnels (écran plein absorbant ou non), on se tourna donc vers des systèmes réactifs de conception plus avancée mais plus efficace.

On créa donc une structure pouvant contrôler les ondes sonores diffractées par effet de phase. L'écran ajouré déphaseur dont il est question dans ce mémoire est un procédé basé sur la théorie des guides d'ondes et filtres réactifs. Ce système est constitué d'un écran plein sur lequel on dépose un guide d'ondes réactif formé d'une structure périodique dont la section ressemble à un peigne. Plus précisément ce guide d'ondes est formé d'un assemblage de lamelles minces et rigides de forme rectangulaire espacées régulièrement dans le plan horizontal et vertical. Ce guide d'ondes devient alors un filtre passe-bas déphaseur constitué de chambres d'expansion en série.

L'effet de diffraction étant inévitable aux basses fréquences, on tente alors de créer un contre-bruit avec l'énergie sonore passant par le guide d'ondes.

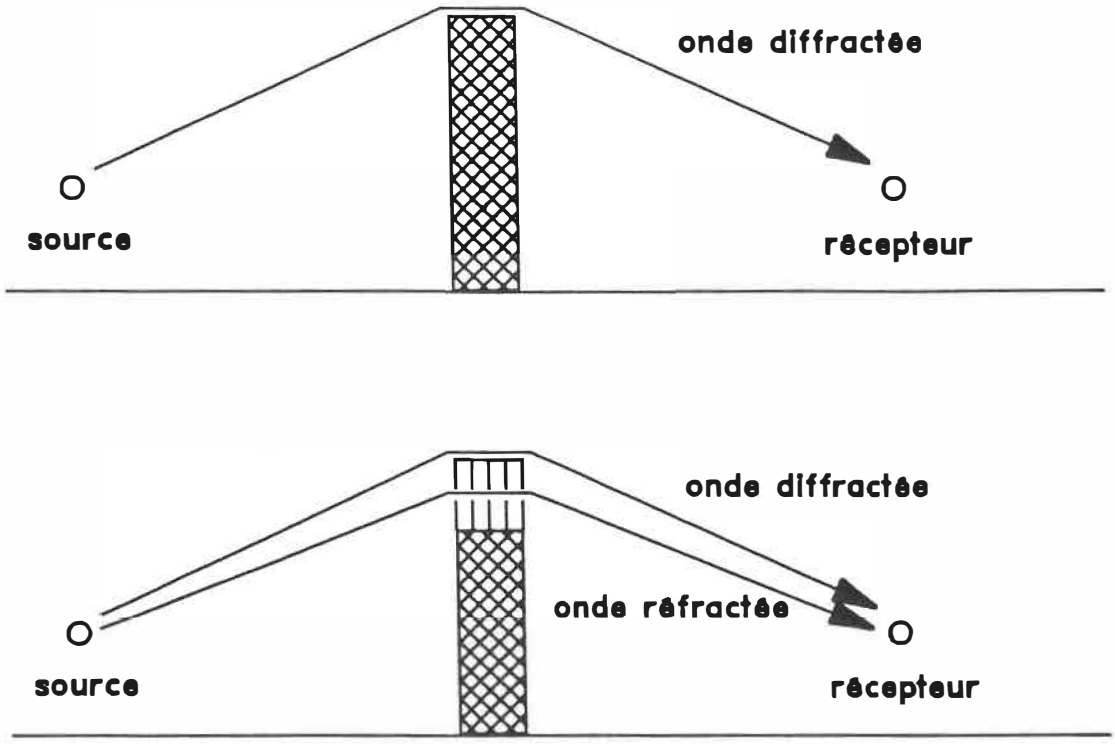


FIG. 1.1 Ecran plein et écran ajouré déphaseur

Ce principe de contre-bruit consiste à atténuer le bruit par le bruit en superposant à l'onde nuisible une autre onde de même fréquence, de même amplitude mais en opposition de phase. On crée donc une interférence destructive entre l'énergie sonore diffractée et celle réfractée par le guide d'ondes (fig. 1.1).

Ce type d'écran possède l'avantage et la simplicité du système réactif passif (non électronique); c'est le guide

d'ondes qui interagit avec l'onde sonore incidente en la ralentissant dans un milieu réfractif. L'onde transmise sortira alors du guide avec un certain déphasage par rapport à l'onde de basse fréquence qui est diffractée sur l'arète supérieure de l'écran. Nous créons ainsi un dipôle acoustique linéaire, suffisamment cohérent (la distance entre les 2 lignes sources formant le dipôle est faible par rapport à la longueur d'onde) pour qu'il y ait, par la création d'interférences, une répartition spatiale différente de l'énergie sonore et optimalement une atténuation substantielle du niveau de bruit dans la zone d'intérêt.

La diffusion (scattering) de l'onde acoustique que nous mesurons du côté de l'écran opposé à la source de bruit (zone d'ombre et zone éclairée) se nomme prodiffusion (forward-scattering). Du côté de l'écran où se trouve la source de bruit (zone éclairée), nous la nommons rétrodiffusion (back-scattering).

1.1. HISTORIQUE

Les recherches effectués en optique et en électromagnétisme pour l'étude de la réfraction et de la diffraction ont été adaptées à l'acoustique. Même si les ondes sonores sont différentes des ondes électromagnétiques, Lord

Rayleigh en 1897 et Lamb en 1916 ont découvert certaines analogies qui nous permettent de relier les deux cas.

La théorie de la diffraction trouve son origine dans le principe de Huyghens-Fresnel. Selon ce principe, le sommet d'un écran (n'importe quelle arète) est le centre d'une émission secondaire que l'on nomme phénomène de diffraction. Kirchhoff en 1882 a proposé une première formulation mathématique de ce principe en émettant certaines hypothèses simplificatrices (longueur d'onde petite devant les dimensions de l'obstacle, champ non perturbé aux frontières de la barrière). Ces hypothèses sont difficiles à admettre en acoustique où les longueurs d'ondes sont très grandes.

En 1896, Sommerfield proposa une solution mathématique rigoureuse et complexe pour des ondes planes incidentes sur un écran plan ou en forme de dièdre. Cette solution donne l'expression analytique exacte du champ dans chacune des trois régions de l'espace entourant l'écran: la région où ne se trouvent que des ondes diffractées (zone d'ombre), la région où se trouvent que des ondes diffusées et des ondes provenant directement de la source, et la région où se trouvent les ondes diffusées, directes et réfléchies par l'écran. En 1915, MacDonald proposa une solution du même genre pour le cas d'une onde sphérique.

En 1960, Keller développa une théorie connue sous le nom de "Théorie géométrique de la diffraction" basée sur les lois de l'optique géométrique. Enfin, un certain nombre de méthodes numériques ont été développées en électromagnétisme et facilement adaptées à l'acoustique.

Par contre, ces solutions exactes de calcul d'écran ne sont que très rarement utilisées parce qu'on préfère souvent se contenter de méthodes de calcul très approchées permettant d'aboutir directement à des résultats au moyen d'abaques. Redfearn proposa en 1940 un premier réseau de courbes donnant l'atténuation apportée par un écran en fonction de différents paramètres géométriques. Fehr introduisait, en 1951, la notion de nombre de Fresnel et proposait ses abaques de l'efficacité d'un écran. En 1965, Maekawa publia un abaque général et unique. Il suggéra une technique pour remplacer une barrière de forme générale par une barrière mince équivalente pour pouvoir se baser sur la théorie de Kirchhoff. Cette méthode de Maekawa a été mise au point expérimentalement sur un grand nombre d'écrans réfléchissants (de hauteur grande devant la longueur d'onde) et ses conditions d'application sont relativement étendues par rapport aux travaux précédents.

Malheureusement, la précision de ces méthodes de calcul utilisant des abaques est souvent insuffisante, d'autant

plus que les cas réels d'implantation d'écrans acoustiques sont assez complexes à cause de l'environnement dans lequel on les construit. Il faut alors avoir recours à d'autres moyens plus puissant mais mathématiquement plus lourd et nécessitant un temps de calcul souvent très important.

En 1972, Pierce [1] [2] élabora un modèle théorique proposant un excellent compromis entre la précision et la simplicité. Ce modèle s'appuie sur la solution exacte de Sommerfield-MacDonald et il donne des solutions asymptotiques dont les expressions mathématiques sont faciles à programmer.

La théorie de la réfraction acoustique trouve elle aussi son origine en optique. Born démontra en 1933 la possibilité de retarder les ondes électromagnétiques de basses fréquences en disposant des obstacles dans le milieu de propagation (les objets et les distances les séparant doivent être petit devant la longueur d'onde).

Un peu plus tard, en 1949 Kock et Harvey énoncèrent les principes fondamentaux des lentilles et des prismes pour les ondes acoustiques. Ils ont imaginé des moyens pour créer artificiellement un milieu d'indice de réfraction supérieur à l'unité en modifiant localement la densité du milieu à l'aide de petits obstacles ou en modifiant locale-

ment la vitesse des ondes à l'aide de guides de longueurs déterminées (retard apporté en rallongeant le parcours des ondes). Cohn [5] en 1948 et Brown en 1950 ont approché la théorie des guides d'ondes et de lignes de transmission et ils montrèrent qu'une structure constituée d'un assemblage de plaques ou de lamelles métalliques minces régulièrement espacées dans les plans horizontal et vertical se comporte comme un filtre passe-bas qui modifie la vitesse de phase de micro-ondes.

Cette idée d'une lentille ou d'un prisme acoustique capable de dévier la trajectoire des bruits de basses fréquences fut longtemps abandonnée malgré l'avancement des travaux sur les guides d'ondes et structure périodique dans le domaine électromagnétique. En effet, alors que Kock et Harvey donnaient les bases des lentilles acoustiques, la théorie des lentilles pour micro-ondes était plus largement développée. Différents travaux sur les milieux réfracteurs électromagnétiques ainsi que sur des structures plus simples utilisées comme filtres fréquentiels (guides d'ondes) furent réalisés pendant et après la deuxième guerre mondiale pour l'amélioration des radars. Ces chercheurs se nomment Kock, Harvey, Brown, Cohn, Brillouin.

Donc après Kock et Harvey, ce n'est qu'en 1974 que Knudsen entreprit des recherches expérimentales sur un

écran ajouré constitué d'un réseau périodique prismatique. Ensuite, une étude plus complète (théorique et expérimentale) sur ce type de barrière acoustique fut développée en 1980 par Amram et Stern [4]. Cette dernière théorie est une adaptation à l'acoustique des travaux de Cohn [5] sur les lentilles à micro-ondes. L'analogie avec l'électromagnétisme est nommée "Mobility Type Analogy" et bien décrite par Miles.

Cette approche n'est cependant valide que si l'angle fait par la direction de propagation de l'onde incidente sur la surface du guide est droit (incidence normale). De plus, il est extrêmement difficile en employant cette analogie de déterminer de façon explicite, la distribution de la pression ou de la vitesse des particules.

Un modèle théorique permettant de considérer divers angles d'incidence a alors été développé en 1986 par Mongeau [11]. Il a adapté à un réseau rectangulaire, une théorie développée en 1972 par Kristiansen et Fahy. Pour un déplacement de la source dans le plan perpendiculaire aux fentes du réseau, les résultats expérimentaux obtenus se comparaient bien avec les prédictions théoriques. Par contre, si l'on déplaçait la source dans le plan parallèle aux fentes, le modèle ne donnait pas de bonnes prévisions parce que cette théorie est essentiellement à deux dimen-

sions. Lahlou [13] [14] proposa en 1988, un modèle mathématique capable de prédire la distribution de phase et de l'amplitude de pression à la sortie d'un guide d'ondes rectangulaires dans lequel pénètrent des ondes sphériques dans le plan des fentes. Il fit une étude du rayonnement du guide et développa un facteur de directivité.

1.2 OBJECTIFS DE CETTE ETUDE

Cette étude s'inscrit comme un élément dans un processus de recherche global visant à bien caractériser le comportement d'un écran ajouré déphaseur quant à tous les aspects acoustiques qu'il implique.

A ce stade, une théorie globale a été développée nous permettant de bien modéliser l'écran ajouré. Des modèles théoriques électromagnétiques et optique fort complexes ont servi à bâtir de solides bases théoriques. Par contre, à cause de la complexité de ces modèles, certaines approximations comme la présence d'une onde plane à l'entrée d'un guide de longueur infinie nous impose un prototype difficile à concevoir pratiquement.

Le but premier de cette étude est de mesurer la figure de rayonnement générée par un écran ajouré déphaseur lorsqu'il reçoit des ondes acoustiques planes sous diverses

incidences. Nous cherchons ainsi à identifier les directions de diffusion de l'énergie sonore incidente (relocalisée par le système réactif) en fonction de la fréquence et de l'angle d'incidence de l'onde acoustique sur ce dernier.

1.3 APPROCHE GENERALE

La méthode utilisée est dite impulsionnelle. Il s'agit d'émettre une courte impulsion (qui se rapproche d'une onde plane dans le plan de la fente) dont le spectre de fréquence est d'amplitude presque constante de 180 à 900 Hz et de phase approximativement constante dans tout son plan d'onde incident sur la fente d'entrée du guide d'ondes. Par la suite, on devra minutieusement isoler, dans le domaine du temps, la contribution du champ sonore diffusé par le système global de l'onde incidente émise directement par la source à l'aide d'une méthode de masquage appropriée. Cette opération très délicate est au coeur du procédé; tous les résultats dépendent de cette manipulation.

Ensuite, l'analyseur de Fourier nous permettra de calculer un spectre de fréquences de ces diffusions. On enverra plusieurs impulsions vers l'écran ajouré déphaseur de façon à pouvoir faire une analyse fréquentielle statis-

tique en bandes étroites du bruit diffusé à chacune des positions.

L'opération finale consiste à noter les niveaux au 1/3 d'octave pour les bandes de 200 à 800 Hz. On utilise à cette fin, un curseur spécial (delta) qui intègre les niveaux de pression des bandes fines et calcule le niveau global (en dB) de la bande de fréquences choisie. Notons que l'on peut varier à volonté la position et la largueur de bande de ce curseur dans le spectre de puissance pour ne considérer que ce qui est désiré.

Cette opération est reprise à plusieurs endroits dans l'espace avec un maillage serré pour pouvoir bien représenter la relocalisation énergétique causée par l'arrivée d'une onde plane sur l'écran réactif.

1.4 STRUCTURE DES GUIDES D'ONDES ETUDIES AU LABORATOIRE

Dans ce mémoire, deux guides d'ondes seront étudiés. Le premier, consiste en un guide simple constitué de deux plaques rectangulaires sur lesquelles sont fixées 5 lamelles formant ainsi 4 cavités. Les plaques sont placées face à face de façon à former 4 chambres d'expansion en série reliées les unes aux autres par des ouvertures rectangulaires (fig. 1.2).

Le second guide d'ondes est composé des deux peignes du premier guide sur lesquels on a fixé deux plaques séparatrices en forme de "L" sur toute la longueur. On forme ainsi deux guides d'ondes d'ouvertures indépendantes en série reliés entre eux par une chambre d'expansion absorbante (garnie de mousse polyuréthanne). L'onde acoustique de basse fréquence entre donc dans le premier guide pour ensuite continuer dans la chambre d'expansion absorbante pour finalement sortir dans le second guide (fig. 1.3).

1.5 ORGANISATION DU MEMOIRE

Ce mémoire traite de l'aspect expérimental du problème de diffusion de différents types d'écrans. Le deuxième chapitre nous propose une revue globale des théories développées pour l'écran ajouré déphaseur à ce jour et nous renvoie à certaines références bibliographiques pour des explications plus judicieuses. Nous reverrons ainsi les théories de diffraction et de réfraction d'ondes acoustiques dans l'ordre chronologique des événements. Le troisième chapitre nous décrit la méthode expérimentale développée spécialement pour les mesures de diffusion. De plus, il décrit les différents montages, les schémas de mesure et l'instrumentation utilisée. Le quatrième chapitre nous montre les résultats expérimentaux mesurés avec la méthode proposée au chapitre 3. Chaque série de mesures

sera suivie d'une brève discussion et quelques unes seront comparées avec des résultats similaires pris antérieurement. Finalement, dans le dernier chapitre, on tirera les conclusions qui s'imposent sur les différents sujets touchés. On y trouvera aussi les recommandations pour les développements théoriques et expérimentaux futurs.

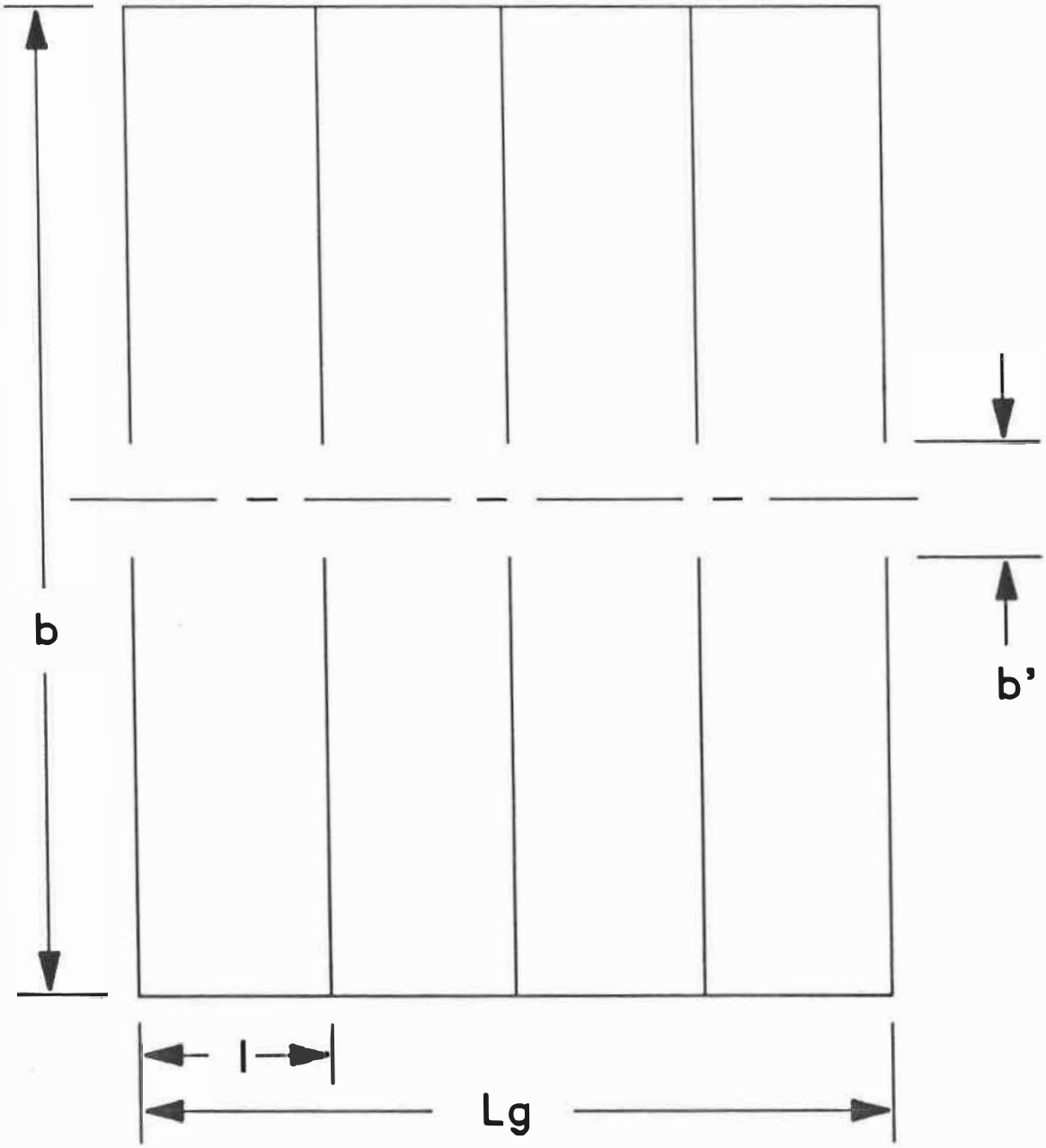


Fig. 1.2 Structure du guide simple

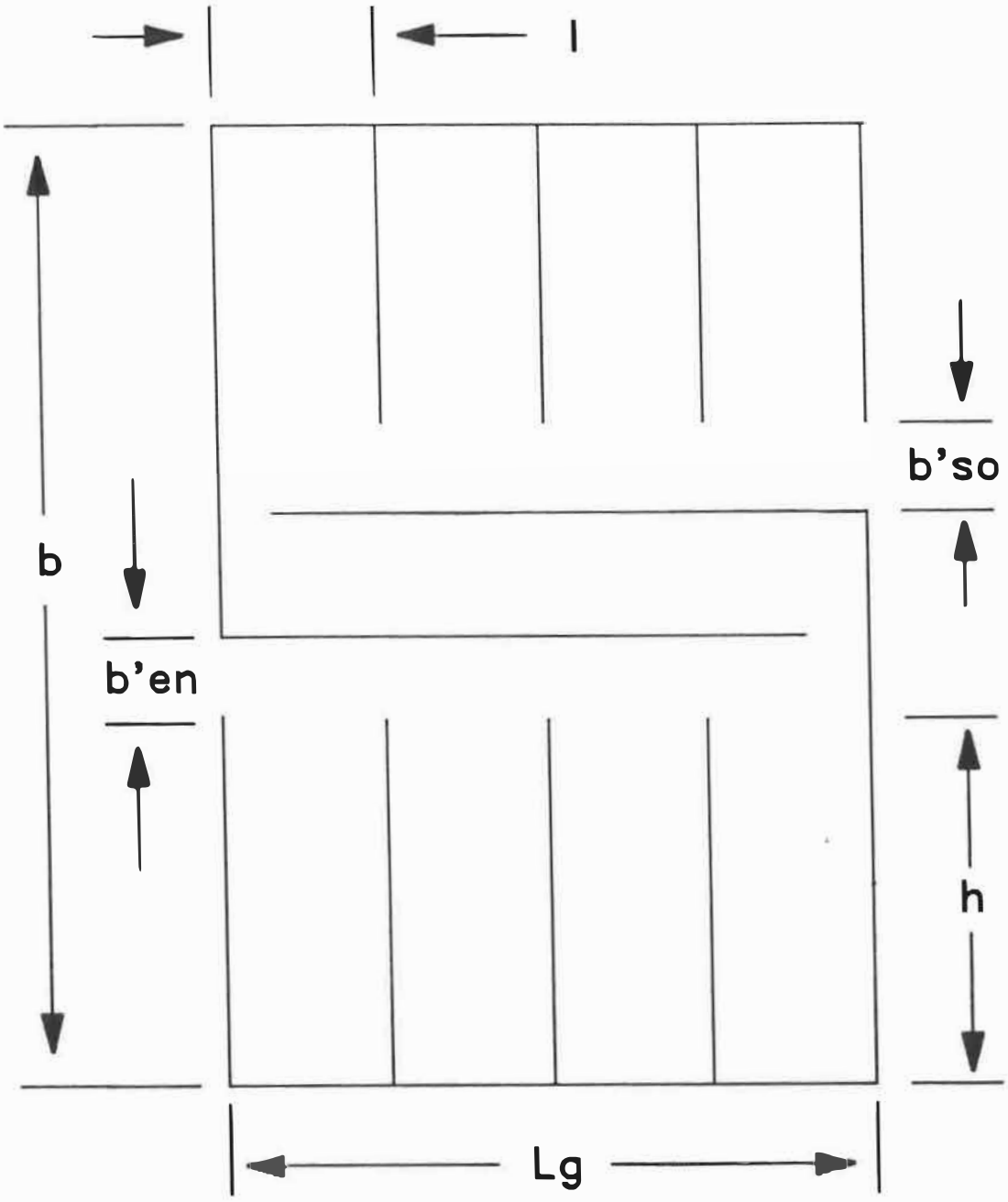


FIG. 1.3 Structure du guide à chambre d'expansion

CHAPITRE 2

FONDEMENTS THEORIQUES

2.0 INTRODUCTION

L'utilité d'un modèle mathématique capable de bien décrire le comportement d'un système physique est évidente. Ce modèle est encore plus profitable s'il est possible de le transcrire en un logiciel informatique d'optimisation et de prédiction des résultats, ce qui est plus rapide, plus souple et surtout moins couteux qu'une maquette ou un prototype expérimental.

Pour nous, la modélisation mathématique d'un écran ajouré déphaseur nous permet de mieux comprendre son fonctionnement et nous fait voir les difficultés théoriques de son fonctionnement.

Mais nous devons d'abord parler des diverses interférences acoustiques générées par ce type d'écran. Cette partie du mémoire traitera des deux champs sonores en interaction: le champ diffracté sur le dessus de la structure et le champ réfracté par le guide simple. Le modèle mathématique du guide à chambre d'expansion est encore au stage de développement théorique.

2.1 APPROXIMATIONS

Le modèle mathématique de l'écran ajouré déphaseur étant adapté à partir de théories électromagnétiques et optique, un certain nombre d'approximations ont été effectuées pour le simplifier. Nous nous sommes donc limités à certaines configurations idéales, ce qui n'enlève rien à sa validité. Voici donc une liste de ces situations idéales:

1) les ondes réagissant avec le système sont planes ou cylindriques, c'est-à-dire que la source de bruit est suffisamment loin ou de forme appropriée pour valider ces conditions.

2) les ondes étudiées sont en champ libre, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'obstacle entre la source et l'écran.

3) la direction de propagation du plan d'onde est perpendiculaire aux fentes du guide d'ondes.

4) on suppose un guide de longueur infinie dont la seule partie diffractante est la double arête supérieure de la structure.

5) on se limite au domaine de l'acoustique linéaire.

2.2 Champ acoustique diffracté

La théorie utilisée pour l'étude du champ diffracté a été présentée par Pierce [1],[2],[3]. Elle a été choisie pour sa simplicité d'application et sa fiabilité.

Pierce nous fait distinguer deux cas qu'on peut associer à une théorie d'écran mince et une théorie d'écran large. Le choix de la théorie appropriée est relié à la largeur du sommet de l'écran "d" et au nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$ de l'onde incidente. En effet si le produit kd est plus grand que 1, on simule un écran large et vice et versa.

1) Ecran mince.

Le cas général de diffraction par un dièdre est très bien connu et dérivé depuis près d'un siècle. Considérons d'abord que l'arête du dièdre qui approxime l'écran suit l'axe des z dans un système de coordonnées cylindriques (r, θ,z). Les deux faces de ce dièdre sont à $\theta = 0$ et $\theta = \beta$ en considérant que $\beta > \pi$. Pour un écran mince $\beta = 2\pi$ (fig. 2.1).

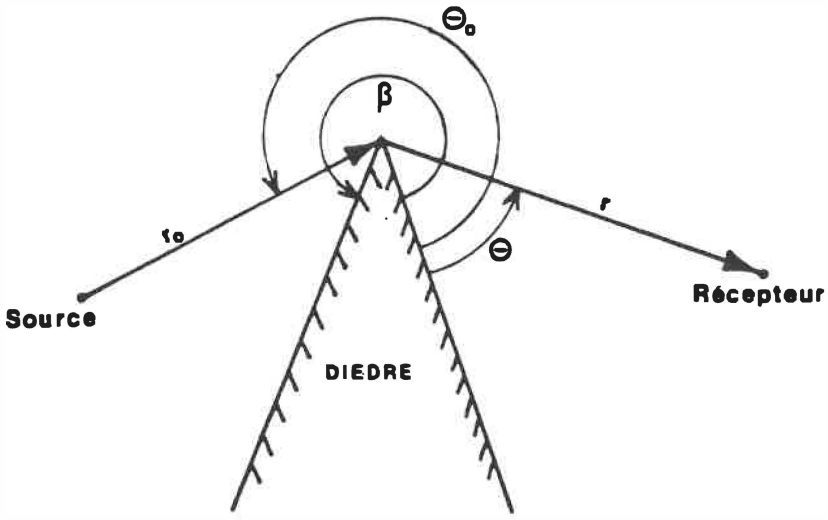


FIG. 2.1 Géométrie et notation pour le calcul de la diffraction par un dièdre (écran mince)

Considérons un point source oscillant de façon harmonique placé à (r_o, θ_o, z_o), rayonnant une pression acoustique pouvant s'écrire e^{ikR}/R (R distance de la source en champ libre). Si on place cette source à une distance R ($R < r_o$) d'un dièdre rigide et infiniment long, la distribution exacte de pression s'écrira alors sous la forme d'une intégrale de contour.

$$P_{diff} = \frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{e^{ikR}}{R} \left[Q\ (\varphi, \theta+\theta_o) + Q\ (\varphi, \theta-\theta_o) \right] d\varphi \quad (2.1a)$$

$$\text{avec } R = [r^2 + r_o^2 + (Z-Z_o)^2 - 2rr_o \cos\varphi]^{1/2} \qquad (2.1b)$$

$$Q(\varphi,\theta) = -\nu \sin(\nu\varphi)/[\cos(\nu\varphi) - \cos(\nu\theta)] \qquad (2.1c)$$

$$\nu = \pi/\beta \qquad (2.1d)$$

Pierce propose ensuite deux types d'approximations pour en arriver à une seule solution asymptotique valable dans tout l'espace. La première solution a la forme:

$$P_{diff}(r,\theta,z) = \frac{e^{ikL}}{L} \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} [S_+ + S_-] \qquad (2.2)$$

$$\text{avec } S_+ = [(1 + \Delta_+)\, \pi\, W_+\, A_D(W_+) - \Delta_+]/\pi X_+ \qquad (2.3a)$$

$$S_- = [(1 + \Delta_-)\, \pi\, W_-\, A_D(W_-) - \Delta_-]/\pi X_- \qquad (2.3b)$$

$$X_+ = X(\theta + \theta_o) \qquad (2.4a)$$

$$X_- = X(\theta - \theta_o) \qquad (2.4b)$$

$$W_+ = W(\theta + \theta_o) \qquad (2.4c)$$

$$W_- = W(\theta - \theta_o) \qquad (2.4d)$$

$$\text{et} \quad X(\theta) = \Gamma\, M_\nu(\theta) \qquad (2.5a)$$

$$W(\theta) = \Gamma\, N_\nu(\theta) \qquad (2.5b)$$

$$M_\nu(\theta) = \frac{\cos\nu\pi - \cos\nu\theta}{\nu \sin\nu\pi} \qquad (2.5c)$$

$$N_\nu(\theta) = \frac{\cos\nu\pi - \cos\nu\theta}{\nu\,[1 - \cos\nu\pi \cos\nu\theta]^{1/2}} \qquad (2.5d)$$

$$\Delta(\theta) = \frac{\cos \nu\pi}{2} \frac{\cos \nu\pi - \cos \nu\theta}{1 - \cos \nu\pi \cos \nu\theta} \qquad (2.5e)$$

$$\nu = \pi/\beta \qquad (2.5f)$$

pour un point source $\Gamma = \left[krr_o/\pi L\right]^{1/2}$ (2.6a)

pour une source généralisée $\Gamma = \left[-(\omega/\pi)\tau''(r,\theta_o+\pi,z)\right]^{1/2}$ (2.6b)

de plus $L = [(r + r_o)^2 + (z - z_o)^2]^{1/2}$ (2.6c)

et $\tau'' = \frac{d^2\tau(r,\theta,z)}{d\theta^2}$ (2.6d)

La seconde solution est sous la forme:

$$P_{diff}(r,\theta,z) = \frac{e^{ikL}}{L} \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} [A_D(X_+) + A_D(X_-)] \qquad (2.7)$$

La fonction $A_D(X)$ est définie comme une intégrale:

$$A_D(X) = \frac{\sqrt{2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-u^2)}{(\pi/2)^{1/2} X - e^{-i\pi/4} u} du \qquad (2.8)$$

On peut aussi écrire cette quantité en employant les fonctions auxiliaires de Fresnel tabulées dans le "Handbook of Mathematical Functions" [16].

$$A_D(X) = \text{sign}(X)\ [f(|X|) - ig(|X|)] \qquad (2.9)$$

$$\text{avec sign } (X) = \begin{cases} -1 & \text{si} \quad X < 0 \\ 0 & \text{si} \quad X = 0 \\ 1 & \text{si} \quad X > 0 \end{cases}$$

Ces fonctions f(X) et g(X) sont utilisées: (1) pour simplifier l'écriture des équations; (2) parce que les valeurs numériques et les limites asymptotiques sont tabulées ce qui est beaucoup plus facile à manipuler; (3) parce que ces fonctions sont monotones comme la diminution du niveau de pression sonore dans la zone d'ombre acoustique de l'écran (les 2 fonctions décroissent lentement à mesure qu'on augmente l'angle de séparation avec le début de la zone d'ombre).

On peut approximer encore plus l'expression 2.7. En effet, considérons:

$$N_\nu\ (\theta) = \frac{\cos \nu\pi - \cos \nu\theta}{\nu(1 - \cos \nu\pi \cos \nu\theta)^{1/2}} \qquad (2.10)$$

Si $N_\nu\ (\theta \pm \theta_s)$ ne sont pas petits, on peut alors approximer l'intégrale $A_D(X)$ par $1/\pi X$ et la pression diffractée, en champ éloigné, se simplifie à:

$$P_{diff} = \frac{\hat{S}}{2\beta} \left(\frac{2\pi}{kLrr_s}\right)^{1/2} e^{i(kL+\pi/4)} D_\nu (\theta, \theta_s) \quad (2.11a)$$

avec $\hat{S}$ = amplitude complexe de P_{inc}

$$\text{et } D_\nu (\theta, \theta_s) = \frac{\sin \nu\pi}{\cos\nu\pi - \cos\nu(\theta+\theta_s)} + \frac{\sin\nu\pi}{\cos\nu\pi - \cos\nu(\theta-\theta_s)} \quad (2.11b)$$

$$\nu = \pi/\beta \quad (2.11c)$$

$$L = [(r+r_s)^2 + (z-z_s)^2]^{1/2} \quad (2.11d)$$

Si nous sommes placés près du dièdre (en champ proche), une expression encore plus simple est donné:

$$P_{diff} = P_{inc} \frac{e^{i\pi/4}}{2\beta\, r^{1/2}} \left(\frac{2\pi}{k\sin\gamma}\right)^{1/2} D_\nu (\theta, \theta_s) \quad (2.12)$$

2) Ecran large.

On se souvient que si kd > 1, l'onde sonore subit une double diffraction et on se doit alors de considérer la théorie des écrans larges (fig. 2.2).

L est défini comme étant le plus court trajet acoustique entre la source et le récepteur.

$$L = [(r_s + r_L + d)^2 + (z_s - z_L)^2]^{1/2} \quad (2.13)$$

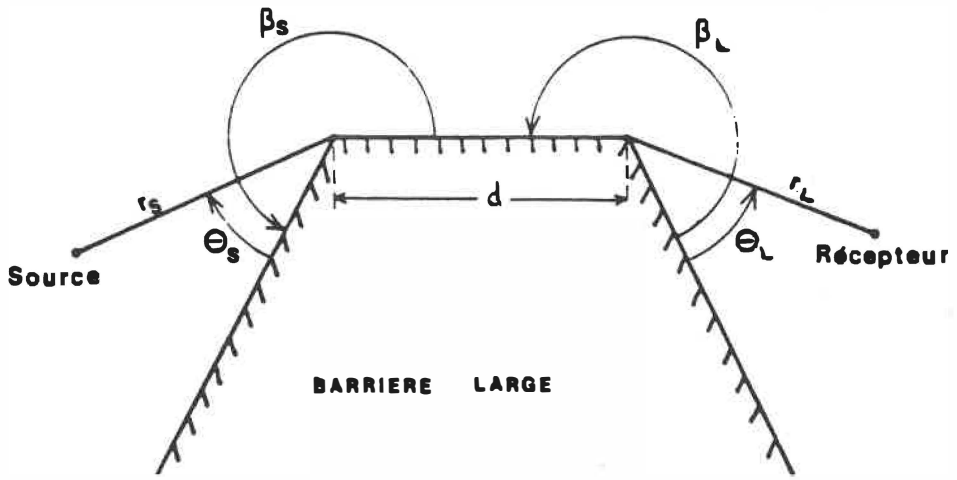


FIG. 2.2 Géométrie et notation pour le calcul de la diffraction par un écran large.

Il faut aussi avoir $\theta_s < \beta_s - \pi$ et $\theta_L < \beta_L - \pi$ (la source et le récepteur sont sous le dessus de l'écran). De plus l'étude se limitera au cas où $\beta_s > \pi$ et $\beta_L > \pi$.

Il est alors possible, en supposant $kr_s >> 1$, $kr_L >> 1$ et $kd > 1$, d'élaborer une solution approximative.

Notons que
$$\nu_s = \pi/\beta_s \qquad (2.14a)$$
$$\nu_L = \pi/\beta_L \qquad (2.14b)$$
$$\gamma_s = (2r_s(d + r_L)/\lambda L)^{1/2} \qquad (2.14c)$$
$$\gamma_r = (2r_r(d + r_r)/\lambda L)^{1/2} \qquad (2.14d)$$

On définit ensuite $M_\nu(\theta)$, Y_s, Y_L et β avec ces dernières quantités.

$$M_\nu(\theta) = \frac{\cos\nu\pi - \cos\nu\theta}{\nu \sin\nu\pi} \qquad (2.15a)$$

$$Y_s = \gamma_s M_{\nu s} (\beta_s - \theta_s) \qquad (2.15b)$$

$$Y_L = \gamma_L M\nu_L (\beta_L - \theta_L) \qquad (2.15c)$$

$$B = [d (d + r_s + r_L) / (d + r_s) (d + r_L)]^{1/2} \qquad (2.15d)$$

Finalement, en fonction de ces dernières quantités, on définit une expression générale approximative de la pression acoustique diffractée. Soulignons d'abord que l'expression de la pression près de la source est de la forme e^{ikR}/R, alors:

$$P_{diff} = \frac{i\, e^{ikL}}{L} [f(Y_{max}) - ig(Y_{max})][f(BY_{min}) - ig(BY_{min})] \qquad (2.16)$$

avec Y_{max} et Y_{min} étant les valeurs maximum et minimum entre Y_s et Y_L.

On peut discerner les trois cas limitant la validité de cette équation:

1) la source est à la même hauteur que la partie supérieure de la barrière ($\theta_s = \beta_s - \pi$)

$$P_{diff} = \frac{e^{ikL}}{L} \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} [f(Y_L) - ig(Y_L)] \qquad (2.17)$$

2) le récepteur est à la même hauteur que la partie supérieure de la barrière ($\theta_L = \beta_L - \pi$)

$$P_{diff} = \frac{e^{ikL}}{L} \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} [f(Y_s) - ig(Y_s)] \qquad (2.18)$$

3) le récepteur et la source sont placés à une hauteur inférieure à la partie supérieure de la barrière.

$$P_{diff} = \frac{e^{ikL}}{L} \frac{1}{\pi^2 B Y_s Y_L} \qquad (2.19)$$

2.3 Champ acoustique réfracté

Les guides d'ondes constitués de chambres d'expansion en série ont été utilisés comme des unités de filtrage ou comme résonateurs dans des champs acoustiques et électromagnétiques. En effet, les deux domaines ont des comportements tellement similaires que la théorie acoustique des écrans ajourés déphaseurs à été déduite d'une théorie électromagnétique des guides d'ondes. On a d'abord su qu'un tel guide d'ondes (électromagnétique ou acoustique) modifiait la vitesse de phase des ondes acoustiques de basses fréquences le traversant presque sans atténuation puisqu'il se comporte comme un filtre passe-bas. Il faut cependant

que les ondes aient des fréquences inférieures à la fréquence de coupure du filtre ($\lambda/2 \approx b$) pour observer le comportement passe-bas du guide. Le guide agira ensuite comme un filtre sélectif pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure, c'est-à-dire qu'il réfléchira partiellement ou totalement l'énergie incidence à cause de l'inadaptation d'impédance à l'entrée du guide d'ondes et de la réaction du guide lui-même.

La perte par insertion et le déphasage sont les caractéristiques principales d'un guide d'ondes réactif. Ces fonctions sont elles-mêmes dépendantes d'autres facteurs tirés de diverses théories électromagnétiques comme l'admittance normalisée Y, l'indice de réfraction n et la fréquence de coupure du mode fondamental f_c.

- $Y = Y_{guide}/Y_{air}$ (2.20)

  Y_{guide} = admittance d'entrée du guide

  Y_{air} = admittance spécifique de l'air

- $n_g = c_{air}/c_{guide}$ (2.21)

  c_{air} = vitesse du son dans l'air (340 m/sec)

  c_{guide} = vitesse du son dans le guide

Toutes ces valeurs devront ensuite dépendre des paramètres physiques du guide d'ondes comme L, b, b', d, l, Lg. La théorie développée pour ce type de guide d'ondes acoustique a été adaptée par Amram et Stern en 1980 [4] des travaux de Cohn [5] sur les lignes de transmission électriques.

Cohn distingue deux cas distincts dépendant de la géométrie des guides d'ondes, c'est-à-dire b > l et b < l.

1) cas b < l

On peut alors considérer les fentes comme étant isolées les unes des autres et qu'il n'y a pas d'interaction d'une discontinuité à l'autre. La valeur de la susceptance normalisée "B" d'une fente (partie imaginaire de l'admittance normalisée d'une fente) est alors donnée par:

$$B = \frac{4b}{\lambda} \ln \left[\frac{1}{\sin\left(\frac{\pi b'}{2b}\right)} \right] \qquad \text{avec } \lambda >> b \text{ et } \lambda << l \qquad (2.22)$$

Le terme de phase Φ dans chaque sous-système "fente-cavité - fente" est donné par

$$\Phi = \frac{2\pi l}{\lambda} \text{ rad.} \qquad (2.23)$$

L'admittance normalisée Y s'écrit

$$Y = (1 + B \cot g \Phi - B^2/4)^{1/2} \qquad (2.24)$$

et l'indice de réfraction n est ainsi

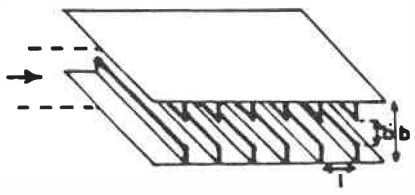
$$n = \frac{1}{\Phi} \cos^{-1} (\cos \Phi - \frac{B}{2} \sin \Phi) \qquad (2.25)$$

Morse et Ingard [6] ont aussi approché ce problème de façon très théorique en utilisant des concepts de mécanique des fluides (analogies électriques) pour l'analyse du mode fondamental et une méthode variationnelle pour les modes supérieurs (fig. 2.3).

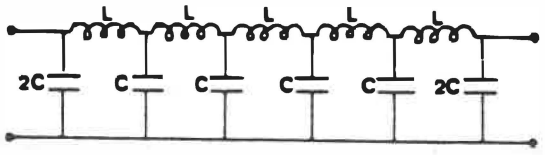
Le guide d'ondes peut ainsi être représenté par un circuit électrique équivalent avec des capacités C_A, des inductances L_a et des résistances R_a. On a pour une cavité isolée:

$$L_A = \frac{2\rho}{\pi L} \ln (\frac{a}{2} + \frac{1}{2a}) \qquad (2.27)$$

$$R_A = (\frac{\rho \omega \partial}{2\pi bL}) (\frac{1}{a} - a) \ln \left[(\frac{b}{\pi h}) (\frac{1}{a} - a) (\frac{1}{a} + a)^{-2} \right] \qquad (2.28)$$



a)



b)



c)

FIG. 2.3 a) Ligne de transmission équivalente à notre guide d'ondes.

b) Circuit électrique équivalent (cas b < l)

c) Circuit électrique équivalent (cas b > l)

$$a = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi b'}{4b}\right) \qquad (2.29)$$

$$\partial = \left(\frac{2\mu}{\rho\omega}\right)^{1/2} \approx \frac{0.21}{\sqrt{f}}$$ à température et pression normale. (2.30)

μ = viscosité de l'air

h = demi épaisseur des lamelles

Notre guide d'ondes étant composé d'une succession de chambres d'expansion (fente-cavité-fente...) en série, il nous permet ainsi de caractériser la propagation sonore à l'aide d'un système d'équations:

$$p_{n+1} = p_n - Z_A \, U_n \tag{2.31}$$

$$U_{n+1} = i\omega C_A \, p_n + (1 - i\omega C_A \, Z_A) U_n \tag{2.32}$$

avec $Z_A = R_A - i\omega L_A$

et P_n et U_n sont les pressions et vitesses acoustiques à la $n^{ième}$ discontinuité du guide (fig. 2.4).

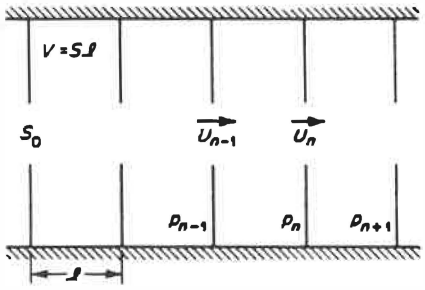


FIG. 2.4 Guide d'ondes acoustique passe-bas utilisé par Morse et Ingard.

La fréquence de résonance f_{res} est donnée par

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_A C_A}} \approx \frac{f_c}{2} \tag{2.33}$$

où f_c est la fréquence de coupure

et le déphasage introduit Φ est

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_g \; L_g' - L_g) \qquad (2.34a)$$

$$\text{avec } L_g' = L_g + \Delta L_g \qquad (2.34b)$$

$$\Delta L_g = \frac{2b'}{\pi} \ln \operatorname{cosec} \left(\frac{\pi b'}{2b}\right) \qquad (2.34c)$$

$$= \text{correction d'extrémité}$$

Tous ces développements ont fait surgir quelques petits problèmes impliquant la géométrie du guide. En effet, pour $b<1$ et pour une diminution de la longueur du guide L_g, il faudra augmenter l'indice de réfraction n_g. Pour augmenter n_g (2.25), il faut ensuite soit diminuer 1 (distance entre deux lamelles) ou diminuer l'argument du cosinus^{-1}. Il faudra alors augmenter B, la susceptance normalisée, en augmentant b ou en diminuant le rapport $\delta = b'/b$. Augmenter b créerait un encombrement physique important et diminuer b' augmenterait l'inadaptation d'impédance entre l'air libre et l'entrée du guide ainsi que les effets de viscosité aux discontinuités ce qui diminue l'amplitude des ondes transmises (augmente la perte par insertion du guide

en sachant qu'on doit garder cette valeur la plus faible possible aux basses fréquences).

Le modèle b < 1 possède donc quelques lacunes et sera très peu utilisé. On se tourna donc vers l'autre modèle où b > 1.

2) cas b > 1.

Dans ce cas, un couplage entre les fentes adjacentes est observé. Ce sont, en fait, des modes évanescents créés à chaque discontinuité qui se propagent dans chaque cavité vers la prochaine fente. Les modes supérieurs ainsi excités perturbent le mode fondamental particulièrement en ce qui a trait à sa phase.

Le calcul des propriétés intrinsèques de ce type de guide a été déduit de la théorie des ondes électromagnétiques (lentilles et prises pour micro-ondes) de Cohn [5], [7], [8], [9].

Considérant seulement la première bande passante, on a:

1) admittance normalisée $Y_1 = (-B_{oe}\ B_{ce})^{1/2}$ (2.35)

2) susceptance normalisée pour un guide ouvert d'ouverture b

$$B_{oe} = \tan\frac{\pi l}{\lambda} + \frac{2b}{\lambda}\ln\left[\operatorname{cosec}\left(\frac{\pi\delta}{2}\right)\right] + \frac{2b}{\lambda}\sum_{m=1}^{\infty}\left(\frac{\tanh(m\pi lF/b)}{F} - 1\right)\frac{\sin^2(\pi m\delta)}{m(\pi m\delta)^2} \qquad (2.36)$$

3) susceptance normalisée pour un guide fermé d'ouverture b.

$$B_{ce} = -\operatorname{cotg}\frac{\pi l}{\lambda} + \frac{2b}{\lambda}\ln\left[\operatorname{cosec}\left(\frac{\pi\delta}{2}\right)\right] + \frac{2b}{\lambda}\sum_{m=1}^{\infty}\left(\frac{\coth(m\pi lF/b)}{F} - 1\right)\frac{\sin^2(\pi m\delta)}{m(\pi m\delta)^2} \qquad (2.37)$$

Notons que les 10 premiers termes de la sommation sont suffisants pour apporter des valeurs acceptables.

$$\text{avec } F = \left[1 - \left(\frac{b}{m\lambda}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (2.38a)$$

$$\text{et } \quad \delta = b'/b \qquad (2.38b)$$

L'expression de la susceptance normalisée est composée de 3 termes. Le premier terme représente la susceptance d'entrée de la ligne de transmission de longueur l/2 en circuit ouvert (ou fermé), le second terme est la moitié de

la susceptance B d'une fente isolée et le troisième terme représente le couplage entre les fentes adjacentes.

4) l'indice de réfraction du guide

$$n_g = \frac{\lambda}{\pi l} \tan^{-1} \left(\frac{-B_{oe}}{B_{ce}}\right)^{1/2} \qquad (2.39)$$

5) le déphasage introduit

$$\Delta\Phi = 2N \tan^{-1} \left(\frac{-B_{oe}}{B_{ce}}\right)^{1/2} - \frac{2\pi L_g}{\lambda} \qquad (2.40)$$

avec $N = L_g/l$ = nombre de cavités du guide

6) La perte d'amplitude due à l'insertion du guide

$$IL = 10 \log\left[1 + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{Y_1 R} - Y_1 R\right)^2 \sin^2\left(2N \tan^{-1}\left(\frac{-B_{oe}}{B_{ce}}\right)^{1/2}\right)\right]$$

$$+ 10 \log \left[1 + \left(\frac{2b}{l} \ln\left(\operatorname{cosec} \frac{\pi\delta}{2}\right)\right)^2\right]^{-1} \qquad (2.41)$$

avec R = impédance de rayonnement à la sortie du guide d'ondes, la viscosité étant négligeable pour des modèles de cette taille.

Notons que cette formulation de la perte par insertion est composée de deux termes. Le premier terme représente la perte par insertion (en amplitude) due au guide d'ondes agissant comme un filtre passe-bas dans la première bande passante où seul le mode fondamental se propage. Le second terme, lui, décrit la perte par insertion causée par l'inadaptation d'impédance entre l'air libre et l'entrée du guide d'ondes.

7) la fréquence de coupure du mode fondamental f_c est la fréquence pour laquelle $B_{ce} = 0$ ou $Y_1 = 0$. On note à cette fréquence, que l'indice de réfraction du guide tend vers l'infini (vitesse de phase = 0). Au-dessus de cette fréquence, Y_1 et n_g deviennent imaginaires.

Dans les bandes d'arrêt et les bandes passantes du filtre ($f > f_c$, propagation des modes supérieurs) la perte par insertion du guide est calculée avec la même formule (2.41) en remplaçant λ par λ_n (longueur d'onde dans la $n^{ième}$ bande passante).

$$\lambda_n = \lambda/(1 - (f_{nc} / f)^2)^{1/2} \qquad (2.42)$$

f_{nc} = Fréquence de coupure dans la $n^{ième}$ bande passante.

Il faut aussi savoir que l'inadaptation d'impédance à l'entrée du guide s'aggrave en augmentant la fréquence et que sa perte par insertion dans les bandes passantes d'ordres supérieurs est toujours plus grande que dans la première bande passante. Pour ces diverses raisons, nous nous intéressons seulement à la première bande passante et que nous considérons plus particulièrement le comportement d'une onde acoustique (mode fondamental seul) se propageant dans le guide (comportement de filtre passe-bas). Nous nous limiterons donc à la région où $b > l$ et $\lambda > b$.

Pour les calculs qui nous concernent, le coefficient de transmission en puissance d'un guide d'ondes ne comportera pas le terme d'inadaptation d'impédance. Ce dernier augmente avec la fréquence et nous ne considérons que les basses fréquences (mode fondamental). Nous aurons donc

$$\alpha_t = 1 + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{Y_l R} - Y_l R\right)^2 \sin^2 (kn_g L_g) \qquad (2.43a)$$

En réalité le facteur de transmission dans la première bande passante est plus clairement représenté par

$$\alpha_t = \left[1 + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{Y_l R} - Y_l R\right)^2 \sin^2 (kn_g L_g)\right] \left[1 + \left(\frac{2b}{l} \ln \left(\operatorname{cosec} \frac{\pi\delta}{2}\right)\right)^2\right]^{-1} \qquad (2.43b)$$

Sachant que les pertes d'énergie acoustique dues aux frottements par viscosité aux discontinuités sont à peu près nulles, on peut alors déduire le coefficient de réflexion en puissance α_r.

$$\alpha_r = 1 - \alpha_t \tag{2.44}$$

$$\alpha_r = 1 - \left[\left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{Y_I R} - Y_I R\right)^2 \sin^2 (kn_g L_g)\right] x \right.$$

$$\left. \left[1 + \left(\frac{2b}{l} \ln \left(\operatorname{cosec} \frac{\pi\delta}{2}\right)\right)^2\right]^{-1} \right] \tag{2.45}$$

et on l'a réduit à

$$\alpha_r \approx - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{Y_I R} - Y_I R\right)^2 \sin^2 (kn_g L_g) \tag{2.46}$$

Examinons, maintenant le rayonnement d'une fente à un récepteur placé à une assez grande distance tel qu'indiqué à la figure 2.5.

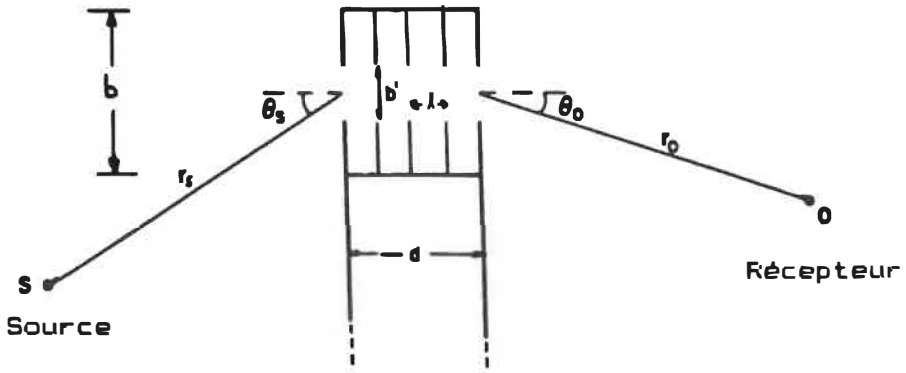


FIG. 2.5 Géométrie pour le calcul du champ réfracté.

Deux formulations du champ réfracté résultant ont été formulées. La première par Amram et Chvojka [9] donnait une solution du style:

$$P_{réf} = \left[\frac{H_o(kr_o)}{r_s}\right]\left[\frac{b\ \alpha_t}{4}\right]^{1/2} \exp(ik[r_s + n_g\ (L_g + 2\Delta L_g)]) \qquad (2.47)$$

avec ΔL_g, une correction d'extrémité égale à

$$\Delta L_g = \frac{2b'}{\pi} \ln\left(\sin\frac{\pi b'}{2b}\right)^{-1} \qquad (2.48)$$

Pendant l'élaboration de cette formulation (2.47), il a été pris pour acquis que le point source se situait assez loin de l'entrée du guide pour pouvoir considérer une onde plane à son entrée. De plus, la fonction de Hankel d'ordre zéro $H_o(kr_o)$ qui apparaît dans l'équation (2.47) révèle que

l'on a supposé qu'une onde sphérique émerge de la fente du guide d'onde. Cette fonction de Hankel peut être approximée par $H_o\ (kr_o) \approx e^{-kr_o}/(kr_o)^{1/2}$. Ceci nous permet alors de réécrire l'équation 2.47 sous la forme:

$$P_{réf} = \frac{1}{r_s\ r_o^{1/2}} \left(\frac{b\ \alpha_t}{4}\right)^{1/2} \exp(ik[r_s + n_g(L_g + 2\Delta L_g) + r_o]) \qquad (2.49)$$

Le terme de phase, placé à l'exponentiel, comporte le trajet géométrique fait par l'onde sonore. Remarquons que le trajet fait par l'onde acoustique dans le guide d'ondes est influencé (augmenté) par l'indice de réfraction du guide n_g. On peut donc ajuster ce déphasage aux fréquences désirées en choisissant les bons paramètres géométriques du guide d'ondes (voir eq. 2.39). Il faut aussi remarquer la présence d'un terme de correction d'extrémité ΔL_g inséré dans le terme de phase. Il est essentiel de l'insérer dans les calculs pour espérer faire une juste prédiction sur la position dans l'espace où aura lieu l'interférence destructive.

L'expression (2.49) n'est pas assez générale et nous limite à certaines positions de la source et du récepteur. En effet la source et le récepteur doivent être dans un même plan perpendiculaire à la fente (incidence normale).

De plus, l'expression du coefficient de transmission en puissance, α_t, est très peu dépendante de la fréquence (eq. 2.43). On peut démontrer par des calculs numériques (de l'expression (2.49)) que la transmission des longueurs d'ondes de $\lambda \approx b$ à $\lambda >> b$ est à peu près égale, ce qui n'a pas été confirmé lors des essais expérimentaux. Finalement, le principe fondamental de la réciprocité n'est pas respecté. En effet, la théorie considère une onde plane à l'entrée du système et une onde cylindrique à sa sortie. Si l'on inverse la position de la source et du récepteur, l'équation (2.49) ne sera plus respectée.

Nicolas et Daigle [10] ont donc, suite à ces limitations, développé un modèle plus souple, inspiré d'une théorie de diffraction optique. Notons que cette théorie est valable en amplitude mais est totalement incapable de prédire les relations de phase dans le guide d'ondes.

Supposons une ouverture rectangulaire de largeur b et de longueur a. La théorie de la diffraction de Kirchoff nous donne la relation suivante pour le champ au récepteur.

$$\psi = \frac{-i}{r_s r_o}\left(\frac{\cos\theta_s + \cos\theta_o}{2}\right)\left(\frac{ab}{\lambda}\right)\left(\frac{\sin\nu}{\nu}\right)\left(\frac{\sin\mu}{\mu}\right)\exp(ik\,(r_s + r_o)) \qquad (2.50)$$

avec $\nu = \frac{\pi b}{\lambda} (\sin \theta_s + \sin \theta_o)$

et μ a une définition similaire à ν avec b remplacé par a et les angles θ_s et θ_o maintenant définis dans le sens de la largeur b.

Pour le cas d'une fente mince, on a a >> b et quand la source est une ligne, le patron de diffraction est indépendant du terme $\sin\mu/\mu$ et de la longueur a. Considérons maintenant le cas où a --> ∞ (fente infiniment longue) et admettons que l'amplitude du champ transmis dépend de:

1) facteur de divergence sphérique $\frac{1}{r_s r_o}$

2) facteur d'obliquité $\frac{\cos\theta_s + \cos\theta_o}{2}$

3) la largeur de la fente b

4) terme dépendant de la fréquence $\frac{1}{\lambda} \frac{\sin\nu}{\nu}$

5) facteur de transmission $\alpha_t^{1/2}$ (en pression)

On peut ainsi définir une nouvelle expression plus souple du champ diffracté au récepteur:

$$P_{dif} = K \frac{b}{r_s r_o} \left(\frac{\cos\theta_s + \cos\theta_o}{2}\right) \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\sin\nu}{\nu}\right) \alpha_t^{1/2}$$
$$\exp(ik(r_s + n_g (L_g + 2\Delta L_g) + r_o)) \qquad (2.51)$$

avec K une constante adimensionnelle insérée pour faire concorder les résultats expérimentaux et théoriques.

En comparant l'équation (2.51) et l'équation (2.49), on remarque que la dernière trouvée présente de bons avantages:

- le principe de réciprocité est respecté, on peut inverser la position du récepteur avec celle de la source et les résultats correspondent encore.

- la dépendance en fréquence de l'énergie transmise correspond plus aux résultats expérimentaux.

- un facteur d'obliquité permet un angle d'incidence variable sur le guide.

Il faut cependant être conscient que l'équation (2.51) a été développée pour faire concorder les résultats expérimentaux et théoriques. Elle ne présente pas une description convenable des phénomènes acoustiques présents dans le guide d'ondes. Par conséquent, on ne pourra se servir de cette dernière équation comme point de départ pour l'élaboration théorique de guides d'ondes possédant des géométries différentes.

Notons que Nicolas et Daigle on fait ces calculs en incluant les effets de sol, tenant aussi compte des différents chemins de propagation possible (fig. 2.6).

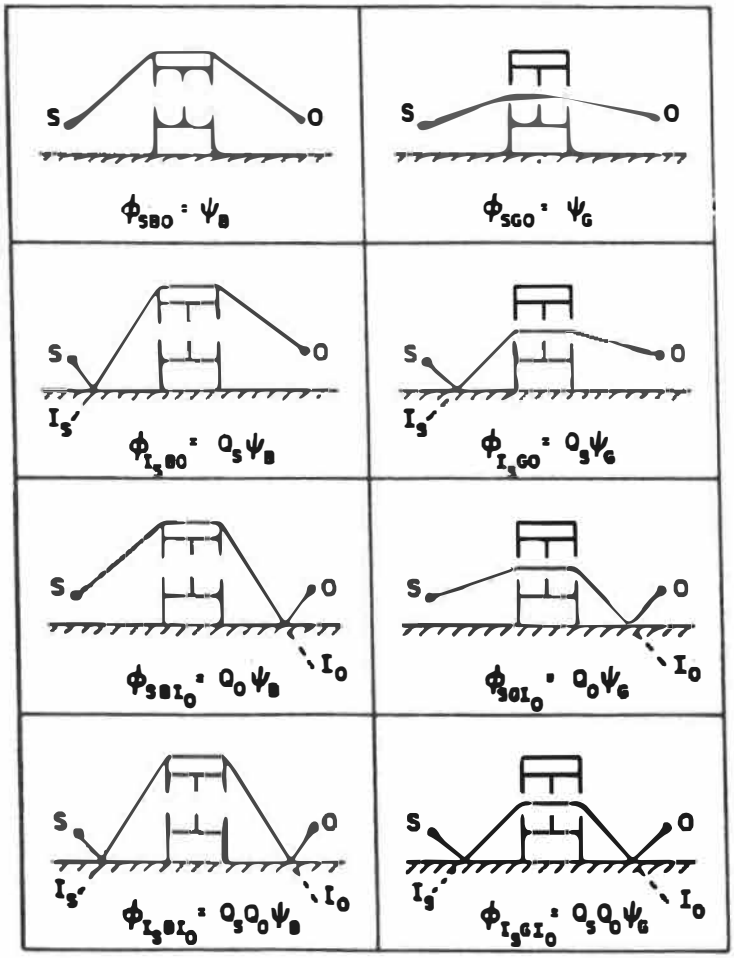


FIG. 2.6 Différentes géométries et trajets acoustiques qui apparaissent en considérant l'effet du sol.

3) Propagation oblique

Nous avons étudié, jusqu'à maintenant, la propagation d'ondes sonores dans un plan perpendiculaire aux lamelles formant le guide d'ondes, nous limitant ainsi à une propagation normale dans ce dernier. Bien qu'elle donne de bonnes prévisions, la théorie utilisée pour modéliser l'écran ajouré déphaseur ne tient pas compte de la variation des propriétés de la partie réactive (guide d'ondes) en fonction de l'angle de propagation. En effet dans ce cas, nous avons remarqué une modification de l'indice de réfraction et du facteur de transmission ce qui affecte respectivement la phase et l'amplitude des ondes réfractées par le guide d'ondes [11] [12].

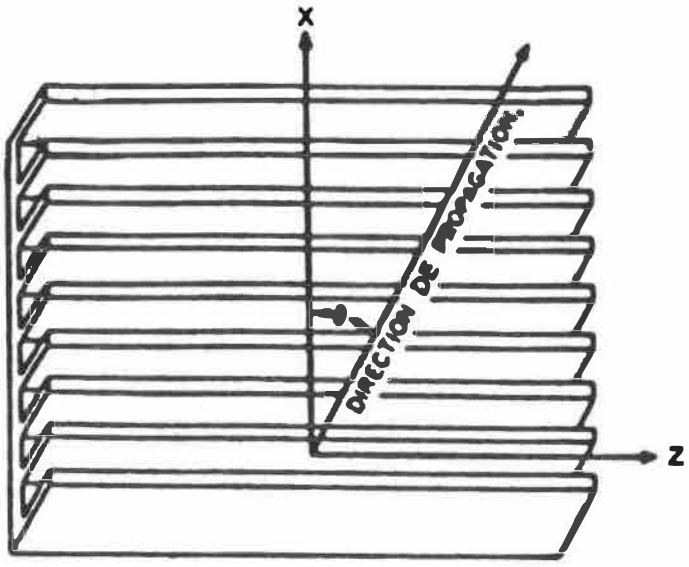


FIG. 2.7 Représentation de la propagation d'ondes obliques dans le guide d'ondes.

Récemment, Lahlou [13] a étudié la distribution de la phase et de l'amplitude de la pression acoustique à la sortie d'un guide d'ondes rectangulaire qui reçoit des ondes sonores en incidence oblique dans le plan de la fente (fig. 2.7).

La méthode analytique proposée consiste à résoudre l'équation d'onde par séparation de variables. Cette modélisation suppose la non existence de la partie symétrique supérieure du guide d'ondes (approximation valable seulement aux basses fréquences). On exprime la continuité de la pression et de la vitesse des particules à la frontière de la région supérieure et inférieure du guide (fig. 2.8). On obtient alors deux systèmes d'équations algébriques avec lesquelles on peut déterminer la vitesse de propagation et les amplitudes des modes fondamentaux dans les 2 régions. La distribution de phase à la sortie du guide d'ondes a ensuite été déduite à l'aide d'analogies avec l'optique et la distribution de l'amplitude de pression est déduite directement des résultats théoriques.

Il est bon de noter que ce modèle est efficace seulement pour des fréquences inférieures à la fréquence de coupure du guide parce qu'on considère seulement un demi-guide asymétrique.

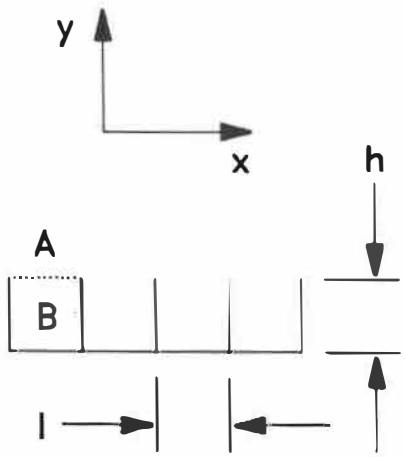


FIG. 2.8 Demi-guide utilisé pour les développements théoriques.

Dans son approche générale, il considère que les champs acoustiques sont définis à l'aide d'un potentiel de vitesse ψ. Il définit ensuite un vecteur vitesse $\vec{V}$:

$$V(x, y, z, t) = e^{i\omega t} \nabla \psi (x, y, z) \qquad (2.52)$$

et une pression acoustique p

$$p(x, y, z, t) = -i\omega\rho e^{i\omega t} \psi (x, y, z) \qquad (2.53)$$

avec ω = fréquence angulaire

C = vitesse du son

ρ = densité de l'air

Dans la région supérieure A (y > 0), le champ peut être représenté par

$$\psi_A\ (x,\ y,\ z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n\ \exp\ (-i\beta_n x - \alpha_{n\,Y} - i\tau z) \qquad (2.54)$$

avec β_n, α_n, τ des constantes de propagation respectivement en x, y, z reliées entre eux par:

$$k_A^2 = \beta_n^2 - \alpha_n^2 + \tau^2 = \left(\frac{\omega}{c_A}\right)^2 \quad n = -\infty \text{ à } \infty \qquad (2.55)$$

$$\text{et } \beta_n = \beta_o + \frac{2n\pi}{l} \qquad n = -\infty \text{ à } \infty \qquad (2.56)$$

Dans la région inférieure B (0 < Y < -h), le champ dans la $\mu^{ième}$ cavité est représenté par:

$$\psi_B^{(\mu)}\ (x,y,z) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m\ \exp\ (-i\ \mu\ \beta_o l)\ \cos\ \left(\frac{m\pi x_\mu}{l}\right)$$

$$\cos\ (\gamma_m\ (y+h))\ \exp\ (-i\tau z) \qquad (2.57)$$

$$\text{avec } k_B^2 = \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \tau^2 + \gamma_m^2 = \left(\frac{c_B}{\omega}\right)^2 \qquad m = 0 \text{ à } \infty \qquad (2.58)$$

$x_\mu = x - \mu d$ (mesuré du mur gauche de la $\mu^{ième}$ cavité pour nous permettre de travailler en coordonnées locales).

(2.59)

γ_m est une constante de propagation en y

Nous devons aussi ajouter la continuité des champs à y=0

$$\psi_A\ (x,0,z) = \psi_B\ (x,0,z) \text{ ou} \qquad (2.60)$$

$$k_A = k_B$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\psi_A\ (x,0,z) = \frac{\partial}{\partial y}\Psi_B\ (x,0,z) \qquad (2.61)$$

On sait aussi que $\dfrac{\partial \Phi_B}{\partial n}\ (x, y, z) = 0$ sur les parois solides du guide (2.62a)

et que $k_a = k_B$ à y=0 parce que ψ_{TOT} et $\nabla\psi_{TOT}$ sont continus dans les 2 régions du guide (2.62b)

La direction de propagation du mode fondamental qui transporte presque toute l'énergie acoustique est

$$\Phi = \tan^{-1}\ \left(\frac{\tau}{\beta_o}\right) \qquad (2.63)$$

β_o = constante de propagation du premier mode selon x

τ = constante de propagation selon z

et l'indice de réfraction $n_g(\theta)$ en fonction de l'angle de propagation s'écrit comme étant:

$$n_g(\theta) = \frac{c_{air}}{c_{guide}} = \frac{c}{v_g(\theta)} = \left[\frac{\beta_o^2 + \tau^2}{k^2}\right]^{1/2} = \frac{\beta_o \sec\theta}{k} = \frac{\nu(\theta)}{k} \qquad (2.64)$$

avec $\nu(\theta)$ le facteur de propagation oblique dans le guide.

Si on substitue ensuite les 2 équations du champ acoustique dans les conditions aux frontières, on trouve après plusieurs manipulations que:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\beta_n A_n}{\alpha_n + i\gamma_m} = \frac{-1\ \epsilon_m\ \gamma_m\ B_m\ \exp(i\gamma_m h)}{2[(-1)^m \exp(-i\beta_o l) - 1]} \quad m = 0,1,2,\ldots\infty \qquad (2.65)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\beta_n A_n}{\alpha_n - i\gamma_m} = \frac{\delta_{om}\ \gamma_o\ l\ B_o\ \exp(-i\gamma_o h)}{\exp(-i\beta_o l) - 1} \quad m = 0,1,2,3\ldots\infty \qquad (2.66)$$

où δ_{om} est le delta de Kronecker

et $\epsilon_m = \begin{cases} 2 & \text{si } m = 0 \\ 1 & \text{si } m > 0 \end{cases}$

Nous trouvons ainsi 2 équations composées de sommations infinies. Les inconnues des équations (2.65) et (2.66) sont les coefficients d'amplitude A_n et B_n et les coefficients de propagation α_n, β_n et γ_m qui sont reliés entre eux par les équations (2.55) et (2.58).

Pour résoudre ces équations, nous devons construire une fonction $F(\omega)$ à variables complexes qui générera des sommations identiques à celles de (2.65) et (2.66) lorsqu'elles seront intégrées suivant un contour convenable dans le plan complexe. Il sera alors possible, à l'aide d'un calcul de résidus sur la fonction $F(\omega)$, d'identifier les inconnues du système.

La résolution des systèmes pour les coefficients de propagation nous donne:

$$\gamma_o h = \cos^{-1}\left(\frac{\gamma_o}{\beta_o}\right) + \left(\frac{\gamma_o l}{\pi}\right)(0.577 + \ln 2) + \left(\frac{\gamma_o l}{2\pi}\right)$$

$$\left[2\psi \left(1 + \frac{\beta_o}{2\pi}\right) + \pi \left(\operatorname{cotg}\left(\frac{\beta_o l}{2}\right) - \frac{2}{\beta_o d}\right) \right] \qquad (2.67)$$

$$\text{avec } \psi(x) = -0.577 - \frac{1}{x} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{x+n}\right) \qquad (2.68)$$

$$\text{et } \gamma_0^2 = k^2 - (\beta_0 \tan \theta)^2 \qquad (2.69)$$

Le facteur de propagation oblique $\nu(\theta)$ est donné par:

$$\nu^2(\theta) = k^2 + \beta_0^2 - \gamma_0^2 \qquad (2.70)$$

La résolution des équations pour le rapport des amplitudes des modes fondamentaux dans les 2 régions se résume à:

$$\left|\frac{A_0}{B_0}\right| = \frac{\gamma_0 l\ (\alpha_0+\alpha_1)\ (\alpha_0-\alpha_{-1})\ \Gamma(2+\alpha_0 l/\pi)\ \exp\ (-\alpha_0 l\ \ln(2/\pi))}{4\ \pi\ \beta_0\ (\alpha_0+i\gamma_1)\ \Gamma(2+l(\alpha_0+\beta_0)/2\pi)\ \Gamma(2+l(\alpha_0-\beta_0)/2\pi)} \qquad (2.71)$$

avec Γ (x) est la fonction Gamma en x et les facteurs d'atténuation α_{-1}, α_0 et α_1 sont donnés par:

$$\alpha_{-1} = \sqrt{\alpha_0^2 - 251\ \beta_0 + 15\ 791} \qquad (2.72a)$$

$$\alpha_0 = \sqrt{k\ [(\beta_0/k \cos \theta)^2 - 1]} \qquad (2.72b)$$

$$\alpha_1 = \sqrt{\alpha_0^2 + 251\,\beta_0 + 15\,791} \qquad (2.72c)$$

Voici des résultats de Lahlou [14], programmés avec un guide dont la géométrie est très similaire à notre guide simple (fig. 2.9). On remarque que l'indice de réfraction (rapport des vitesses de propagation c_{air}/c_{guide}) et le rapport des amplitudes des modes dominants dans les 2 régions du guide $\left|\frac{A_0}{B_0}\right|$ varient en fonction de la fréquence et de la direction de propagation θ de l'onde sonore dans le guide d'ondes.

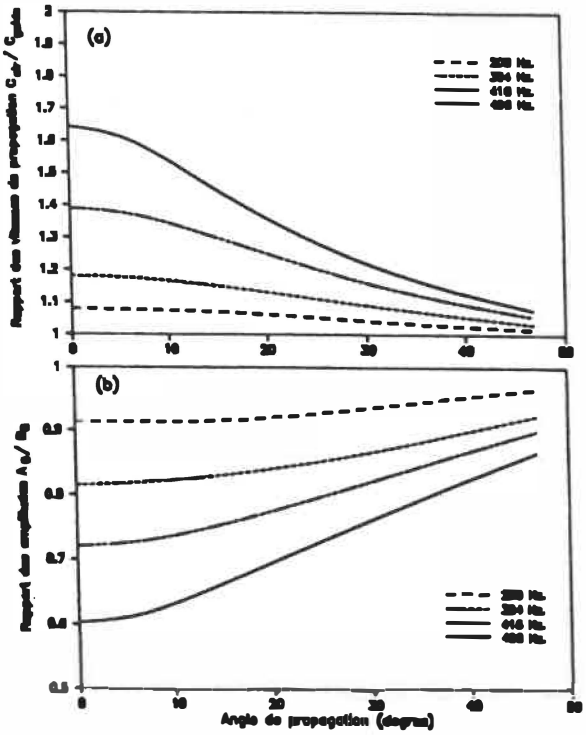


FIG. 2.9 Rapport des vitesses de propagation et rapport des amplitudes des modes fondamentaux en fonction de la direction de propagation.

On peut remarquer qu'une onde incidente va se propager à une vitesse qui dépend de sa position angulaire par rapport à la direction normale à la face d'entrée du guide. Il faut absolument tenir compte de cette anisotropie dans le calcul de la phase puisqu'elle y est directement liée. D'autre part, le rapport des amplitudes des modes dominants dans les deux régions du guide détermine la distribution de l'énergie sonore incidente dans ces dernières en fonction de l'angle de propagation. On peut affirmer que plus le rapport $\left|\frac{A_o}{B_o}\right|$ est faible, plus il y a d'atténuation de l'énergie de l'onde incidente dans cette direction (associés aux petits θ). Inversement, à un angle de propagation très grand ($\theta \approx 90^\circ$ --> incidence rasante), ce rapport est très près de l'unité. L'onde incidente voyage alors comme s'il n'y avait pas de guide d'ondes. Ce rapport est donc associé étroitement au coefficient de transmission en énergie en fonction de l'angle de propagation.

Calculons maintenant le profil en phase et en amplitude à la sortie du guide d'ondes.

Le déphasage introduit à la sortie du guide d'ondes sera donné par la différence entre la valeur de la phase à incidence oblique par rapport à la valeur de la phase à incidence normale (fig. 2.10).

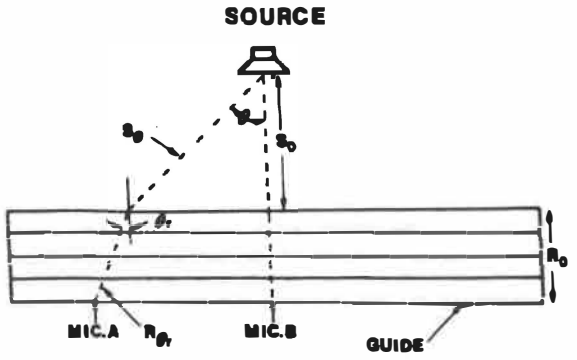


FIG. 2.10 Trajet géométrique de l'onde sonore.

La phase à une distance $D(\theta)$ de la source est donnée par

$$\varphi_{(\theta)} = kD(\theta) + \psi_o \qquad (2.73)$$

k = nombre d'onde

ψ_o = phase à la source

$D(\theta)$ = distance effective que parcours une onde dans une direction θ

$$D(\theta) = S(\theta) + n_g(\theta)R'(\theta) \qquad (2.74a)$$

$$\text{avec } R'(\theta) = R(\theta) + \Delta R \qquad (2.74b)$$

$$\text{et} \quad \Delta R = \left(\frac{2b'}{\pi}\right) \ln \operatorname{cosec}\left(\frac{\pi b'}{2b}\right) \qquad \text{correction d'extrémité du guide.} \qquad (2.74c)$$

$$\text{et } n_g(\theta) = \frac{c}{v_g(\theta)} = \frac{\nu(\theta)}{k} \qquad (2.74d)$$

Avec la géométrie du système donné à la fig. 2.10, l'équation (2.73) devient alors:

$$\varphi(\theta) = k \left[\frac{S_o}{\cos\theta} + n_g(\theta_r) \left(\frac{R_o}{\cos\theta_r} + \frac{\Delta R}{\cos\theta_r} \right) \right] \qquad (2.75)$$

où θ_r est l'angle de réfraction

La différence de phase $\Delta\varphi(\theta)$ entre l'incidence oblique et l'incidence normale est donnée par:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(\theta) &= \varphi(\theta) - \varphi(0) \\ &= -k \left[s_o \ (1 - \sec\theta) + R_o \ (n_g(0) - n_g(\theta_r) \sec\theta_r) \right. \\ &\qquad \left. + \Delta R \ (n_g(0) - n_g(\theta_r) \sec\theta_r) \right] \end{aligned} \qquad (2.76)$$

Utilisons maintenant la loi de la réfraction de Snell-Descartes.

$$n_1 \sin\theta = n_g(\theta) \sin\theta_r \qquad (2.77)$$

avec n_1 = indice de réfraction en champ libre = 1

On remplace alors cette expression (2.77) dans 2.76 pour faire disparaître le terme θ_r et on obtient

$$\Delta\varphi(\theta) = -k \left[S_0 (1 - \sec\theta) + R_0 \left(n_g(0) - \frac{n_g^2(\theta)}{(n_g^2(\theta) - \sin^2\theta)^{1/2}}\right) \right.$$

$$\left. + \Delta R \left(n_g(0) - \frac{n_g^2(\theta)}{(n_g^2(\theta) - \sin^2\theta)^{1/2}}\right) \right] \qquad (2.78)$$

Le premier terme est du à la position de la source, le second démontre l'anisotropie présente dans le guide et le troisième implique les corrections d'extrémité (terme négligeable).

L'amplitude d'une onde à la sortie du guide $A_{so}(\theta)$ dépend de l'amplitude de l'onde sonore incidente $A_{in}(\theta)$ et du facteur $\left|\frac{A_o}{B_o}\right|$ associé au facteur de transmission angulaire en énergie. Parce qu'on travaille avec des ondes planes guidées, il n'existe pas de dépendance entre l'amplitude d'une onde à la sortie et le trajet parcouru dans le guide d'ondes.

On a donc:

$$A_{so}(\theta) = A_{iN}(\theta)\,\frac{A_o(\theta)}{B_o(\theta)} \tag{2.79}$$

Si nous voulions étudier le profil $\frac{A_{so}(0)}{A_{so}(\theta_r)}$ de l'amplitude, nous aurions alors

$$R_A(\theta) = \frac{A_{so}(0)}{A_{so}(\theta)} = \frac{A_{iN}(0)}{A_{iN}(\theta)} \cdot \frac{A_o(0)/B_o(0)}{A_o(\theta_r)/B_o(\theta_r)} \tag{2.80}$$

qu'on peut exprimer en dB comme

$$R_A(\theta) = 20 \log \left(\frac{A_{iN}(0)}{A_{iN}(\theta)}\right) + 20 \log \left(\frac{A_o(0)/B_o(0)}{A_o(\theta_r)/B_o(\theta_r)}\right) \tag{2.81}$$

CHAPITRE 3

PROCEDURE EXPERIMENTALE

3.0 INTRODUCTION

Tel qu'énoncé antérieurement, le but ultime de ce mémoire est la mise au point d'une procédure expérimentale originale pour mesurer la diffusion dans tout l'espace d'un écran ajouré déphaseur lorsque le système reçoit des ondes planes à incidences variées. Cette méthode est basée sur l'analyse des échos émis par le système dans le domaine temporel. Un analyseur de Fourier nous fait ensuite passer dans le domaine fréquentiel où il est maintenant possible de déterminer les zones où l'écran réagit le plus fortement. Nous pouvons ainsi mesurer expérimentalement l'interaction des diverses contributions principales du champ acoustique: la pression diffractée par l'arète supérieure de la structure, la pression réfractée par le guide d'ondes réactif, la pression réfléchie spéculairement sur la partie solide de l'écran et la pression réfléchie de façon diffuse par le guide guide d'ondes. La contribution du champ direct émis par la source est éliminée par une méthode de masquage.

Les résultats ne sont donc associés qu'à une partie du champ sonore et ne doivent pas être interprétés comme étant

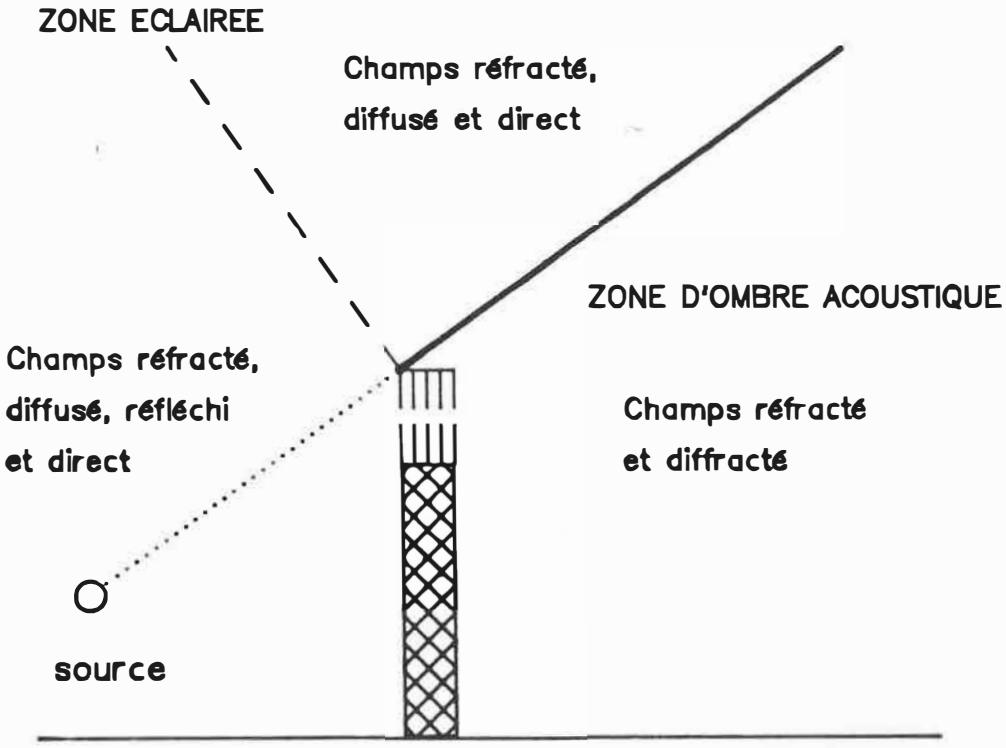


FIG. 3.1 Champs acoustiques en présence

ceux du champ total perçu à diverses positions (fig. 3.1).

On considérera d'abord certaines directions du rayon incident (angles d'incidences de 0° à 30° vers le sol) dans un plan perpendiculaire à la direction longitudinale de la fente d'entrée sur le guide d'ondes (fig. 3.2).

Ensuite, on considérera certaines directions du rayon incident (angles d'incidences de 0° à 20°) dans un plan parallèle aux fentes d'entrée et de sortie du guide d'ondes et traversant ces fentes suivant leur axe de symétrie longitudinal (fig. 3.3).

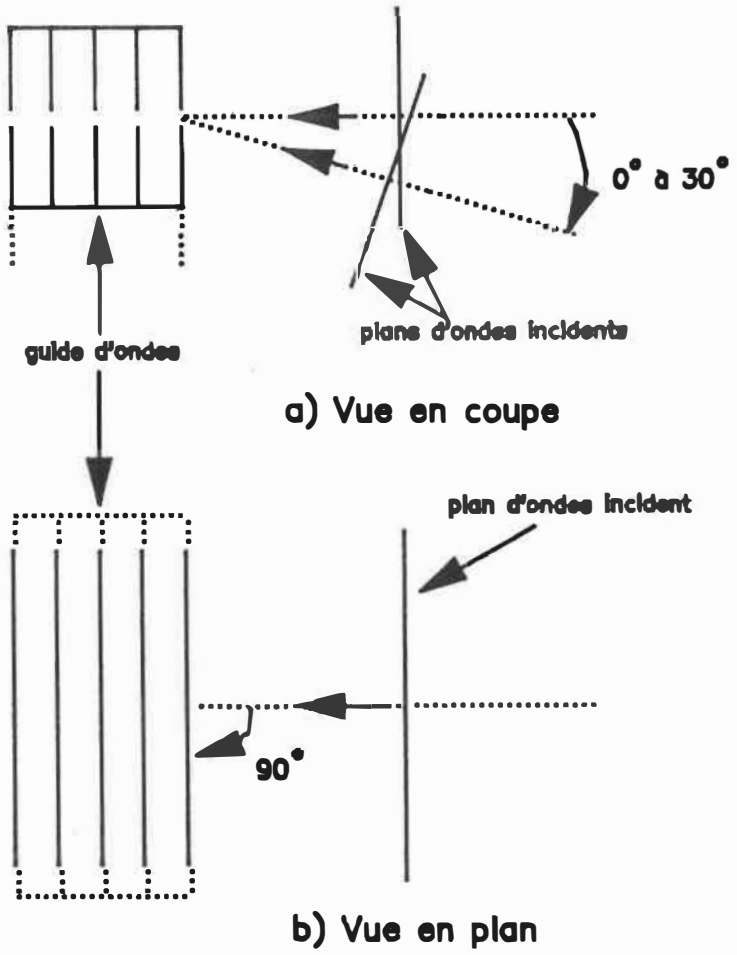


FIG. 3.2 Rayon incident dans un plan perpendiculaire à la direction longitudinale de la fente d'entrée sur le guide d'ondes.

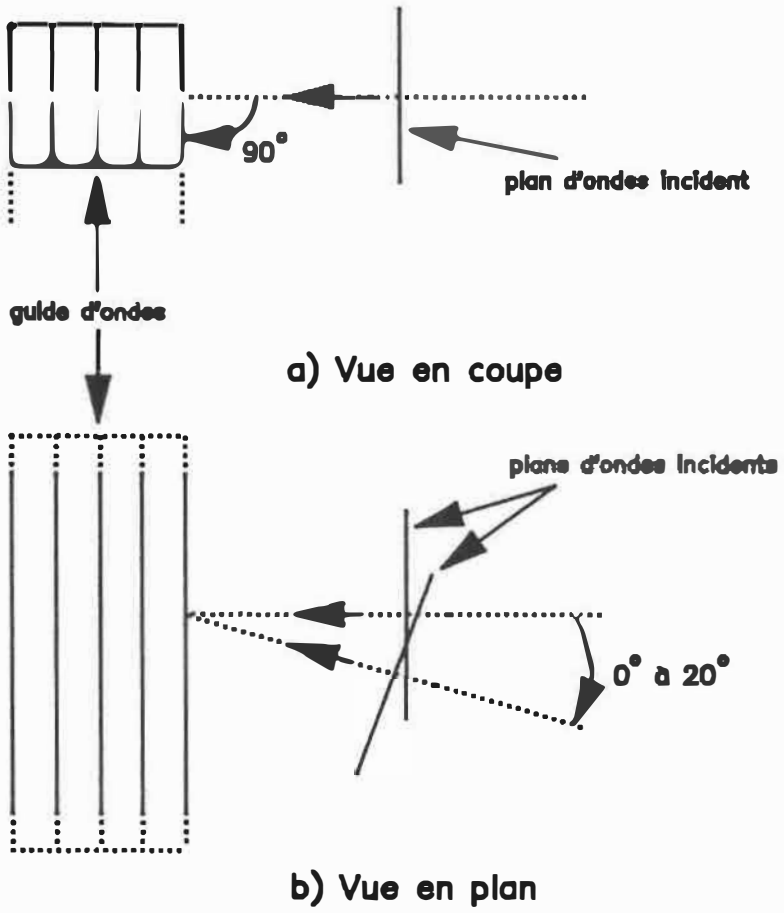


FIG. 3.3 Rayon incident dans un plan parallèle aux fentes d'entrée et de sortie du guide d'ondes et traversant ces fentes suivant leur axe de symétrie longitudinal.

3.1 CONSTRUCTION DES ECRANS AJOURES DEPHASEURS

Dans ce mémoire, nous avons examiné successivement deux écrans ajourés dont la partie absorbante (écran plein) de 1.75 m de hauteur demeurait commune. La partie complémentaire consistait de deux guides d'ondes interchangeables. Nous pouvons ainsi tester deux écrans aux caractéristiques distinctes.

La base de l'écran est constituée d'un panneau de contre-plaqué de 0.02 m x 1.75 m x 2.8 m dont les deux faces ont été tapissées de laine de verre (Fiberglass Canada AF-530) d'une épaisseur de 10 cm. Sur la partie la plus longue de ce mur, on a par la suite fixé un des deux guides d'ondes pour ainsi former un écran ajouré déphaseur. Subséquemment, pour changer de système, on aura seulement à changer le type de guide d'ondes.

Un grand soin a été pris pour bien sceller (avec de la pâte à modeler) la jonction du guide d'ondes et de l'écran absorbant le supportant. Il fallait s'assurer qu'aucune onde acoustique ne puisse passer entre ces deux composantes pour créer une perturbation supplémentaire indésirable du champ acoustique.

3.2 MONTAGE DE L'ECRAN DANS LE LABORATOIRE

Les mesures ont été prises dans la salle anéchoïque de l'Ecole Polytechnique de Montréal. Cette salle possède les dimensions suivantes: 3 mètres de haut, 4,75 mètre de long et 4 mètres de large.

Le système total d'écran ajouré déphaseur qui est normalement placé dans le sens horizontal, c'est-à-dire, que le guide d'ondes en forme la partie supérieure, sera placé de façon verticale pour bien optimiser l'espace de mesure. Le panneau de contre-plaqué a donc été suspendu au plafond à l'aide d'un système de tiges métalliques, placé au centre de la salle anéchoïque et collé sur une de ses parois latérales (vue en plan à la figure 3.11).

L'étape suivante consistait à optimiser la perte par insertion de cet écran dans la première bande passante jusqu'à la première bande d'arrêt. Il a donc fallu éliminer au maximum les effets de bord, c'est-à-dire, la diffraction des ondes acoustiques sur un des autres côtés de l'écran, notre but étant de tester un écran infiniment long posé sur un sol totalement absorbant (pas d'effet de sol). Conséquemment, nous avons essayé de bloquer au maximum, à l'aide de petit panneaux de bois et de laine de verre les différents chemins acoustiques indésirables pour

ne conserver que les contributions souhaitables. Il est, il va sans dire, vital d'augmenter la perte par insertion de cet écran dans la région en fréquence qui nous intéresse, c'est-à-dire, de 180 à 900 Hz (bandes de 1/3 d'octave de 200 Hz à 800 Hz).

3.3 METHODE D'ANALYSE SELECTIONNEE

Dans plusieurs types d'analyses où la relation entre l'entrée et la sortie d'un système doit être mesurée, il est nécessaire d'utiliser une excitation bien contrôlable et bien connue. Le choix du signal d'excitation dépend entre autres, du genre de test à effectuer, du temps mis à notre disposition, de la linéarité du système, du rapport signal/bruit désiré, de la largeur de bande du système, du facteur de crête voulu (crest factor), du matériel disponible,...

Il existe plusieurs types de techniques d'excitations avec leurs avantages et inconvénients. Nous connaissons les signaux aléatoires, pseudo-aléatoires, aléatoires périodiques, sinusoïdaux, impulsifs,...

Pour le genre d'analyse (diffusion sonore) que nous avions à effectuer, tous les signaux et excitation de type aléatoire (périodique ou non) étaient automatiquement à exclure parce qu'il aurait été tout à fait impossible de séparer totalement le signal incident du signal diffusé. Il nous resta donc à considérer l'utilisation d'un signal sinusoïdal ou d'un signal impulsif (associé à un impact).

L'excitation sinusoïdale est un signal communément utilisé dans l'analyse des systèmes. Une excellente façon d'en profiter est de balayer la bande de fréquence d'intérêt (sweep). Les avantages de ce test sont que le signal d'excitation est très bien connu et facilement contrôlable, le rapport signal/bruit est bon et le facteur de crête est peu élevé. De plus, on sait qu'un signal sinusoïdal est excellent pour faire apparaître certaine effets non-linéaires. Une nouvelle technique basée sur le balayage sinusoïdal (sinusoïdal sweep) est nommé spectrométrie par filtrage décalé (time delay spectrometry ou TDS). Cette méthode est utilisée pour identifier et isoler les ondes sonores voyageant d'un point (source) à un autre (récepteur). On les identifie par leur durée de propagation respective et on les isole avec un filtre fréquentiel sélectif. L'amplitude et la phase du signal ainsi analysé peuvent alors être mesurées en fonction de la fréquence.

Par exemple, on a envisagé la méthode TDS qui peut nous donner une analyse fréquentielle exacte du rayonnement d'un haut-parleur placé dans un environnement non-anéchoïque. Elle nous permet de calculer le coefficient d'absorption d'un des murs de cette salle ou même de faire une analyse plus compliquée impliquant différents chemins de propagation, diffusion, réfraction et autres phénomènes acoustiques. On peut aussi obtenir une réponse dans le

temps, c'est-à-dire que nous pouvons visualiser l'arrivée des ondes associées aux différents chemins de propagation (fig. 3.4).

Plus précisément, on envoie au haut-parleur un signal correspondant à un balayage sinusoïdal linéaire (vitesse constante) des hautes aux basses fréquences (onde transmise). Le signal capté par le microphone est alors passé dans un filtre suiveur (tracking filter) qui est constamment accordé avec la fréquence du haut-parleur mais avec un délai correspondant à la durée de propagation de l'onde diffusée étudiée (supposons l'onde #1). Les caractéristiques fréquentielles de l'onde #1 (amplitude et phase) peuvent donc être obtenues directement à la sortie du filtre lors du balayage. Comme l'onde #2 possède une durée de propagation différente, sa fréquence reçue au microphone (à un instant donné) sera décalée par rapport à celle de l'onde #1 par un facteur qui dépend de la vitesse de balayage (sweep rate). On peut alors rejeter ou capter l'onde #2 et l'onde #1 en même temps dépendant de la largeur de la bande du filtre suiveur utilisé. Il existe donc une relation très étroite entre la largeur de bande du filtre B (Hz) la vitesse de balayage S (Hz/sec).

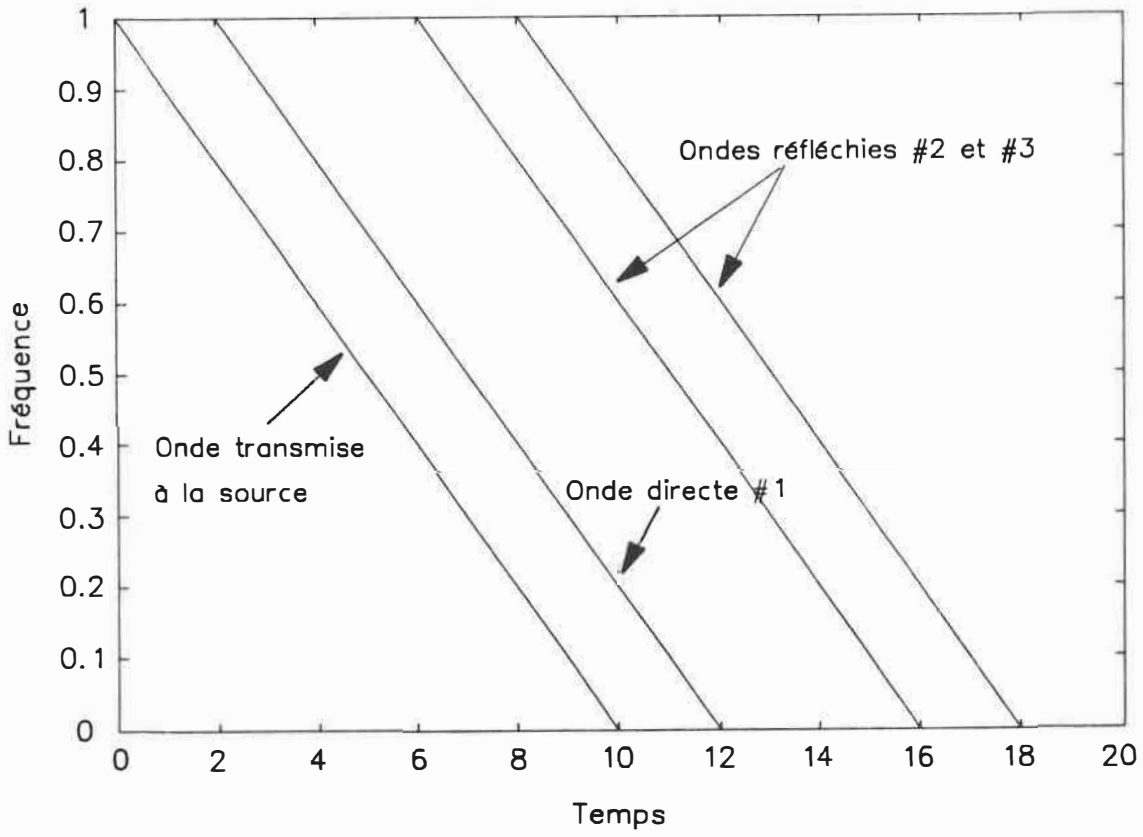


FIG. 3.4 Graphique montrant l'arrivée d'ondes acoustiques de différentes durées de propagation mais qui ont une origine commune lors d'un balayage sinusoïdal en fonction du temps.

Cette méthode est très efficace mais nécessite un appareillage assez sophistiqué. Il faut en effet posséder ce fameux filtre suiveur (tracking filter), arriver à une parfaite synchronisation de tous les éléments électroniques (source, filtre et analyseur) et bien capter toute la diffusion du système. Cette dernière condition nous limite énormément considérant que le type d'écran étudié émet plusieurs diffusions dans un laps de temps assez court ce qui nous impose une largeur de bande très étroite et une vitesse de balayage trop rapide.

L'autre possibilité était d'utiliser un signal impulsif pour analyser la diffusion du système d'écran. Comme la largeur de bande du spectre de fréquences du signal d'excitation dépend de sa durée dans le domaine du temps (période T), on peut ainsi déterminer facilement sa fréquence de coupure. En effet, plus le signal est long, plus la fréquence de coupure sera basse et inversement, un signal dont la durée est courte aura une fréquence de coupure plus élevée (plus grande largeur de bande).

Les avantages de ce type d'excitation sont qu'on peut faire une analyse en très peu de temps (toutes les fréquences d'intérêt sont excitées simultanément), qu'il ne demande que très peu d'appareillage électronique et que le spectre d'excitation reste constant parce qu'il est créé de

façon électronique. Par contre, le spectre de fréquence de l'excitation est toujours limité à la même forme. En effet nous ne pouvons varier que la fréquence de coupure et l'amplitude de l'onde incidente.

De plus, la contribution spectrale de l'onde incidente sera toujours considérée lors de l'analyse, ce qui est indésirable dans notre cas.

Nous avons donc créé une méthode qui utilise le meilleur de la méthode TDS et de la méthode impulsive. Cette méthode mixte utilisera donc un signal d'excitation impulsif et combinera une méthode d'analyse inspirée de celle utilisée dans la méthode TDS.

L'étude de la diffusion sonore (scattering) se fait donc, à la base, dans le domaine du temps. On émet un signal d'excitation impulsif sur notre système réactif d'écran ajouré déphaseur. Le système ainsi excité diffusera l'énergie incidente dans toutes les directions créant alors un certain "patron de rayonnement". On mesurera le signal diffusé par l'écran point par point à l'aide d'un microphone de 1 pouce (Bruël & Kjaer type 4145).

A chaque point de mesure, le microphone capte l'onde acoustique incidente et la pression acoustique diffusée par les différentes parties du système. On visualise d'abord le phénomène dans le domaine du temps. La fonction temporelle nous montre les variations de pression dans un intervalle de temps prédéterminé et nous permet de déduire les durées de propagation respectives des différentes ondes de bruit diffusé. L'analyseur de Fourier travaille en quelque sorte comme un oscilloscope avec lequel on peut figer l'image temporelle grâce à un système de synchronisation le reliant au générateur de fonctions. A ce stade, on doit sélectionner les signaux acoustiques désirés en les cadrant à l'aide d'une fenêtre dite transitoire " ⌐¬ " de forme rectangulaire que l'on peut déplacer à volonté dans le temps et à laquelle on peut donner une durée variable.

En plus de nous permettre de rejeter des signaux acoustiques indésirables, cette fenêtre augmente le rapport signal/bruit du signal encadré. On sait que les impulsions possèdent un niveau d'énergie très faible même si leurs amplitudes sont très grandes. En plus, la durée de ces impulsions est très courte (30 millisecondes) en comparaison avec la durée d'enregistrement de l'analyseur (fenêtre de 250 millisecondes). Le bruit peut alors devenir un grand problème parce que l'énergie totale qui y est associé peut atteindre un niveau significatif en comparaison de

l'énergie de l'impulsion.

La fenêtre transitoire est en fait une fonction de pondération que l'analyseur applique à la fonction de temps (filtre temporel). Celle-ci est constituée d'un simple rectangle d'amplitude unitaire (1) précédé et suivi de régions d'amplitude zéro (0). La région d'amplitude unitaire conserve le signal à la bonne amplitude tandis que les régions d'amplitudes nulles éliminent les signaux indésirables (bruit et onde incidente).

Etant donné que nous avons toujours à mesurer un train d'impulsions diffusées différent de point en point, que les durées de propagation de chacune des impulsions seront toujours différentes et que le bruit (dans lequel se trouve le signal) est un facteur non-négligeable, nous devons donner à cette fenêtre une durée (largeur) qui demeurera constante tout au long des mesures.

Pour fixer cette durée (normalisation) de façon à capter tous les signaux désirés indépendamment de la position du récepteur, il a fallu faire une comparaison entre le signal d'excitation et les signaux diffusés en tout point.

Il existe plusieurs méthodes qui permettent de

déterminer la relation qui lie les résultats de mesures effectués en deux points différents. La manière la plus rapide est l'observation directe des enregistrements. Bien que l'oeil soit un appareil étonnamment sensible et sélectif, il y a des cas où une telle méthode peut manquer de précision et ne peut nous donner de résultats quantitatifs. C'est pourquoi nous avons utilisé la fonction d'intercorrélation $R_{ab}(\tau)$ qui donne réellement une information quantitative sur la relation de dépendance.

$$R_{ab}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_T a(t)\, b(t+\tau)\, dt$$

Cette fonction d'intercorrélation $R_{ab}(\tau)$ nous renseigne sur le degré de similitude entre deux signaux dont a(t) est l'amplitude du signal observé en un point X à un instant quelconque t et $b(t+\tau)$ l'amplitude du signal observé en un point Y (différent de X) à un instant $t + \tau$. En faisant varier τ, on obtient la variation complète de la relation de dépendance entre les signaux captés en X et en Y en fonction du retard τ. Lorsque $R_{ab}(\tau) = 0$, il n'existe aucune relation entre les deux signaux. Puis, lorsque la fonction atteint son maximum (supposons à τ_0), on pourra alors affirmer qu'il y a un délai de τ_0 entre le signal incident et la réponse associée. Ceci est vrai si les signaux sont à large bande de fréquences et que leur

vitesse de propagation est indépendante de la fréquence.

Les applications les plus communes de la fonction d'intercorrélation sont:

- la détermination de durée de délais
- l'identification de différents chemins de propagation
- la détection de signaux noyés dans un bruit

Pour faire cette analyse, nous avons capté à l'aide d'un microphone de 1/4 de pouce (Bruël & Kjaer type 4135), un signal de référence à 30 cm en avant de la ligne source. Ensuite, ce signal a été comparé avec différents signaux de diffusion pris à diverses positions source-récepteur. Finalement, lors de l'étude des différentes durées de propagation, nous avons pu déterminer la largeur optimale de cette fenêtre (en millisecondes) pour que les diffusions soient toujours bien encadrées.

Lors de cette analyse, nous avons du procéder à un premier ajustement. Au départ, nous voulions faire l'étude en émettant des impulsions d'une durée (période) correspondant à la fréquence centrale de chacune des bandes de 1/3 d'octave (de 200 Hz à 800 Hz). De cette façon, nous voulions envoyer un maximum d'énergie dans chacune des bandes

de 1/3 d'octave. Mais un phénomène de recouvrement (overlapping) est apparu parce que les impulsions avaient une période très longue par rapport à leurs durée de propagation respectives. Il est aussi facile d'imaginer qu'il sera extrêmement difficile de distinguer deux sources secondaires distantes de 15 cm (arête supérieure et fente du guide) diffusant toutes deux une onde de 1,7 m de longueur (200 Hz).

Nous avons décidé d'envoyer une seule et unique impulsion dont le contenu harmonique serait assez vaste pour contenir toutes les fréquences nécessaires avec des amplitudes presque constantes sur toute la bande d'intérêt. Cette impulsion doit être courte et doit posséder un minimum de résonances (vibrations libres de la membrane des hauts-parleurs). De plus, nous ne devons jamais observer de recouvrement des signaux pour toutes les positions source-microphone concernées.

Il faut tout d'abord noter que la réponse impulsionnelle de la ligne source était très mauvaises aux basses fréquences et pour les signaux de grandes amplitudes (grand voltage). Ceux-ci nous donnaient une réponse (impulsion et résonances) trop longue dans laquelle nous observions très bien la décroissance exponentielle en amplitude associée à l'amortissement dans la suspension de chacun des haut-

parleurs et la vibration du volume d'air emprisonné dans l'enceinte. Ceci créait un grave problème de recouvrement des ondes incidente et diffusées. Nous devions donc optimiser la fréquence et l'amplitude du signal d'excitation. Le signal a été finalement optimisé en envoyant aux bornes de la ligne source un cycle de sinus de fréquence égale à 764 Hz et à un voltage de 4.5 volts efficaces (valeurs mesurées en régime continu) (fig. 3.5).

Après avoir fixé le signal d'excitation, nous avons déterminé expérimentalement la durée du filtre temporel (fenêtre transitoire) qui englobera tous les signaux de diffusion indépendamment de la position source-microphone. Cette procédure a été effectuée en considérant plusieurs positions de mesures et une analyse fut faite à chacune de ces positions à l'aide de la fonction d'intercorrélation tel que mentionné précédemment. Nous avons pu déterminer la durée de propagation la plus longue et ajuster le filtrage en conséquence. Nous avons donc fixé la largeur (durée) de cette fenêtre transitoire à 35 millisecondes.

Pendant les mesures, cette fenêtre fût déplacée à chaque positions du microphone de façon à bien cadrer les diffusions émises par l'écran ajouré testé. Pour chacun des cas, immédiatement après le passage de l'impulsion incidente (émise par les haut-parleurs), la fenêtre fut ajustée

pour éliminer les signaux indésirables. L'analyseur à transformée de Fourier rapide (FFT) nous calcule alors un spectre de fréquence en bandes étroites des diffusions (fig. 3.6).

Malgré le fait qu'une bonne partie du bruit de fond fût éliminée, il en resta toujours un peu à l'intérieur de la fenêtre considérée ce qui peut diminuer la cohérence des résultats mesurés en y introduisant une partie aléatoire. Nous avons donc surmonté ce léger inconvénient et donné encore plus de crédibilité à nos résultats en émettant plusieurs impulsions par position pour alors faire une moyenne de tous ces résultats captés. Ceci a eu pour effet d'atténuer la portion aléatoire du signal considéré, nous laissant avec une analyse spectrale plus "pure" du phénomène observé.

L'opération finale consista à noter les niveaux de pression sonores enregistrés au 1/3 d'octave pour les bandes de 200 Hz à 800 Hz. Nous avons utilisé un curseur spécial (delta) de l'analyseur qui intègre les niveaux de pression des bandes fines et calcule le niveau global (en dB) de la bande de fréquences choisie. Notons que l'on a pu varier à volonté la position et la largeur de bande de ce curseur dans le spectre pour ne considérer que la bande de fréquence désirée.

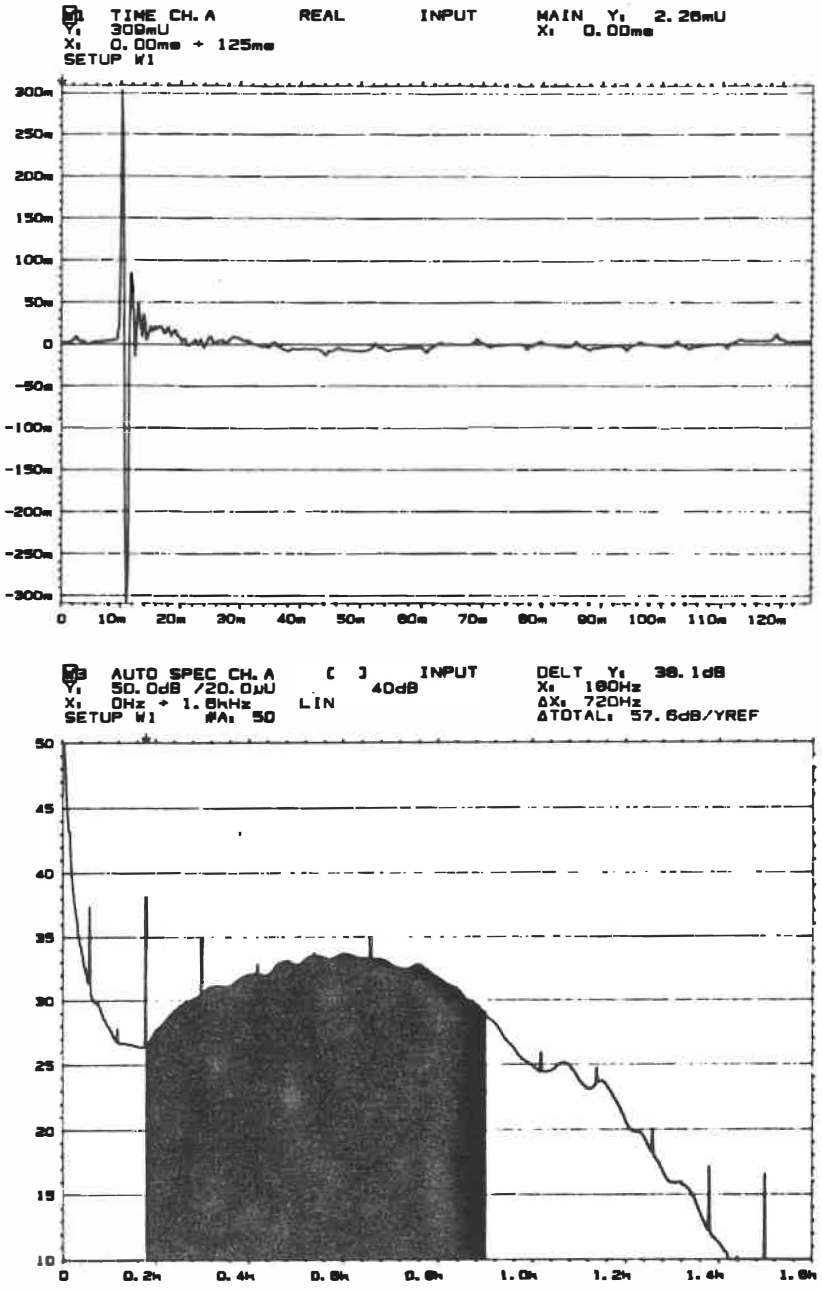


FIG. 3.5 Impulsion incidente à l'entrée du guide d'ondes dans le temps et son spectre de fréquence associé.

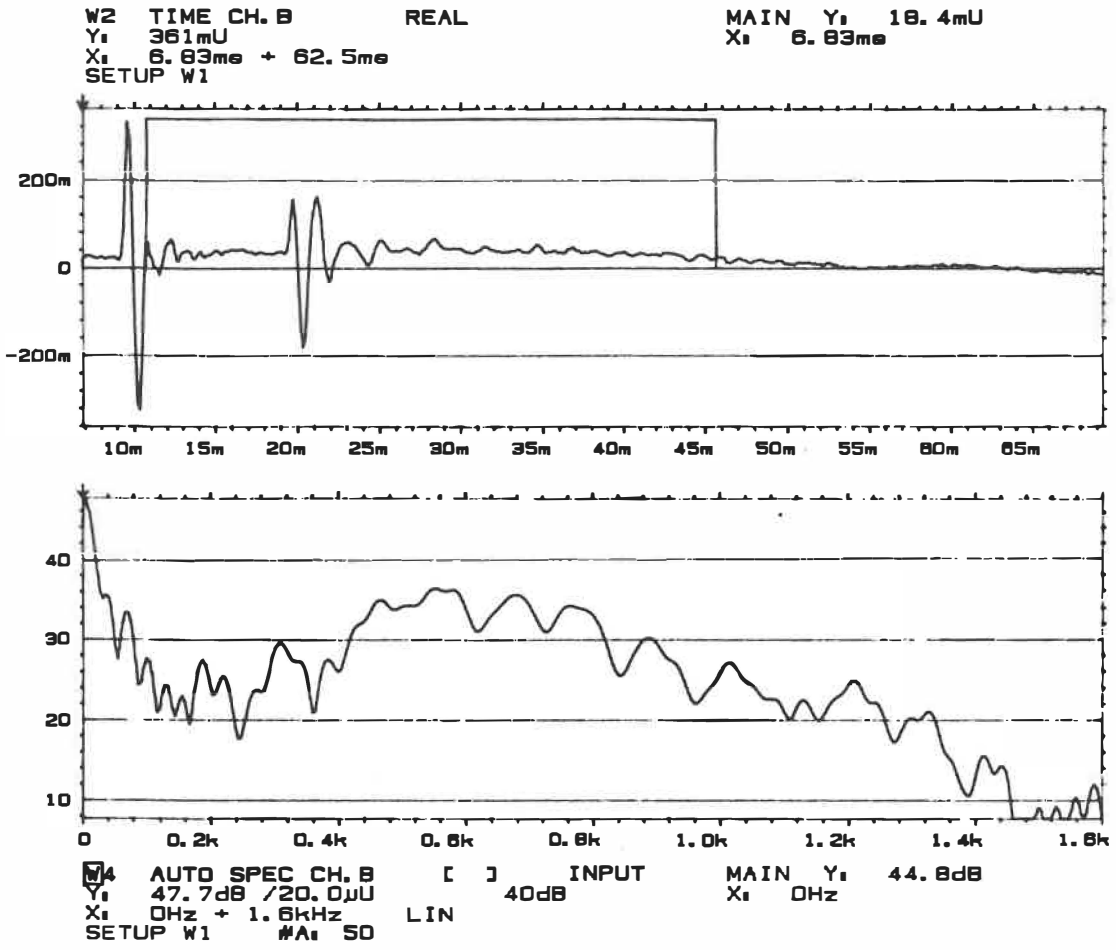
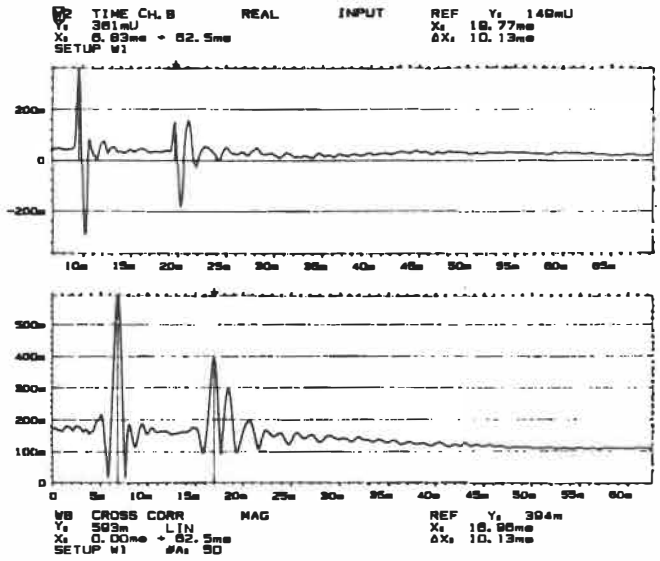
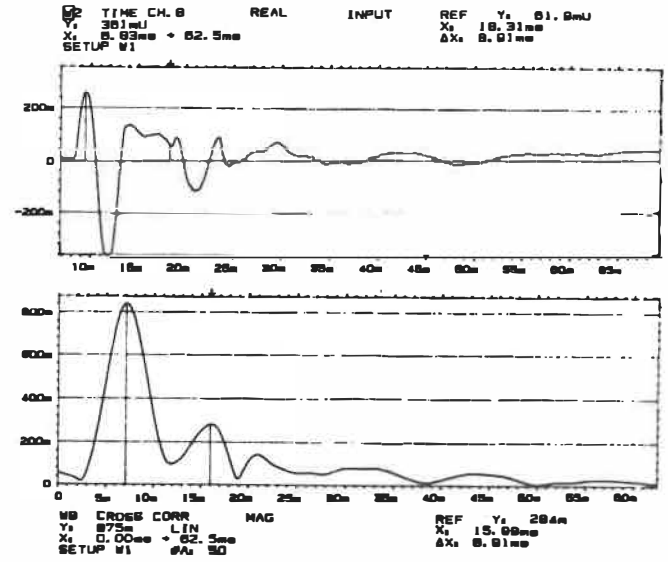


FIG. 3.6 Utilisation de la fenêtre transitoire pour bien cadrer les diffusions voulues dans le domaine du temps et le spectre résultant.



a)



b)

FIG. 3.7 Utilisation de la fonction de corrélation croisée pour identifier les réflexions et les recouvrements.

a) 764 Hz

b) 200 Hz

3.4 PRISE DE MESURE ET INSTRUMENTATION

Dans ce mémoire, nous mesurerons le comportement des écrans ajourés déphaseurs lorsqu'ils reçoivent des ondes acoustiques dans deux plans bien précis: dans le plan perpendiculaire à la direction longitudinale de la fente d'entrée (fig. 3.2) et dans le plan parallèle aux fentes suivant leur axe de symétrie longitudinal (fig. 3.3). Dans chacun des cas, un plan de mesure adapté mesurera le plus fidèlement possible la relocalisation énergétique. Pour assurer une continuité des résultats, l'instrumentation utilisée restera la même pour tous les tests.

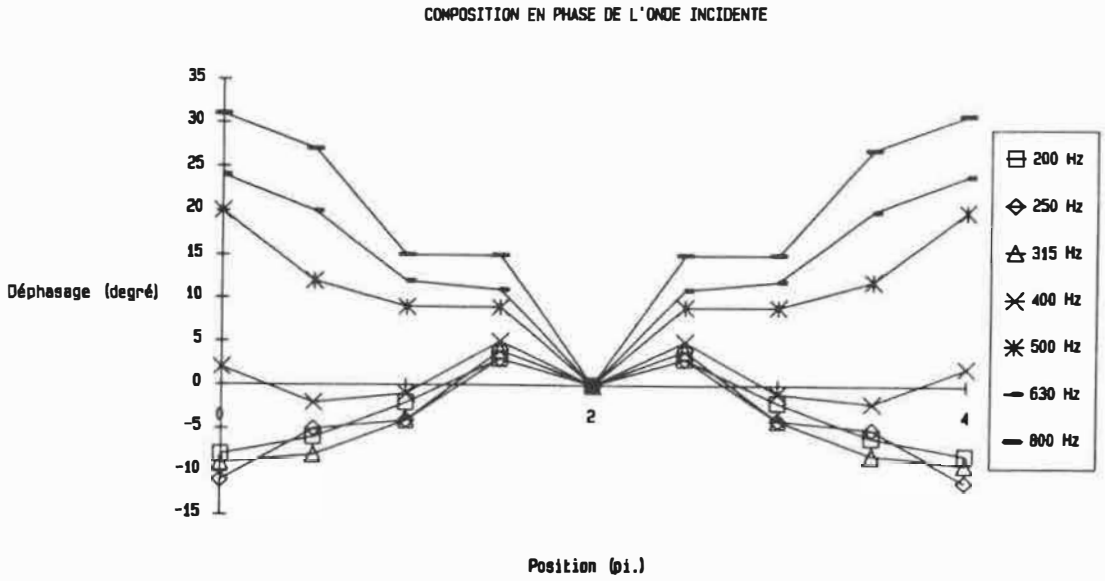
1) Instrumentation

Nous utiliserons une ligne source cohérente d'une longueur de 2,44 mètres et constituée de 12 haut-parleurs KEF B110-A connectés en parallèles. Nous créerons ainsi une onde cylindrique. A la distance à laquelle nous l'utiliserons pour exciter le système, nous supposons qu'une onde plane pénètre dans la fente d'entrée du guide d'ondes réactif.

Le profil de phase et d'amplitude d'une impulsion incidente caractéristique pour chaque fréquence centrale des bandes de 1/3 d'octave considérées est montré à la figure 3.8.

Les mesures ont été prises en champ libre dans le sens longitudinal en face de la source à une distance de 2,30 mètres. Ces graphiques démontrent la phase et l'amplitude relative de différents points sur cette ligne en référence aux caractéristiques du centre de cette dernière. Sur cette ligne de 2,44 mètres (8 pi.), nous ne considérerons qu'une partie centrale de 1,22 mètres (4 pi.) de longueur, omettant ainsi une portion de 0,61 m (2 pi.) à chacune de ses extrémités. Cette précaution a été prise pour éliminer les zones où l'amplitude et la phase de l'onde incidente sont trop en désaccord avec notre hypothèse d'onde plane. La position 2 pi. correspond donc au centre de la ligne source (fig. 3.9).

La chaîne d'émission est composée d'un générateur de fonctions qui crée une impulsion sinusoïdale. Cette dernière est ensuite amplifiée avant d'exciter la source. Nous possédons évidemment un voltmètre et un fréquencemètre pour toujours conserver la même impulsion (période et amplitude). Notons que ces instruments ne peuvent pas mesurer d'impulsions. On s'est alors servi comme référence



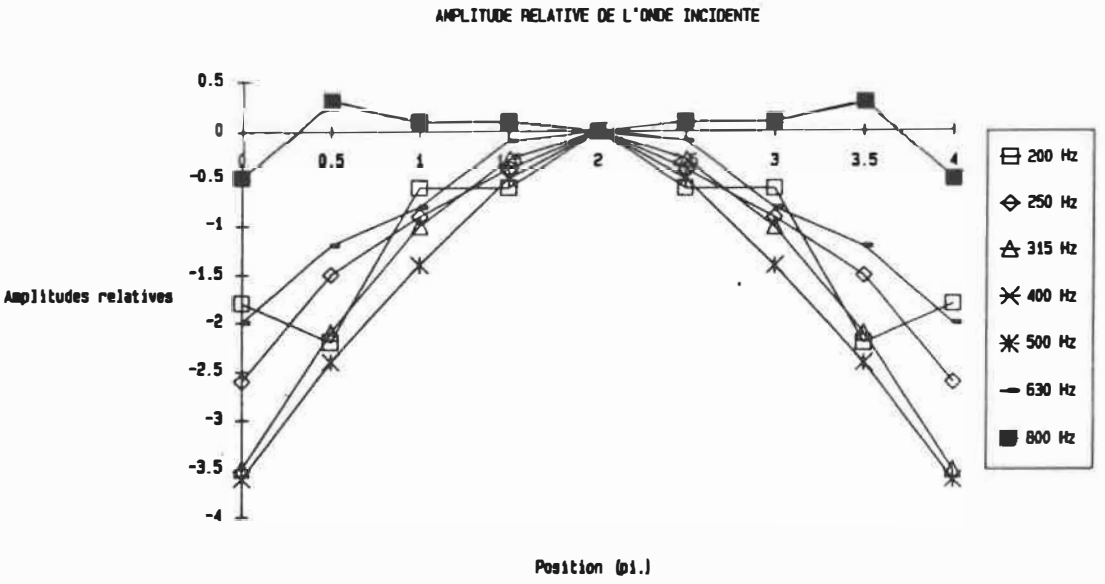


FIG. 3.8 Phase et amplitude relative de l'onde incidente par rapport à son centre.

d'un signal continu de 764 Hz amplifié à une amplitude de 4.5 volts. Le générateur n'envoyait qu'un cycle de ce signal à chaque fois qu'on le sollicitait.

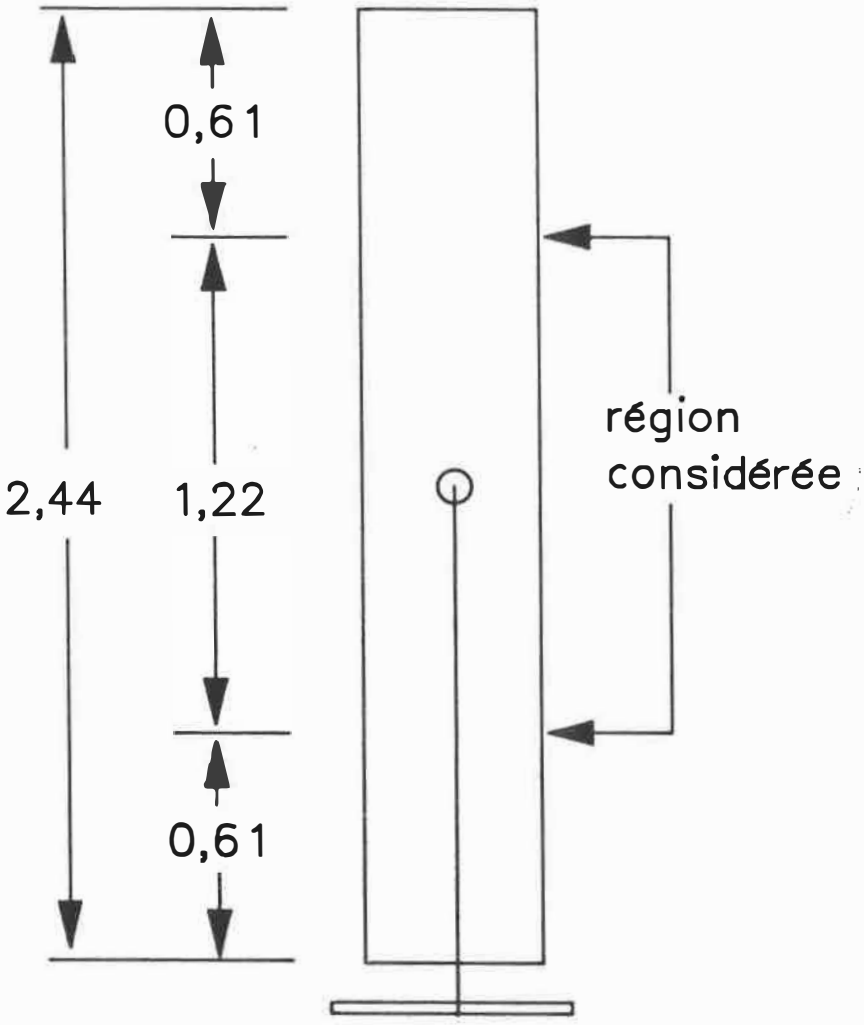


FIG. 3.9 Ligne source et région considérée.

La chaîne de réception est composée d'un microphone de 1 pouce (Bruël & Kjaer type 4145). Ce signal après le passage dans un préamplificateur est envoyé dans un analyseur bicanal FFT (Bruël & Kjaer type 2032). Pour les mesures de corrélation croisée, on s'est servi d'un microphone de 1/4 de pouce (Bruël & Kjaer type 4135) pour établir une référence temporelle et d'un microphone de 1 pouce (Bruël & Kjaer type 4145) pour capter les signaux diffusés par le système. Voici les instruments utilisés lors des mesures de la diffusion des écrans ajourés déphaseurs:

30 MHz Générateur de fréquences, Model 164	Wavetek	
	s/n	104617
Amplificateur McIntosh 60	s/n	AF05003
Haut-parleurs KEF B110-A		
AC Voltmètre 3046A BALLANTINE	s/n	050-1276
Compteur de fréquences 5720A BALLANTINE	s/n	020-224
Alimentation BLH MODEL 3584	s/n	10040
Analyseur de signaux bicanal B&K TYPE 2032	s/n	1276925
Microphone 1po B&K 4145 (50.7mV/pa)	s/n	4145895
Préamplificateur de microphone B&K TYPE 2619	s/n	970903

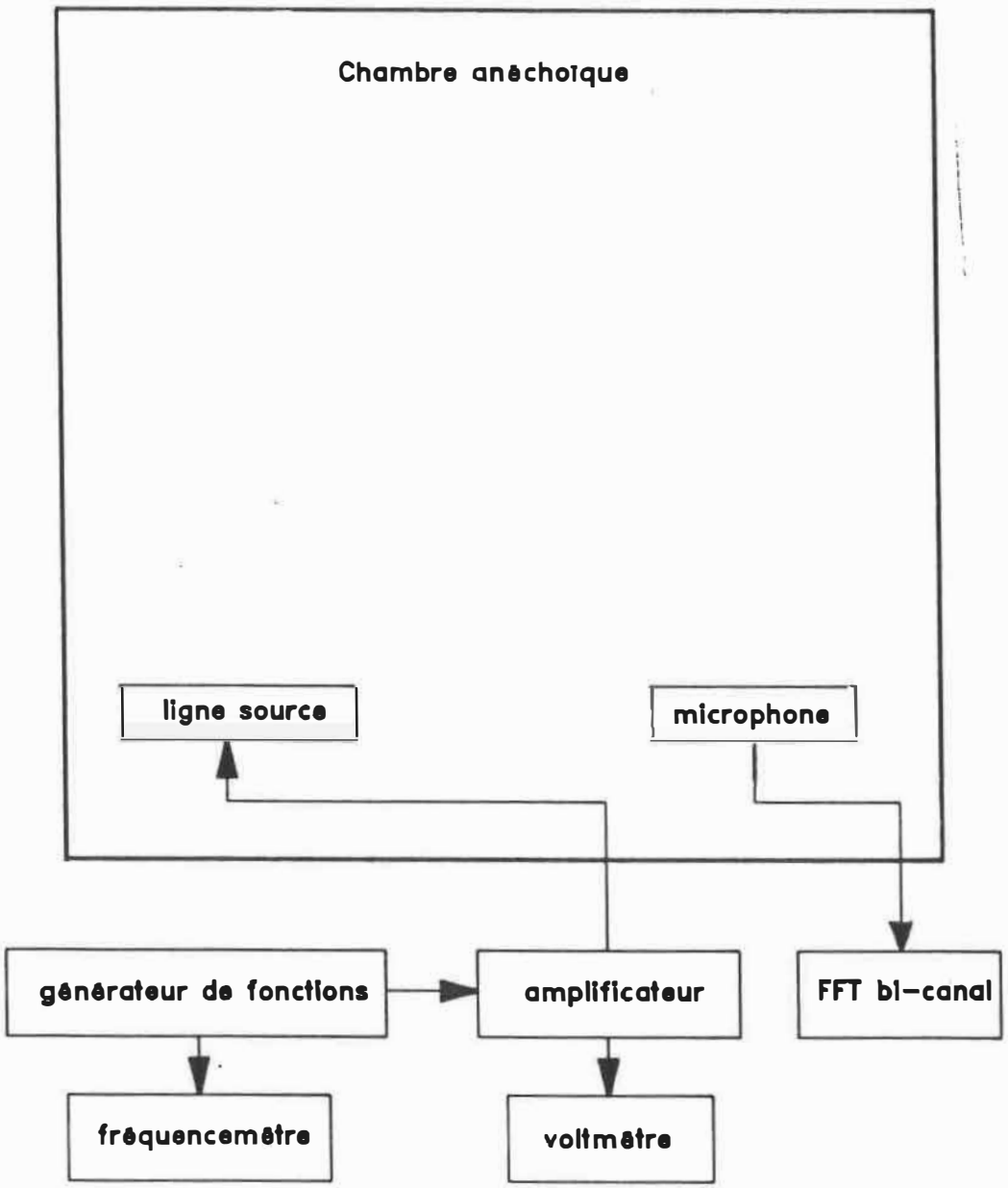


FIG. 3.10 Schéma de l'instrumentation (émission et réception).

2) Plan médiateur aux fentes

Tel que décrit précédemment (section 3.0), on considérera certaines directions du rayon incident (angles d'incidences de 0° à 30° vers le sol) dans un plan perpendiculaire à la direction longitudinale de la fente d'entrée sur le guide d'ondes (fig. 3.2).

Le microphone de 1 pouce est placé à une hauteur de 1,22 m et capte les signaux acoustiques tout autour de la structure suivant un arc de rayon constant de 1,83 m (6 pieds) par pas de 10°. On peut ainsi créer un diagramme polaire de la relocalisation énergétique due au guide d'ondes réactif par bande de 1/3 d'octave. On place d'abord la ligne source en face de la fente (θ=0°) et, suivant le même rayon et parallèlement à elle même, on la déplacera par pas de 10° vers le sol totalement absorbant jusqu'à un angle θ=30° en ayant soin de conserver la distance fente-ligne de haut-parleurs fixe à 2,30 mètres. La ligne source se déplacera donc selon un arc de cercle d'axe confondu à celui de la fente d'entrée tout en restant toujours parallèle aux fentes (fig. 3.11). Nous essayons donc de créer une certaine obliquité à l'entrée de la source pour ainsi comparer les valeurs obtenues avec celles de la théorie développée par Nicolas et Daigle [10] pour le guide simple. On se souvient que cette théorie insère élégamment

un facteur d'obliquité de la source et du récepteur. De plus, à chaque position de la source, on tracera un premier diagramme polaire avec le système réactif ouvert et un autre avec le système réactif bouché. Cette manipulation nous permettra alors de comparer un écran réactif à un écran plein conventionnel. De plus, on pourra tracer une courbe de la différence entre ces deux systèmes pour mieux analyser leur efficacité. N'oublions pas que dans la zone d'ombre acoustique où le champ direct n'est jamais présent (fig. 3.1), les résultats trouvés devraient ressembler beaucoup au cas réel avec un bruit continu parce qu'il manque seulement un sol réfléchissant lors de la simulation. On peu donc se fier, seulement dans cette zone, à la courbe de différence entre les 2 systèmes pour juger de l'efficacité de l'écran ajouré déphaseur. On pourra finalement comparer l'effet des deux types de guides d'ondes.

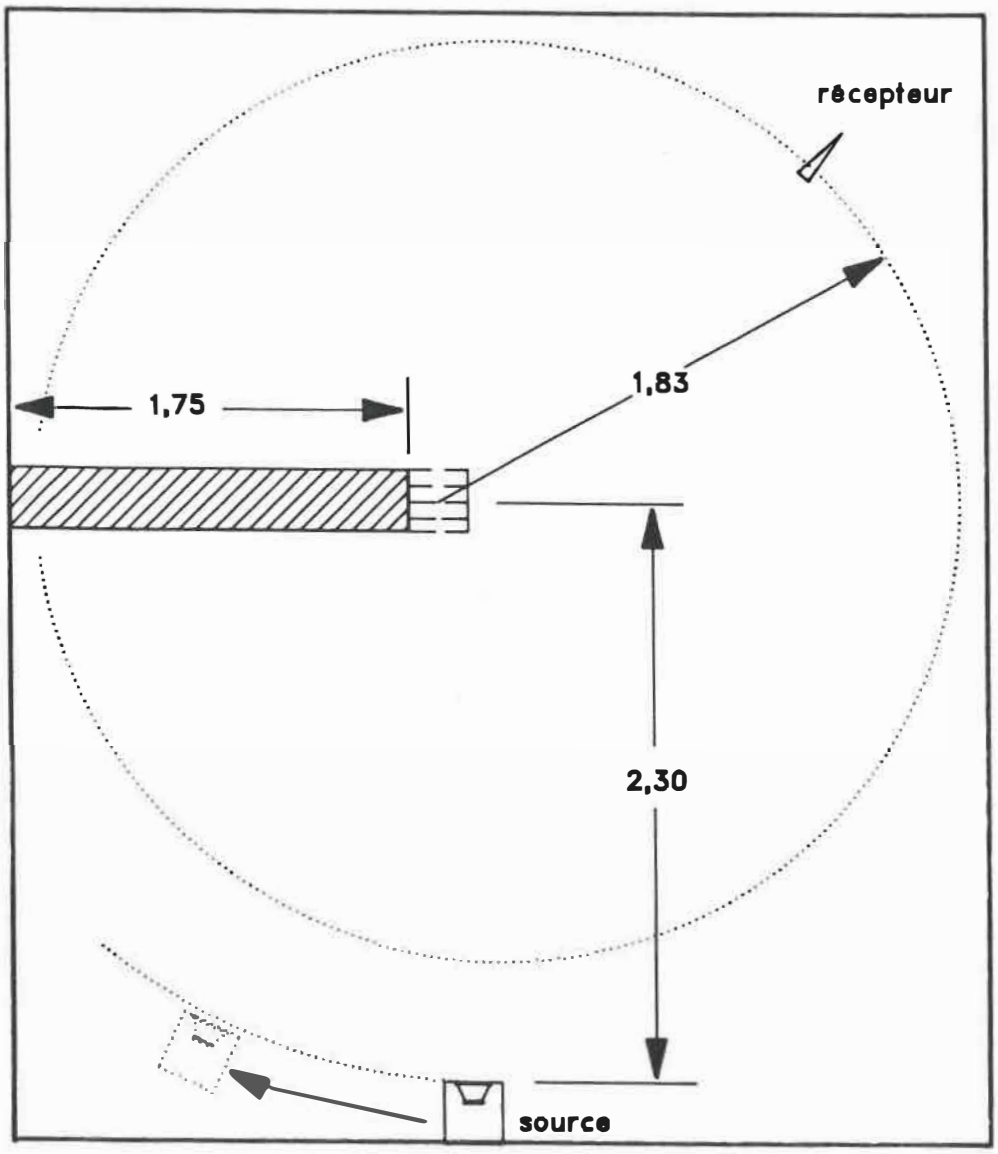


FIG. 3.11 Positions de la source et du microphone dans le plan perpendiculaire à l'entrée du guide d'ondes.

3) Plan parallèle aux fentes

Tel que décrit précédemment (section 3.0), on considérera certaines directions du rayon incident (angles d'incidences de 0° à 20°) dans un plan parallèle aux fentes d'entrée et de sortie du guide d'ondes et traversant ces fentes suivant leur axe de symétrie longitudinal (fig. 3.3). Ceci nous permettra de tester la théorie de Lahlou [13, 14].

Nous avons donc incliné la source de θ=0° à θ=20° par pas de 5° autour d'un axe perpendiculaire au plan des fentes du guide d'ondes. A chacune de ces positions le microphone prend une lecture à tous les 15 cm (6 po.) sur 1,22 mètre (4 pi.) de long à une distance de 1 mètre des fentes et parallèlement à ces dernières. Cet intervalle de 1,22 mètre à été considéré parce que c'est la zone où l'onde incidente est la plus plane (fig. 3.8 et 3.9). On se rappellera que la ligne source possède une hauteur de 2,44 m. Nous n'avons donc considéré que la partie centrale de 1,22 m, omettant ainsi volontairement une bande de 60 cm en bas et en haut de la source (voir section 3.4.1).

Donc, quand la source rayonne des ondes sonores arrivant en incidence normale sur la fente du guide d'ondes, la mesure se fait à la même hauteur que l'onde incidente (ou

réfléchie dans ce cas). Par contre, quand on incline la source par rapport au plan de cette même fente, nous devrons toujours aller mesurer la diffusion de l'onde incidente (segment) à la bonne hauteur en simulant une réflexion ($\theta_i = \theta_r$) sur la surface du guide pour la rétrodiffusion et en suivant toujours le même rayon dans le cas d'une prodiffusion (fig. 3.12). De plus, on devra prendre ces mesures avec le système réactif ouvert et ensuite fermé.

On tracera ensuite les graphiques de la diffusion d'un côté et de l'autre (pro ou rétrodiffusion) dans ces deux cas (ouvert ou fermé). Mais ce qui nous intéresse le plus est de comparer la diffusion causée par le système ouvert pour une onde sonore sous une incidence oblique donnée par rapport à celle obtenue en incidence normale ($\theta_{source} = 0°$). Cette opération devrait nous donner des résultats (facteurs de directivité) similaires à ceux mesurés et calculés théoriquement par Lahlou [14]. Finalement, pour chaque angle (de $\theta = 0°$ à $20°$) on comparera les résultats des systèmes ouverts et fermés pour discuter de l'efficacité de l'écran. Il va sans dire qu'on analysera les 2 systèmes réactifs.

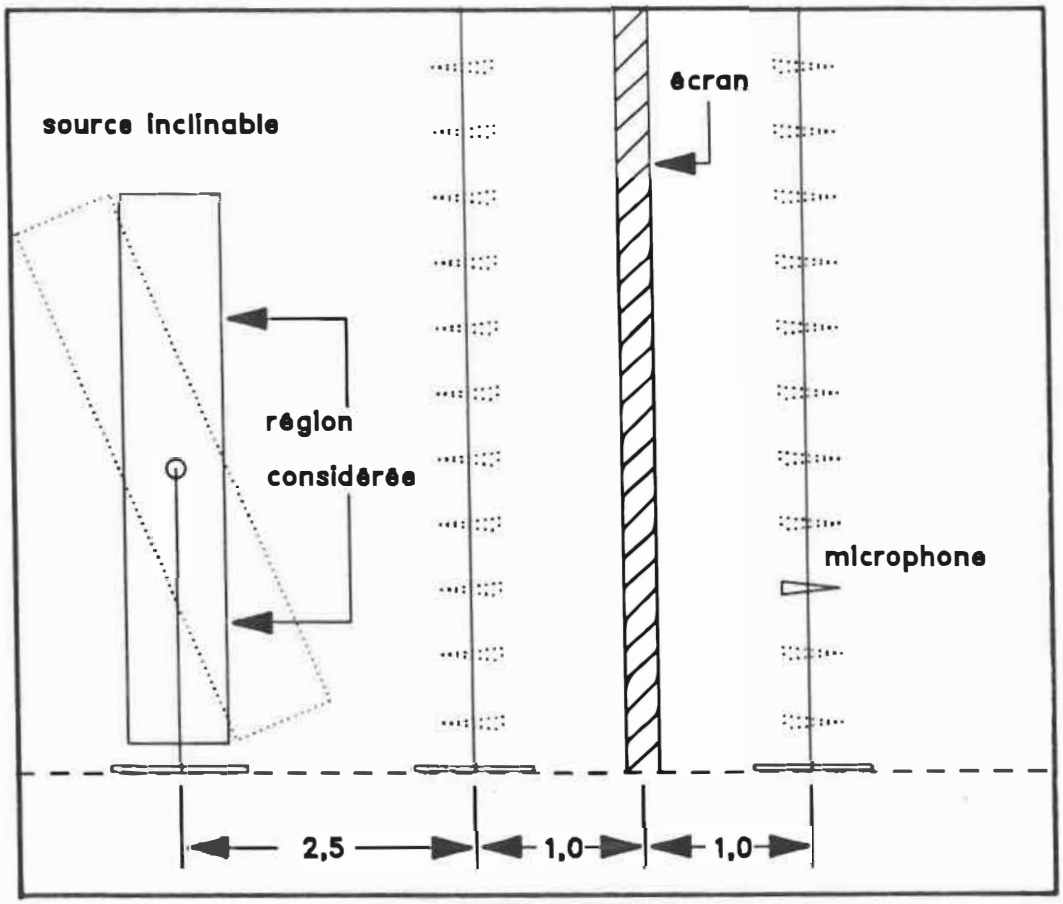


FIG. 3.12 Positions de la source et du microphone dans le plan parallèle aux fentes du guide d'ondes.

CHAPITRE 4

RESULTATS ET DISCUSSIONS

4.0 INTRODUCTION

Cette partie du mémoire présentera les différents résultats obtenus avec la méthode de mesure décrite à la section 3.3. Nous analyserons d'abord les résultats de la diffusion causée par un écran ajouré avec le guide simple. Afin de valider notre méthode de mesure, ces résultats seront comparés à différents résultats théoriques et expérimentaux dans la zone d'ombre acoustique de l'écran ajouré. Nous analyserons ensuite la diffusion causée par un écran ajouré avec le guide à chambre d'expansion. Ce système étant assez nouveau et pas encore bien modélisé théoriquement, aucun résultat théorique ne sera comparé à nos résultats expérimentaux.

Pour ces deux types d'écrans ajourés déphaseurs, nous étudierons la différence entre un système réactif et plein dans les plans médiateur et parallèle aux fentes (prodiffusion et rétrodiffusion). En plus, dans le cas d'une propagation oblique, nous tenterons de déterminer le facteur de directivité en prodiffusion et en rétrodiffusion.

Finalement, nous vérifierons que les caractéristiques intrinsèques aux guides d'ondes comme les fréquences de résonance, d'accord et de coupure sont décalées quand une onde se propage dans un plan parallèlle aux fentes d'entrée et de sortie et les traversant suivant leur axe de symétrie longitudinal (propagation oblique, figure 3.3) . De plus, nous visualiserons la relocalisation de l'énergie acoustique incidente lorsqu'une onde se propage dans le plan perpendiculaire à la direction longitudinale de la fente d'entrée sur le guide d'ondes (propagation normale, figure 3.2). Nous ferons ces analyses pour divers angles d'incidence sur le guide d'ondes pour bien voir les changements dans la répartition de l'énergie acoustique.

Nous définissons la fréquence de résonance comme étant la fréquence à laquelle le système ajouré déphaseur diffusera un maximum d'énergie à cause de résonances de type "Helmoltz" liées au volume des cavités du guide. A cette fréquence (ou bande de fréquences), le système conventionnel d'écran plein est supérieur aux écrans ajourés.

La fréquence d'accord est la fréquence (ou bande de fréquences) où l'effet d'interférences destructives entre l'onde réfractée et diffractée par le système est optimum. Nous devons maintenir le déphasage entre les deux types d'ondes à 180° tout en s'assurant que leurs amplitudes de

pression acoustique restent du même ordre de grandeur pour créer un dipôle acoustique linéaire. Ce phénomène se traduit par une forte atténuation dans la direction perpendiculaire à l'axe du dipôle démontrant ainsi la nette supériorité de l'écran ajouré.

La fréquence de coupure est la fréquence pour laquelle l'énergie acoustique incidente est totalement réfléchie (réflexion diffuse) par le guide ($\alpha_t = 0$) à cause de son comportement de type filtre passe-bas. Cette fréquence marque le début de la première bande d'arrêt et on peut déduire que les deux types d'écrans (réactif et plein) sont équivalents.

Généralement, une onde sonore sera réfléchie quand elle rencontre une discontinuité solide ou à l'interface entre deux milieux d'impédance différente. Dans le cas d'une réflexion spéculaire sur une barrière solide, les caractéristiques de l'onde réfléchie dépendront de l'angle d'incidence de l'onde sur la surface réfléchissante et de l'impédance du matériau qui compose cette surface. On sait que l'angle de réflexion sera égal à l'angle d'incidence de l'onde acoustique sur la surface et que l'amplitude de la pression réfléchie dépendra du coefficient de réflexion (ou impédance) de la surface. De cela, nous savons que la quantité d'énergie réfléchie sera proportionnelle au carré de

l'amplitude de la pression de l'onde réfléchie. Pour le cas d'une réflexion diffuse, la détermination exacte des caractéristiques de l'onde réfléchie (amplitude et phase) est plus complexe. L'onde acoustique qui se propage en champ libre donne naissance, lorsqu'elle rencontre une discontinuité telle que celle résultant d'un changement de milieu (comme l'interface air libre - guide d'ondes), à une onde réfléchie de façon diffuse (c'est-à-dire dans toutes les directions) dans le milieu incident et à une onde transmise dans le second milieu (guide d'ondes). L'amplitude de la pression réfléchie dépend du changement d'impedance entre les deux milieux et de l'angle d'incidence sur l'interface. L'onde sera ensuite diffusée dans toutes les directions (le guide agit comme une ligne source).

Il est important de rappeler que les résultats sont calculés par bande de 1/3 d'octave. Ceci peut diminuer l'importance des fréquences où on observe des effets maxima si ceux-ci ont une très petite largeur de bande. Nous aurons donc des résultats un peu moins grands (en module) que les résultats comparatifs considérés parce qu'ils sont calculés par fréquence et non par bande de 1/3 d'octave.

4.1 Ecran ajouré avec guide simple

Rappelons-nous d'abord la géométrie du guide simple formant la partie réactive de l'écran (fig. 4.1):

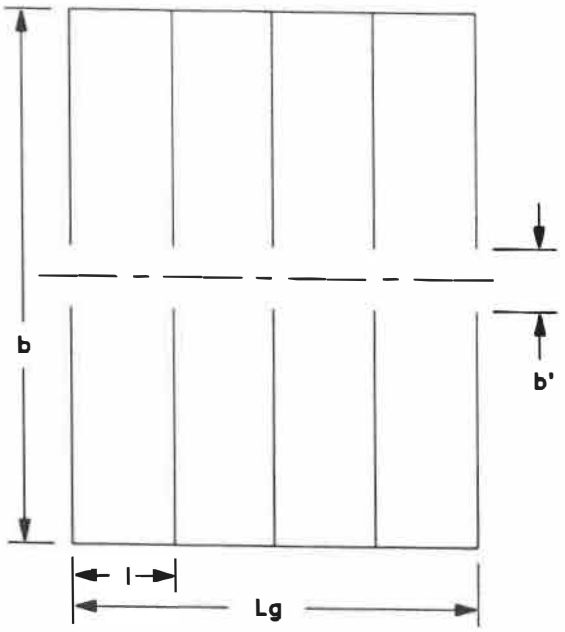


FIG. 4.1 Géométrie du guide simple utilisé.

N = 4

L_g = 0,135 m

l = 0,33 m

b = 0,277 m

b' = 0,009 m

De ces paramètres géométriques, nous pouvons d'abord faire une prédiction théorique surtout en ce qui a trait à la fréquence de coupure du guide (voir section 2.3.2). En traçant les courbes de l'indice de réfraction (fig. 4.2), de l'admittance (fig. 4.3) et des susceptances (fig. 4.4), nous avons noté que la fréquence de coupure, f_c, se situait environ à 590 Hz, donc dans la bande de 1/3 d'octave de 630 Hz.

Connaissant ces divers paramètres, nous pouvons maintenant débuter l'analyse des différents résultats obtenus avec la méthode impulsionnelle. Nous allons d'abord étudier la différence de diffusion en décibels entre un écran réactif et un écran plein dans le plan médiateur (propagation normale). Nous allons ensuite étudier la propagation en incidence oblique en regardant le facteur de directivité en prodiffusion et en rétrodiffusion, et, la différence en decibels entre les deux types d'écrans (rétrodiffusion et prodiffusion).

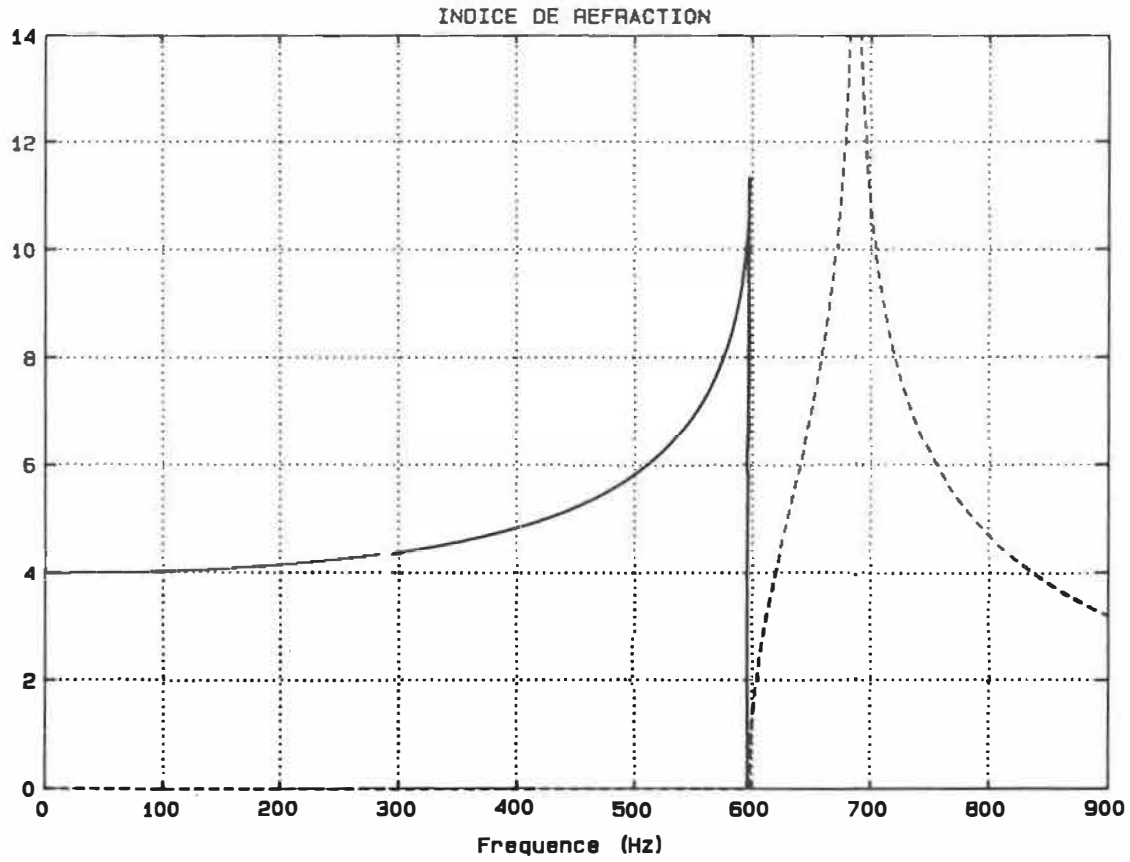


FIG. 4.2 Indice de réfraction.

——— partie réelle

- - - partie imaginaire

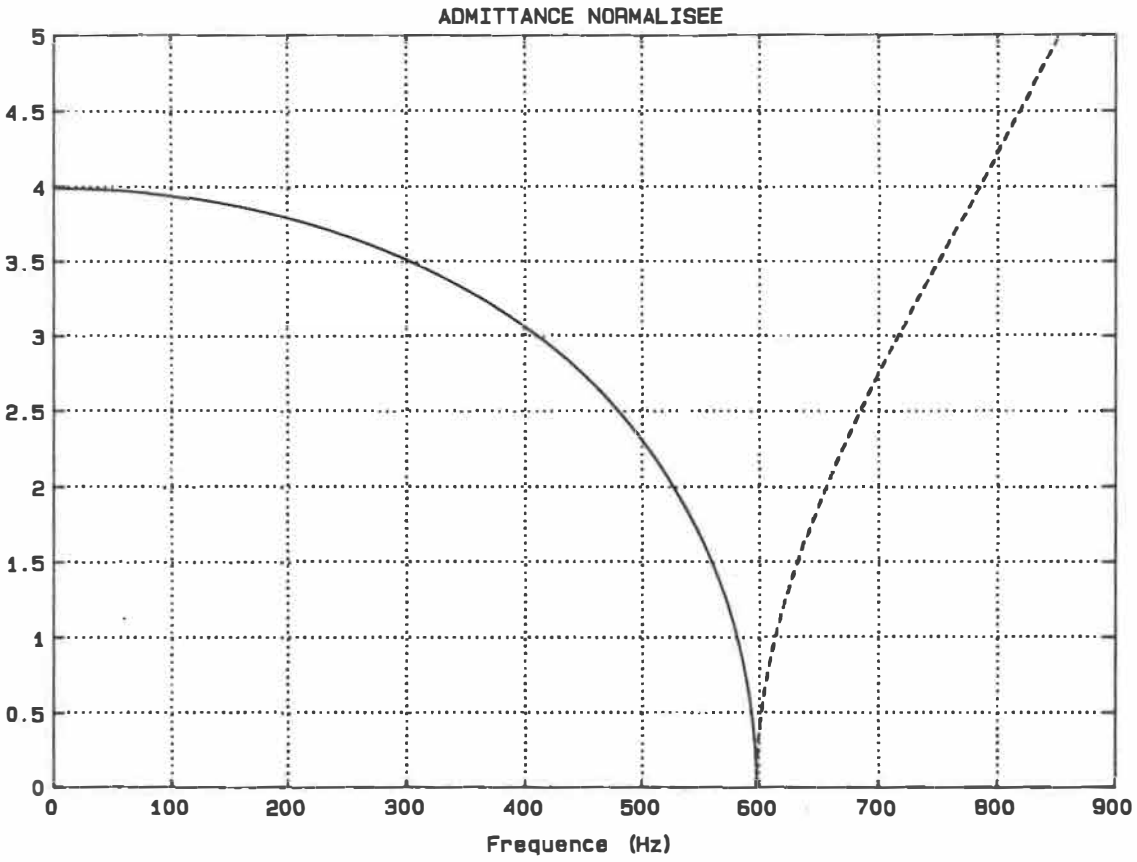


FIG. 4.3 Admittance normalisée.

——— partie réelle

- - - partie imaginaire

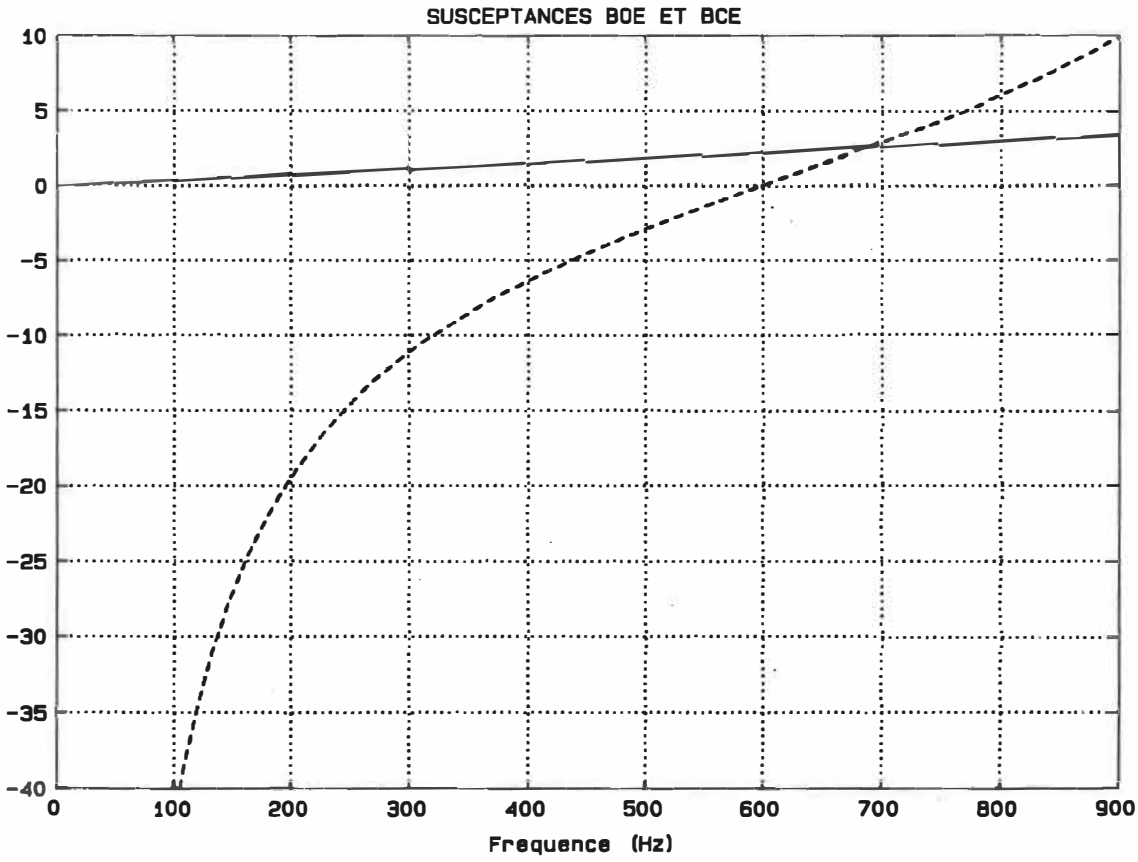


FIG. 4.4 Susceptances normalisées.

——— B_{oe}

- - - B_{ce}

1) Différence de diffusion dans le plan médiateur.

Nous voici dans un plan qui nous donne une vue latérale (en coupe) de la diffusion sonore. Les figures 4.6, 4.7, 4.8 et 4.9 représentent la différence en dB qui existe entre la diffusion causée par un écran réactif et celle causée par un écran plein. Les résultats négatifs (vers le centre des graphiques) montrent l'atténuation en excès apportée par écran ajouré déphaseur.

Certains résultats (Masson [15], Nicolas et Daigle [10]) pris par fréquence individuelle et non par bande de 1/3 d'octave dans des conditions un peu différentes seront comparés aux nôtres dans la zone d'ombre acoustique. Une première série de résultats expérimentaux a été collectée à l'aide d'une ligne source excitée par un bruit aléatoire et en présence d'un sol réfléchissant par Patrice Masson [15]. Ses points de mesure ne correspondent pas exactement aux nôtres (en distance et en angle) mais ils demeurent quand même comparables. En plus, lors de son étude, il a comparé ses résultats avec ceux d'un logiciel théorique développé par Nicolas et Daigle [10]. Ce logiciel peut évaluer plusieurs types de situations. Nous avons alors, tout en gardant les points de mesure de Masson, enlevé l'effet du sol réfléchissant sur les prévisions théoriques afin de recréer un plancher anéchoïque.

Regardons maintenant sur la figure 4.5, la disposition de l'écran et de la source pour mieux comprendre les diagrammes polaires. En son centre se situe le guide d'ondes, à sa droite (0°) se trouve la source et en bas le plancher. Remarquons aussi les points de référence angulaire placés autour du diagramme qui nous servirons tout au long du mémoire.

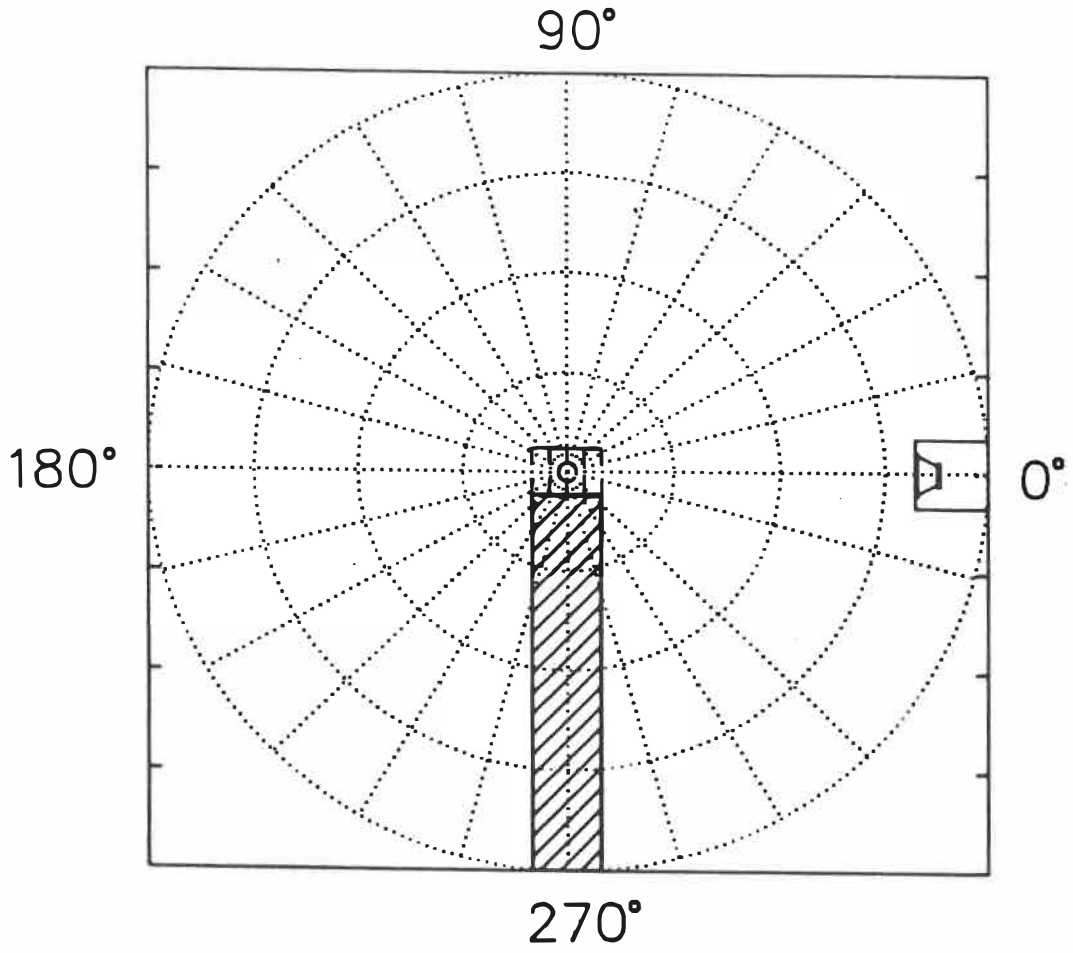


FIG. 4.5 Position de la source et de l'écran sur les diagrammes polaires.

Nous allons étudier les fréquences de résonance, d'accord et de coupure et observer leurs variations (si elles existent) en fonction des diverses positions de la ligne source. Mais n'oublions pas que nous sommes principalement intéressés à la relocalisation de l'énergie associée à la présence du guide et à l'explication de ce phénomène de diffusion acoustique.

Observons d'abord ces fréquences à 0 degré (fig. 4.6) pour bien reconnaître leurs caractéristiques dans ce plan de mesure. La fréquence de résonance (bande de 250 Hz) est la fréquence où le système ajouré rayonne le plus d'énergie. Nous remarquons la présence de grand pics vers le haut (60° et 100°) qui nous le confirme. Nous remarquons aussi une amplification dans la zone d'ombre. La fréquence d'accord du guide d'ondes (bande de 500 Hz) est celle ou le système ajouré rayonne le moins d'énergie (plus fortes interférences destructives). Dans cette bande, nous remarquons que la zone d'ombre acoustique est la mieux protégée. A la fréquence de coupure du guide d'ondes (bande de 630 Hz), les deux types d'écrans devraient donner des résultats similaires. C'est effectivement ce que nous trouvons si nous négligeons une très petite zone (large de 15°) centrée à 125° où l'écran ajouré rayonne moins d'une valeur de près de 5 dB (côté opposé à la source en zone éclairée). Nous croyons que nous pouvons exciter des modes d'ordres

supérieurs qui se propagent dans le guide (si les conditions aux frontières le permettent et si $b>\lambda/2$) et qui créent des interférences destructives dans cette direction.

Pour ce qui est des valeurs théoriques, à 200 Hz, nous ne prévoyons aucune atténuation supplémentaire dans la zone d'ombre, ce qui est prouvé expérimentalement. Sur la bande de 250 Hz, nous prévoyons et mesurons une intensification du signal; sur la bande de 315 Hz, nous prévoyons une grande amplification du signal que nous ne mesurons pas (0dB); sur la bande de 400 Hz, nous prévoyons une atténuation de près de 7 dB que nous ne mesurons pas (0dB); sur la bande de 500 Hz, nous prévoyons une atténuation de plus de 10 dB et nous en mesurons une d'à peu près 4 dB; sur les bandes de 630 Hz et 800 Hz (bande d'arrêt), les prévisions théoriques et les mesures expérimentales se confirment (pas d'atténuation). Ces résultats peuvent déjà confirmer que la méthode impulsionnelle développée pour cette étude (voir section 3.3) est valable.

Maintenant, analysons la diffusion du système quand la source est placée à un angle de 10° et plus (fig. 4.7, 4.8, 4.9). La fréquence de résonance (bande de 250 Hz) demeure la même mais elle est de plus en plus difficile à observer sur les graphiques à mesure qu'on augmente l'angle d'incidence (elle semble moins excitée). La fréquence

d'accord, par contre, est très visible dans la bande de 500 Hz. A cette fréquence, nous procurons une atténuation supplémentaire de près de 3 dB sur une zone large de 50° dans la zone d'ombre acoustique. On peut aussi y retrouver une autre zone large de 15° située du côté de la source au dessus de l'écran (à 60°) où on note une atténuation de près de 5 dB. On remarque surtout que ces deux zones se déplacent dans le même sens que la source (descend vers le sol à mesure que la source descend aussi vers le sol). A la fréquence de coupure (bande de 630 Hz), on observe toujours une atténuation très faible dans la zone d'ombre qui tend à augmenter à mesure que l'on augmente l'angle de la source (jusqu'à 1,5 dB). Nous remarquons aussi que ce "patron" est très stable sauf pour quelques régions (10° de largeur) qui varient selon l'angle d'incidence et dont le comportement est difficilement prévisible.

Comparons d'abord nos résultats dans la zone d'ombre avec les mesures prises par Masson [15] à 10° et 20° (fig. 4.7, 4.8). Dans les bandes de 200 Hz, 250 Hz et 630 Hz, ses résultats recoupent totalement les nôtres. Dans la bande de 315 Hz et 400 Hz, il trouve des valeurs supérieures de 1 dB à 2 dB aux nôtres mais les contours sont les mêmes. A 500 Hz, par contre, il trouve une atténuation de près de 10 dB dans la zone d'ombre et nous, seulement de 3 dB dans cette dernière.

Nous pouvons ensuite comparer nos résultats dans la zone d'ombre aux prévisions théoriques du logiciel pour les angles de 0°, 10° et 20° (fig. 4.6, 4.7, 4.8). Pour la bande de 200 Hz, la théorie nous donne des valeurs variant de -0,5 dB à 0,5 dB. Ces valeurs sont assez bien recoupées par notre expérience. Dans la bande de 250 Hz, la théorie veut que l'écran plein soit meilleur de près de 2,5 dB. Expérimentalement, nous trouvons une valeur légèrement inférieure (de l'ordre de 1 dB). Dans la bande de 315 Hz, la théorie nous donne des valeurs d'amplification du bruit de 4 dB alors que nous les mesurons à près de 1 dB. Dans la bande de 400 Hz, nous calculons une atténuation maximale de 7,5 dB alors que nous l'avons mesuré à 5 dB à 0° et à 0 dB à 10° et 20°. Dans la bande de 500 Hz, nous calculons une atténuation maximale de plus de 10 dB alors que nous la mesurons à 3 dB. Remarquons qu'à 400 Hz et 500 Hz, le logiciel calcule de très grandes atténuations mais les place sur une zone très petite de 15° de largeur. Pour les bandes de 630 Hz et 800 Hz, nous ne prévoyons aucune atténuation parce que nous sommes dans la première bande d'arrêt. Ces prédictions sont bonnes à 800 Hz mais ne montrent pas que l'atténuation augmente très légèrement avec l'angle à 800 Hz (1 dB).

Tous ces résultats comparatifs confirment la validité de la méthode expérimentale utilisée (section 3.3). On remarque aussi que la prise des résultats par bande de 1/3 d'octave et non par fréquence individuelle peut atténuer l'apport des effets maximums de faible largeur de bande. Pour cette raison, nos résultats sont moins flamboyant mais demeurent très réalistes.

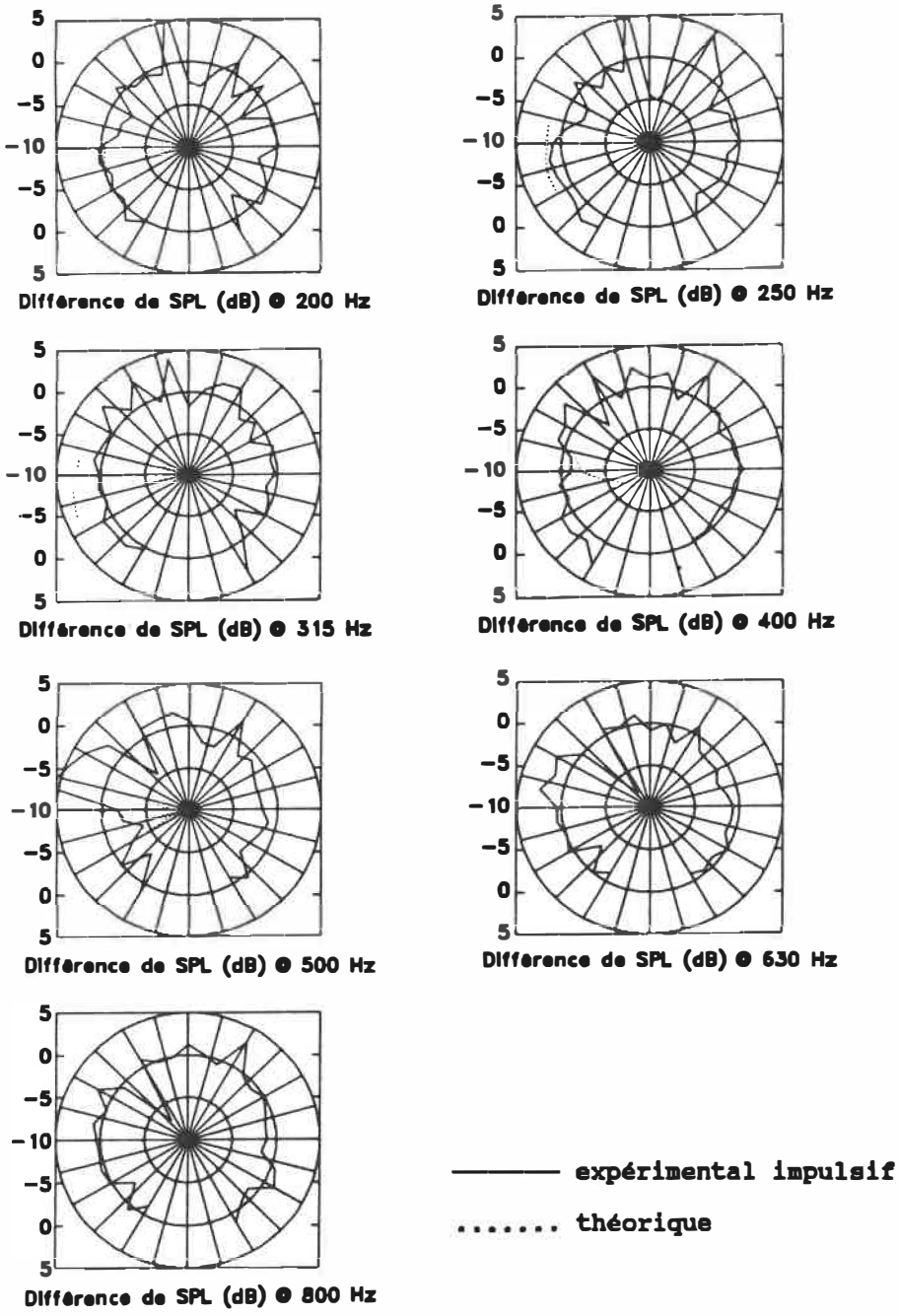


FIG. 4.6 Différence de diffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 0°.

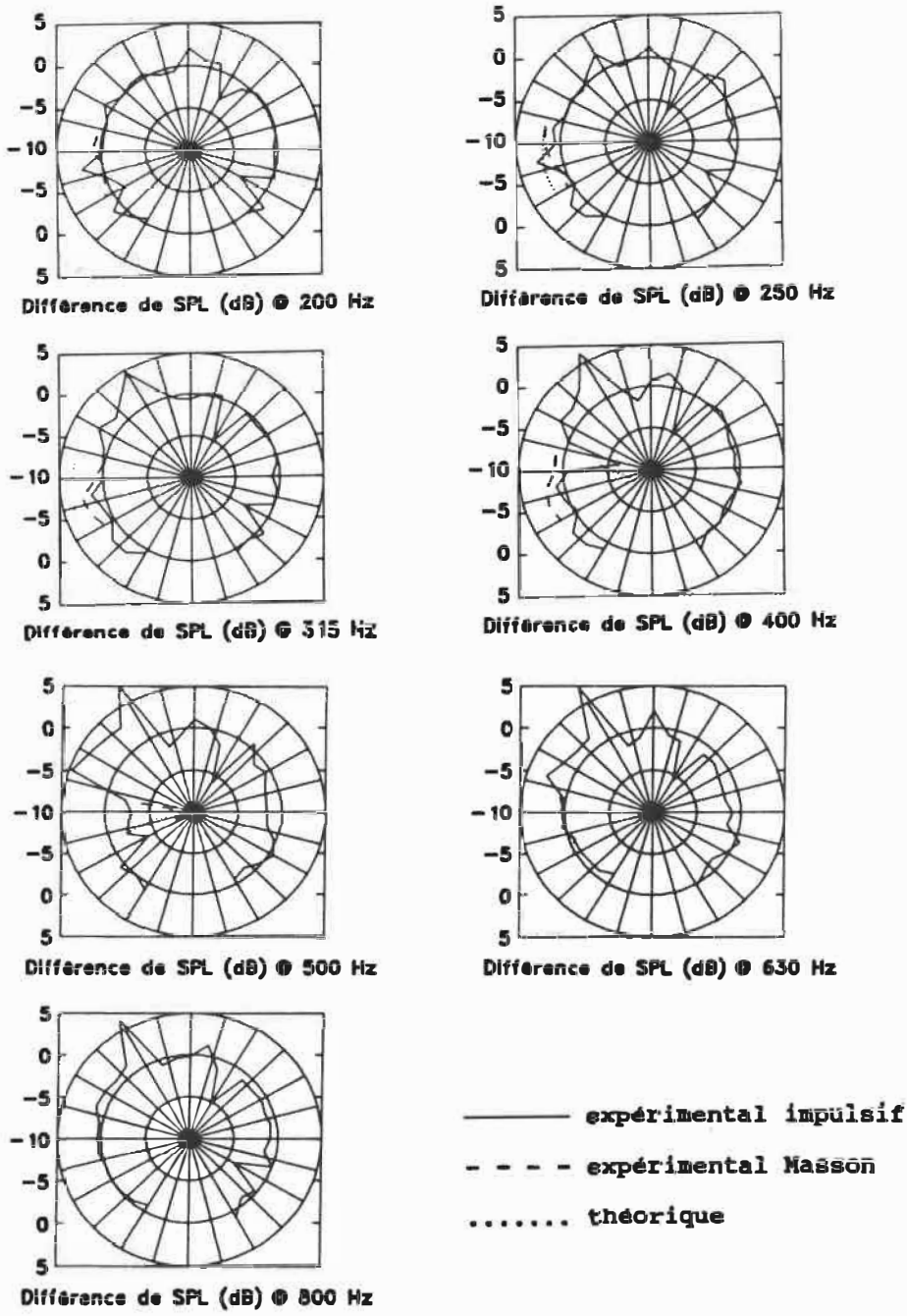


FIG. 4.7 Différence de diffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 10°.

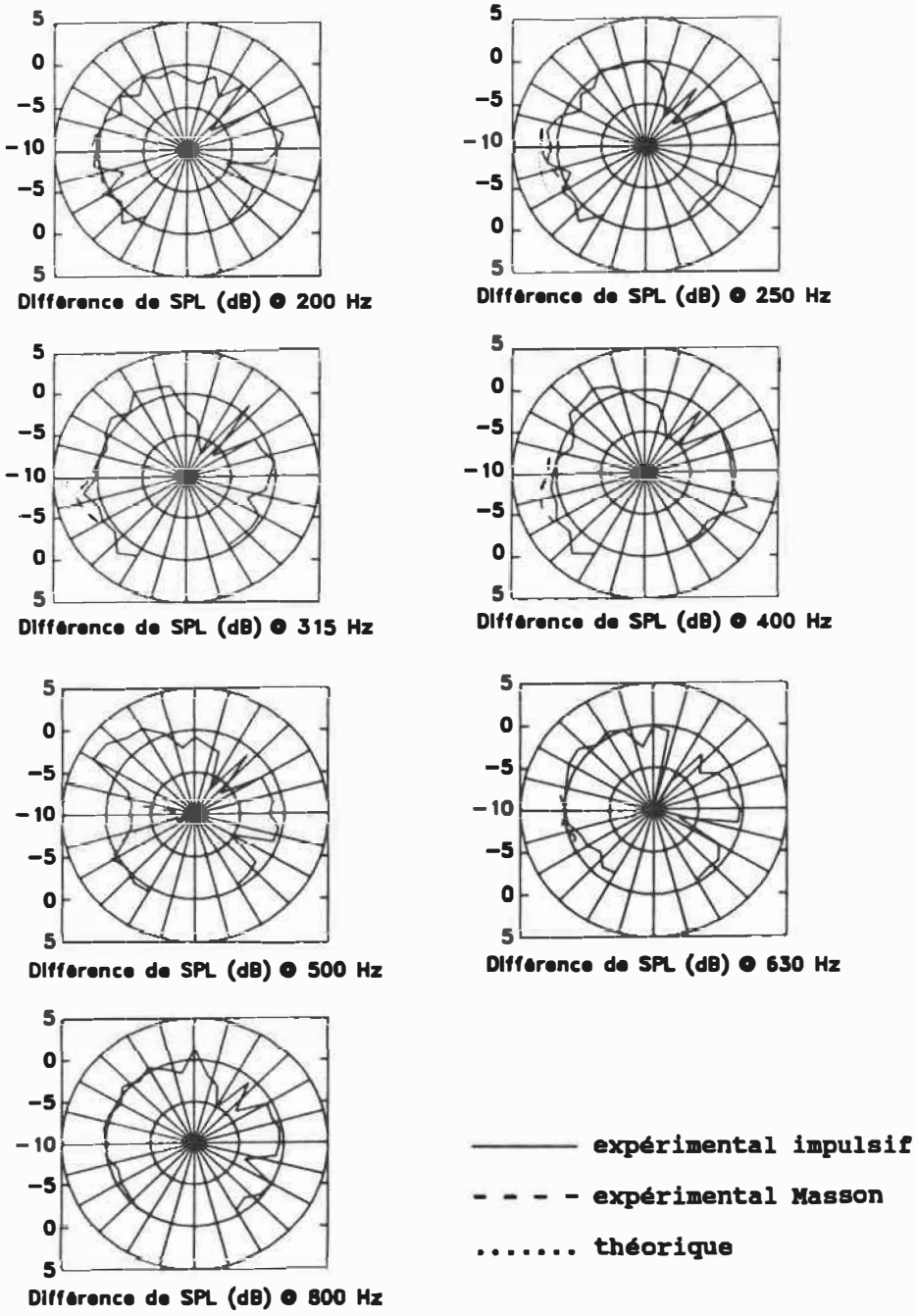


FIG. 4.8 Différence de diffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 20°.

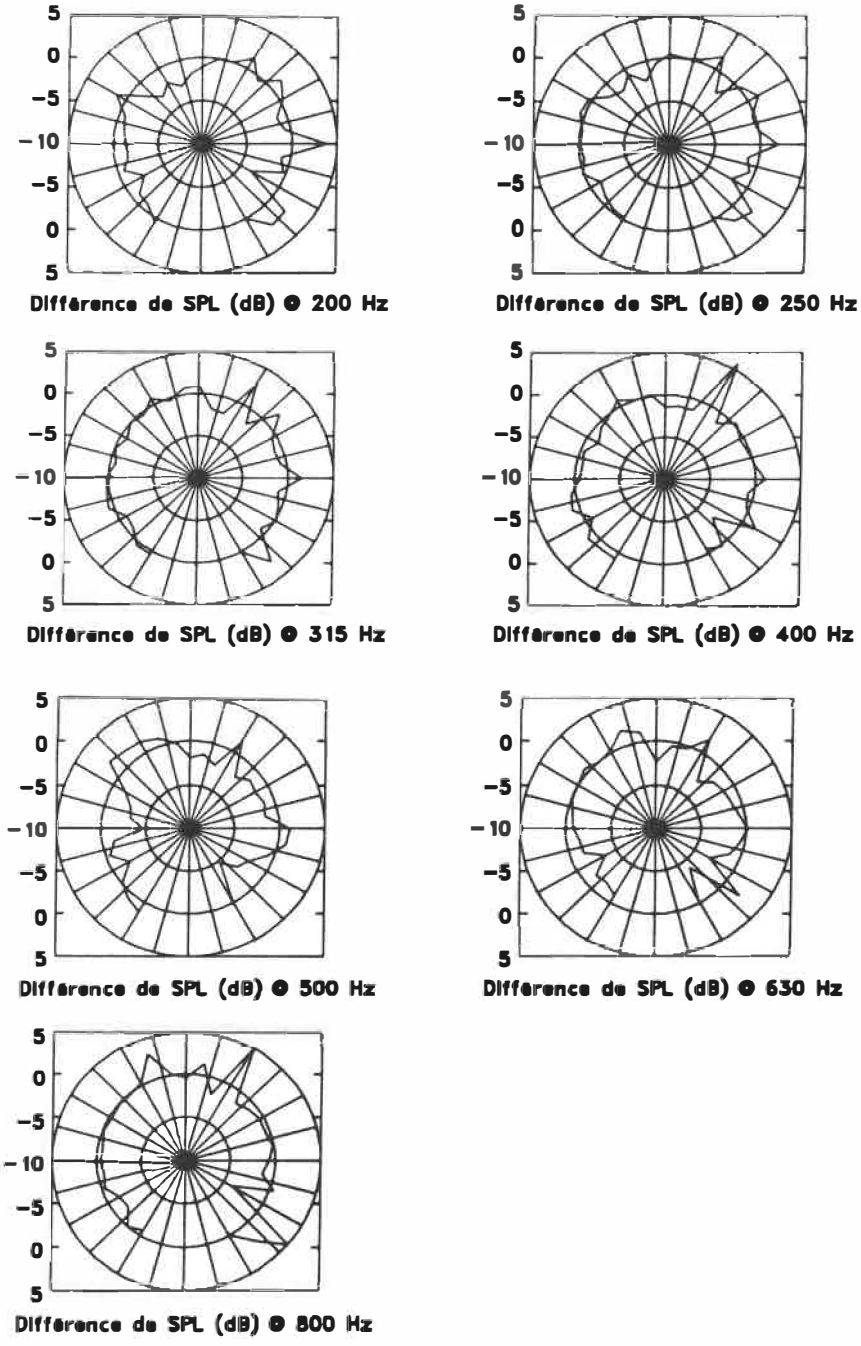


FIG. 4.9 Différence de diffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 30°.

2) Facteur de directivité en prodiffusion

Ce facteur de directivité tiré de la théorie de Lahlou [13] [14], a été mesuré pour la propagation d'ondes de façon oblique dans le guide. Son facteur compare un niveau de pression sonore rayonné par le guide et mesuré à $\theta = 0°$ à un autre mesuré à un angle de propagation θ différent. En prodiffusion, le facteur que nous avons mesuré considère l'addition de l'onde transmise par le guide d'ondes et de l'onde diffractée. Nous mesurons donc un facteur légèrement différent de celui de Lahlou mais quand même très comparable.

Certains résultats sont comparés avec des mesures cumulées par Lahlou. Il est important de noter qu'il n'a mesuré que l'onde réfractée par le guide d'ondes (la diffraction est éliminée) et qu'il a utilisé une source ponctuelle (mesure seulement en un point et non par un segment). Ses résultats sont comparés aux nôtres à 200 Hz, 315 Hz, 400 Hz et 500 Hz et représentés par une ligne pointillée sur les graphiques.

Nous remarquons sur les figures 4.10, 4.11, 4.12 et 4.13 que les résultats de Lahlou et les nôtres sont assez similaires. Ses résultats de 5° à 20° sont très stables et varient peu dans cet intervalle. Malheureusement, à partir

de 30° et plus, ses résultats varient beaucoup plus mais un manque d'espace au laboratoire ne nous a pas permis de les valider. Le facteur de directivité se situe toujours dans un intervalle entre 0,8 et 1,1 pour ces angles de propagation. Nous remarquons aussi que la partie centrale du guide semble posséder un facteur de directivité supérieur aux parties latérales au fur et à mesure qu'on augmente la fréquence.

Regardons les figures 4.10, 4.11, 4.12 et 4.13 pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure, c'est-à-dire, pour les bandes de 630 Hz et 800 Hz. A ces fréquences, si nous considérons un facteur de transmission à peu près nul dans le guide d'ondes nous ne calculons donc que le facteur de directivité de l'onde diffractée. Et, ce facteur est toujours supérieur à 0,95.

Nous remarquons donc que ce facteur semble très peu affecté par la variation de l'angle de propagation dans le guide d'ondes pour des angles assez faible ($\theta \leq 20°$). Les fréquences d'intérêt (coupure, d'accord et résonance) varient très peu en fonction de l'angle de propagation et donnent des facteurs de directivité assez constant.

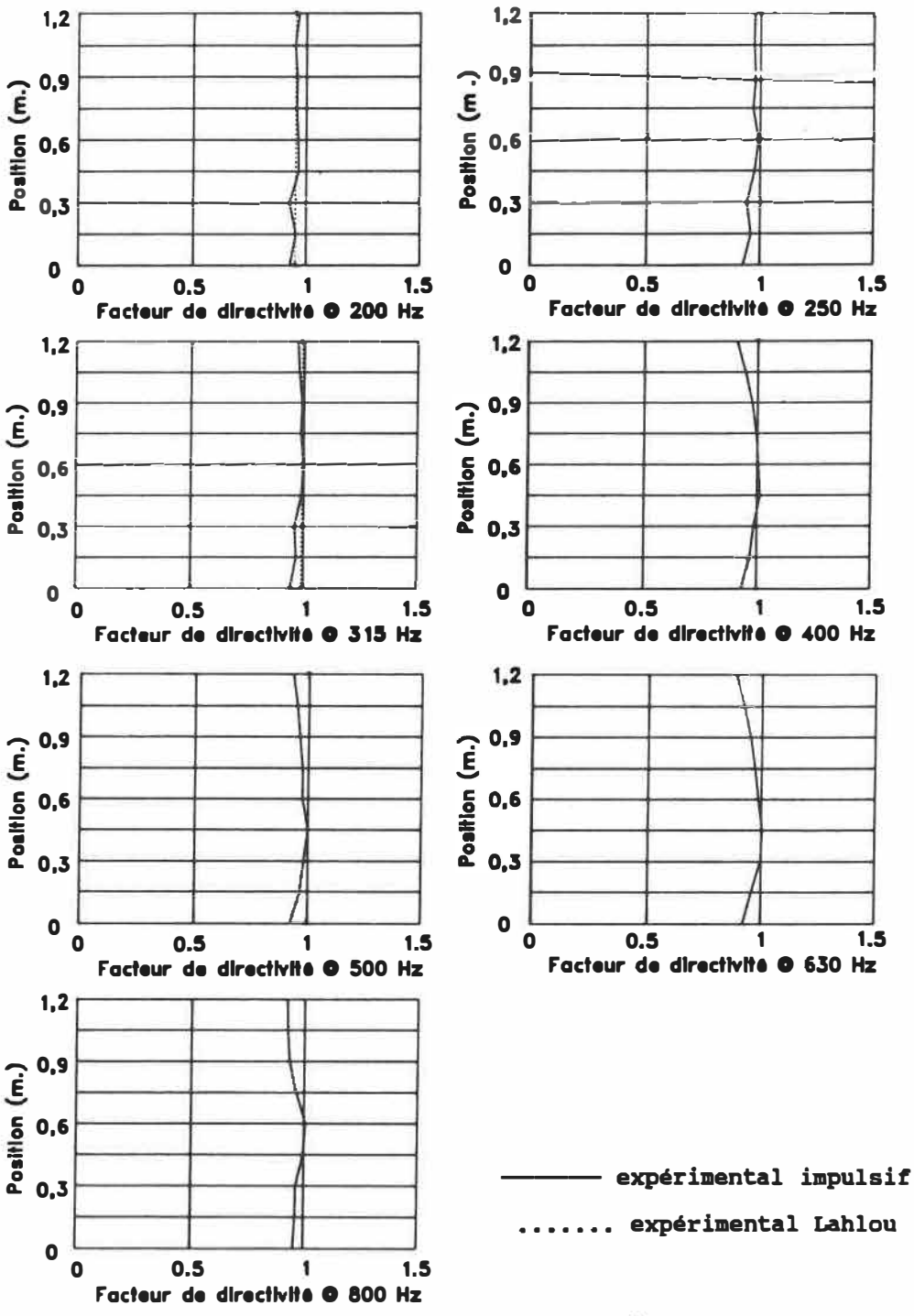


FIG. 4.10 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 5°).

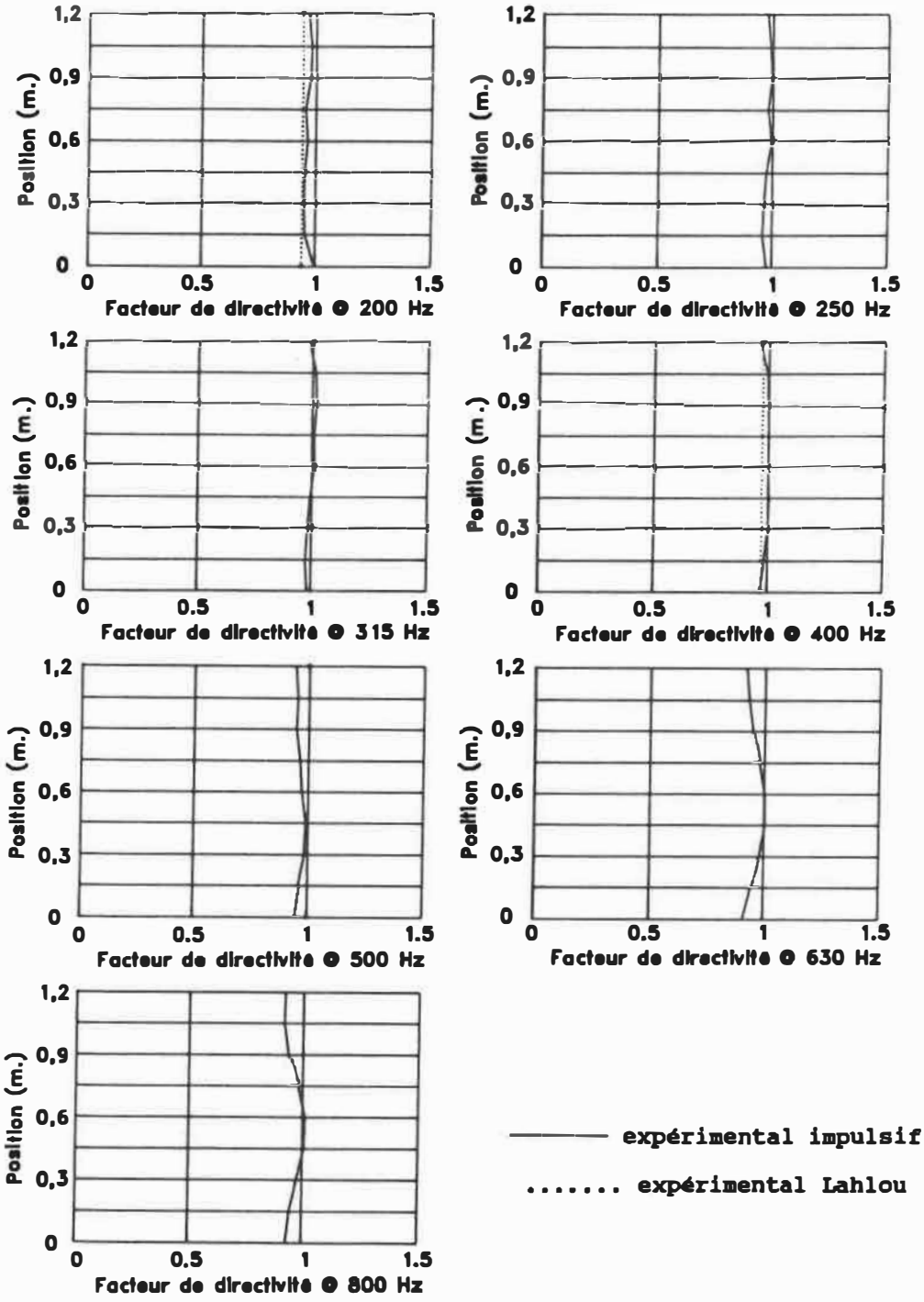


FIG. 4.11 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 10°).

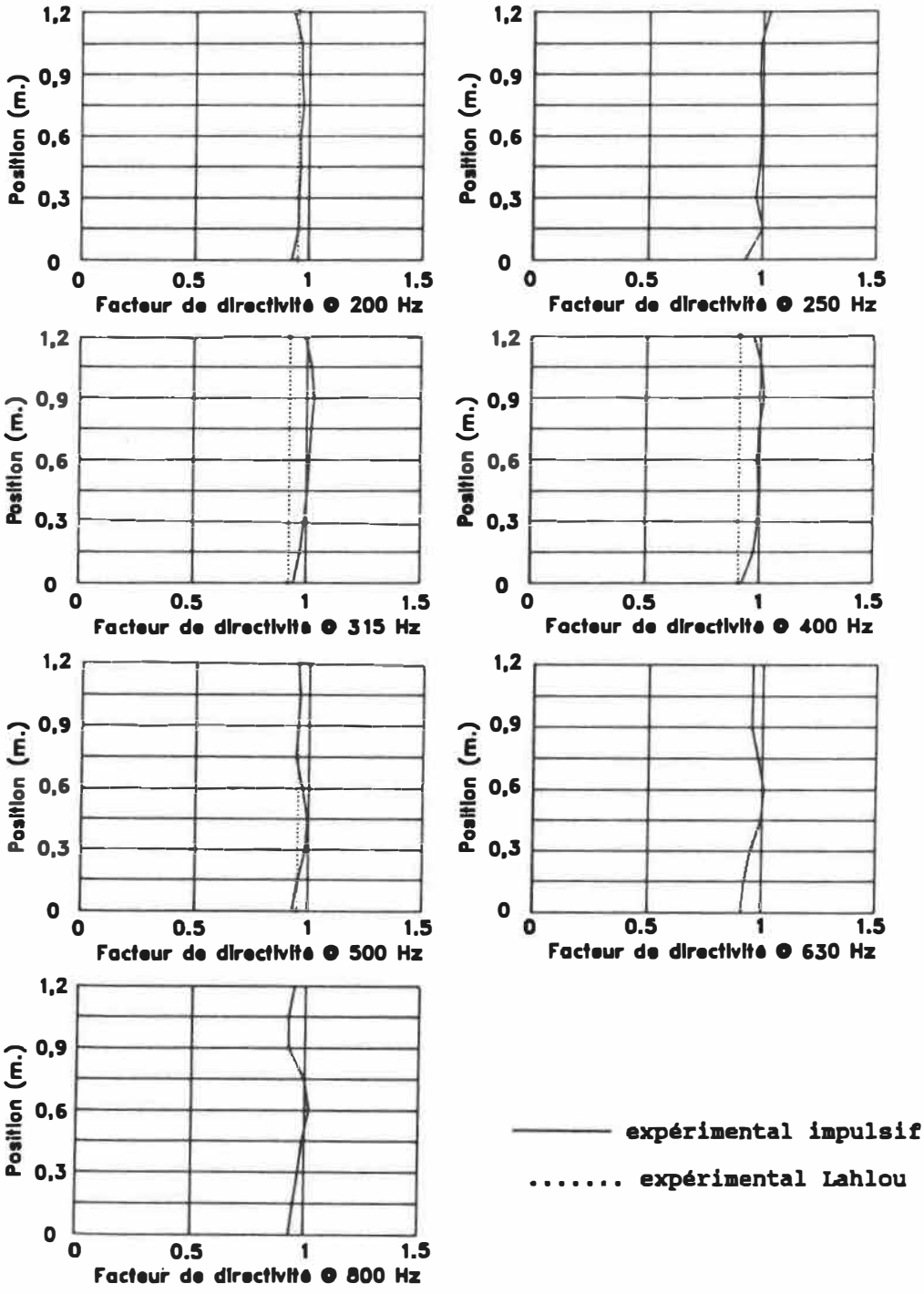


FIG. 4.12 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 15°).

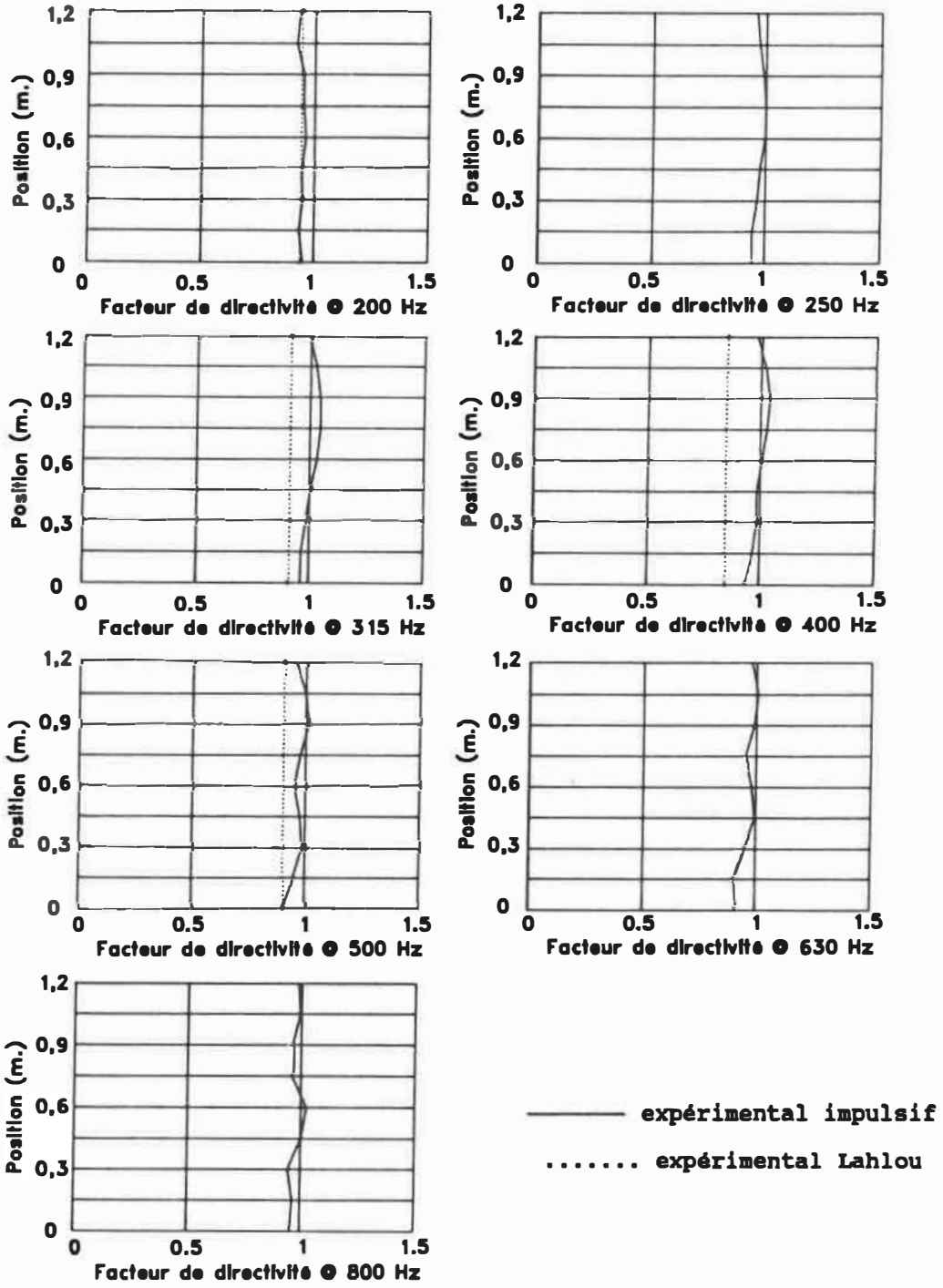


FIG. 4.13 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 20°).

3) Facteur de directivité en rétrodiffusion.

Ce facteur considère l'onde réfléchie par l'écran plein (réflexion spéculaire) , l'onde réfléchie par le guide d'ondes (réflexion diffuse) et l'onde diffusée par les arêtes libres de la structure. Il n'existe aucun résultat mesuré antérieurement ce qui élimine tout genre de comparaison.

Nous remarquons d'abord sur les figures 4.14, 4.15, 4.16 et 4.17 que la valeur de ce facteur de directivité en rétrodiffusion varie entre 0,8 et 1,2. Nous voyons aussi en général que le centre du guide possède un facteur de directivité supérieur à ses parties latérales. En plus, sur toutes les figures, il y a toujours une partie dont le facteur de directivité est supérieur à l'unité (amplification par rapport à $\theta = 0^{\circ}$).

Nous croyons que certaines réflexions spéculaires ne se produisent pas sur la surface immédiate de la laine de verre mais à une certaine profondeur dans le matériau (et peut-être même sur le bois formant la base de l'écran). A ce moment, étant donné que nous avons fixé la laine de verre sur le mur de bois et que ces panneaux ne formaient pas une surface parfaitement plane, nous croyons que certaines directions de réflexion seront prévilégiées (pour

chaque angle d'incidence de l'onde acoustique). Ces effets, quoique de faibles amplitudes pourraient expliquer en partie les régions d'amplification et les variations retrouvées sur les courbes.

De plus, nous croyons que la fente d'entrée du guide d'ondes qui diffuse une onde (réflexion diffuse) pourrait avoir un comportement de type Bragg. En effet, Sir Bragg développa un modèle électromagnétique (diffraction de rayon-X) de diffusion sur plusieurs plans parallèles qui créent des interférences supplémentaires. Ceci a pour résultat de produire des régions d'amplification et d'atténuation de grandes amplitudes qui varient selon l'angle d'incidence de l'onde.

Nous supposons que l'onde acoustique incidente est réfléchie sur plusieurs plans parallèles au plan de la fente d'entrée du guide. C'est-à-dire qu'une partie de l'énergie incidente est réfléchie directement à l'entrée du guide et que l'autre partie (onde transmise) pénètre dans le guide. Cette onde transmise arrive alors à un certain plan situé à une certaine profondeur (non loin de l'entrée) dans le guide et se réfléchira totalement ou en partie. L'énergie retransmise se propagera encore plus profondément dans le guide et, à un certain plan, se réfléchira,...
A tous ces plans de réflexion, il émergera de la fente

d'entrée du guide une onde diffuse qui possède sa propre amplitude et sa propre phase.

Nous pensons donc que des ondes sont réfléchies sur différents plans et, en considérent différents angles d'incidence, que plusieurs régions d'amplification et d'atténuation seraient formées à la suite de ces interférences. Ceci explique les variations observées sur les graphiques 4.14, 4.15, 4.16 et 4.17. Mais nous verrons à la section 4.1.5 où nous isolons l'effet de la fente et par le fait même la réflexion diffusée, que l'effet de Bragg est nettement plus observable qu'a cette section.

En ce qui concerne les fréquences importantes caractérisant le guide, elles ne semblent pas trop varier en fonction de l'angle d'incidence. A la fréquence de résonance (bande de 250 Hz), d'accord (bande de 315 Hz) et de coupure (bande de 630 Hz), toutes les courbes semblent indépendantes de l'angle de propagation, ce qui nous donne des facteurs de directivité assez constants.

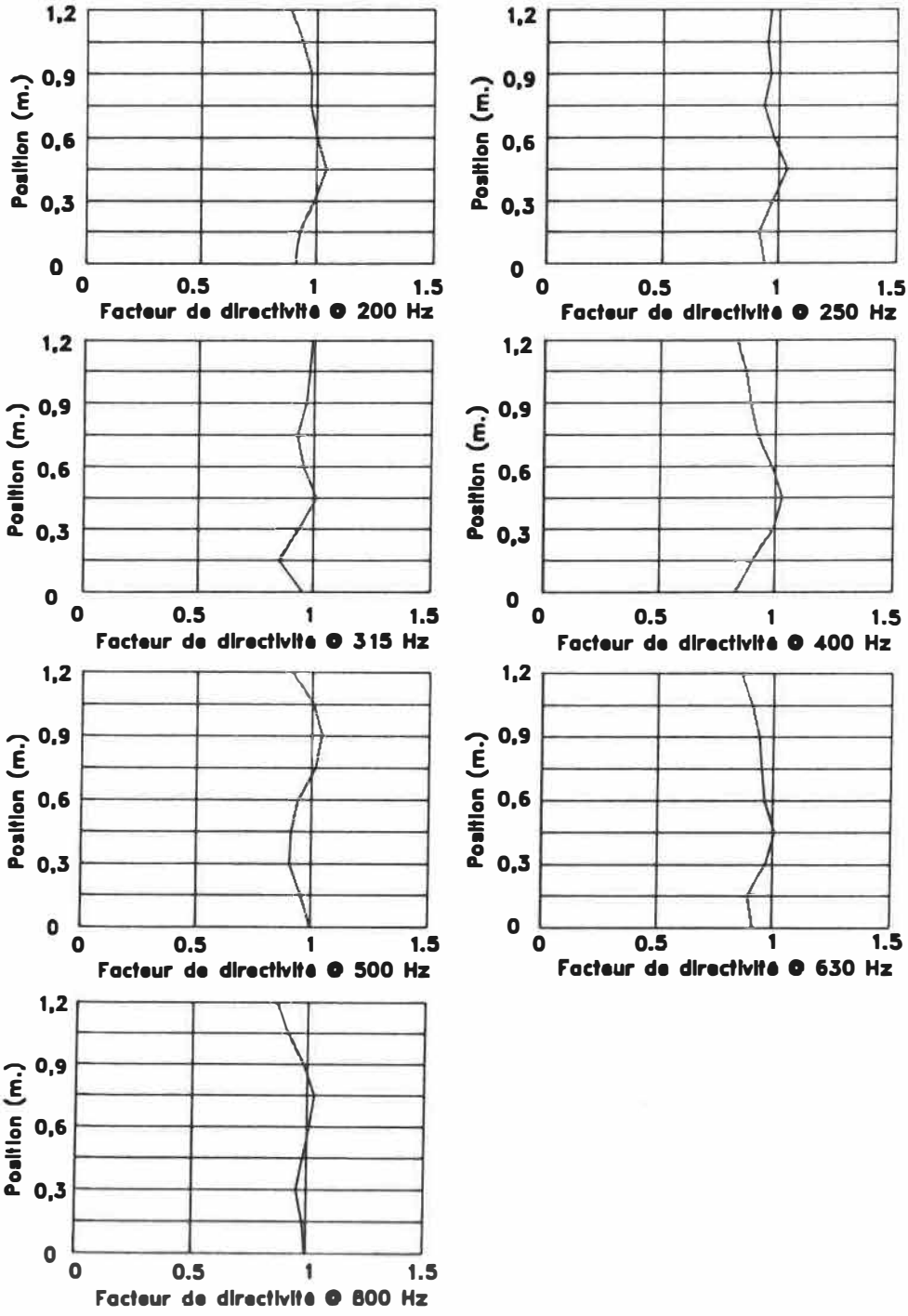


FIG. 4.14 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 5°).

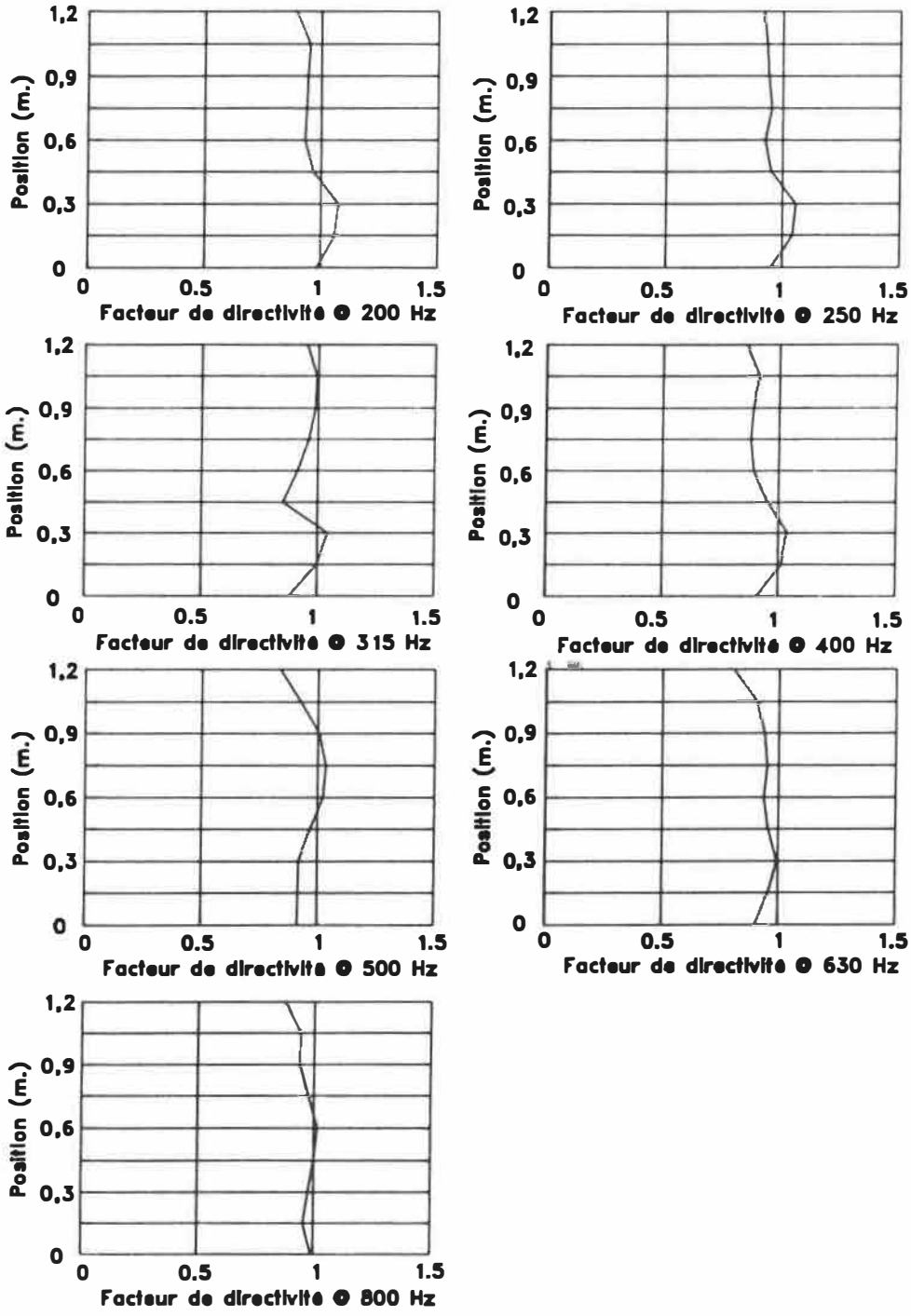


FIG. 4.15 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 10°).

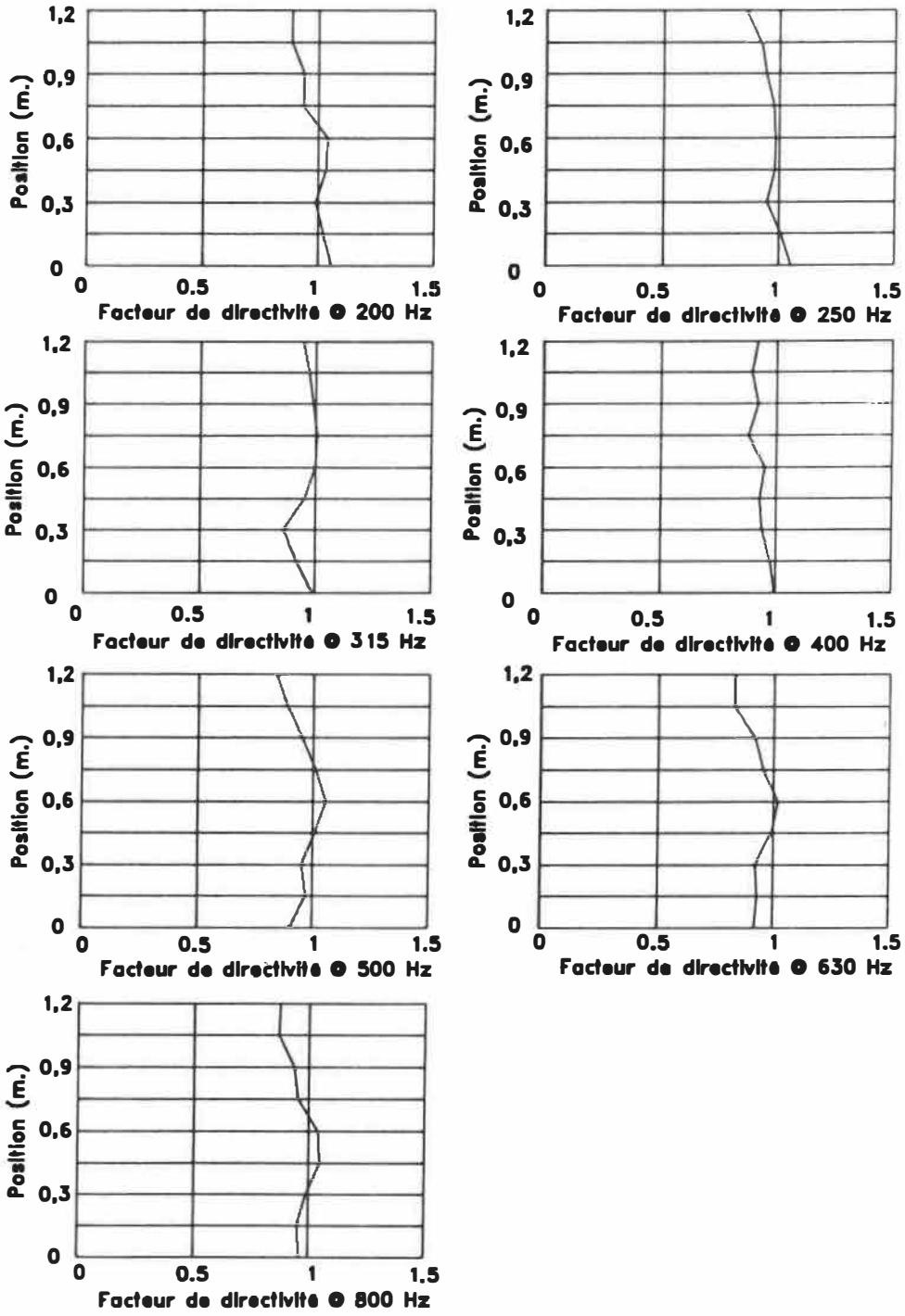


FIG. 4.16 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 15°).

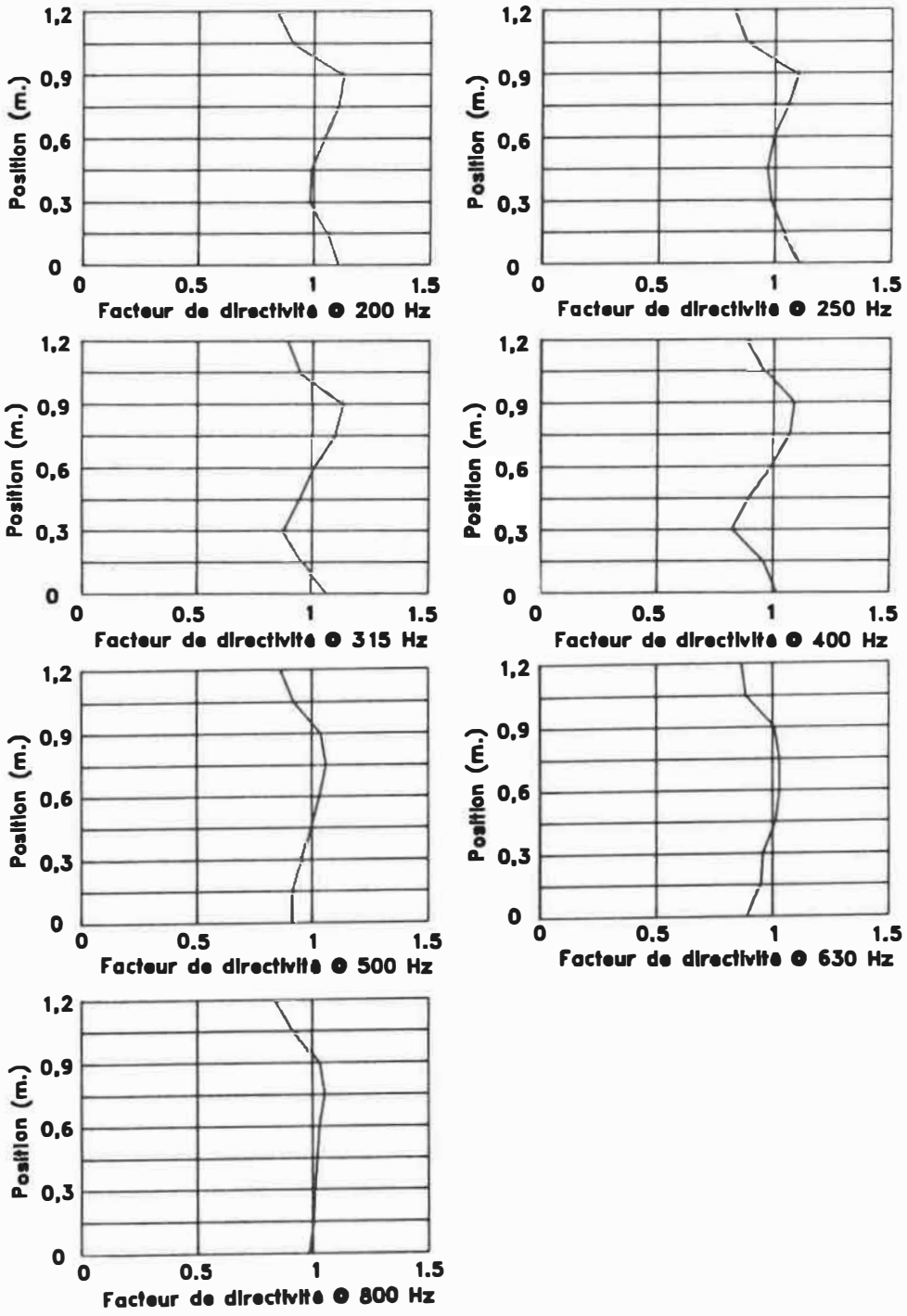


FIG. 4.17 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide simple (Source à 20°).

4) Différence de prodiffusion en incidence oblique.

Cette série de graphiques (figures 4.18, 4.19, 4.20, 4.21 et 4.22) nous représente la soustraction du niveau de pression sonore prodiffusé par un écran ajouré déphaseur par rapport au niveau de pression sonore prodiffusé par un écran plein de même hauteur. Donc, les résultats négatifs démontrent une plus grande efficacité de l'écran ajouré. Nous mettons ainsi en valeur, une atténuation additionnelle (en dB) que pourrait apporter le guide d'ondes quand il s'y propage des ondes avec une certaine obliquité dans le plan parallèle aux deux fentes et les traversant . Ces figures nous aideront surtout à voir les variations dans la répartition énergétique spatiale en fonction des différents angles d'incidence pour chaque bande de 1/3 d'octave considérée.

Rappelons-nous d'abord (fig. 4.18, 4.19, 4.20, 4.21 et 4.22) que la première bande d'arrêt se situe dans nos bandes de 630 Hz et 800 Hz. Pour ces bandes de 1/3 d'octave, il ne devrait pas y avoir de différence, c'est-à-dire que la courbe devrait être très près de zéro. Expérimentalement, nous trouvons que cette courbe à une valeur à peu près égale à 0 dB pour tous les angles d'incidence étudiés. Quelques valeurs s'écartent un peu, en fait, nos valeurs vont de -0,5 dB à 1 dB. Ceci peut démontrer un peu la

grandeur des erreurs expérimentales en jeu impliquant la méthode impulsionnelle utilisée.

Nous remarquons des petites fluctuations dans les différences des niveaux de pression sonore dans les bandes de 200 Hz et de 250 Hz (résonance). Nous croyons que la résonance de type "Helmoltz" des cavités du guide d'ondes peut créer des zones d'amplification du niveau de pression (très locales) qui varient sur un même segment.

Généralement, nous remarquons une certaine tendance qui revient pour tous les angles de propagation. Dans la bande de 200 Hz et dans la bande de 250 Hz (fréquence de résonance), l'écran plein est plus efficace et son efficacité est indépendante de l'angle d'incidence. Dans la bande de 315 Hz, les deux types d'écran s'équivalent pour tous les angles. Dans la bande de 400 Hz, l'écran ajouré déphaseur est légèrement plus efficace et son efficacité est indépendante de l'angle d'incidence. Dans la bande de 500 Hz, l'écran ajouré déphaseur est nettement plus efficace et son efficacité augmente avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Dans les bandes de 630 Hz et 800 Hz, les 2 systèmes sont équivalents et ne varient pas en fonction de l'angle d'incidence.

Nous concluons donc, aux fréquences de résonance (bande de 250 Hz), d'accord (bande de 500 Hz) et de coupure (bande de 630 Hz), que les facteurs de transmission sont presque constants. En plus, nous remarquons que ces fréquences typiques ne changent pas avec l'obliquité de la source par rapport au plan des fentes.

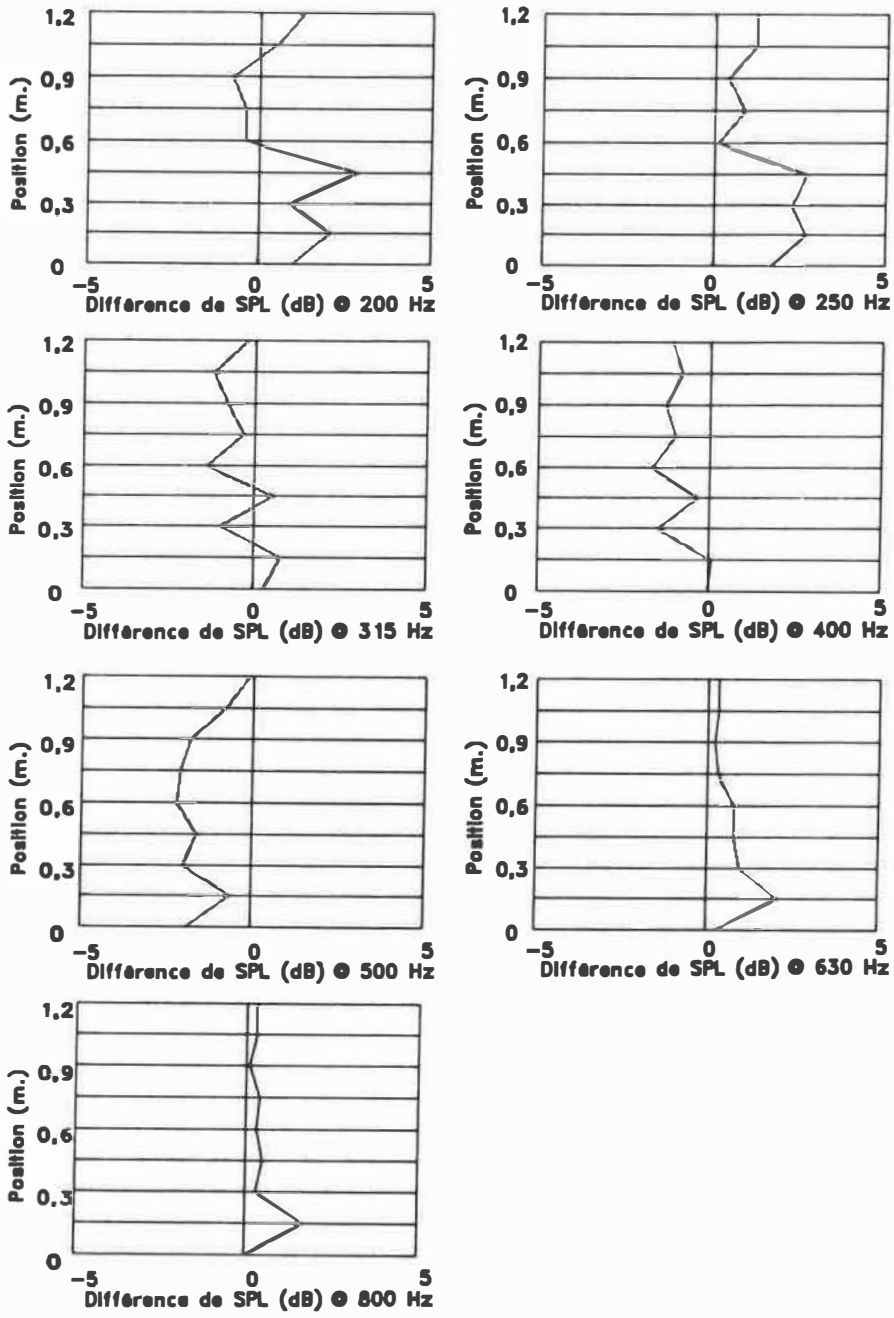


FIG. 4.18 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 0°.

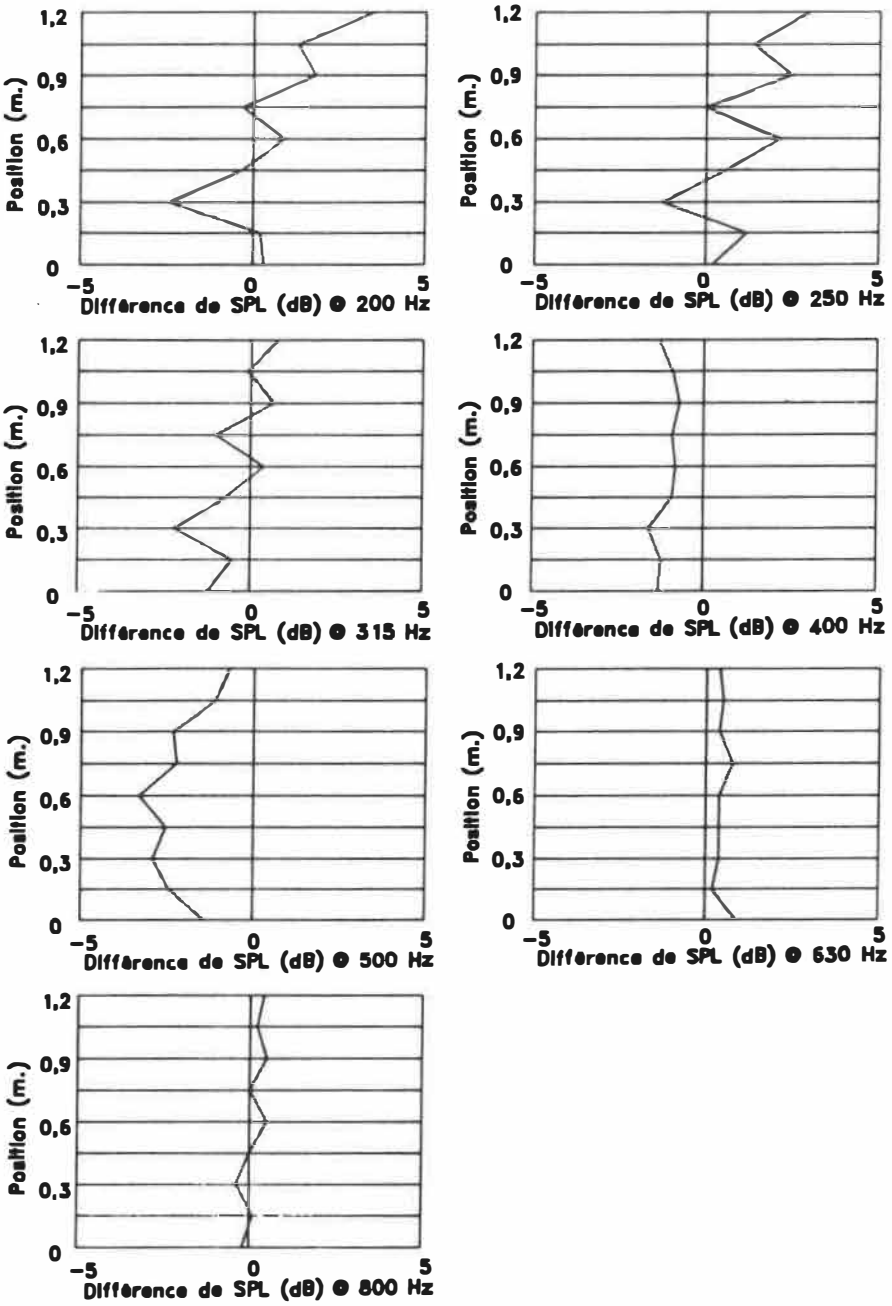


FIG. 4.19 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 5°.

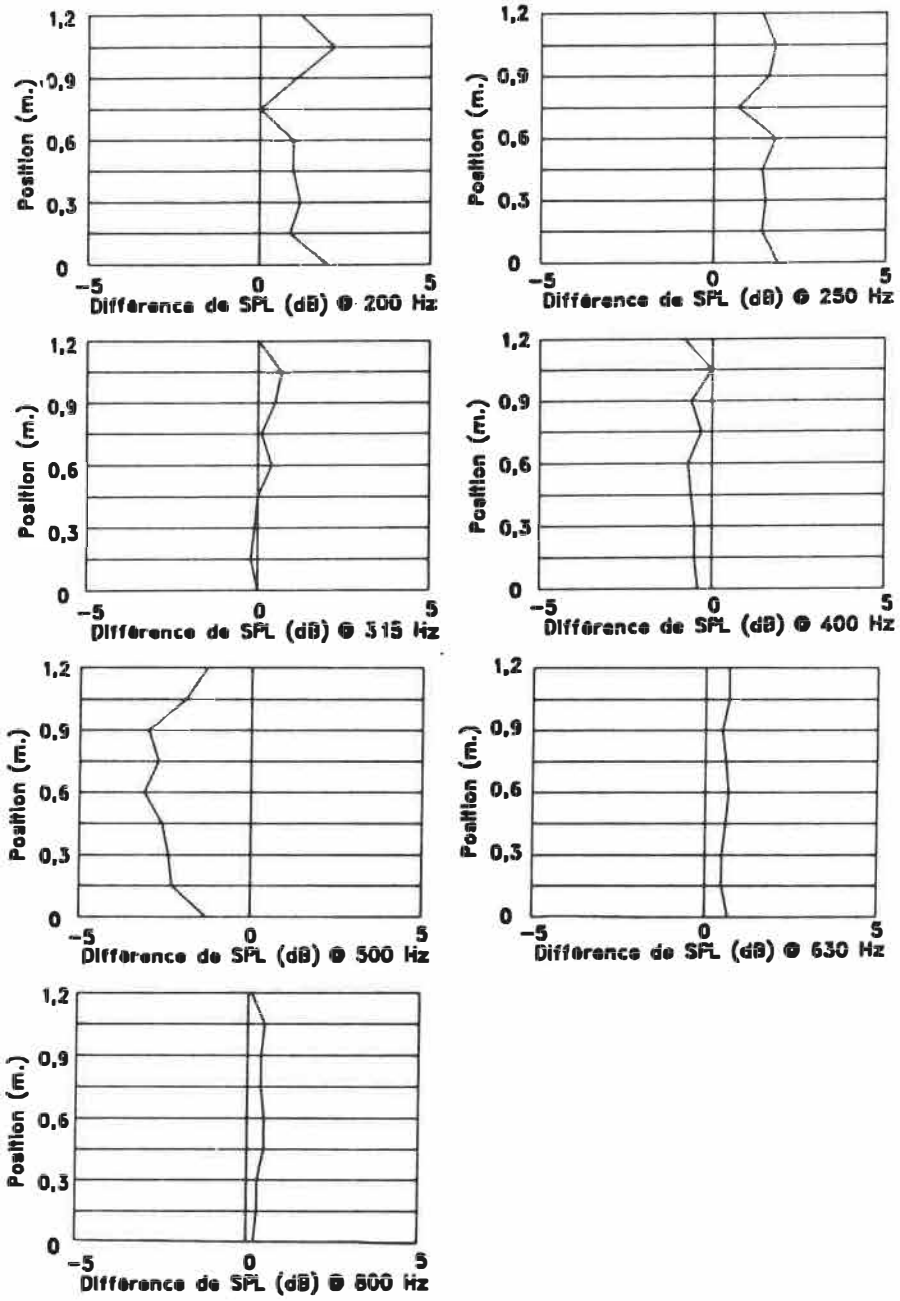


FIG. 4.20 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 10°.

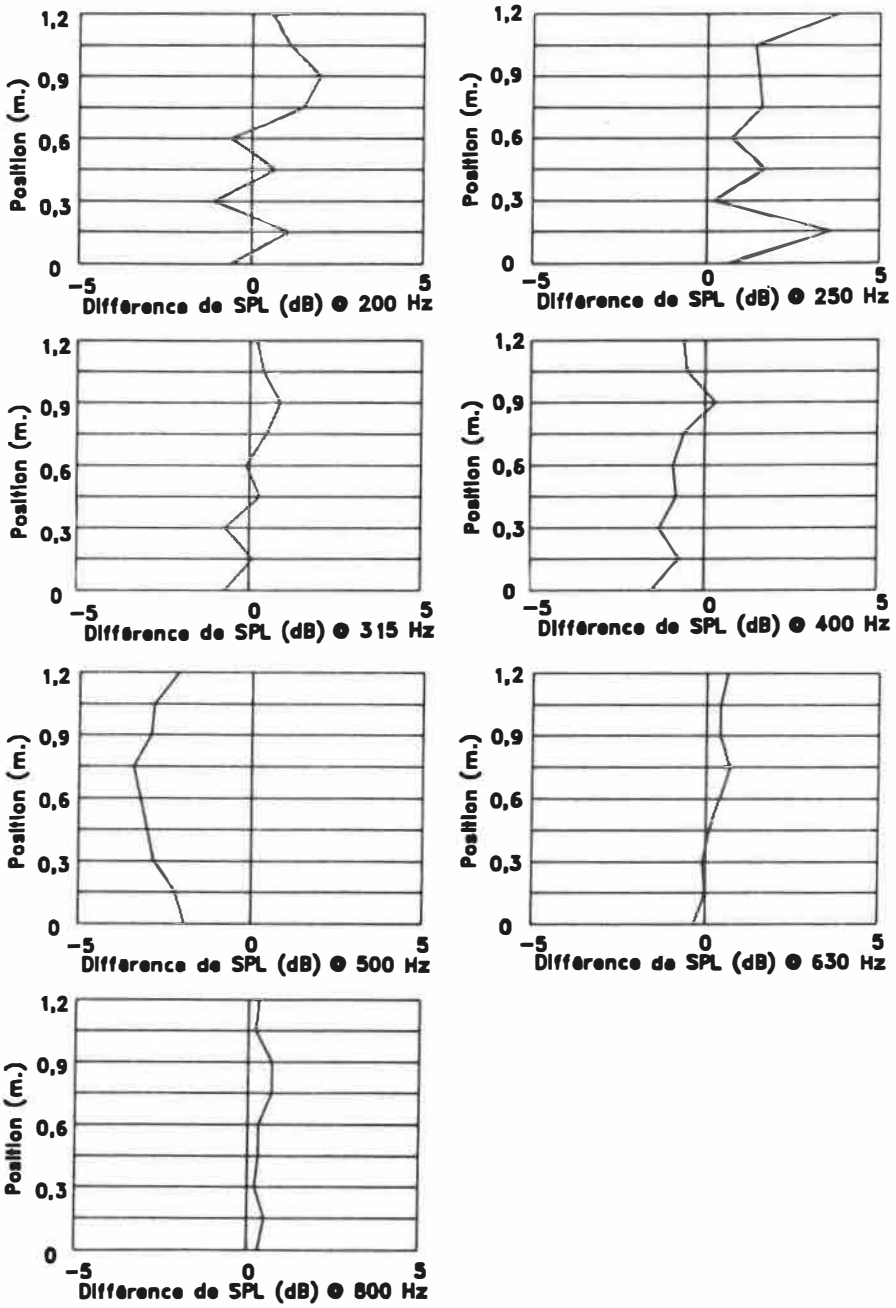


FIG. 4.21 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 15°.

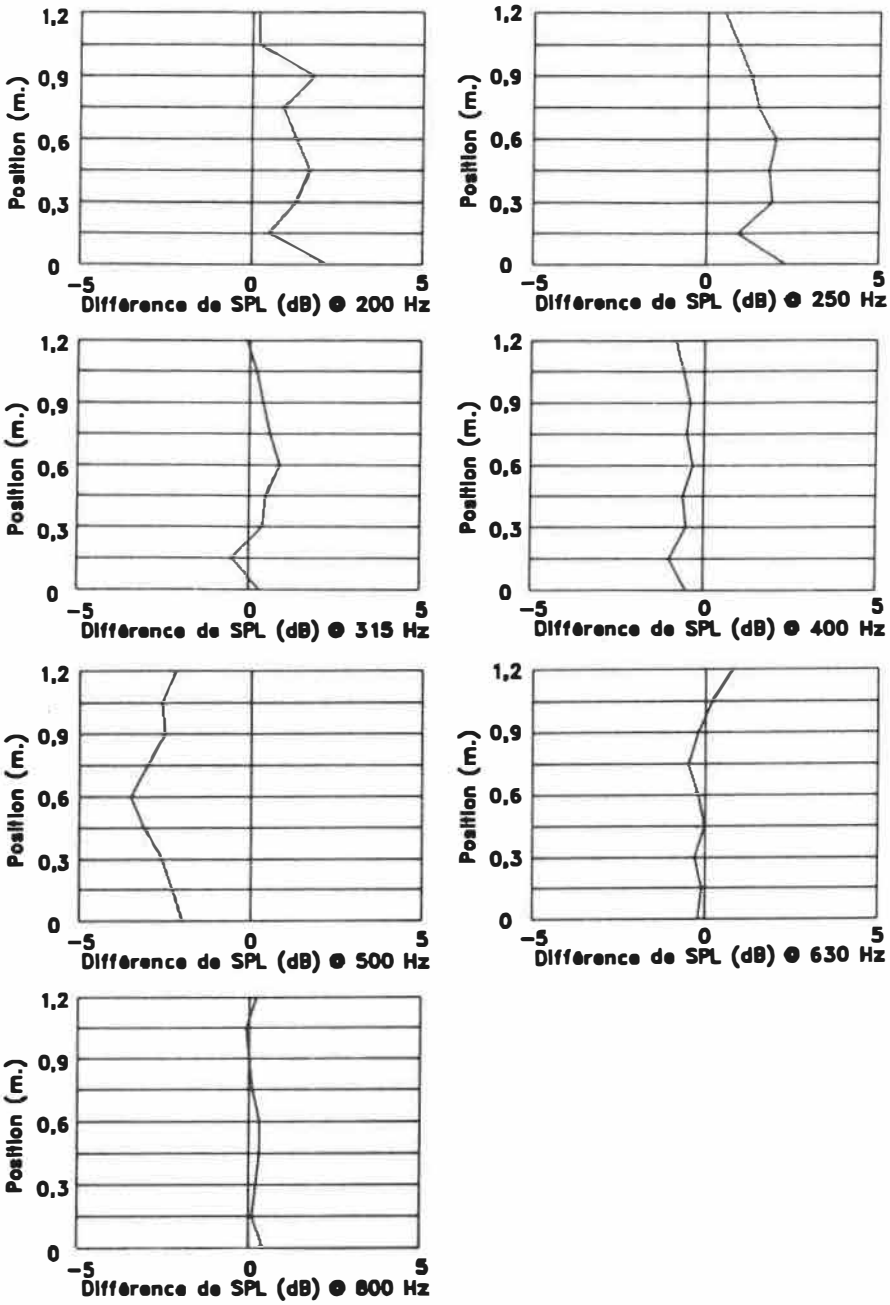


FIG. 4.22 Différence de prodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 20°.

5) Différence de rétrodiffusion en incidence oblique.

Cette série (figures 4.23, 4.24, 4.25, 4.26 et 4.27) fait une analyse similaire à la dernière (section 4.1.4) avec la différence que nous étudions cette fois la rétrodiffusion du système. On soustrait les niveaux sonores diffusés par le système réactif à ceux diffusés par l'écran plein pour mettre en évidence la contribution (en dB) apportée par le rayonnement de l'entrée du guide d'ondes (réflexion diffuse). Ces figures nous aideront surtout à voir les variations dans la répartition énergétique en fonction des différents angles d'incidence pour chaque bande de 1/3 d'octave considérée.

Nous remarquerons sur les figures 4.24 à 4.27 que l'effet de Bragg (variations très localisées des niveaux de pression sonore) discuté à la section 4.1.3 apparaît très sérieusement à mesure que nous augmentons l'angle d'incidence de l'onde acoustique sur le guide d'ondes.

Dans la bande de 200 Hz, nous notons que les niveaux moyens de pression acoustique sont de -0,5 dB et qu'ils varient en fonction de l'angle d'incidence. Les effets de Bragg sont observés dès les petits angles d'incidence et augmentent avec l'angle. Dans la bande de 250 Hz, les

niveaux moyens sont de -2 dB et varient avec l'angle d'incidence. Les effets de Bragg sont faibles sauf à un angle d'incidence de 20°. Dans la bande de 315 Hz, les niveaux moyens sont de -2 dB et ils dépendent de l'angle d'incidence. Les effets de Bragg apparaîssent très tôt et augmentent avec l'angle d'incidence. Dans la bande de 400 Hz, les niveaux moyens sont de 0 dB et varient en fonction de l'angle d'incidence. Les effets de Bragg augmentent avec l'angle d'incidence. Dans la bande de 500 Hz, les niveaux moyens sont de -2,5 dB et diminuent légèrement avec l'angle d'incidence. Les effets de Bragg sont faibles sauf à un angle de 20°. Dans la bande de 630 Hz, les niveaux moyens sont de -2 dB et semblent varier en fonction de l'angle d'incidence. Les effets de Bragg augmentent avec l'angle d'incidence. Dans la bande de 800 Hz, les niveaux moyens sont de -0,5 dB et varient peu en fonction de l'angle d'incidence. Les effets de Bragg augmentent aussi avec l'angle d'incidence.

On note finalement que les fréquences de coupure, d'accord et de résonance ne dépendent pas de l'angle d'incidence dans ce plan de mesure. Nous remarquons aussi que les effets de Bragg sont très forts pour les angles d'incidence de 15° et 20°.

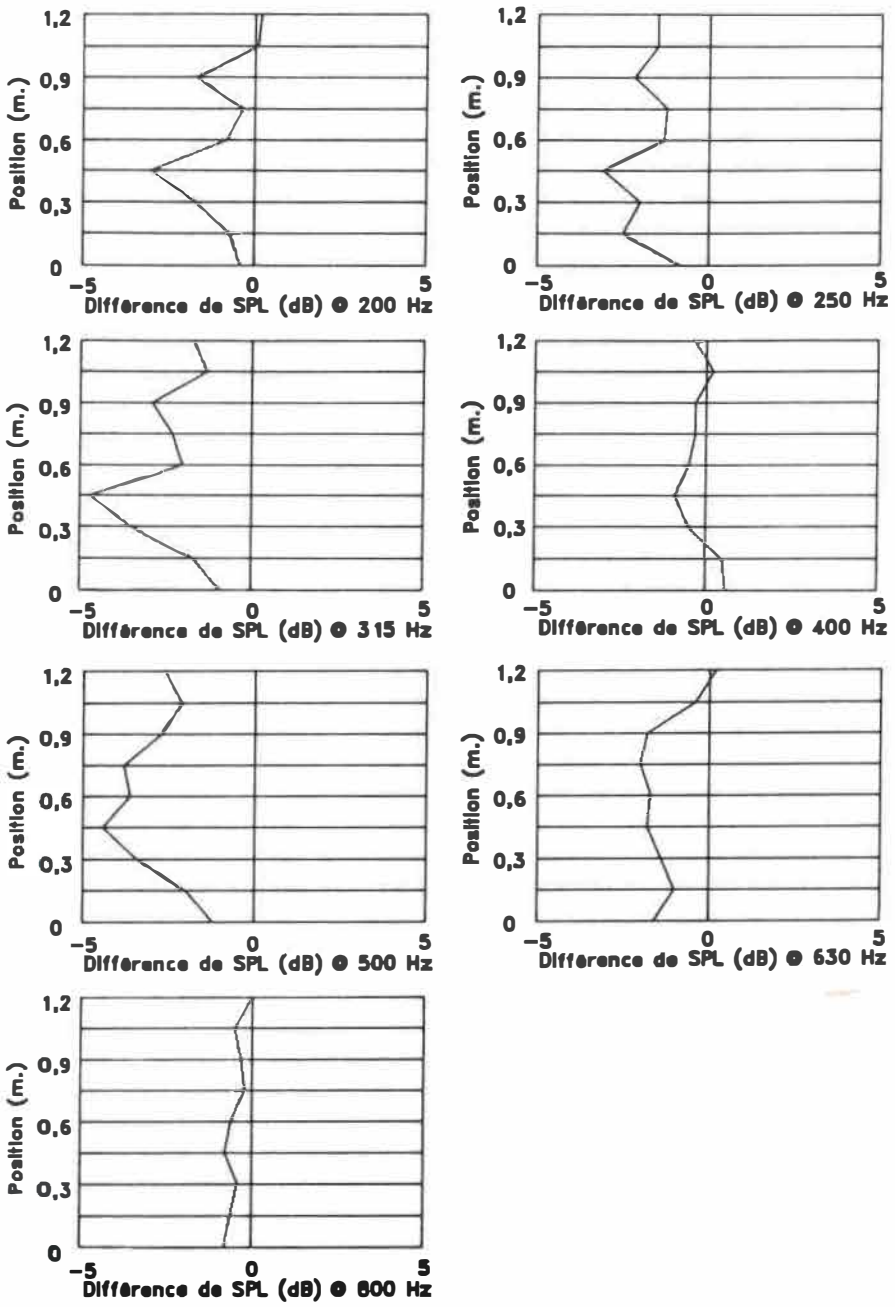


FIG. 4.23 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 0°.

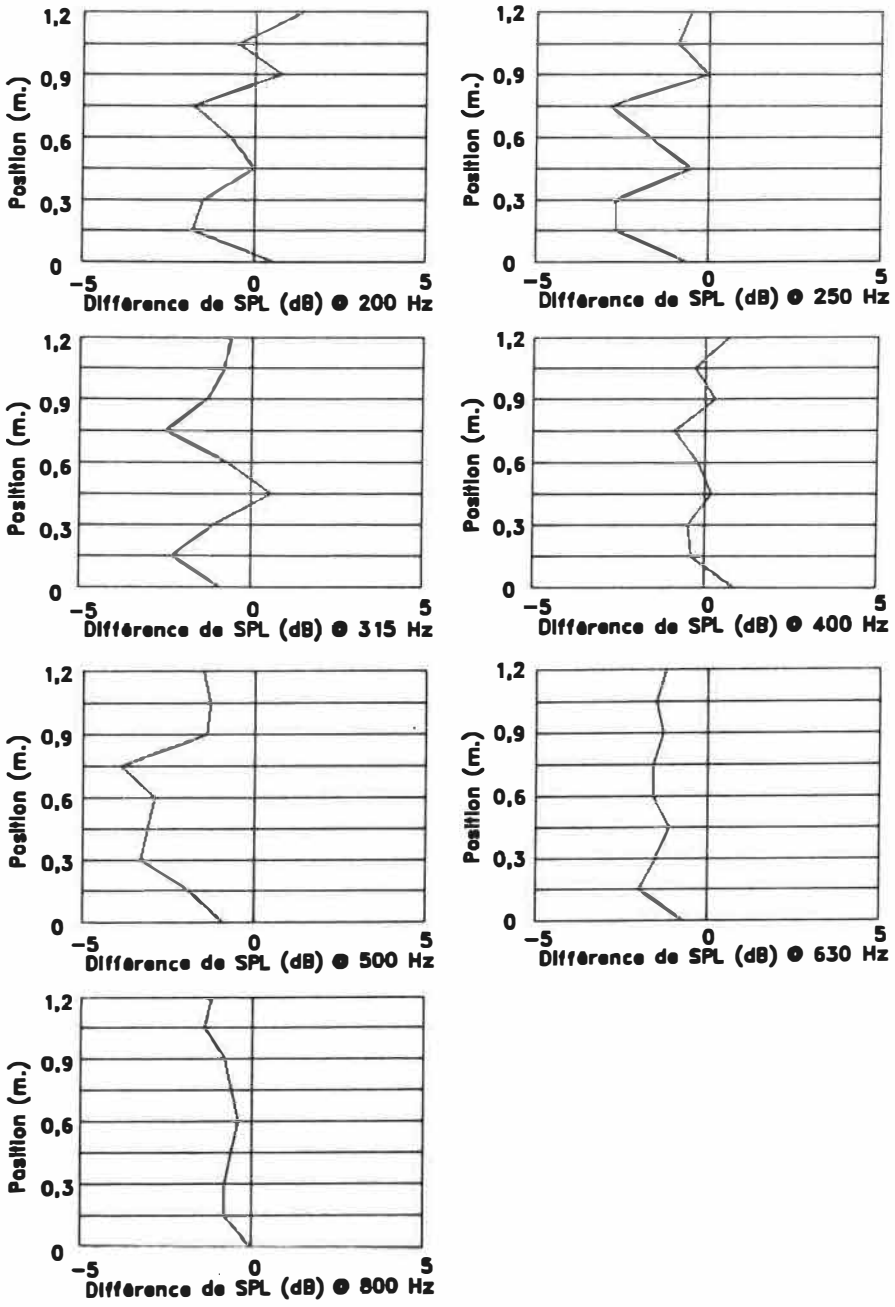


FIG. 4.24 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 5°.

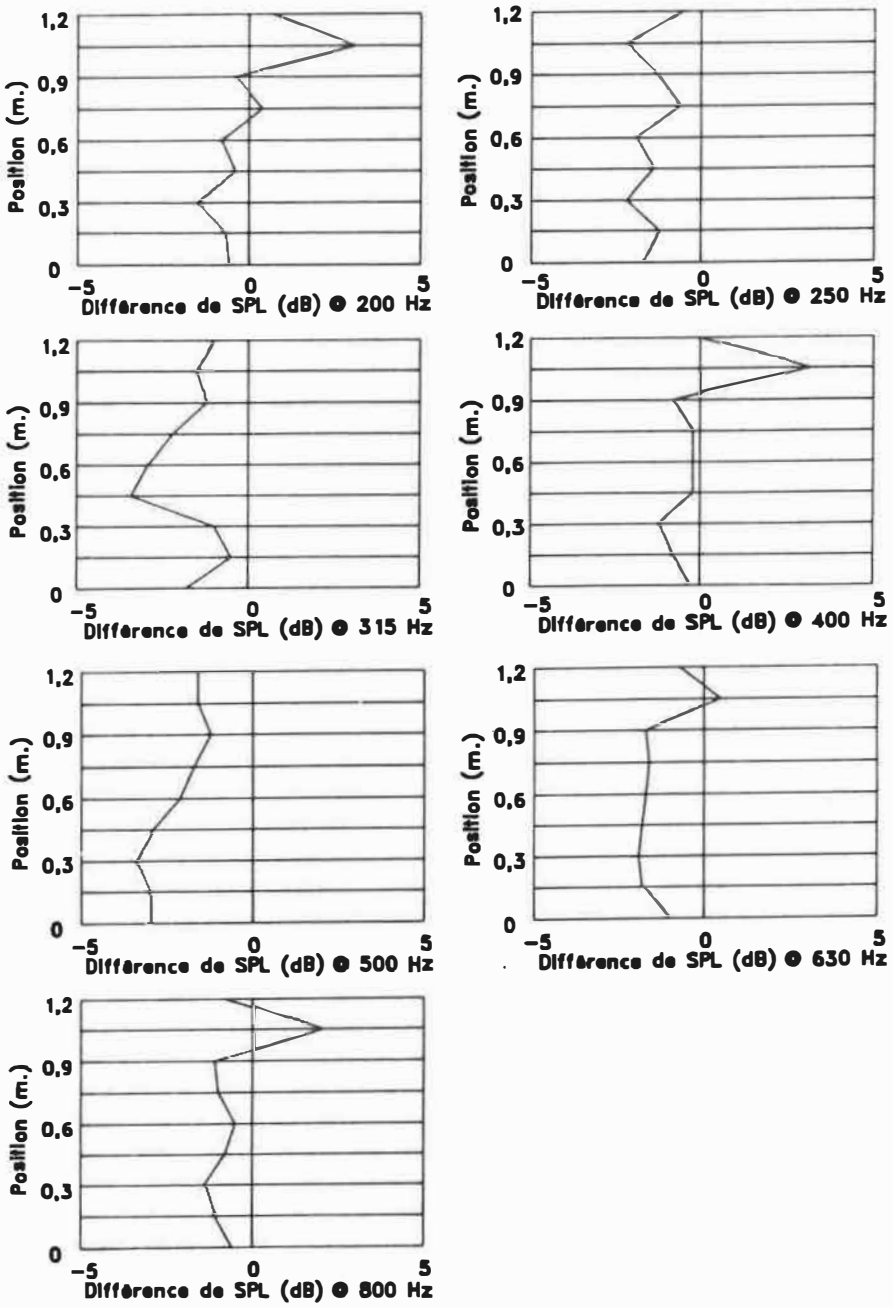


FIG. 4.25 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 10°.

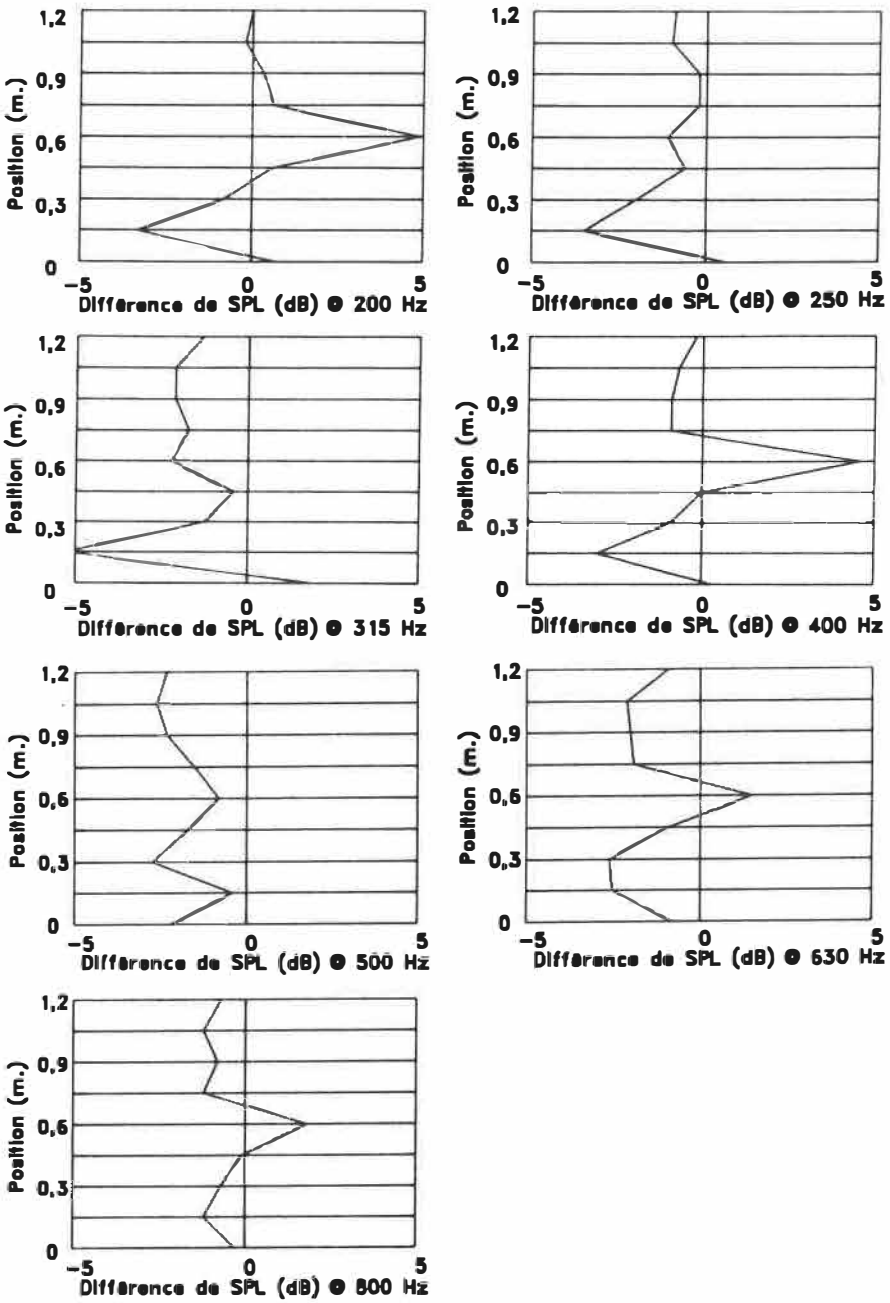


FIG. 4.26 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 15°.

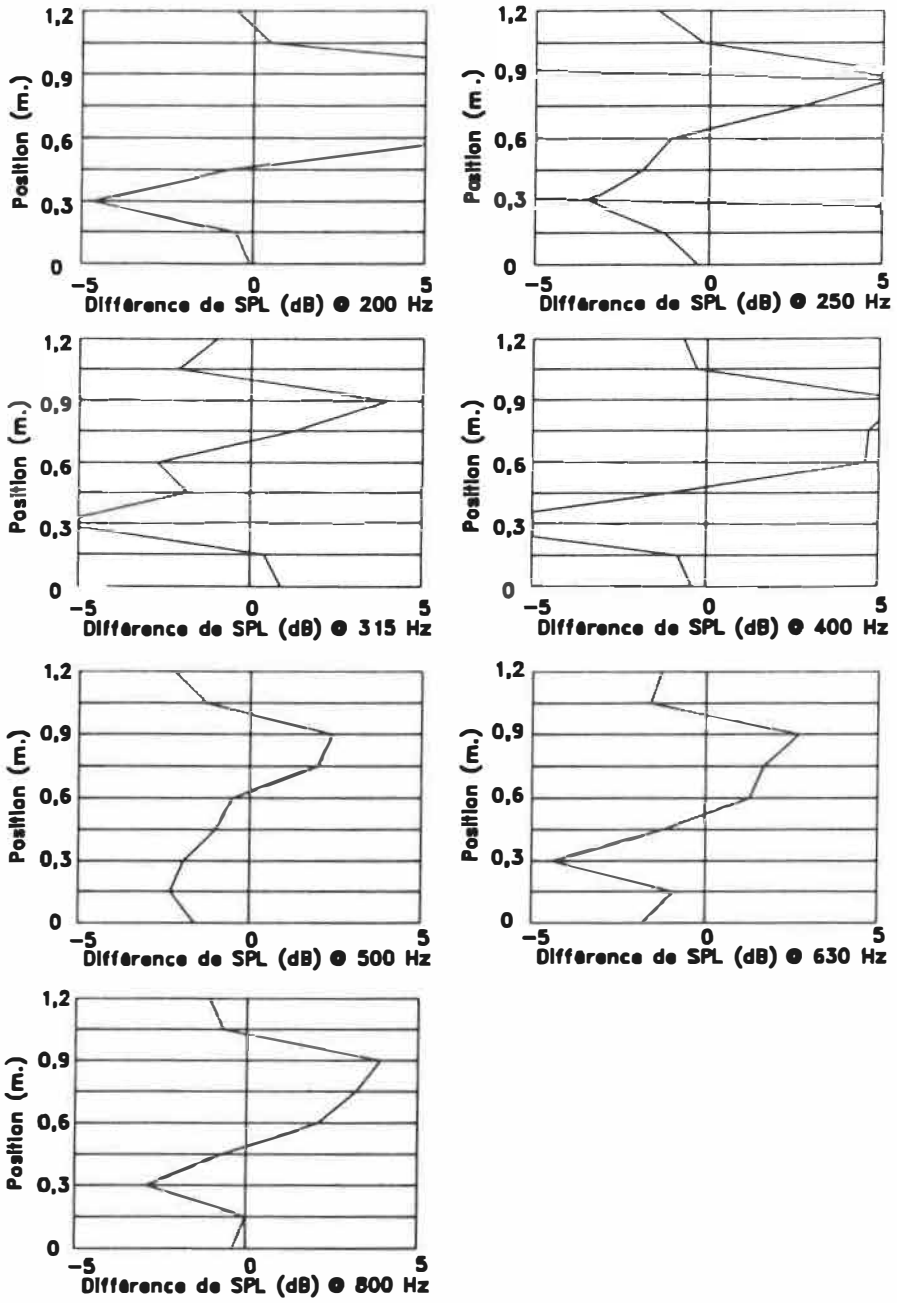


FIG. 4.27 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide simple-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 20°.

4.2 Ecran ajouré avec guide à chambre d'expansion

Rappelons-nous la géométrie de ce guide d'ondes formé de deux demi-guides asymétriques reliés entre eux par une chambre d'expansion absorbante (fig. 4.28).

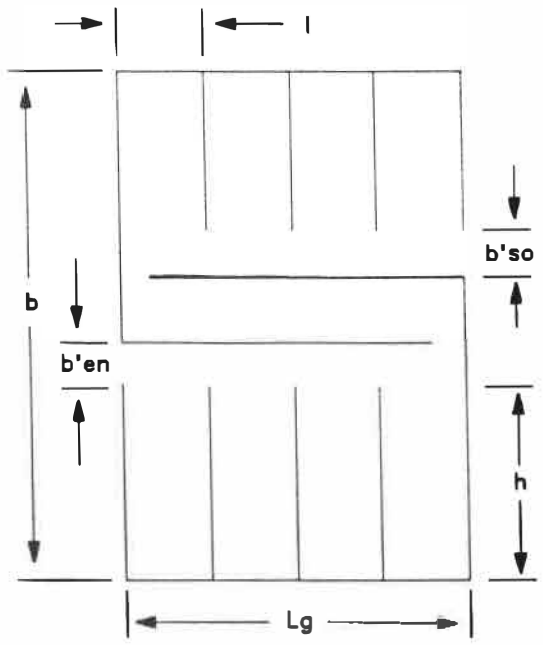


FIG. 4.28 Géométrie du guide à chambre d'expansion utilisé

N = 4

b = 34 cm

b'en = 1,9 cm (3/4 po.)

b'so = 1,3 cm (1/2 po.)

l = 2,5 cm

Lg = 11 cm

h = 12,5 cm

Malheureusement, la théorie exprimant les caractéristiques n'étant pas définie, on ne pourra calculer les fréquences de résonance, d'accord et de coupure. Par contre, avec les résultats expérimentaux, nous devrions être capable de les déduire avec assez de précision.

Comme il a été fait pour le guide simple, nous allons étudier la propagation oblique en regardant le facteur de directivité (en prodiffusion et en rétrodiffusion), la différence en dB entre un écran réactif et un écran plein (en prodiffusion et en rétrodiffusion). Mais, d'abord, étudions la différence de diffusion (propagation normale) entre ces deux mêmes systèmes dans le plan médiateur.

Malheureusement pour ce nouveau guide, il n'existe aucun résultat mesuré expérimentalement ou calculé théoriquement. Ces résultats forment donc la base d'études futures sur les écrans ajourés avec ce nouveau type de guide d'ondes.

1) Différence de diffusion dans le plan médiateur

Cette série de graphiques (figures 4.29, 4.30, 4.31 et 4.31) nous indique la relocalisation de l'énergie incidente vue latéralement (en coupe). Ils présentent la différence

en dB entre un écran réactif et un écran conventionnel plein sur un diagramme polaire (voir fig. 4.5). Les résultats négatifs (vers le centre) démontrent une plus grande efficacité de l'écran ajouré.

Notre but premier est de déduire les fréquences caractéristiques du nouveau système. Observons les quand la source est à 0° (fig. 4.29). A première vue, nous déduisons que la fréquence de résonance se trouve dans la bande de 1/3 d'octave de 250 Hz. Dans cette plage de fréquences, nous remarquons que le système ajouré rayonne le plus d'énergie. La fréquence d'accord est très clairement située dans la bande de 400 Hz. En effet, l'écran ajouré y rayonne le moins d'énergie à cause de l'effet dipôle qui est optimal. Comme on le sait, c'est dans cette bande où l'onde diffractée et l'onde réfractée arrivent déphasées de 180° au récepteur. Le contrôle du bruit par effet d'interférences destructives est donc optimal. On y dénote aussi une bonne protection dans la zone d'ombre. La fréquence de coupure où commence la première bande d'arrêt est situé dans la bande de 500 Hz. On sait théoriquement et expérimentalement que dans cette bande, les deux types d'écrans sont équivalents. Remarquez la présence d'une très petite zone (de 15° de large) de forte atténuation (6 dB à 7 dB) juste au-dessus de la zone d'ombre (centrée à 170°). Nous croyons que nous pouvons exciter des modes

supérieurs qui se propagent dans le guide (si les conditions aux frontières le permettent et si $b>\lambda/2$) et qui créent des interférences destructives dans cette direction particulière.

Analysons maintenant la diffusion du système quand la source est placée à un angle de 10° et plus (figures 4.30, 4.31 et 4.32). La fréquence de résonance (bande de 250 Hz) semble demeurer la même. Son effet de résonance est maximum à un angle d'incidence de 10°. Quand on arrive à un angle de 30°, cet effet semble diminuer beaucoup à un point où les bandes de 1/3 d'octaves voisines (200 Hz et 315 Hz) paraissent excitées de la même façon. La fréquence d'accord (bande de 400 Hz) semble aussi très stable. Peu importe l'obliquité de la source par rapport à la fente d'entrée, on y retrouve une atténuation supplémentaire de 2 dB à 4 dB dans la zone d'ombre acoustique. A la fréquence de coupure (bande de 500 Hz), nous observons toujours l'égalité des performances des deux systèmes dans la zone d'ombre. Par contre, dans la première bande d'arrêt, nous remarquons que le système ajouré déphaseur rayonne beaucoup plus dans de petits angles (grands pics à 60° et 120°) mais que ce phénomène tend à disparaître à mesure que nous augmentons l'angle de la source.

Il est bon de noter qu'il y a encore de minces zones

d'amplification et d'atténuation de forte amplitude qui se déplacent suivant les diverses positions de la source. Ce "patron" de différence de diffusion qui met en évidence l'effet de la fente à l'entrée du guide d'ondes est difficile à modéliser parce qu'il ne possède pas de caractéristique prévisible. En effet, comment prédire ce mince dièdre d'atténuation (large de 15°) dans la première bande d'arrêt juste au-dessus de la zone d'ombre (170°) quand la source est à 0° (fig. 4.30). Nous pouvons affirmer que ce "patron" de rayonnement s'oriente toujours suivant une même géométrie dans le prolongement d'une ligne imaginaire partant de la position de la source et traversant les fentes du guide. Nous remarquons lorsque la source descend vers le sol, que le "patron" tourne dans le même sens, c'est-à-dire, le sens horaire. Comme nous voyons sur les différents graphiques de la figure 4.29 (source à 0°), une zone d'atténuation se trouve au-dessus du système (90°). A 10° (fig. 4.30), cette atténuation semble s'être déplacée vers la source (50°). A 20° (fig. 4.31), la zone d'atténuation semble s'abaisser davantage vers le sol (35°). A 30° (fig. 4.32), on constate alors qu'il a changé de quadrant pour ainsi se retrouver presque en face de la source (340°). Le creux situé juste au-dessus de la zone d'ombre (170°) quand la source est à 0° (fig. 4.29) semble aussi subir une rotation analogue.

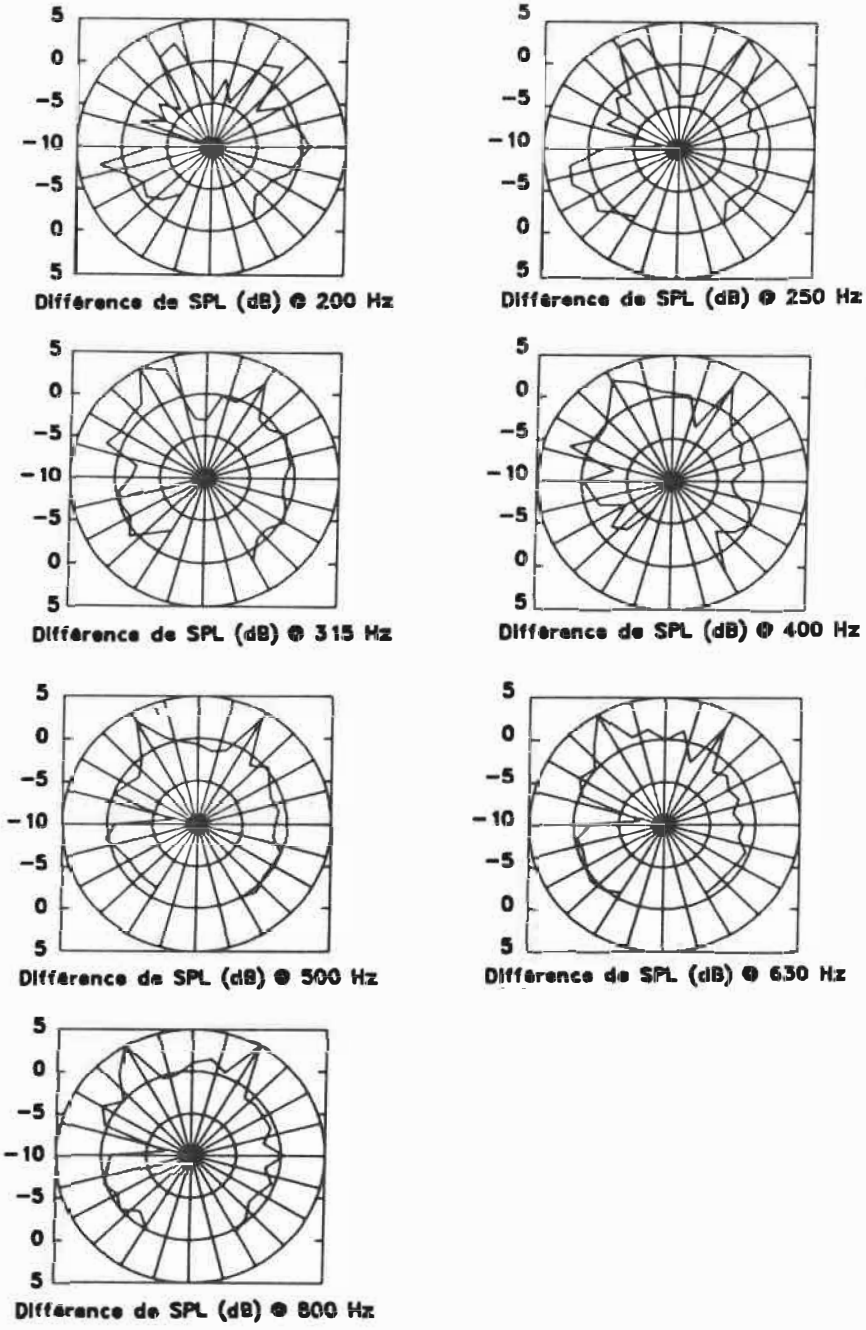


FIG. 4.29 Différence de diffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 0°.

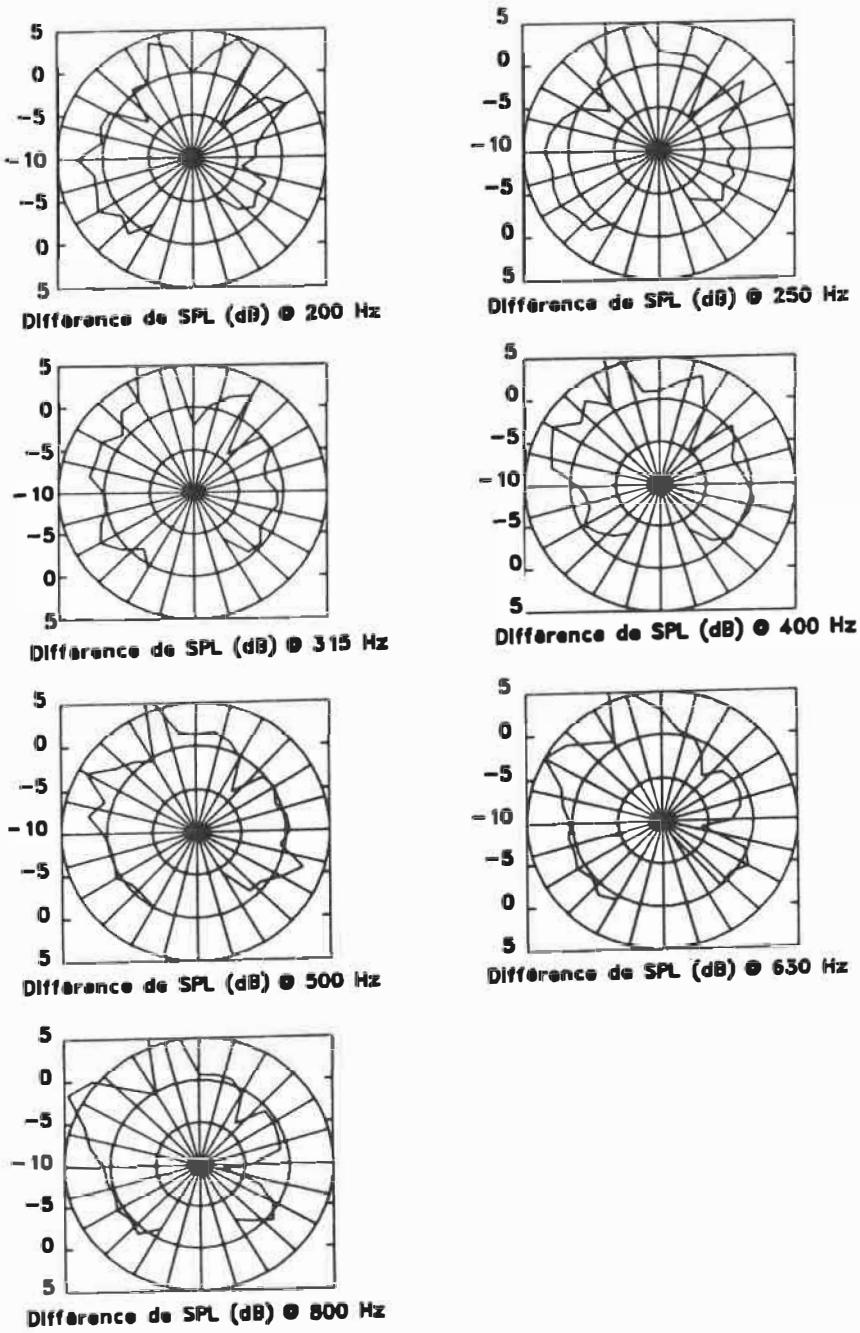


FIG. 4.30 Différence de diffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 10°.

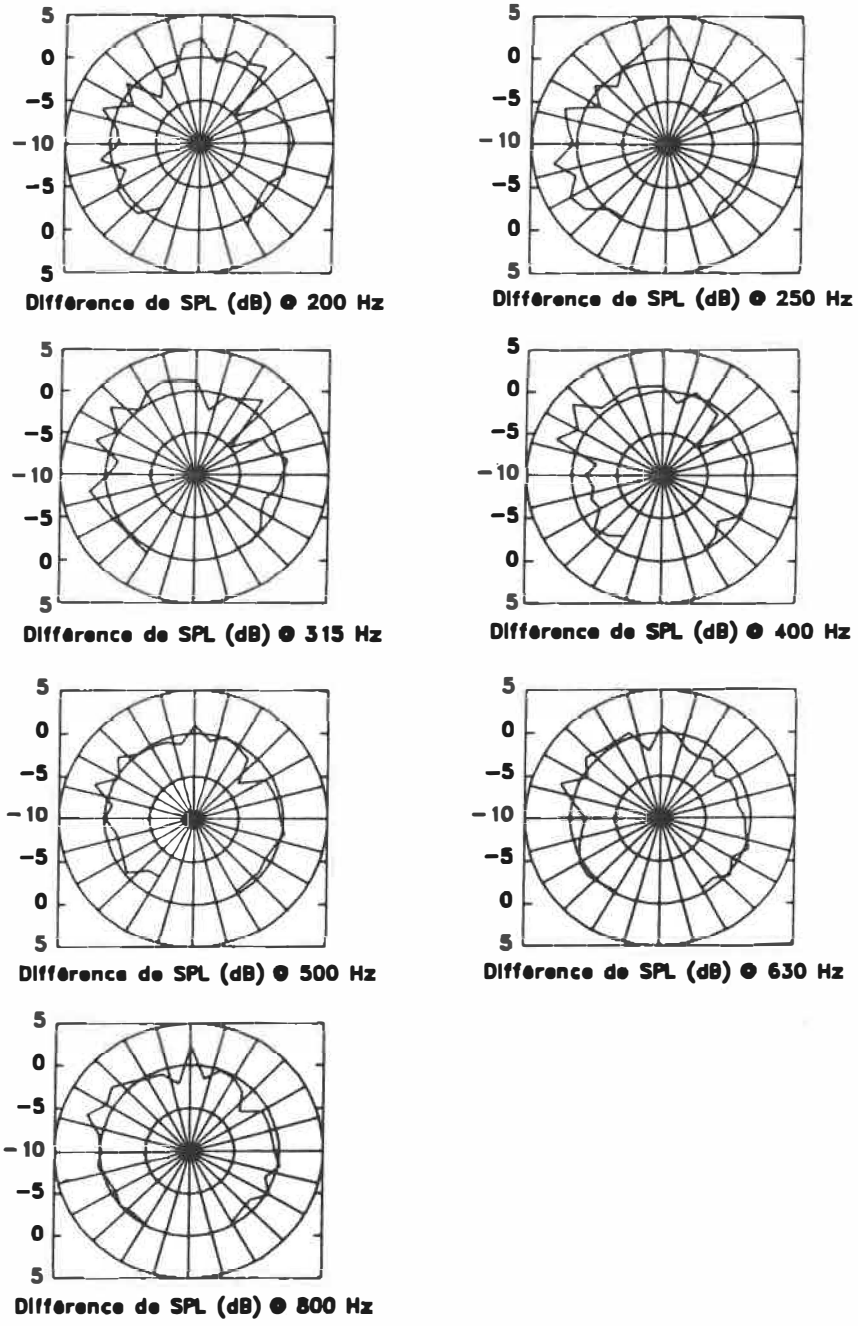


FIG. 4.31 Différence de diffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 20°.

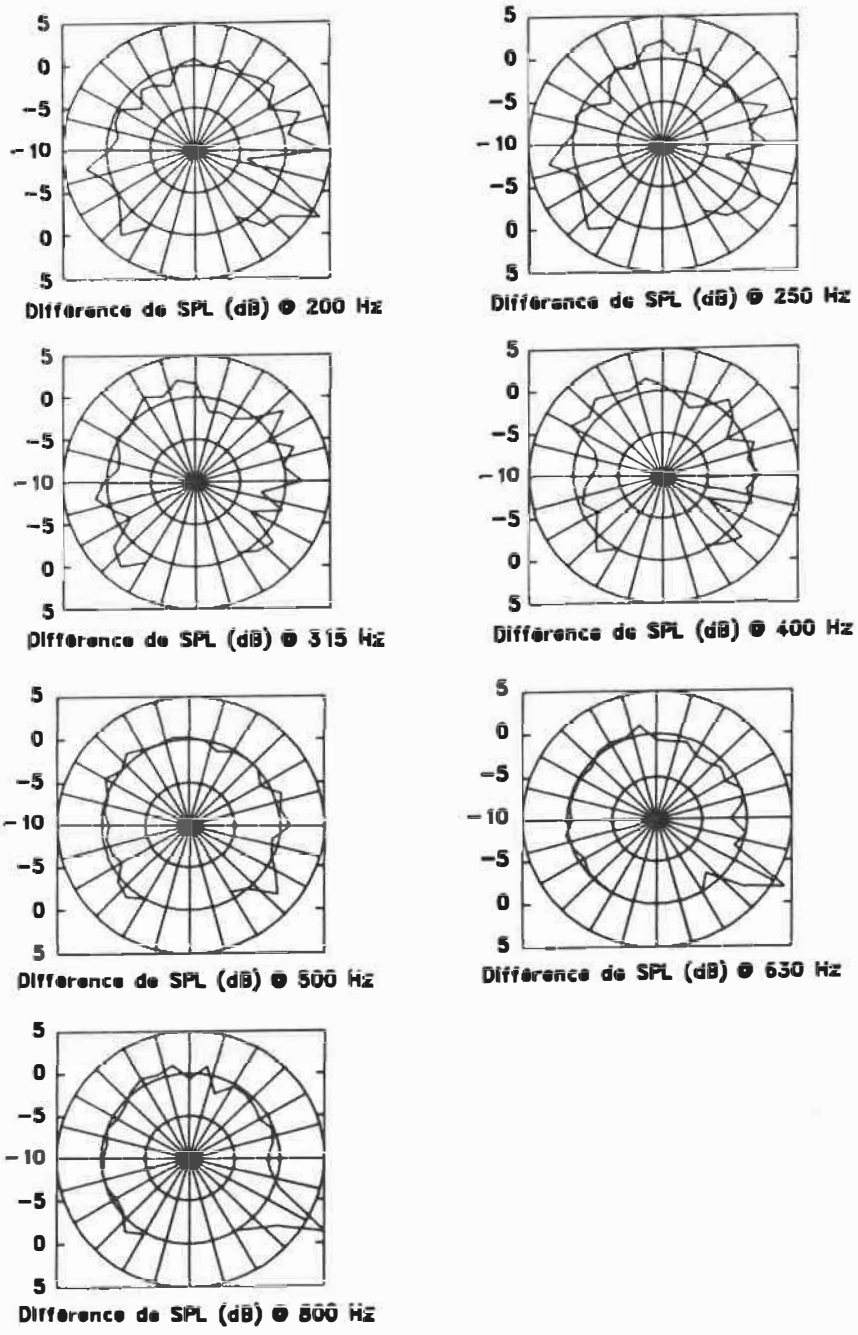


FIG. 4.32 Différence de diffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan médiateur avec source à 30°.

2) Facteur de directivité en prodiffusion

Ce facteur de directivité en prodiffusion compare un niveau sonore mesuré à θ à 0° à un autre mesuré à un angle de propagation θ différent. Dans ce cas, nous considérons l'addition de l'onde réfractée par le guide d'ondes et l'onde diffractée par les arètes libres de l'écran.

En observant les figures 4.33, 4.34, 4.35 et 4.36, nous remarquons que ce facteur semble être très stable peu importe l'angle de propagation. Aux basses fréquences ($f < f_c$), c'est-à-dire pour les bandes de 1/3 d'octave de 200 Hz, 250 Hz, 315 Hz et 400 Hz, le facteur de directivité varie entre 0,95 et 1,1. Pour les fréquences supérieures (500 Hz, 630 Hz et 800 Hz), ce facteur est situé à une valeur entre 0,9 et 1,05. Quelques fois, sur un même segment de mesure, nous observons une amplification du signal (facteur de directivité > 1). Ceci est causé par les réflexions sur les parties latérales internes du guide d'ondes. Ce prototype étant moins long que le guide simple étudié à la section 4.1, il a donc été nécessaire d'en superposer deux exemplaires. Ceci nous donne une discontinuité à environ 1,5 m (6 pieds) du sol. Nous avons donc à cette hauteur, une surface métallique réfléchissante qui affectera de plus en plus les résultats à mesure que l'angle d'incidence dans le guide augmentera (plus l'angle

est grand, plus la surface résultante visible par l'onde acoustique sera grande). En résumé, le facteur de directivité en prodiffusion de ce guide est très près de l'unité et varie très peu avec l'angle de propagation.

Pour ce qui est des fréquences importantes, on a trouvé que la fréquence de résonance se situe dans la bande de 250 Hz, la fréquence d'accord, dans la bande de 400 Hz, et la fréquence de coupure, dans la bande de 500 Hz et qu'elles semblent stables, c'est-à-dire qu'elles ne dépendent pas de l'angle de propagation de l'onde acoustique.

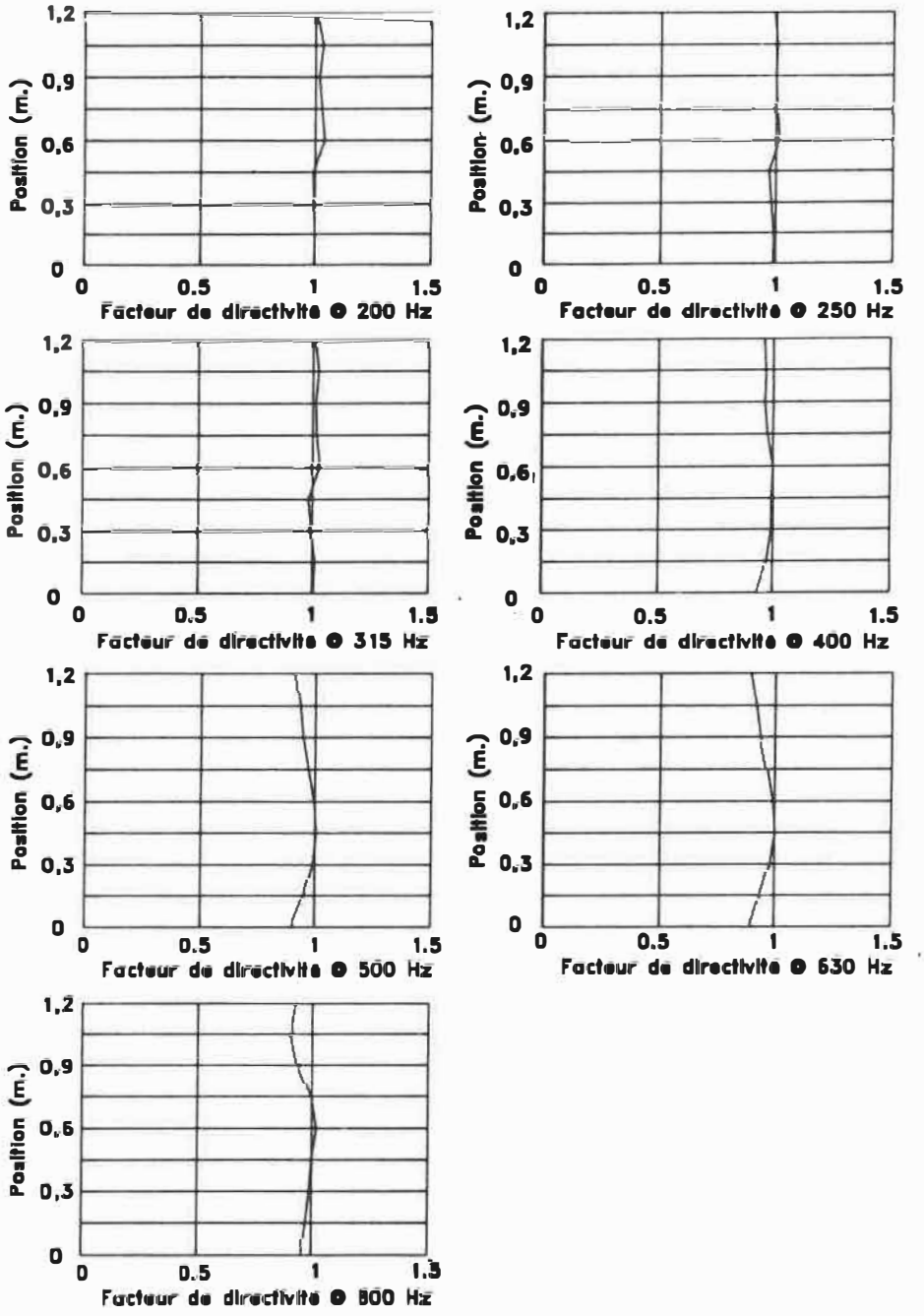


FIG. 4.33 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 5°).

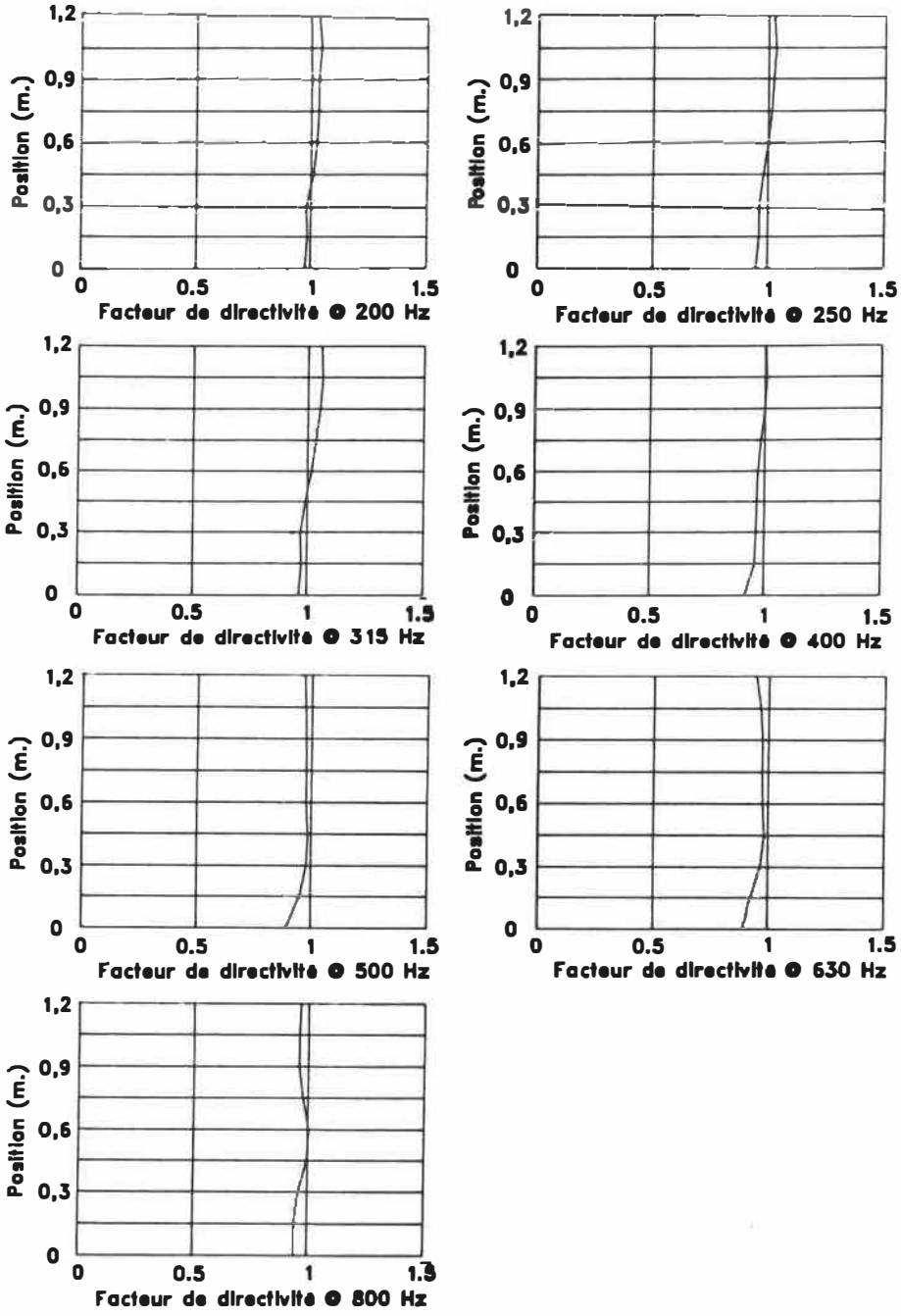


FIG. 4.34 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 10°).

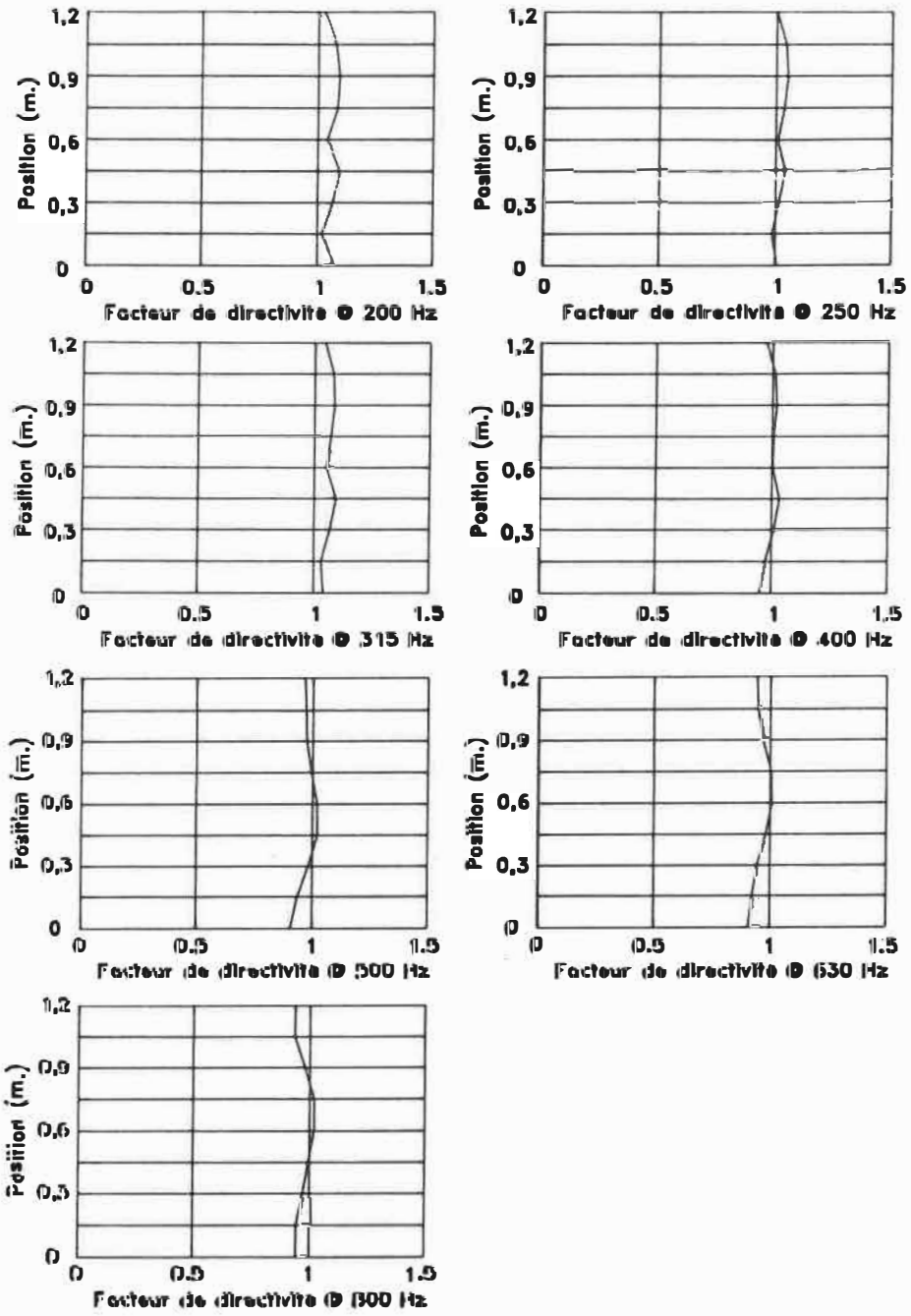


FIG. 4.35 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 15°).

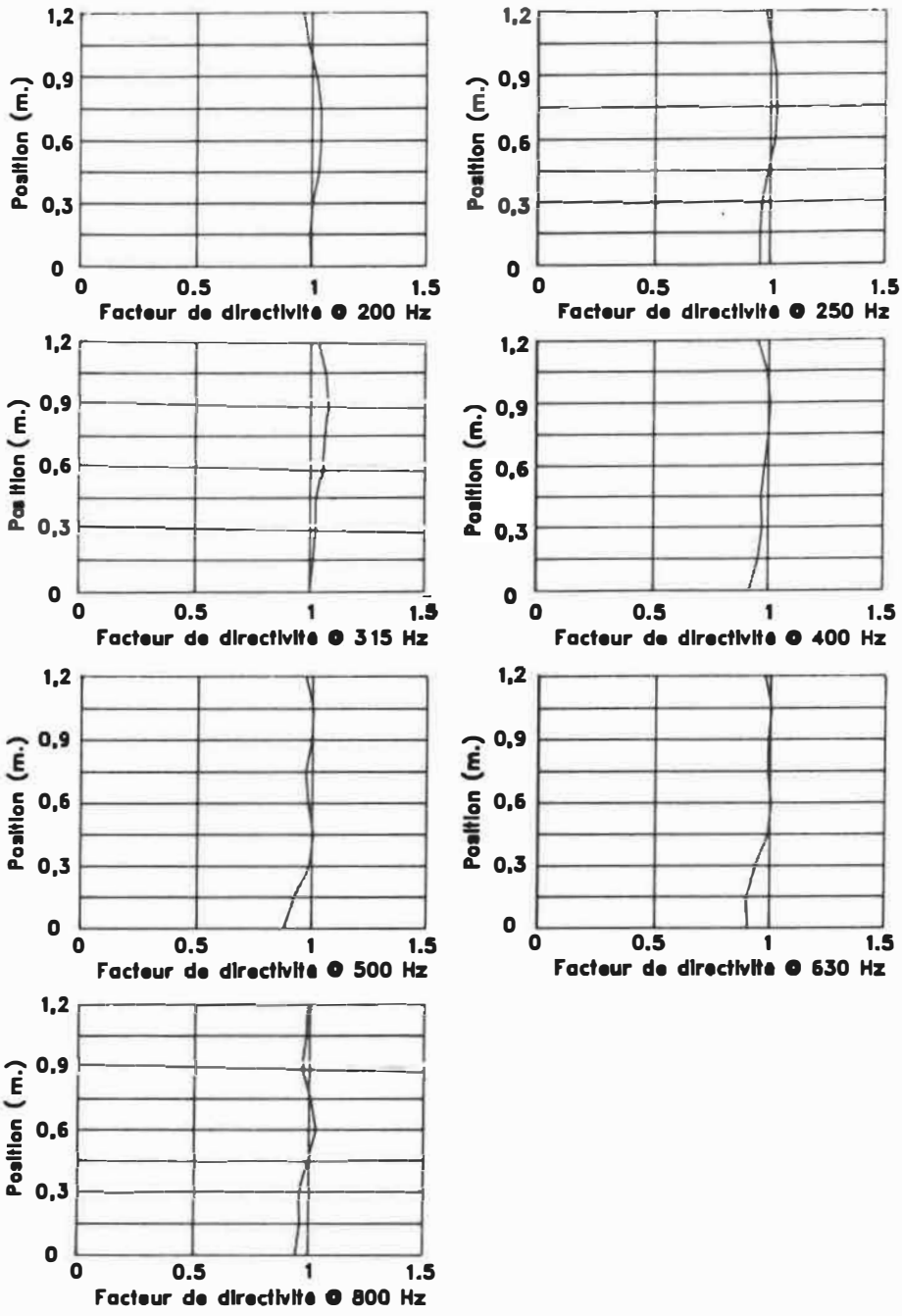


FIG. 4.36 Facteur de directivité en prodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 20°).

3) Facteur de directivité en rétrodiffusion

Cette série de mesures (figures 4.37, 4.38, 4.39 et 4.40) tient compte de l'onde réfléchie par les parties solides du système (réflexion spéculaire), de l'onde réfléchie par la fente d'entrée de guide d'ondes (réflexion diffuse) et de l'onde diffusée dans l'espace par les arêtes libres de la structure.

Nous remarquons sur les figures 4.37, 4.38, 4.39 et 4.40 que ce facteur varie légèrement entre 0,85 et 1,05. On observe aussi au-dessus de la fréquence de coupure du guide, c'est-à-dire dans la bande de 500 Hz, que le centre du faisceau sonore est plus réfléchi que sur ses côtés. Nous attribuons ces légères variations à l'effet de Bragg discuté à la section 4.1.3.

Après une analyse des figures mentionnées précédemment, nous avons pu déterminer les facteurs de directivité moyens pour chaque bande de fréquences. Soulignons d'abord l'absence de dépendance angulaire pour ces facteurs. Nous trouvons donc un facteur d'environ 0,97 à 200 Hz, 0,98 à 250 Hz, 1 à 315 Hz, 0,92 à 400 Hz, 0,95 à 500 Hz, 0,93 à 630 Hz et 0,98 à 800 Hz.

Les fréquences de coupure, d'accord et de résonance ne semblent pas dépendre de l'angle de propagation et demeurent inchangées.

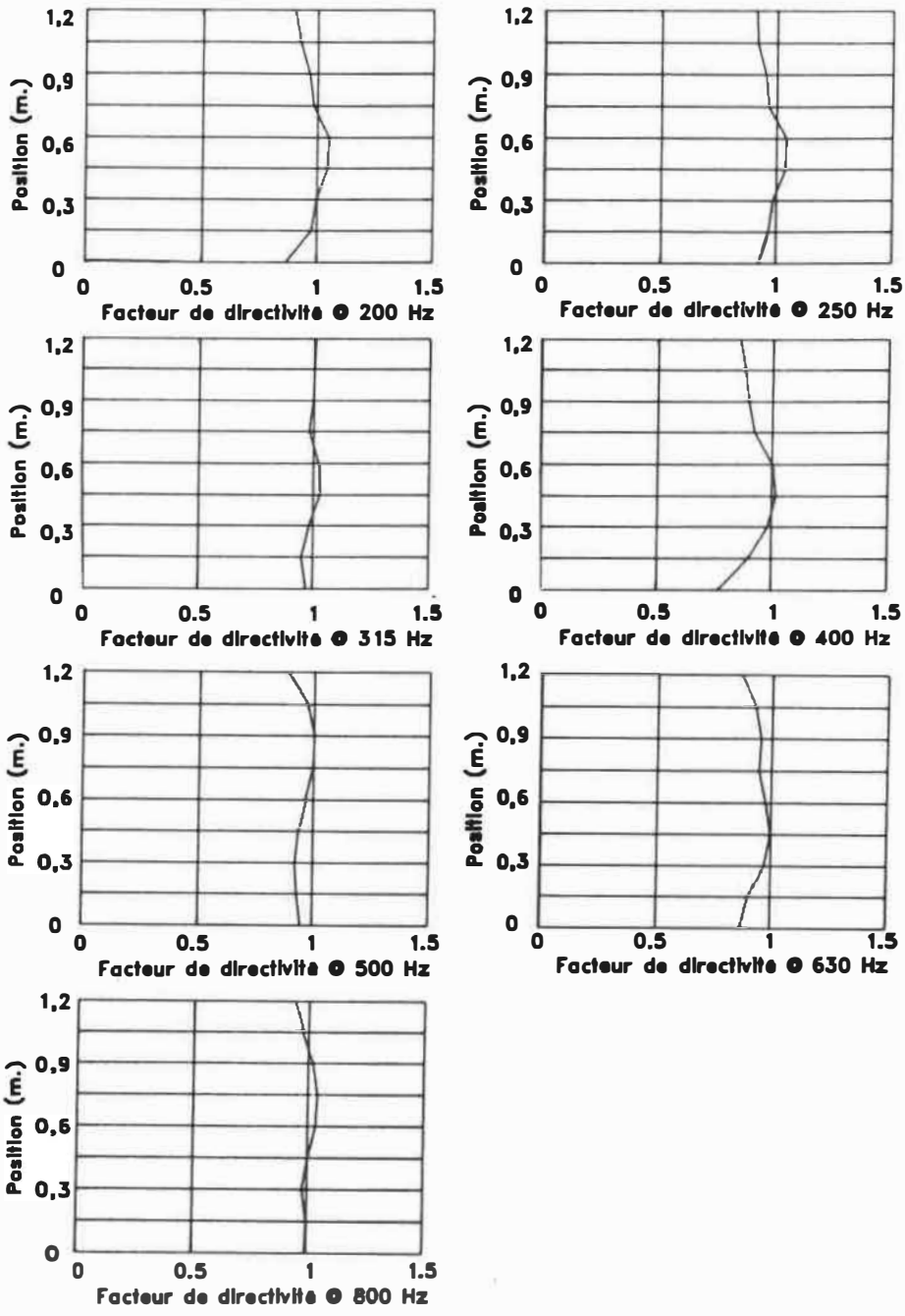


FIG. 4.37 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 5°).

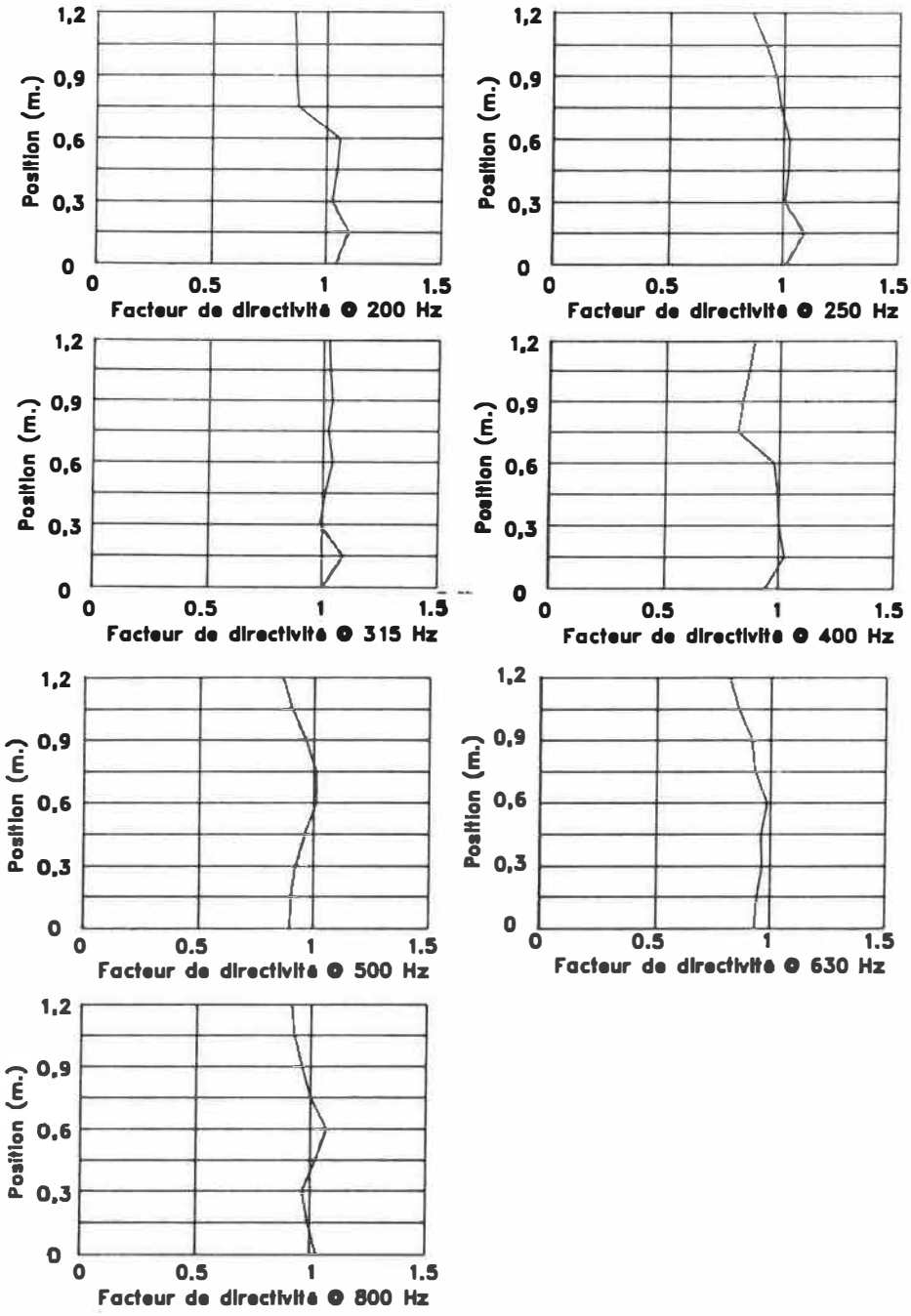


FIG. 4.38 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 10°).

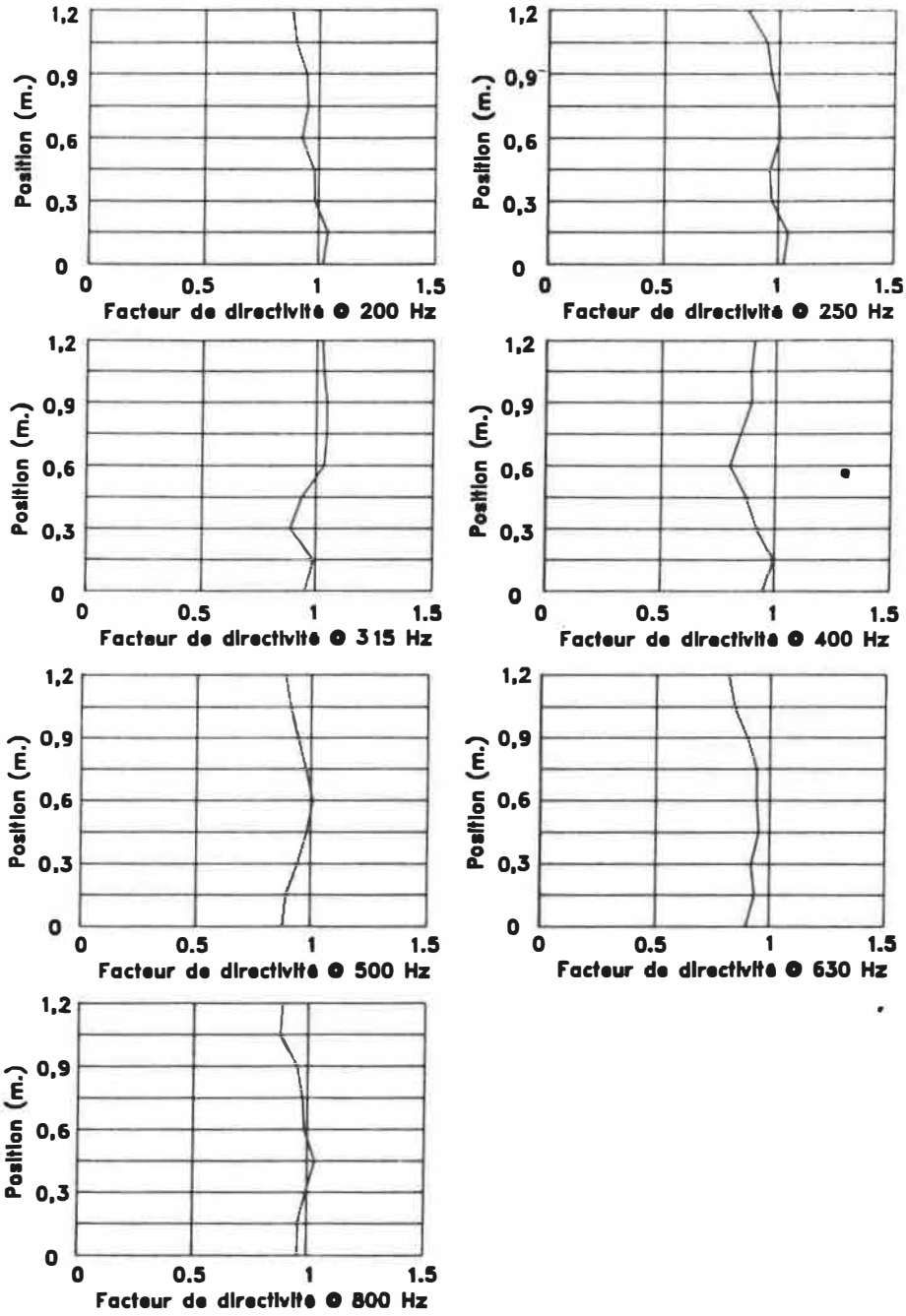


FIG. 4.39 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 15°).

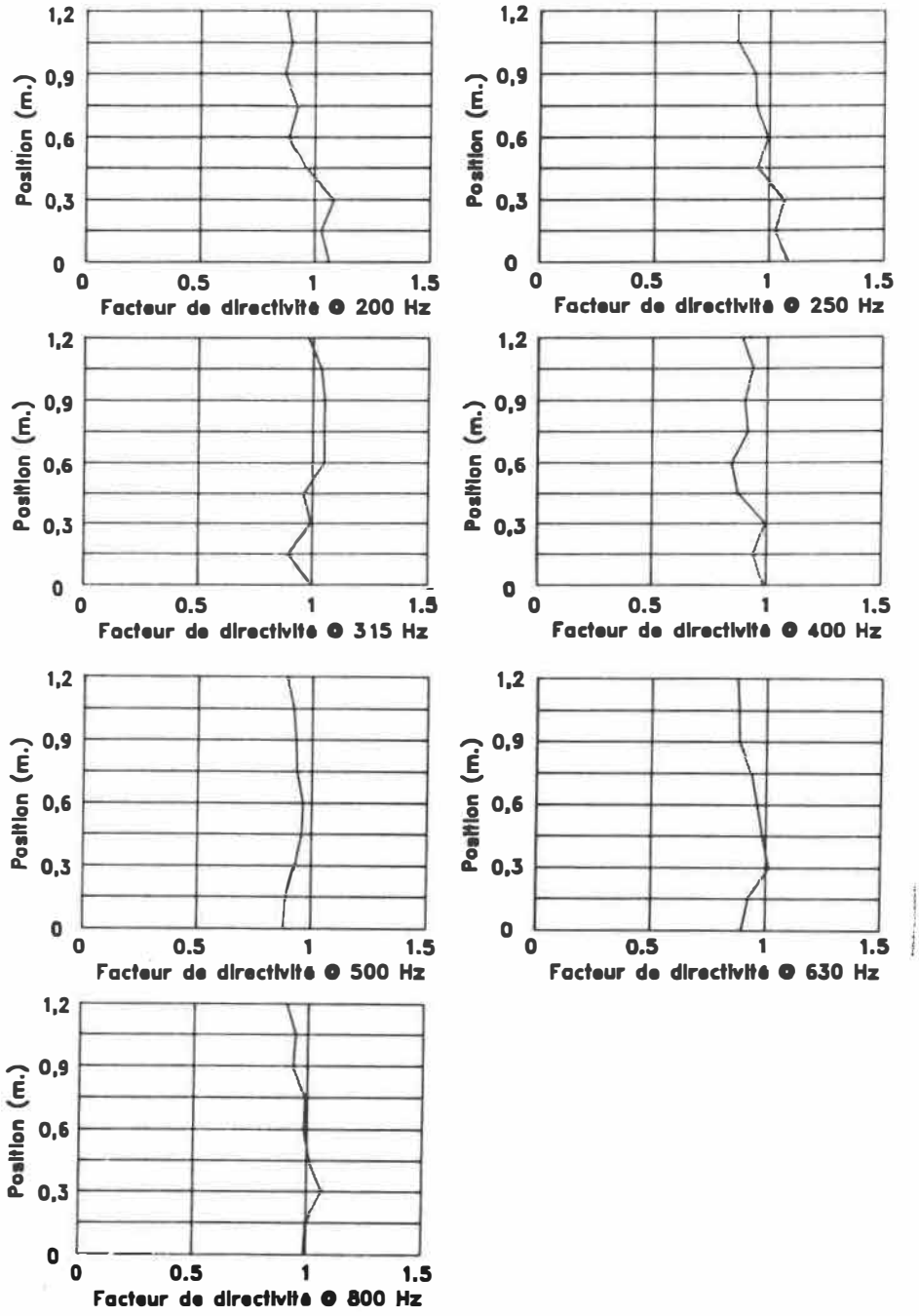


FIG. 4.40 Facteur de directivité en rétrodiffusion de l'écran avec guide à chambre d'expansion (Source à 20°).

4) Différence de prodiffusion en incidence oblique

Cette série de mesures (figures 4.41, 4.42, 4.43, 4.44 et 4.45) représente la différence de niveaux de prodiffusion créé par un écran ajouré déphaseur par rapport à un écran plein de même taille. Les résultats négatifs donnent l'atténuation supplémentaire ajoutée par le système ajouré déphaseur lorsque des ondes s'y propagent en incidence oblique dans la plan parallèle aux fentes et les traversant.

Nous remarquons sur la figure 4.41 que la fréquence de résonance est dans la bande de 250 Hz et la fréquence de coupure, dans la bande de 500 Hz. La fréquence d'accord où l'atténuation est maximale dans la zone d'ombre est dans la bande de 400 Hz. Par contre, après analyse de la figure 4.41 , nous pouvons douter de ce résultat et affirmer que la fréquence de coupure est dans la bande de 315 Hz. Pour confirmation, ramenons-nous aux mesures dans le plan médiateur (fig. 4.29). Nous remarquons que la zone de mesure est très près d'une région où l'atténuation est très grande. Les mesures dans ce plan ne peuvent donc pas nous renseigner avec une certitude absolue sur les fréquences importantes du système; elles nous disent seulement les niveaux de pression acoustique en ces points.

Examinons maintenant l'évolution des atténuations en excès avec le changement d'angle de propagation, et cela, dans chaque bande de fréquences de 1/3 d'octave (figures 4.41, 4.42, 4.43, 4.44 et 4.45). Les bandes de 200 Hz et 250 Hz sont plus favorables à un écran plein. Nous remarquons que cet écran est de plus en plus efficace (de 0 dB à 2,5 dB) à mesure que l'on augmente l'angle d'incidence. Sauf à 20° où la tendance tombe vers des valeurs plus basses. Pour la bande de 315 Hz, le système ne semble pas dépendre de l'angle d'incidence de l'onde et nous donne une atténuation supplémentaire du système ajouré déphaseur de l'ordre de 2,5 dB. La bande de 400 Hz montre une atténuation en excès du système ajouré de l'ordre de 1,5 dB qui ne semble pas dépendre de l'angle d'incidence. Dans les bandes de 500 Hz, 630 Hz et 800 Hz (la première bande d'arrêt), les deux systèmes sont équivalents et nous ne remarquons pas de dépendance de l'angle d'incidence.

Donc à la fréquence de résonance (bande de 250 Hz), le système semble moins rayonner à un angle de 20°. Nous croyons que l'effet d'anisotropie peut commencer à se faire sentir mais il faudrait des angles plus grands pour le confirmer avec certitude. A la fréquence d'accord (bande de 400 Hz) et à la fréquence de coupure (bande de 500 Hz), l'atténuation apportée par le système ajouré ne semble pas dépendre de l'angle d'incidence de l'onde acoustique.

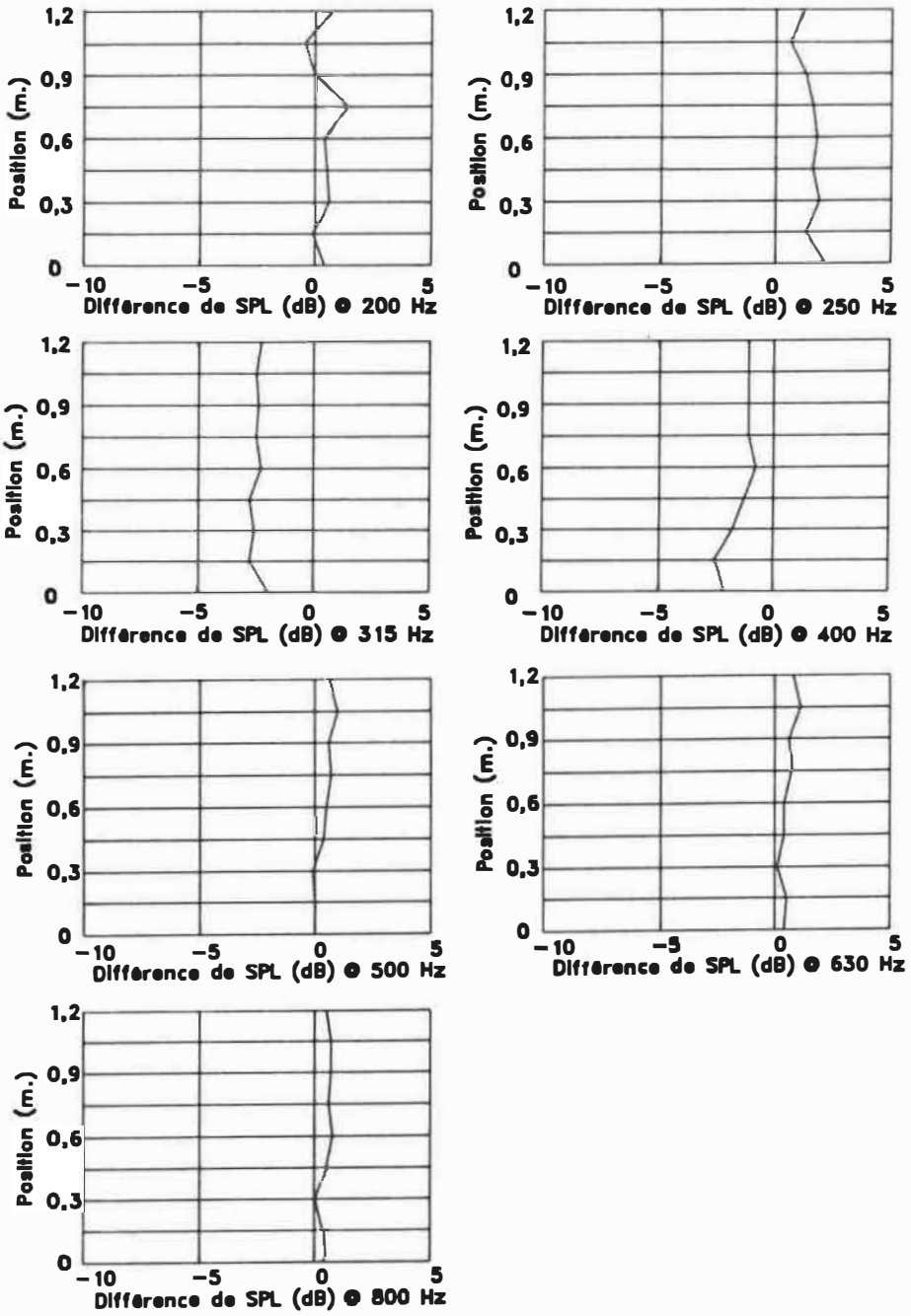


FIG. 4.41 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 0°.

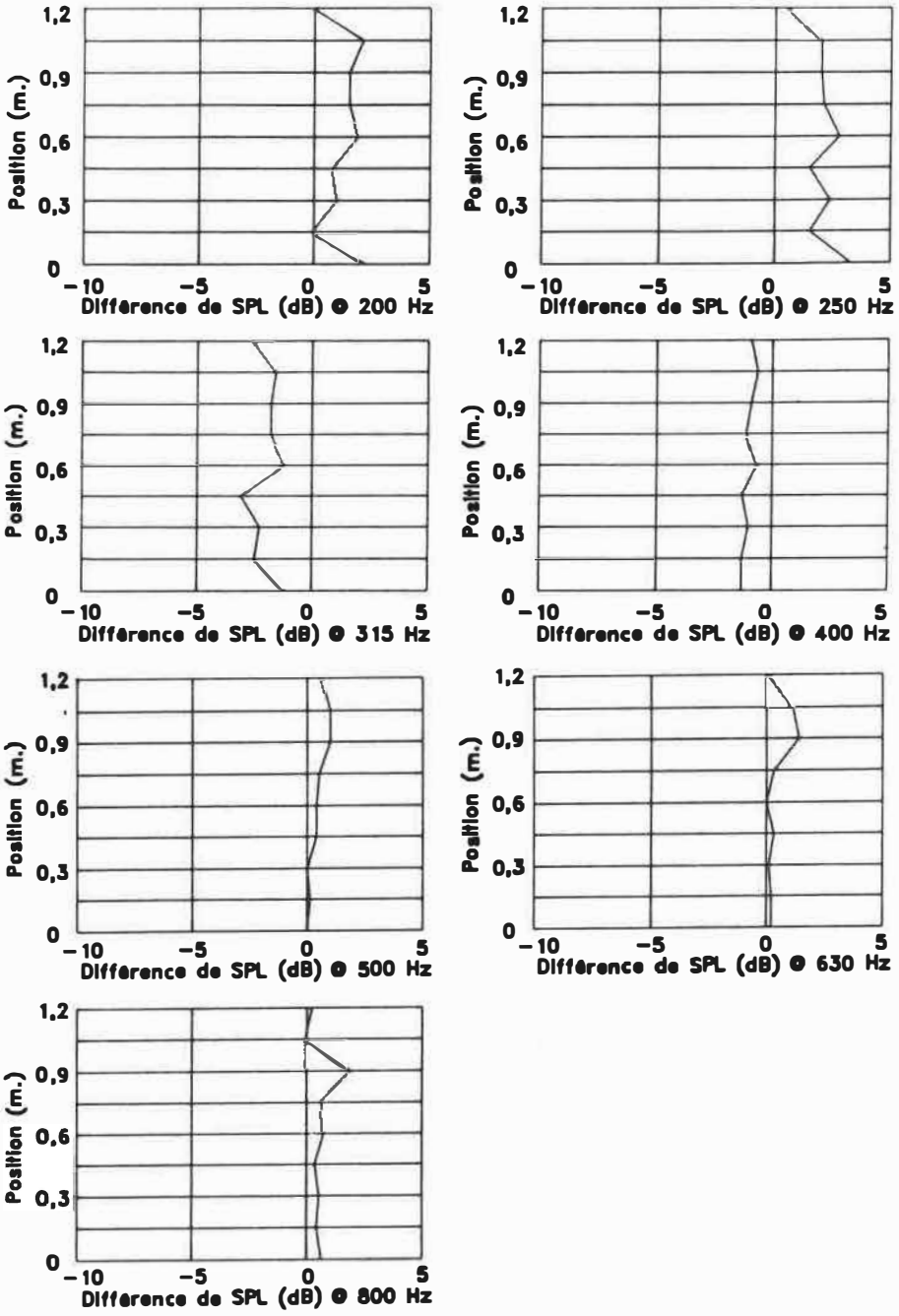


FIG. 4.42 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 5°.

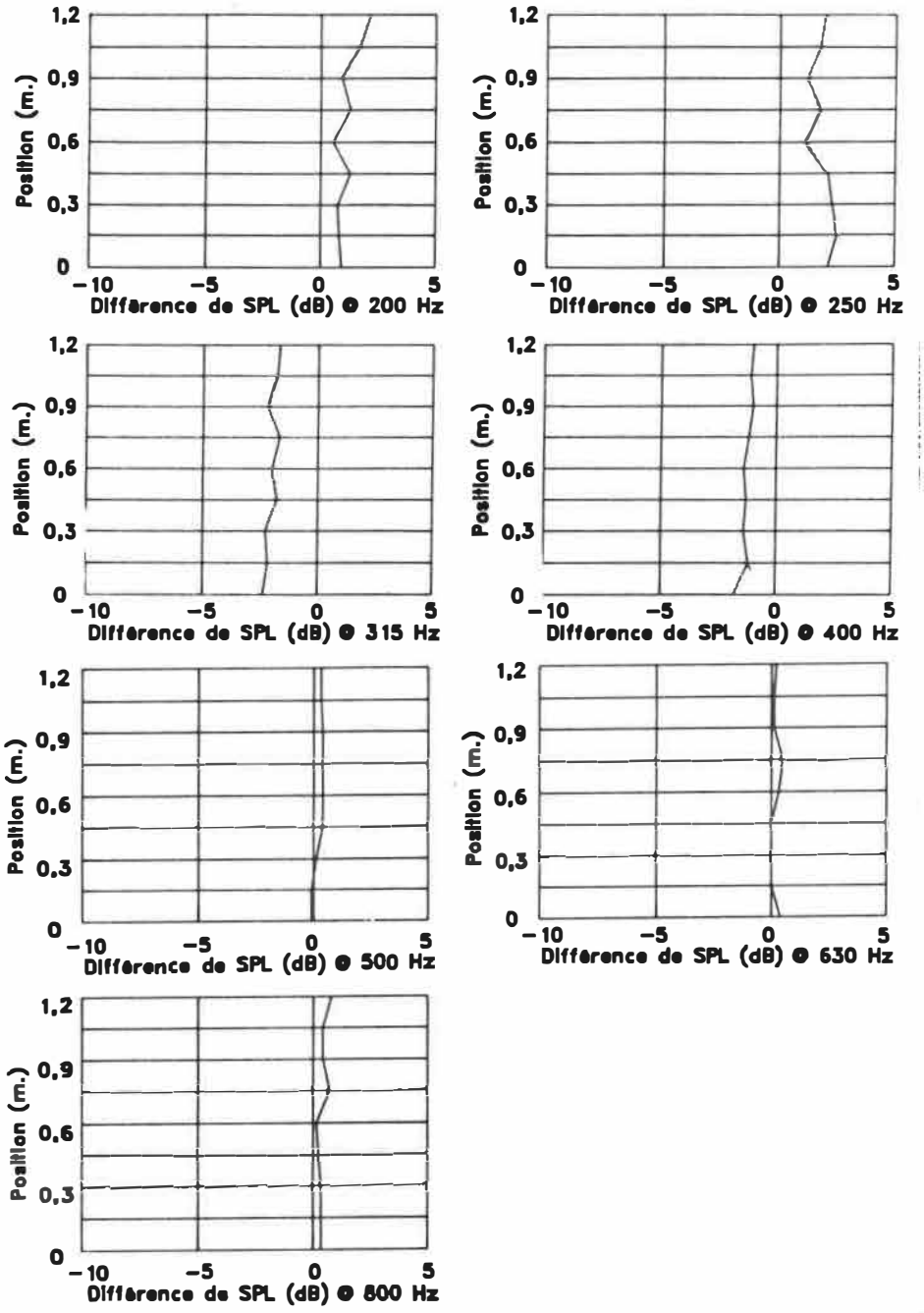


FIG. 4.43 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 10°.

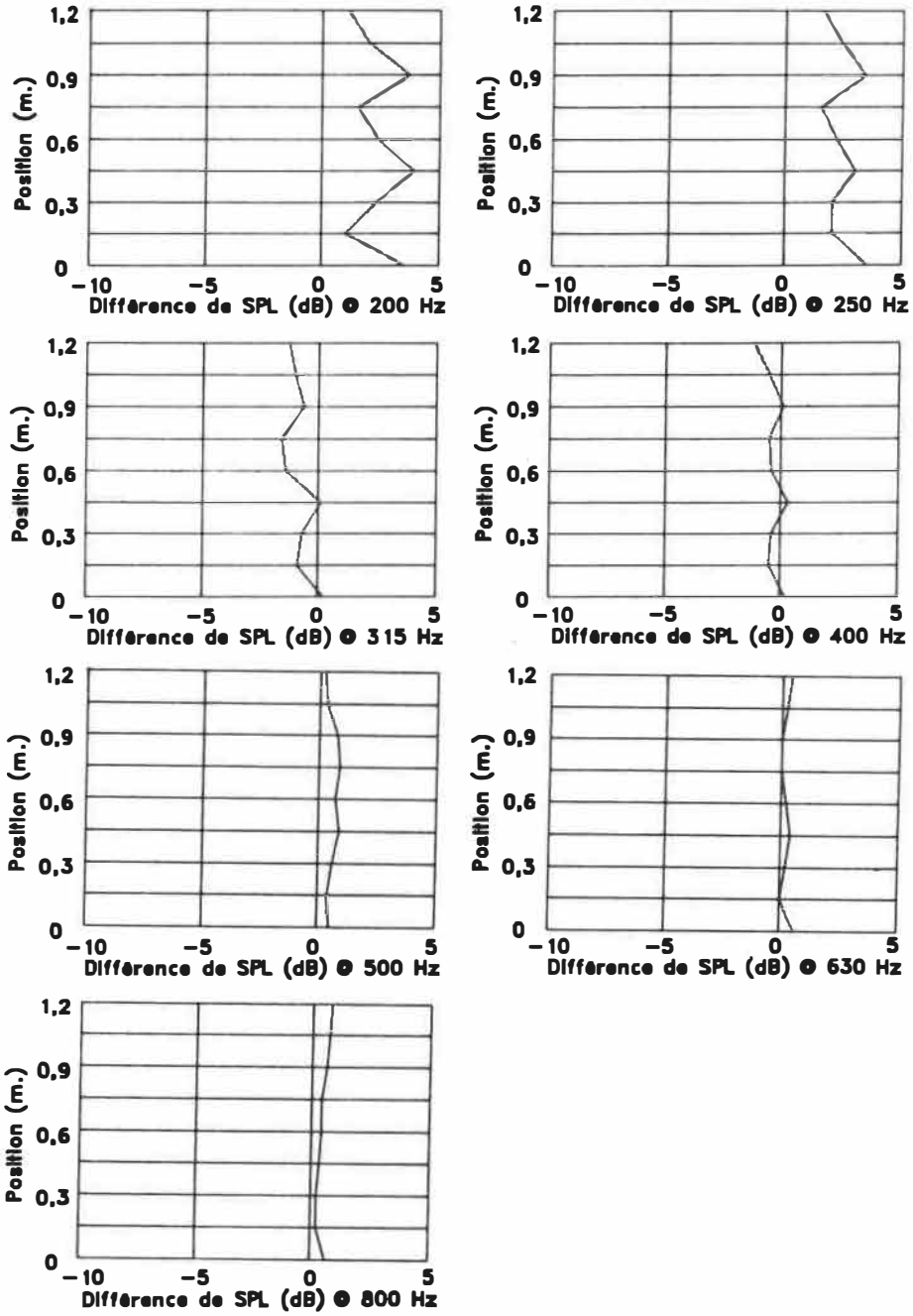


FIG. 4.44 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 15°.

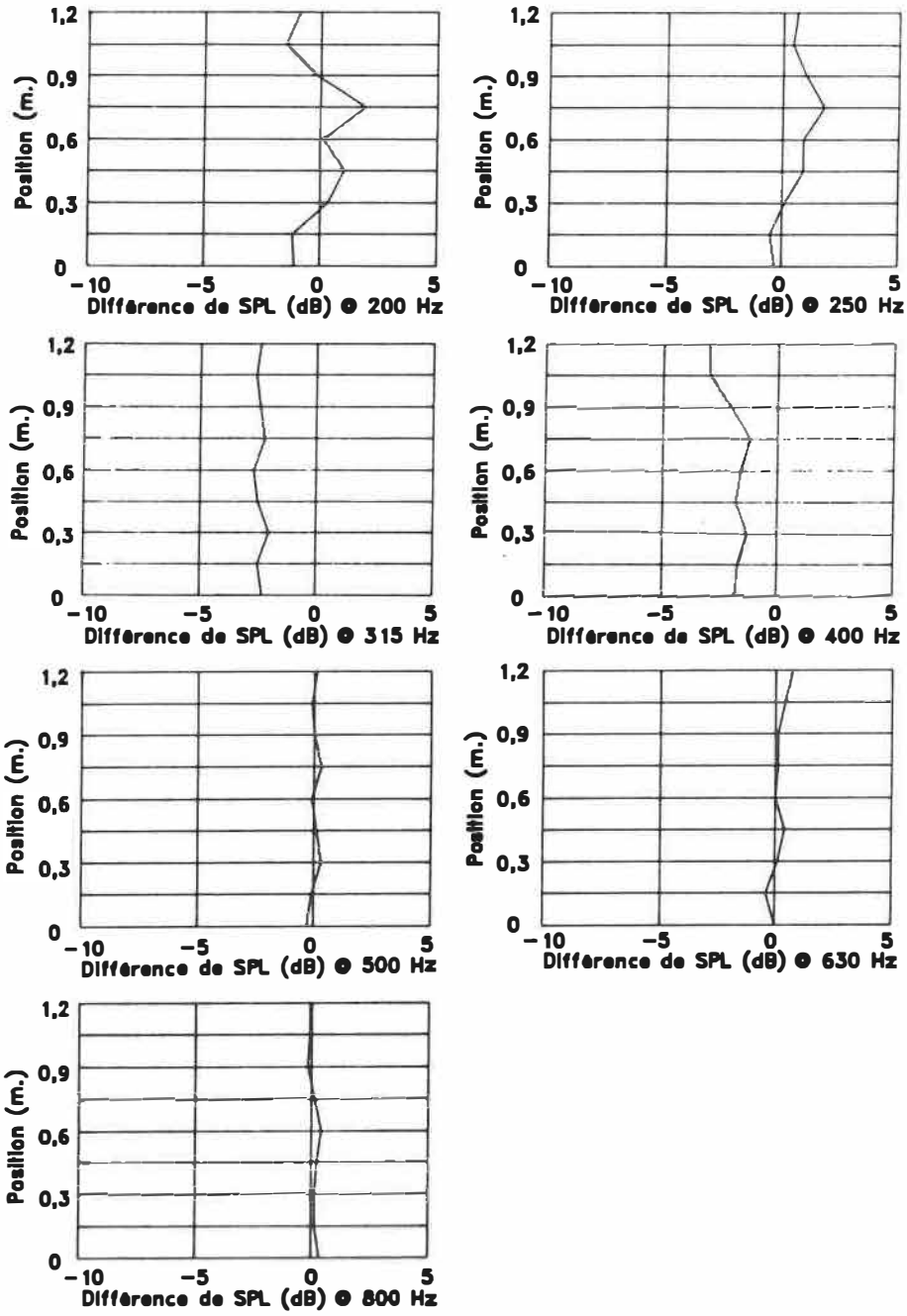


FIG. 4.45 Différence de prodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 20°.

5) Différence de rétrodiffusion en incidence oblique

Cette série de mesures (figures 4.46, 4.47, 4.48, 4.49 et 4.50) nous présente la différence de niveaux sonores en rétrodiffusion créée par un écran ajouré déphaseur par rapport à un écran plein de même taille. On soustrait les niveaux sonores obtenus avec le système d'écran réactif à ceux obtenus avec le système conventionnel d'écran plein pour mettre en évidence l'atténuation supplémentaire (en dB) apportée par le guide d'ondes (réflexion diffuse de la fente d'entrée) .

Nous remarquons sur les figures 4.46 à 4.50 que l'effet de Bragg discuté à la section 4.1.3 apparaît très sérieusement à mesure que nous augmentons l'angle d'incidence de l'onde acoustique sur le guide d'ondes.

Dans la bande de 200 Hz, nous remarquons que les niveaux moyens de pression acoustique diffusés par les deux écrans sont variables et dépendent de l'angle d'incidence. Les effets de Bragg sont observés dès les petits angles et augmentent avec l'angle d'incidence. Dans la bande de 250 Hz, les niveaux moyens sont de -2 dB et ne varient pas avec l'angle d'incidence. Les effets de Bragg sont observés et augmentent avec l'angle d'incidence. Dans la bande de 315

Hz, nous notons que les deux écrans diffusent la même quantité d'énergie et que cette énergie est indépendante de l'angle d'incidence. Les effets de Bragg sont faibles et augmentent légèrement avec l'angle d'incidence. Dans la bande de 400 Hz, nous notons un niveau moyen de -3 dB qui dépend légèrement de l'angle d'incidence. Par contre, les effets de Bragg augmentent avec l'angle d'incidence. Dans la bande de 500 Hz, nous remarquons que les deux écrans diffusent la même quantité d'énergie et que les effets de Bragg sont presque inexistant. Dans la bande de 630 Hz, les niveaux moyens sont de -2 dB et varient peu quand on varie l'angle d'incidence. Les effets de Bragg sont très notables et constants à tous les angles d'incidence. Dans la bande de 800 Hz, les niveaux moyens sont de -1 dB et ne varient pas en fonction de l'angle d'incidence.

Nous remarquons finalement que les fréquences de coupure, d'accord et de résonance ne dépendent pas de l'angle d'incidence dans ce plan. Nous notons aussi que les effets de Bragg sont observables à tous les angles d'incidence mais surtout aux angles de 15° et 20° (figures 4.49 et 4.50).

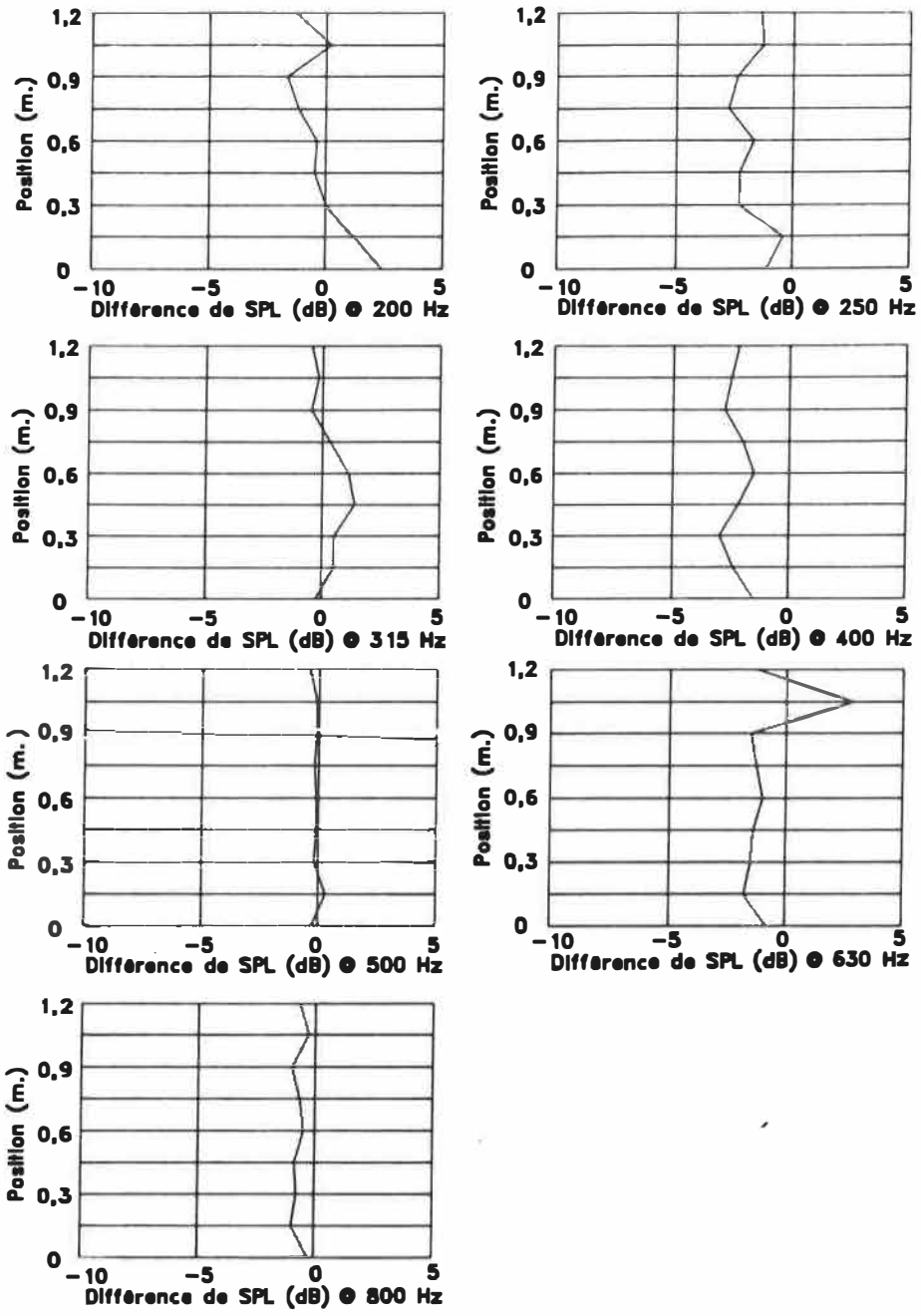


FIG. 4.46 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 0°.

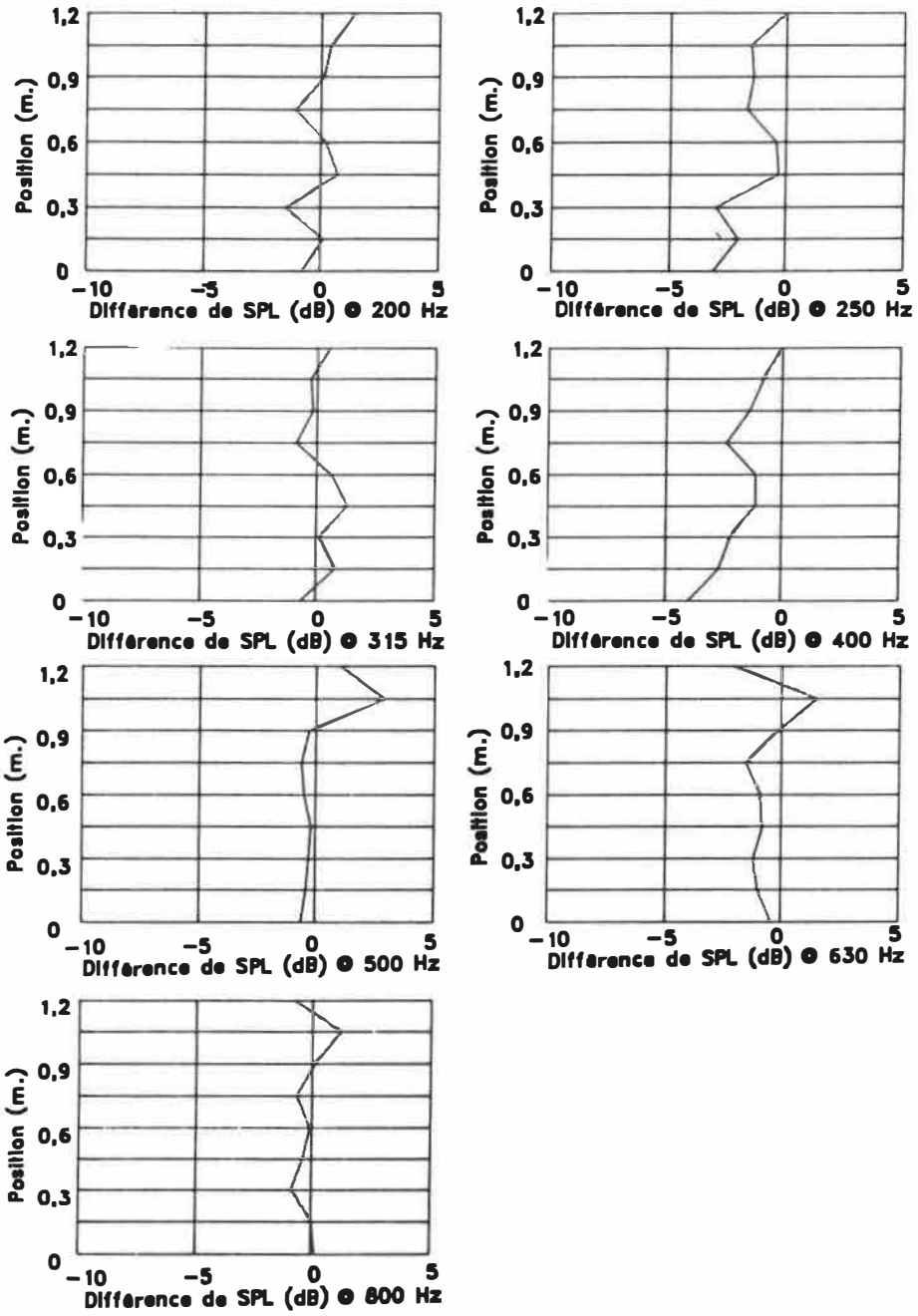


FIG. 4.47 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 5°.

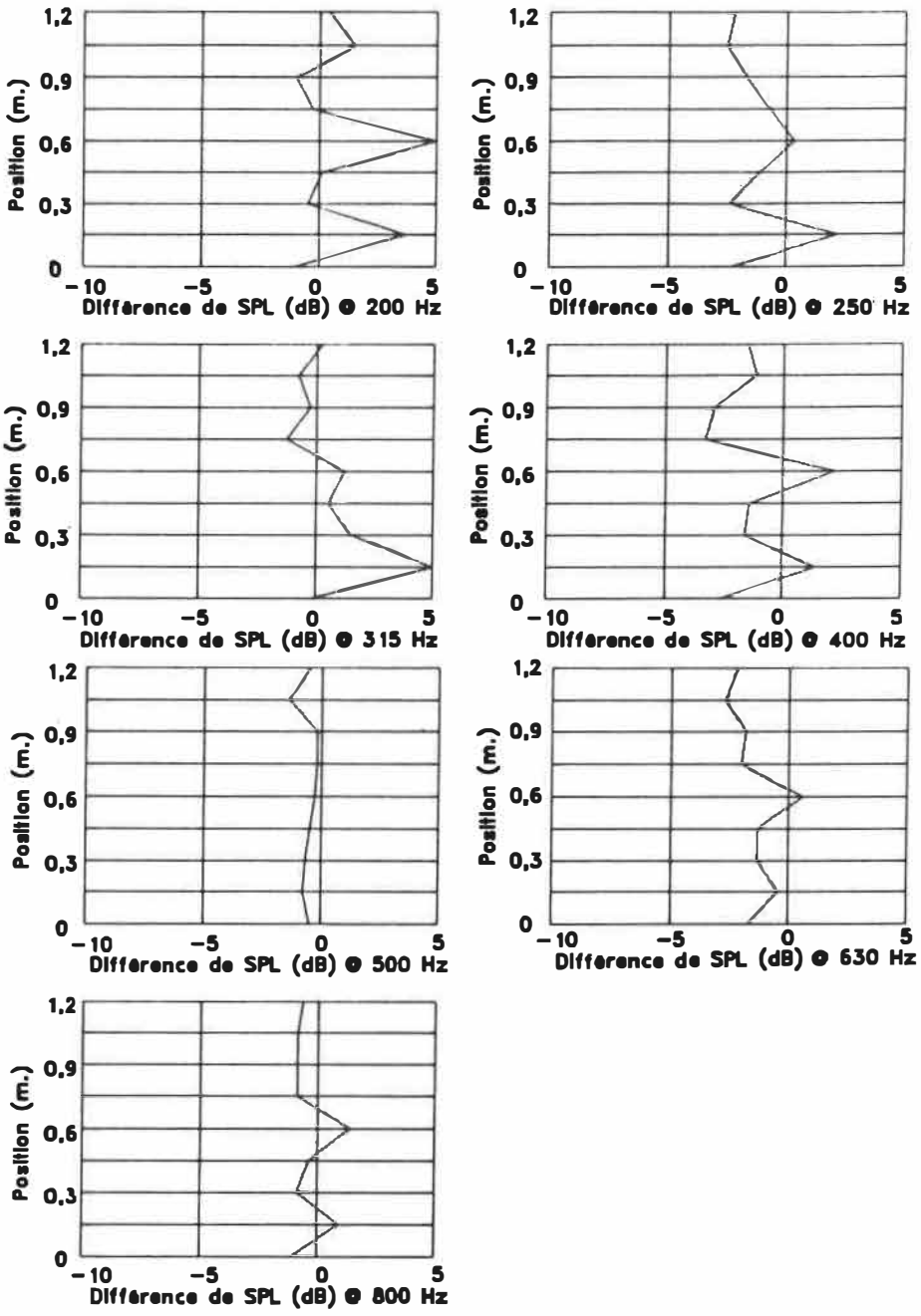


FIG. 4.48 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 10°.

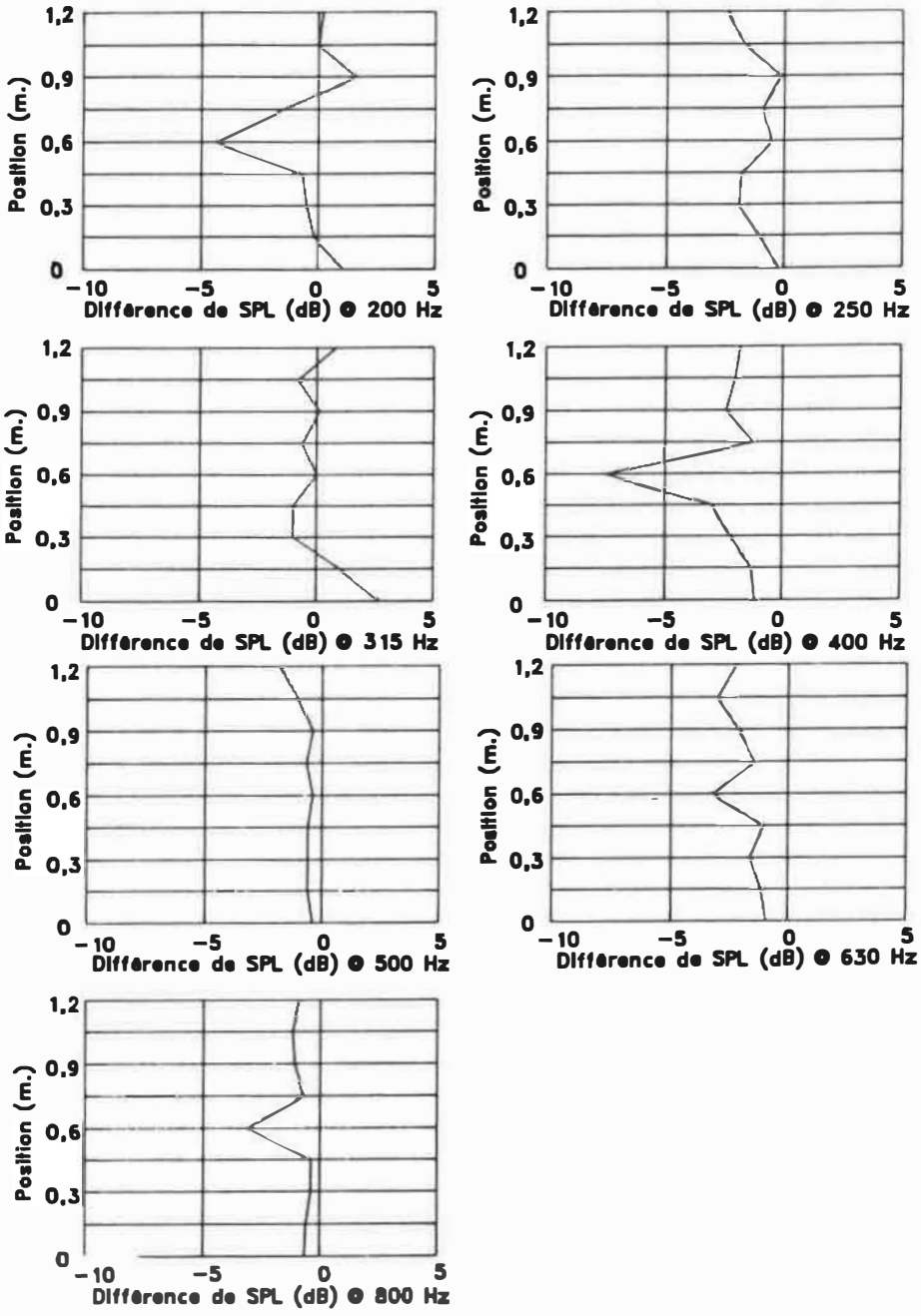


FIG. 4.49 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 15°.

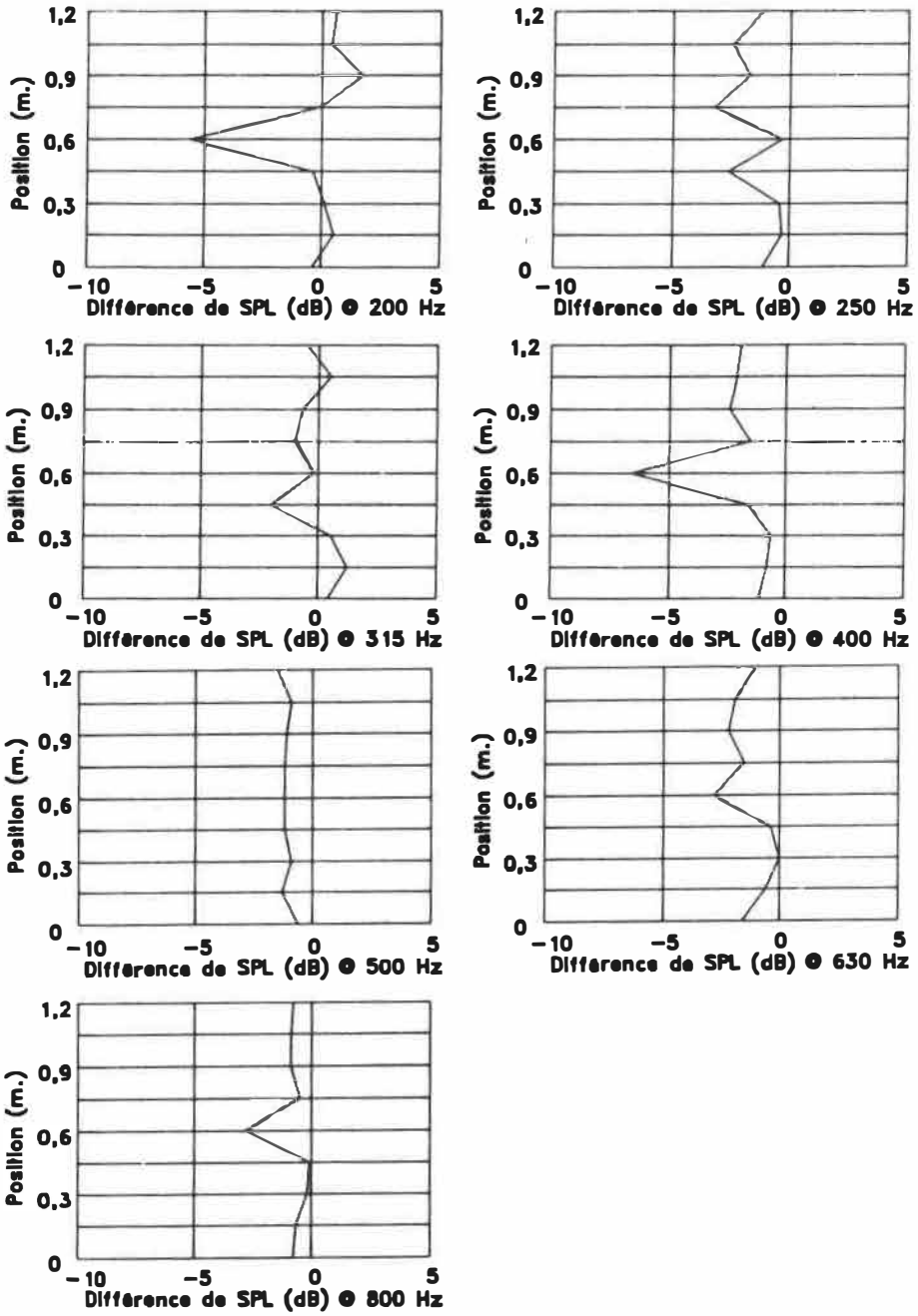


FIG. 4.50 Différence de rétrodiffusion (écran avec guide à chambre d'expansion-écran plein) dans le plan parallèle avec source à 20°.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

5.0 CONCLUSION

Le but ultime de ce mémoire était de présenter une méthode expérimentale assez fiable pour mesurer la relocalisation énergétique causée par divers types d'écrans. Nous croyons que la méthode impulsionnelle utilisée est excellente pour l'analyse de signaux acoustiques. En effet nous avons réussi à valider cette méthode (décrite à la section 3.3) en la comparant à des mesures prises avec d'autres méthodes de mesures et à des résultats théoriques pour le guide simple. Les résultats dans le plan médiateur à la section 4.1.1 (figures 4.6 à 4.8) et les résultats du facteur de directivité en prodiffusion à la section 4.1.2 (figures 4.10 à 4.13) sont toujours comparables aux résultats pris antérieurement. Son seul défaut serait le manque de flexibilité en fréquence et en puissance du signal d'excitation émis par la source. En effet, nous avons été limités par le faible niveau de pression sonore émis par la ligne source ce qui nous contraignait à mesurer des niveaux impulsifs de très faibles amplitudes. Nous savons que plus les impulsions ont des faibles amplitudes, moins elles transportent d'énergie et moins elles se distinguent du niveau de bruit environnant. Le fait d'émettre des

impulsions de grande amplitude peut certainement aider à améliorer la cohérence des résultats en diminuant l'apport du bruit de fond. De ceci, nous pouvons affirmer que les résultats ont une précision de plus ou moins 1 dB à 2 dB.

Les mesures dans le plan médiateur à la fente du guide d'ondes considéraient certains angles de l'onde incidente (0° à 30°) dans le plan perpendiculaire à la direction longitudinale de la fente d'entrée. Ces résultats nous ont permis de visualiser les relocalisations énergétiques dans un plan latéral (en coupe). Nous savons que les fréquences de résonance (bande de 250 Hz pour les deux guides), d'accord (bande de 500 Hz pour le guide simple et 400 Hz pour le guide à chambre d'expansion) et de coupure (bande de 630 Hz pour le guide simple et 500 Hz pour le guide à chambre d'expansion) ne varient pas pour les angles d'incidences considérés. Par contre, le "patron de diffusion" de chaque écran ajouré se déplacent en suivant la direction du rayon incident. Du côté opposé à la source (prodiffusion), les effets d'atténuation (fréquence d'accord) ou d'amplification (résonance) sont bien observés. Du côté de la source (rétrodiffusion), l'écran ajouré semble réagir plus (amène une légèrement diminution du niveau de pression sonore) que la barrière pleine. De plus, nous remarquons la présence de minces dièdres

d'atténuation qui se déplacent en fonction de la direction de l'onde incidente. Etant donné que l'énergie incidente est partiellement ou totalement réfléchie (réflexion diffuse) par la fente d'entrée du guide en fonction de la bande de fréquences considérée et l'angle d'incidence, nous pensons qu'il se produit des interactions destructives de type Bragg dans certaines régions très locales qui produiraient ces atténuations.

Les mesures dans le plan parallèle aux fentes d'entrée et de sortie du guide d'ondes se font pour certains angles d'incidence de l'onde acoustique (0° à 20°) dans un plan parallèle aux fentes et les traversant suivant leur axe de symétrie longitudinal. Nous devions déterminer s'il existait une dépendance des résultats avec l'angle d'incidence de l'onde acoustique sur le guide d'ondes.

Ces mesures avaient comme objectif principal de mesurer le facteur de directivité en prodiffusion provoqué par l'anisotropie du guide d'ondes quand des ondes acoustiques s'y propagent en incidence oblique. Ce test du facteur de directivité en prodiffusion nous a donné des résultats très similaires à ceux trouvés expérimentalement par Lahlou (il a mesuré de 0° à 60°) [14]. En effet, il trouve expérimentalement que pour des angles allant de 0° à 20° que le facteur de directivité était très près de l'unité et presque

indépendant de l'angle d'incidence. Ce qui nous révèle que l'anisotropie du guide d'ondes est encore très faible et même presque négligeable pour ces angles.

La mesure du facteur de directivité en rétrodiffusion nous a montré de légères variations du niveau sonore sur les courbes. Nous avons alors expliqué qu'un effet de type Bragg pouvait avoir eu lieu, créant ainsi des zones d'atténuation et d'amplification très minces. Nous avons aussi remarqué que ces variations augmentaient avec l'angle d'incidence.

La série de mesures représentant la différence des niveaux sonores prodiffusée par un écran ajouré déphaseur par rapport à ceux prodiffusés par un écran plein de même taille a mis en évidence l'effet des ondes transmises par la fente du guide. Nous remarquons d'abord qu'il n'existe à peu près pas de dépendance de l'angle d'incidence sur les niveaux de pression diffusés par le guide. Certes, nous observons quelques variations de l'ordre de 1 dB à 2dB mais elles ne sont pas vraiment significatives pour nous permettre de conclure à une dépendance de l'angle d'incidence sur les résultats.

Finalement, la série de mesures nous représentant la différence des niveaux rétrodiffusés par le système d'écran

ajouré déphaseur par rapport à ceux rétrodiffusés par un écran plein de même taille nous montrait la contribution apportée par le rayonnement de la fente d'entrée du guide (réflexion diffuse). Nous remarquons que la variation de l'angle d'incidence augmente les variations de pression de type Bragg. En effet, à mesure que nous augmentons les angles, des zones d'amplification et d'atténuation du niveau de pression sonore apparaîssent très localement à des positions difficilement prévisibles sur les graphiques. Nous savons donc que la fente d'entrée du guide d'ondes donne naissance à une onde dont les caractéristiques de phase et d'amplitude dépendent de l'angle d'incidence de l'onde sur le guide d'ondes.

5.1 Recommandations

Voici quelques petits points qui devraient faire l'objet d'études approfondies pour être mieux compris. Nous pensons qu'il serait certainement très profitable de mesurer les relocalisations énergétiques lorsque des ondes acoustiques se propagent dans le guide d'ondes avec un grand angle d'incidence pour confirmer les résultats théoriques et expérimentaux déjà trouvés. Ceci nous permettrait de mieux investiguer cette caractéristique particulière du guide d'ondes qu'est l'anisotropie (pour les ondes transmi-

ses). De plus ceci nous permettrait de mieux prédire les variations de type Bragg qui perturbent substantiellement le milieu acoustique (réflexions diffuses). Finalement, il serait très utile d'élaborer une théorie solide pour modéliser le guide à chambre d'expansion.

BIBLIOGRAPHIE

[1] **PIERCE, A.D.** "Diffusion of Sound Around Corners and Over Wide Barriers," J. Acoust. Soc. Am., vol. 55, pp. 941-955, 1974.

[2] **PIERCE, A.D.** "Acoustics," McGraw-Hill, New-York.

[3] **DROIN, L.,** "Etude théorique et expérimentale d'un nouveau type d'écran acoustique dit écran ajouré déphaseur," Thèse de doctorat, Université du Maine, France, 1985.

[4] **AMRAM, M. STERN, R.,** "Refractive and Other Acoustic Effects Produced by a Prism-Shaped Network of Rigid Strips," J. Acoust. Soc. Am., vol. 70, pp. 1463-1472, 1981.

[5] **COHN, S.B.,** "Analysis of the Metal-Strip Delay Structure for Microwave Lenses," J. Appl. Phys., vol. 20, pp. 257-262, 1949.

[6] **MORSE, P.M., INGARD, K.U.,** "Theoretical Acoustics," McGraw-Hill, New-York, pp. 467-543, 373, 1968.

[7] **DROIN, L., AMRAM, M., CHVOJKA, V.J.**, "Optimisation géométrique de guides d'ondes utilisés comme filtres passe-bas pour le contrôle des bruits de basses fréquence," Applied Acoustics, vol. 19, pp. 285-303, 1986.

[8] **AMRAM, M., OSTIGUY, G.L., ROUSSELET, J.**, "Optimum Attenuation of Low Frequency Noise by Proper Tunning of a Prismatic Array of Waveguides," J. Sound and Vibrations, vol. 86, pp. 253-263, 1983.

[9] **AMRAM, M., CHJOVKA, V.J.**, "A Slow-Waveguide Filter as an Acoustic Interference Controlling Device," J. Acoust. Soc. Am., vol. 77(2), pp. 394-401, 1985.

[10] **NICOLAS, J., DAIGLE, G.A.**, "Experimental Study of a Slow-Waveguide Barrier on Finite Impedance Ground," J. Acoust. Soc. Am., vol. 80 (3), pp. 869-676, 1986.

[11] **MONGEAU, L., AMRAM, M., ROUSSELET, J.**, "Scattering of Sound Waves by a Periodic Array of Slotted Waveguides," J. Acoust. Soc. Am., vol. 80 (2), pp. 665-671, 1986.

[12] **AMRAM, M., SIMARD, L.P., CHVOJKA, V.J., OSTIGUY, G.,** "Experimental Study of Forward Scattering for a Periodic Arrangement of Slotted Waveguides," J. Acoust. Soc. Am., vol. 81 (2), pp. 215-221, 1987.

[13] **LAHLOU, R., AMRAM, M., OSTIGUY, G.,** "Oblique Acoustic Wave Propagation Through a Slotted Waveguide," J. Acoust. Soc. Am., vol. 85 (4), pp. 1449-1455, 1989.

[14] **LAHLOU, R.,** "Etude de la propagation oblique d'ondes acoustiques sphériques dans un guide d'ondes et de leur rayonnement à son extrémité," Thèse de maîtrise, Ecole Polytechnique, Montréal, 1988.

[15] **MASSON, P.,** "Validation d'un logiciel de prédiction du comportement d'un filtre acoustique d'un type ajouré déphaseur," Projet de fin d'études, Ecole Polytechnique, Montréal, 1989.

[15] **GAUTSCHI, W.,** "Error Function and Fresnel Integrals," in Handbook of Mathematical Functions, édité par M. Abramowitz et I.A. Stegun (Dover, New York, 1965).

ANNEXE A

GUIDE SIMPLE

Voici les mesures de diffusion du guide simple prises au laboratoire. Vous y trouverez aux figures A1 à A8 les résultats de la diffusion dans le plan perpendiculaire à la fente d'entrée avec le système réactif ouvert et bouché. Vous verrez ensuite aux figures A9 à A28, les résultats obtenus dans le plan parallèle au plan des fentes, c'est-à-dire, la rétrodiffusion et la prodiffusion avec système réactif ouvert et bouché. Ces résultats ont été manipulés de façon à créer les autres résultats présentés dans le quatrième chapitre de ce mémoire (figures 4.6 à 4.27).

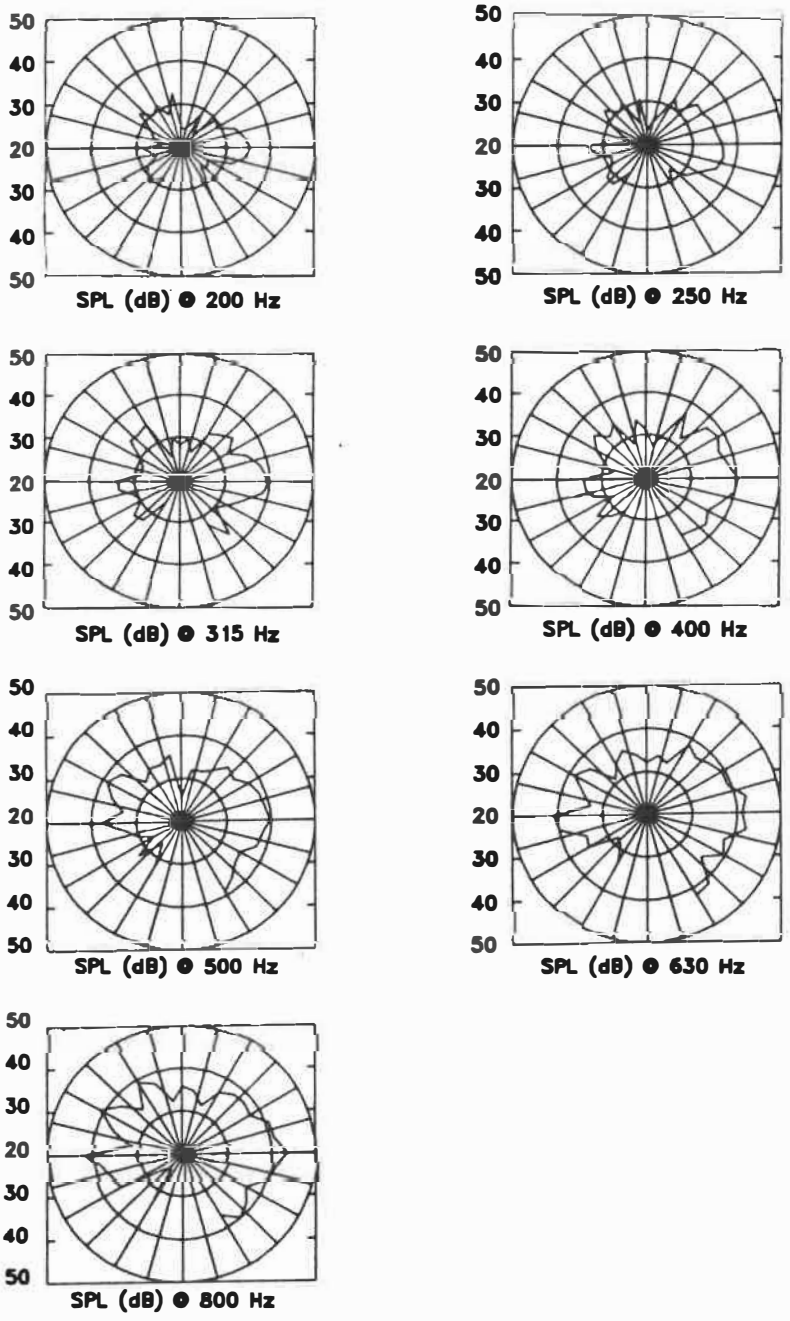


FIG. A1 Diffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan médiateur avec source à 0°.

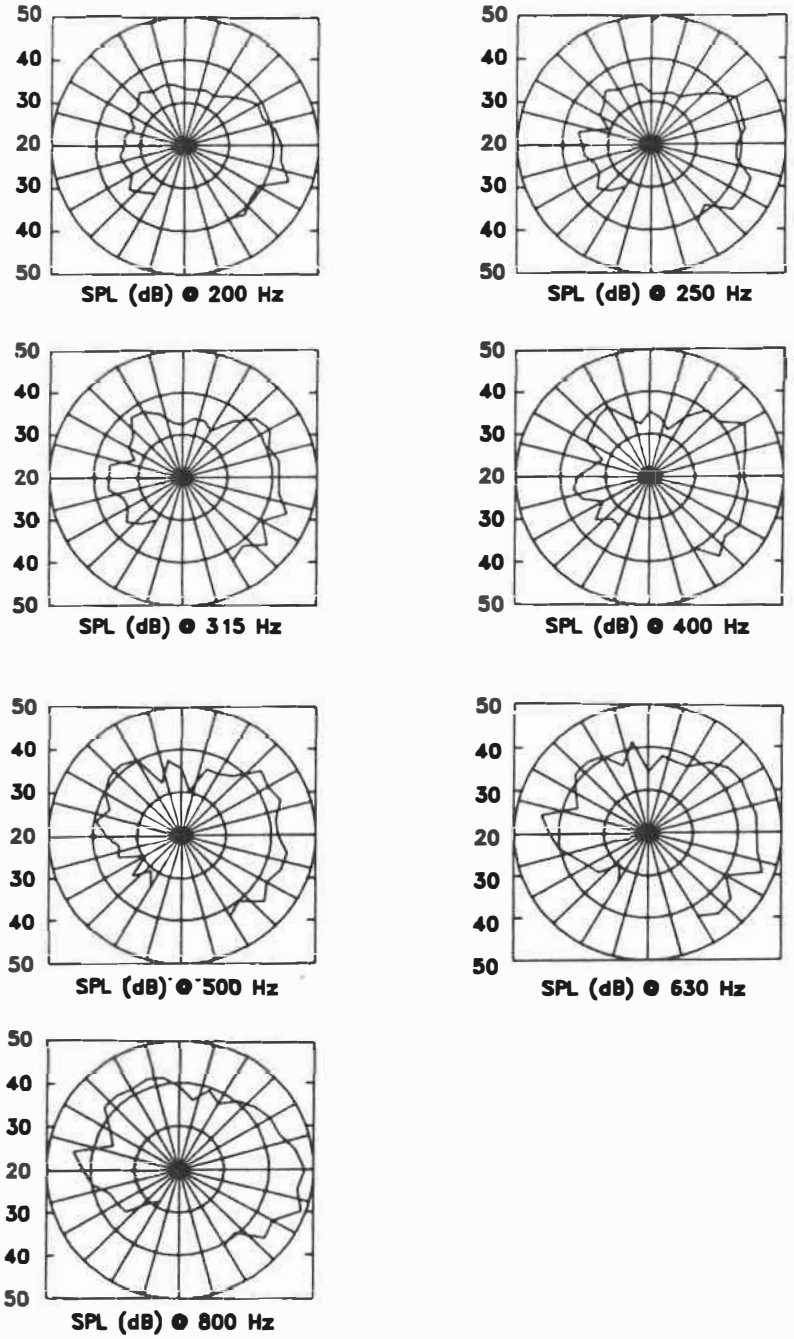


FIG. A2 Diffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan médiateur avec source à 10°.

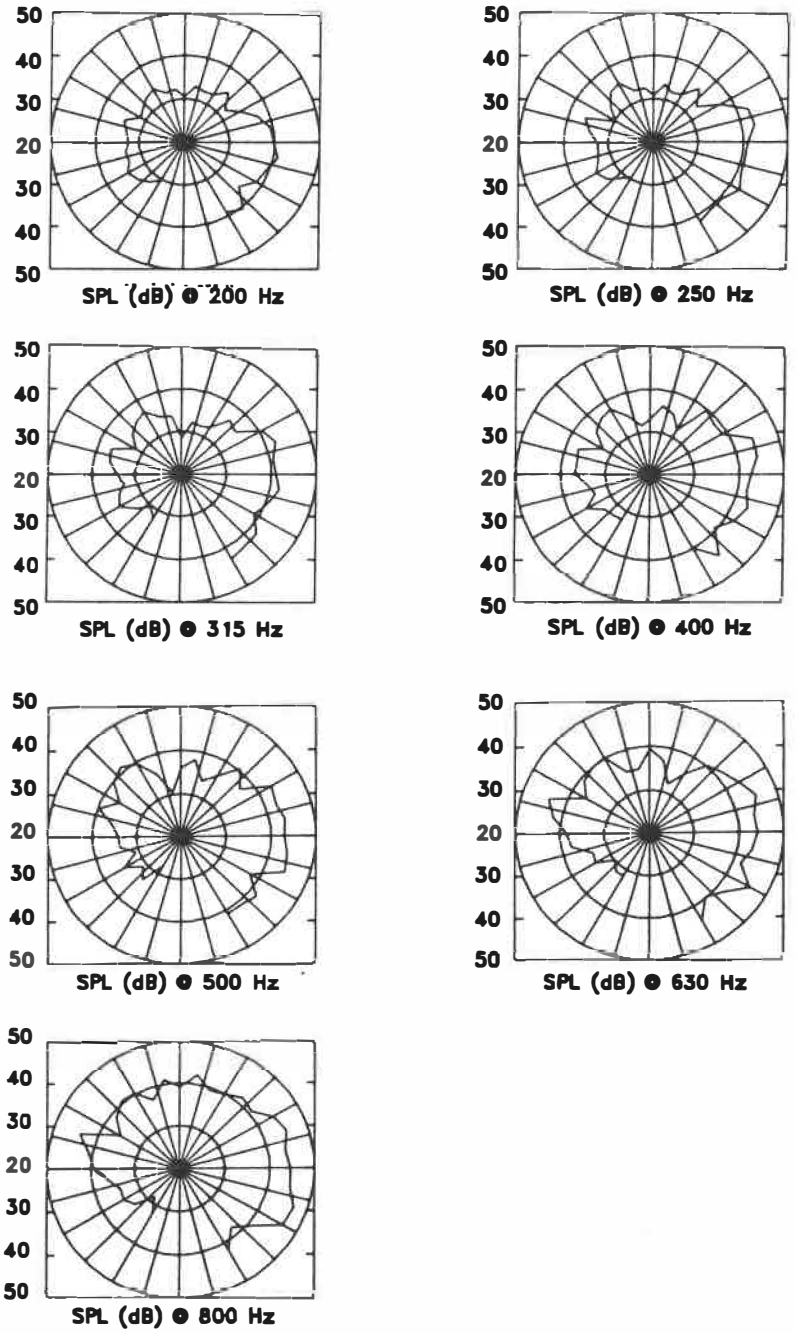


FIG. A3 Diffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan médiateur avec source à 20°.

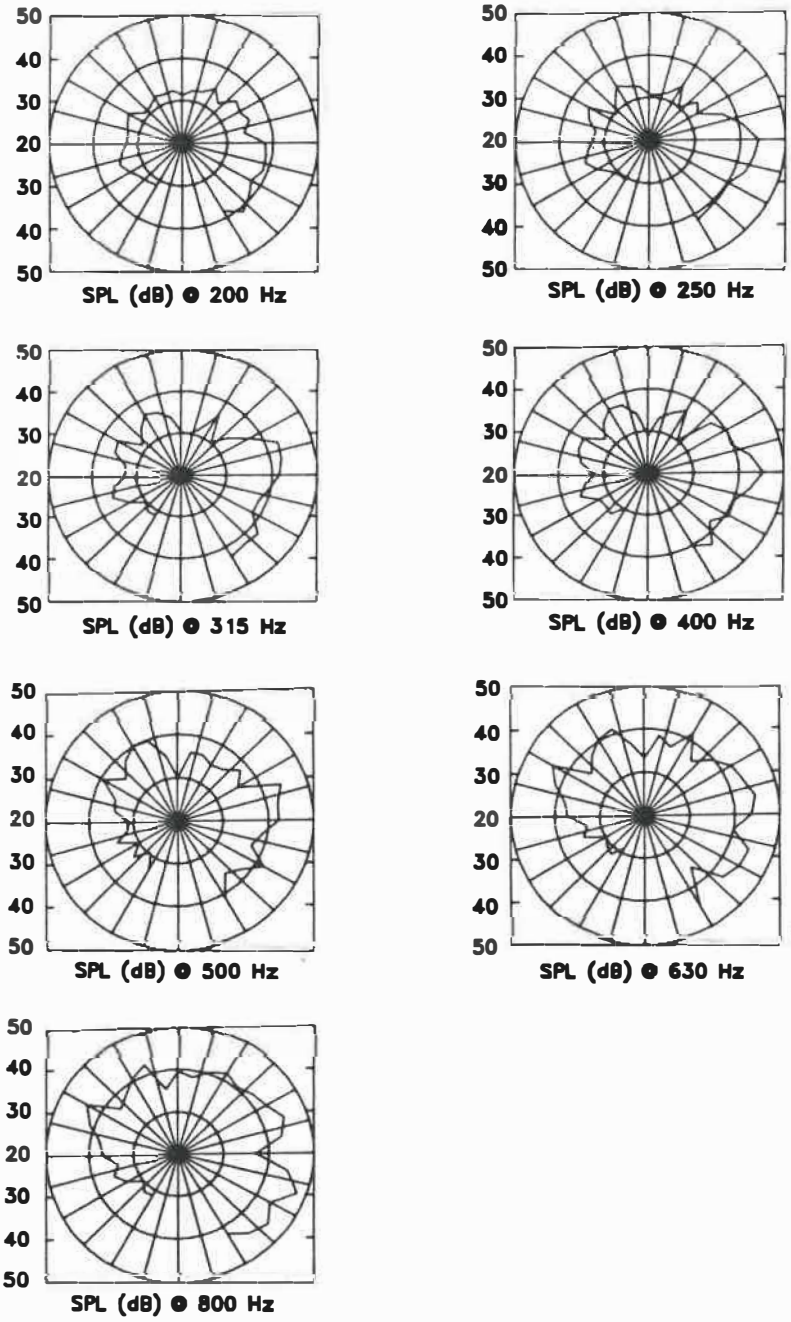


FIG. A4 Diffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan médiateur avec source à 30°.

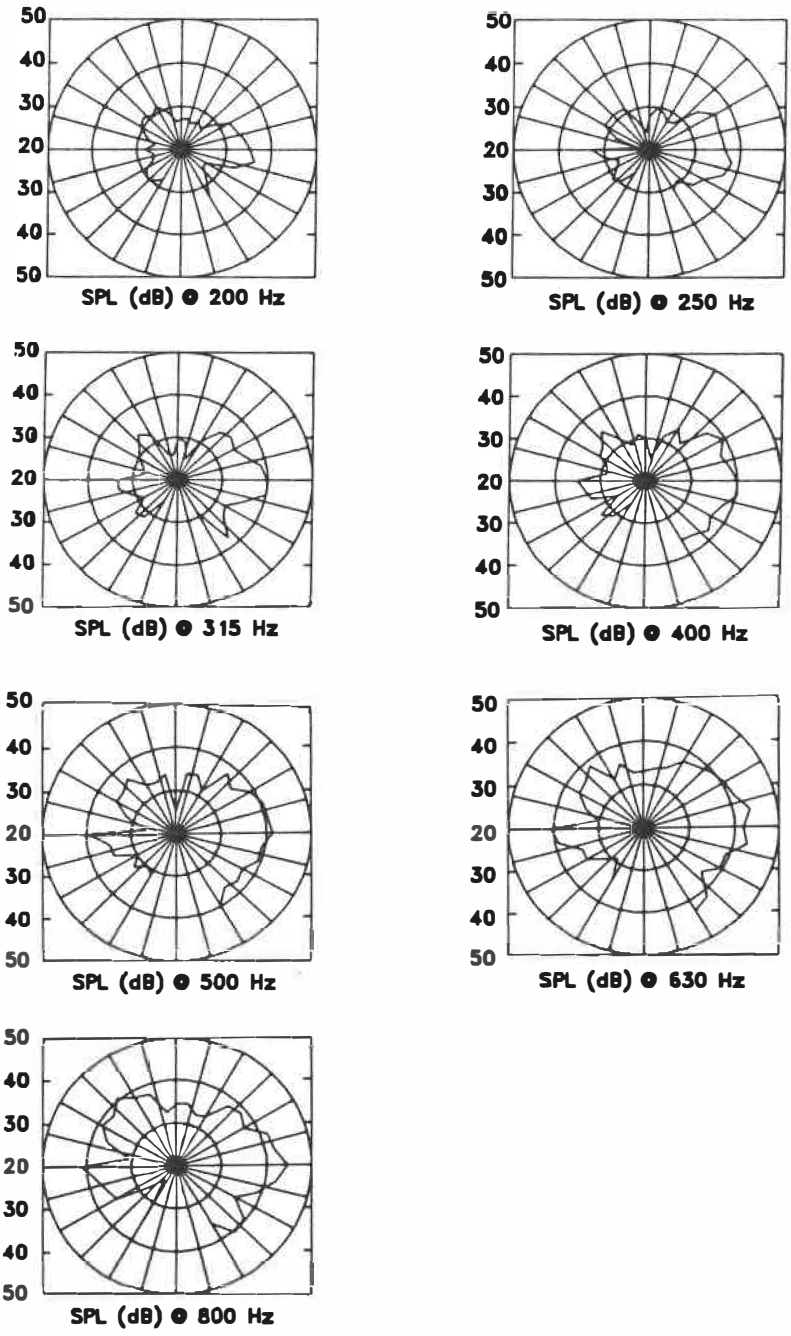


FIG. A5 Diffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan médiateur avec source à 0°.

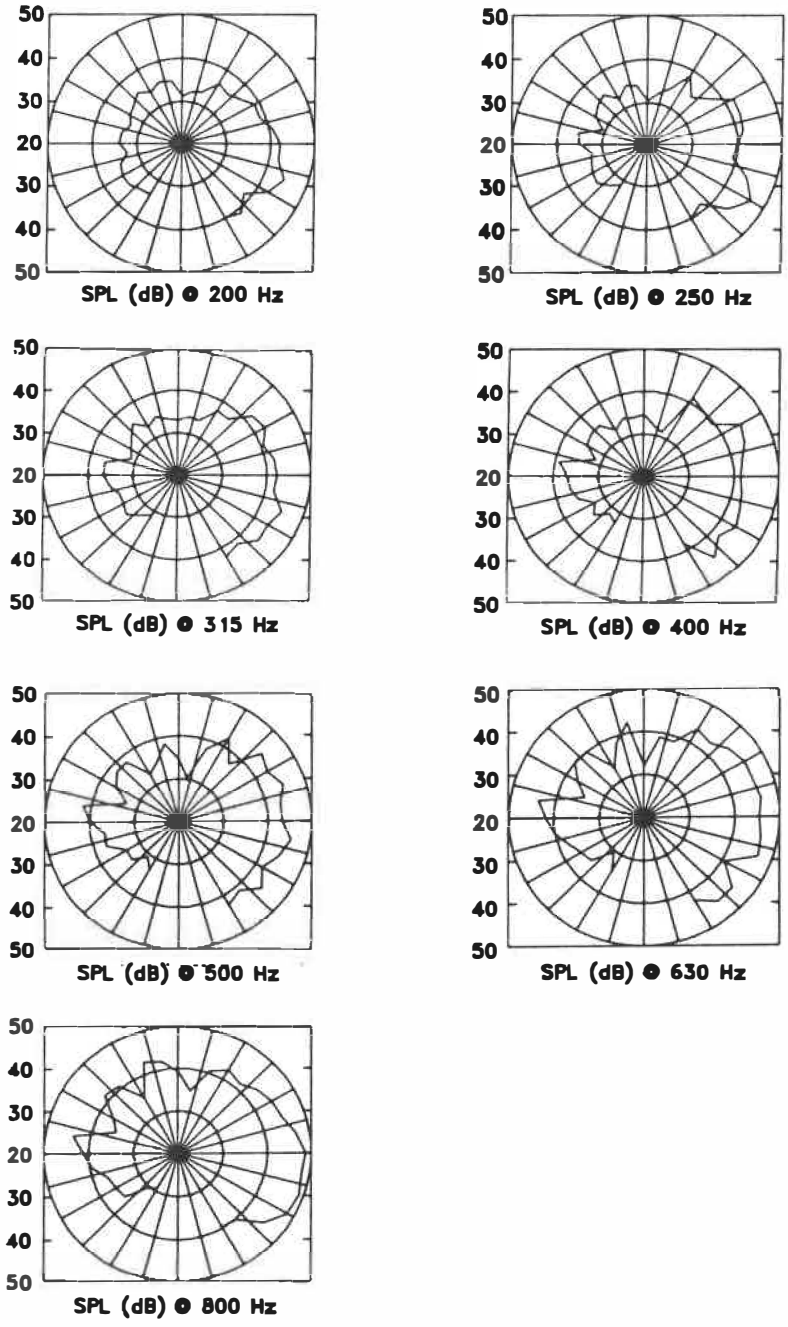


FIG. A6 Diffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan médiateur avec source à 10°.

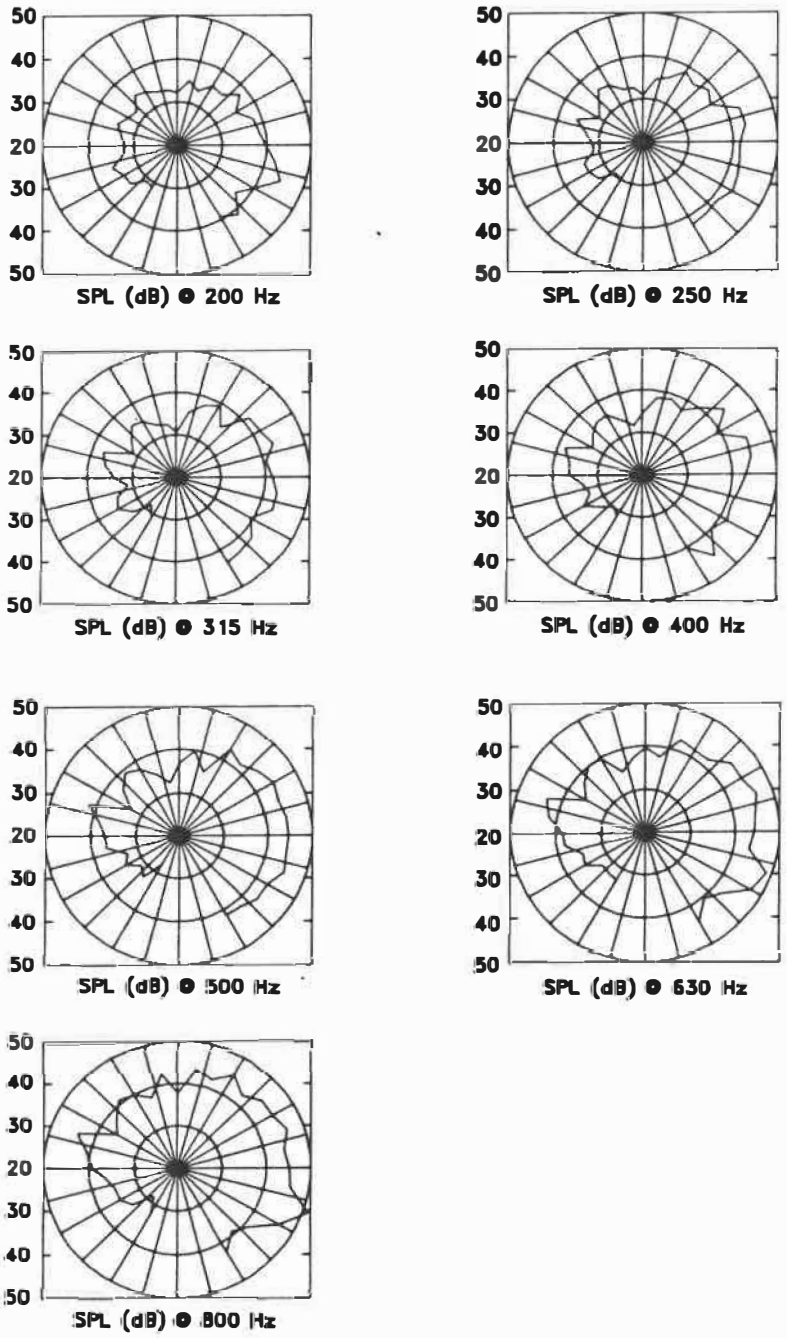


FIG. A7 Diffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan médiateur avec source à 20°.

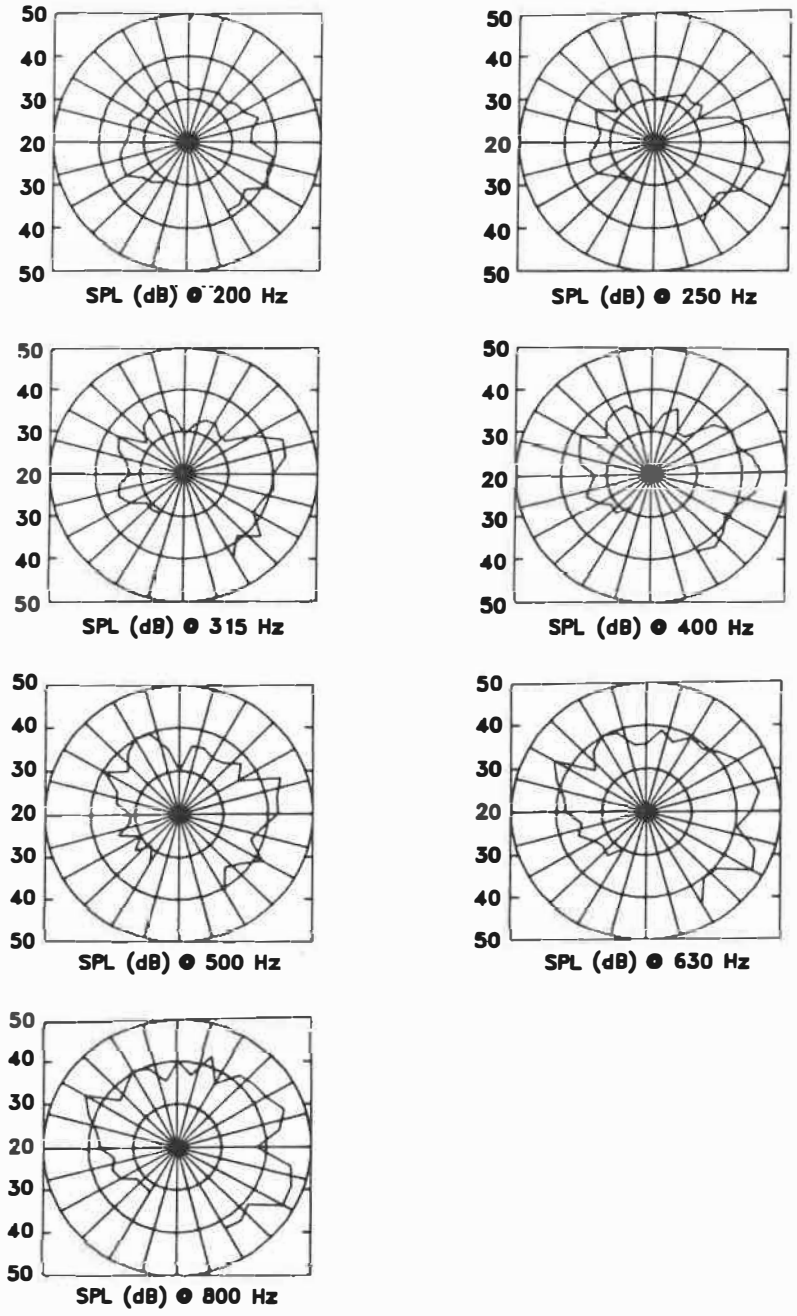


FIG. A8 Diffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan médiateur avec source à 30°.

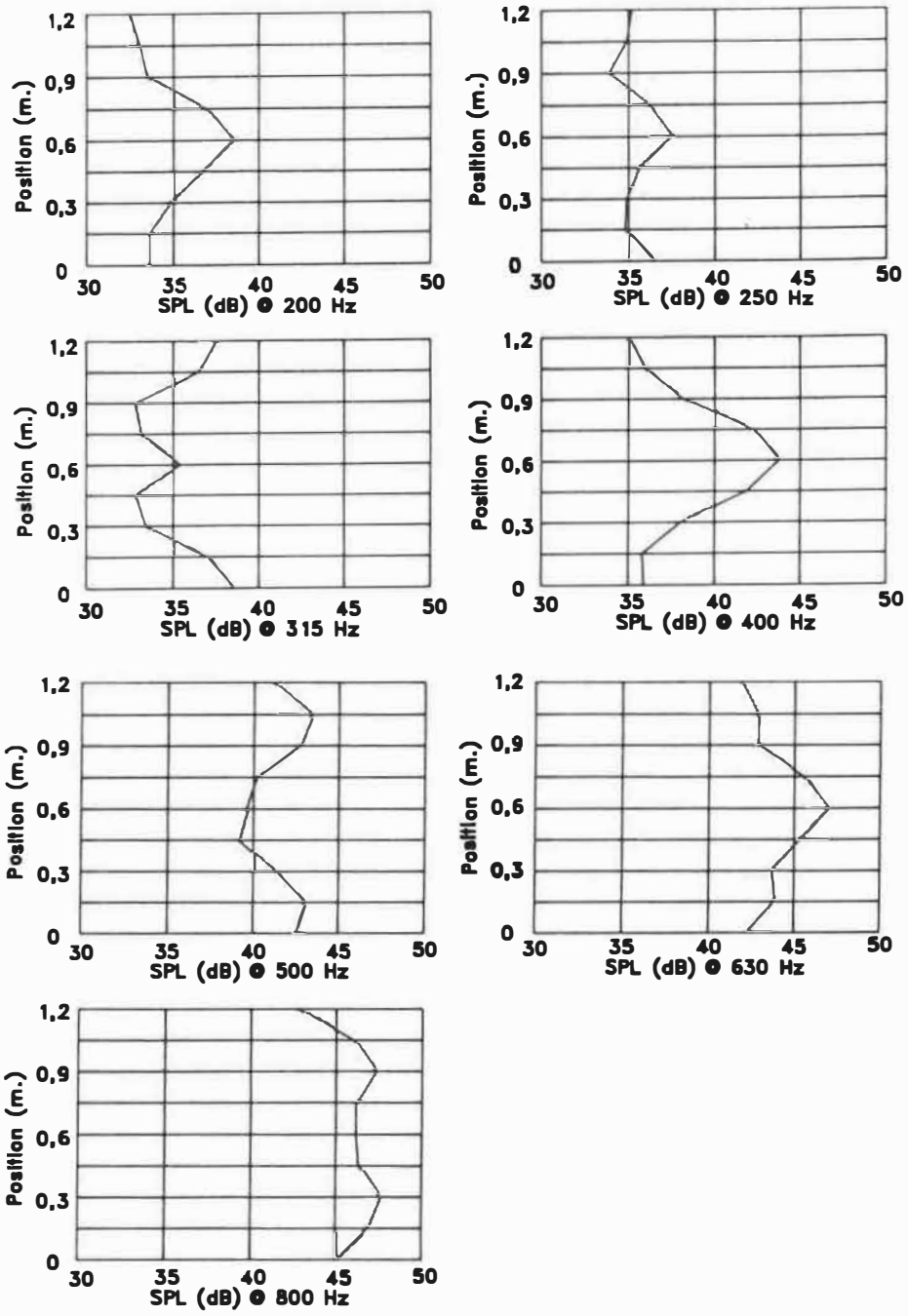


FIG. A9 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 0°.

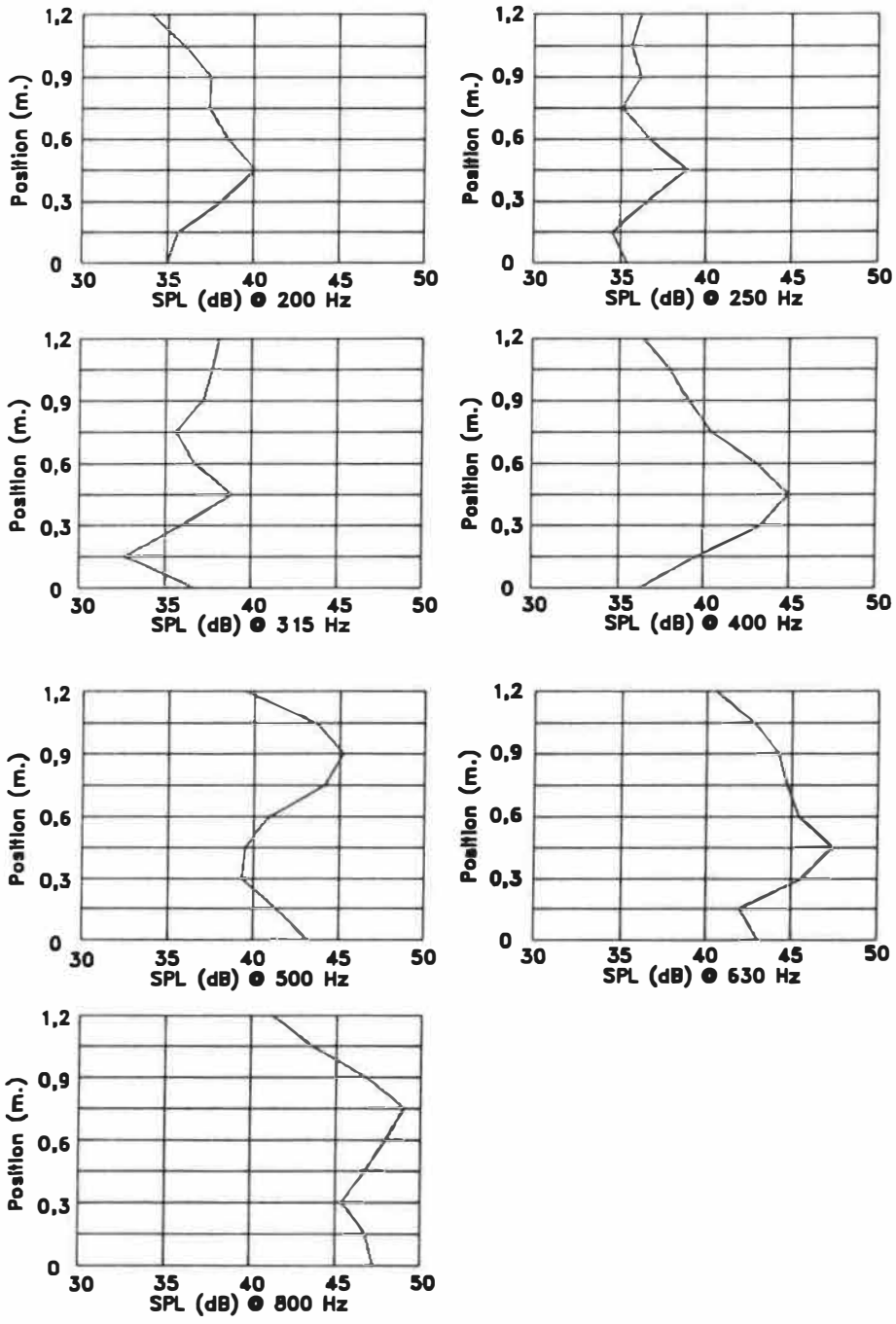


FIG. A10 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 5°.

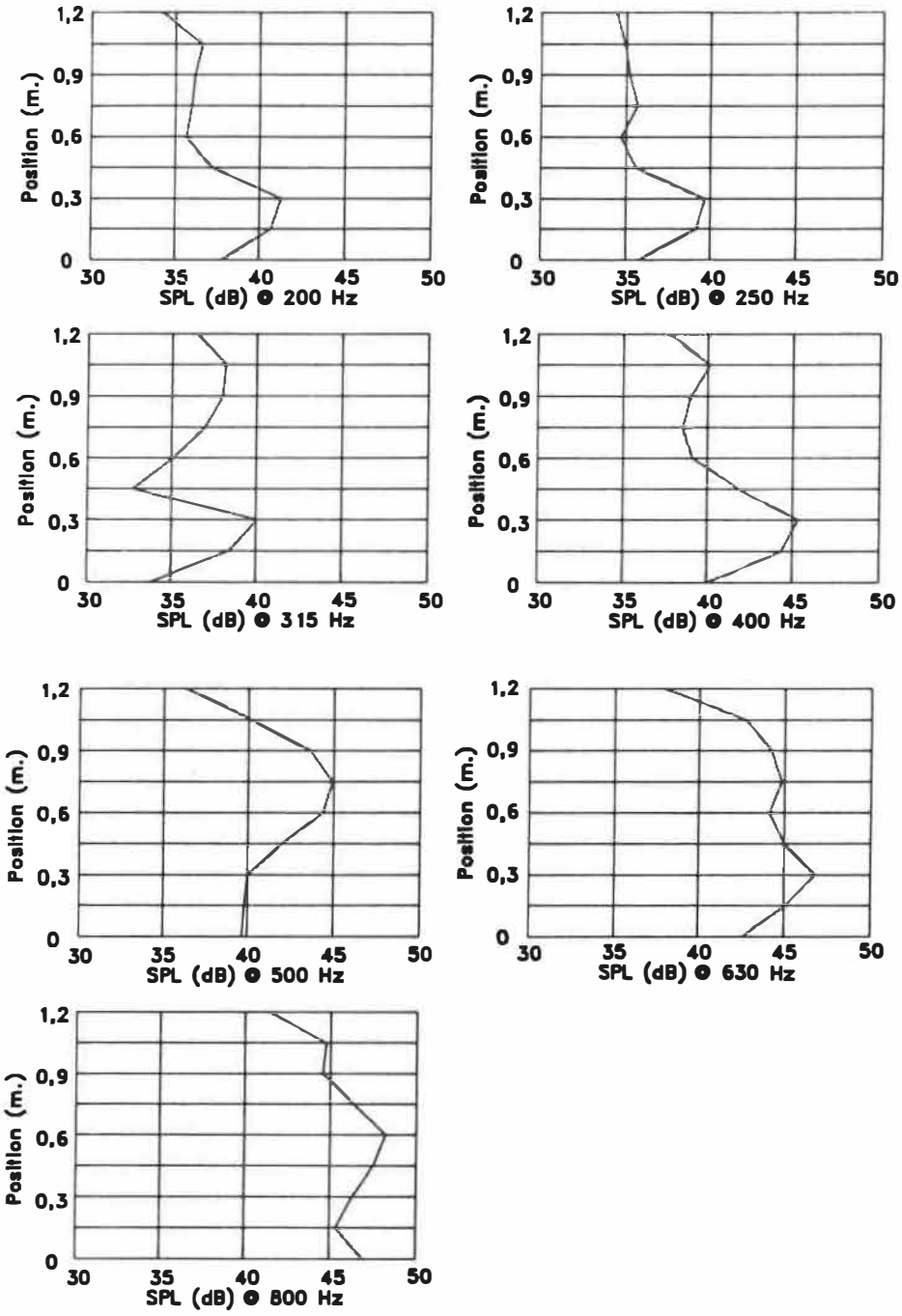


FIG. A11 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 10°.

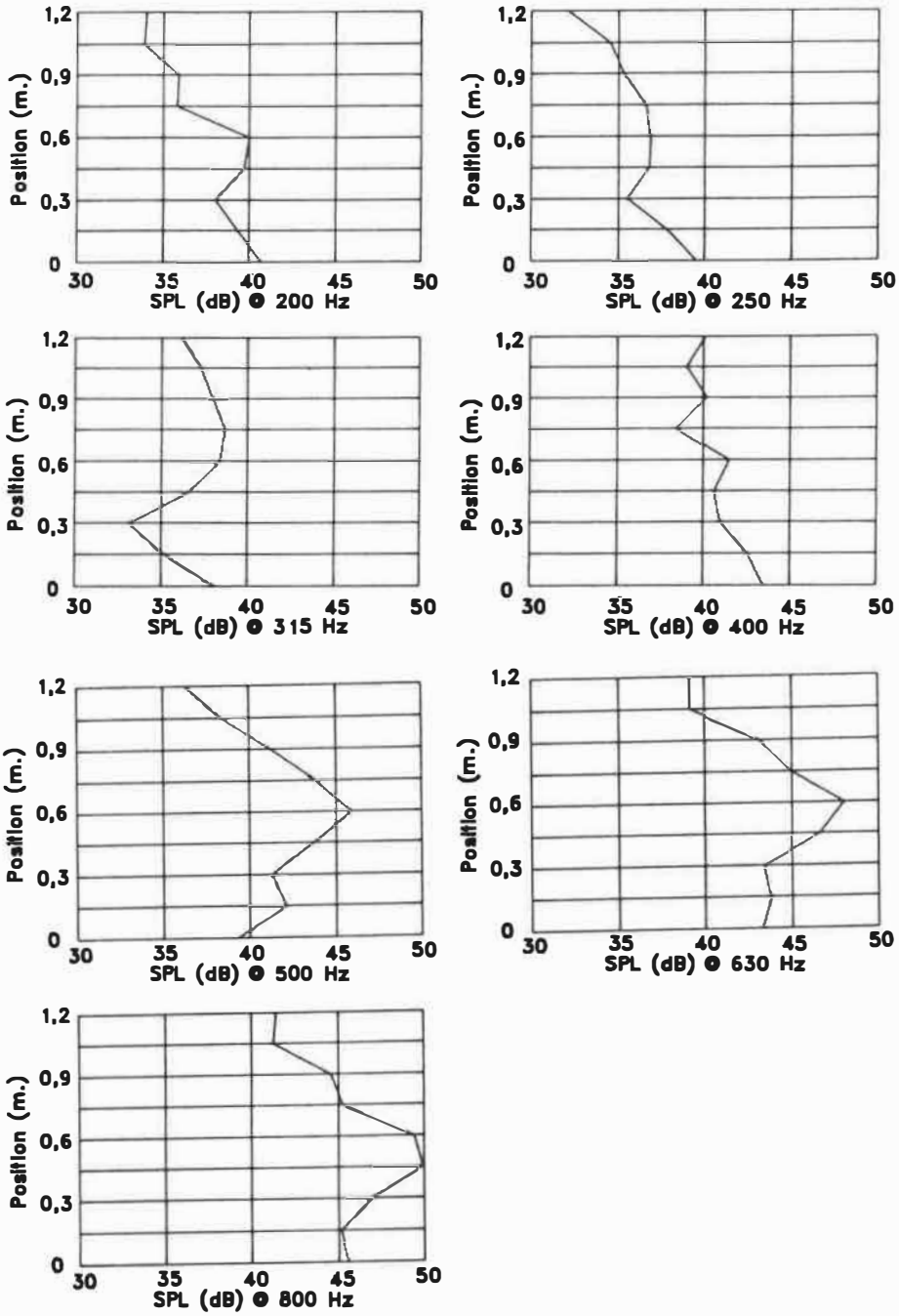


FIG. A12 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 15°.

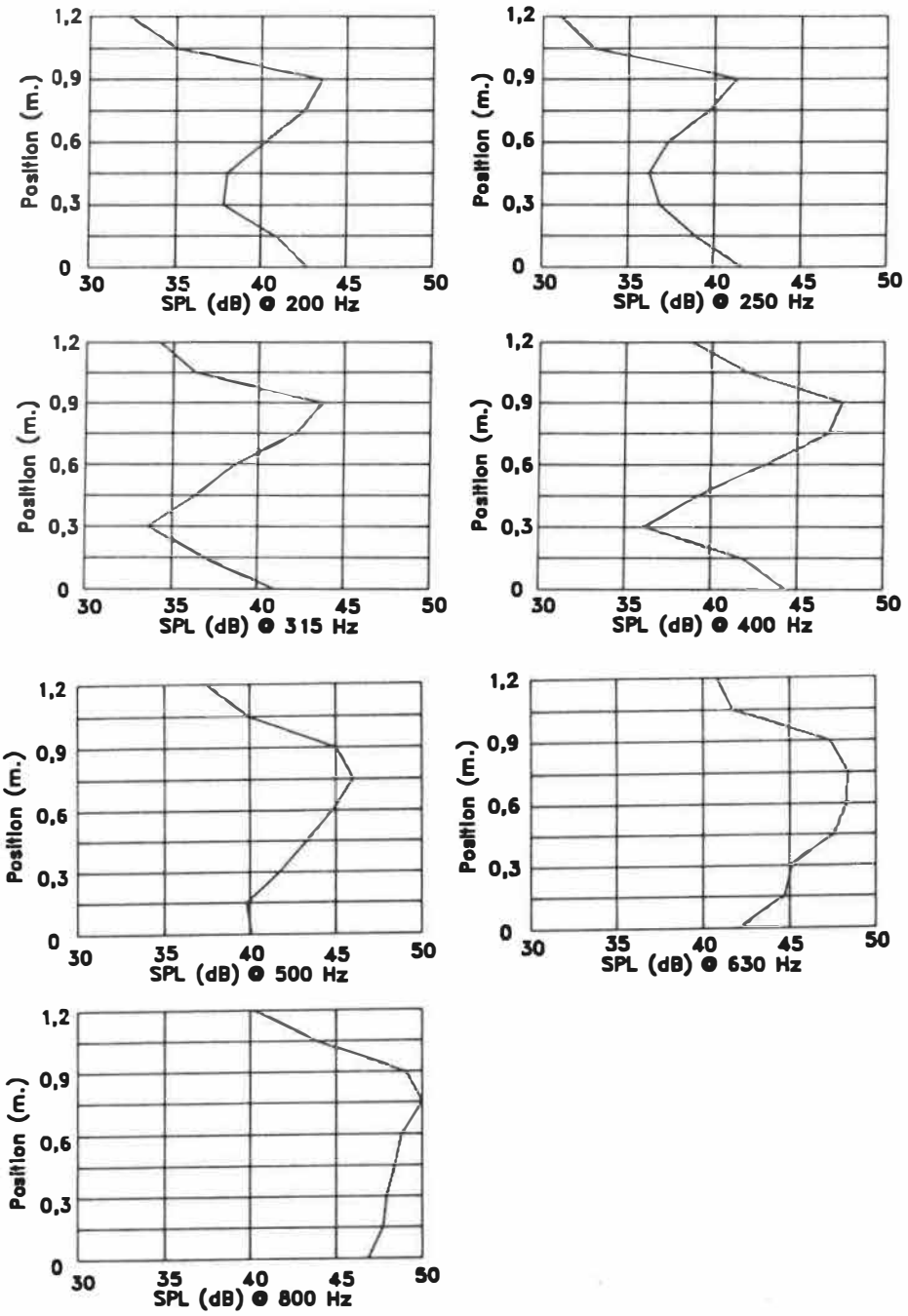


FIG. A13 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 20°.

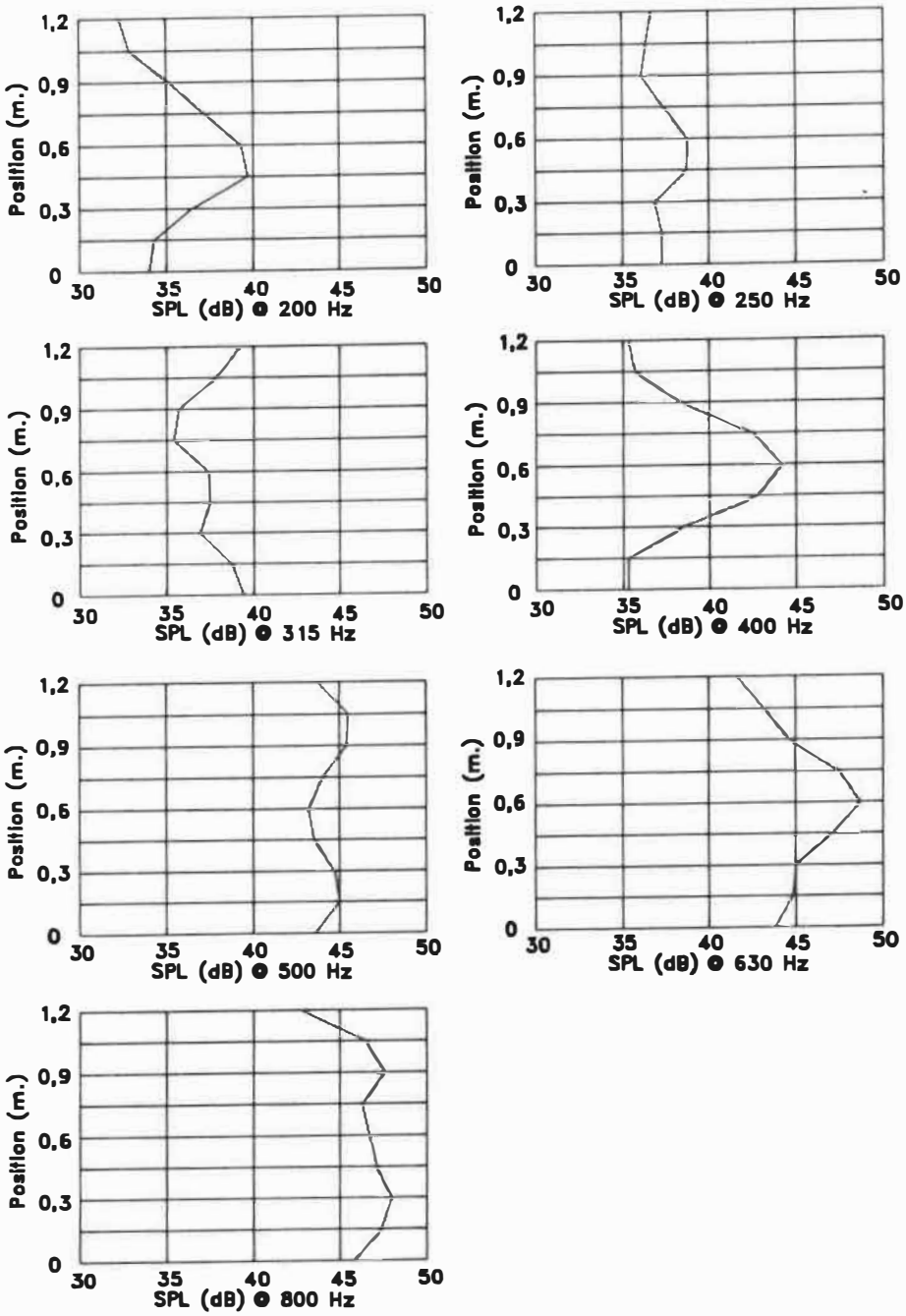


FIG. A14 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 0°.

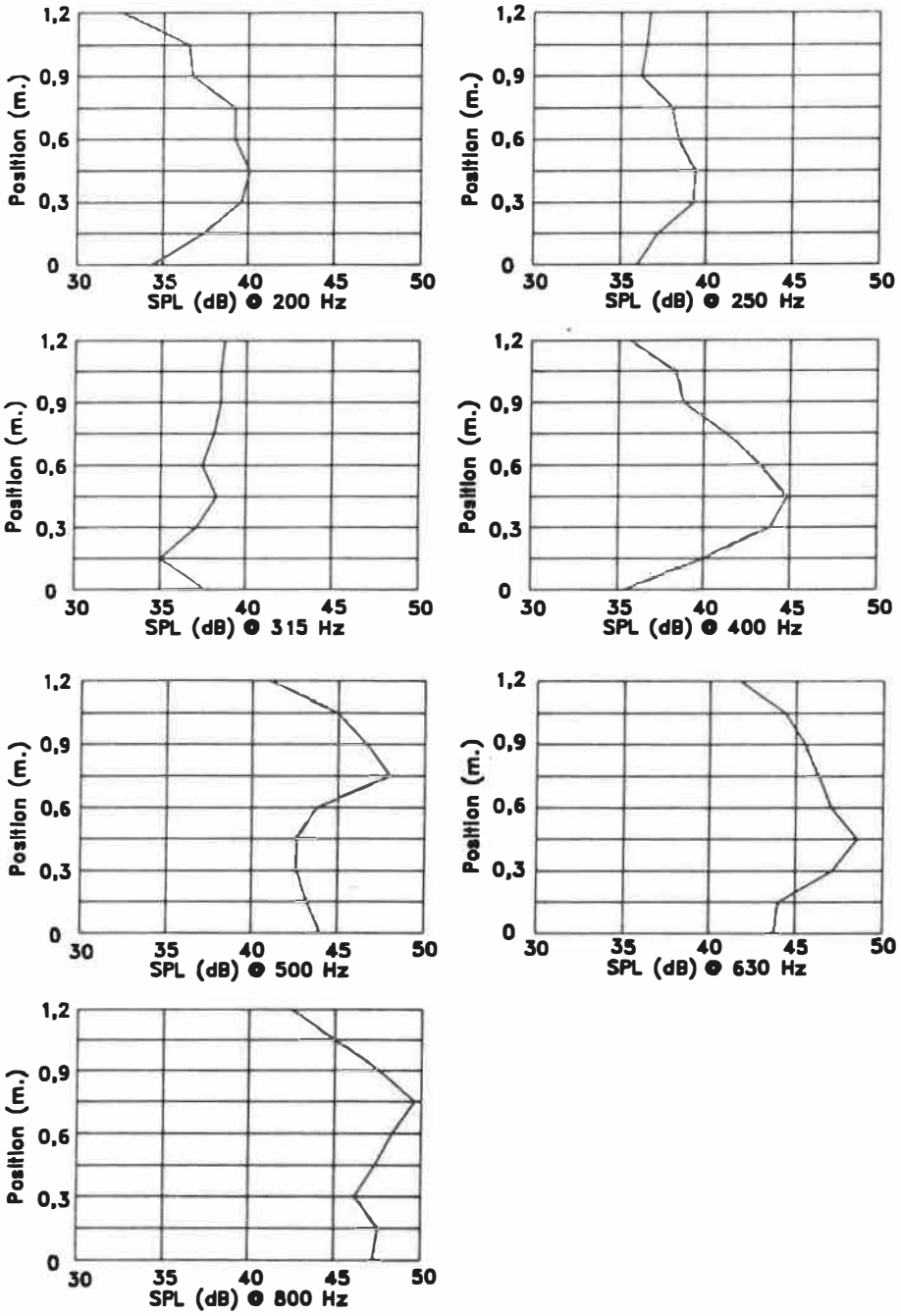


FIG. A15 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 5°.

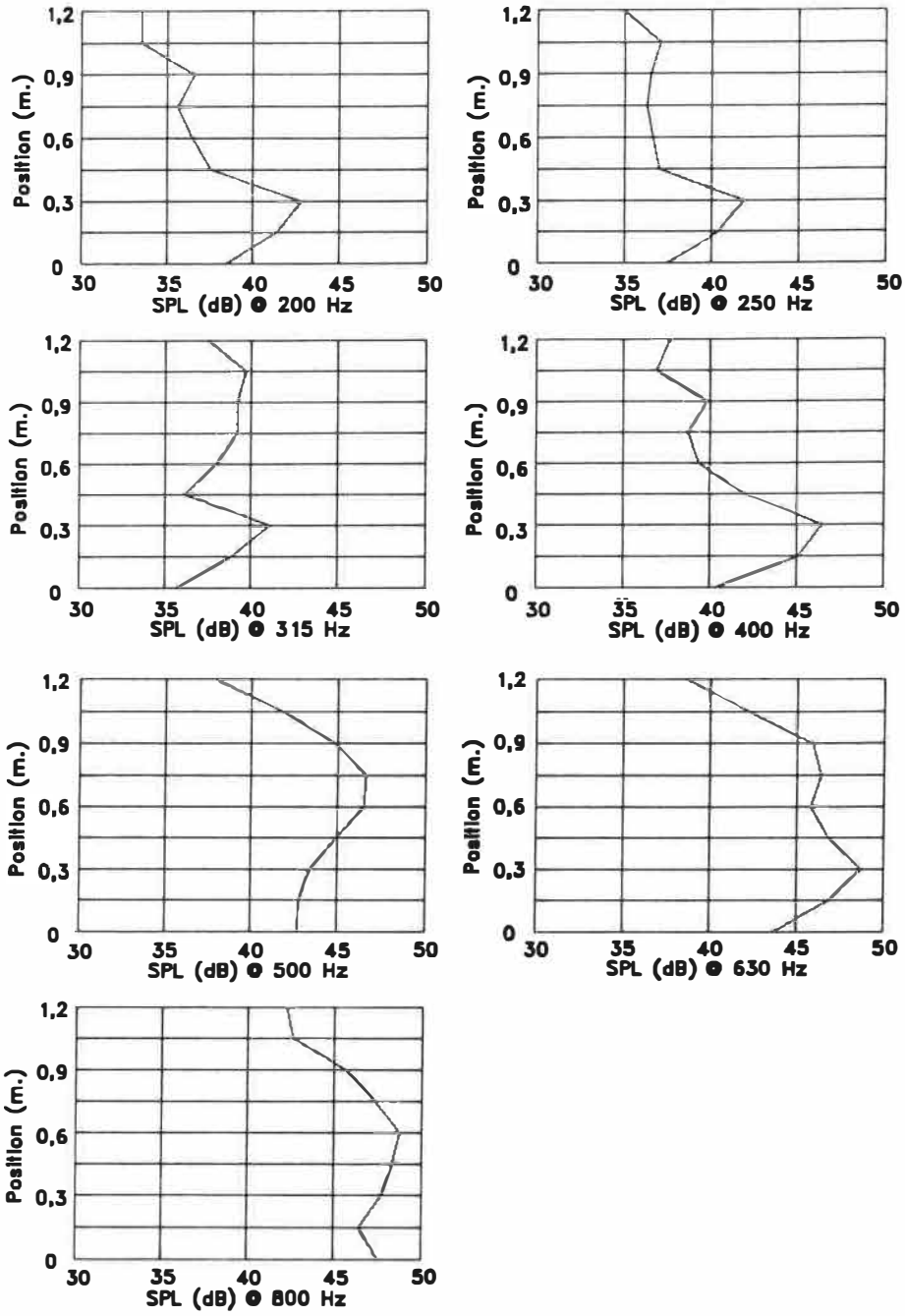


FIG. A16 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 10°.

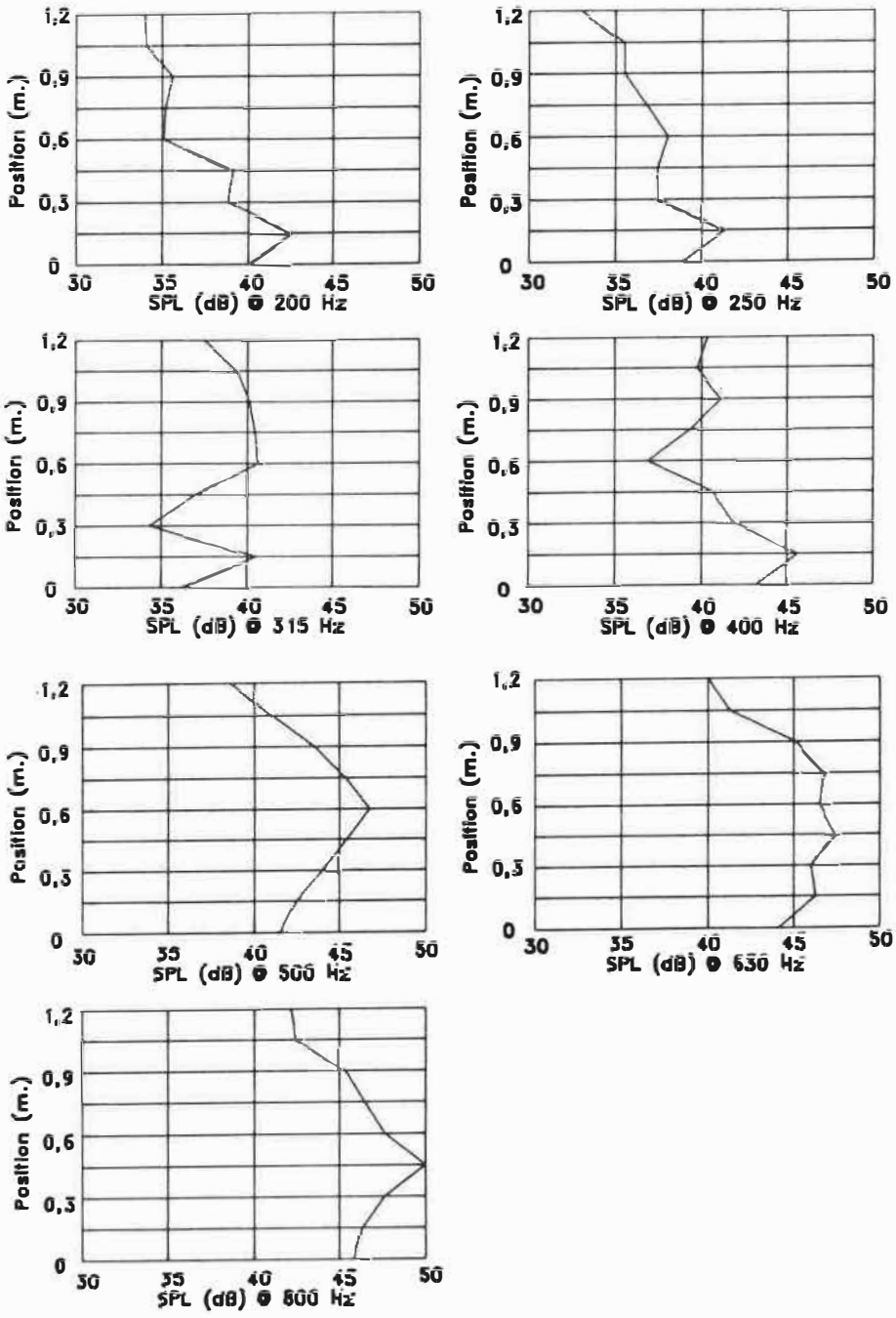


FIG. A17 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 15°.

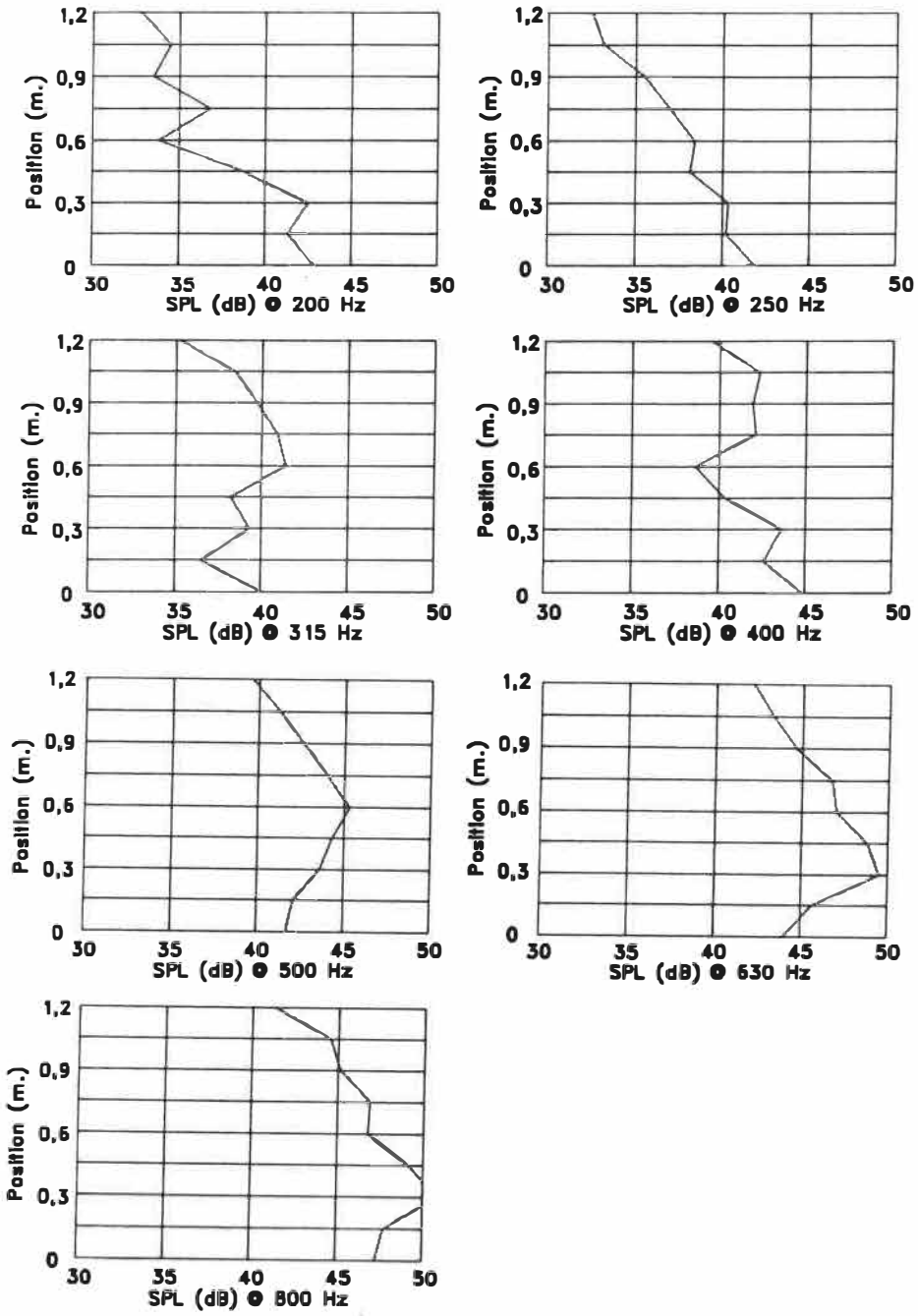


FIG. A18 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 20°.

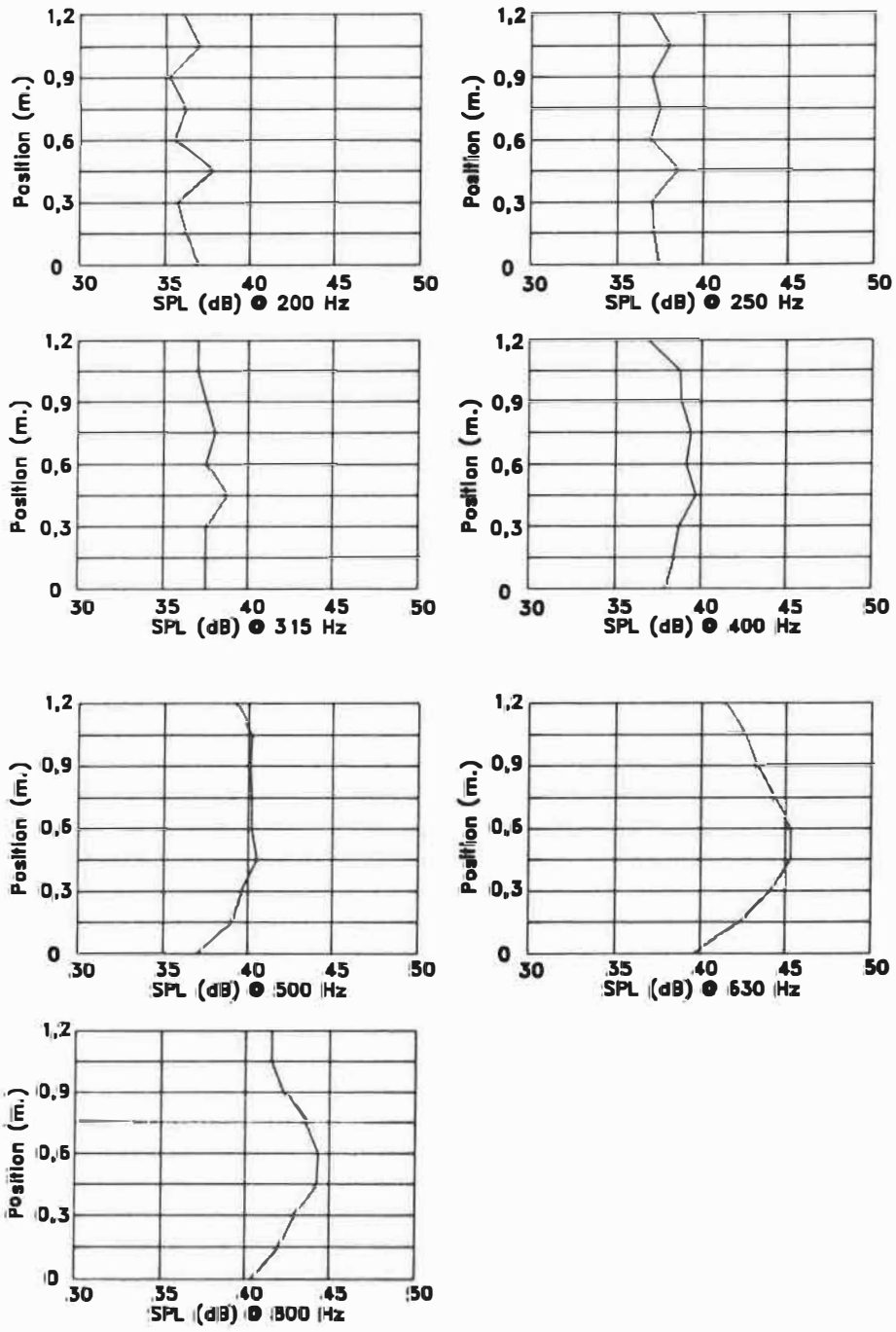


FIG. A19 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 0°.

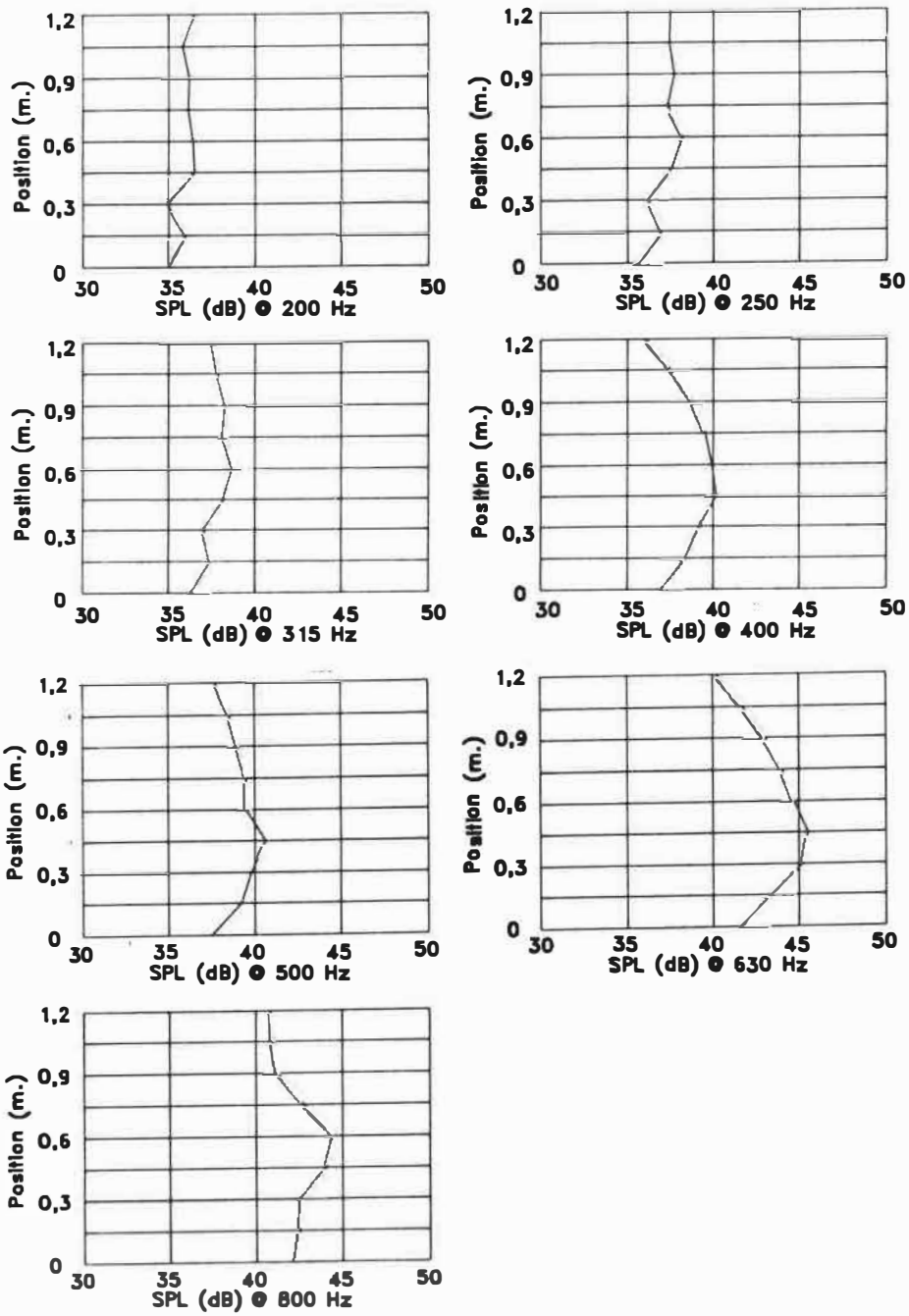


FIG. A20 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 5°.

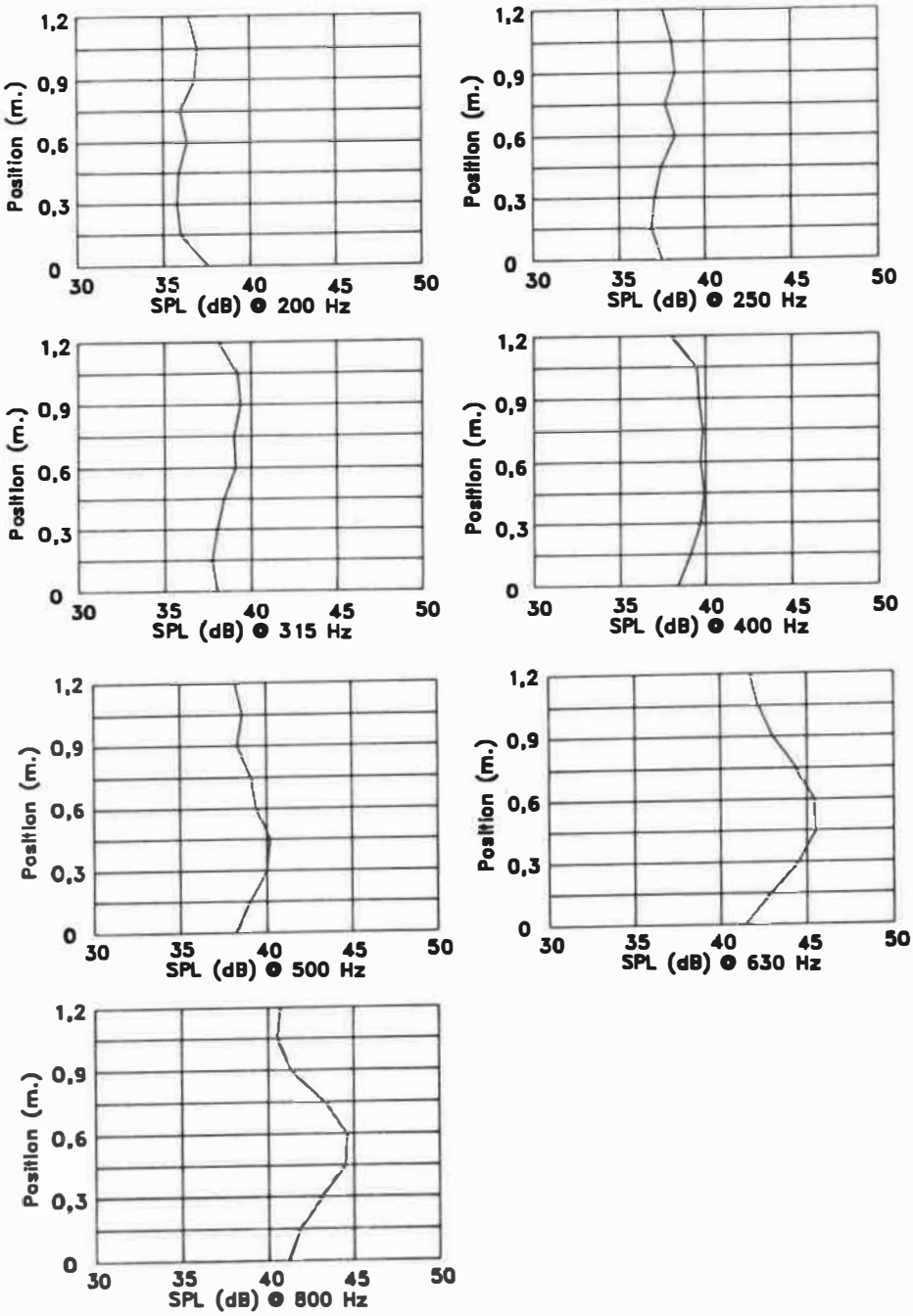


FIG. A21 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 10°.

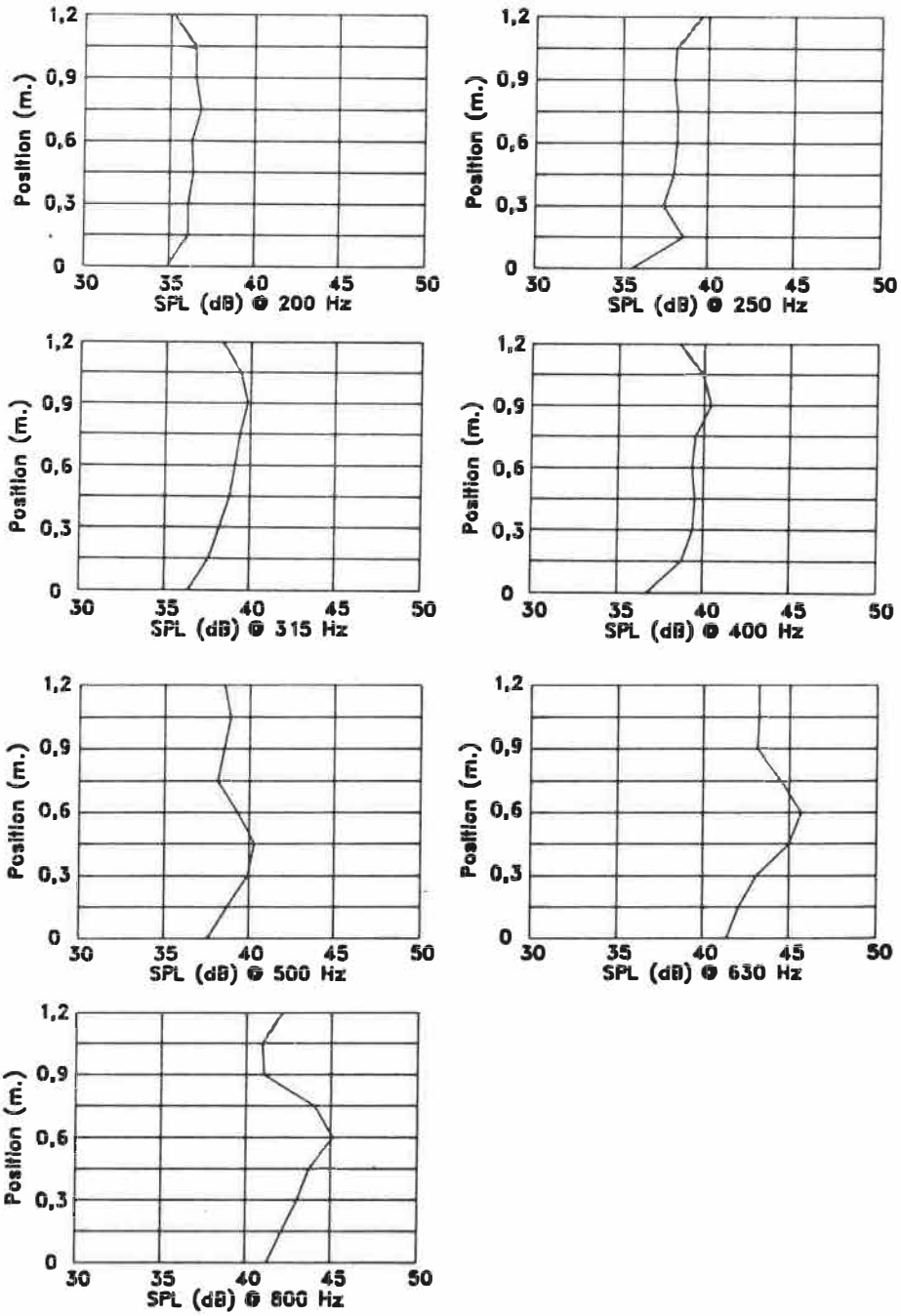


FIG. A22 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 15°.

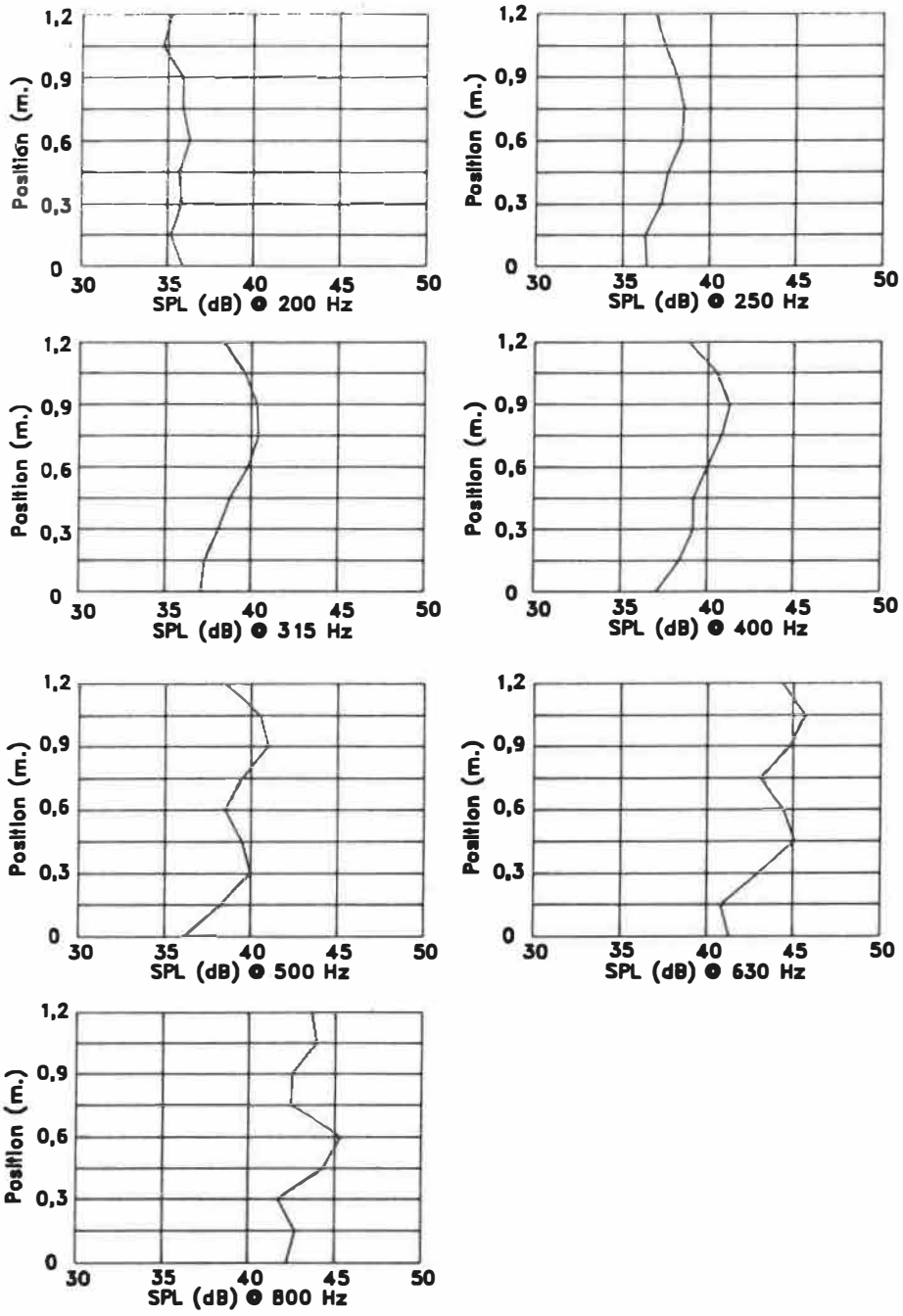


FIG. A23 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple dans le plan parallèle avec source à 20°.

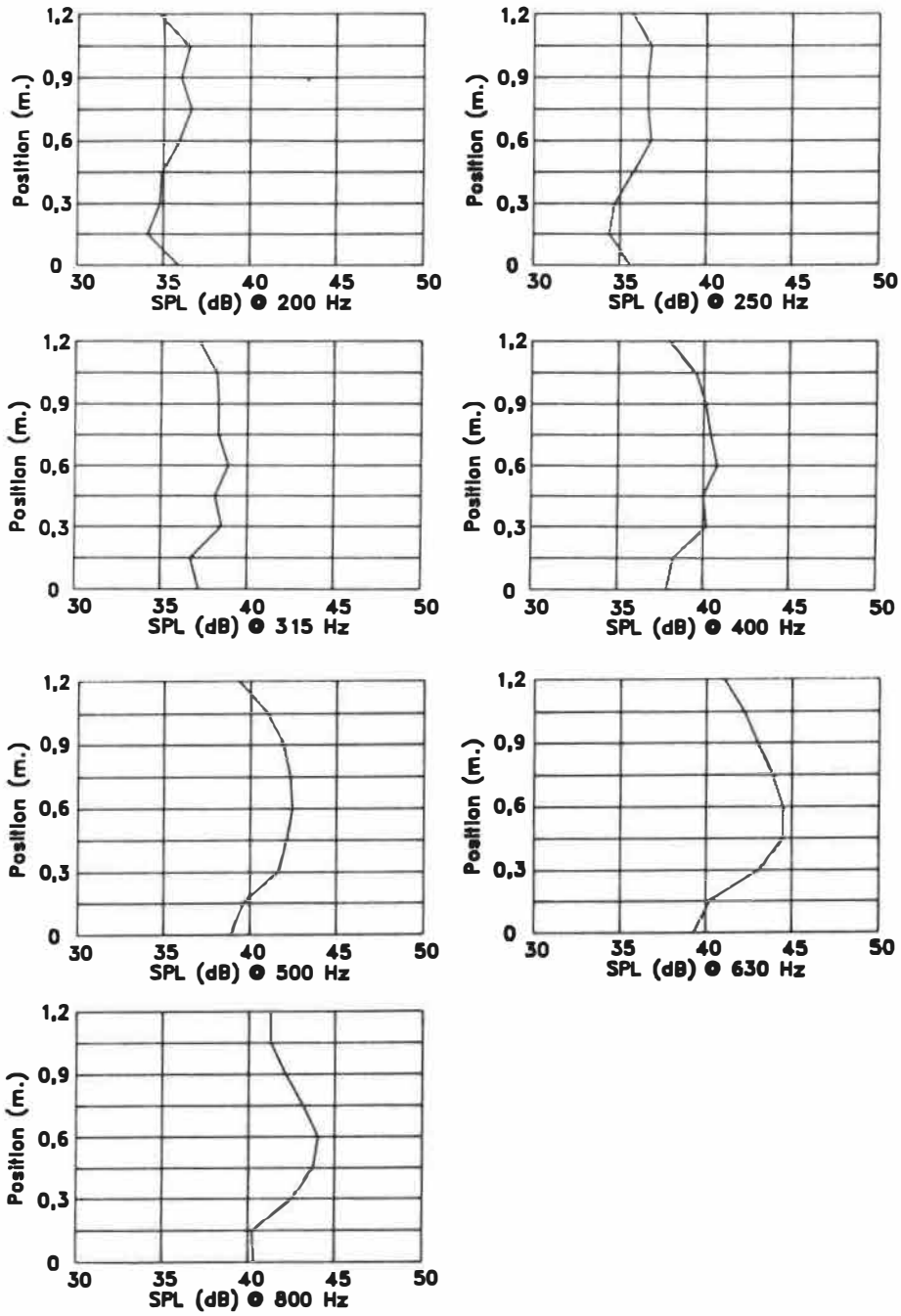


FIG. A24 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 0°.

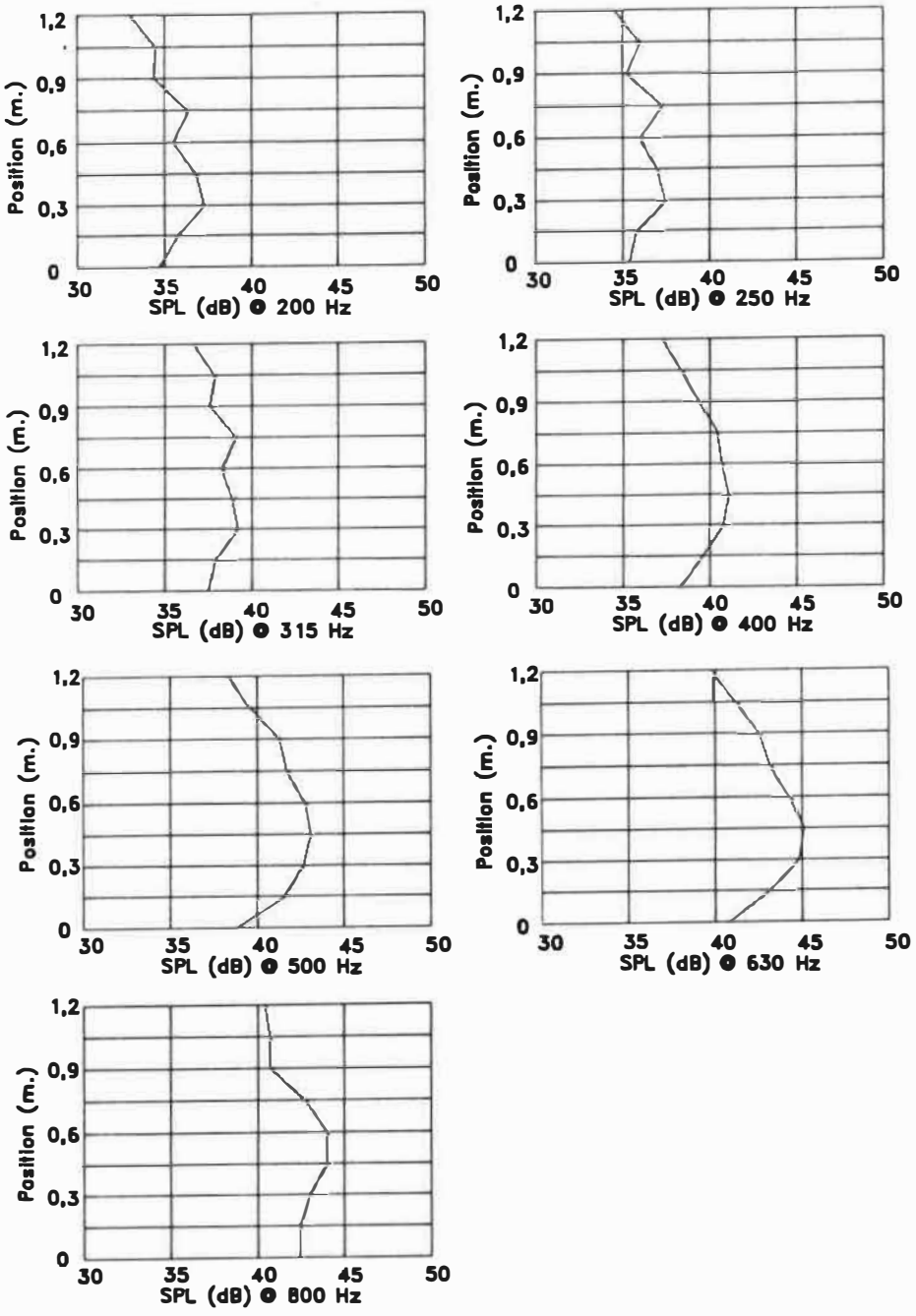


FIG. A25 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 5°.

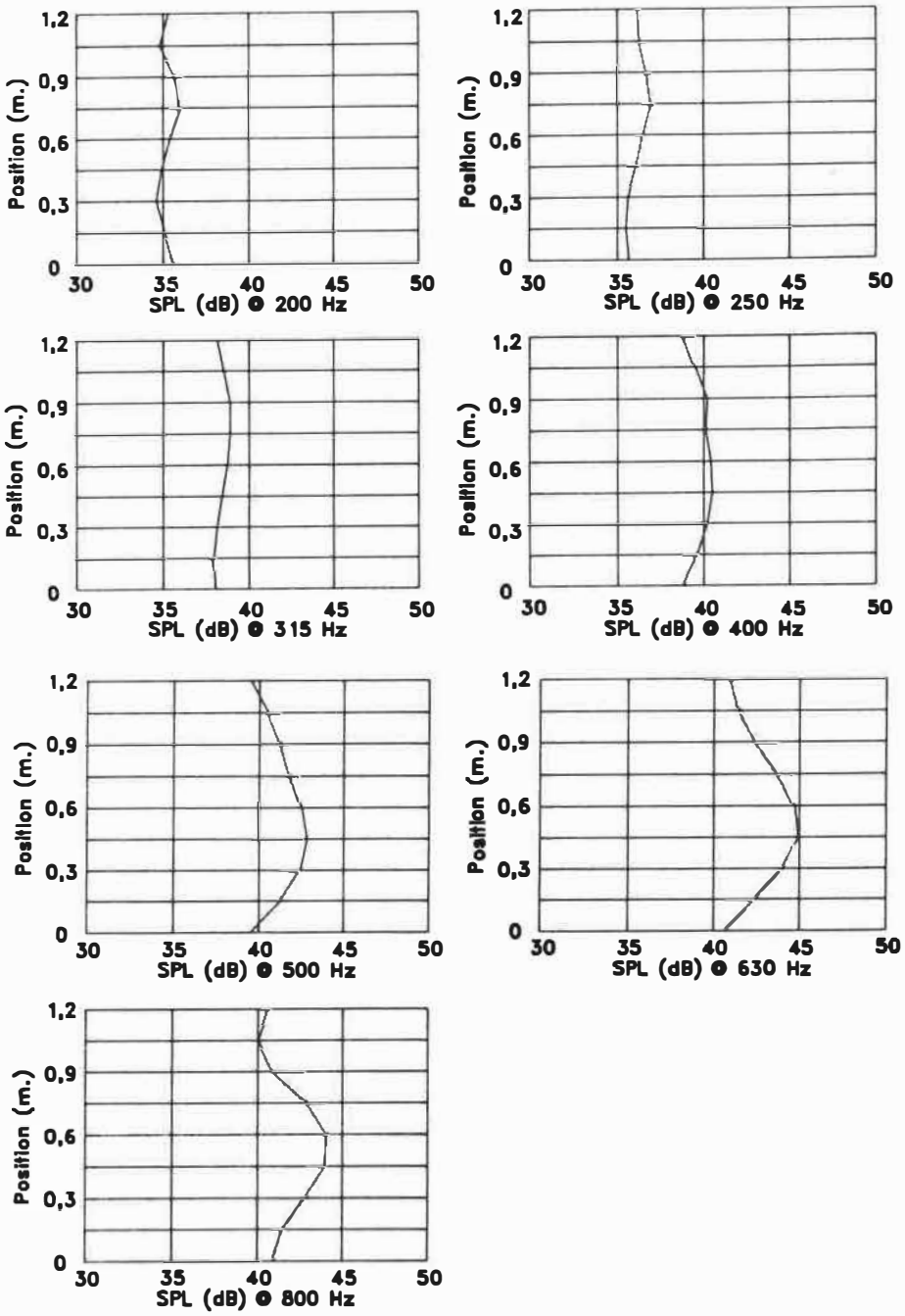


FIG. A26 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 10°.

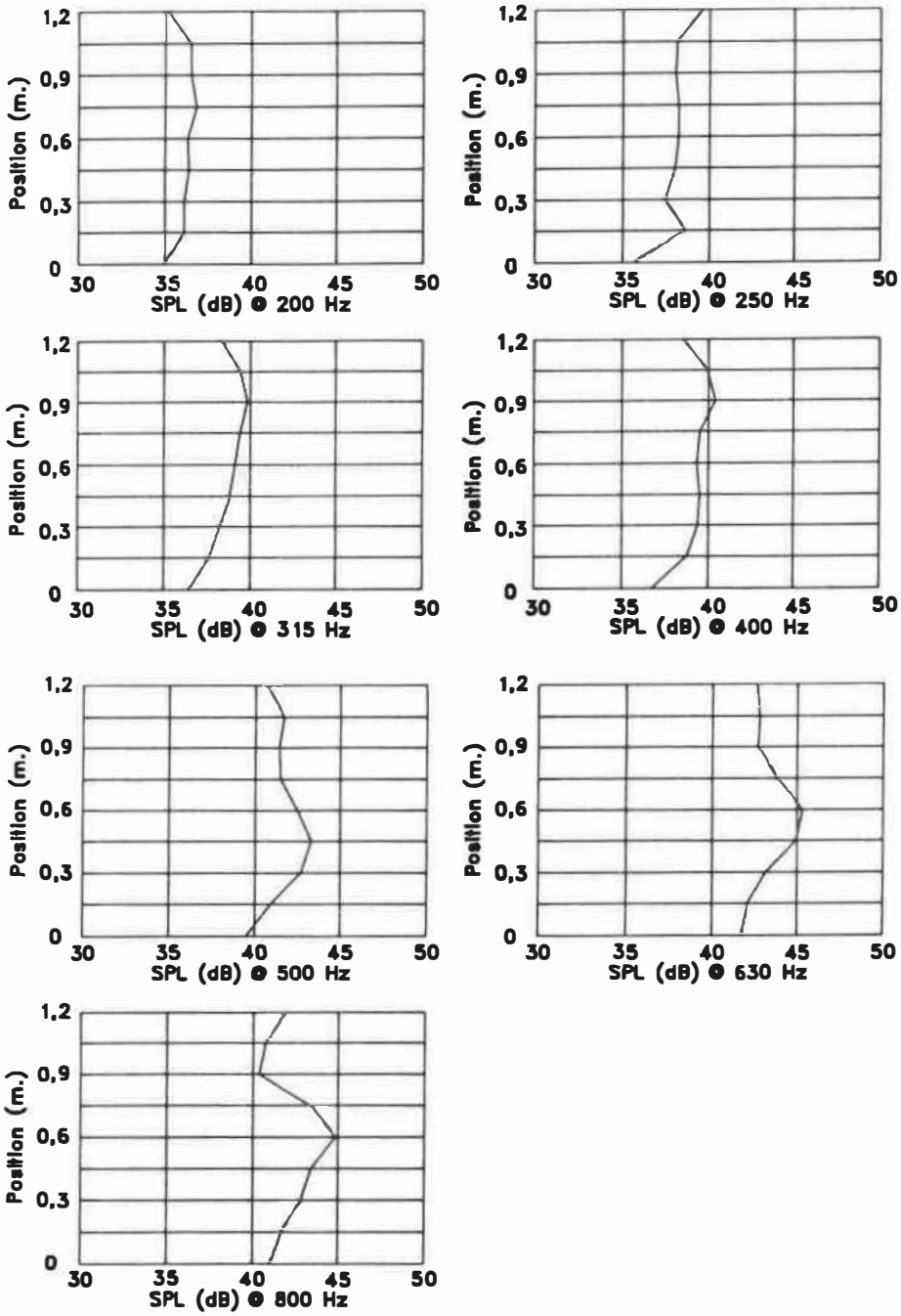


FIG. A27 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 15°.

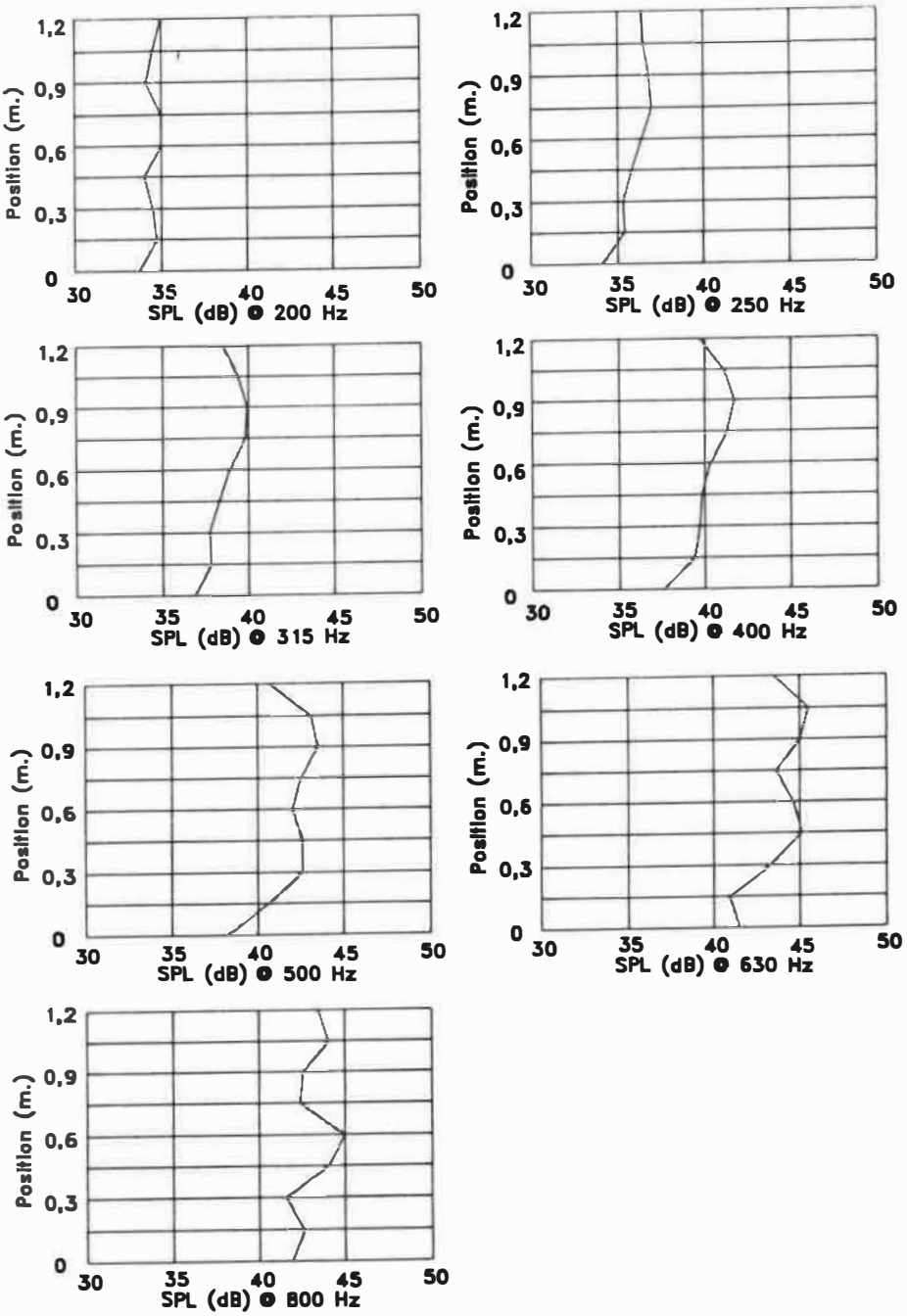


FIG. A28 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide simple bouché dans le plan parallèle avec source à 20°.

ANNEXE B

GUIDE A CHAMBRE D'EXPANSION

Voici les mesures de diffusion du guide à chambre d'expansion telles que prises au laboratoire. Vous y trouverez aux figures B1 à B8, les graphiques de la diffusion dans le plan perpendiculaire à la fente d'entrée avec le système réactif ouvert et fermé. On y trouvera ensuite aux figures B9 à B28, les résultats obtenus dans le plan parallèle au plan des fentes, c'est-à-dire, la rétrodiffusion et la prodiffusion avec le système réactif ouvert et bouché. Ces résultats ont été manipulés et ont été présentés dans le quatrième chapitre du mémoire (figures 4.29 à 4.50).

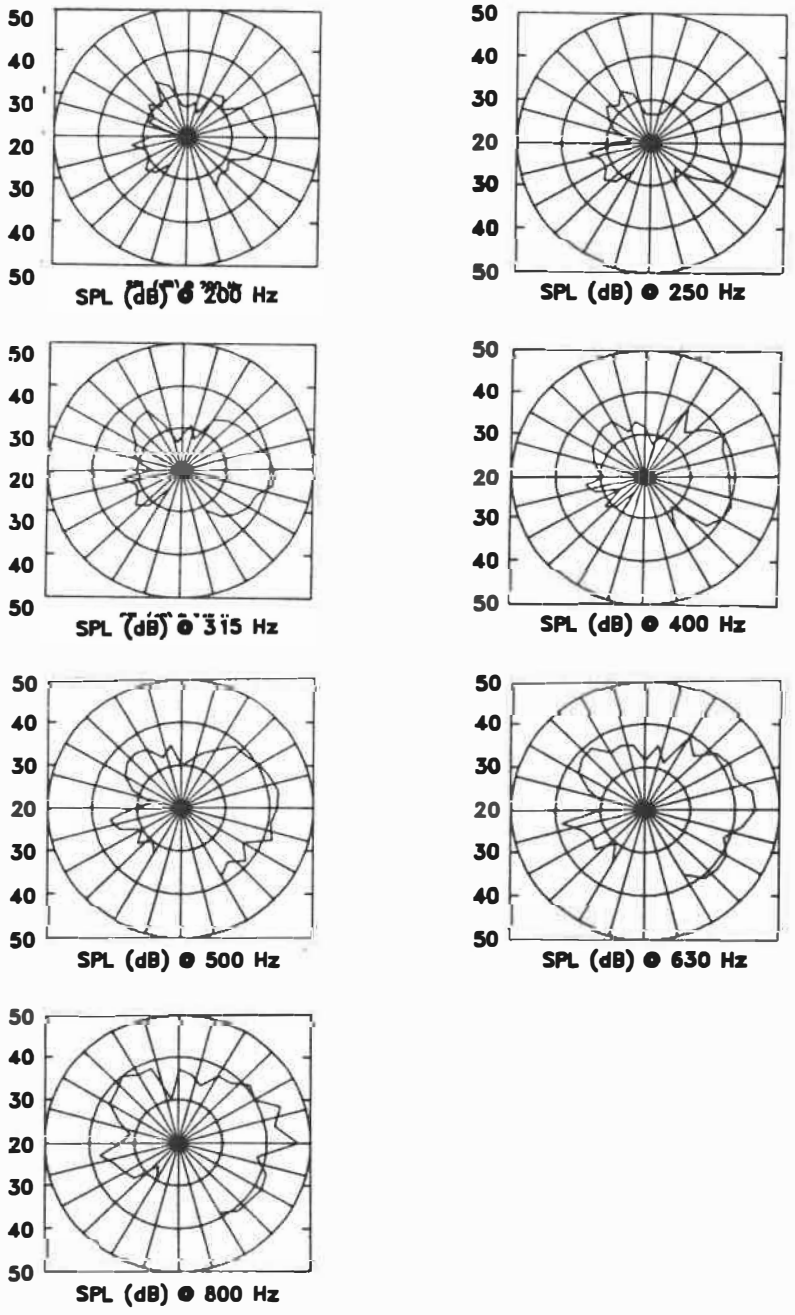


FIG. B1 Diffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan médiateur avec source à 0°.

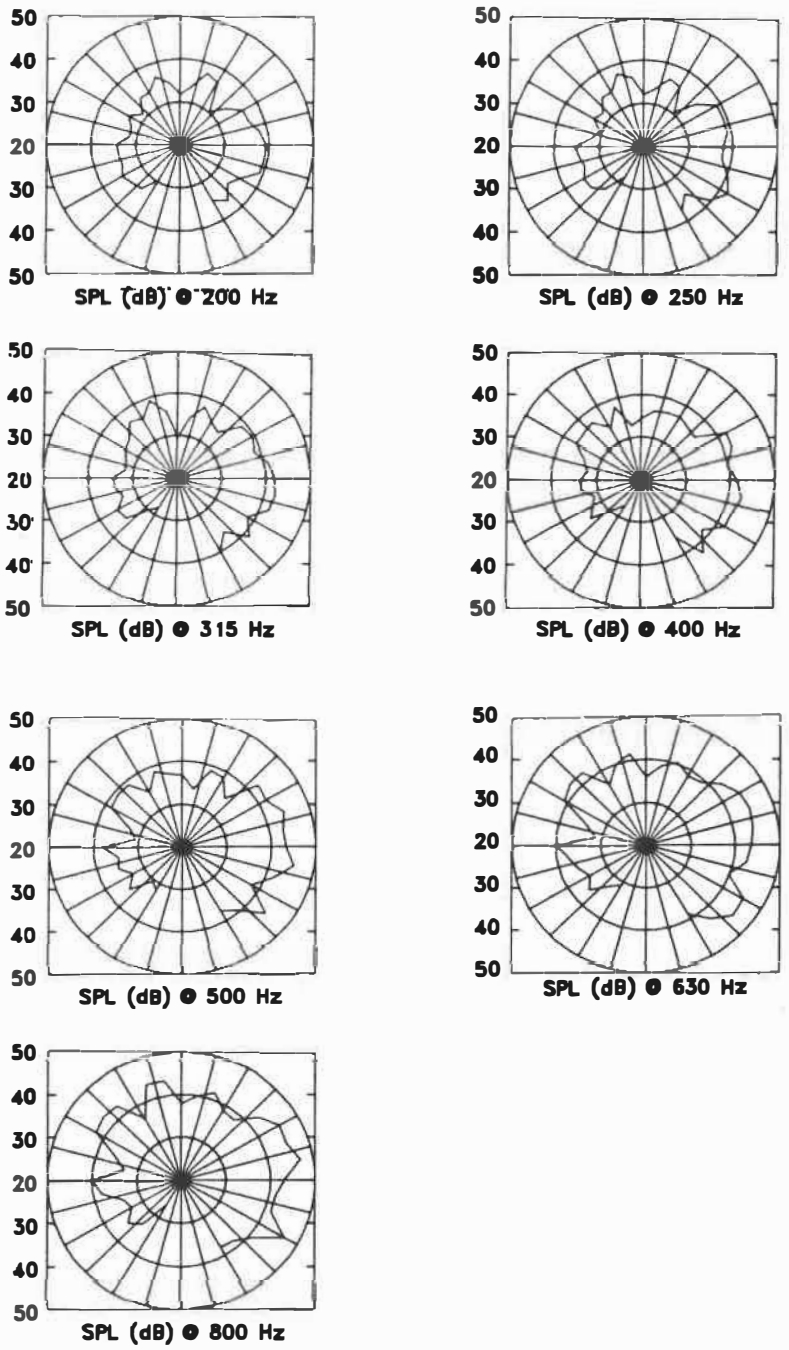


FIG. B2 Diffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan médiateur avec source à 10°.

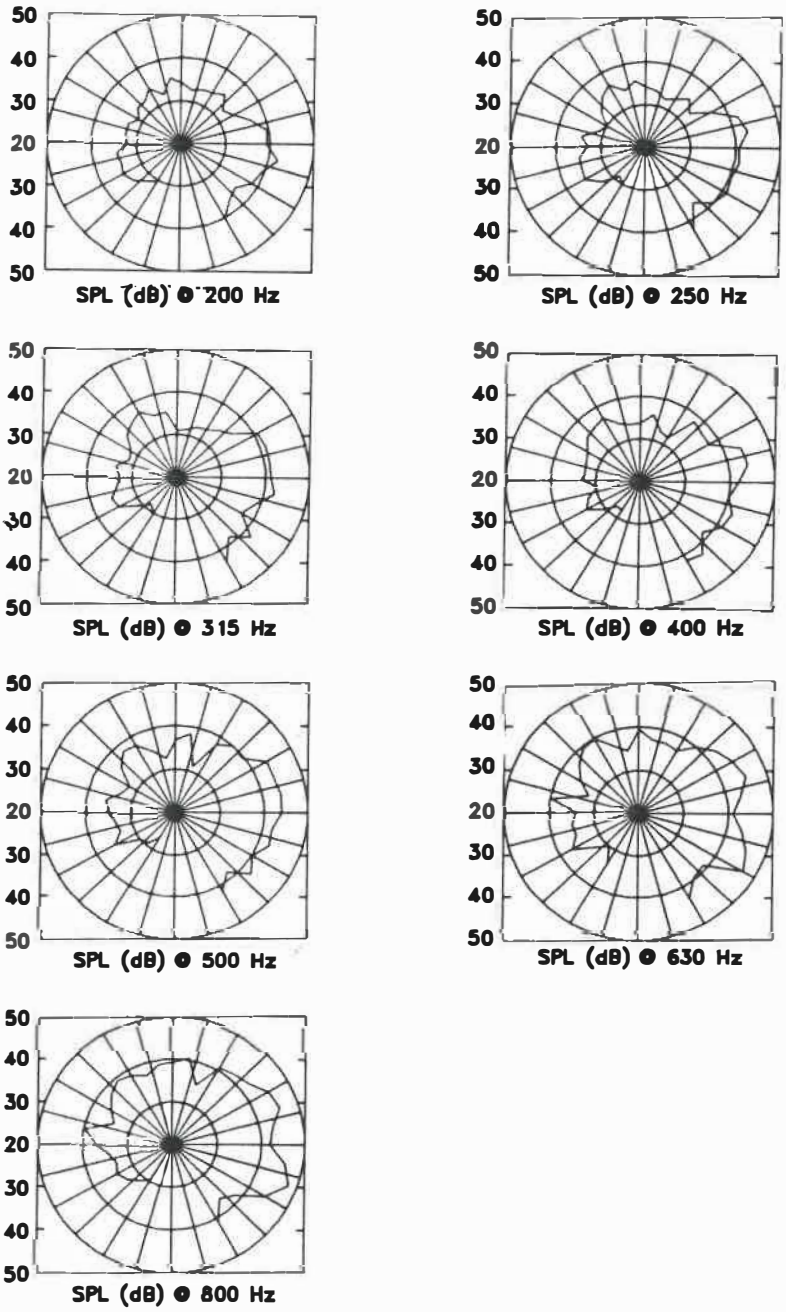


FIG. B3 Diffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan médiateur avec source à 20°.

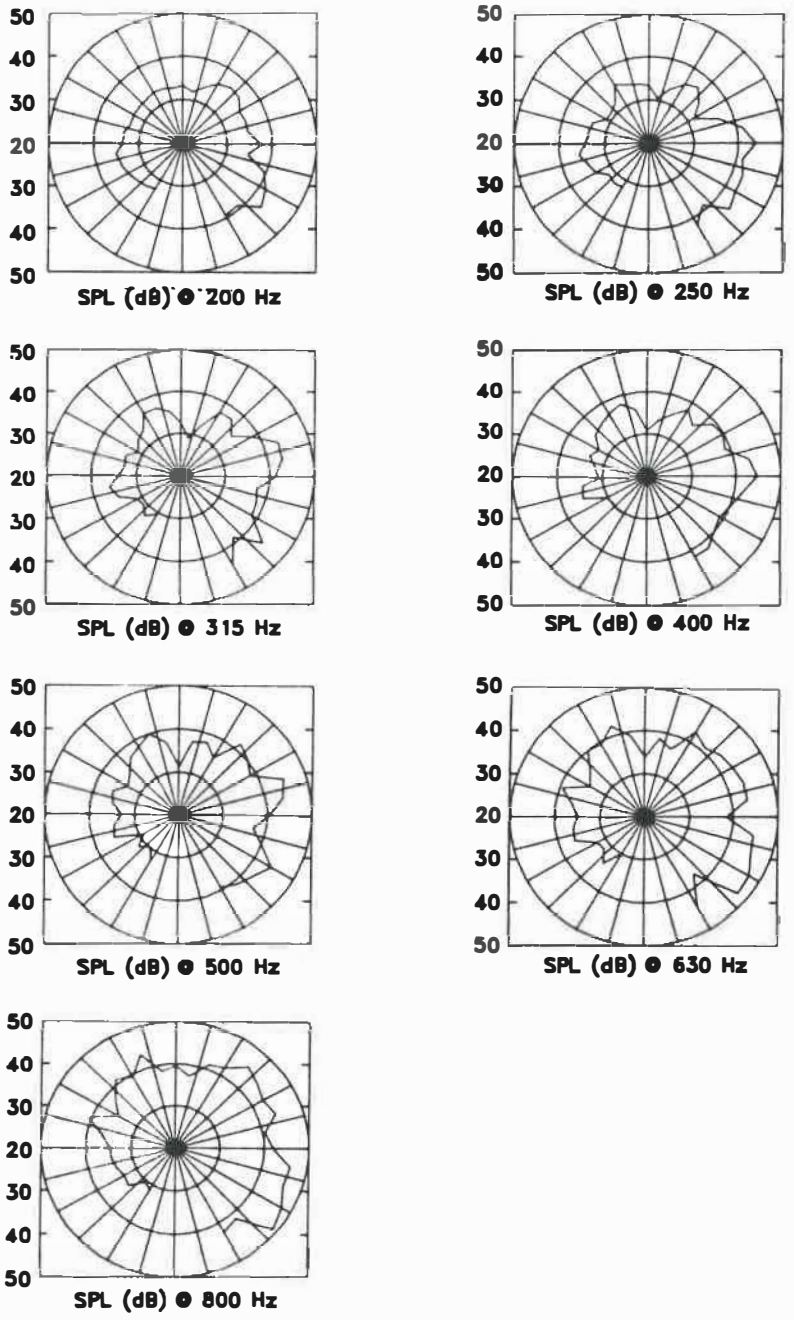


FIG. B4 Diffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan médiateur avec source à 30°.

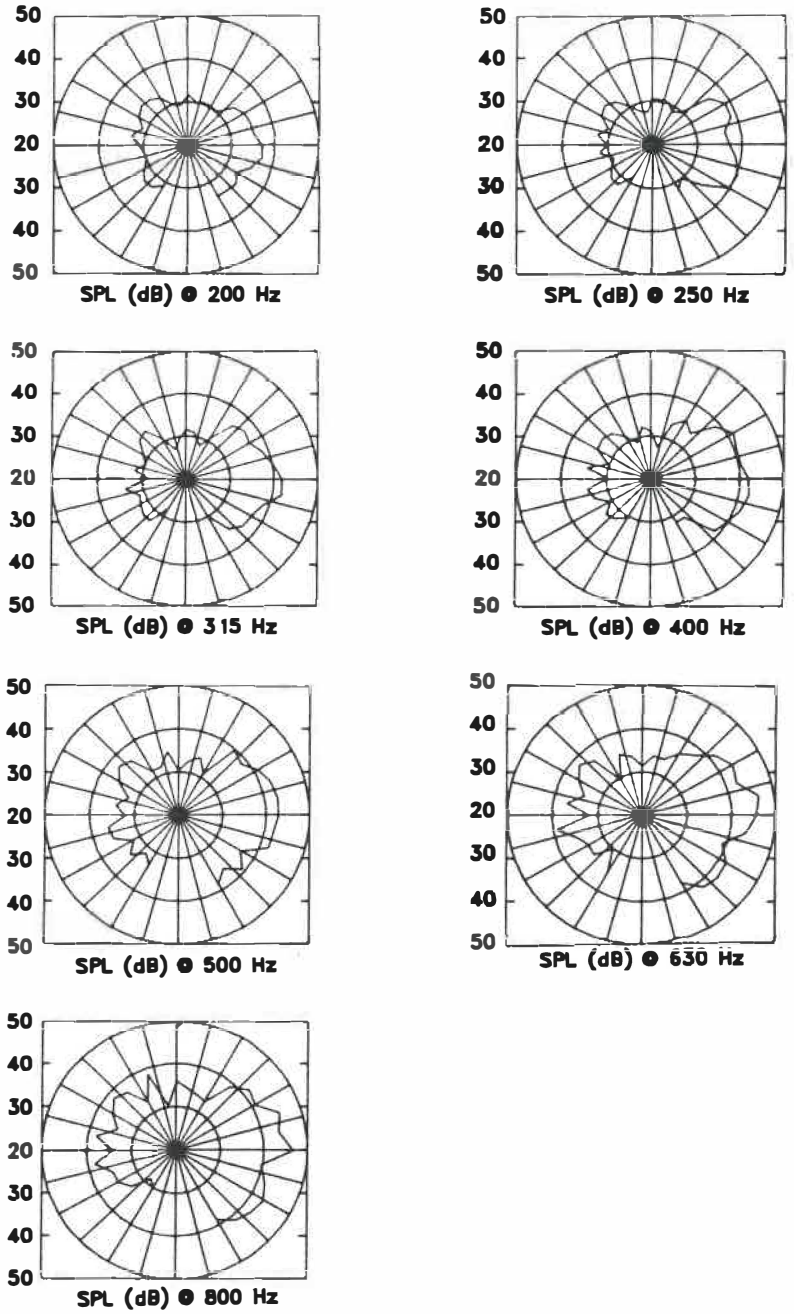


FIG. B5 Diffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan médiateur avec source à 0°.

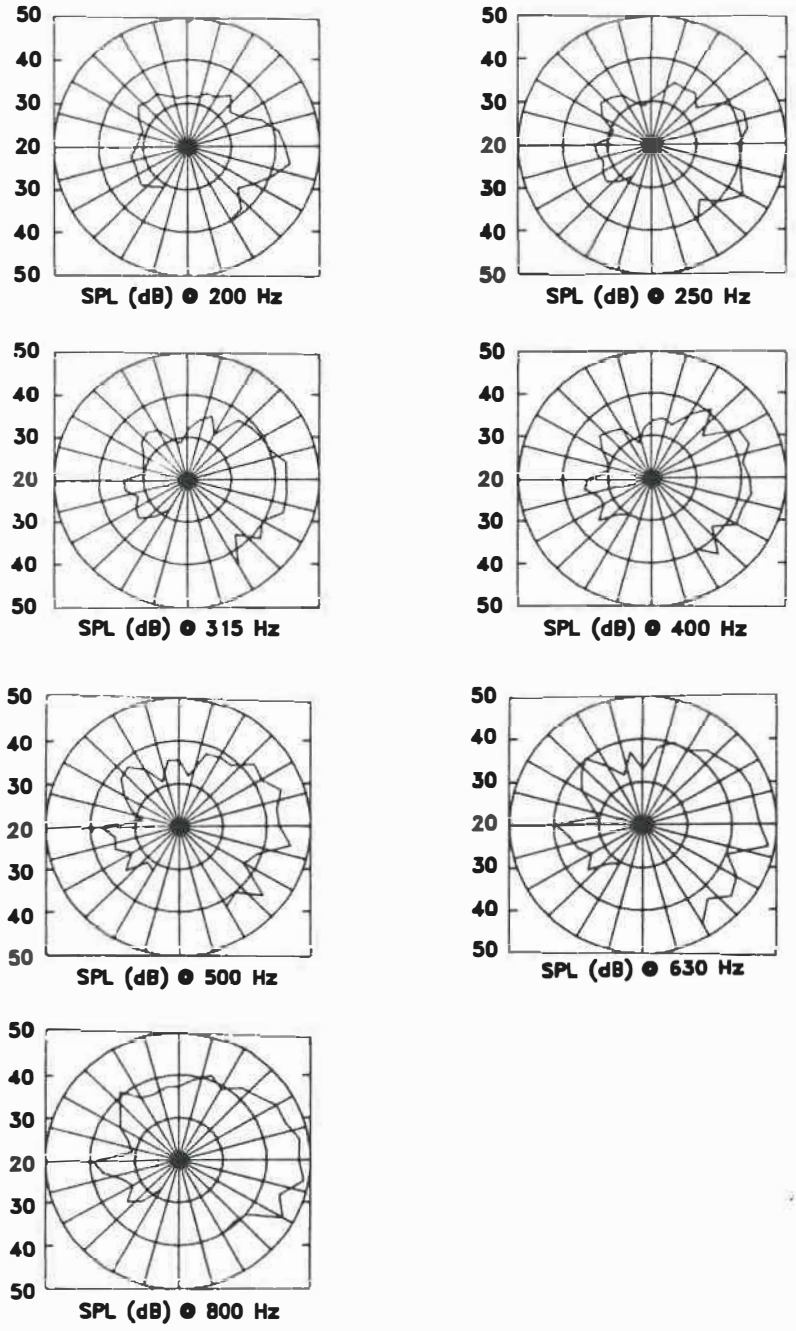


FIG. B6 Diffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan médiateur avec source à 10°.

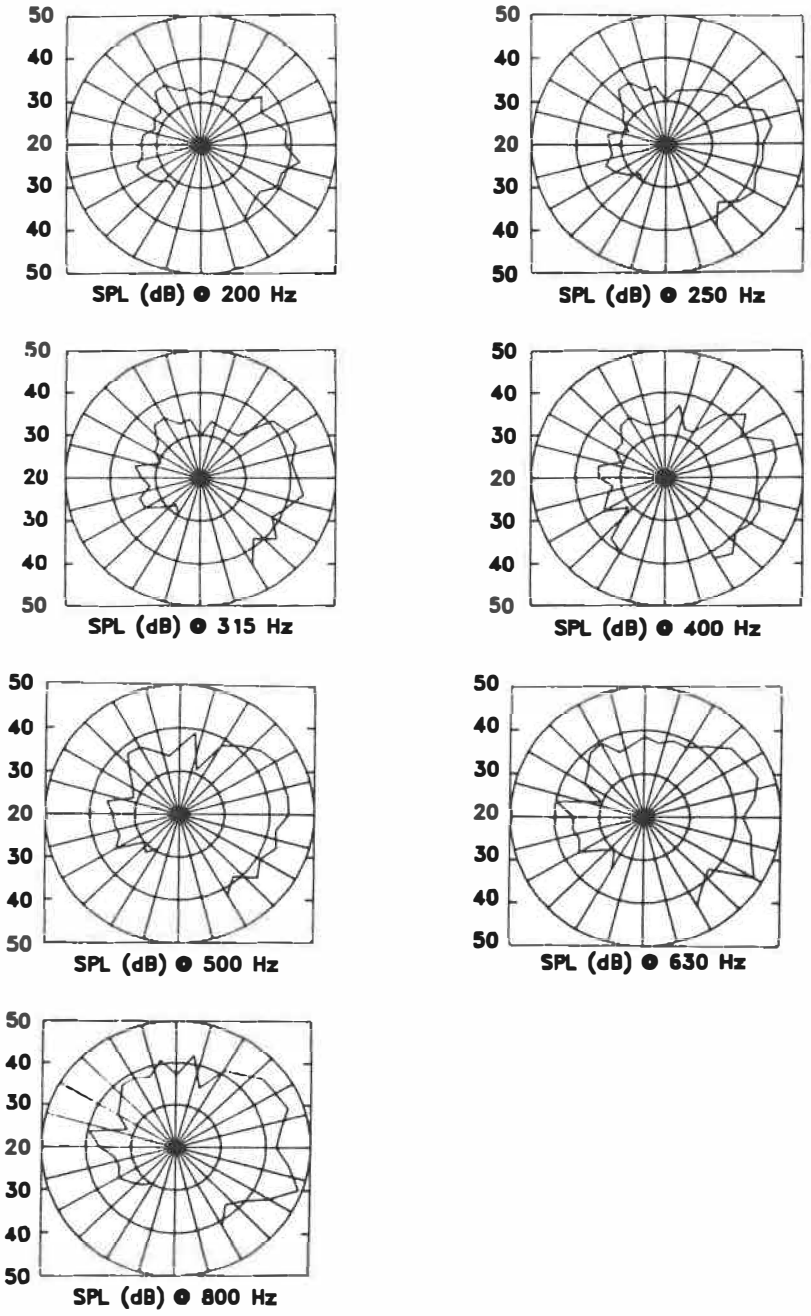


FIG. B7 Diffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan médiateur avec source à 20°.

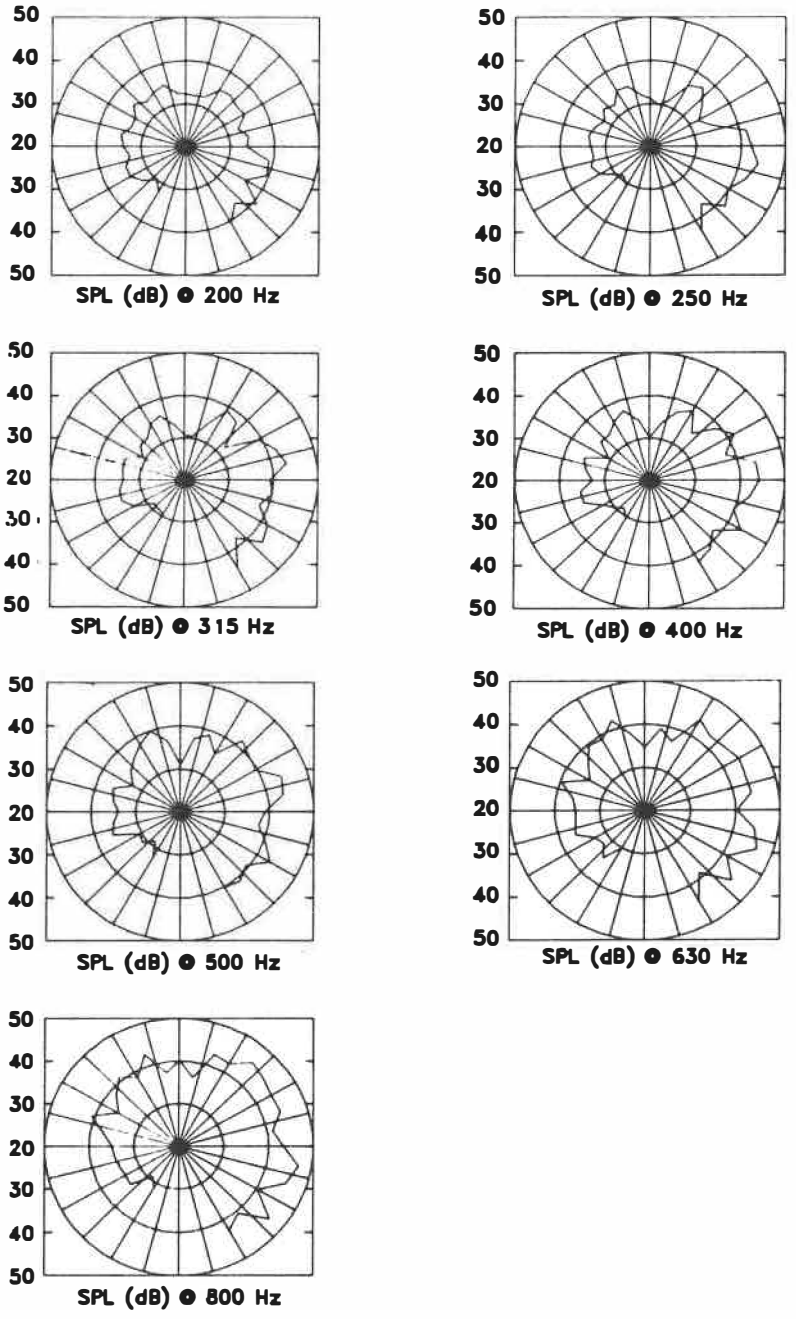


FIG. B8 Diffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan médiateur avec source à 30°.

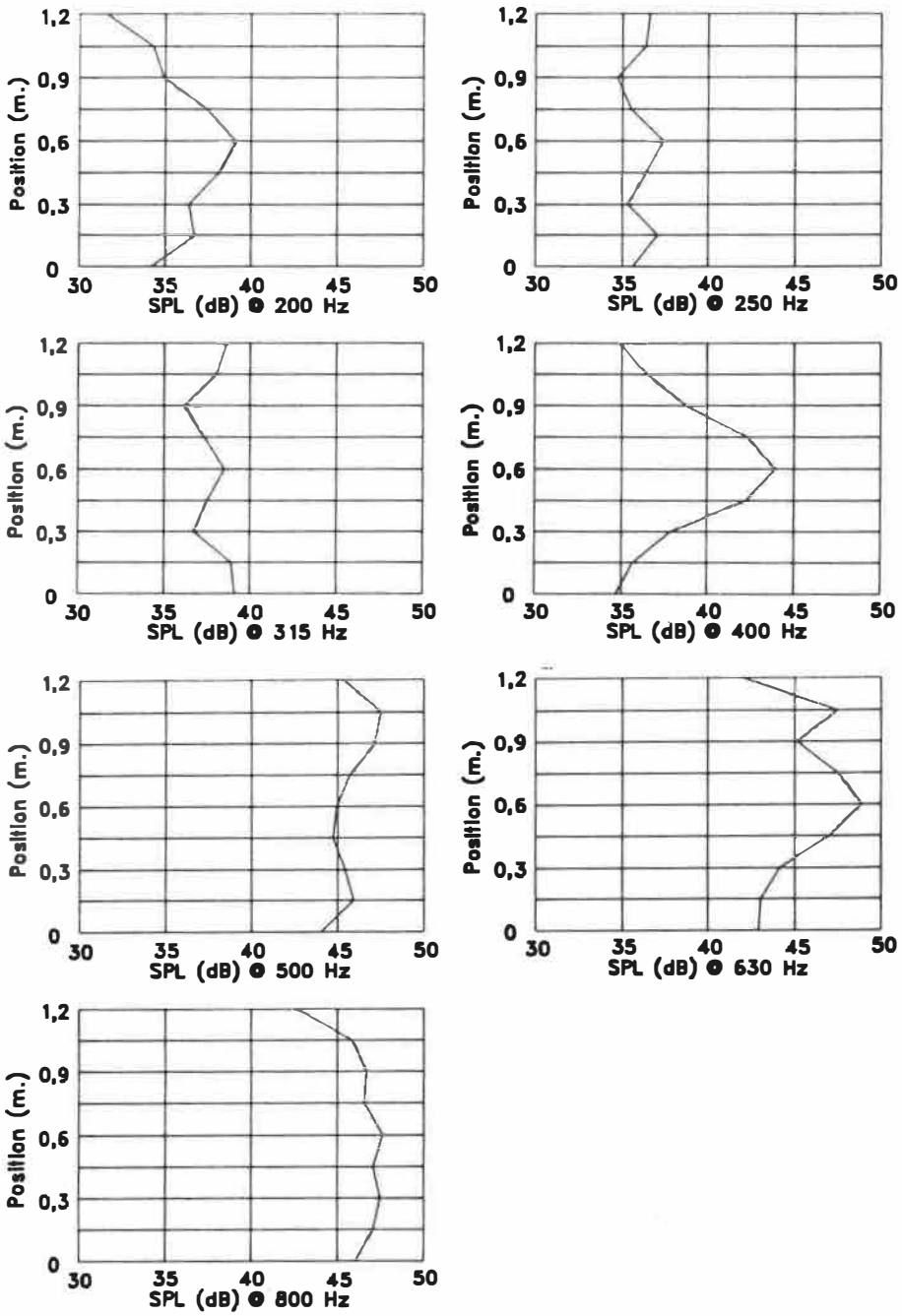


FIG. B9 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 0°.

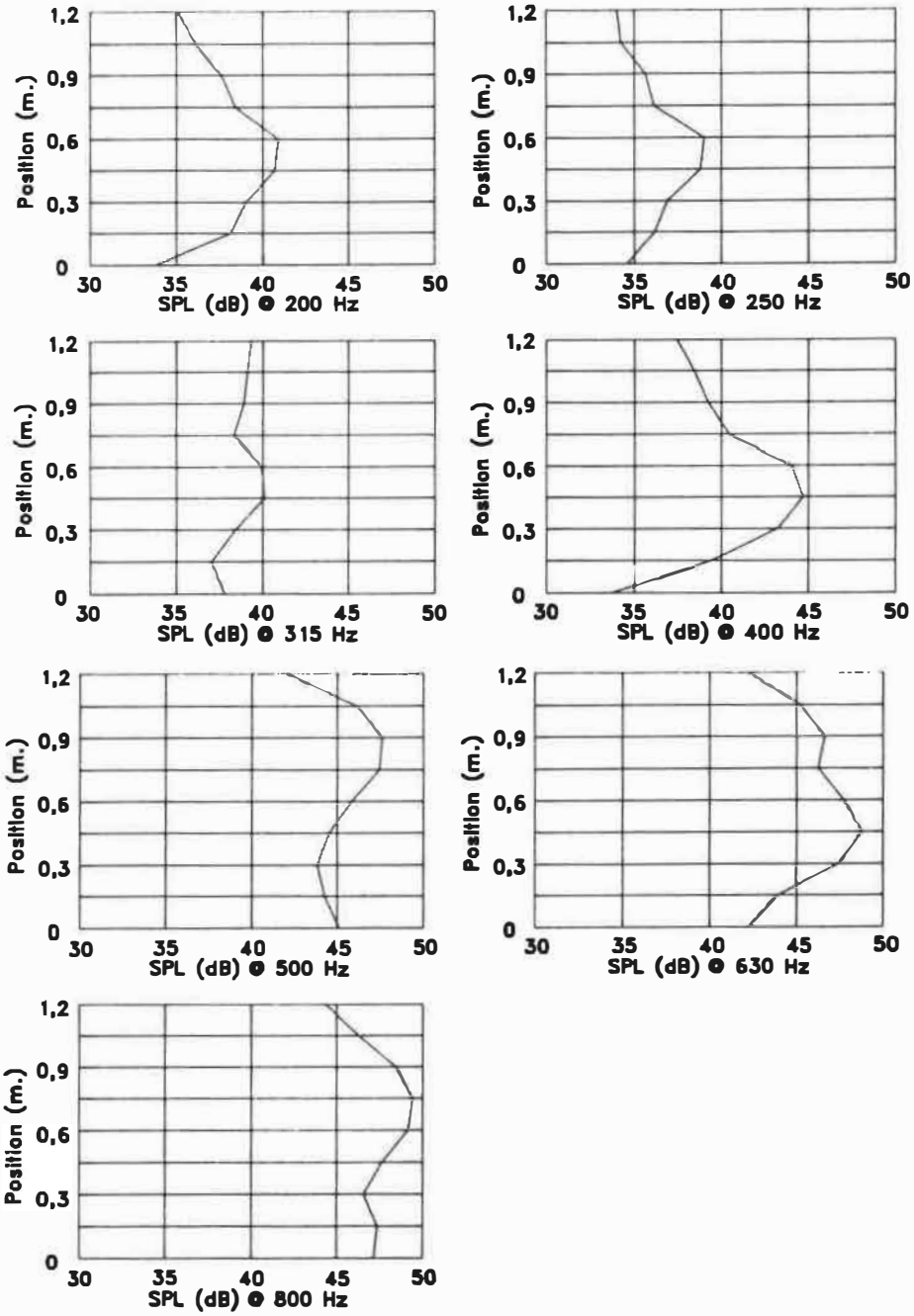


FIG. B10 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion ple dans le plan parallèle avec source à 5°.

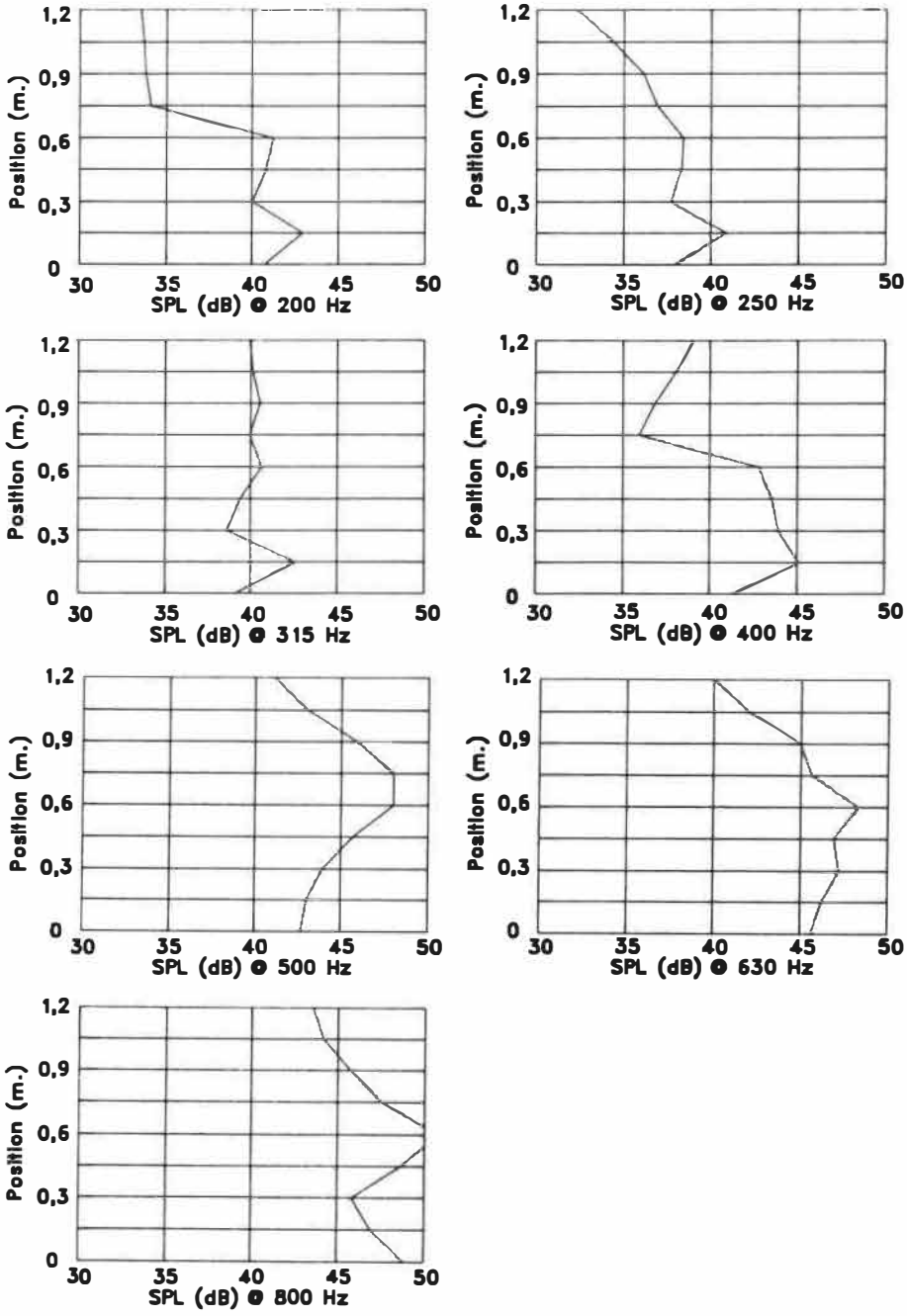


FIG. B11 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 10°.

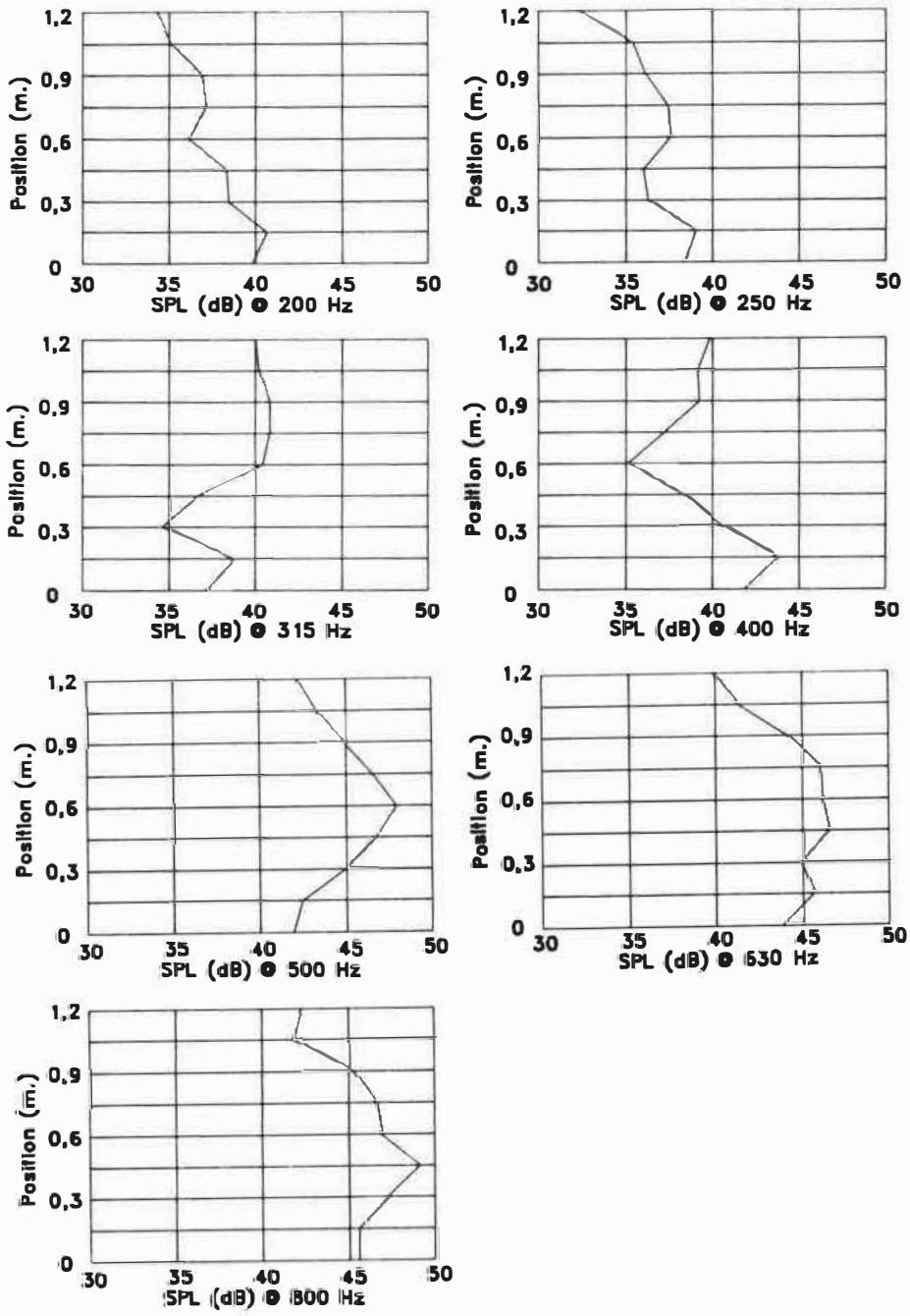


FIG. B12 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 15°.

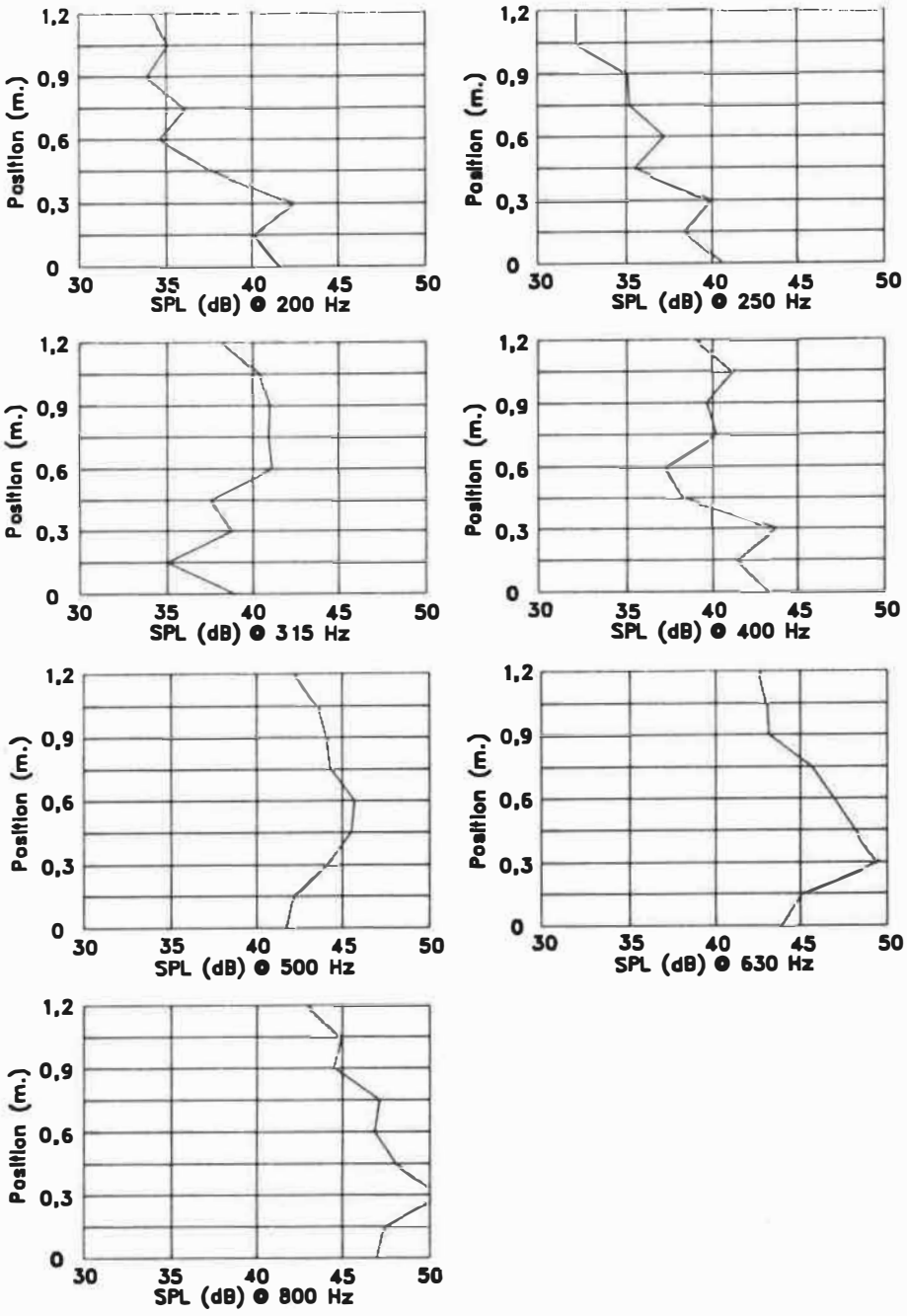


FIG. B13 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 20°.

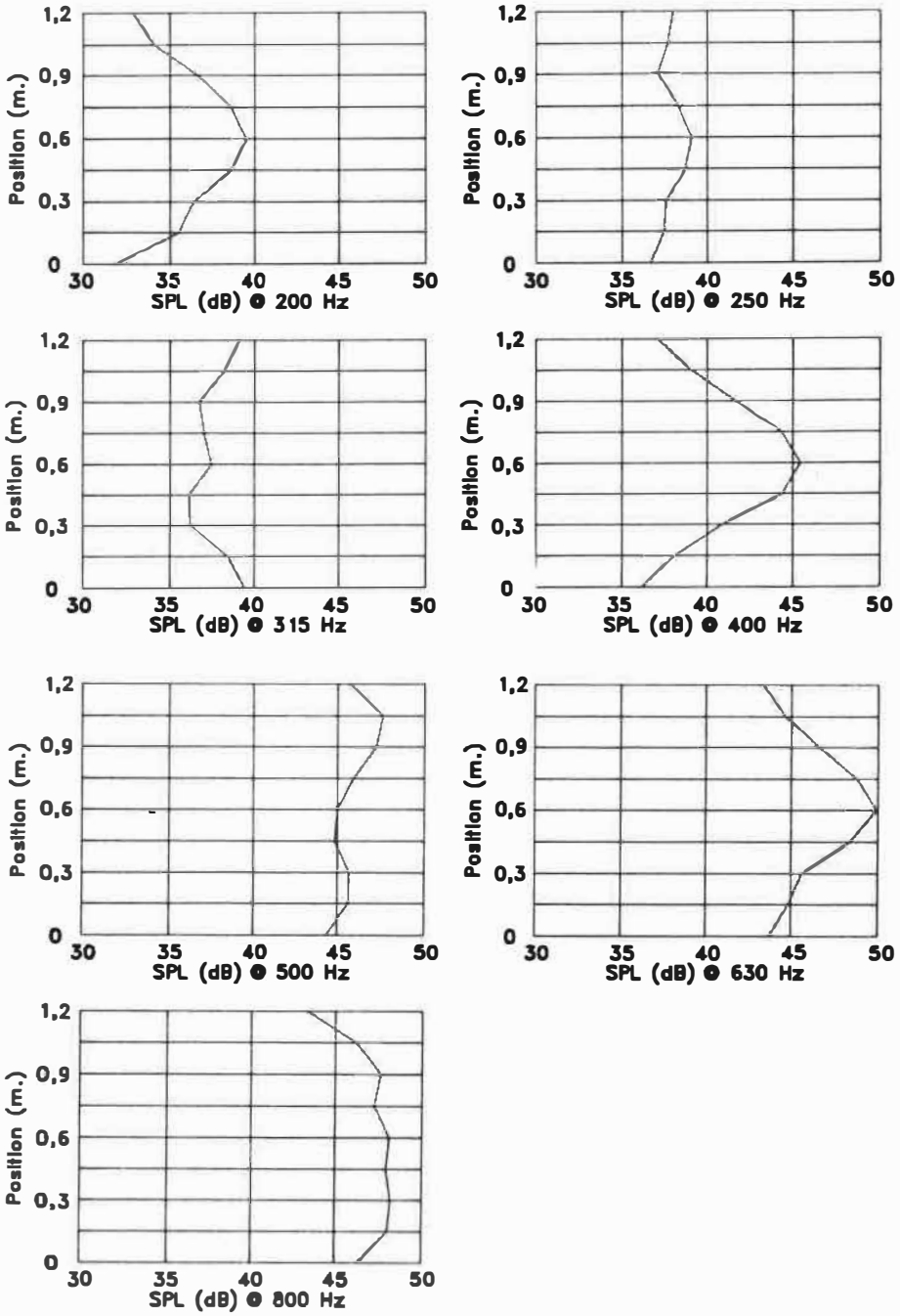


FIG. B14 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 0°.

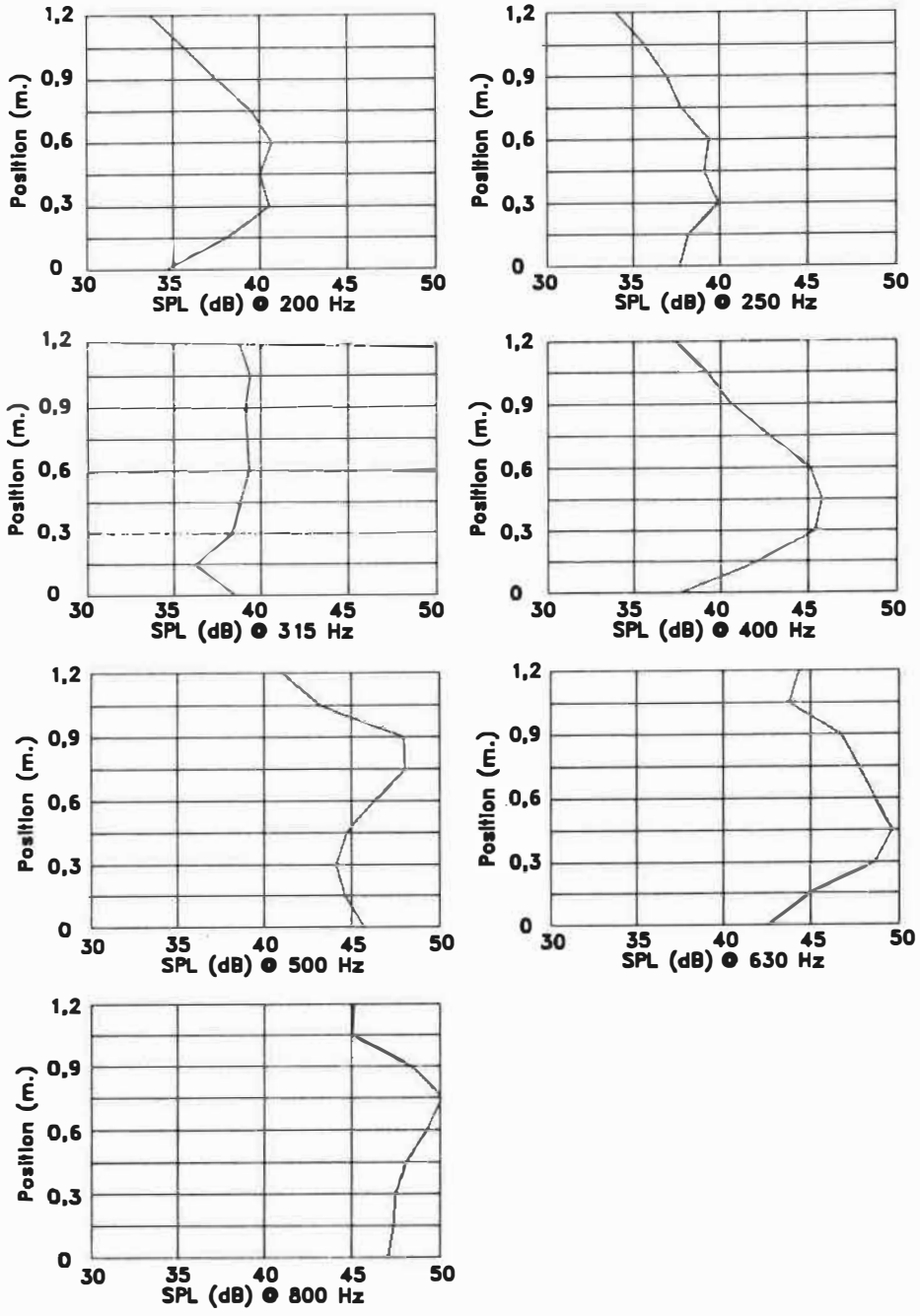


FIG. B15 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 5°.

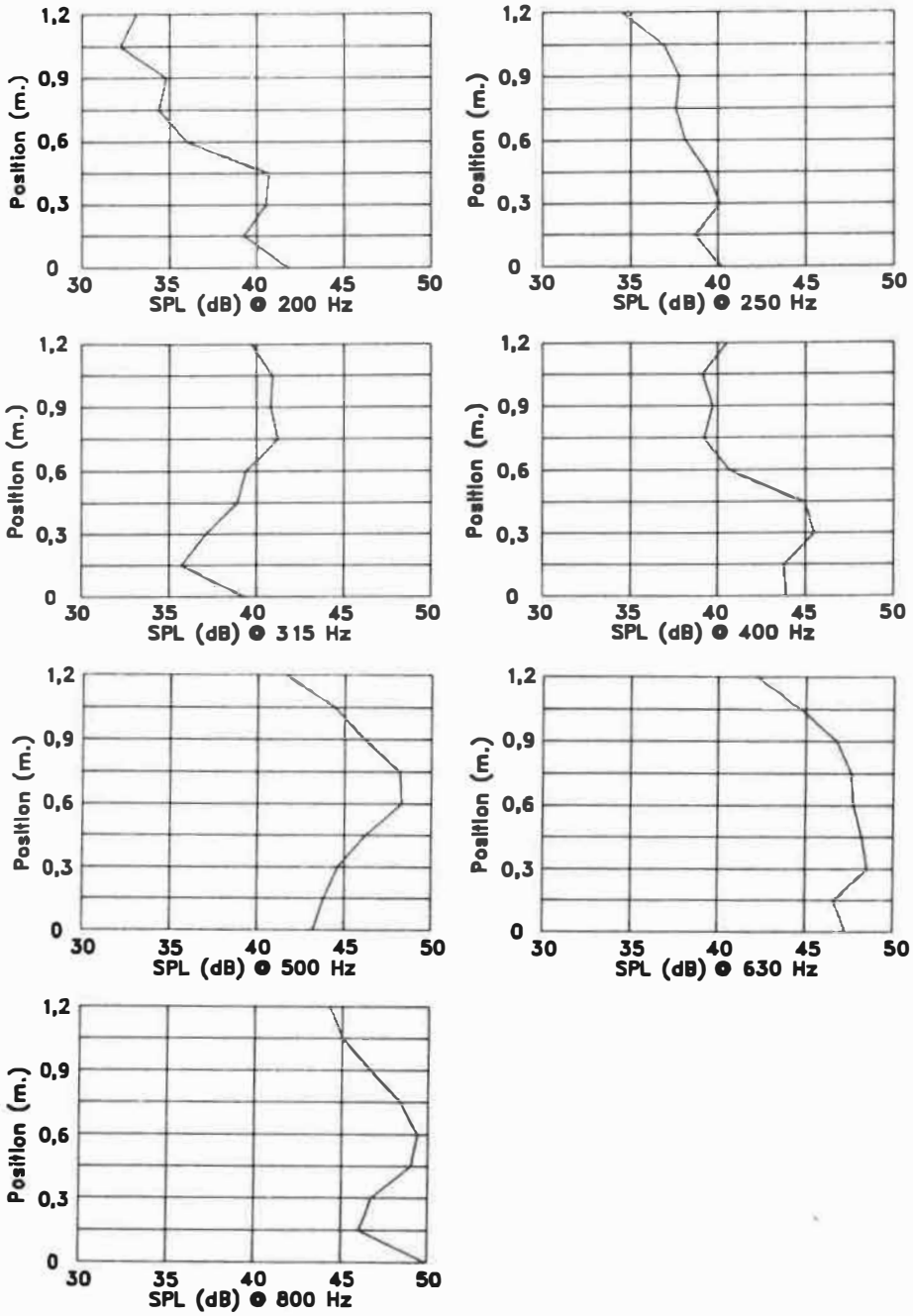


FIG. B16 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 10°.

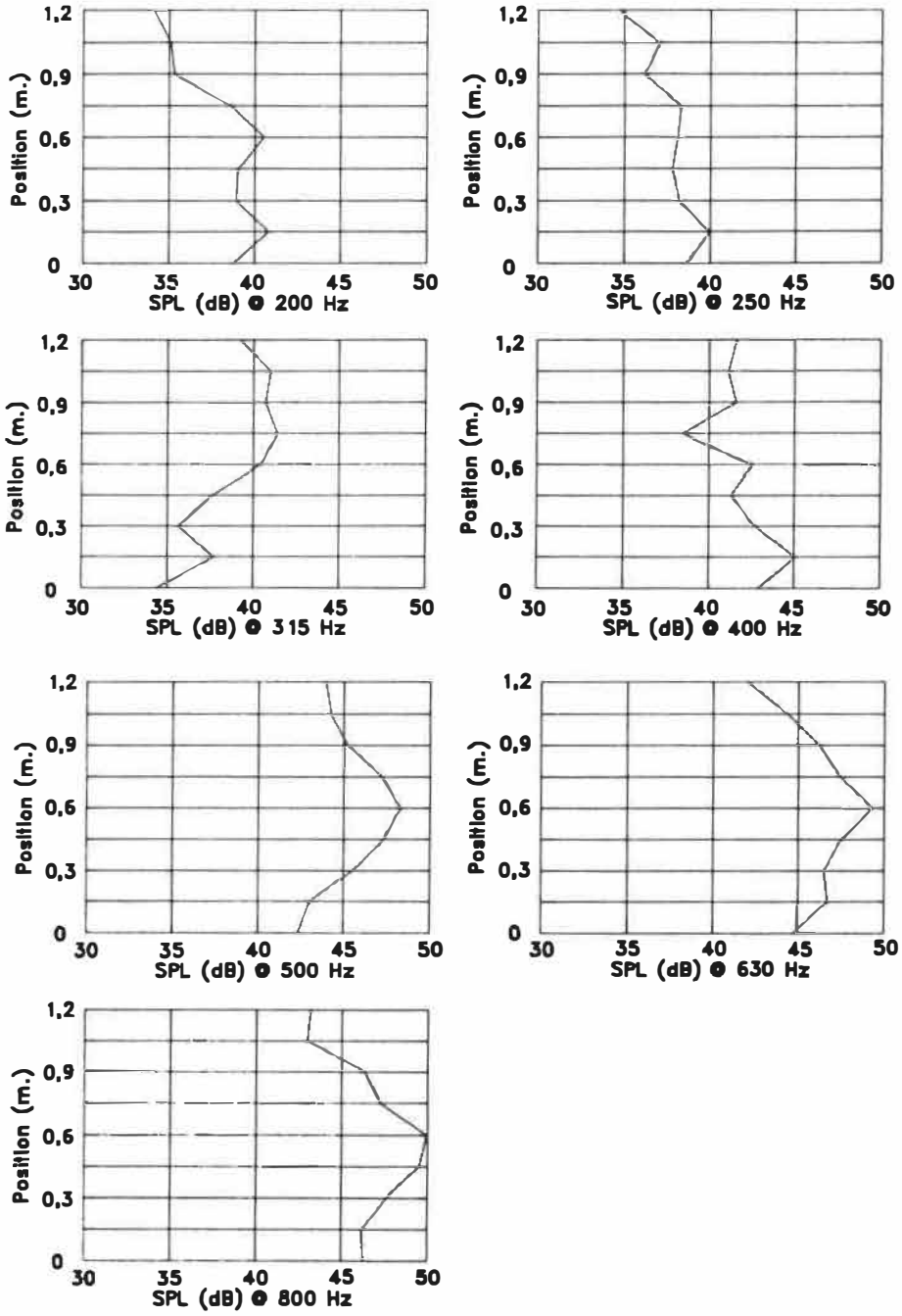


FIG. B17 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 15°.

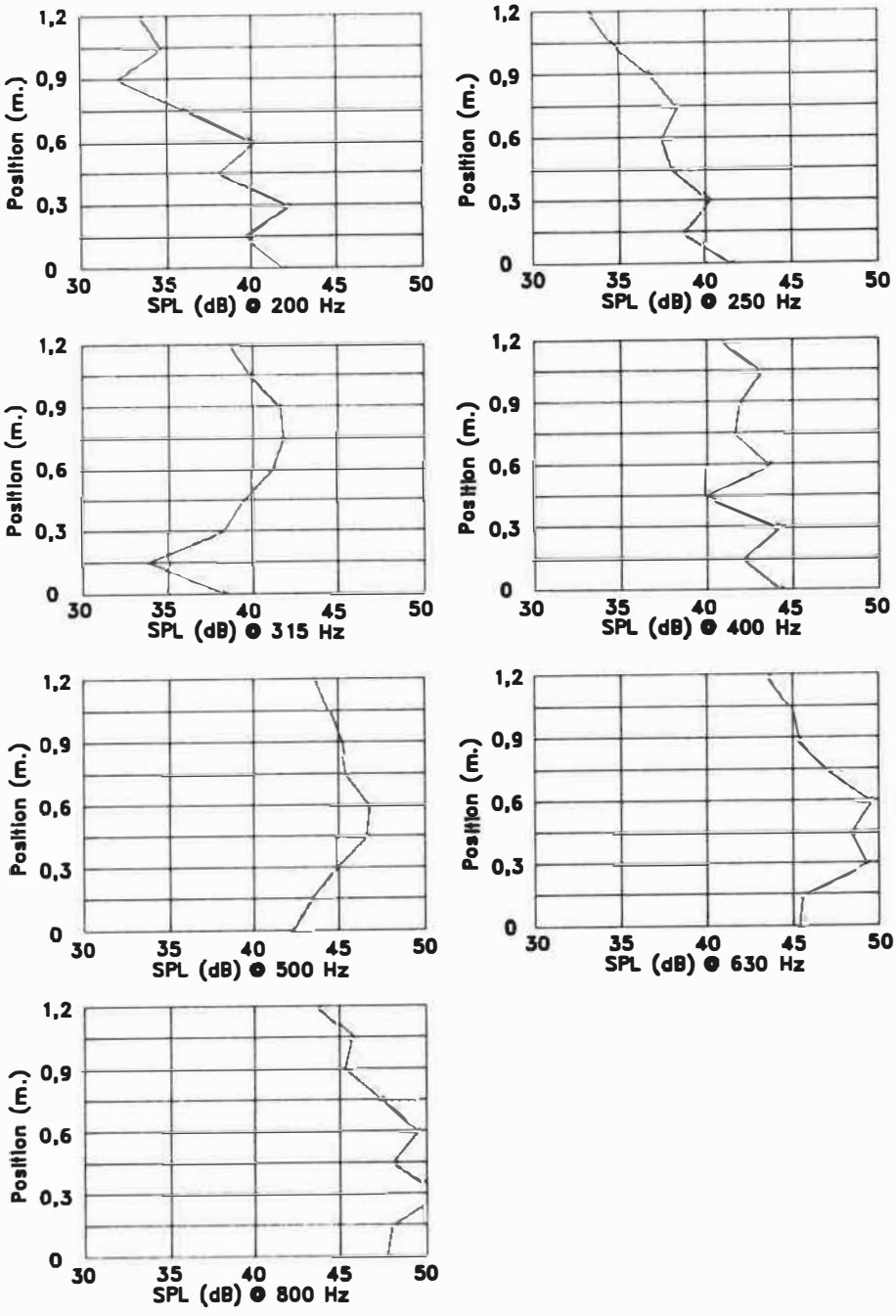


FIG. B18 Rétrodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 20°.

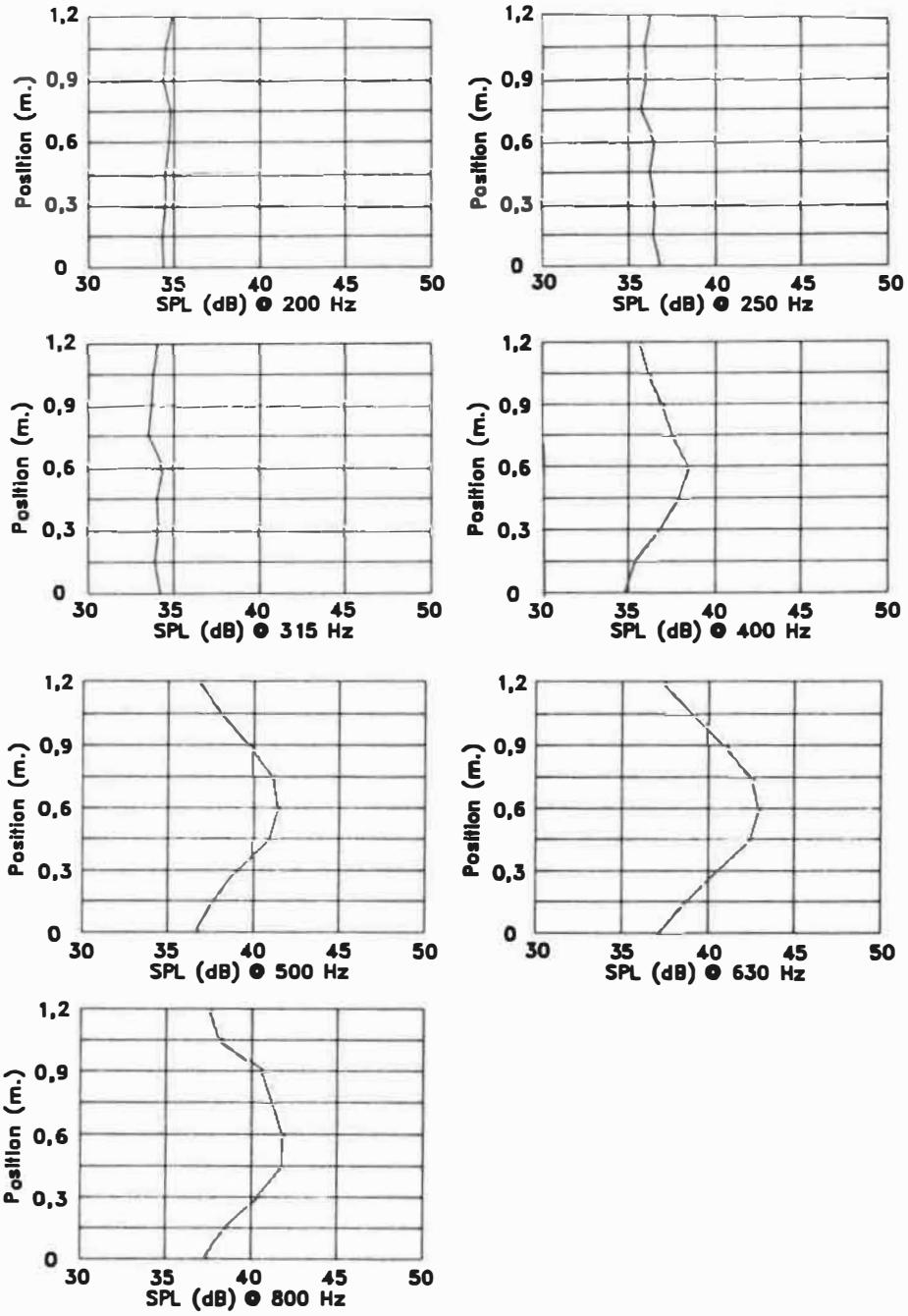


FIG. B19 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 0°.

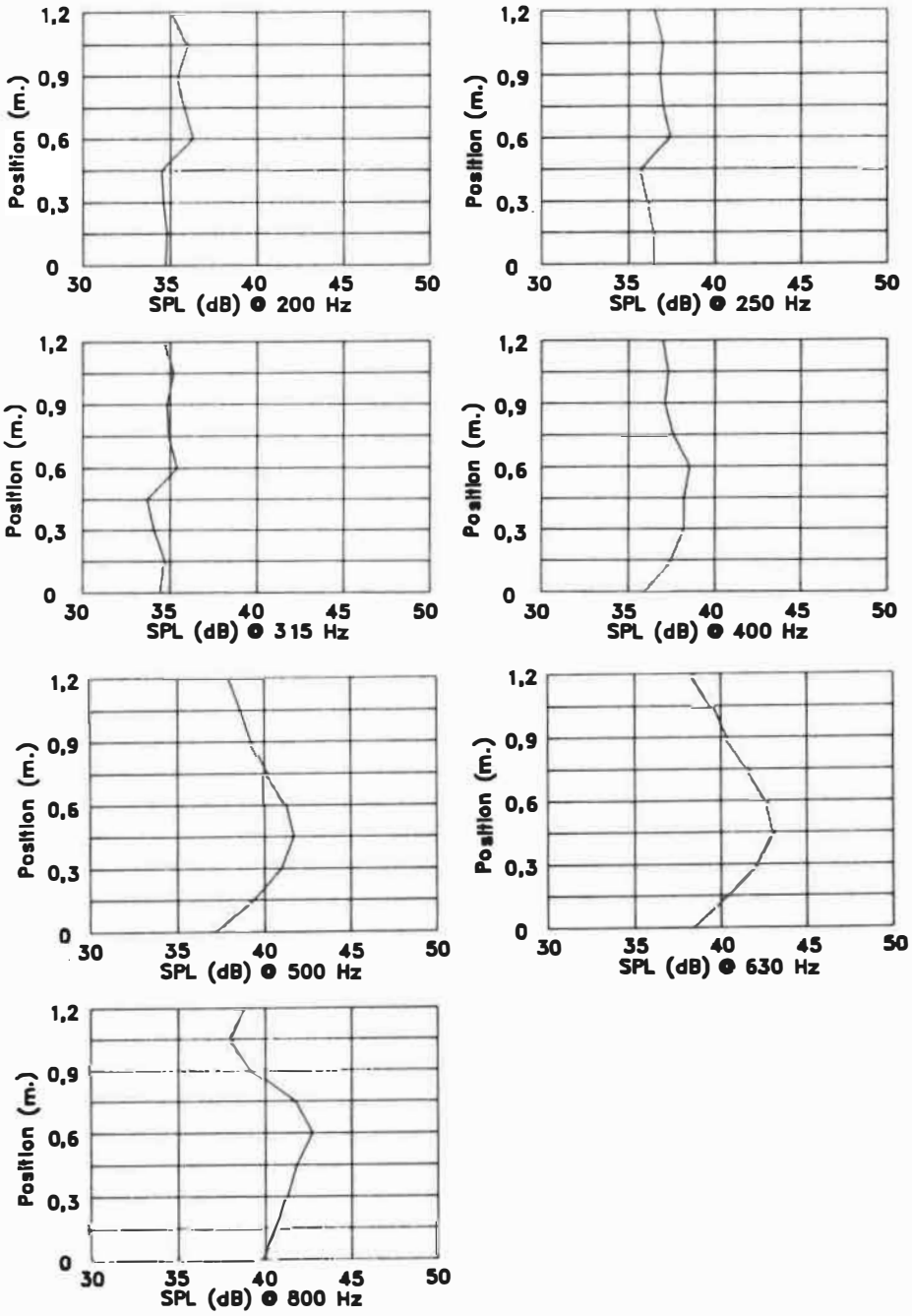


FIG. B20 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 5°.

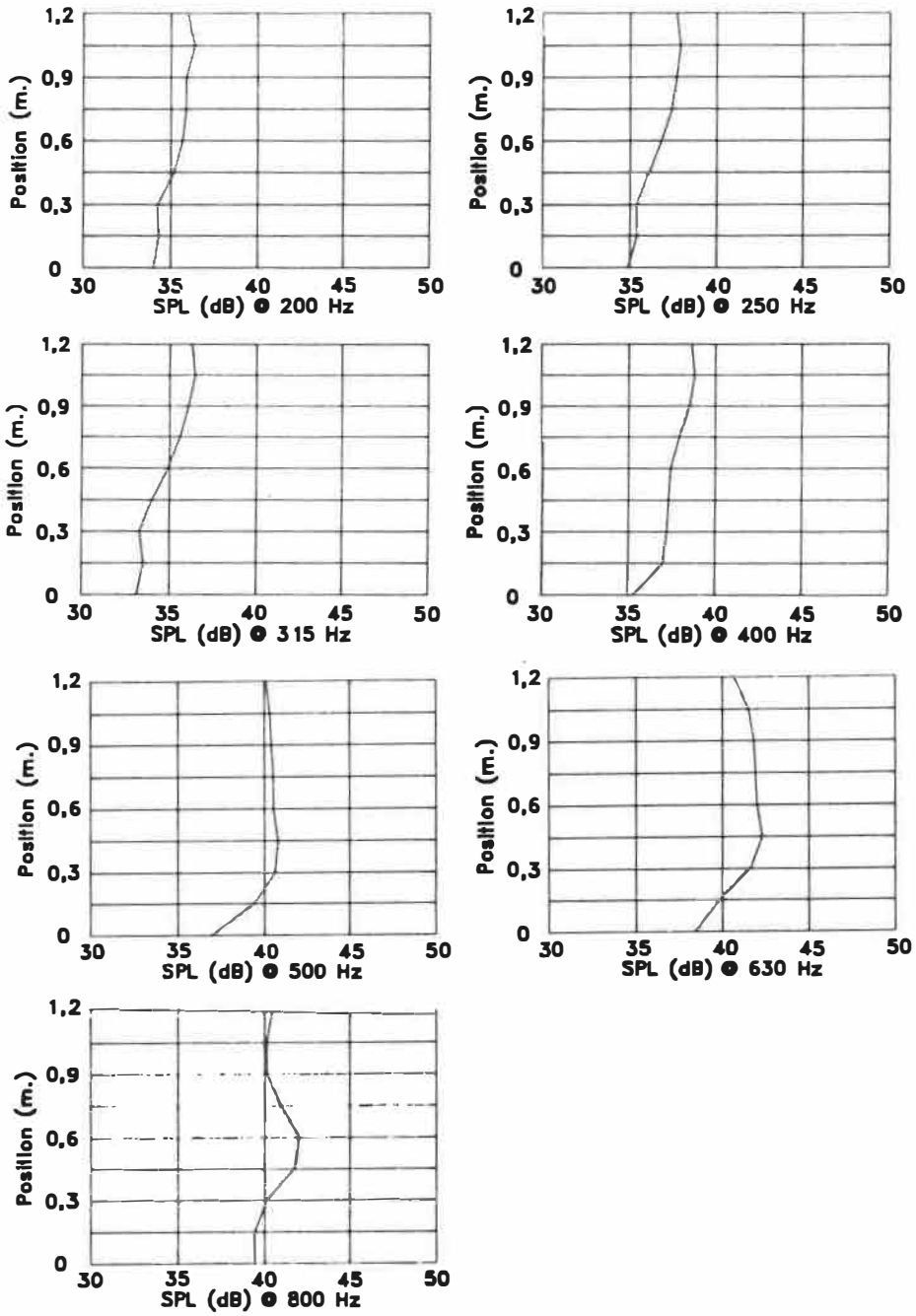


FIG. B21 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 10°.

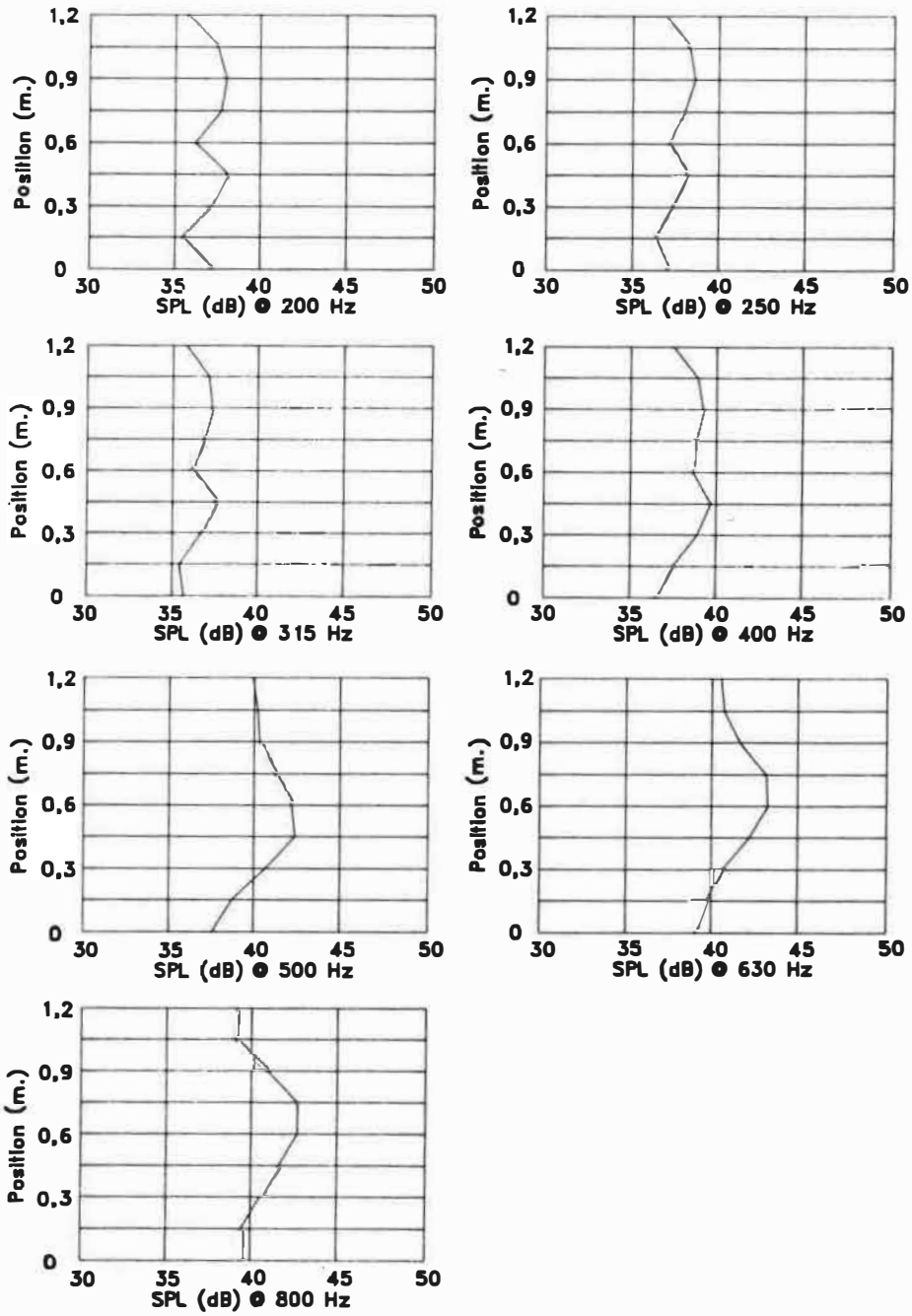


FIG. B22 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 15°.

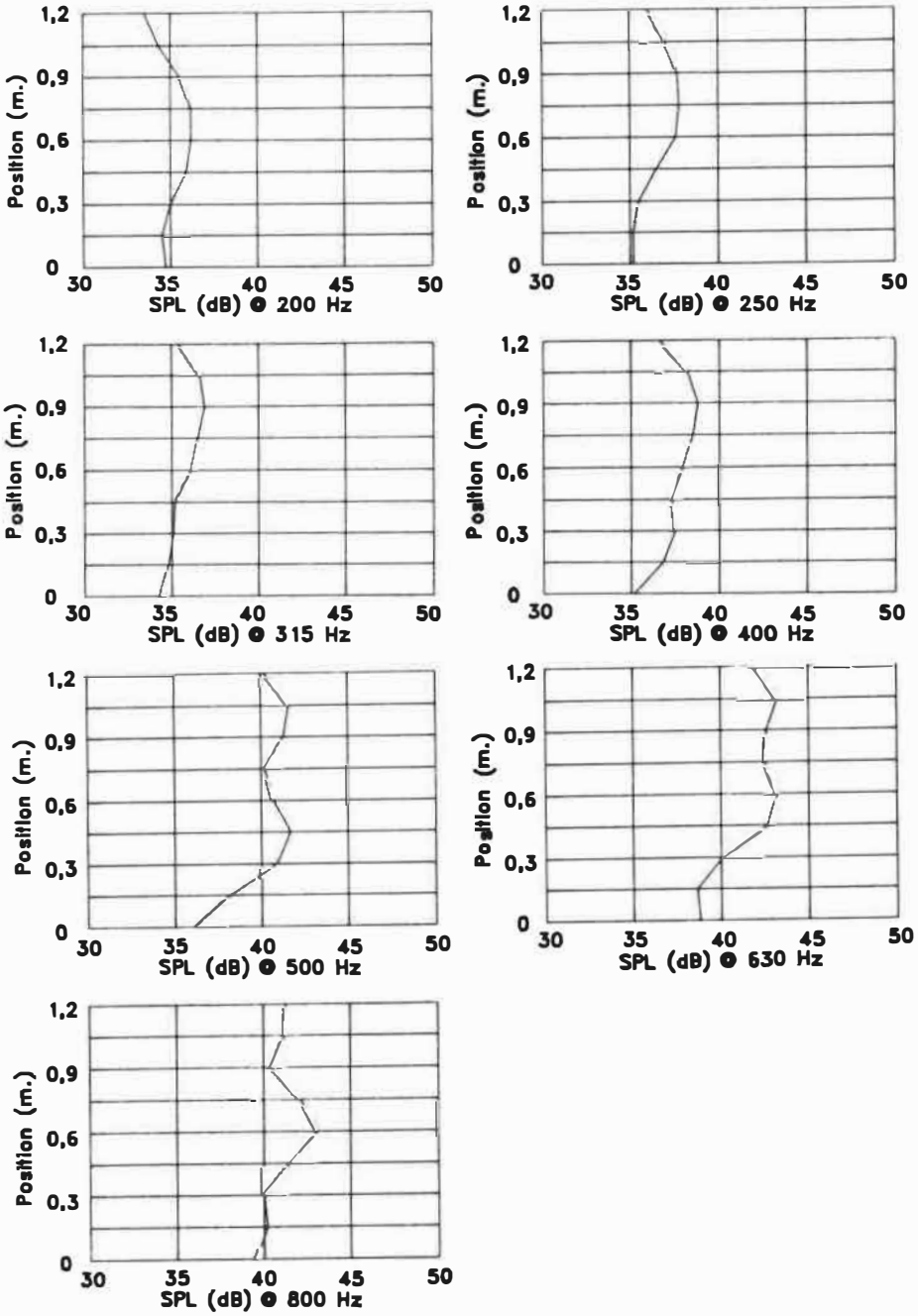


FIG. B23 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion dans le plan parallèle avec source à 20°.

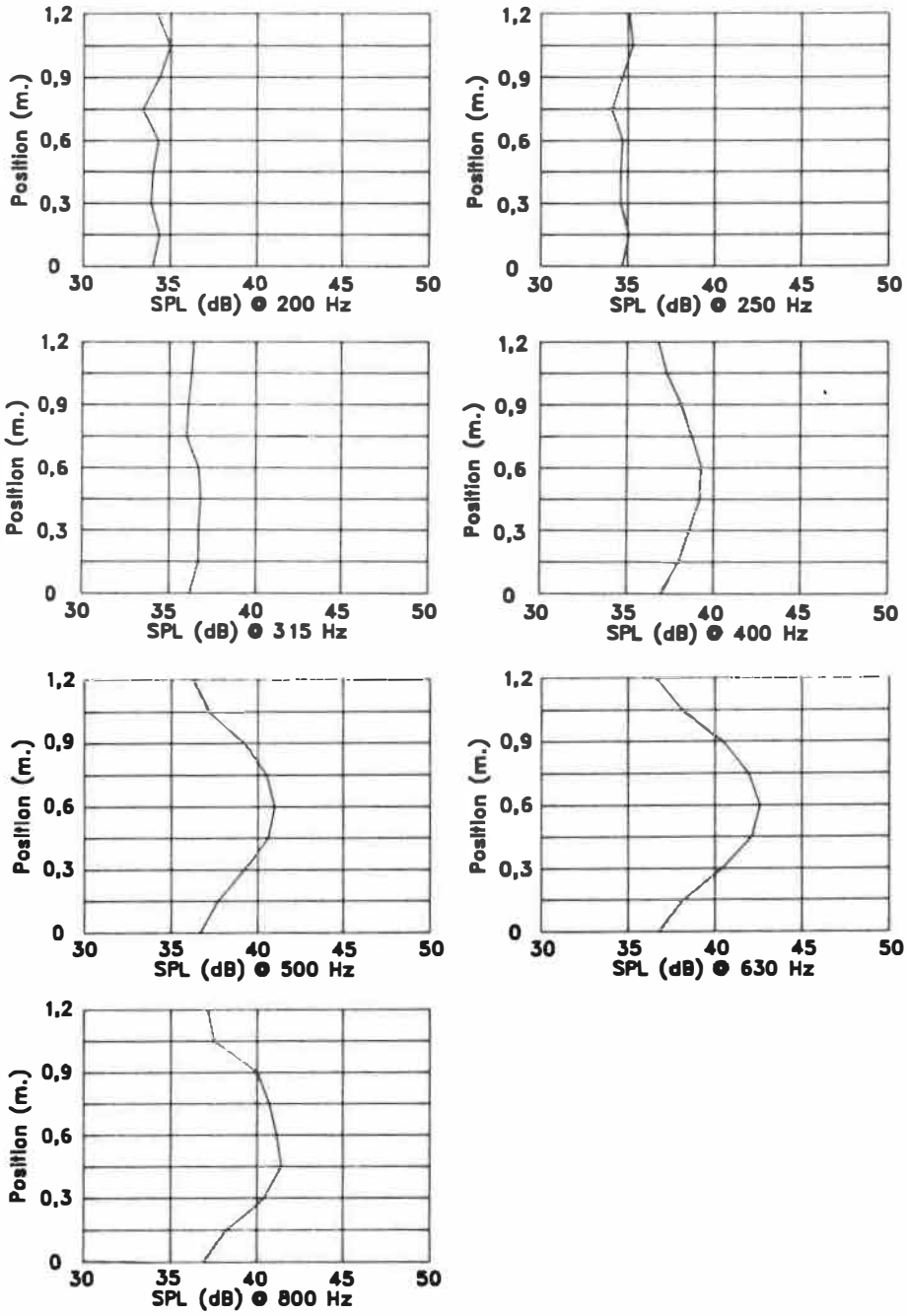


FIG. B24 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 0°.

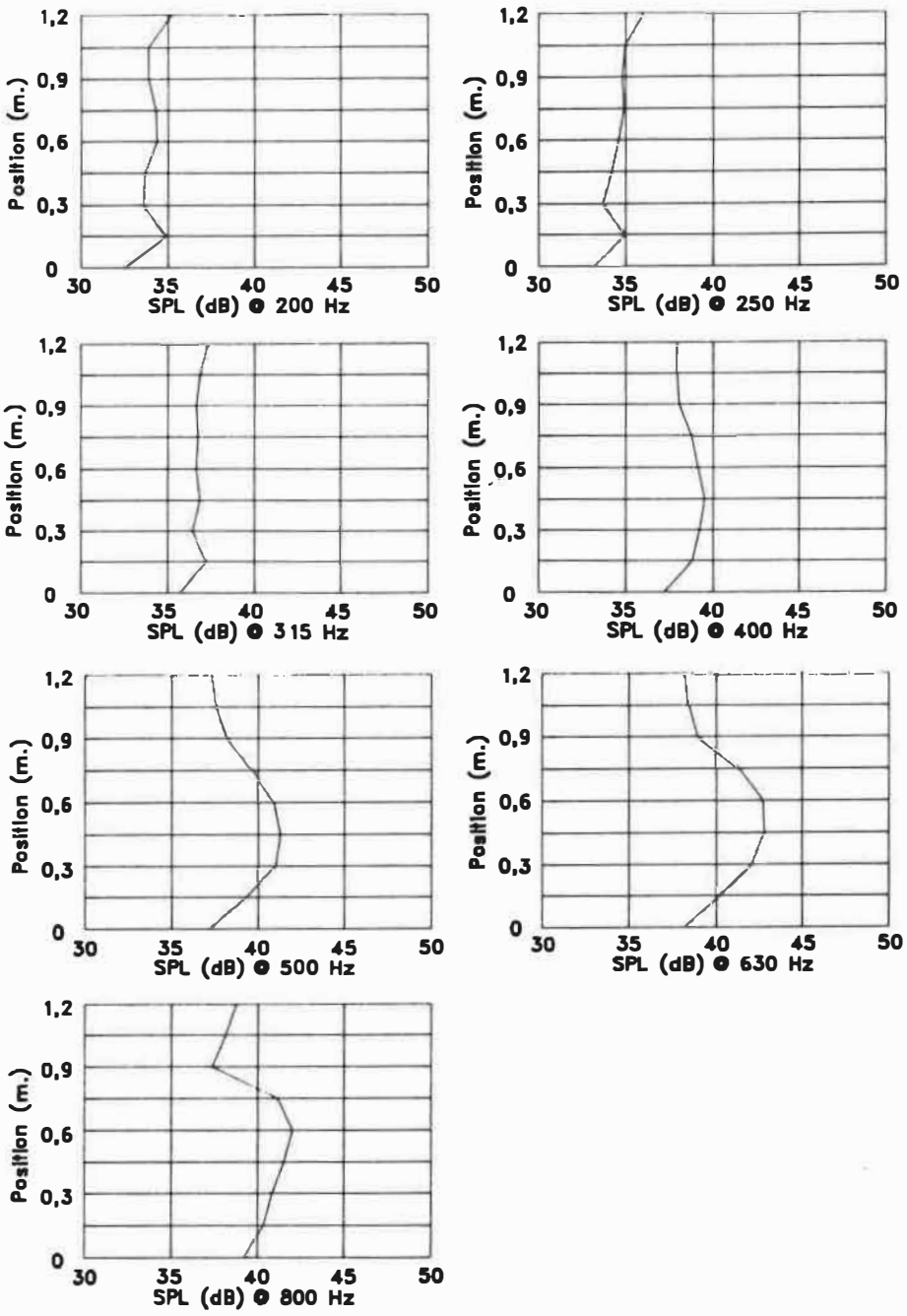


FIG. B25 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 5°.

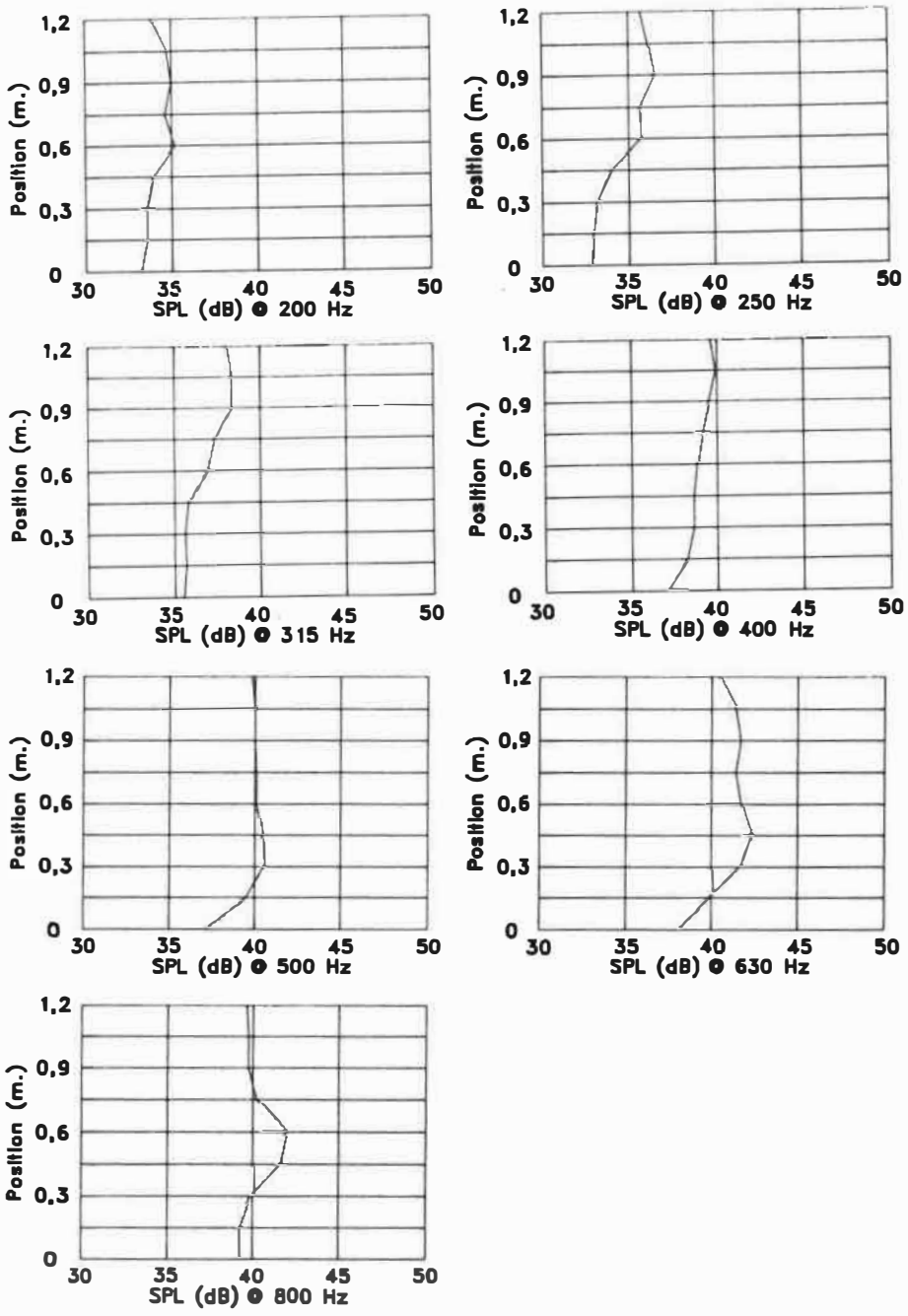


FIG. B26 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 10°.

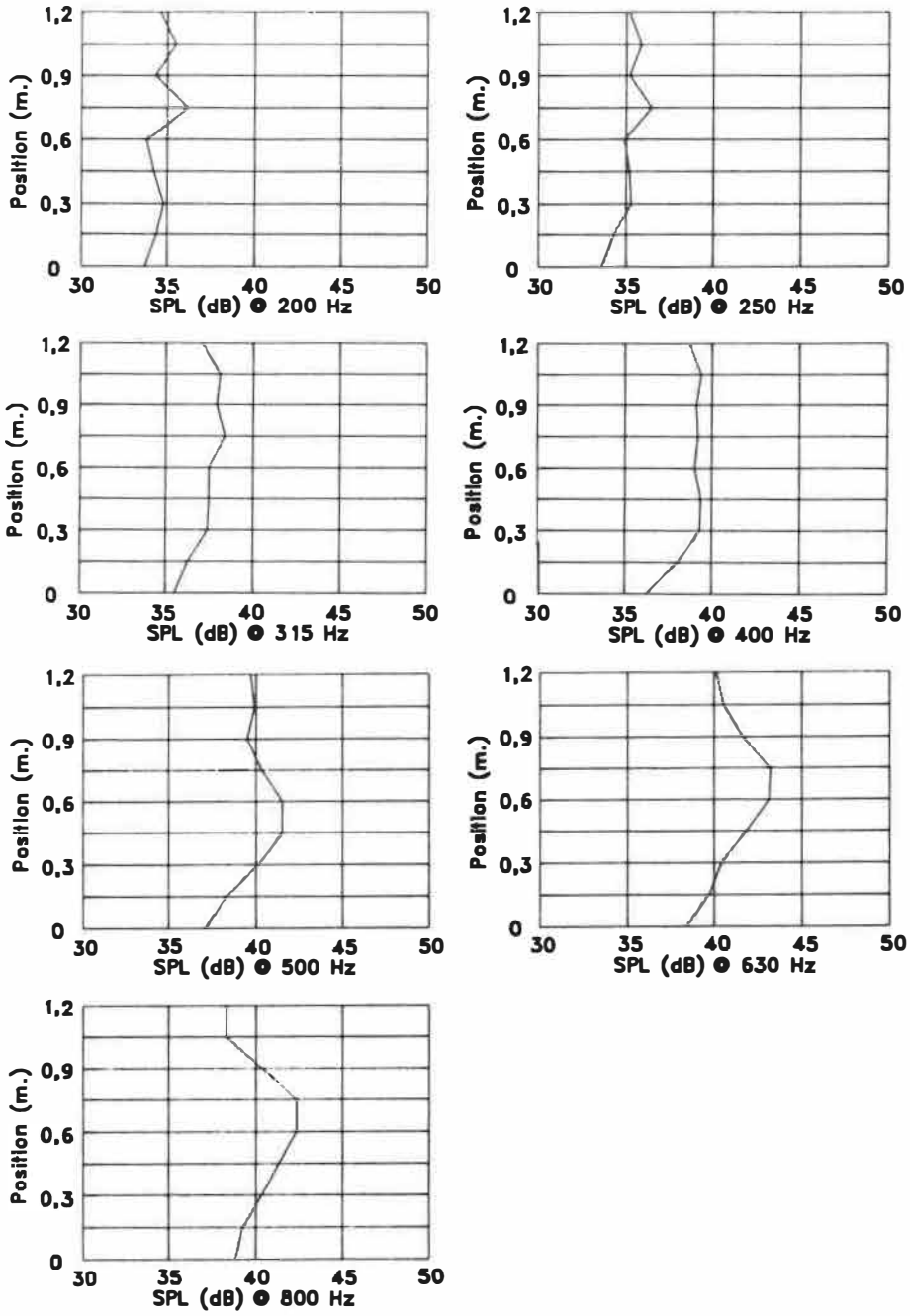


FIG. B27 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 15°.

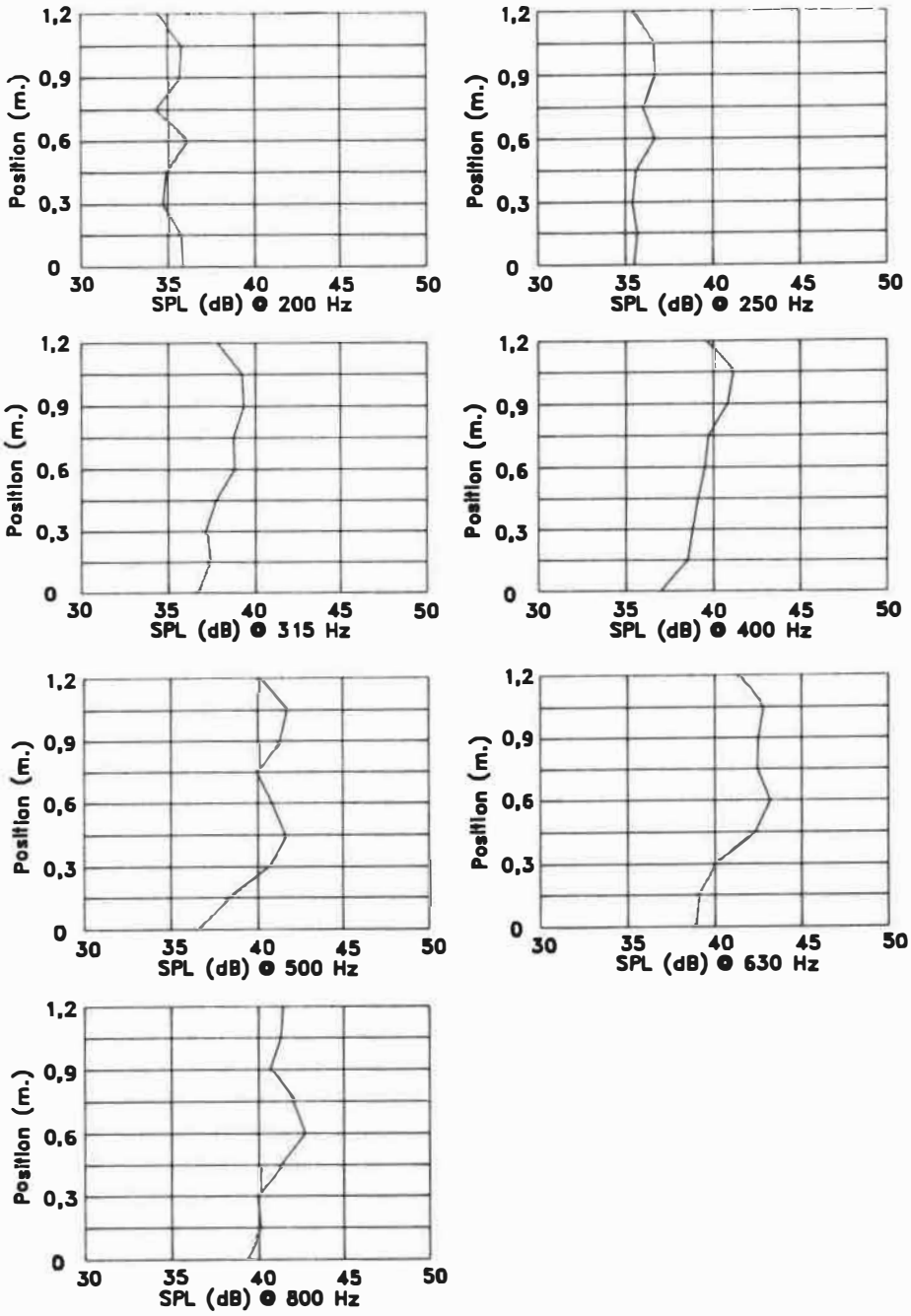


FIG. B28 Prodiffusion de l'écran ajouré avec guide à chambre d'expansion bouché dans le plan parallèle avec source à 20°.

ANNEXE C

LIGNE SOURCE

Vous trouverez à la figure C1 la fiche technique des haut-parleurs utilisés dans la ligne source. Il s'agit de haut-parleurs KEF B110-A de 15 cm de diamètre et de large bande de fréquences. Nous en avons branché 12 en parallèle. Pour en arriver à une impédance de 8 ohms, il a fallu ajouter une résistance à l'entrée du système.

L'enceinte qui contient ces haut-parleurs possède un dimension de 24 cm x 24 cm x 244 cm. Elle est faite de contreplaqué de 0,64 m (1/4 po) et a été remplie de laine de verre Fiberglass Canada AF-530. De plus, un axe y a été posé en son centre de gravité pour pouvoir la pivoter à volonté.

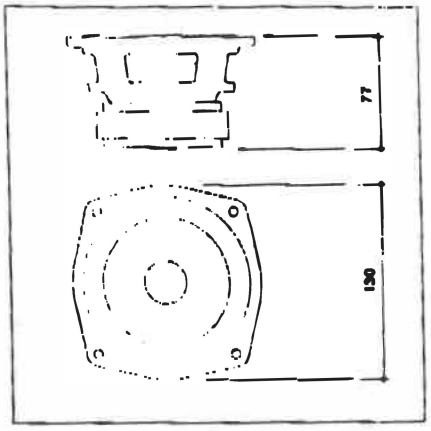
Vous trouverez en plus aux figures C2 à C5, les résultats obtenus lors de la mesure de l'onde incidente (simple l'onde qui entre dans la fente du guide d'ondes). Notez que la référence est prise au centre de la ligne et qu'on prend des mesures de phases et d'amplitudes relatives à tous les 15 cm (6 pouces).

DATA SHEET

B110·A

Specification Number SP1003

Compact, long throw bass/mid range unit, suitable for use in either a compact full range system, or as a specialised mid range unit in a multi-way system.



Net weight: 1.13 kg (2.5 lb)

Nominal impedance: 8Ω

Nominal frequency range: 55-3,500 Hz

Typical enclosure volumes:
Totally enclosed box 5-10 litres (0.2-0.4 cu ft)
MF enclosure 4 litres (0.15 cu ft)

Power handling:
Continuous sine wave 15 V RMS (see note 1)
Programme full range 30 W (see note 2)
Programme mid range only 60 W (see note 2)

Magnet:
Flux density 1.0 T (11,000 gauss)
Total flux 5.8×10^{-4} Wb (58,000 Maxwells)

Sensitivity: Pink noise input for 96 dB SPL at 1 metre on axis 12.5 V RMS

Voice coil:
Diameter 26 mm (1 in)
Inductance 0.45 mH
Max continuous service temperature (30 min) 180°C
Max intermittent temperature (5 sec) 250°C
Thermal time constant 4 seconds
Thermal resistivity (temp rise per applied Watt) 7° C/W
Nominal DC Resistance, R_{DC} 7.1Ω (tolerance ±10%)
Typical production spread 6.7 - 0.2Ω (see note 3)
Minimum impedance (in nominal frequency range) 7.8Ω at 280 Hz

Diaphragm:
Effective area, S_D 82 cm² (14 sq in)
Effective moving mass, M_D 10.5 gm (0.37 oz)
Max linear excursion, X_D 8 mm peak-peak (¼ in)
Max damage limited excursion 12 mm peak-peak (½ in)

Free air resonance frequency, f_s:
Nominal 35 Hz (tolerance ±5 Hz)
Typical production spread 38.0 - 2.0 Hz (see note 3)

Total mechanical resistance of suspension, R_{MS}: 0.34 mech Ω

Suspension compliance, C_{MS}: 2.0×10^{-3} m/N (2.0×10^{-6} cm/dyne)

Equivalent volume of compliance, V_{AS}: 23.6 litres (1,440 cu in)

Force factor, Bl: 7.1 N/A

Damping:
Mechanical Q_M 6.7
Electrical Q_E 0.33
Total Q_T 0.31 (see note 4)

Notes

1 Continuous Power Rating (Pc).

$$Pc \quad \frac{V^2}{R}$$

V is the RMS voltage which can be applied to the unit continuously without thermal overload of the voice coil. At low frequencies the continuous power rating of the speaker may be reduced because of limitations imposed on diaphragm excursion by the acoustic loading.

2 The programme rating of a unit is equal to the maximum programme rating of any system with which the unit may be safely used in conjunction with the recommended dividing network and enclosure.
The programme rating of any system is the undistorted power output of an amplifier with which the system may be satisfactorily operated on normal programme over an extended period of time

3 "Typical production spread" is derived from statistical analysis of a large number of units, and is calculated to include 95% of all units.

4 $Q_M \quad \frac{2\pi f_s M_{MS}}{R_{MS}} \qquad Q_E \quad \frac{2\pi f_s M_{MS}}{(Bl)^2/R_{DC}} \qquad \frac{1}{Q_T} \quad \frac{1}{Q_M} + \frac{1}{Q_E}$

KEF Electronics Limited Tovil Maidstone ME15 6QP England ☎ 0622 672261

KEF reserve the right to incorporate developments and amend the specification without prior notice in line with continuous research and product improvement

PL345 EN01

FIG. C1 Fiche technique des haut-parleurs utilisés.

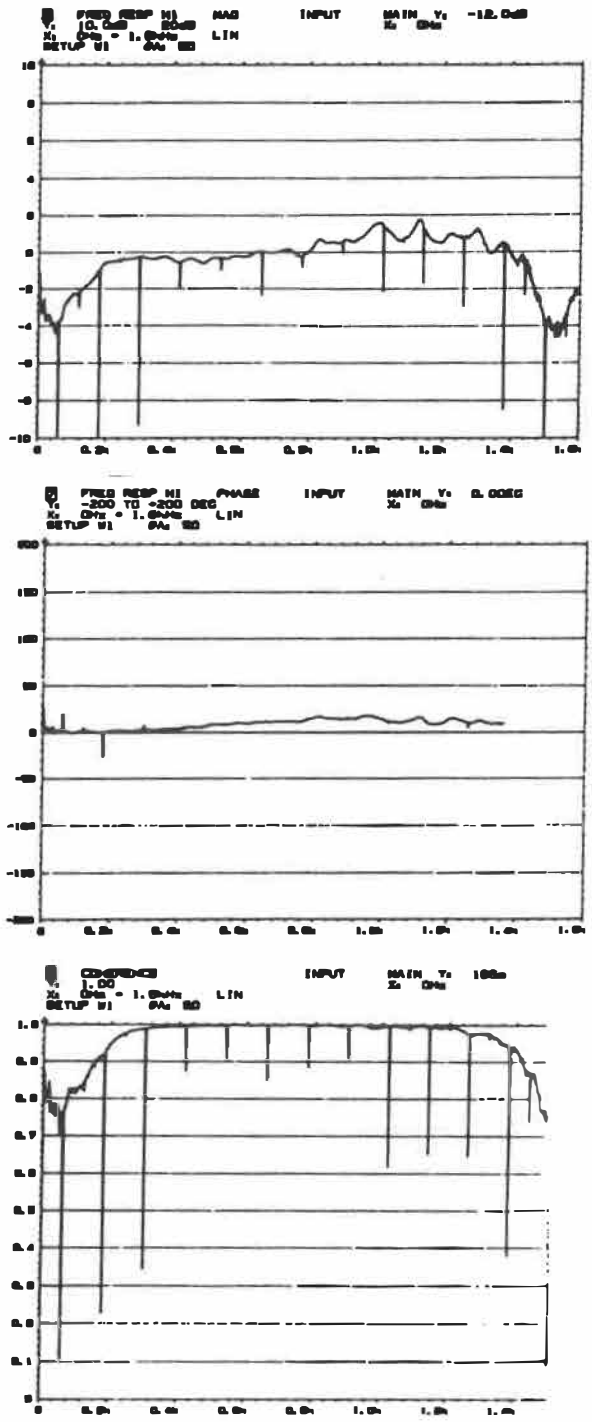


FIG. C2 Amplitude relative, déphasage et cohérence d'une partie de l'onde à 15 cm (6 po) par rapport au centre de l'onde.

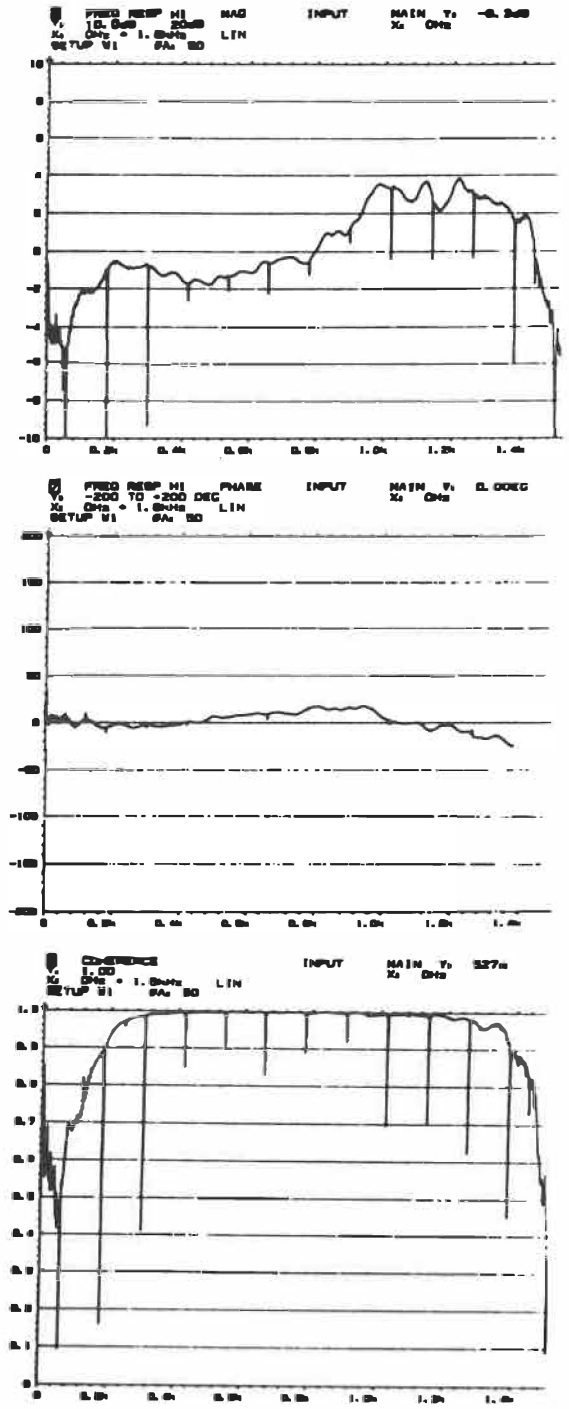


FIG. C3 Amplitude relative, déphasage et cohérence d'une partie de l'onde à 30 cm (12 po) par rapport au centre de l'onde.

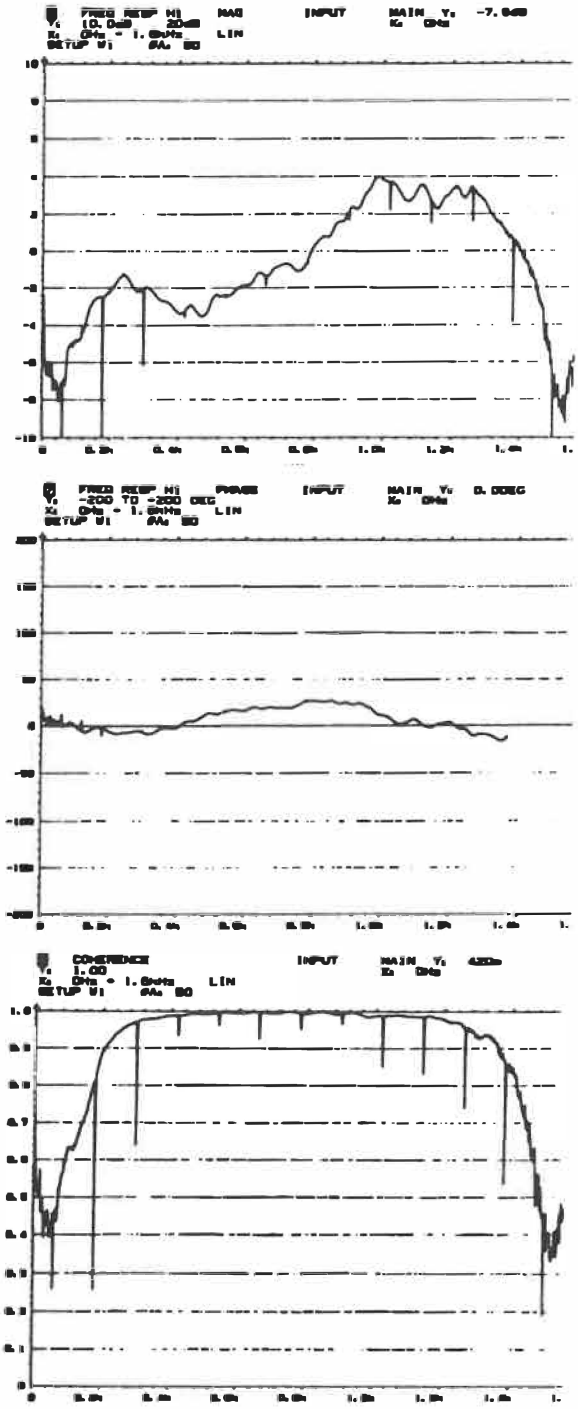


FIG. C4 Amplitude relative, déphasage et cohérence d'une partie de l'onde à 45 cm (18 po) par rapport au centre de l'onde.

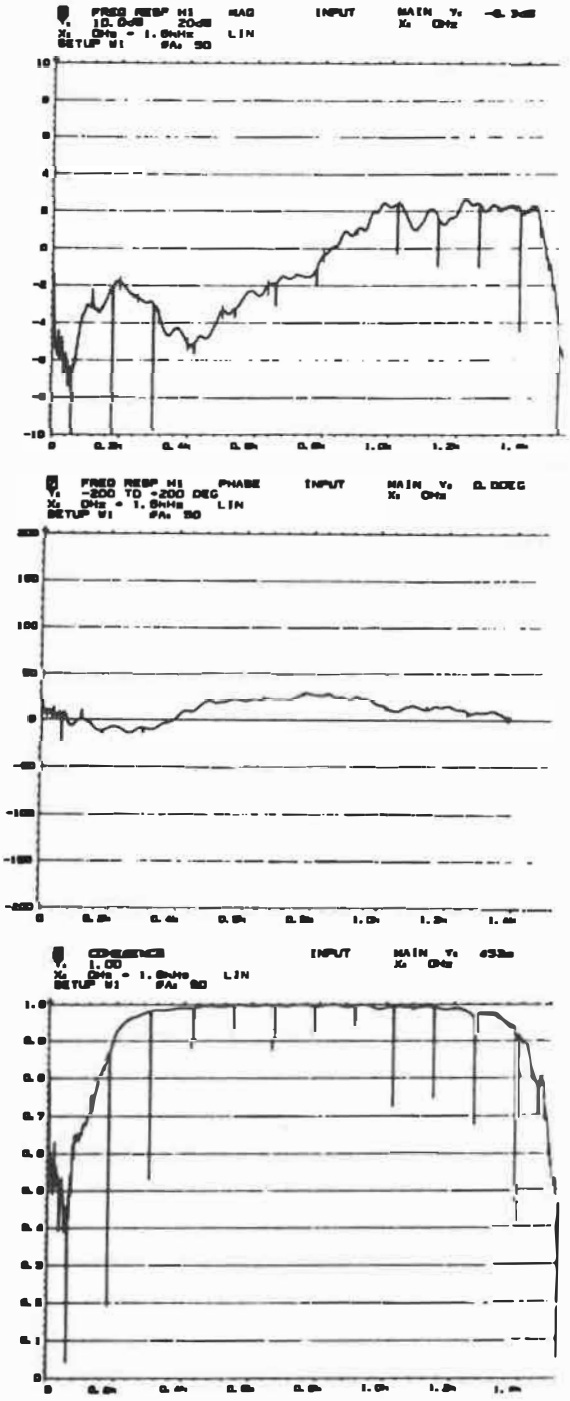


FIG. C5 Amplitude relative, déphasage et cohérence d'une partie de l'onde à 60 cm (24 po) par rapport au centre de l'onde.

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL
3 9334 00290879 4