

Titre: Optimisation, par la mesure du déphasage, de l'effet d'interférences destructives produit par un écran ajouré
Title: Optimisation, par la mesure du déphasage, de l'effet d'interférences destructives produit par un écran ajouré

Auteurs: Benoît Champagne, Maurice Amram, & Germain Ostiguy
Authors:

Date: 1983

Type: Rapport / Report

Référence: Champagne, B., Amram, M., & Ostiguy, G. (1983). Optimisation, par la mesure du déphasage, de l'effet d'interférences destructives produit par un écran ajouré.
Citation: (Rapport technique n° EP-R-83-05). <https://publications.polymtl.ca/9218/>

Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/9218/>
PolyPublie URL:

Version: Version officielle de l'éditeur / Published version

Conditions d'utilisation: Tous droits réservés / All rights reserved
Terms of Use:

Document publié chez l'éditeur officiel

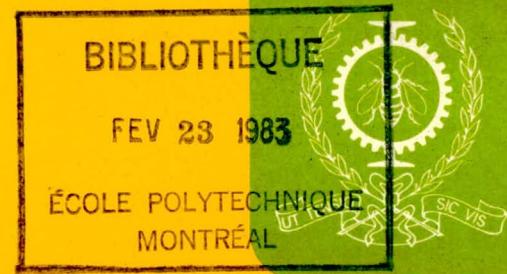
Document issued by the official publisher

Institution: École Polytechnique de Montréal

Numéro de rapport: EP-R-83-05
Report number:

URL officiel:
Official URL:

Mention légale:
Legal notice:



DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE

Optimisation d'un nouveau type d'écran ajouré

Benoît CHAMPAGNE
Maurice AMRAM
Germain OSTIGUY

Rapport technique EP83-R-5

Février 1983

Ecole Polytechnique de Montréal

CA2PQ
UP 5
R83-05
ex.2

Campus de l'Université
de Montréal
Case postale 6079
Succursale 'A'
Montréal, Québec
H3C 3A7

23 FEV. 1983

BIBLIOTHÈQUE

FEV 23 1983

ÉCOLE POLYTECHNIQUE
MONTRÉAL

I.

OPTIMISATION, PAR LA MESURE DU DÉPHASAGE, DE
L'EFET D'INTERFÉRENCES DESTRUCTIVES PRODUIT
PAR UN ÉCRAN AJOURÉ.

PAR

Benoît CHAMPAGNE

Maurice AMRAM

Germain OSTIGUY

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

1983

MESURE EXPÉRIMENTALE DU DÉPHASAGE AFIN
D'OPTIMISER L'EFFET D'INTERFÉRENCES DESTRUCTIVES
D'UN ÉCRAN AJOURÉ

RÉSUMÉ

Un assemblage de plaques rigides constitut un dispositif excellent pour retarder l'onde acoustique. Ce système se comporte comme un guide d'ondes dans lequel l'indice de réfraction, bien que fonction de la fréquence, est toujours supérieur à un.

En choisissant convenablement les paramètres du modèle, on peut inverser de 180° la phase de l'onde le traversant. On crée ainsi une ligne source en opposition de phase avec l'onde diffractée au dessus du modèle et il y a destruction du son par effet de phase.

Nous avons étudié en laboratoire le rôle de chacun des paramètres du modèle dans la détermination de la plage fréquentielle pour laquelle il y a 180° de déphasage entre l'onde diffractée et l'onde transmise par transparence, et pour laquelle l'amplitude relative de ces deux ondes est de l'ordre de l'unité.

TABLE DES MATIÈRES

	<u>Page</u>
1 - Introduction.....	1
2 - Construction de lignes sources en opposition de phase pour former un nouveau type d'écran.....	2
2.1 - Nouveau type d'écran acoustique.....	2
2.2 - Fonctionnement général.....	4
2.3 - Théorie.....	6
2.4 - Essais en laboratoire.....	7
2.4.1 - Réfraction et dispersion.....	7
2.4.2 - Réflexion.....	7
2.4.3 - Paramètres contrôlant l'indice de réfraction.....	8
2.4.4 - Paramètres responsables de l'atténuation.....	8
2.5 - Possibilité de construire des lignes sources en opposition de phase.....	8
3 - Dipôle et quadrupôle acoustique en géométrie cylindrique.....	11
3.1 - Introduction.....	11
3.2 - Solution de l'équation d'onde en coordonnées cylindriques.....	11
3.3 - Relation entre la vitesse radiale et la pression.....	16
3.4 - Champ de pression engendré par un cylindre infiniment long: monopôle cylindrique.....	17
3.5 - Source cylindrique irradiant dans un demi-espace.....	19
3.6 - Dipôle acoustique en géométrie cylindrique.....	19
3.7 - Champ de pression engendré par un arrangement de dipôles.....	22
3.8 - Remarques concluantes.....	25

	<u>Page</u>
4 - Construction d'une maquette.....	27
4.1 - Introduction.....	27
4.2 - Choix de l'échelle.....	27
4.3 - Choix d'un matériau pour les plaques.....	28
4.4 - Description préliminaire du modèle.....	33
4.5 - Description détaillée du modèle.....	36
5 - Conditions expérimentales pour les mesures de déphasage.....	38
5.1 - Introduction.....	38
5.2 - Emplacement et choix de la source sonore.....	38
5.2.1 - Nécessité d'utiliser une onde plane.....	38
5.2.2 - Radiation d'un piston indéformable dans une enceinte.....	40
5.2.3 - Radiation près d'un piston le long de la ligne = 0.....	42
5.2.4 - Choix d'une source et de son emplacement.....	43
5.3 - Choix et emplacement des microphones.....	44
5.3.1 - Généralités.....	44
5.3.2 - Déphasage causé par un mauvais emplacement des microphones.....	45
5.3.3 - Problème de réponse causé par une mauvaise orientation des microphones.....	45
5.3.4 - Déphasage introduit par la diffraction.....	47
5.3.5 - Déphasage de type électronique introduit par un microphone à condensateur.....	50
5.3.6 - Résonance dans la cavité du microphone.....	51
5.3.7 - Choix des microphones.....	52
5.4 - Système d'enregistrement.....	53
5.4.1 - Utilisation du sonomètre comme amplificateur.....	53
5.4.2 - Appareil utilisé pour mesurer le déphasage entre le signal A et le signal B.....	54
5.4.3 - Choix d'un système minimisant le déphasage interne.	55

	<u>Page</u>
6 - Démarches expérimentales: mesures de déphasage.....	63
6.1 - Étude du déphasage introduit par un réseau de guides d'ondes qui ne communiquent entre eux que par une ouverture.....	63
6.1.1 - Introduction.....	63
6.1.2 - Déphasage introduit par une et plusieurs cavités consécutives.....	63
6.1.3 - Effet de l'introduction de panneaux supplémen- taires intérieur d'un guide d'onde de longueur L ..	81
6.1.4 - Étude de l'effet des variations du paramètre b'	83
6.1.5 - Étude de l'effet des variations du paramètre w	88
6.1.6 - Effet d'une amélioration de l'étanchéité.....	88
6.1.7 - Importance du recouvrement supérieur.....	91
6.2 - Étude du déphasage introduit par un réseau de guides d'ondes d'ouvertures verticales $b'/2 - b' - b'/2$	94
6.3 - Mesures supplémentaires sur un des modèles fermés de la section 6.1.....	98
6.4 - Déphasages introduit par deux guides d'ondes de lon- gueur différente.....	105
6.5 - Étude de l'atténuation introduite par un écran prisma- tique et par un guide d'onde ne possédant qu'une seule ouverture.....	121
6.6 - Remarques.....	126
7 - Conclusion.....	129
Appendice 1	
Croquis des diverses composantes de la maquette.....	130
Appendice 2	
Caractéristiques des microphones.....	135

	<u>Page</u>
Appendice 3	
Réponse en phase de l'amplificateur de mesure	
Bruël & Kjaer type 2610.....	138
Appendice 4	
Caractéristiques du FFT - 2 canaux.....	140
Appendice 5	
Liste des appareils utilisés.....	146
Appendice 6	
Preuve de la formule (6.1).....	148
Bibliographie.....	150

1 - INTRODUCTION

Cet ouvrage est le résultat d'un travail de recherche mené à l'École Polytechnique de Montréal pendant l'été 1982. Le financement en était assuré principalement par une bourse d'études du Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie (C.R.S.N.G.) ainsi que par des fonds internes fournis par l'École Polytechnique. Comme responsables du projet, on retrouvait les professeurs Maurice Amram (génie physique) et Germain Ostiguy (génie mécanique).

M. Amram et G. Ostiguy travaillent depuis quelque temps à l'élaboration d'un écran acoustique spécial. Après avoir mis sur pied une théorie mathématique et physique expliquant le comportement du système il fallait exécuter certaines mesures expérimentales en guise de vérification. Cela devait aussi permettre en dernier lieu d'ajuster les paramètres du modèle de façon à optimiser certains effets comme par exemple l'atténuation du son.

La tâche consistait donc, avec l'aide d'un appareillage sophistiqué à relever certaines données expérimentales - en particulier des mesures de déphasage - et à améliorer les résultats par l'apport de modifications au montage. À ceci se rattachaient plusieurs tâches connexes telles l'élaboration d'un protocole de mesures expérimentales ainsi que la construction d'un modèle réduit de l'écran acoustique.

On trouvera donc ici tous les détails de cette recherche ainsi que les conclusions auxquelles elle nous a conduits.

2 - CONSTRUCTION DE LIGNES SOURCES EN OPPOSITION DE PHASE POUR FORMER UN NOUVEAU TYPE D'ÉCRAN ACOUSTIQUE

2.1 - type d'écran acoustique

Amram et Stern [1] ont mis sur pied un nouveau type d'écran acoustique ajouré dans le but de réduire les bruits à large bande (.1 à 2 KHz) que l'on retrouve dans les milieux industriels ou près des routes. Cet écran diffère complètement d'un écran acoustique conventionnel: premièrement par sa forme ajourée et prismatique (fig. 2.1); deuxièmement par son fonctionnement: au lieu de réfléchir l'onde incidente, une partie en est réfractée et le reste subit une réflexion diffuse. Toutes ces caractéristiques l'avantagent par rapport à un écran conventionnel.

L'écran en forme de prisme se compose d'un réseau de longues plaques métalliques rectangulaires et minces (fig. 2.2). Les principaux paramètres du modèle sont:

a : longueur des plaques

w : hauteur des plaques

t : épaisseur des plaques

l : espace horizontal entre deux plaques

b' : espace vertical ouvert entre deux plaques

b : espace vertical entre le centre de deux plaques

L : largeur du prisme à sa base

L' : largeur du prisme à son sommet

H : hauteur du prisme

A : angle au sommet

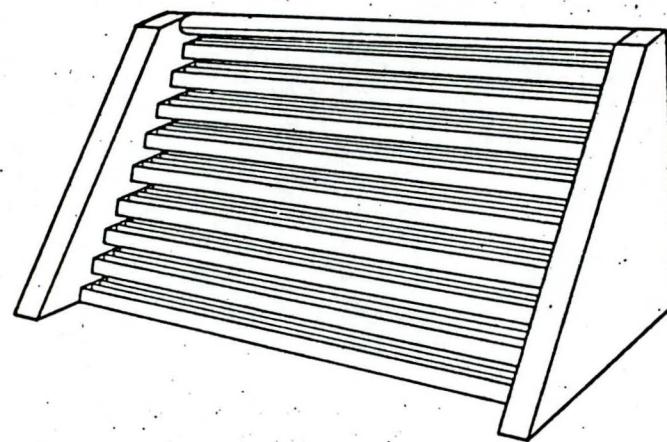


Figure 2.1 Ecran acoustique en forme de prisme

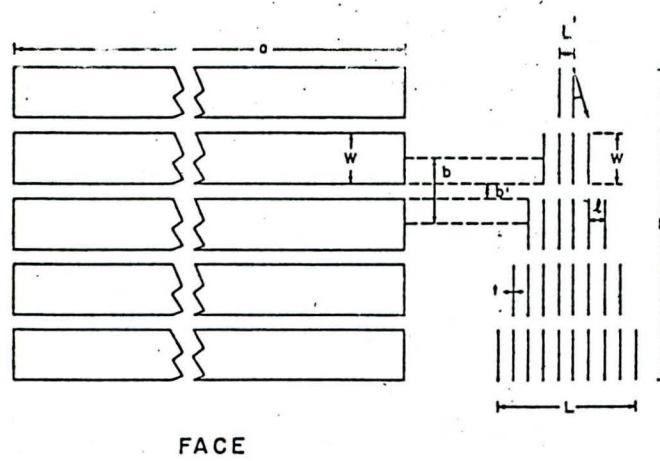


Figure 2.2 Paramètres du modèle

L'écran est donc constitué d'un ensemble de guides d'ondes (figure 2.3) dont les dimensions influencent grandement son comportement. Par un choix judicieux de ses paramètres, on peut lui conférer des caractéristiques fort intéressantes.

2.2 - Fonctionnement général

À basse fréquence, lorsque la longueur d'onde λ du son est grande devant le paramètre w , les frontières entre chaque guide d'ondes permettent la propagation d'onde "lente", c'est-à-dire que la vitesse de phase c_p de ces ondes est inférieure à la vitesse du son dans l'air (on note cette dernière par c_0). Par conséquent l'indice de réfraction du milieu, défini par le rapport c_0/c_p devient supérieur à un.

Cette particularité permet d'utiliser de tels réseaux de guides d'ondes et de les agencer en cascade pour en faire un prisme capable de dévier réellement un faisceau sonore (figure 2.4). Par exemple, dans le cas d'un prisme d'indice n et d'un angle au sommet A , la déviation D obtenue dans la direction de propagation d'une onde plane après le passage au travers du prisme est donnée [2]¹ par

$$D = 2 \{ \text{Arc sin} [n \sin (A/2)] - (A/2) \}$$

De plus, des calculs menés par Morse et Ingard [3] montrent que la vitesse de phase de ces ondes "lentes" est fonction de la fréquence. Il en sera donc ainsi de l'indice de réfraction n et de la déviation D .

1. Le calcul y est fait pour l'onde lumineuse mais cela ne change rien.

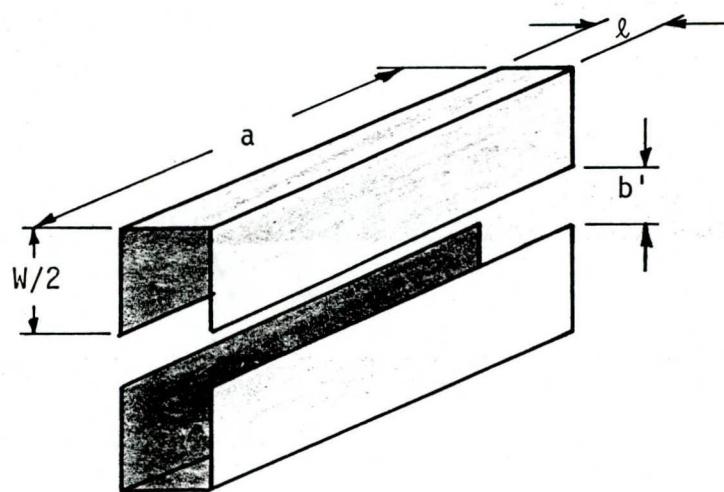


Figure 2.3 guide d'ondes

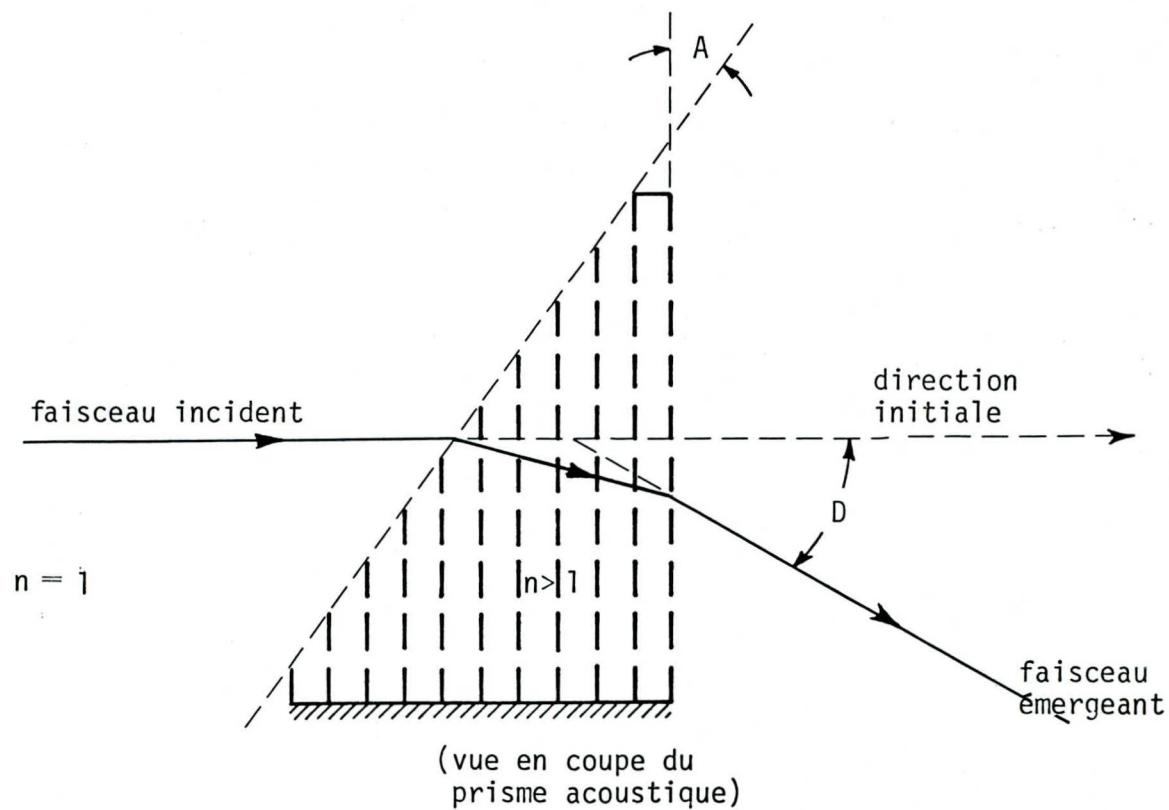


Figure 2.4 déviation du faisceau sonore

Lorsque la longueur d'onde approche le double du paramètre w , les variations de n en fonction de la fréquence deviennent grandes. Pour des fréquences plus élevées, le prisme agit comme un résonateur ou plutôt comme un filtre ne laissant passer que certaines plages fréquentielles particulières. Dans ce cas les fréquences transmises le sont de façon non-directionnelle et les fréquences bloquées subissent une réflexion diffuse.

En résumé, le prisme constitue un filtre passe-bas jusqu'à la première fréquence de résonance. En-dessous de cette fréquence, il agit comme un milieu dispersif d'indice de réfraction supérieur à un. Au-dessus de cette fréquence, on voit apparaître une première fréquence de coupure pour laquelle l'énergie sonore est réfléchie de façon diffuse, puis finalement une alternance de modes résonnants et anti-résonnants.

2.3 - Théorie

Pour de plus amples renseignements concernant l'aspect théorique du problème, on pourra consulter avantageusement les publications [1] et [4] écrites par Amram et al. En particulier, la dernière d'entre elles présente par ordre de complexité trois théories différentes expliquant le comportement du prisme et permettant de calculer la première fréquence de coupure. La formulation la plus adéquate semble être celle développée par S.B. Cohn [5,6] pour les lentilles micro-ondes et adaptée au présent sujet à l'aide d'analogies électriques. Les résultats théoriques ainsi obtenus sont en accord avec l'expérience avec une marge d'incertitude de 10%.

2.4 - Essais en laboratoire

Les résultats présentés ici ont été obtenus par Amram et Stern [1] à l'aide d'une maquette à l'échelle 1/10. À cause du facteur d'échelle et pour des raisons de similitude, on a dû réduire aussi par 10 les longueurs d'ondes. Pour ce faire, on utilisait du bruit dans la bande de fréquences de 1 à 20 kHz au lieu de .1 à 2 kHz.

2.4.1 - Réfraction et dispersion: On a fait des relevés de l'intensité de l'onde acoustique transmise par le prisme en fonction de la direction. Entre 1 kHz et 2.5 kHz, on observe nettement la déviation du faisceau: celle-ci peut atteindre jusqu'à 40°. Cela a pour effet d'atténuer le son dans la direction d'intérêt (direction du faisceau incident). Ainsi, pour un des modèles soumis à l'étude, l'atténuation allait de 2 dB pour une fréquence de 1 kHz à 27.5 dB pour une fréquence de 2.5 kHz.

À des fréquences plus élevées - au-dessus de la première fréquence de coupure - on n'observe plus vraiment de déviation mais plutôt une transmission diffuse du son accompagnée d'une atténuation, toujours supérieure à 10 dB.

2.4.2 - Réflexion: Des relevés de l'intensité du faisceau réfléchi en fonction de la direction ont montré qu'il s'agissait d'une réflexion diffuse. En plus, l'intensité du son réfléchi présentait toujours quelques irrégularités voir même certains pics dans des directions qui dépendaient de la fréquence.

2.4.3 - Paramètres contrôlant l'indice de réfraction: Les principaux paramètres géométriques contrôlant l'indice de réfraction semblent être dans l'ordre: w , b' , ℓ . À basse fréquence, les plus grandes déviations furent obtenues en maximisant w et en minimisant b' et ℓ .

2.4.4 - Paramètres responsables de l'atténuation: En choisissant des plaques assez larges et des ouvertures verticales petites, on s'assure ainsi d'une mauvaise adaptation d'impédance entre l'air et la structure. Ceci favorise la réflexion diffuse des hautes fréquences et, par le fait même, l'atténuation de ces sons.

2.5 - Possibilité de construire des lignes sources en opposition de phase

Comme nous l'avons vu, le milieu constitué par le prisme acoustique d'Amram et Stern possède des propriétés remarquables. En particulier, le fait qu'une onde sonore s'y propage plus lentement que dans l'air libre ($n > 1$) devrait nous permettre d'utiliser un alignement de guides d'ondes comme celui de la figure 2.3 pour créer une ligne source retardée de 180° par rapport à l'onde transmise directement. Soit L la longueur du réseau, c_p la vitesse de phase à l'intérieur et $T = 1/v$ la période de l'onde, il faut pour cela que:

$$\frac{L}{c_p} - \frac{L}{c_o} = \frac{T}{2} \quad (\text{de sorte qu'il y ait une demi-période de différence entre les signaux})$$

$$L \left(\frac{n}{c_o} - \frac{1}{c_o} \right) = \frac{T}{2}$$

$$L (n-1) = \frac{c_o}{2v}$$

$$L (n-1) = \frac{\lambda}{2}$$

Puisque le milieu est dispersif, $n = n(\lambda)$ et cette condition peut possiblement être réalisée pour une large bande de sons de basses fréquences entre 100 et 250 Hz. Pour des fréquences plus élevées, le modèle agit comme un filtre sélectif et ne possède pas la propriété de ralentir l'onde acoustique.

Quoiqu'il en soit, il devrait donc être possible - et ce pour une plage fréquentielle bien déterminée - de construire des lignes sources en opposition de phase et de les agencer de façon à créer un dispositif favorisant l'atténuation du son, tout comme on l'explique au chapitre 3.

C'est ici que prend naissance le travail expérimental. Il s'agit tout d'abord de mettre sur pied un système électronique permettant de détecter et de mesurer les déphasages de pression acoustique existant entre deux points donnés de l'espace.

Ensuite il faudra construire une maquette de l'écran, un prototype facilement manipulable permettant de faire varier à volonté tout les paramètres qui peuvent influencer son comportement face à l'onde sonore.

Finalement, il restera à effectuer des mesures de déphasage entre l'onde diffractée au dessus du modèle et l'onde transmise par ce dernier. Pour cela on a pensé à deux montages en particulier. On les retrouve à la figure 2.5, accompagnés des points A et B entre lesquels le déphasage est à mesurer. Dans les deux cas, on tentera d'étudier les effets qu'ont sur le déphasage les variations des principaux paramètres, tels que b' , w , λ , etc, dans le but de pouvoir optimiser les caractéristiques de l'écran.

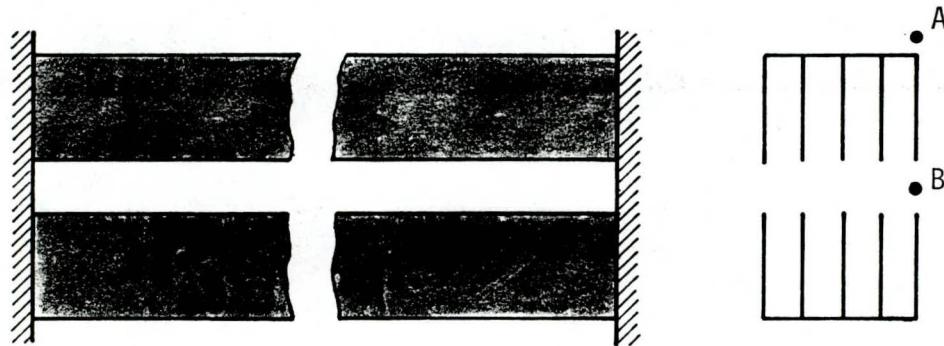


Figure 2.5-a Montage 1

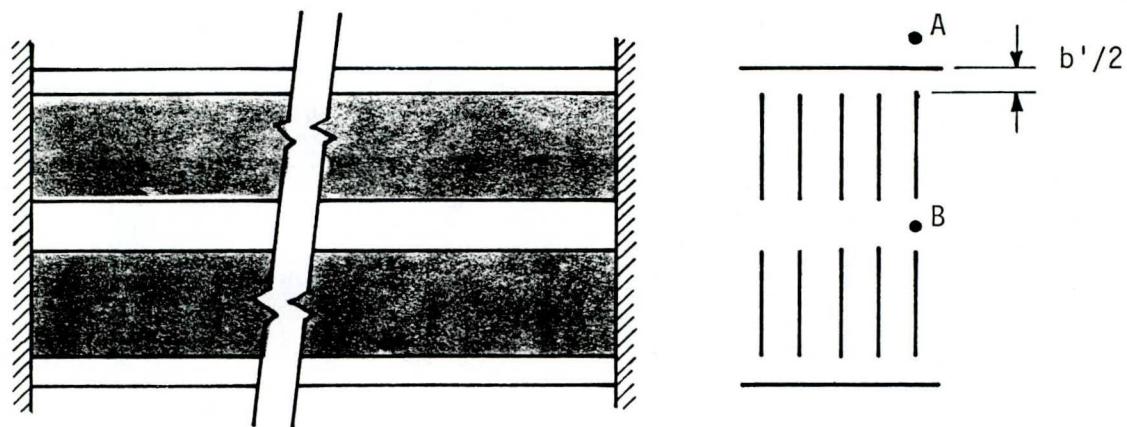


Figure 2.5-a Montage 2

3 - DIPÔLE ET QUADRIPOLE ACOUSTIQUE EN GÉOMÉTRIE CYLINDRIQUE

3.1 - Introduction

Avant de poursuivre plus à fond le travail expérimental, on tente ici de démontrer par le calcul l'utilité des lignes sources en opposition de phase pour l'atténuation du son.

À de grandes distances d'observation, on peut identifier la ligne source à un étroit cylindre vibrant. On solutionnera donc l'équation d'onde acoustique en coordonnées cylindriques et on calculera - par application de conditions frontières - le champ de pression engendré par un tel cylindre. On calculera ensuite le champ engendré par un dipôle et puis finalement celui engendré par un arrangement de dipôles. On tentera aussi de faire un choix quant à la meilleure disposition.

3.2 - Solution de l'équation d'onde en coordonnées cylindriques

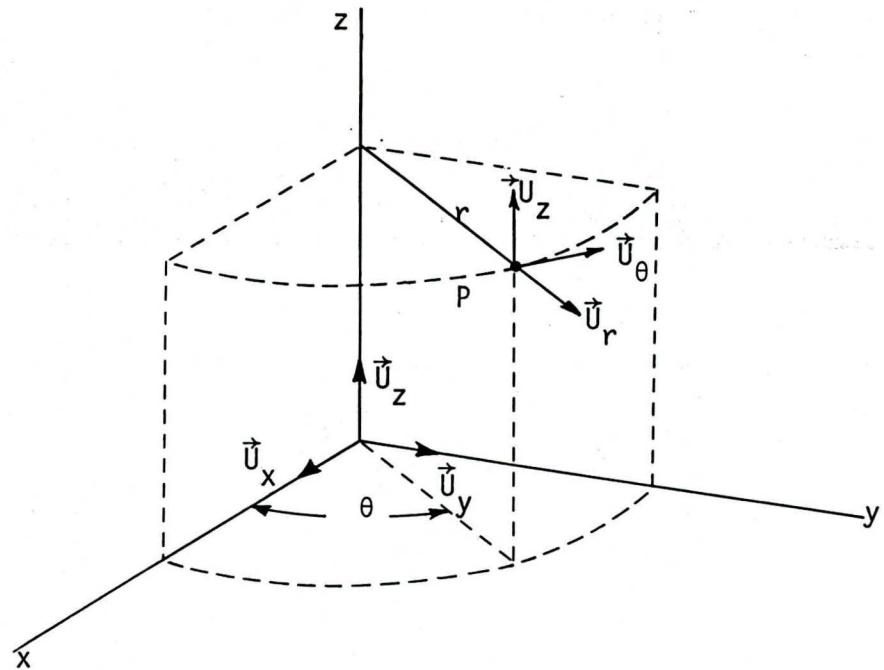
Voici la liste des principaux symboles utilisés dans les pages qui vont suivre.

x, y, z : position d'équilibre d'une particule de gaz dans le repère cartésien (fig. 3.1).

$\overline{u_x}, \overline{u_y}, \overline{u_z}$: vecteurs unitaires respectivement parallèles aux axes $0x, 0y, 0z$ dans le repère cartésien.

r, θ, z : position d'équilibre d'une particule en coordonnées cylindriques

$\overline{u_r}, \overline{u_\theta}, \overline{u_z}$: vecteurs unitaires de base en coordonnées cylindriques



On peut représenter le point P soit par le triplet (x, y, z) où par le triplet (r, θ, z)

Figure 3.1 Système de coordonnées

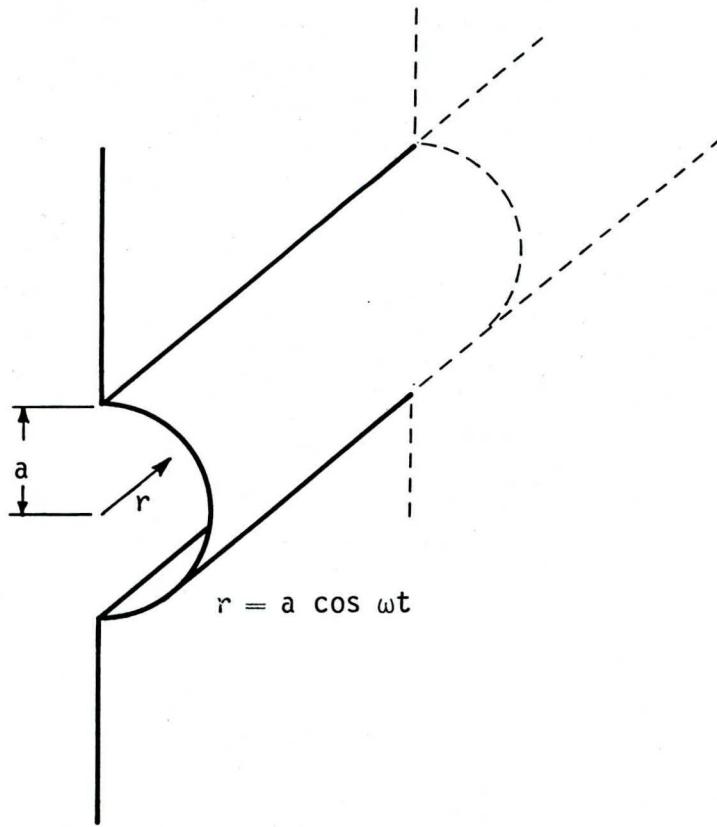


Figure 3.2 Vue en coupe d'une source demi-cylindrique

ξ_x, ξ_y, ξ_z : composantes du déplacement de la particule selon les axes respectifs $0x, 0y, 0z$

ξ_r, ξ_θ, ξ_z : composantes du déplacement en coordonnées cylindriques

v_r, v_θ, v_z : composantes de vitesse de la particule en coordonnées cylindriques

$$(v_r = \partial \xi_r / \partial t, v_\theta = \partial \xi_\theta / \partial t, v_z = \partial \xi_z / \partial t)$$

\overline{q} : vecteur vitesse

$$\overline{q} = v_r \overline{U_r} + v_\theta \overline{U_\theta} + v_z \overline{U_z}$$

t : variable temps

ρ : densité instantanée du gaz en un point

ρ_0 : densité moyenne à l'équilibre

P : pression instantanée du gaz en un point

P_0 : pression moyenne à l'équilibre

p : pression acoustique

$$p = P - P_0$$

c : vitesse de propagation de l'onde acoustique dans l'air.

Par particule on sous-entend un élément de volume assez grand pour contenir des millions de molécules du gaz considéré et assez petit pour que les variables acoustiques telles la pression et la densité y soient considérées comme constantes.

Dans l'analyse qui suit, on néglige l'effet de la gravité et on considère ainsi que ρ_0 et P_0 ont les mêmes valeurs partout dans l'espace. En plus, le milieu soumis à l'étude doit être homogène, isotropique et parfaitement élastique.

Sous de telles conditions, l'équation d'ondes acoustique régissant la propagation des perturbations de pression s'écrit [7, page 155],

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

où $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ est l'opérateur Laplacien.

En coordonnées cylindriques, le Laplacien prend la forme suivante

[8]

$$\nabla^2 = -\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

ce qui permet de réécrire (3.2) comme suit

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3.2.)$$

Si l'on suppose maintenant que le champ de pression acoustique possède la symétrie cylindrique, c'est-à-dire qu'il ne dépend pas des variables θ et z , alors

$$p = p(r, t)$$

et l'équation (3.2) se réduit à

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{c^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3.3)$$

On peut tenter de solutionner cette équation par la méthode de séparation des variables. Pour cela on pose

$$p(r,t) = T(t) \quad (3.4)$$

où R est fonction uniquement de r
et T est fonction uniquement de t .

En substituant (3.4) dans (3.3), on obtient

$$T \frac{d^2R}{dr^2} + \frac{T}{r} \frac{dR}{dr} = \frac{R}{c^2} \frac{dT^2}{dt^2}$$

Divisant par RT , on obtient:

$$\frac{1}{R} \frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{rR} \frac{dR}{dr} = -\frac{1}{Tc^2} \frac{d^2T}{dt^2} \quad (3.5)$$

Puisque le côté droit de l'égalité (3.5) est une fonction de t seulement et le côté gauche une fonction de r seulement, il faut que chacun des côtés soit égal à une constante; disons $-k^2$. Il en résulte les deux équations

$$\frac{1}{Tc^2} \frac{d^2T}{dt^2} = -k^2 \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{R} \frac{d^2R}{dr^2} - \frac{1}{rR} \frac{dR}{dr} = -k^2 \quad (3.7)$$

De (3.6), on tire $\frac{d^2T}{dt^2} + k^2c^2T = 0$ dont la solution générale est $T(t) = \bar{A} e^{jckt}$ où \bar{A} est l'amplitude complexe de la solution. On voit ici que la constante k joue le rôle conventionnel de nombre d'ondes (étant donné que t représente le temps et c la vitesse de l'onde). On peut donc remplacer ck par ω la fréquence angulaire:

$$T(t) = \bar{A} e^{j\omega t} \quad (3.8)$$

De (3.7), il découle

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + k^2 R = 0$$

et si on pose $\alpha = kr$, il vient

$$\frac{d^2 R}{d\alpha^2} + \frac{1}{\alpha} \frac{dR}{d\alpha} + R = 0$$

Il s'agit là de l'équation de Bessel d'ordre zéro dont les solutions bien connues sont $J_0(\alpha)$. Toutefois $N_0(0)$ n'est pas bornée et cette solution est rejetée. Par conséquent,

$$R(r) = J_0(kr) \quad (3.9)$$

En combinant (3.8) et (3.9) dans (3.4), on obtient la solution générale de l'équation (3.3):

$$p(r, t) = \bar{A} J_0(kr) e^{j\omega t} \quad (3.10)$$

3.3 - Relation entre la vitesse radiale et la pression

On a la relation générale suivante [7, page 83]

$$-\bar{\nabla}p = \rho_0 \frac{\partial \bar{q}}{\partial t}$$

où $\bar{\nabla}$ représente le gradient de p . En exprimant ∇ en coordonnées cylindriques, on a directement:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial r}\right) \bar{U}_r + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta}\right) \bar{U}_\theta + \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right) \bar{U}_z = -\rho_0 \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} (v_r \bar{U}_r + v_\theta \bar{U}_\theta + v_z \bar{U}_z)$$

d'où la série d'égalités:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho_0 \frac{\partial v_r}{\partial t}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} = -\rho_0 \frac{\partial v_\theta}{\partial t}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho_0 \frac{\partial v_z}{\partial t}$$

En raison de la symétrie cylindrique, seule la première de ces équations nous intéresse. Celle-ci permet de calculer la vitesse radiale v_r :

$$v_r = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial r} dt$$

Dans le cas de l'onde à symétrie cylindrique de l'équation (3.10), on a

$$\begin{aligned} v_r &= -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial}{\partial r} [\bar{A} J_0(kr) e^{j\omega t}] dt \\ &= \frac{\bar{A} k e^{j\omega t}}{\rho_0} J_1(kr) \int e^{j\omega t} dt \\ &= \frac{\bar{A} k}{j\omega \rho_0} J_1(kr) e^{j\omega t} \end{aligned} \quad (3.11)$$

3.4 - Champ de pression engendré par un cylindre infiniment long:

monopôle cylindrique

On considère ici un cylindre infiniment long dont le rayon varie selon une sinusoïde dans le temps. Si le milieu est homogène et isotropi-

que, il est évident qu'une telle source va engendrer une onde de pression cylindrique telle que décrite par l'équation (3.10).

Même si de telles sources sont rares dans la nature, elles servent ici à approximer les minces lignes sources existant entre deux rangées verticales adjacentes de plaques constituant l'écran acoustique, soumis à l'étude. L'approximation étant d'autant meilleure que le paramètre b' est petit devant la longueur d'onde λ .

Considérons un cylindre de rayon $r = a$ à l'équilibre et dont l'axe de symétrie se confond à la $r = 0$ du système d'axe cylindrique. Imaginons de plus que ce cylindre vibre avec une vitesse radiale en surface donnée par

$$v_s = v_0 e^{j\omega t}$$

Si cette vitesse n'est pas énorme, les particules du milieu extérieur au cylindre demeurent en contact avec ce dernier. On a donc la condition frontière

$$v_r(r=a) = v_0 e^{j\omega t}$$

et avec l'aide de (3.11)

$$\frac{\bar{A} k}{j\omega \rho_0} J_1(ka) e^{j\omega t} = v_0 e^{j\omega t}$$

$$\bar{A} = j \frac{\rho_0 c}{J_1(ka)} \frac{v_0}{}$$

Soit maintenant $Q = 2\pi a V_0$ la force de la source par unité de longueur; alors

$$\bar{A} = \frac{j \rho_0 c Q}{2\pi a J_1(ka)}$$

$$\text{et } p = \frac{j \rho_0 c Q}{2\pi a J_1(ka)} J_0(kr) e^{j\omega t} \quad (3.12)$$

3.5 - Source cylindrique irradiant dans un demi-espace

On considère une source cylindrique infiniment longue irradiant dans un demi-espace (fig. 3.2). Par symétrie, on peut affirmer directement que le champ de pression du côté où l'hémi-cylindre irradie (côté droit sur la fig 3.2) est le même que celui existant autour d'un cylindre entier vibrant à la même vitesse et irradiant dans tout l'espace.

La formule (3.10) s'applique donc mais pas (3.11) car la force de la source par unité de longueur vaut maintenant $\pi a V_0$. Par conséquent

$$p_m(1) = j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) J_0(kr) e^{j\omega t} \quad (3.13)$$

3.6 - Dipôle acoustique en géométrie cylindrique

Considérons deux sources demi-cylindriques infiniment longues disposées de part et d'autre de l'axe Oz à une distance $\ell/2$ de ce dernier (fig. 3.3). Les deux sources de même force vibrant à la même fréquence, sont en opposition de phase (ce qui est indiqué par $+Q$ et $-Q$ sur la fig. 3.5) et irradient dans un demi-espace.

1. L'indice m indique qu'il s'agit de la pression engendrée par un monopôle cylindrique.

De plus les conditions suivantes sont respectées;

- source petite lorsque comparée à la longueur d'onde du son émis $a \ll \lambda$.
- écartement des sources petit lorsque comparé à la longueur d'onde: $\ell \ll \lambda$.
- observation à une distance très grande en comparaison de l'écartement: $r \gg \ell$.

Dans ce cas, un tel dispositif s'appelle un dipôle acoustique.

La pression au point $P(r, \theta, z)$ est la somme des pressions engendrées par chacun des monopôles

$$p_{\text{dip.}} = p_+(r_+, t) - p_-(r_-, t)$$

Ici on peut considérer r comme une fonction des 2 variables x et y telle que

$$r(x, y) = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3.14)$$

Dans le cas: $r_+ = r(x, y - \ell/2)$

$$r_- = r(x, y + \ell/2)$$

et en effectuant le changement de variable:

$$p_{\text{dip}} = p_m(x, y - \ell/2, t) - p_m(x, y + \ell/2, t)$$

$$\approx -\ell \frac{\partial p_m(x, y, t)}{\partial y}$$

$$\approx -\ell \frac{\partial p_m(r, t)}{\partial r} \frac{\partial r(x, y)}{\partial y}$$

Ceci est valable en raison des hypothèses de départ.

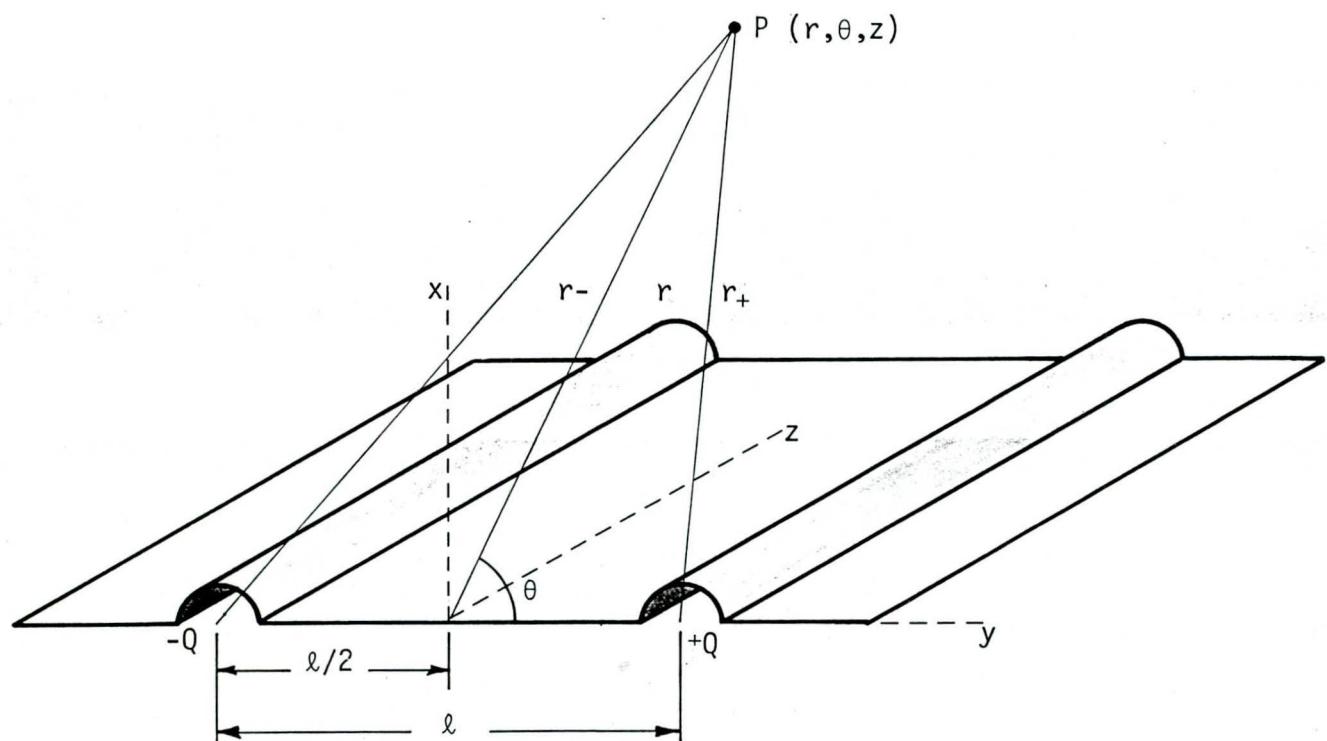


Figure 3.3 dipôle

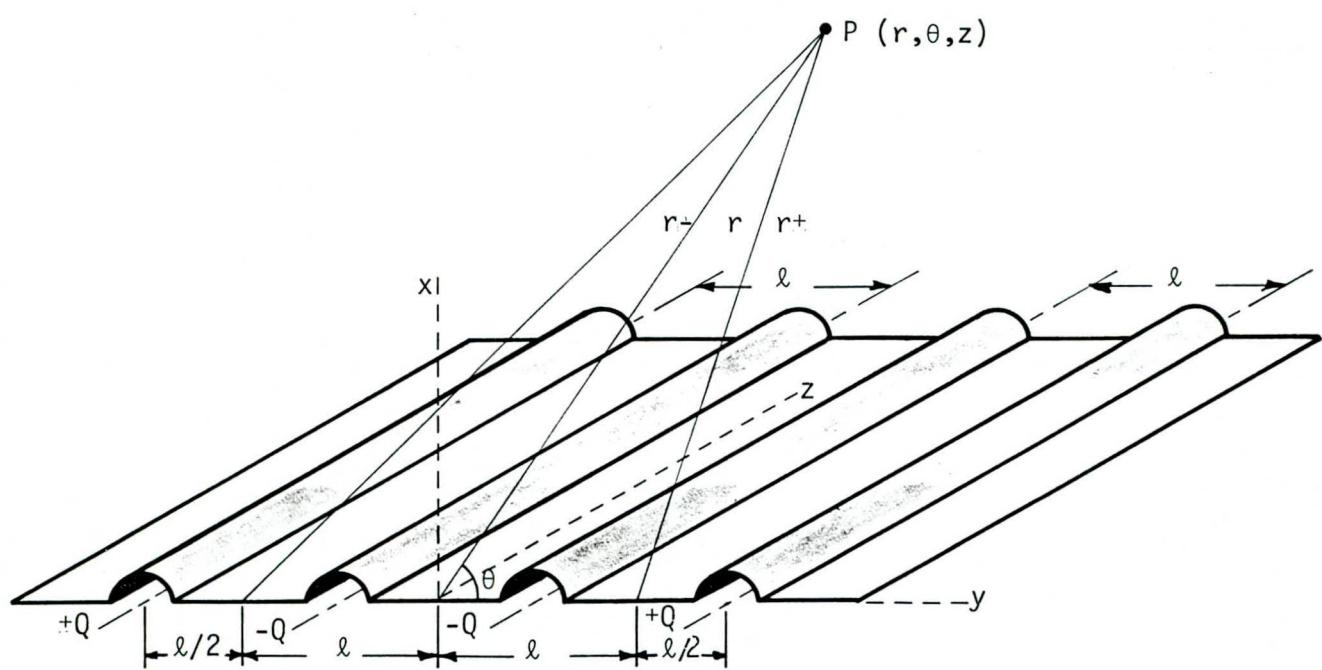


Figure 3.4 quadrupôle

$$\text{par 3.14: } \frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y}{r} \\ = \cos\theta \quad (\text{voir fig. 3.3})$$

$$\text{et par 3.13: } \frac{\partial p_m(r,t)}{\partial r} = -j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) k J_1(kr) e^{j\omega t}$$

$$\text{Donc: } p_{\text{dip}} = +j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) k \ell \cos\theta J_1(kr) e^{j\omega t} \quad (3.15)$$

Cette expression possède des propriétés remarquables:

1° la présence du facteur $\cos\theta$: la pression est nulle dans la direction $\theta = 90^\circ$ et on ne perçoit plus aucun son.

2° la présence du facteur $k\ell$: en raison de l'hypothèse $\ell \ll \lambda$, il résulte que $k\ell \ll 1$ et il y a, quelque soit la direction de mesure, atténuation par rapport à un monopôle.

3.7 - Champ de pression engendré par un arrangement de dipôles

1° Quadrupôle

Considérons la disposition de la figure 3.4 où les deux hémicylindres intérieurs sont en opposition de phase par rapport à ceux de l'extérieur. Se basant sur les hypothèses de la section précédente, il s'agit là d'un quadrupôle.

La pression au point $P(r, \theta, z)$ est donnée par

$$p_{\text{quad}} = p_{\text{dip}}(r+, t) - p_{\text{dip}}(r-, t)$$

$$\text{mais } r_+ = r(x, y-\ell)$$

$$r_- = r(x, y+\ell)$$

$$p_{\text{quad}} = p_{\text{dip}}(x, y-\ell, t) - p_{\text{dip}}(x, y+\ell, t)$$

$$\approx -2\ell \frac{\partial p_{\text{dip}}(x, y, t)}{\partial y}$$

$$\approx -2\ell \frac{\partial p_{\text{dip}}(r, \theta, t)}{\partial r} \frac{\partial r(x, y)}{\partial y}$$

$$\text{par (3.15): } \frac{\partial p_{\text{dip}}(r, \theta, t)}{\partial r} \frac{\partial r(x, y)}{\partial y}$$

$$\text{par (3.15): } \frac{\partial p_{\text{dip}}(r, \theta, t)}{\partial r} = j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) k \ell \cos \theta \left[\frac{\partial J_1(kr)}{\partial r} \right] e^{j \omega t}$$

$$= j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) (k \ell \cos \theta) \frac{k}{2} [J_0(kr) - J_2(kr)] e^{j \omega t}$$

$$\text{et d'autre part } \frac{\partial r(x, y)}{\partial y} = \cos \theta$$

$$p_{\text{quad}} = j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) (k \ell \cos \theta)^2 [J_2(kr) - J_0(kr)] e^{j \omega t} \quad (3.16)$$

Cette fois, on retrouve encore le terme $(k \ell \cos \theta)$ mais à la puissance deux. Puisque $k \ell \cos \theta \ll 1$, l'atténuation est encore plus grande que pour le dipôle.

2° Alternance de lignes sources en opposition de phase. Sur la figure 3.5 on peut voir une série de lignes sources en opposition

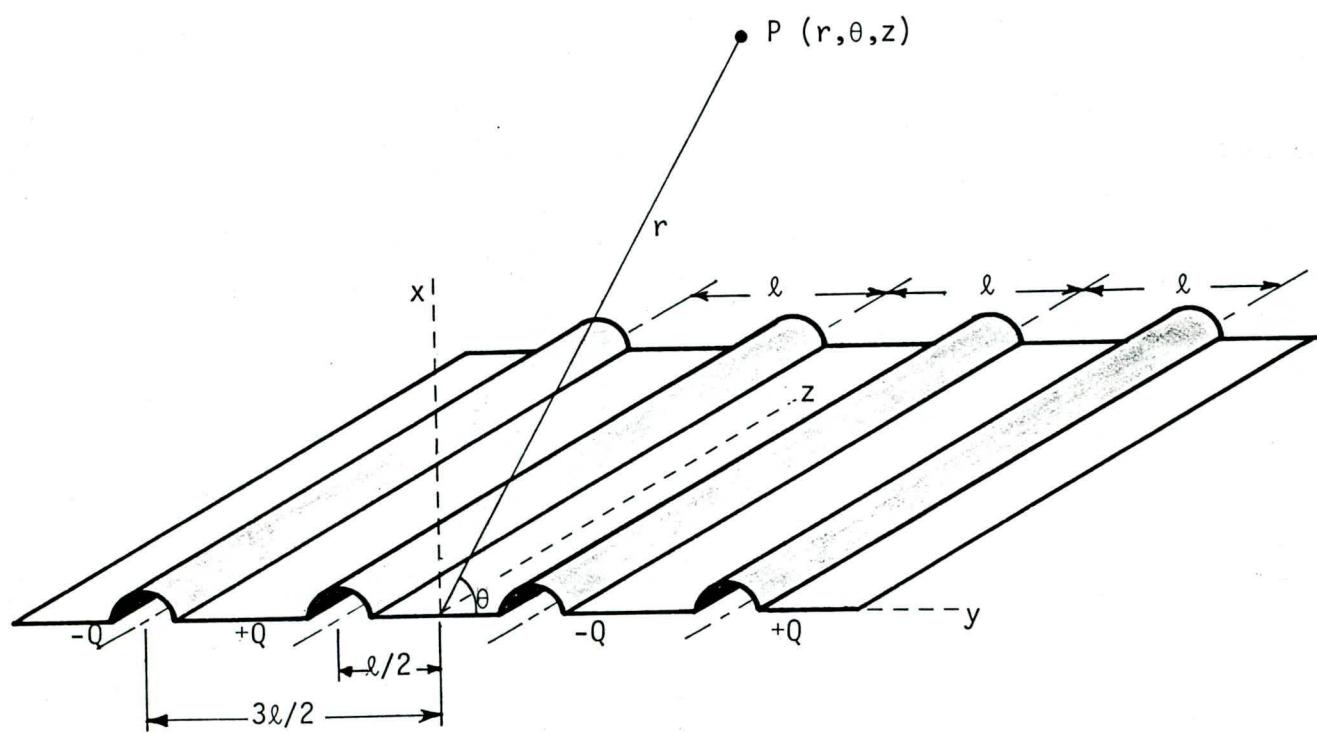


Figure 3.5 Alternance de monopôle demi-cylindriques en opposition de phase

de phase. Il ne s'agit pas toutefois d'un quadrupôle. Calculons la pression en un point $P(r, \theta, z)$. Pour cela on considère les sources extérieures comme un dipôle d'écartement 3ℓ et les sources intérieures comme un dipôle d'écartement ℓ .

$$\begin{aligned}
 p &= p_{\text{dip}}(r, t, 3\ell) - p_{\text{dip}}(r, t, \ell) \\
 &= j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) 3k\ell \cos\theta J_1(kr) e^{j\omega t} - j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) k\ell \cos\theta J_1(kr) e^{j\omega t} \\
 &= j \left(\frac{\rho_0 c Q}{\pi a J_1(ka)} \right) 2k\ell \cos\theta J_1(kr) e^{j\omega t} \\
 &= p_{\text{dip}}(r, t, 2\ell)
 \end{aligned}$$

car il s'agit de la pression engendrée par un dipôle d'écartement 2ℓ .

À l'encontre du cas précédent, on ne retrouve pas le terme $k\ell \cos\theta$ à la puissance deux. Un tel dispositif sera donc moins efficace pour atténuer le son.

3.8 - Remarques concluantes

On a pu constater avec quelle aisance l'utilisation de lignes sources en opposition de phase favorise l'atténuation du son. Entre autre, pour des distances d'observation grandes, les équations pour le dipôle et le quadrupôle longitudinal prédisent une intensité sonore nulle le long de la ligne $\theta = 90^\circ$.

Finalement, si on compare les résultats entre les deux arrangements en 3.7, on constate que le quadrupôle standard permet de réduire beaucoup plus l'intensité sonore que son concurrent. Ceci devrait nous conseiller quant à la disposition finale choisie pour l'écran acoustique soumis à l'étude qui suit. Il est bien plus avantageux de construire un quadrupôle ou un octopôle longitudinal que d'utiliser une alternance de lignes sources en opposition de phase.

4 - CONSTRUCTON D'UNE MAQUETTE

4.1 - Introduction

Nous désirons faire des mesures de déphasage entre 100 et 250 Hz, ceci pour un modèle de dimensions réelles. Pour un modèle d'échelle 1/n, le rapport entre la longueur d'onde et les dimensions de l'écran devant rester constant, les mesures se feront entre $n \times 100$ et $n \times 250$ Hz.

Il faudra que le prototype présente des caractéristiques intéressantes dans cette bande de fréquences si l'on veut obtenir des résultats expérimentaux significatifs. Pour cela, il faut faire un choix approprié de matériaux ainsi que des divers paramètres. D'ailleurs, le modèle devrait nous permettre de modifier ceux-ci avec facilité et rapidité.

4.2 - Choix de l'échelle

Vu les dimensions des modèles présentés en référence [1], l'utilisation d'une échelle supérieure à 1/10 semble nécessaire pour effectuer adéquatement des mesures de déphasages. Sinon, les dimensions des ouvertures seront trop faibles devant celles des microphones et des effets de diffraction indésirables viendront fausser les résultats. Notre choix s'arrête donc sur une échelle 1/4, suffisamment grande pour éviter ce problème mais pas trop quand même, de façon à ce qu'on puisse facilement manipuler le modèle en chambre anéchoïque.

De plus, en raison de ce qui a été dit à la section 4.1, nous travaillerons avec des fréquences comprises entre 400 et 1000 Hz.

Notons finalement qu'avec l'échelle 1/4, il ne s'introduit pas d'effet de viscosité indésirable dû aux faibles dimensions des ouvertures. En effet, selon Amram et Stern [1], il n'y a pas non plus lorsqu'il s'agit de l'échelle 1/10.

4.3 - Choix d'un matériau pour les plaques

Nous désirons utiliser un matériau qui permet d'optimiser certains facteurs. Entre autre, il faut que la vitesse de phase de l'onde sonore soit la plus faible possible à l'intérieur de l'assemblage. Pour cela, l'indice de réfraction n doit être maximum.

Selon Morse et Ingard [3], dans un réseau comme celui de la figure 4.1,

$$n = \frac{C_0}{C_p} = 1 + \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (4.1)$$

où ω_0 = fréquence de résonance des oscillations de l'expansion transversale des parois du guide d'onde

ω_1 = fréquence de résonance des parois lorsqu'il y a un gaz à l'intérieur

ω = fréquence angulaire de l'onde sonore traversant le réseau.

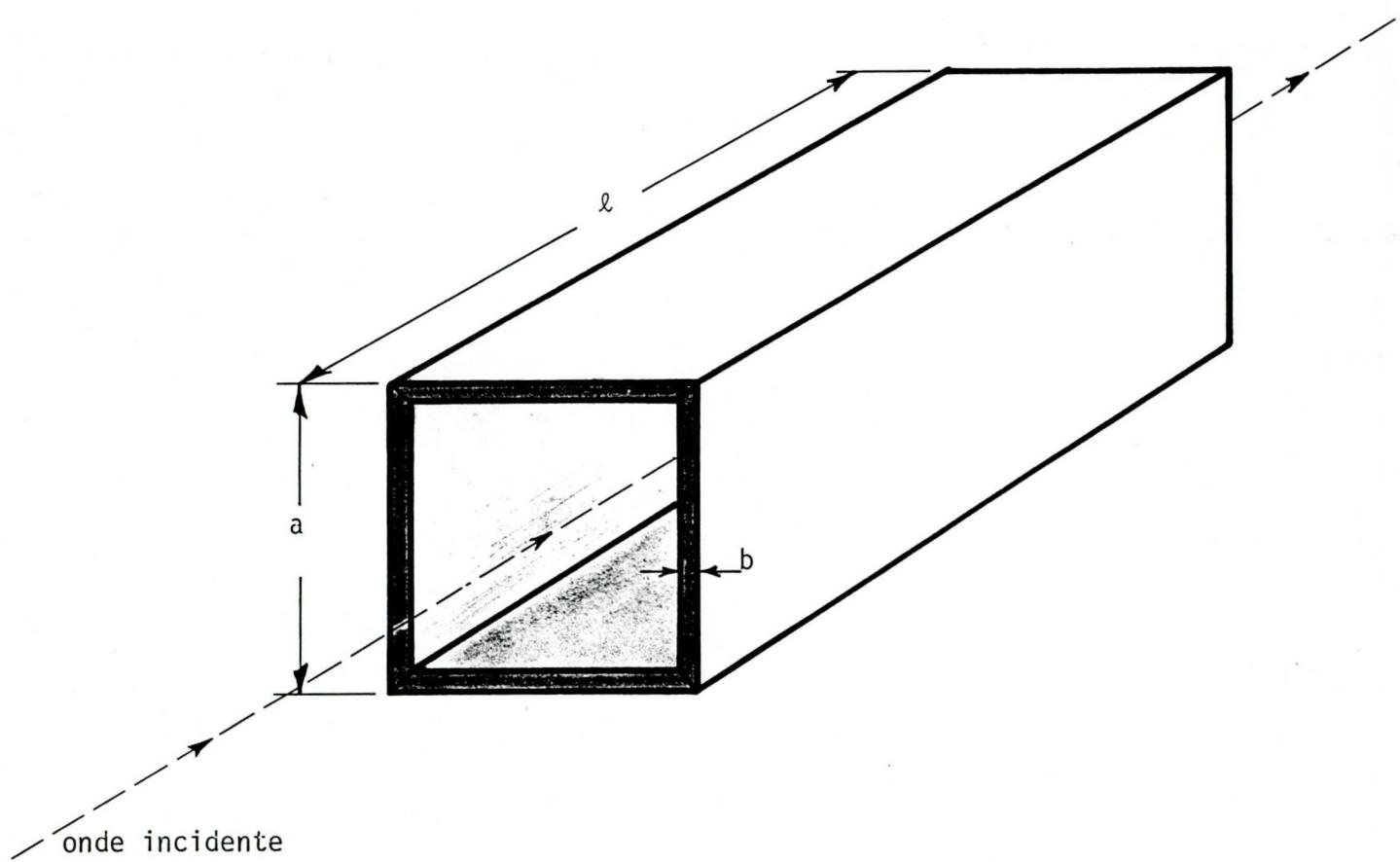


Figure 4.1 Réseau

Toujours selon Morse,

$$\omega^2_1 = \omega_0^2 + \frac{\rho c^2}{M_w} \quad (4.2)$$

$$\omega_0^2 = \frac{K_w}{M_w} \quad (4.3)$$

où ρ = densité du gaz

M_w = masse des parois par unité de longueur

K_w = constante d'élasticité des parois

On peut donc exprimer n en fonction des propriétés mécaniques du matériau utilisé pour les parois:

$$n = 1 + \frac{\omega_1^2 - \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$$= 1 + \frac{\rho c^2 / M_w}{K_w / M_w - \omega^2}$$

$$= 1 + \frac{\rho c^2}{K_w - M_w \omega^2}$$

Pour maximiser n , il faut minimiser la quantité $K_w - M_w \omega^2$. Soit p la pression acoustique, $S - ab$ la section transversale des parois, et ρ_w la densité des parois, on a

$$M_w = \rho_w S$$

$$K_w = \frac{p}{\Delta S/S}$$

Par conséquent:

$$K_w - M_w \omega^2 = \frac{p}{\Delta S/S} - \rho_w S \omega^2$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{p}{1\Delta S/S} - \rho_w ab w^2 \\
 &= \frac{p}{\Delta V/V} - \rho_w ab 4\pi^2 v^2 \\
 &= B_w - \rho_w ab 4\pi^2 v^2
 \end{aligned}$$

où B_w est le module massique adiabatique (Bulk Modulus) des parois. Pour en arriver là, on a fait l'approximation $\Delta S/S = \Delta V/V$. On considère en fait que la longueur l des plaques ne change pas.

Pour résumer, il nous faut choisir un matériau minimisant la quantité $B_w - \rho_w ab 4\pi^2 v^2$. Cela dépendra essentiellement du module massique adiabatique et de la densité.

On a effectué certains calculs pour les matériaux suivants: aluminium, acier, polymère thermoplastique et bois. Voici tout d'abord un tableau des propriétés mécaniques de ces matériaux. Sur ce dernier, Y représente le module de Young et v^* le coefficient de Poisson. Pour le polymère et le bois, il s'agit de valeurs moyennes.

Tableau 4.1 - Propriétés mécaniques des matériaux

	Y_w (KSi)	v^*	B_w (N/m ²)	ρ_w (Kg/m ³)
Aluminium	-	-	7.5×10^{10}	2700
aciers	-	-	17×10^{10}	7700
polymère T.P.	400	.4	-	1000
bois	10^3	-	-	500

Pour les polymères, on calcule B à partir de la formule bien connue:

$$B = \frac{\gamma}{3(1 - 2\nu^*)}$$

pour le bois, on utilise carrément Y au lieu de K (en général, K n'est pas donné pour le bois car ce dernier n'est pas isotropique). L'important c'est d'avoir un ordre de grandeur.

On peut maintenant passer au calcul de $B_w - \rho_w ab4\pi^2\nu^2$. Pour cela, on utilise $a = .125$ m, $b = .002$ m et $\nu = 1\ 000$ Hz. Le tableau 4.2 présente les résultats obtenus.

Tableau 4.2. Valeur de $(B_w - X)$ pour différents matériaux

	B_w (N/m ²)	$X = \rho_w ab4\pi^2\nu^2$ (N/m ²)	$B_w - X$ (N/m ²)
Aluminium	7.5×10^{10}	$.0027 \times 10^{10}$	$\simeq 7.5 \times 10^{10}$
Acier	17×10^{10}	$.0076 \times 10^{10}$	$\simeq 17 \times 10^{10}$
Polymère T.P.	4.6×10^9	9.87×10^6	$\simeq 4.6 \times 10^9$
bois	6.9×10^9	4.93×10^6	$\simeq 6.9 \times 10^{10}$

On constate donc que le matériau permettant d'obtenir le plus grand indice n est un polymère.

Toutefois, il n'y a pas que ce critère qui nous motive à choisir ce matériau plus qu'un autre. Il faut en plus que:

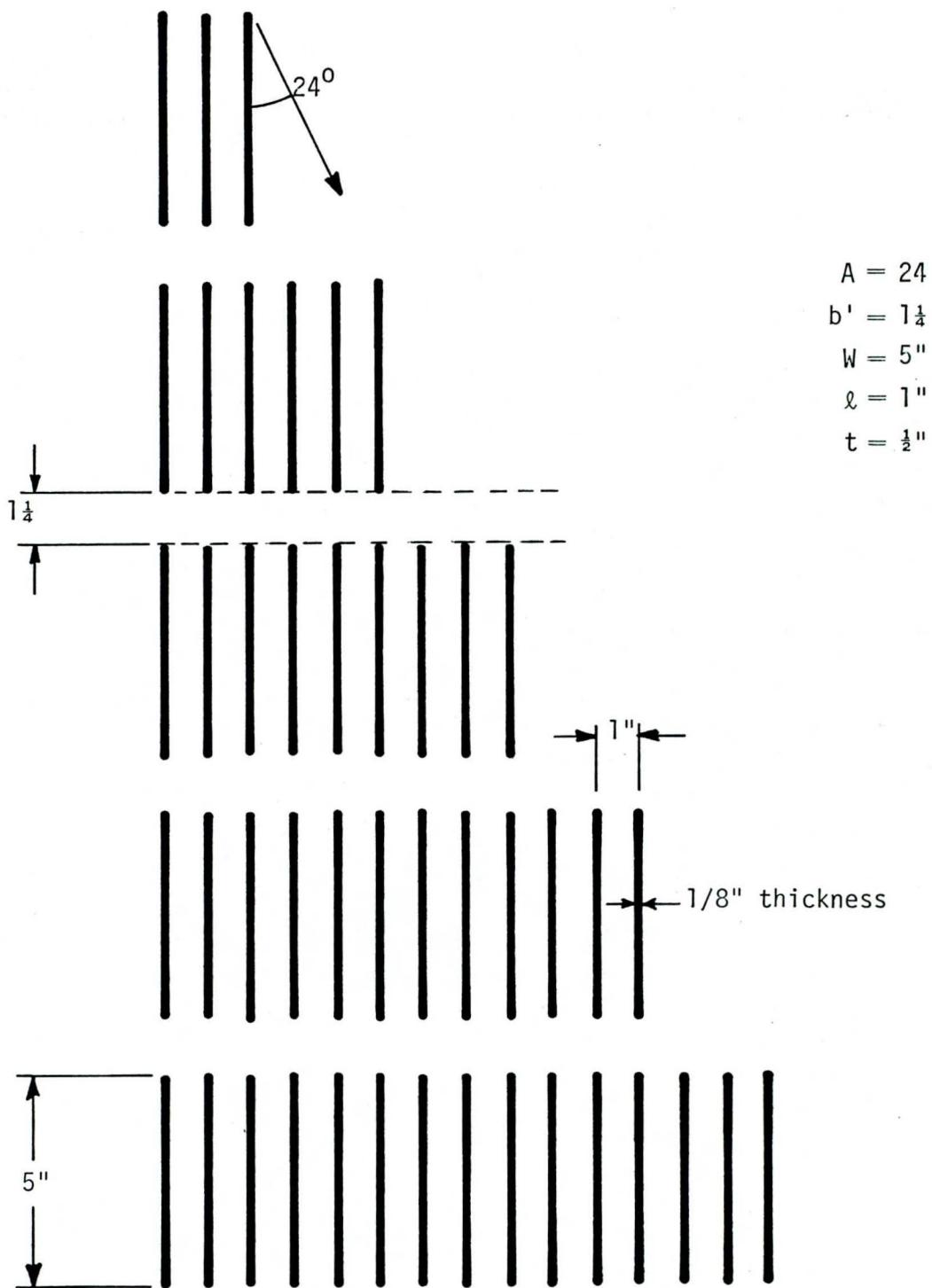
- le matériau soit assez rigide et peu flexible de façon à éviter certains modes de vibration des plaques qui pourraient masquer le comportement à étudier;
- l'impédance caractéristique du matériau soit être assez élevée de façon à éviter toute adaptation d'impédance entre l'écran et l'air ambiant;
- le matériau soit résistant à l'usure et assez maniable, étant donné que l'écran pourra être fait et défaire à volonté;
- le coût du matériau soit peu élevé.

Puisque le polymère thermoplastique répond assez bien à toutes ces conditions et puisqu'il permet de maximiser l'indice n , c'est un bon matériau à envisager.

4.4 - Description préliminaire du modèle

Dans la référence [1], on retrouve la description détaillée de cinq modèles à l'échelle 1/10, ainsi que de leurs caractéristiques. D'après les résultats expérimentaux, c'est le modèle D qui présente le plus d'intérêt pour nous. En effet, c'est pour ce dernier que l'atténuation du son est la plus forte entre 1000 et 2 500 Hz, c'est-à-dire 100 et 250 Hz pour un modèle d'échelle 1/1.

Nous choisissons donc à priori de copier les dimensions du modèle D. Toutefois, rien n'empêche l'assemblage d'être conçu de façon à pouvoir modifier à volonté certains paramètres, comme λ , b' et A , et d'utiliser des

Figure 4.2 Modèle D à l'échelle $\frac{1}{4}$

plaques de différentes dimensions. On pourra ainsi étudier l'effet de tels changements sur le comportement de l'écran.

La figure 4.2 présente le modèle D d'Amram et Stern. Toutes les dimensions ont été multipliées par 2.5 afin d'obtenir un modèle à l'échelle 1/4. Le modèle qu'on se propose de construire présente de légères modifications:

1° Les plaques des étages inférieurs et supérieurs devraient avoir 2.5" au lieu de 5". Il s'agit là une correction d'extrémité qui est due à des considérations théoriques. En effet, plusieurs calculs théoriques ont été fait en considérant au départ que le modèle se comporte comme un ensemble de résonateurs ou guides d'ondes de dimensions $(w/2 + b' + w/2) \times \ell$ (voir figure 4.3).

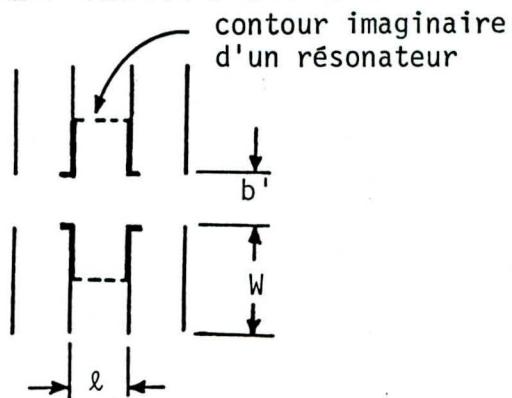


Figure 4.3. Position type d'un résonateur dans le réseau

2° Le montage doit être tel qu'il permette de déplacer les plaques verticalement et horizontalement. On pourra ainsi modifier ℓ et b' .

3° Quant à la longueur des plaques, il semble que 5' serait satisfaisant:

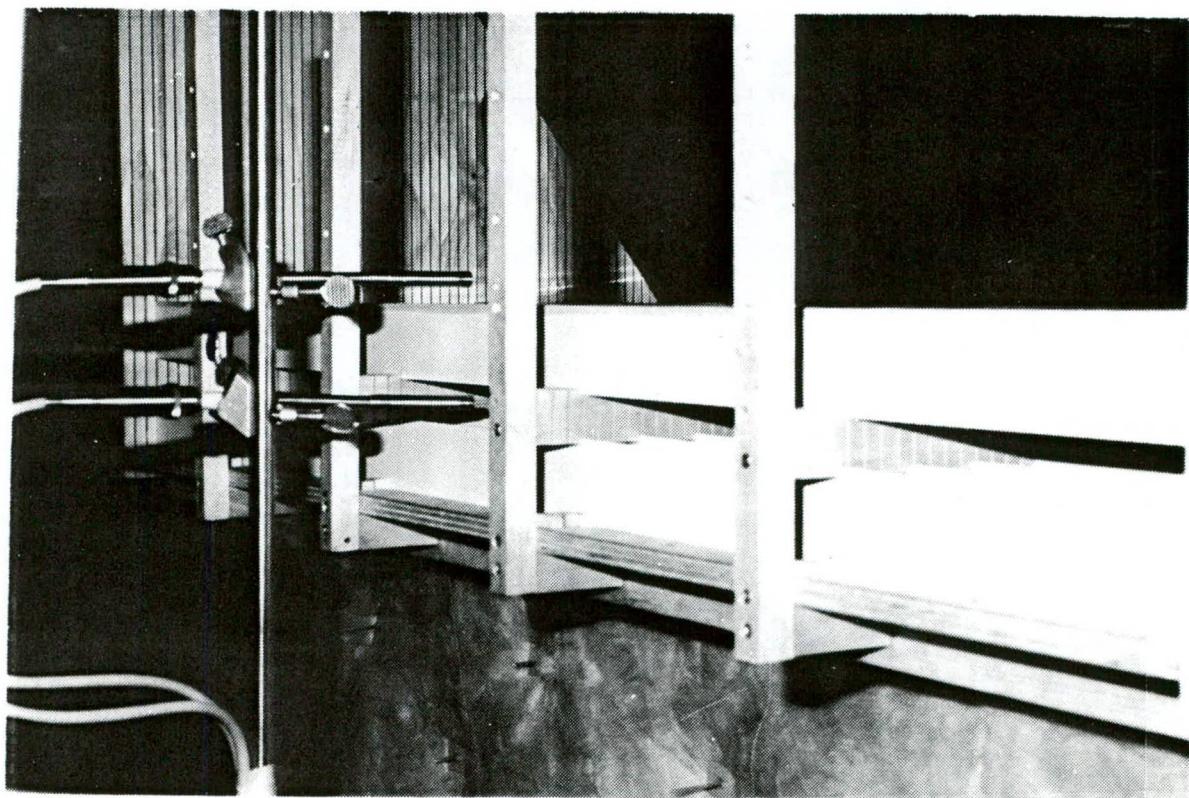
- si le modèle est trop court, les effets d'extrémités (diffraction, diffusion) deviennent trop importants;
- un modèle plus long serait trop encombrant.

4° L'épaisseur des plaques ne sera pas de 1/8" mais plutôt de 1/16", en raison du coût des matériaux.

4.5 - Description détaillée du modèle

À la page suivante, on retrouve une photographie du montage dans lequel sont insérés les panneaux de plastique. On ne voit pas le prisme complet, mais plutôt une seule rangée de guides d'ondes, étant donné que la plus grande partie de l'étude consistera à mesurer le déphasage introduit par un tel réseau.

Pour plus de détails concernant le design du modèle, on pourra consulter l'appendice 1. Ce dernier contient des croquis supplémentaires ainsi qu'une description assez complète des matériaux utilisés.



Photographie du montage

5 - CONDITIONS EXPÉIMENTALES POUR LES MESURES DE DÉPHASAGE

5.1 - Introduction

Dans ce chapitre, on tente d'expliquer quelles sont les conditions expérimentales à réaliser pour mesurer de façon convenable des déphasages de pression acoustique entre deux points donnés de l'espace.

De plus, on décrit tous les instruments composant la chaîne de mesure. L'utilisation d'un tel système doit permettre de minimiser les déphasages internes qui constituent une source d'erreur expérimentale, tout en présentant des résultats compréhensibles et précis.

5.2 - Emplacement et choix de la source sonore

5.2.1 - Nécessité d'utiliser une onde plane

La Figure 2.5 montrait les points A et B entre lesquels le déphasage est à mesurer. Pour que les résultats obtenus soient significatifs, il faut évidemment que l'onde incidente soit une onde plane dont la direction de propagation est telle qu'indiquée sur la Figure 5.1. Dans ce cas, le déphasage entre les points A et B n'est causé que par le guide d'ondes. Toutefois, pour créer une onde plane en laboratoire, il faut respecter certaines conditions dont il est question ici.

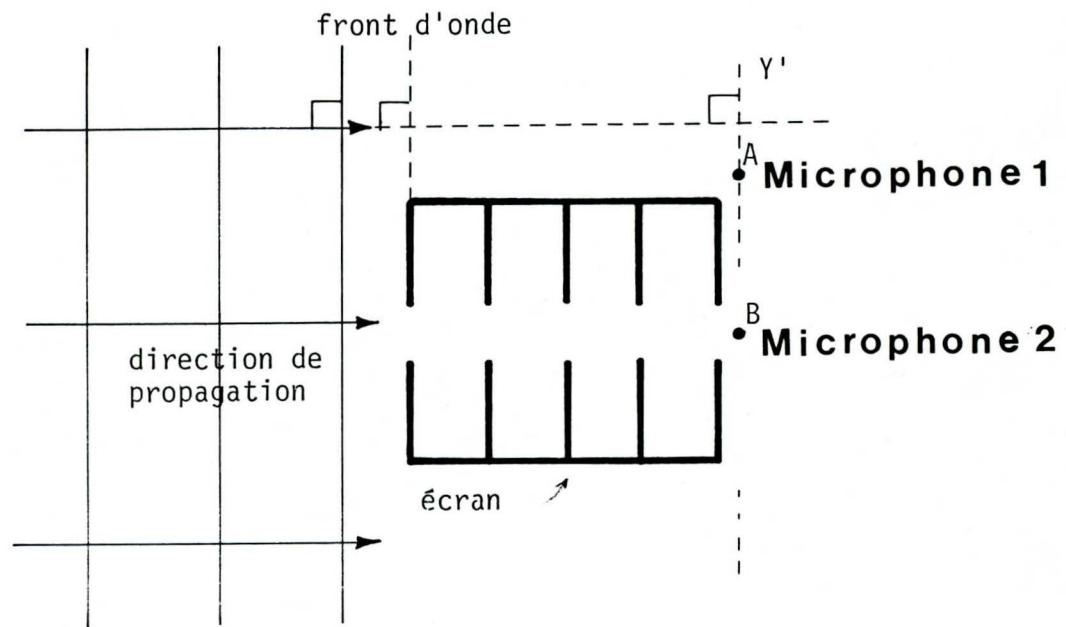


Figure 5.1 Alignement géométrique des points d'observation

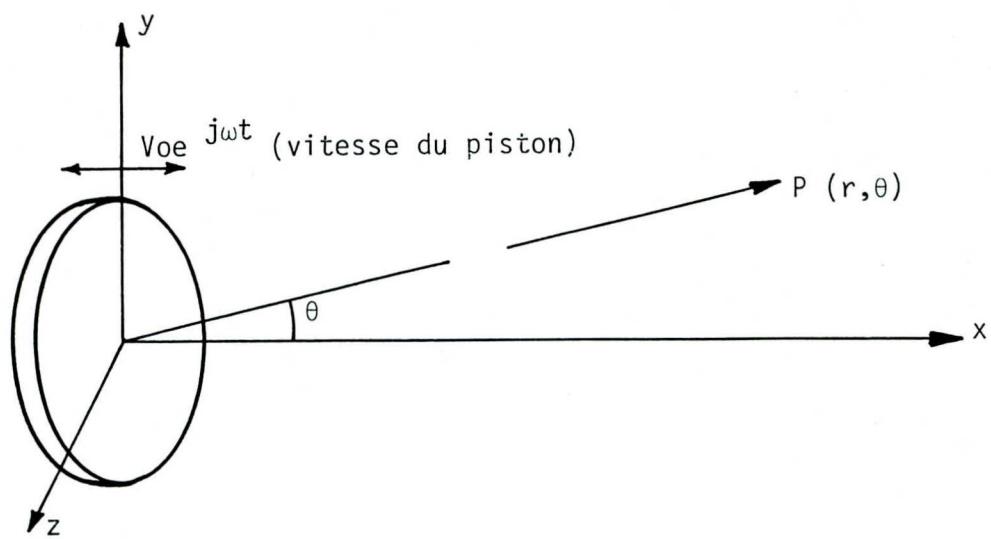


Figure 5.2 Piston vibrant

5.2.2 - Radiation d'un piston indéformable dans une enceinte infinie

Sur la Figure 5.2, le piston circulaire est monté dans une enceinte infinie et n'irradie que dans le demi-espace de droite. Se basant sur l'hypothèse que la distance d'observation est beaucoup plus grande que le rayon du piston ($r \gg a$), la pression en un point P sera donnée par [7, section 7.9]

$$p = \frac{\bar{A}}{r} e^{j(\omega t - kr)} \left[\frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right] \quad (5.1)$$

où \bar{A} est une amplitude complexe.

Le long de la ligne $\theta = 0$, cette expression se réduit à celle de l'onde sphérique. Cela est intéressant puisqu'à grande distance de la source, on peut approximer une portion de la surface d'onde sphérique par un plan.

Pour $ka \sin \theta = 3,83, 7.02, 10.15, \dots$ ⁽¹⁾, l'intensité devient nulle. Le premier zéro apparaît dans la direction $\sin \theta_1 = .61 \lambda/a$. Dans les directions adjacentes où $\theta > \theta_1$, l'intensité est beaucoup moins grande que dans la région $\theta > \theta_1$. Toutefois si $\lambda \gg a$, il n'y a pas de zéro et l'intensité du son est uniformément distribuée sur une sphère imaginaire entourant la source.

Même si en réalité le champ de pression généré par un haut-parleur diffère de l'expression 5.1 en raison du fait qu'on a pas une enceinte infinie, les phénomènes de directivité décrits précédemment sont toujours

1. Il s'agit des zéros de la fonction de Bessel.

présents mais à un degré moindre. Ils prennent de l'importance à mesure que les dimensions de l'enceinte contenant le haut-parleur augmentent devant la longueur d'onde.

Considérant ce qui vient d'être dit, il faudra, pour obtenir une onde plane, placer le montage le long de la ligne $\theta = 0$ à une distance suffisamment grande de la source ($r \gg a$). Pour que l'amplitude de l'onde soit à peu près constante dans toutes les directions (ou du moins dans la direction d'intérêt), on choisira une source suffisamment petite ($a < \lambda$). Toutefois, si $\lambda \ll \ell$, l'enceinte acoustique devient une source dipolaire. Dans ce cas le rapport entre la pression existante et la pression créée par une source sphérique est donnée par [7 section 10.6]

$$\frac{p_d}{p} = \left(j k \ell + \frac{\ell}{r} \right) \cos \theta$$

où $\ell \approx$ largeur de l'enceinte. Toutefois, si θ est petit et $r \gg \ell$

$$\frac{p_d}{p} = j k \ell.$$

On retrouve donc un front d'onde sphérique qui s'aplanit à mesure qu'il s'éloigne de la source.

5.2.3 - Radiation près d'un piston le long de la ligne $\theta = 0$

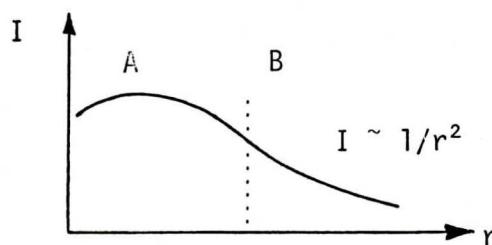
Que se passe-t-il près de la source au point où r est du même ordre de grandeur que a ? Le calcul de l'intensité [7 section 7.12] pour $\theta = 0$, ka et r quelconque, nous l'explique:

$$I = I_0 \sin^2 \left[\frac{k}{2} \left(\sqrt{r^2 + a^2} - r \right) \right]$$

Il y a donc des zéros d'intensité pour

$$\frac{k}{2} \left(\sqrt{r^2 + a^2} - r \right) = n \pi$$

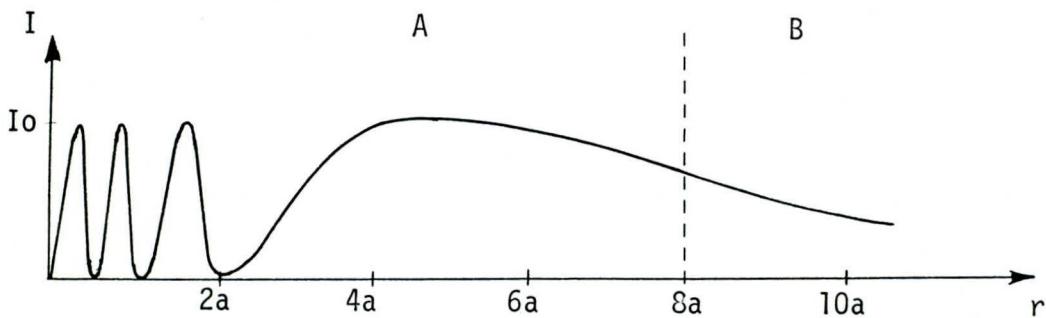
1° Si $a < \lambda$, il n'y a pas de zéro et le front d'onde devient sphérique très près de la source (décroissance de I en $1/r^2$).



Région A: front d'onde quelconque.

Région B: front d'onde sphérique.

2° Si $a > \lambda$, il y a des zéros, tout comme le montre le graphique suivant pour $a = 4\lambda$.



Pour $a > \lambda$, le dernier zéro à droite intervient à $r \approx a^2/2\lambda$. La zone de champ éloigné (onde sphérique) débute alors aux alentours de $r \approx 2a^2/\lambda$.

Notons finalement que pour $r \gg a$, le phénomène n'existe pas et la pression est donnée par l'équation (5.1)

5.2.4 - Choix d'une source et de son emplacement

L'utilisation d'un modèle d'échelle 1/4 nous oblige à multiplier par 4 les fréquences du son utilisé pour l'étude, de façon à ce que le rapport entre la longueur d'onde et un des paramètres comme w demeure constant. On travaillera donc dans la plage 400-1000 Hz au lieu de 100-250 Hz.

Pour de telles fréquences, l'utilisation d'une enceinte commerciale suffisante. Nous avons donc choisi une enceinte deux voies Dynaco dont la fréquence de séparation est 1500 Hz. Cela nous assure que tout le son

compris entre 400 et 1000 Hz provient de la même source: un haut-parleur de rayon $a = 5$ po. (12 cm) pour les basses fréquences.

Pour obtenir une onde plane, nous placerons le montage le long de la ligne $\theta = 0$ à une distance de 10' de la source. Ceci correspond à $r = 24a$. De plus, les longueurs d'ondes utilisées se situant entre 33 cm et 81 cm ($\lambda = c/v$), la condition $a < \lambda$ sera respectée. L'amplitude de l'onde sera donc à peu près la même dans toutes les directions et il n'y aura pas de zéro d'intensité près de la source; favorisant ainsi la formation d'ondes sphériques. Finalement, puisque λ est du même ordre de grandeur que a , l'effet dipolaire ne sera que plus ou moins présent. L'approximation "onde plane d'amplitude constante" sera donc respectée.

5.3 - Choix et emplacement des microphones

5.3.1 - Généralités

Afin de minimiser l'erreur lors de la prise de mesure, on se doit d'utiliser deux microphones identiques. Toutefois, de légères différences entre les caractéristiques de ces derniers pourront engendrer des déphasages de nature électronique, faussant ainsi les résultats.

De plus, seule la présence d'un microphone dans le champ de pression acoustique peut en modifier l'allure, altérant la phase et l'amplitude de l'onde.

Cette section devrait nous permettre de faire un choix adéquat de microphones tout en tenant compte de ces facteurs.

5.5.2 - Déphasage causé par un mauvais emplacement des microphones

Pour que les mesures du déphasage introduit par l'écran soient significatives, il faut que les points A et B (Figure 5.1) soient sur une même ligne parallèle au front d'onde incident. Soit Δd l'erreur dans la position horizontale relative des microphones (Figure 5.3); alors l'erreur correspondante dans le déphasage sera:

$$\Delta\Phi = \frac{\Delta d}{\lambda} (360^\circ)$$

On peut se donner une idée de l'erreur maximale ainsi introduite. La plus petite valeur de λ utilisée est 33 cm. Quant à Δd , une valeur convenable serait 1 mm. On a donc:

$$\begin{aligned}\Delta\Phi &= \frac{.1}{33} \times 360^\circ \\ &= 1.1^\circ\end{aligned}$$

5.3.3 - Problème de réponse causé par une mauvaise orientation des microphones

Sur la Figure 5.4 est représentée la membrane d'un microphone de rayon a . L'angle θ indique l'inclinaison que fait le faisceau sonore incident avec l'axe du microphone. Lorsque $2a \sin\theta > \lambda$, la pression n'est plus

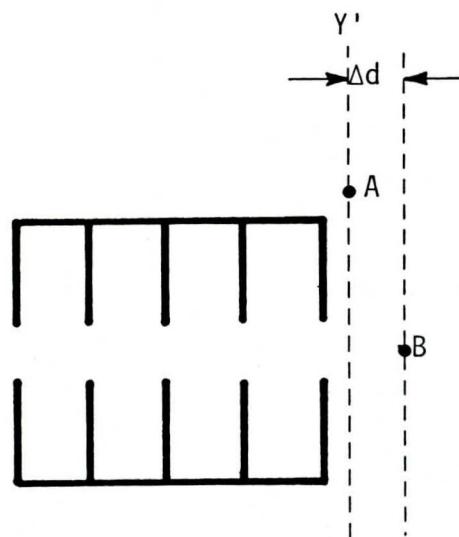


Figure 5.3

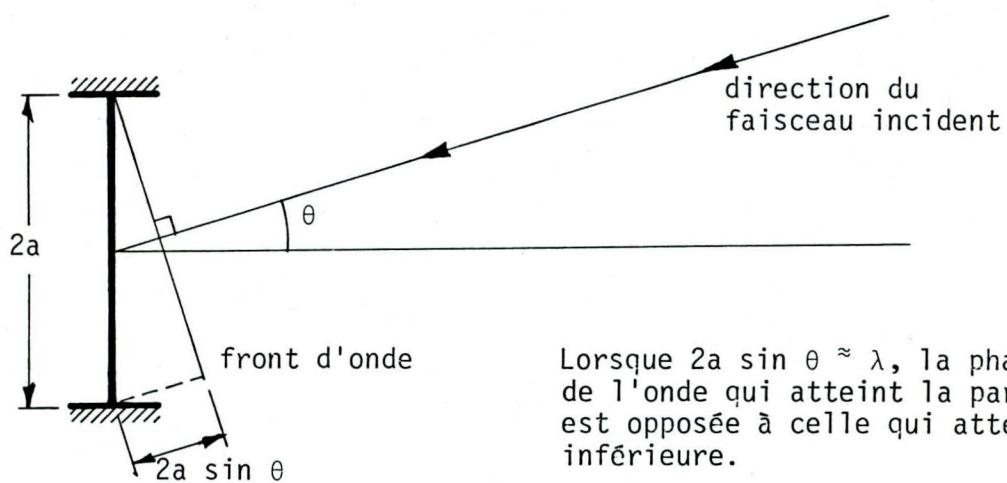


Figure 5.4 Problème de réponse en phase causé par l'orientation du microphone

distribuée uniformément sur la membrane. La phase moyenne de l'onde qui atteint la partie supérieure de cette dernière est opposée à la phase de l'onde qui atteint la partie inférieure. On comprend pourquoi il est impossible d'enregistrer la phase avec un microphone dont le diamètre est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Il faut donc que $2a \ll \lambda$ ou encore que $\theta = 0$.

5.3.4 - Déphasage introduit par la diffraction

Ce problème se présente à haute fréquence lorsque les dimensions du microphone sont comparables à la longueur d'onde. La présence d'un obstacle rigide a alors pour effet d'altérer la phase et l'amplitude de l'onde autour de ce dernier. De ce fait, les mesures prises avec le microphone peuvent être complètement fausses.

Brièvement, on peut expliquer le phénomène de la façon suivante: l'onde incidente sur l'obstacle et l'onde réfléchie doivent s'additionner de façon à répondre à certaines conditions frontières; l'effet en est que l'onde résultante diffère complètement de ce qu'elle serait sans la présence de l'obstacle.

Ballantine [9] a étudié la diffraction du son par la sphère d'un microphone et apporté certains calculs. Afin d'en donner une idée, considérons la Figure 5.5 sur laquelle est représentée la sphère de rayon a . Une onde plane représentée par $\bar{A}e^{j(\omega t+kx)}$ frappe la sphère en provenance de

la droite. Soit \bar{p} la pression existant au point M en présence de la sphère et \bar{p}_0 la pression existant en M avant l'introduction de la sphère. Ballantine a calculé le rapport entre \bar{p} et \bar{p}_0 :

$$\frac{\bar{p}}{\bar{p}_0} = \left| \frac{\bar{p}}{\bar{p}_0} \right| e^{i\psi}$$

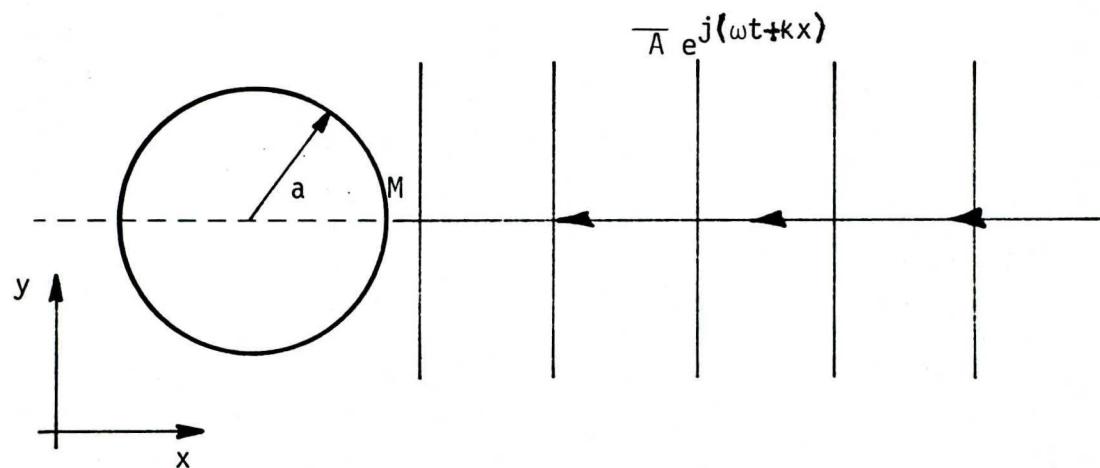


Figure 5.5 Onde plane incidente sur une sphère

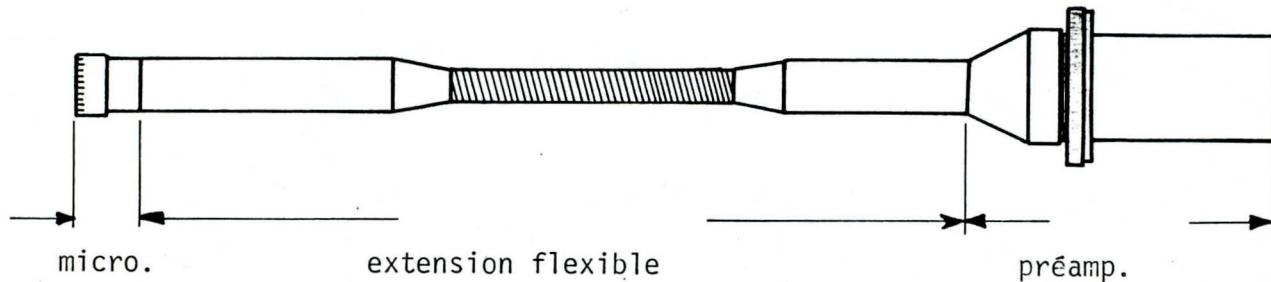


Figure 5.6: Microphone, extension flexible et préamplificateur

où Ψ est le déphasage engendré par diffraction. Pour fixer les idées, a reporté ici quelques valeurs:

ka	\bar{p}/\bar{p}_0	Ψ
0.1	1.0005	-
0.3	1.019	9.63°
0.7	1.198	19.77°
2.0	1.660	16.39°

On voit immédiatement que le déphasage peut atteindre des valeurs surprenantes.

Lorsqu'on fera des mesures du déphasage entre deux points, on prendra donc soin de choisir des microphones identiques et de les orienter de la même façon par rapport à la direction de propagation de l'onde. Le déphasage introduit par diffraction sera alors le même pour chacun des microphones.

De plus, pour minimiser les effets de la diffraction, il faut choisir ka le plus petit possible: au moins $ka < .5$ on se rapporte aux résultats de Ballantine. Il sera donc avantageux de choisir un microphone de rayon a tel que $a \ll \lambda$.

5.3.5 - Déphasage de type électronique introduit par un microphone à condensateur

Comme on le démontre en référence [7, section 11.3], la tension aux bornes de la résistance de charge R_L d'un microphone à condensateur n'est pas en phase avec le mouvement du diaphragme mais est en avance d'un angle ϕ tel que $\tan\phi = 1/\omega C_0 R_L$, où C_0 est la capacité du microphone.

Pour deux microphones ayant des valeurs de C_0 différentes, l'angle ϕ sera lui aussi différent.

$$\Phi = \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{1}{\omega R_L C_0} \right)$$

$$d\Phi = \frac{d}{dC_0} \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{1}{\omega R_L C_0} \right) \right] dC_0$$

$$= - \left[\frac{\omega R_L}{(\omega R_L C_0)^2 + 1} \right] dC_0$$

Par exemple, pour $R_L = 50 \times 10^6 \Omega$, $C_0 = 17.5 \times 10^{-12} \text{ F}$ et $\omega = 6283 \text{ rad/s}$ (1000 Hz), on obtient:

$$\begin{aligned} d\Phi &= \left[0,01 \frac{\text{rad}}{\text{pF}} \right] dC_0 \\ &= \frac{0,58^\circ}{\text{pF}} dC_0 \end{aligned} \quad (5.2)$$

Puisqu'il est facile de trouver deux microphones tels que $dC_0 < 1 \text{ pF}$, le déphasage interne $d\Phi$ demeure minime, inférieur à 0.6° .

5.3.6 - Résonance dans la cavité du microphone

Ce phénomène est semblable à celui produit dans un tube creux aux extrémités. À la fréquence de résonance, la pression près de la membrane du microphone peut devenir très grande en comparaison de la pression réelle existant à l'extérieur. À cela doit sans aucun doute s'ajouter des déphasages. Il faudra donc utiliser les microphones en-dessous de cette fréquence de résonance.

5.3.7 - Choix des microphones

Nous utiliserons deux microphones Bruël & Kjaer # 4133. Il s'agit de microphones linéaires, fonctionnant à incidence normale et pour lesquels la réponse en fréquence en champ libre est connue. Leurs caractéristiques sont données à l'appendice 2. Ces microphones délivrent une tension proportionnelle à l'amplitude de pression. Pour qu'une mesure soit juste, l'onde sonore doit arriver en incidence normale sur la membrane du microphone. Quant à l'expression "réponse en fréquence en champ libre", cela signifie que la courbe de réponse en fréquence accompagnant le microphone représente le rapport (en dB) entre le voltage en circuit ouvert débité par le microphone et la pression en champ libre existant à l'endroit où se trouve le microphone avant que celui-ci n'y soit inséré.

Le diamètre de ces microphones est de 1/2". Soit a leur rayon; alors $a \approx 0,65$ cm et la condition $a \ll \lambda$ est réalisée car la plus petite longueur d'onde utilisée vaut 33 cm. Ainsi les problèmes de réponse causés par une mauvaise orientation des microphones sont négligeables. Il en va de même pour les problèmes de diffraction, tout comme le montrent les courbes de correction en champ libre fournies par Bruël & Kjaer pour le modèle # 4133. En effet sur ces courbes (voir appendice 2), les corrections débutent au alentours de 5 kHz. Par surcroît, les microphones sont installés au bout d'extensions flexibles de 9" de long. Selon le fabricant, cela atténue encore plus les effets de la diffraction.

finalement, $d_C = 0.6 \text{ pF}$ entre les deux microphones. Selon l'équation (5.2), on a donc $d\Phi = 0,35^\circ$, ce qui est excellent.

5.4 - Système d'enregistrement

5.4.1 - Utilisation du sonomètre comme amplificateur

Afin d'enregistrer les déphasages de pression existant entre l'emplacement des deux microphones, il faut relier chacun d'eux à un préamplificateur Bruël & Kjaer ZC-007. Ceux-ci viennent se fixer à une des extrémités de l'extension flexible de 9" (Figure 5.6). Le tout est relié à un second étage d'amplification au moyen d'un câble.

Pour ce second étage d'amplificateur, nous utilisons des sonomètres Bruël & Kjaer. Ceux-ci fournissent directement la tension de polarisation de 40 volts nécessaire au fonctionnement des microphones, ils amplifient le signal à un niveau convenable - sans cet étage d'amplification, le signal est beaucoup trop faible: 12 mV/Pa - et permettent de plus d'obtenir directement une lecture du niveau de pression sonore au point d'intérêt.

Le seul problème est que nous ne disposons pas de deux sonomètres identiques. Nous devons en choisir deux parmi les suivants: le sonomètre type 2209, le sonomètre type 2218 et l'amplificateur de mesure 2610 (qui peut être utilisé comme sonomètre). Toutefois, ces appareils possèdent un

étage d'amplification à peu près identique et le déphasage interne introduit par chacun d'eux est semblable. De toute façon, comme on le constate en consultant l'appendice 3 donnant la réponse en phase du 2610, ce déphasage est à peu près inexistant en mode linéaire pour les fréquences qui nous intéressent (400-1000 Hz).

Quoiqu'il en soit, il nous faut choisir deux parmi les trois appareils déjà cités. Pour cela nous allons mesurer le déphasage introduit par chacune des combinaisons suivantes:

I. Canal A: amplificateur de mesure 2610

Canal B: sonomètre 2218

II. Canal A: sonomètre 2209

Canal B: sonomètre 2218

III. Canal A: sonomètre 2209

Canal B: amplificateur de mesure 2610

5.4.2 - Appareil utilisé pour mesurer le déphasage entre le signal A et le signal B

Pour mesurer le déphasage nous utilisons un analyseur FFT à deux canaux. Une description assez complète des possibilités de l'appareil est présentée à l'appendice 4. Cet analyseur permet entre autres de visualiser directement sur un écran la fonction de transfert signal B/ signal A pour la phase et pour l'amplitude en fonction de la fréquence. Il peut de plus être relié facilement à une table traçante X-Y-Y'. On peut ainsi obtenir immédiatement sur papier les résultats désirés.

5.4.3 - Choix d'un système minimisant le déphasage interne

Il nous faut déterminer entre les combinaisons I, II et III celle qui introduit le moins de déphasage interne.

Pour réaliser l'expérience nous avons utilisé le montage illustré aux figures 5.7 et 5.8. Un générateur de bruit alimente un amplificateur qui à son tour alimente le haut-parleur. Les microphones se trouvent à 10' de celui-ci dans la chambre anéchoïque. Les canaux A et B sont branchés respectivement dans les entrées A et B de l'analyseur.

La description complète des appareils avec leur numéro de série est donnée à l'appendice 5.

Le principe de mesure est le suivant: on place les microphones en direction de la source, de part et d'autre de la ligne 00'. En principe une onde plane atteint les microphones et on devrait mesurer un déphasage nul. En se servant de l'analyseur dans le mode TF Φ (transfert fonction menu) et en faisant une moyenne d'ensemble, on obtient donc directement le déphasage interne en fonction de la fréquence.¹

1. Ce déphasage incluera naturellement les $.35^\circ$ dû au C_0 des microphones (voir 5.3.7) ainsi que l'erreur introduite par un mauvais emplacement relatif des microphones (voir 5.3.2). Toutefois, on a pris soin d'avoir $\Delta d < .5$, ce qui donne un $\Delta\Phi < .55^\circ$ et non pas 1.1° comme c'est le cas à la section 5.3.2.

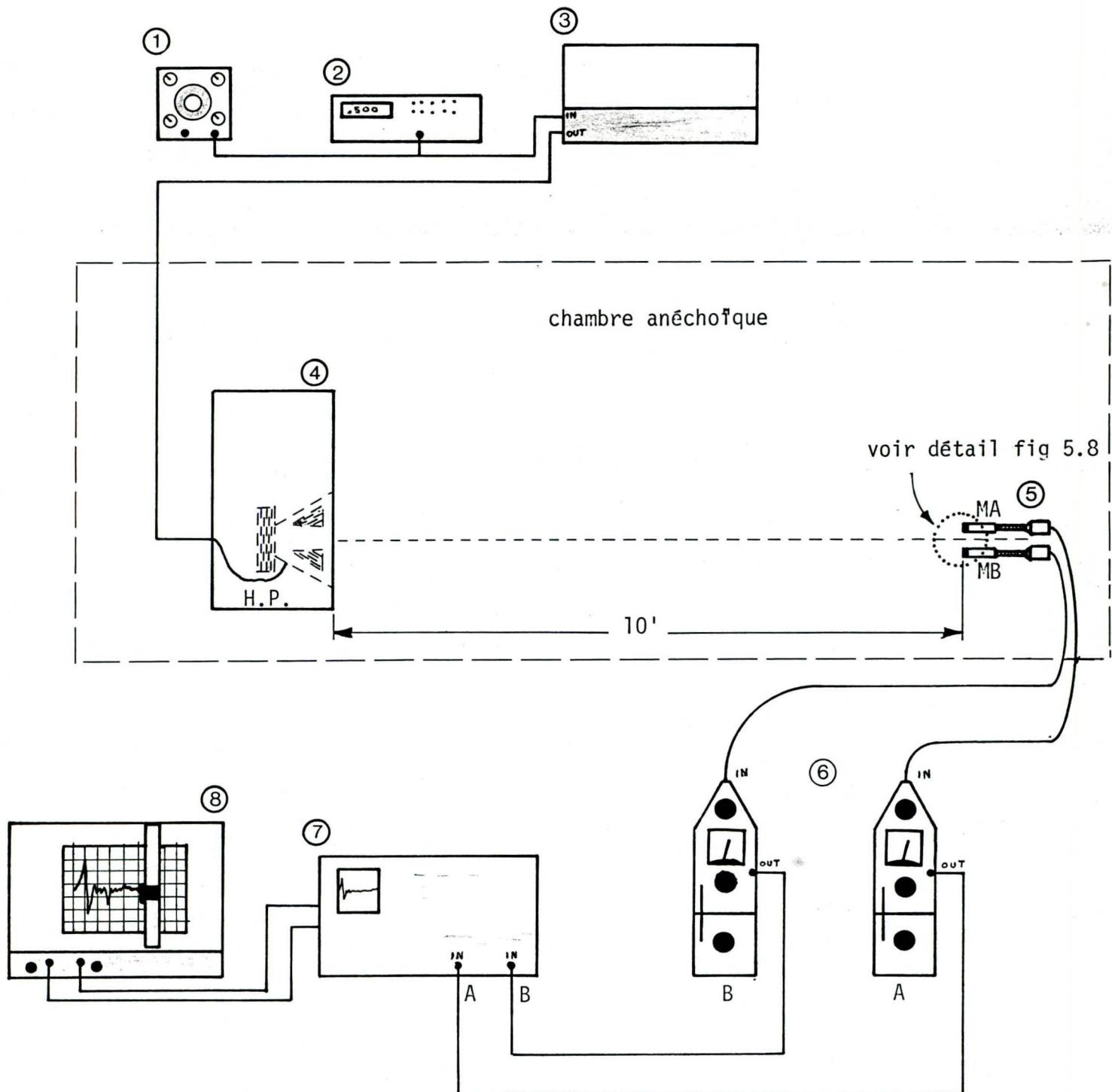


Figure 5.7 Montage permettant de mesurer le déphasage interne

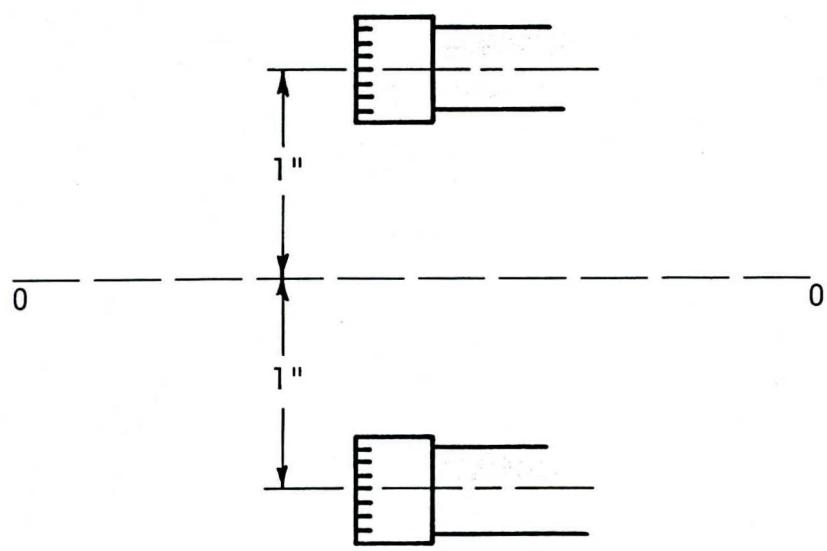


Figure 5.8 Détail de la position des microphones

TF Ø B/A

NB

G

0

DB

WT6 H

A 0.50

D 0.02

V

Canal A:- micro. # 244749

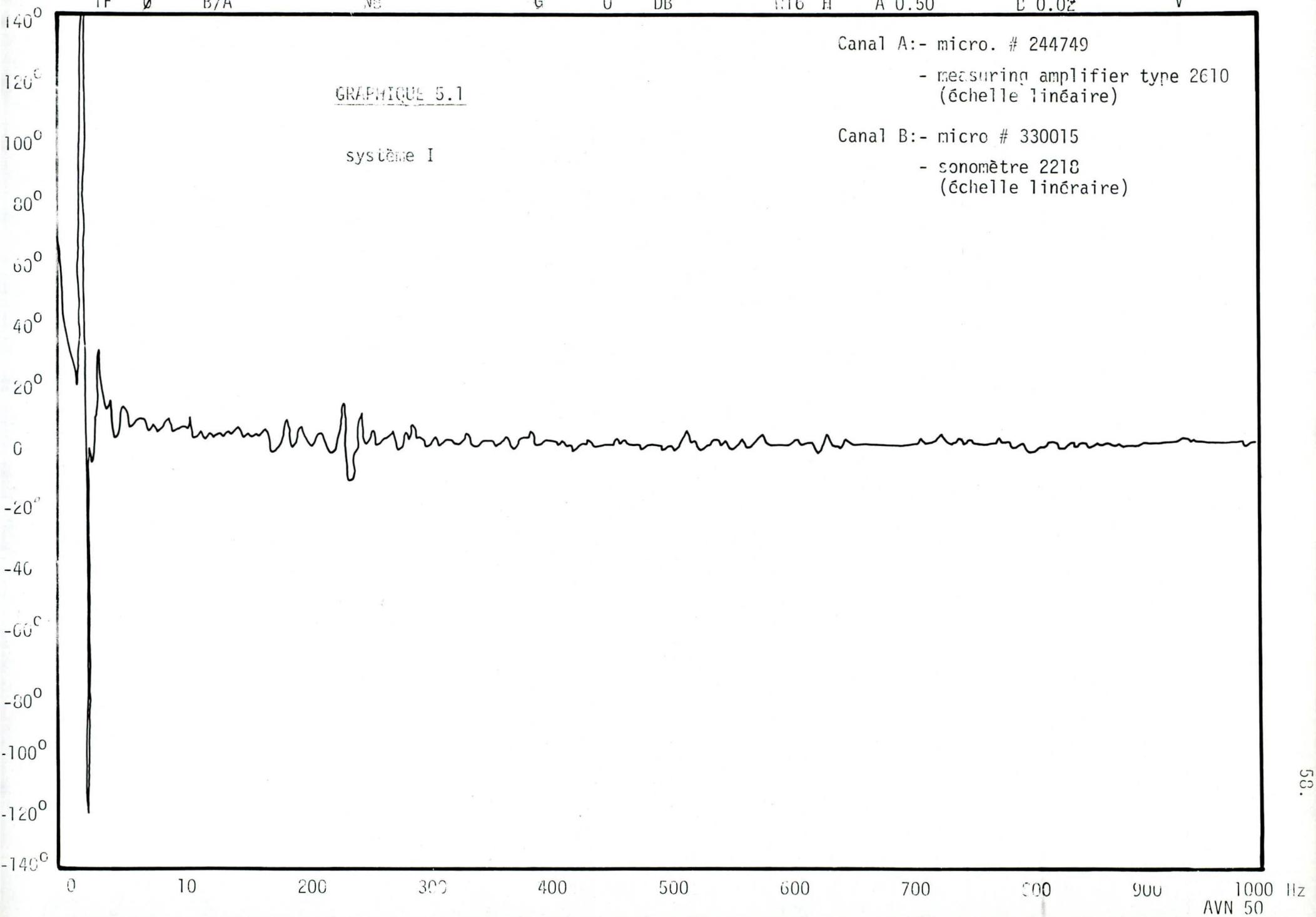
- measuring amplifier type 2610
(échelle linéaire)

Canal B:- micro # 330015

- sismomètre 2218
(échelle linéaire)

GRAPHIQUE 5.1

système I



TL Ø B/A

NB

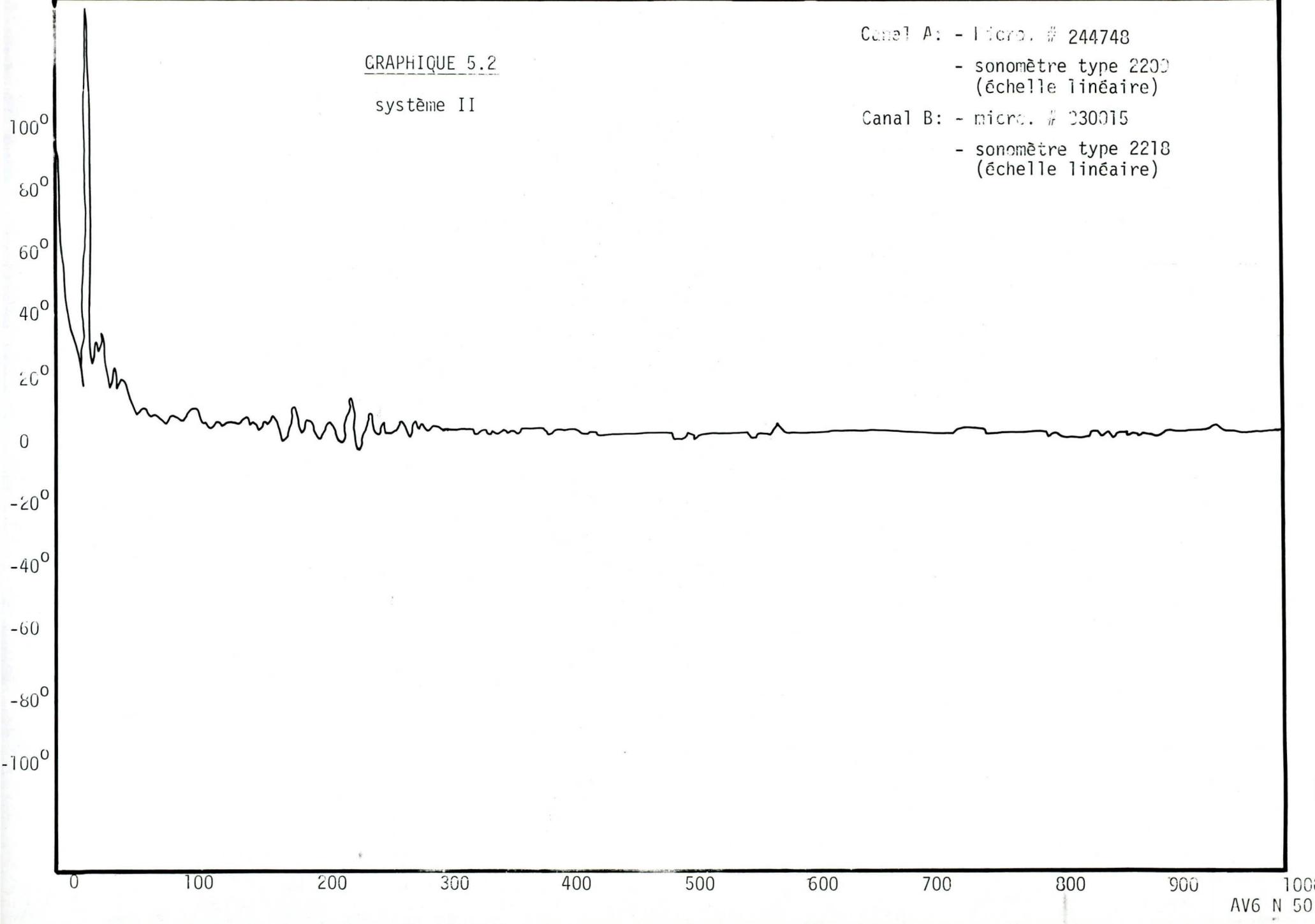
6.0 DB

HT6 H

A 0,50

B 0,20

V



TF Ø B/A

NB

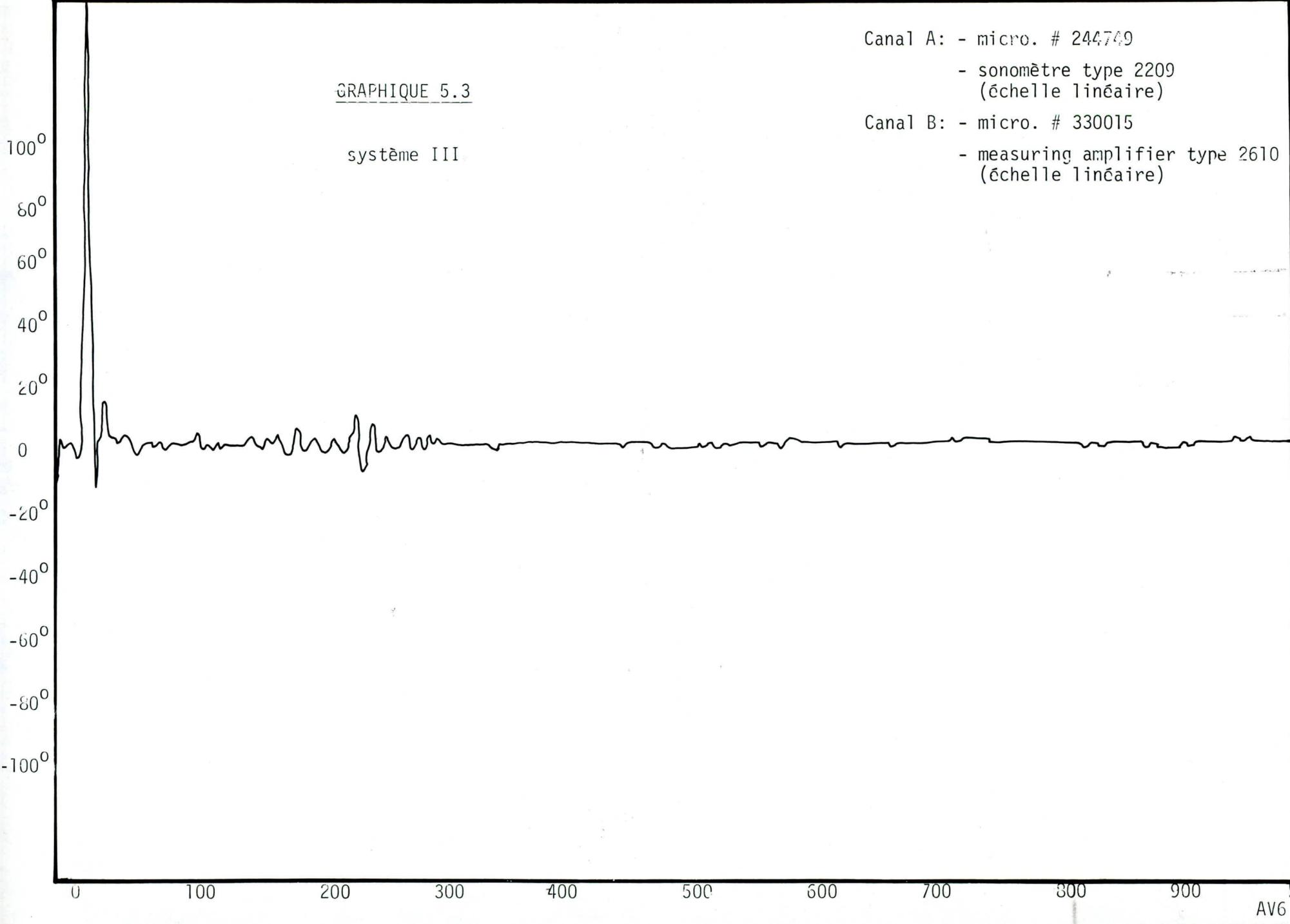
G 0 DB

WT6 H

A 0.50

B 0.50

V



La comparaison des trois graphiques précédents nous permet de choisir le système d'amplification ayant les déphasages internes les plus faibles entre 400 et 1000 Hz.

On rejette carrément le système I. De plus, même s'il y a très peu de différence entre les systèmes II et III, on choisit quand même le système III. Ceci offre l'avantage d'utiliser l'amplificateur de mesure 2610. Tout d'abord, le dernier fonctionne sur le secteur 120 volts - et non sur des piles, comme c'est le cas pour les sonomètres. Ensuite, il offre la possibilité d'ajuster la tension de sortie. On peut aussi obtenir des signaux d'amplitudes égales à l'entrée de l'analyseur.

Le graphique 5.4 montre le déphasage interne en fonction de la fréquence pour le système III. Les résultats sont meilleurs car on a amélioré les conditions expérimentales:

- microphones plus rapprochés: 1" centre à centre;
- microphones fixés plus solidement;
- utilisation de la symétrie de la chambre anéchoïque;
- signal sonore plus intense.

Sur ce graphique, il nous est permis de constater qu'entre 400 et 1000 Hz, le déphasage interne est minime et ne dépasse pas $1,1^\circ$. Ceci permet d'encadrer l'erreur expérimentale pour les mesures qui vont suivre.

TF Ø B/A

NB

6

0DB

WIH

II

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 5.4

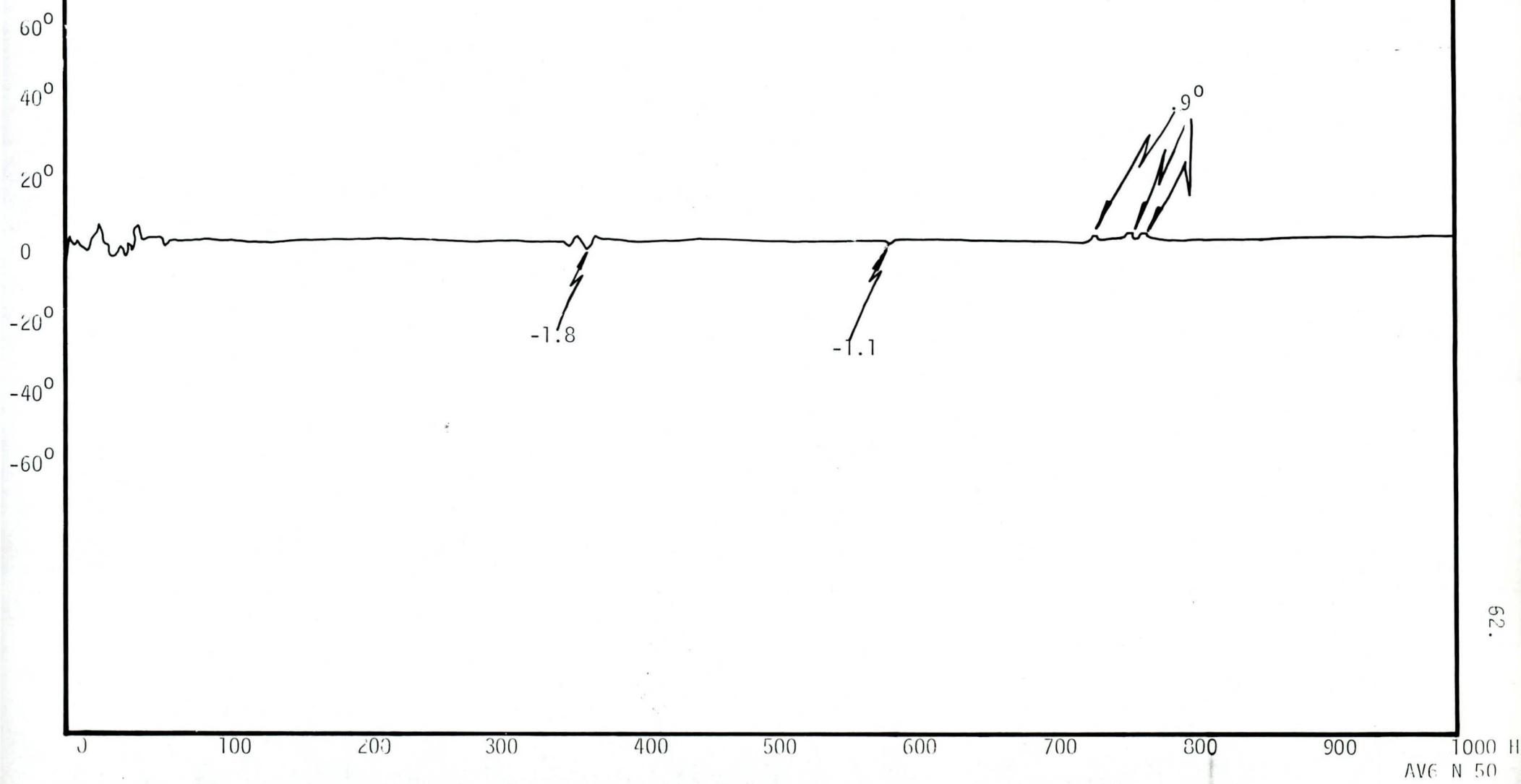
système 3

Canal A: - micro. # 244749
préamp. # ZC-0007

- sonomètre type 2209
(échelle linéaire)

Canal B: - micro. # 330015
préamp. # ZC-0007

- measuring amplifier type 2610
(échelle linéaire)



6 - DÉMARCHE EXPÉRIMENTALE: MESURES DE DÉPHASAGE

6.1 - Étude du déphasage introduit par un réseau de guides d'ondes qui ne communiquent entre eux que par une ouverture centrale

6.1.1 - Introduction

Nous allons étudier le déphasage introduit par un réseau tel que celui de la figure 6.1. Pour cela, nous utiliserons le même montage qu'à la section 5.4.3 et la même procédure. On peut donc se référer à la figure 5.7 si l'on prend soin de remplacer les deux sonomètres présentés en 6 par le système III:

Canal A: microphone B & K, $\frac{1}{2}$ " diam. n° 244749
sonomètre B & K, type 2209

Canal B: microphone B & K, $\frac{1}{2}$ " diam. n° 330015
amplificateur de mesure B & K, type 2610

Pour les expériences qui vont suivre, les positions relatives des microphones, de la source du système sont décrites aux figures 6.2 et 6.3. Pour sa part, la figure 6.4 présente des photographies du modèle ($\lambda = 2$ po, $L = 16$ po, $b' = 1\frac{1}{4}$ po, $w = 2\frac{1}{2}$ po) ainsi que de l'instrumentation utilisée. Disons finalement que toutes les mesures qui vont suivre ont été faites avec le sonomètre et l'amplificateur de mesure en mode linéaire.

6.1.2 - Déphasage introduit par une et plusieurs cavités consécutives

On mesure ici le déphasage introduit par m cavités consécutives de mêmes dimensions. On débute par $m = 1$, puis on ajoute des panneaux de

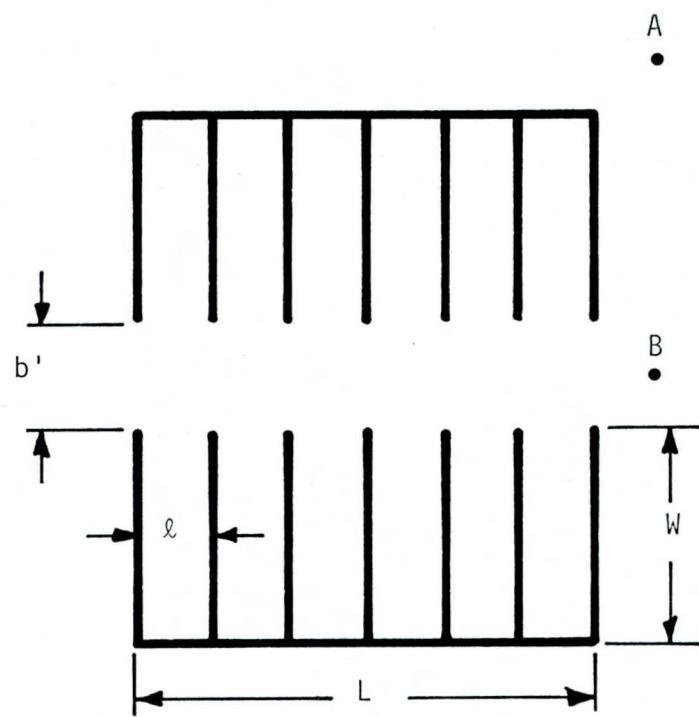
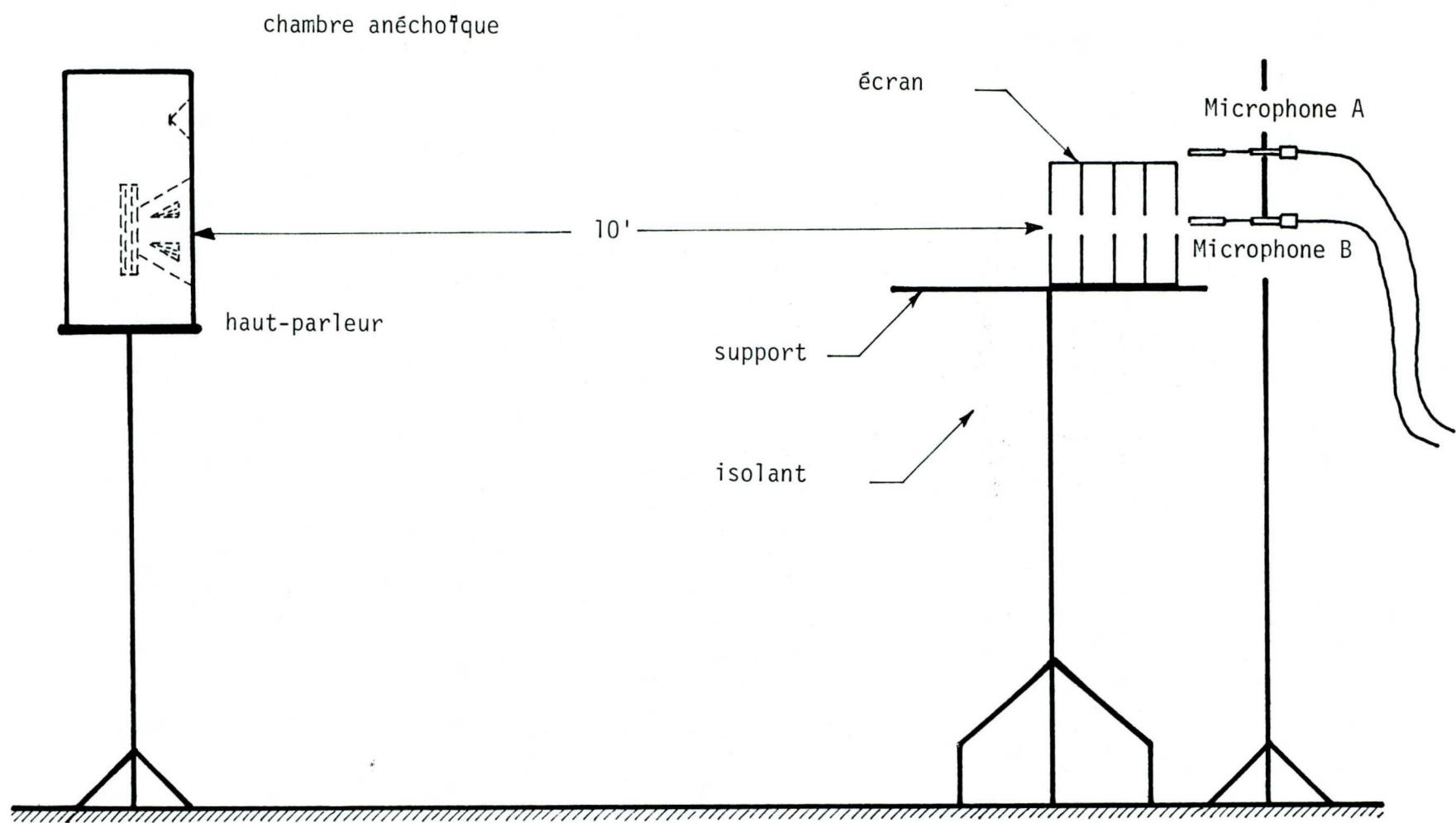


Figure 6.1 Description du système



Note: - l'isolant joue le rôle du sol
 - le détail de la position des microphones est donné à la figure 6.3

Figure 6.2 Montage permettant de mesurer le déphasage introduit par le réseau de la figure 6.1

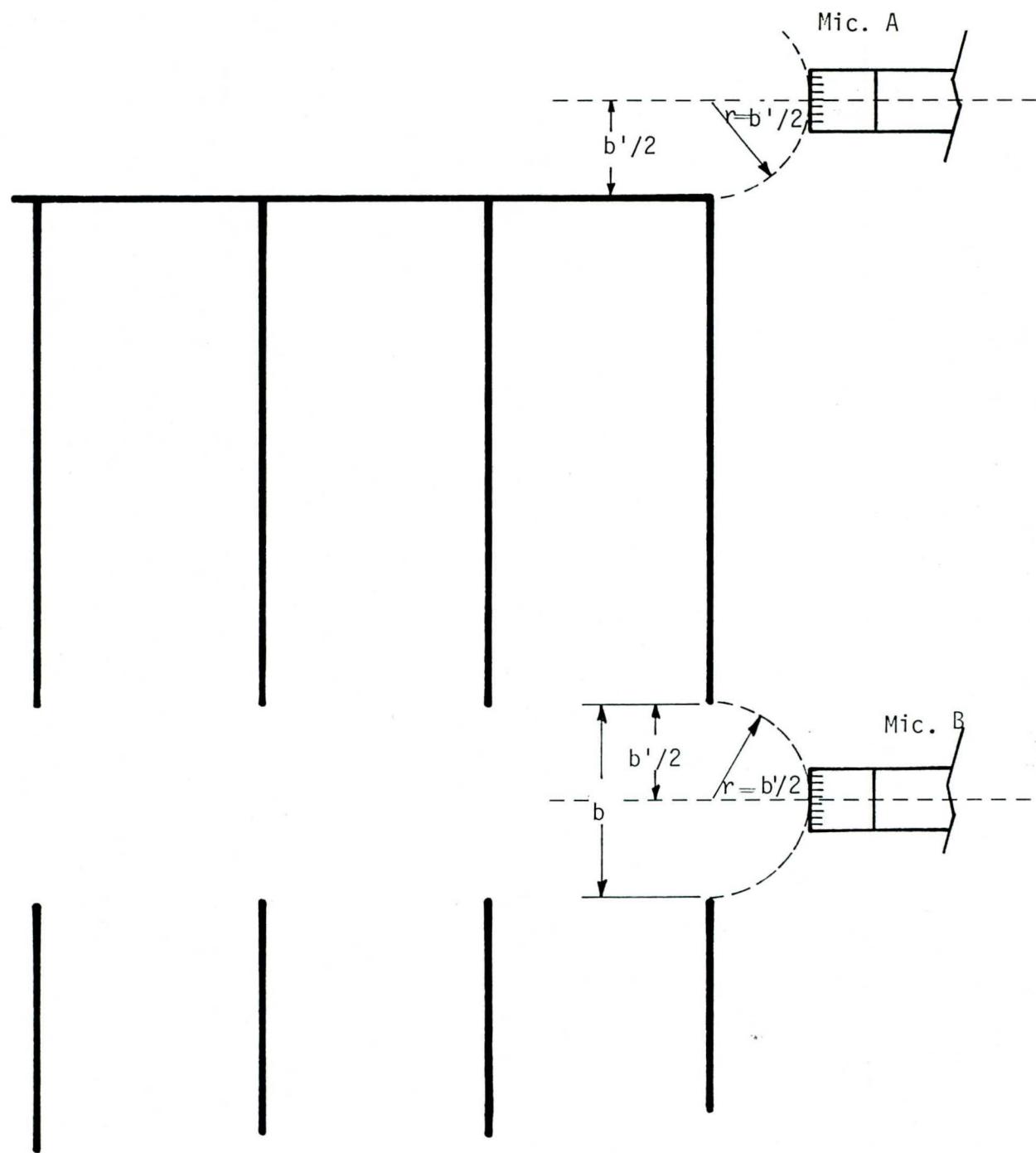


Figure 6.3 Détail de la position des microphones

plastique pour obtenir $m = 2$ et ainsi de suite. Une fois cela terminé, on recommence l'expérience avec une valeur de λ différente. Les paramètres b' et w , quant à eux, demeurent constants: $b' = 1\frac{1}{4}$ po et $w = 2\frac{1}{2}$ po.

Les graphiques 7.1 à 7.3 présentent les résultats de cette étude pour $\lambda = \frac{1}{2}$ po et $n = 1$ à 8 inclusivement. Pour $m = 1$, le déphasage $\Delta\phi$ est à peu près inexistant ($\Delta\phi \approx 0^0$). Toutefois, à mesure que m augmente, le déphasage augmente en valeur absolue et finit par atteindre des valeurs négatives considérables.

Premièrement, étant donné que le microphone B se trouve devant l'ouverture du réseau et que le microphone A se trouve au-dessus, cela montre que l'onde traversant l'écran est retardée ou ralentie par rapport à l'onde diffractée, car la différence des phases entre B et A est négative. Cela concorde avec la théorie.

Deuxièmement, il est normal que le retard de phase augmente avec le nombre m , car plus le chemin parcouru par l'onde dans un milieu d'indice supérieur à 1 est grand, plus celle-ci prend du retard. C'est d'ailleurs ce que nous montre la formule suivante, dont la preuve est faite à l'appendice 6:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n - 1) L \quad (6.1)$$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} (n - 1) m\lambda$$

Le graphique 6.4 montre la fonction de transfert en amplitude de B/A pour $m = 8$. Le pic aux alentours de 750 Hz représente un surplus d'énergie transmis par le réseau. On reconnaît là la première fréquence de résonance du modèle telle que décrite par Amram [1, 3]. Notons de plus qu'à cette fréquence correspond une chute du déphasage sur la courbe $m = 8$ du graphique 7.3. Ceci est intéressant car avant la fréquence de résonance, il n'y a à peu près pas de déphasage, et juste après, il y a environ -180° .

Le graphique 6.5 montre d'autres mesures de déphasage faites pour $\ell = 1$ po. Les résultats sont meilleurs: on obtient des déphasages plus grands sur des plages fréquentielles plus longues et mieux situées, et ce, avec moins de panneaux. Par exemple, $\Delta\theta = -180^\circ$ est atteint aux alentours de 1000 Hz pour $m = 4$ et $\ell = 8$, comme ce fut le cas précédemment avec $\ell = \frac{1}{2}$ po. Cela représente des coûts de fabrication en moins car on utilise ici deux fois moins de plaques.

Sur le graphique 6.6 on peut voir la fonction de transfert en amplitude correspondant au cas $\ell = 1"$; $m = 8"$. Ici, le pic d'amplitude se distingue beaucoup plus nettement. Il se situe à 710 Hz, exactement à la fréquence autour de laquelle le déphasage chute sur la courbe $m = 8$ du graphique 6.5. Nos remarques antérieures sur ce sujet s'avèrent donc exactes.

Les résultats du graphique 6.7 obtenus pour $\ell = 2"$ s'avèrent très intéressants, en particulier les cas $m = 3$ et $m = 4$. Pour $m = 3$, on remarque la présence d'un plateau $\Delta\theta = -180^\circ$ entre 850 et 930 Hz. Le cas $m = 4$ présente lui aussi un intérêt particulier pour des raisons semblables: présence d'un plateau $\Delta\theta = -210^\circ$ entre 790 et 930 Hz.

Le graphique 6.8 montre les fonctions de transfert en amplitude correspondantes. Pour $m = 1$ et $m = 2$, les courbes ne présentent aucun intérêt particulier. Toutefois, pour $m = 3$ et $m = 4$, les mêmes remarques qu'on a faites précédemment s'appliquent. De plus, on constate que la fréquence de résonance pour le cas $m = 4$ est plus faible que pour le cas $m = 3$. Cette fréquence ne dépend donc pas uniquement des dimensions du guide d'ondes constituant, mais dépend aussi des dimensions du modèle pris dans sa totalité. Dans ce cas, les résultats seraient en accord avec une théorie fort simple voulant que la fréquence de résonance d'un réseau ayant une capacité équivalente C et une inductance L soit donnée par:

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (6.2)$$

Une augmentation de m , c'est-à-dire une augmentation du volume total V du modèle, favoriserait donc logiquement la diminution de f , comme c'est le cas ici, car $C \propto V$ [3]. Par conséquent, il semble que le volume entier du réseau joue un rôle aussi important, sinon plus, que celui d'une cavité dans la détermination de la fréquence de résonance car, entre le cas $m = 3$ et $m = 4$, les cavités possèdent les mêmes dimensions.

Les caractéristiques d'un modèle $\ell = 2"$ et $m = 8$ sont présentées au graphique 6.9. Avec de tels paramètres, on obtient $\Delta\phi = -180^\circ$ pour la première fois à 440 Hz et pour la seconde fois à 600 Hz. Cette dernière fréquence étant suivie d'un plateau. Le graphique 6.10 montre la fonction de transfert correspondante pour l'amplitude. La première fréquence de résonance f_0 se trouve maintenant à 420 Hz. Si l'on compare au cas $\ell = 2"$ et $m = 4$ (graphique 6.8), pour lequel f_0 se situait à 700 Hz, on constate

TF Ø B/A

NB

G Ø DB

WTG H

A 1.0

B 1.0

V

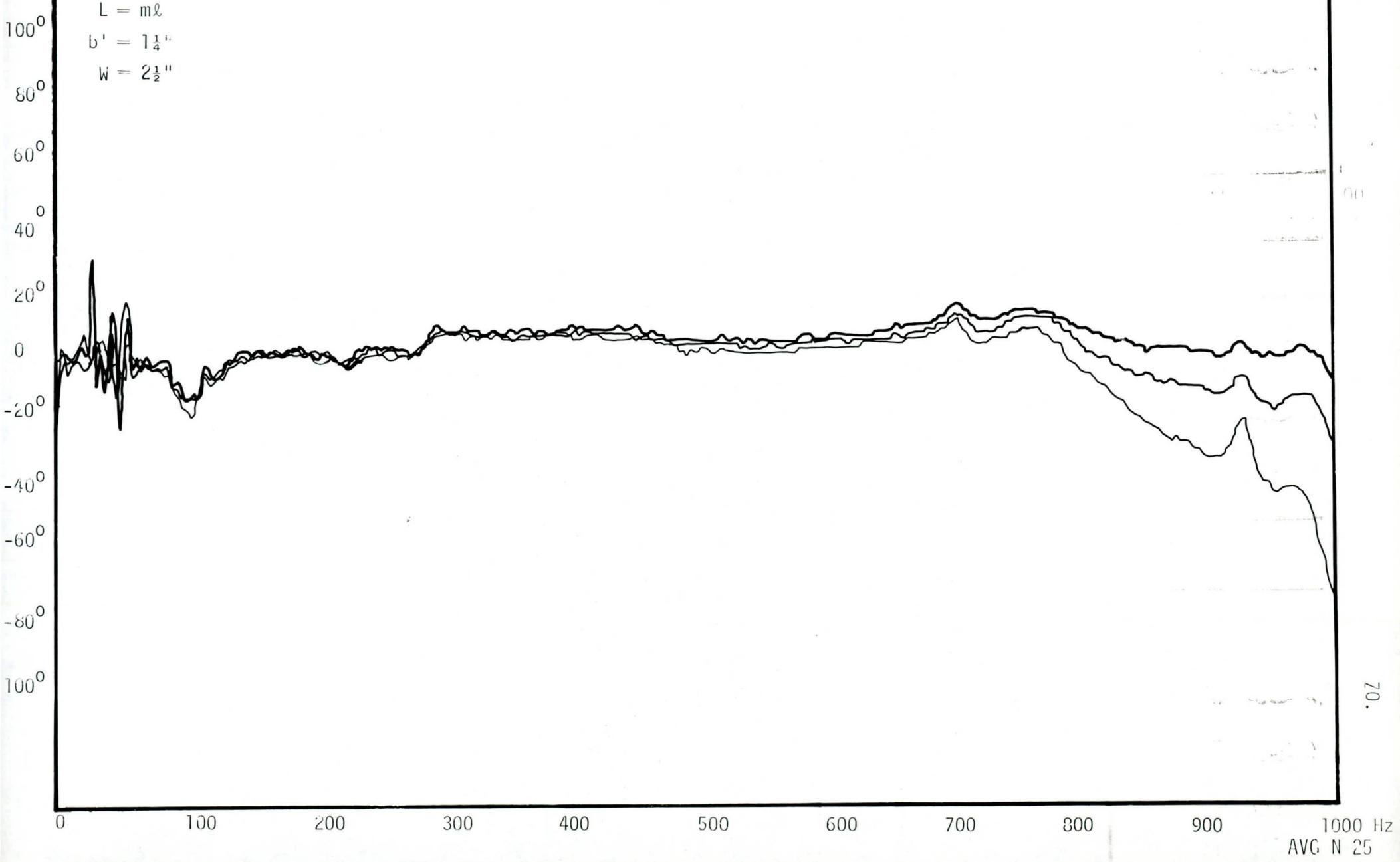
$\ell = \frac{1}{2}''$

$L = m\ell$

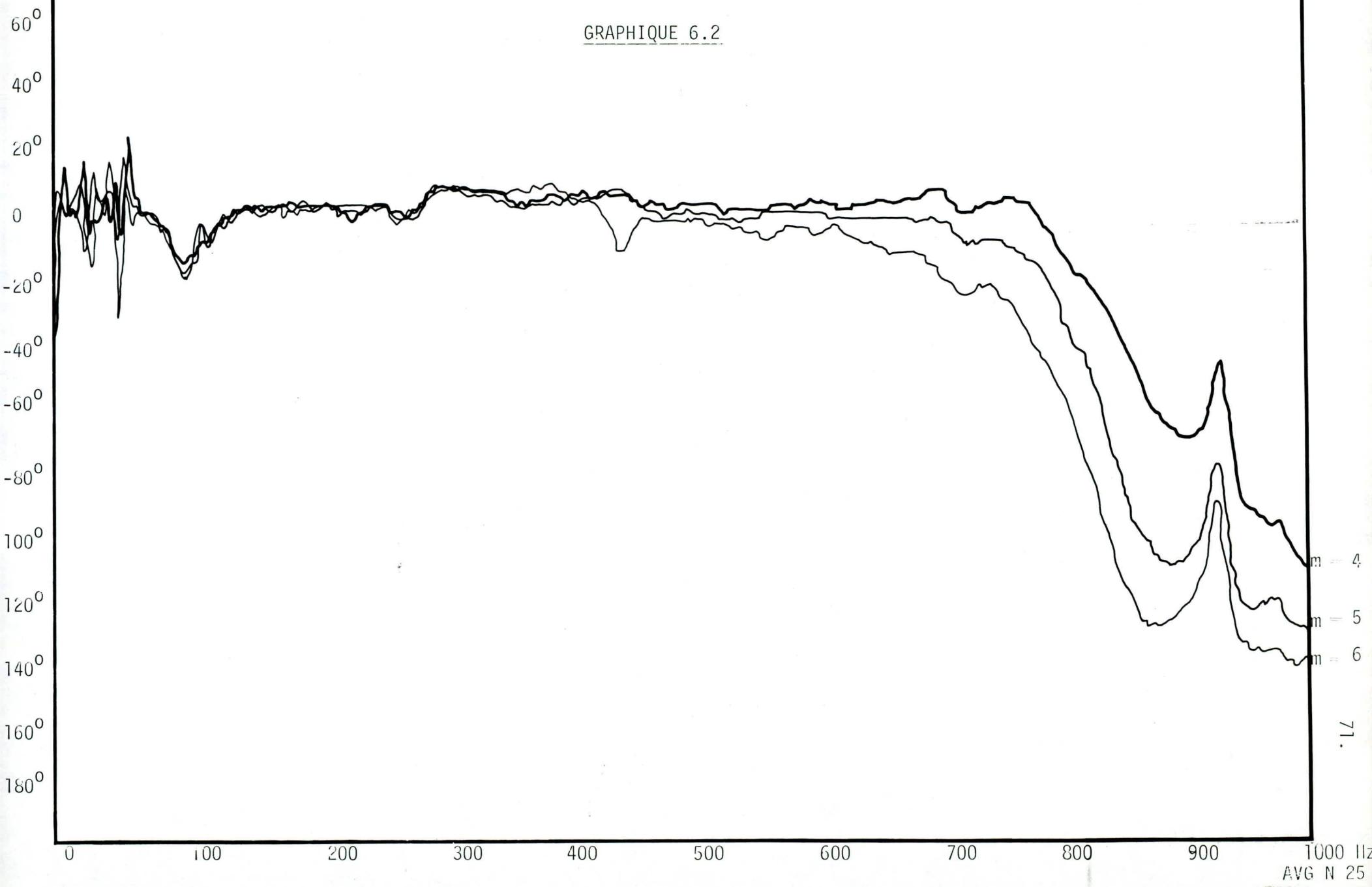
$b' = 1\frac{1}{4}''$

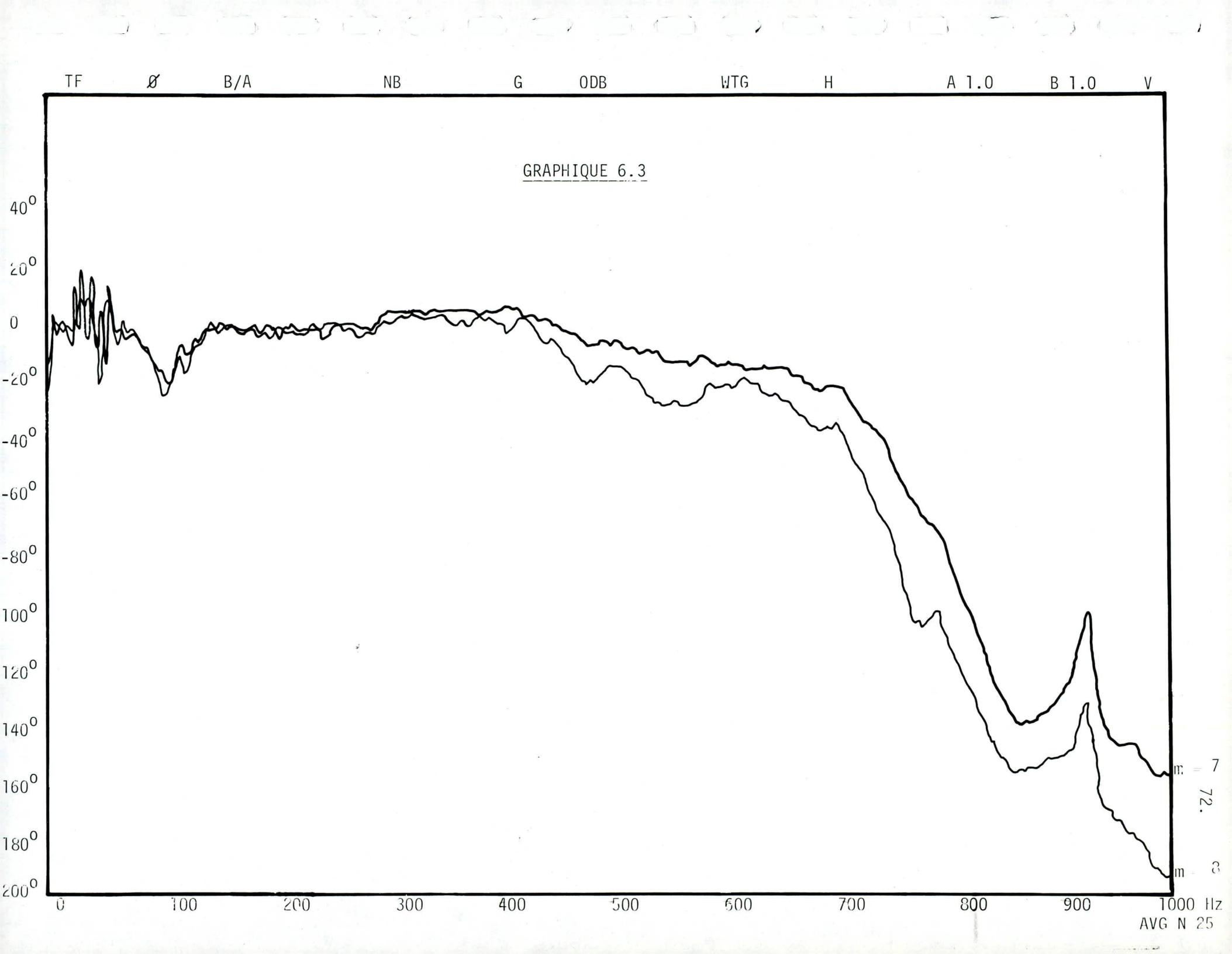
$w = 2\frac{1}{2}''$

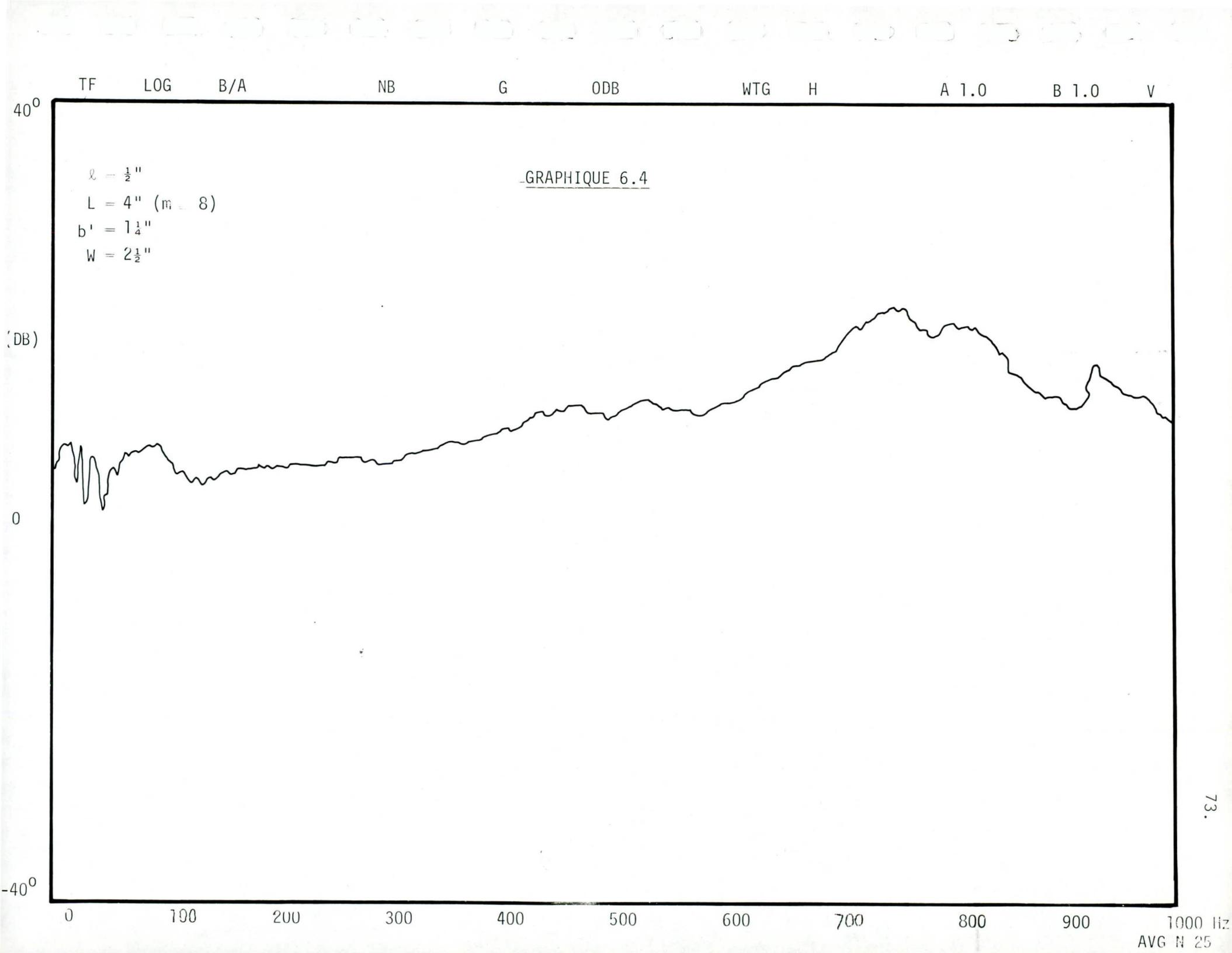
GRAPHIQUE 6.1



TF Ø B/A NB C ODB WTG H A 1.0 B 1.0 V

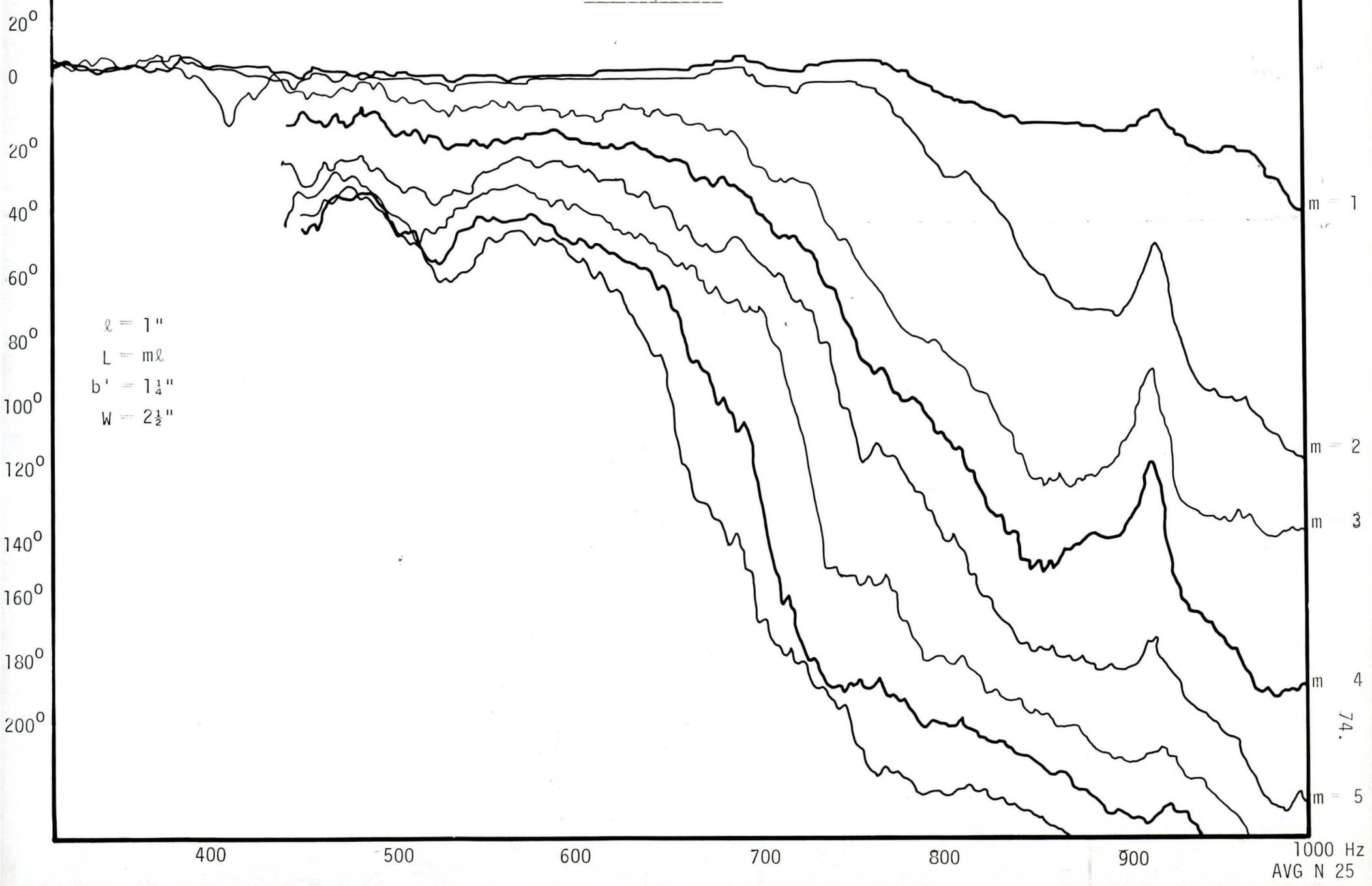






TF 0 B/A NB G ODB WTG H A 1.0 B-1.0 V

GRAPHIQUE 6.5



TF LÜG B/A

NB

G

ODB

WTG

H

A 1.0

B 1.0

V

40⁰

DB)

0

-40⁰

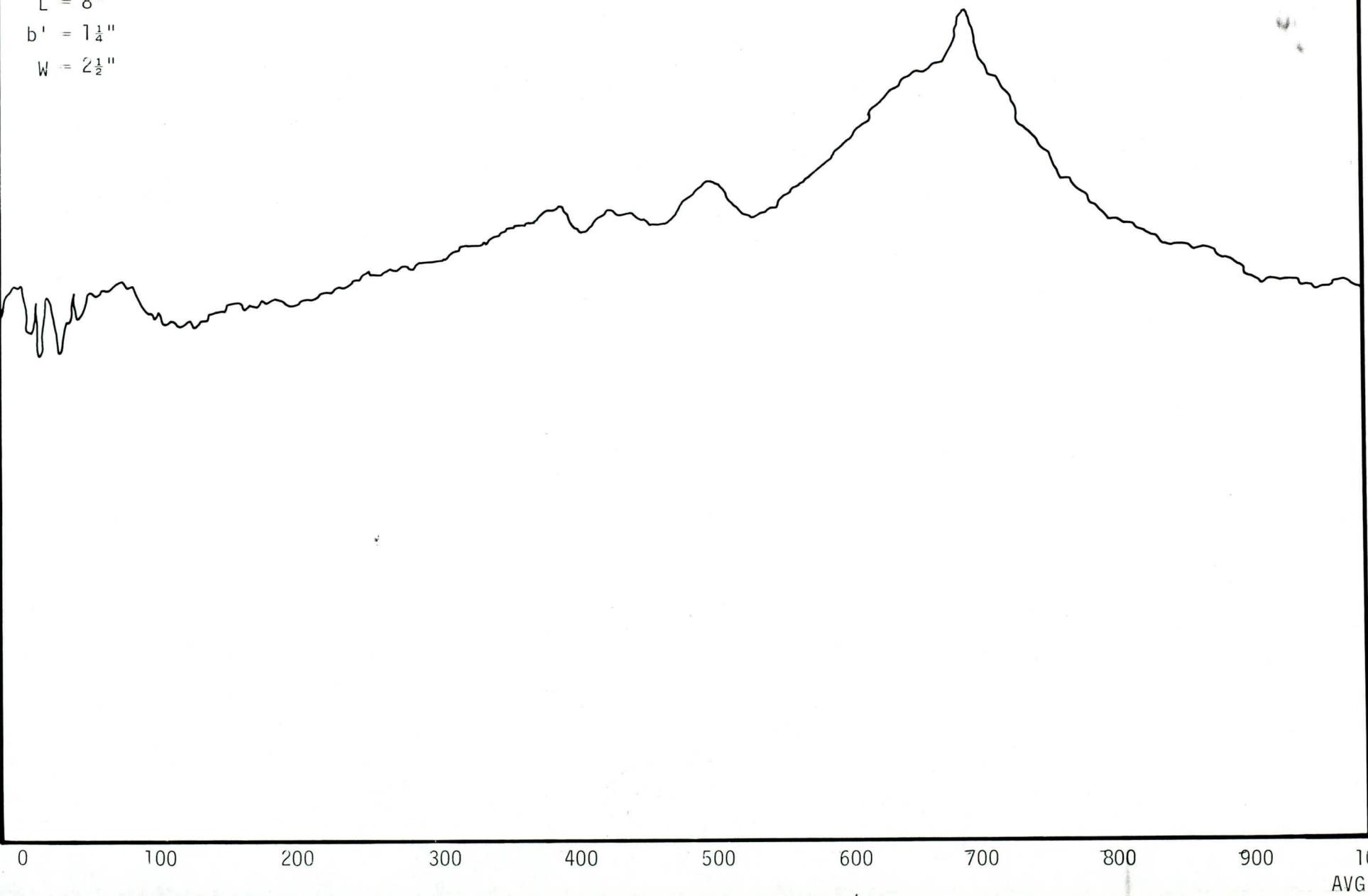
GRAPHIQUE 6.6

$\ell = 1''$

$L = 8''$

$b' = 1\frac{1}{4}''$

$w = 2\frac{1}{2}''$



TF Ø B/A

NB

G

QDB

WTG

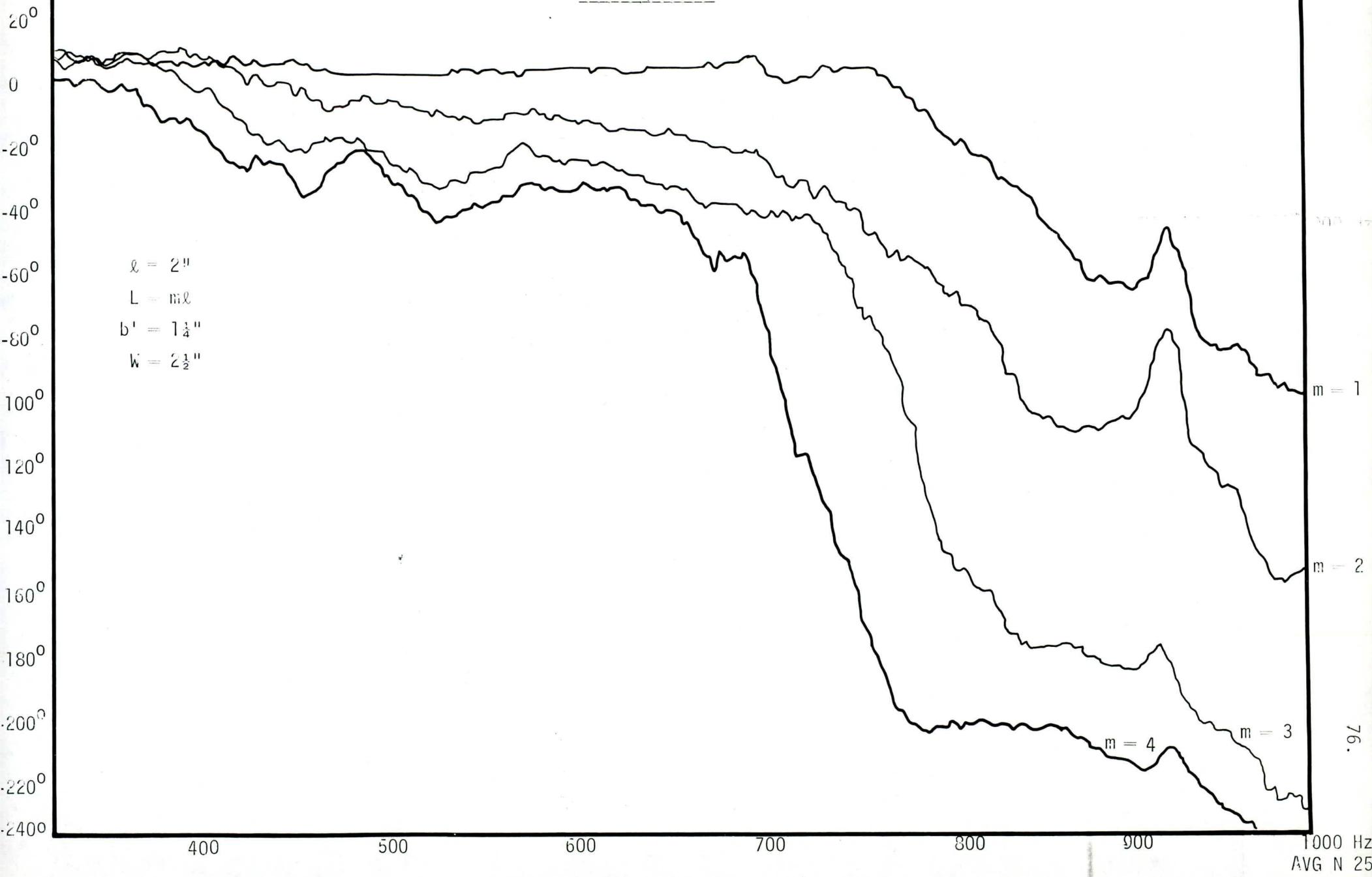
H

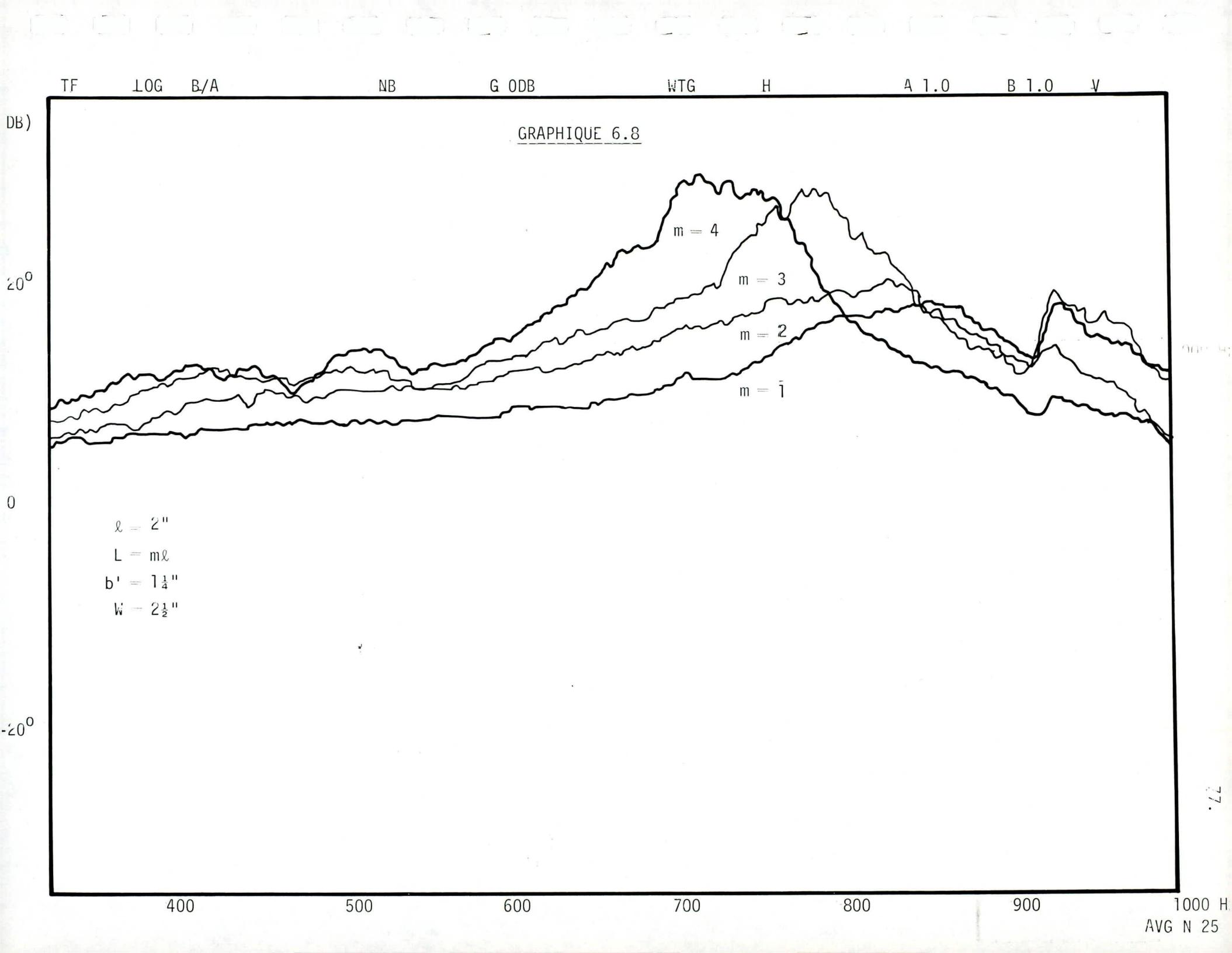
A 1.0

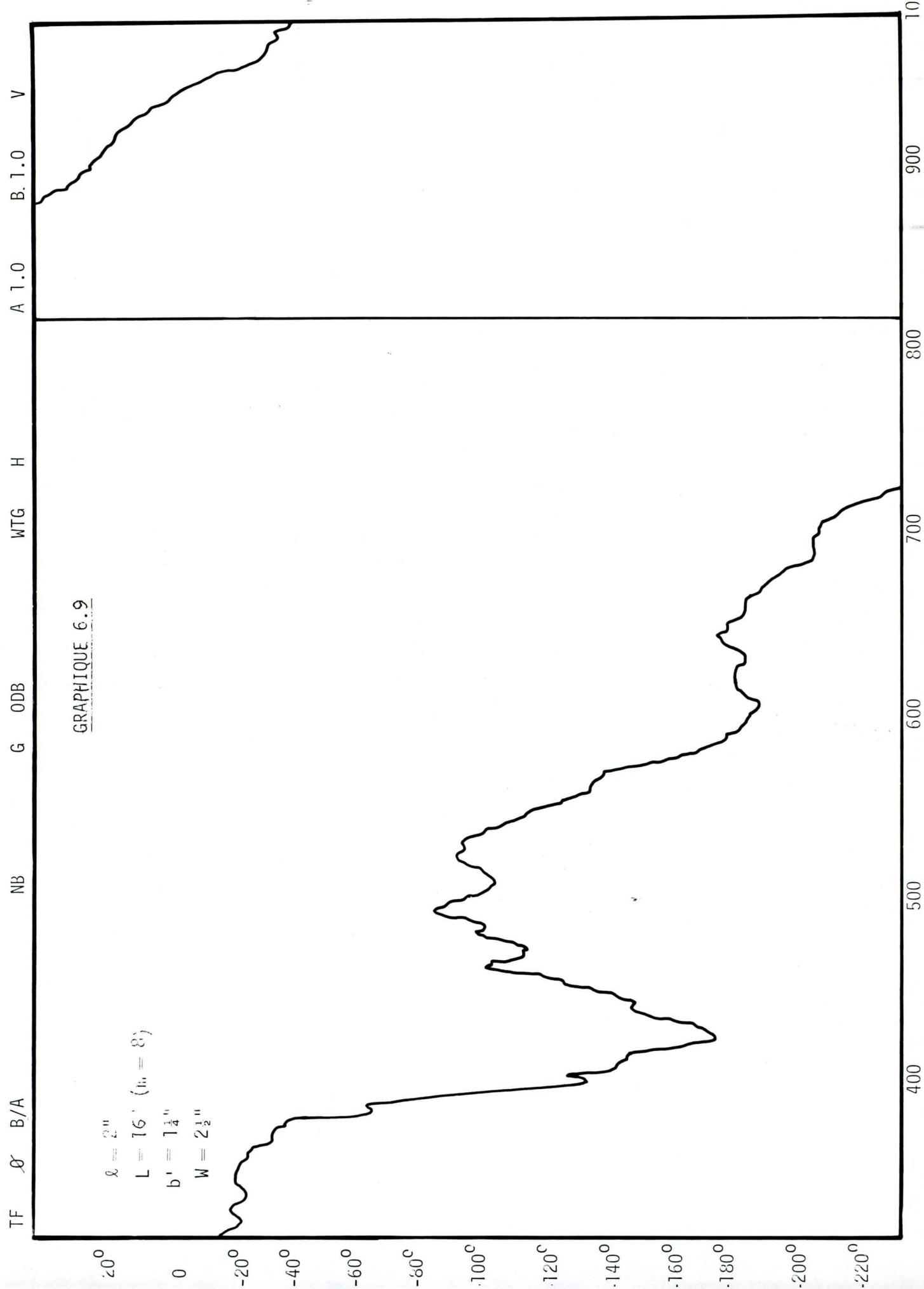
B_1.0

V

GRAPHIQUE 6.7







TF LOG B/A

NB

G

0DB

WTG

H

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.10

250

DB

0

$l = 2''$

$L = 16''$ ($m = 8$)

$b' = 1\frac{1}{4}''$

$w = 2\frac{1}{2}''$

250

400

500

600

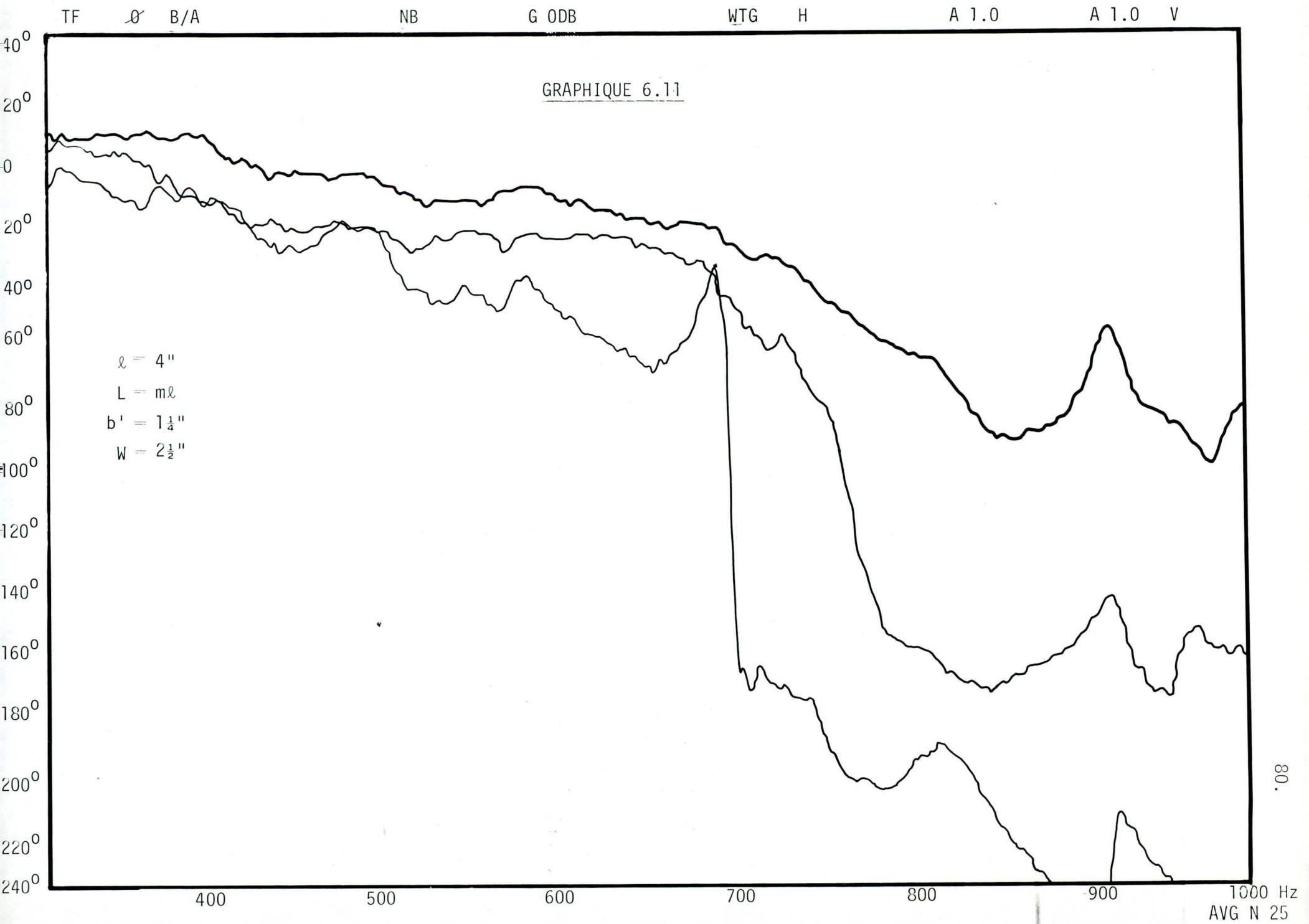
700

800

900

1000 Hz

Avg N 25



que doubler le volume total du modèle a permis de réduire f_0 de 1.67 fois sa valeur, soit $1.18\sqrt{2}$. Cela est en très bon accord avec la formule (6.2) si l'on considère que c'est le volume total du résonateur qui doit être utilisé pour calculer la fréquence de résonance.

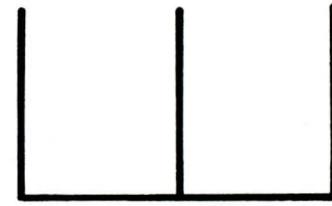
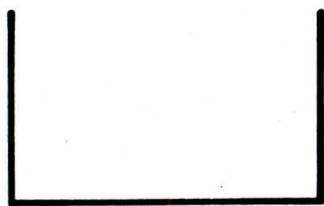
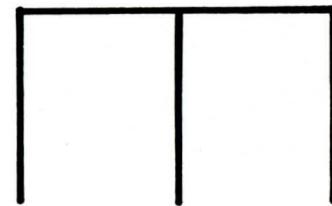
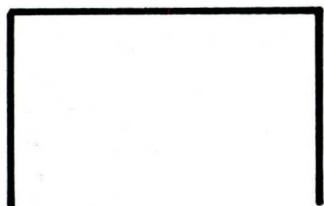
Sur le graphique 6.10, on remarque maintenant non seulement la présence de la première fréquence de résonance, mais aussi la première fréquence de coupure à 470 Hz et la seconde fréquence de résonance f_1 à 600 Hz. Il est intéressant de noter que juste après f_1 , $\Delta\phi \approx -180^\circ$, comme c'est le cas après f_0 .

Finalement, le graphique 6.11 présente les résultats des mesures pour les cas $\ell = 4"$, $m = 1, 2$ et 3 . Le cas $m = 2$ est particulièrement intéressant, ceci grâce à un plateau fort long $\Delta\phi \approx -170^\circ$ entre 800 et 1000 Hz.

6.1.3 - Effet de l'introduction de panneaux supplémentaires à l'intérieur d'un guide d'ondes de longueur L

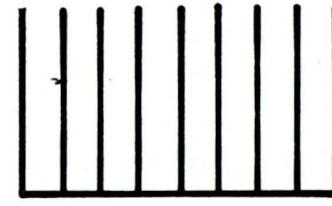
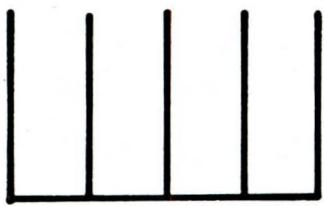
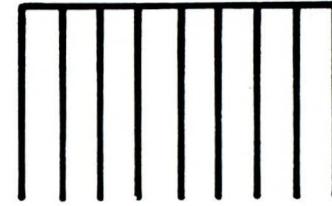
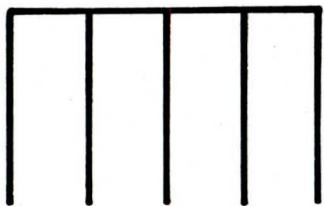
On veut vérifier ici si des modèles de même longueur L , contenant un nombre différent de panneaux à l'intérieur, engendrent des déphasages distincts. Cela revient à étudier l'effet de l'introduction de panneaux supplémentaires à l'intérieur d'un guide d'ondes de longueur L .

Pour l'expérience, on a étudié un modèle de longueur $L = 4"$ et un autre de longueur $L = 8"$. Dans chacun des cas, on a utilisé quatre valeurs de ℓ différentes. La figure 6.5 décrit la situation.



$L = 4''$, $l = 4''$

$L = 4''$, $l = 2''$



$L = 4''$, $l = 1''$

$L = 4''$, $l = \frac{1}{2}''$

Figure 6.4 Description de différents modèles

Le graphique 6.12 présente les résultats pour le cas $L = 4''$. Comme on peut le voir, l'introduction de plaques supplémentaires favorise le déphasage. Quant au graphique 6.13, on ne peut absolument rien en tirer.

Le graphique 6.12 semble plus intéressant. Sur ce dernier, on constate non seulement que l'introduction de plaques favorise le déphasage, mais aussi qu'elle fait se déplacer vers les basses fréquences la chute de déphasage. Il devrait donc en être de même pour les fréquences de résonance car, jusqu'à présent, la fréquence de résonance et la chute de déphasage ont toujours coïncidé. Le graphique 6.15 nous montre que c'est effectivement ce qui se produit.

Si l'on se réfère à l'équation (6.2), pour que f_0 ait diminué, il faut absolument que L ait augmenté, car le volume du résonateur et donc la capacité C sont restés les mêmes. À première vue, cela semble fort plausible. L'introduction de plaques supplémentaires augmente le nombre d'ouvertures dans le modèle. Or, on sait qu'à chaque ouverture du genre s'associe une inductance équivalente due au mouvement d'une colonne d'air à travers l'ouverture en question. C'est pourquoi il apparaît normal que l'inductance augmente lorsqu'on dispose des panneaux supplémentaires à l'intérieur d'un guide d'ondes.

6.1.4 - Étude de l'effet des variations du paramètre b'

Nous avons comparé le déphasage introduit par deux modèles ne différant que par leur valeur de b' . En consultant les résultats, sur le graphique 6.16, il semble qu'une diminution de b' favorise le déphasage de

TF Ø B/A

NB

G

ODB

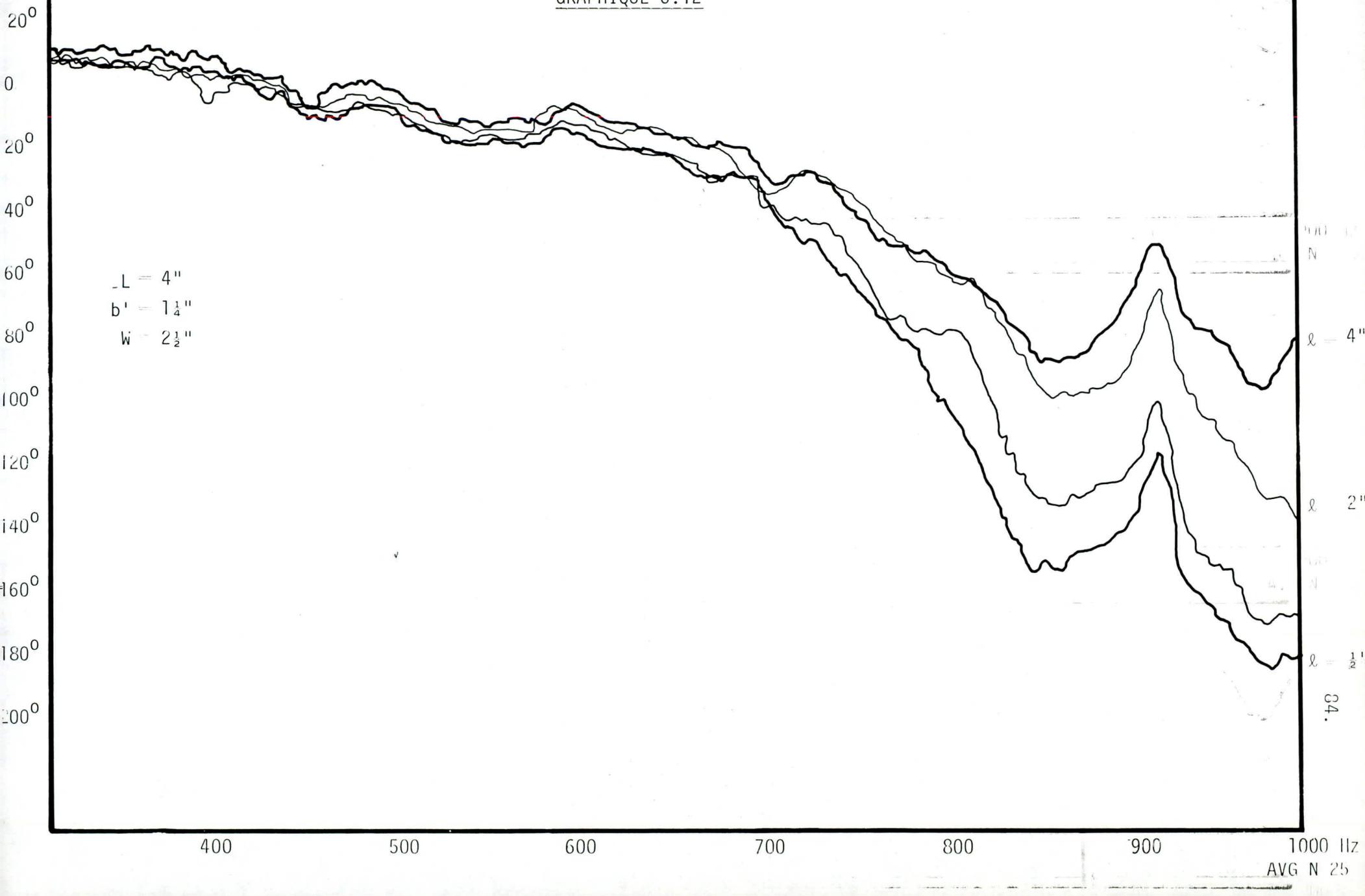
WTG

H

A 1.0

B.1.0 V

GRAPHIQUE 6.12



TF LOG B/A

NB

G

ODB

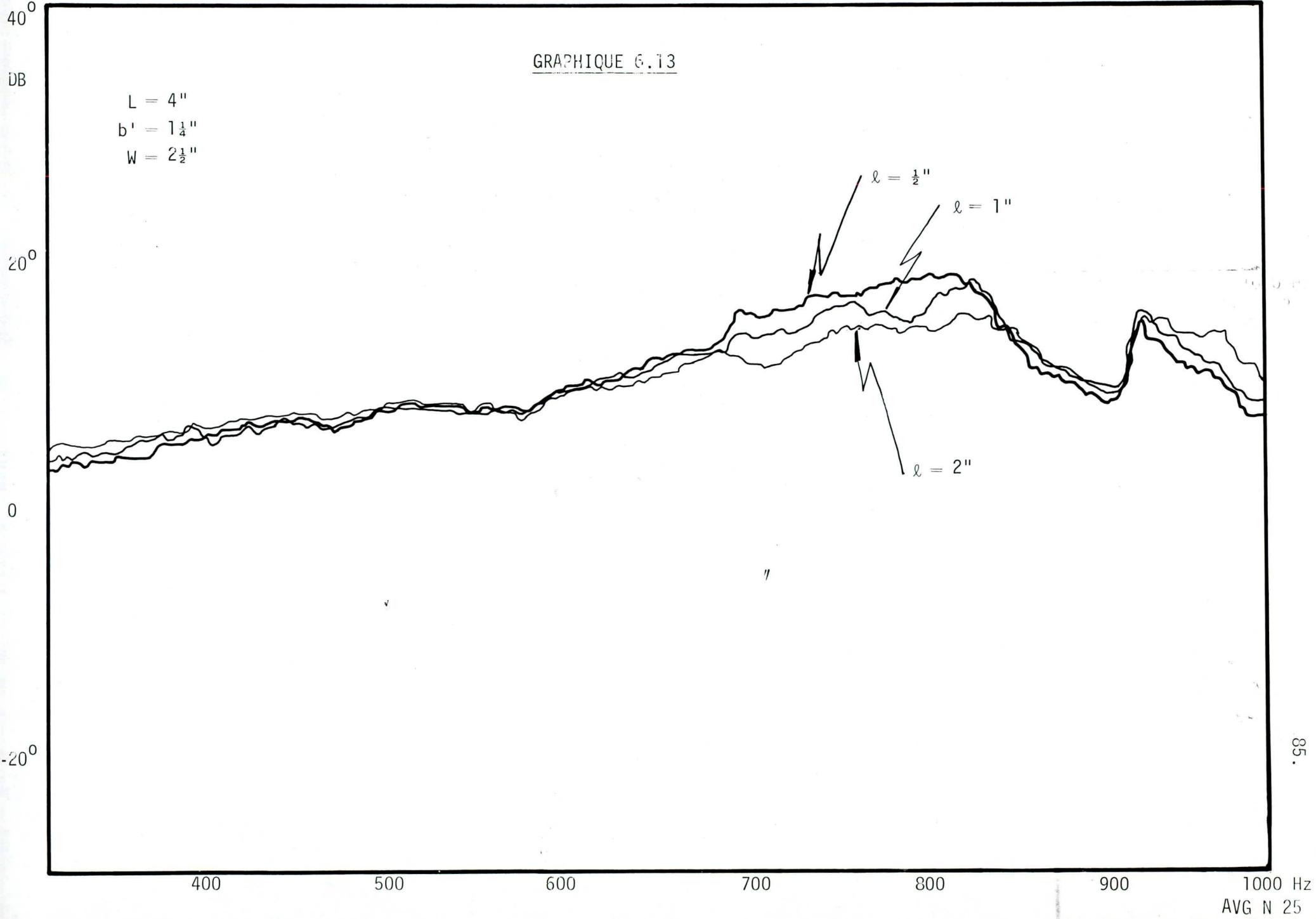
WTG

H

A 1.0

B 1.0

V



TF θ' B/A

NB

G

ODB

WTG

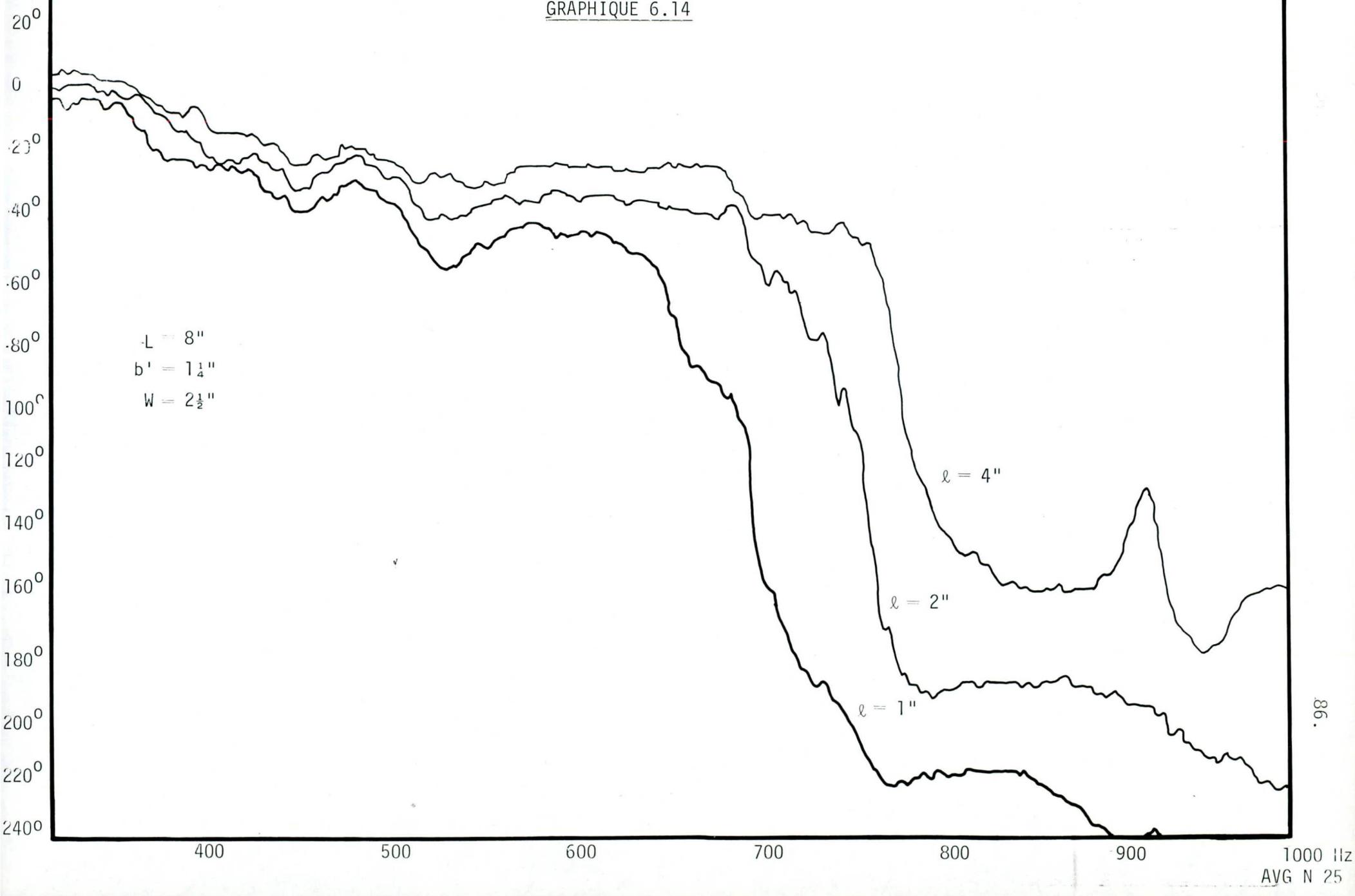
H

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.14



TF LOG B/A

NB.

G ODB

WTG

H

A 1.0

A 1.0

V

40⁰

DB

20⁰

0

-20⁰

GRAPHIQUE 6.15

$L = 8''$

$b' = 1\frac{1}{4}''$

$W = 2\frac{1}{2}''$

$\ell = 1''$

$\ell = 2''$

$\ell = 4''$

400

500

600

700

800

900

1000 Hz

AVG N 25

même qu'une chute plus hâtive de ce dernier, ce qui correspond à une fréquence de résonance plus faible pour le modèle d'ouverture b' la plus petite.

Si l'on compare le modèle à un circuit résonnant, tout s'explique. Le resserrement des ouvertures équivaut à une augmentation de la résistance équivalente. Or, dans un circuit résonnant, on sait qu'une telle augmentation contribue à diminuer la fréquence de résonance.

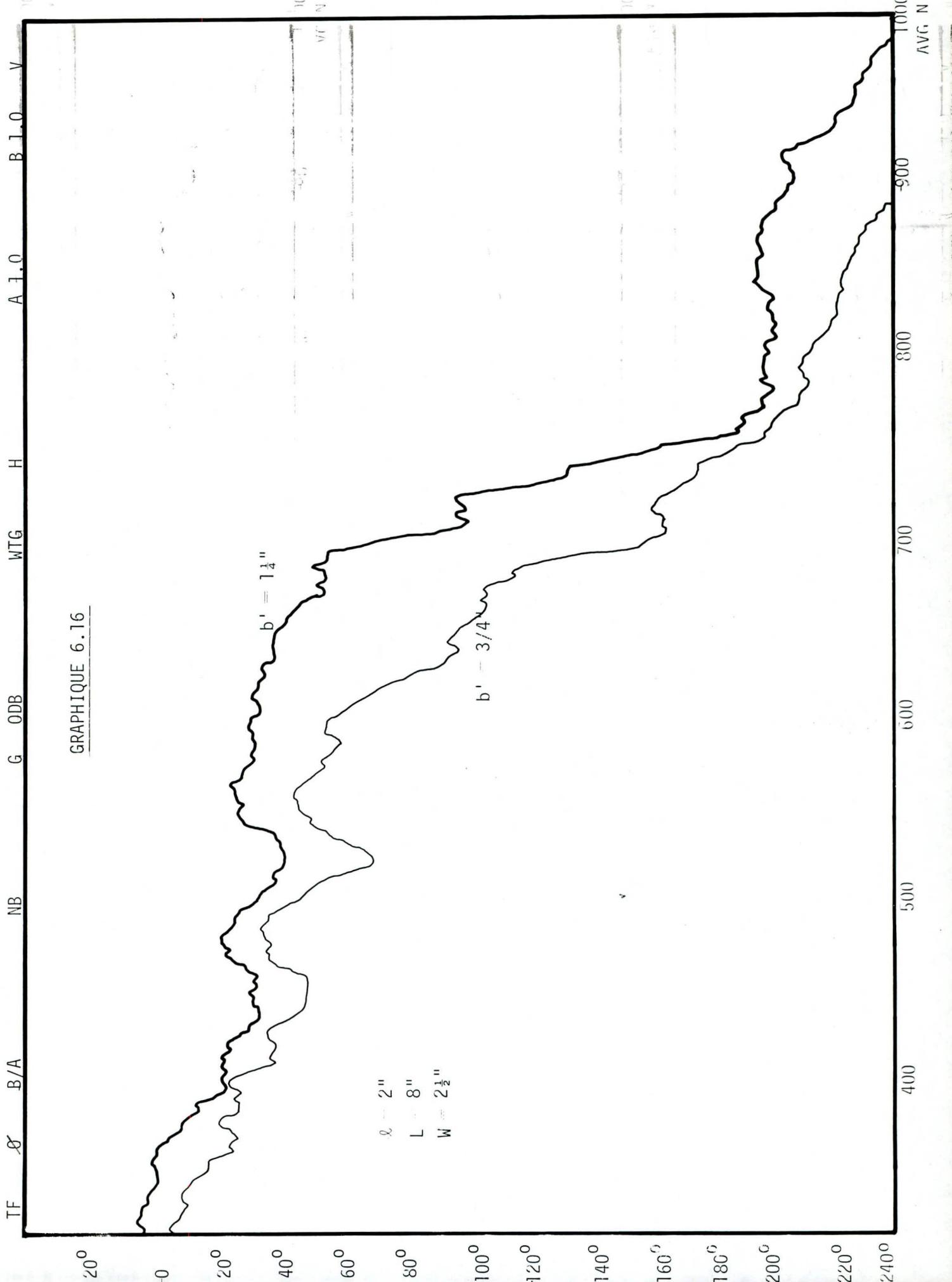
6.1.5 - Étude de l'effet des variations du paramètre w

Ici, nous avons comparé le déphasage introduit par deux modèles ne différant que par leur valeur du paramètre w . Les résultats se trouvent sur le graphique 6.17. En observant ce dernier, on constate immédiatement que le doublement de la largeur w de panneaux a permis d'obtenir la chute de déphasage à une fréquence beaucoup plus faible. Ainsi, on a $\Delta\phi \approx -180^\circ$ à partir de 490 Hz, et ce, jusqu'à 750 Hz, ce qui s'avère fort intéressant.

Naturellement, cela s'explique fort bien grâce à une analogie électrique: en doublant w , on a augmenté de beaucoup le volume V du résonateur et donc sa capacité C , favorisant ainsi une chute de la fréquence de résonance.

6.1.6 - Effet d'une amélioration de l'étanchéité

Les modèles testés jusqu'à date n'étaient pas tellement étanches en ce sens que l'air pouvait circuler entre chacun des guides d'ondes con-



TF Ø B/A

N/B

G

ODB

WTG

H

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.17



sécutifs par les joints existants entre ceux-ci. Cela est indiqué sur la figure 6.5.

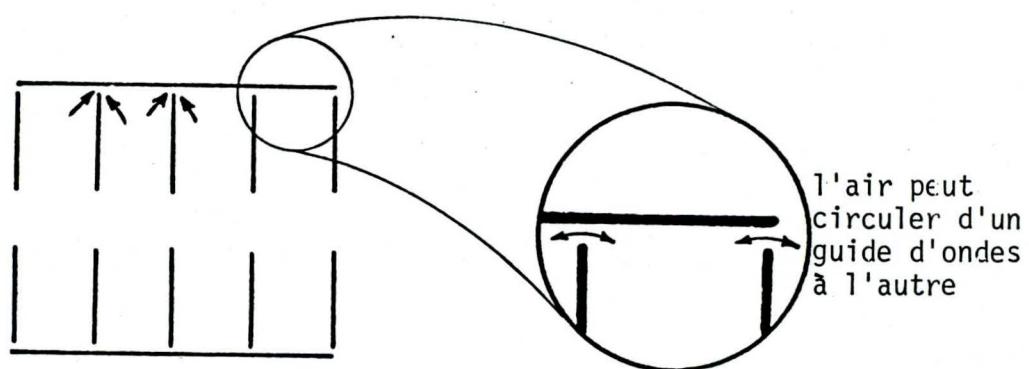


Figure 6.5 Non-étanchéité du modèle

À l'aide d'un ruban adhésif, on a fermé toutes ces ouvertures de façon à obtenir des joints étanches. Les résultats de cette étude se trouvent sur le graphique 6.18. Un coup d'oeil rapide montre que l'étanchéité favorise le déphasage.

Cela peut s'expliquer de la façon suivante. À cause des ouvertures près du microphone A (voir figure 6.6), la pression à proximité de ce dernier en P_1 s'équilibre en partie avec la pression intérieure en P_2 , réduisant ainsi le déphasage.

6.1.7 - Importance du recouvrement supérieur

La dernière étude de cette section porte sur la comparaison entre deux modèles, un recouvert et l'autre non recouvert, telle qu'illustrée à la figure 6.7.

TF Ø B/A

NB

G

ODB

WTG

H

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.18

$l = 2''$
 $L = 8''$
 $b' = 1\frac{1}{4}''$
 $W = 2\frac{1}{2}''$

joints étanches

joints non-étanches

400 500 600 700 800 900 1000 Hz

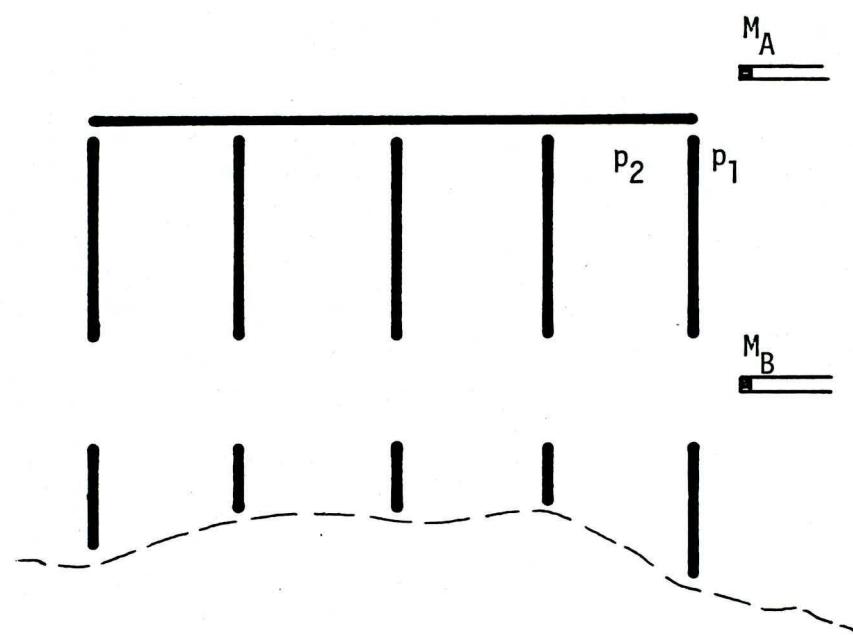


Figure 6.6 Position des points p_1 et p_2 entre lesquels s'établit un équilibre de pression

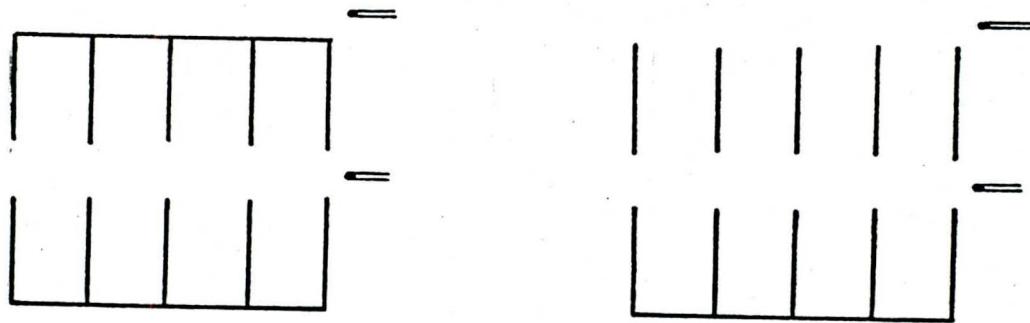


Figure 6.7 Description des modèles utilisés pour étudier l'importance du recouvrement supérieur

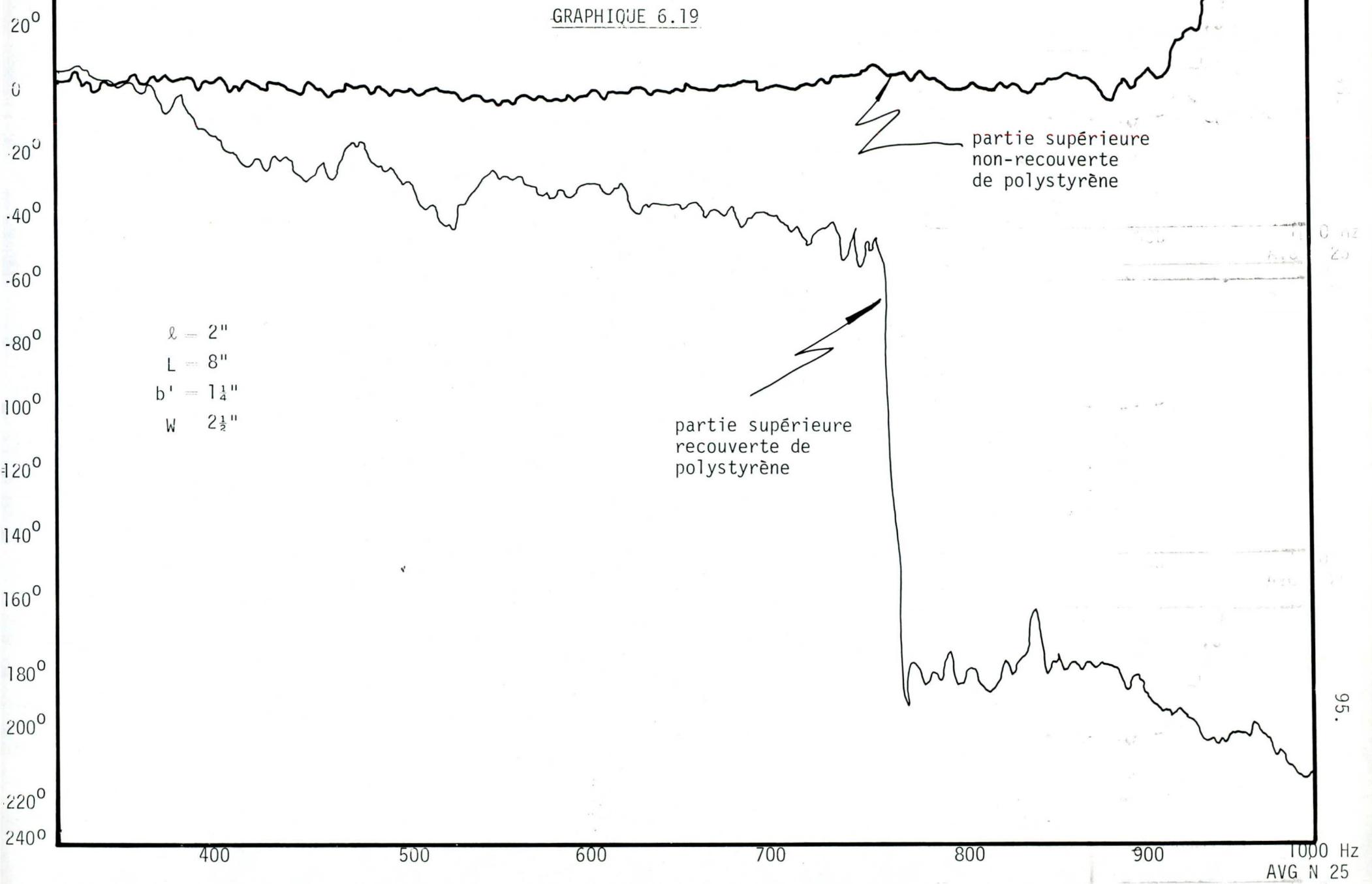
Le graphique 6.19 présente les résultats de cette étude. Selon ces derniers, nous devons obligatoirement recouvrir le modèle pour obtenir des résultats significatifs. En effet, pour le modèle non recouvert, le déphasage est nul à peu près partout entre 0 et 950 Hz.

L'explication du phénomène ressemble à celle donnée précédemment. Sans recouvrement, les pressions intérieure et extérieure s'équilibrent de façon à réduire le déphasage introduit par le réseau. Cela équivaut au bruit de flanc dont on parle en référence [1].

6.2 - Étude du déphasage introduit par un réseau de guides d'ondes d'ouvertures verticales $b'/2 - b' - b'/2$

Nous voulons étudier le déphasage introduit par un dispositif verticalement infini, comme celui de la figure 6.8 [1]. Pour ce faire,

TF 0 B/A NB G ODB WTG H A 1.0 B 1.0 V



nous avons utilisé seulement une coupe horizontale du réseau, telle celle présentée à la figure 6.9. On mesure toujours le déphasage entre les points A et B. Le panneau horizontal dépassant sous le microphone A sert à éviter le bruit de flanc.

On a étudié ainsi quatre modèles. Pour chacun d'eux, $\lambda = 2''$ et $L = 8''$. Quant à b' et w , l'affectation des valeurs se fait comme suit:

$$w = 2 \frac{1}{2}'' \quad b' = 1 \frac{1}{4}'' : \text{ modèle 1}$$

$$b' = \frac{3}{4}'' : \text{ modèle 2}$$

$$w = 5'' \quad b' = 1 \frac{1}{4} : \text{ modèle 3}$$

$$b' = \frac{3}{4}'' : \text{ modèle 4}$$

Le déphasage obtenu avec le modèle 1 n'est pas très significatif, comme en fait foi le graphique 6.20. Cela semble d'autant plus évident si l'on compare avec le modèle fermé correspondant (graphique 6.7; $m = 4$). Avec le modèle 1, la chute de phase en fonction de la fréquence se fait plutôt progressivement et ne permet pas d'atteindre des déphasages intéressants. On pourrait en fait s'attendre à de moins bons résultats, car le modèle ouvert est un cas limite du modèle non étanche décrit à la section 6.1.6 et avec lequel on perdait déjà de l'efficacité. Notons finalement que le graphique de la fonction de transfert en amplitude pour le modèle 1 ne présentait aucune caractéristique intéressante; il a été omis.

Avec le modèle 2 (graphique 6.21), les résultats sont à peu près identiques, sauf que le déphasage se veut plus prononcé. En somme, la diminution de b' a engendré les mêmes effets que pour le modèle fermé.

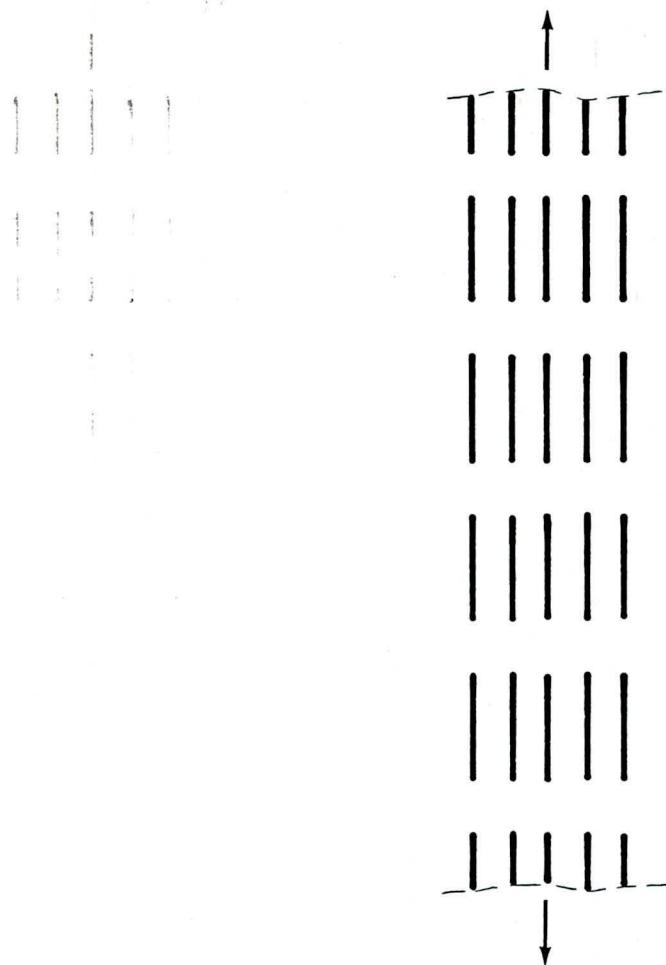


Figure 6.8 Guide d'ondes verticalement infini

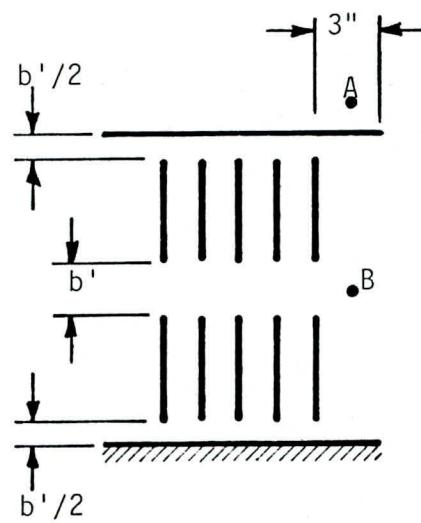


Figure 6.9 Modèle utilisé en laboratoire

Quant à la fonction de transfert pour l'amplitude (graphique 6.22), rien de bien significatif. Le pic à 400 Hz correspond-t-il à la première fréquence de résonance? Sa trop faible amplitude nous empêche de nous prononcer!

Pour le modèle 3, les résultats s'avèrent un peu plus intéressants. Un bref coup d'oeil sur le graphique 6.23 montre qu'on a pu obtenir des déphasages assez grands avec ce modèle. Toutefois, l'absence de plateau et la chute progressive du déphasage constituent toujours un problème.

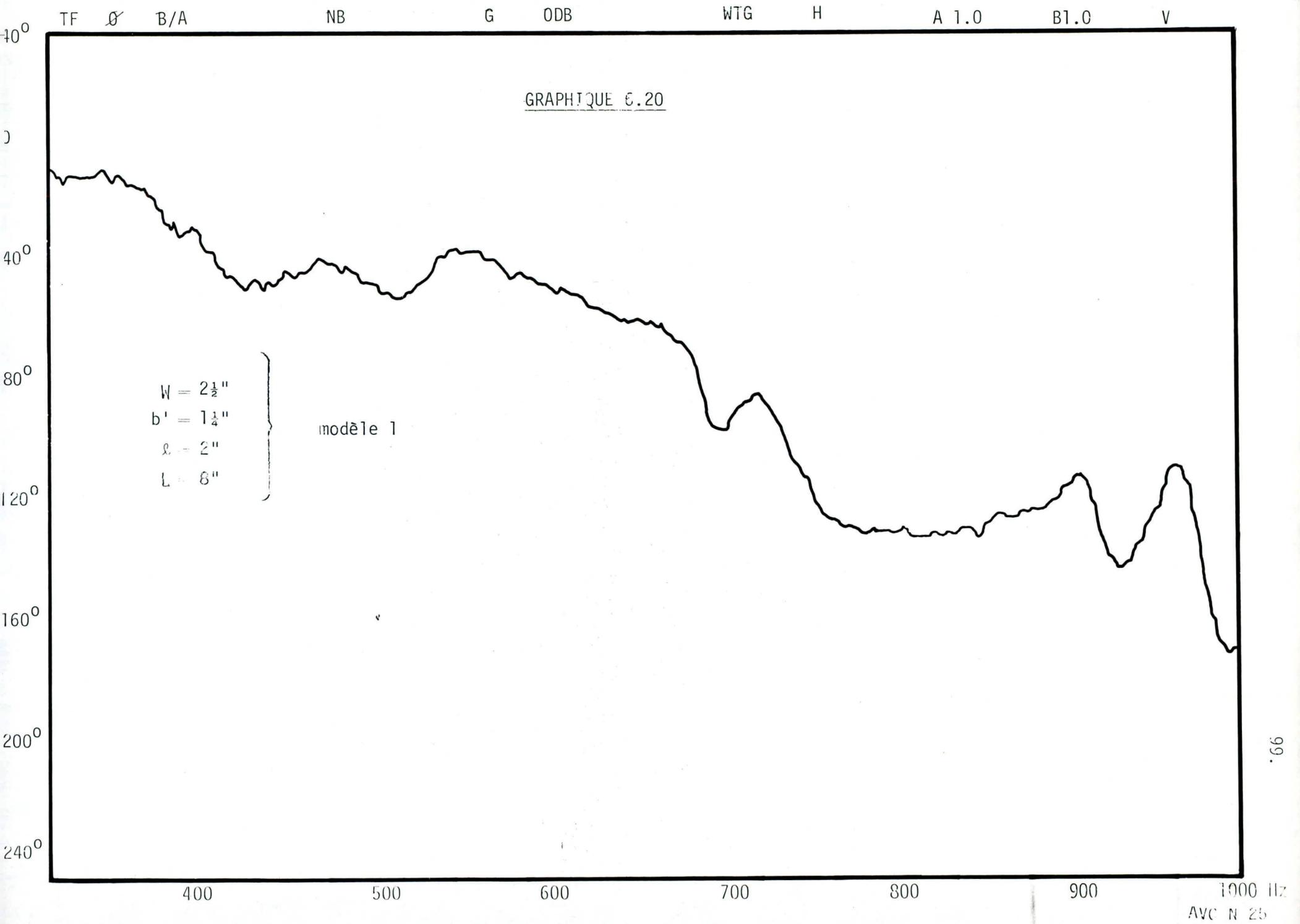
Entre les modèles 4 et 3 (graphique 6.24), on retrouve les mêmes différences qu'entre les modèles 1 et 2. De plus, comme dans les cas précédents, le rapport des amplitudes B/A (graphique 6.25) ne présente que peu d'intérêts, sinon que ce rapport demeure plus ou moins constant sur tout le spectre.

6.3 - Mesures supplémentaires sur un des modèles fermés

de la section 6.1

On a refait les mesures de déphasage pour le modèle de la section 6.1.5 de paramètre $w = 5$ po. Les résultats obtenus avec ce dernier nous motivaient en fait à agir de la sorte. On a donc étudié ce modèle ainsi qu'un autre ne différant que par sa valeur de b' .

Les graphiques 6.26 montrent des résultats identiques à ceux du graphique 6.17.



TF Ø B/A

NB

G ODB

WTG

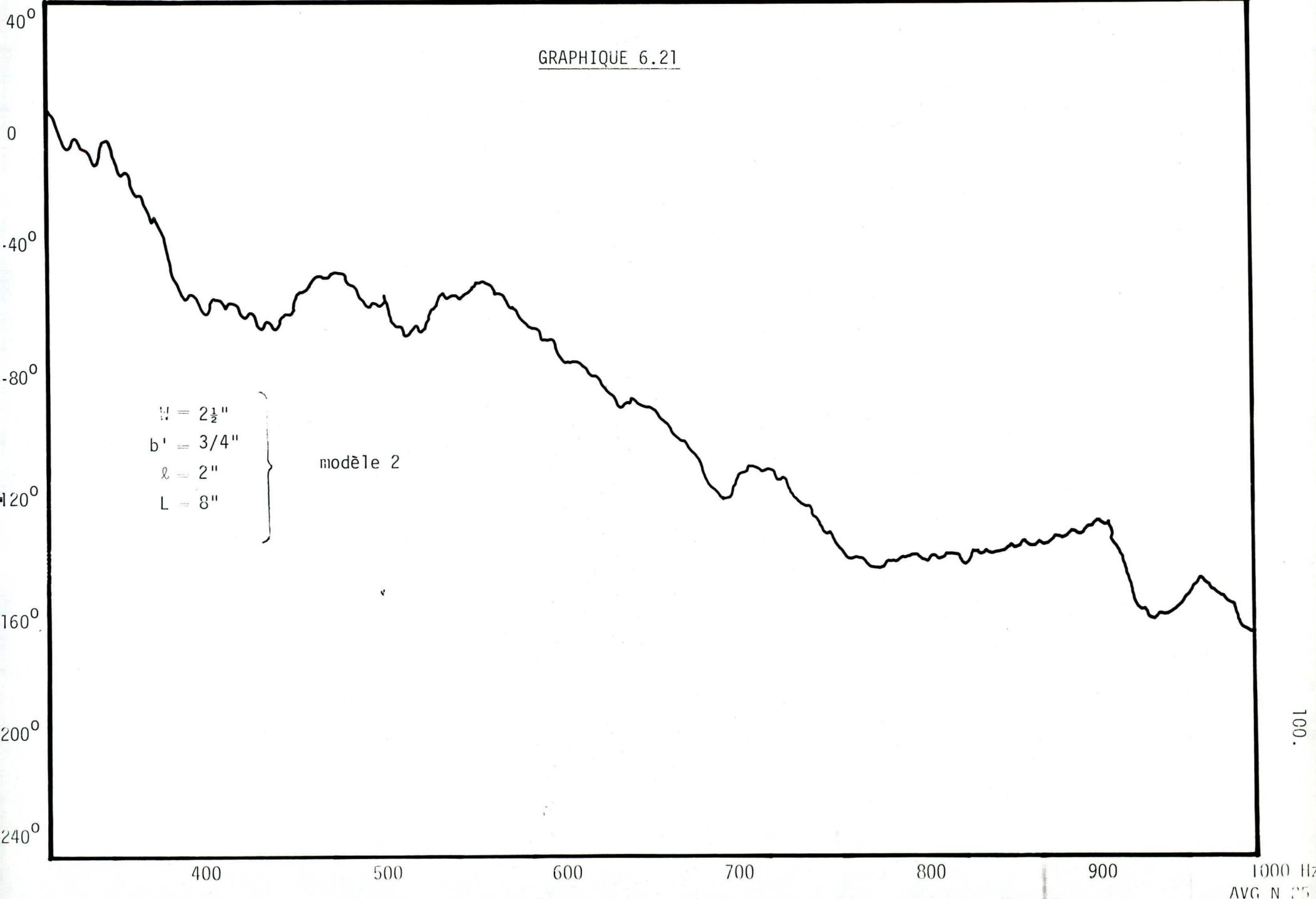
H

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.21



TF

LOG

B/A

NB

G

0DB

WTG

H

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.22

25⁰

-DB

0

25⁰

$W = 2\frac{1}{2}''$
 $b' = 3/4''$
 $l = 2''$
 $L = 8''$

modèle 2

-400

500

600

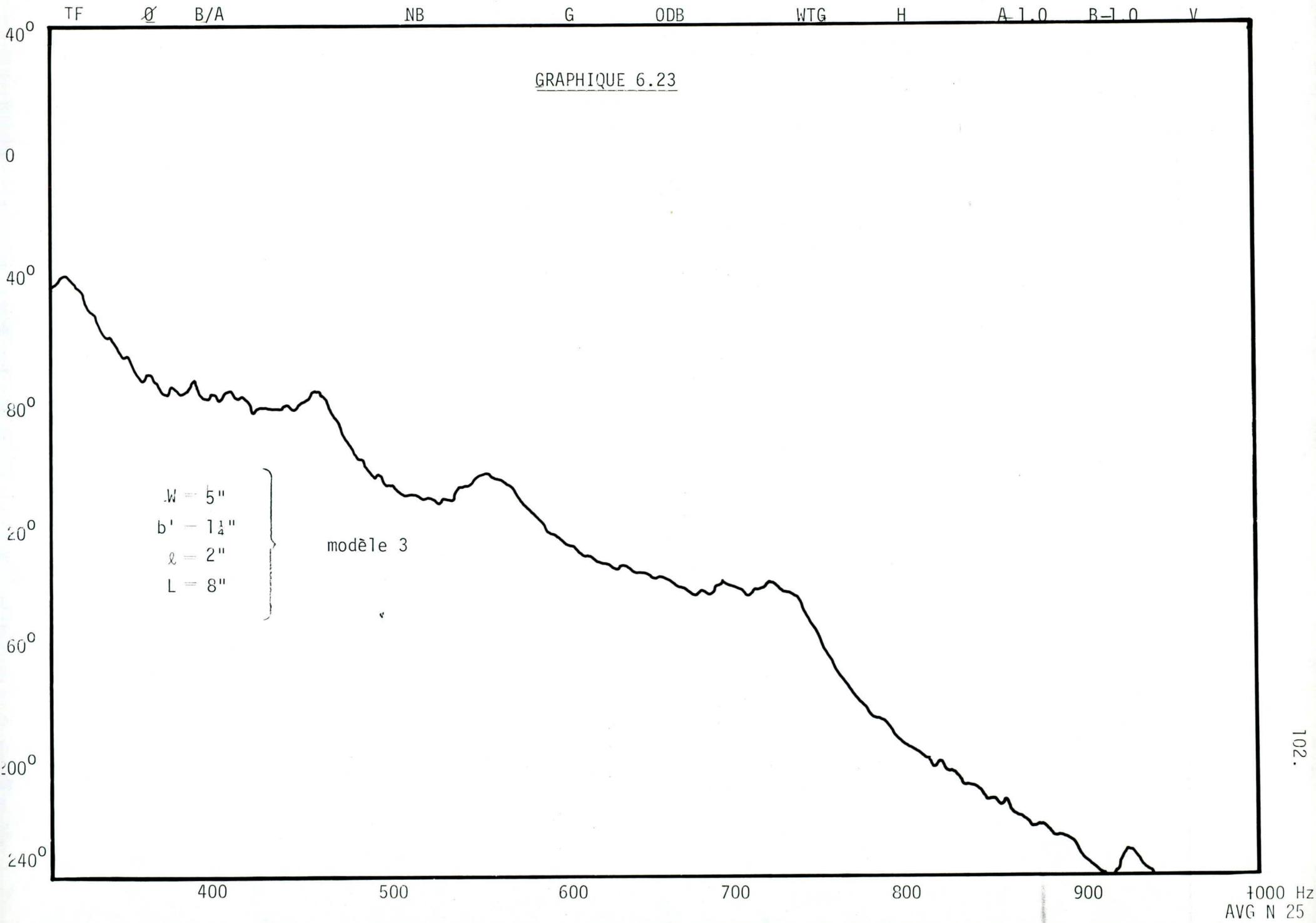
700

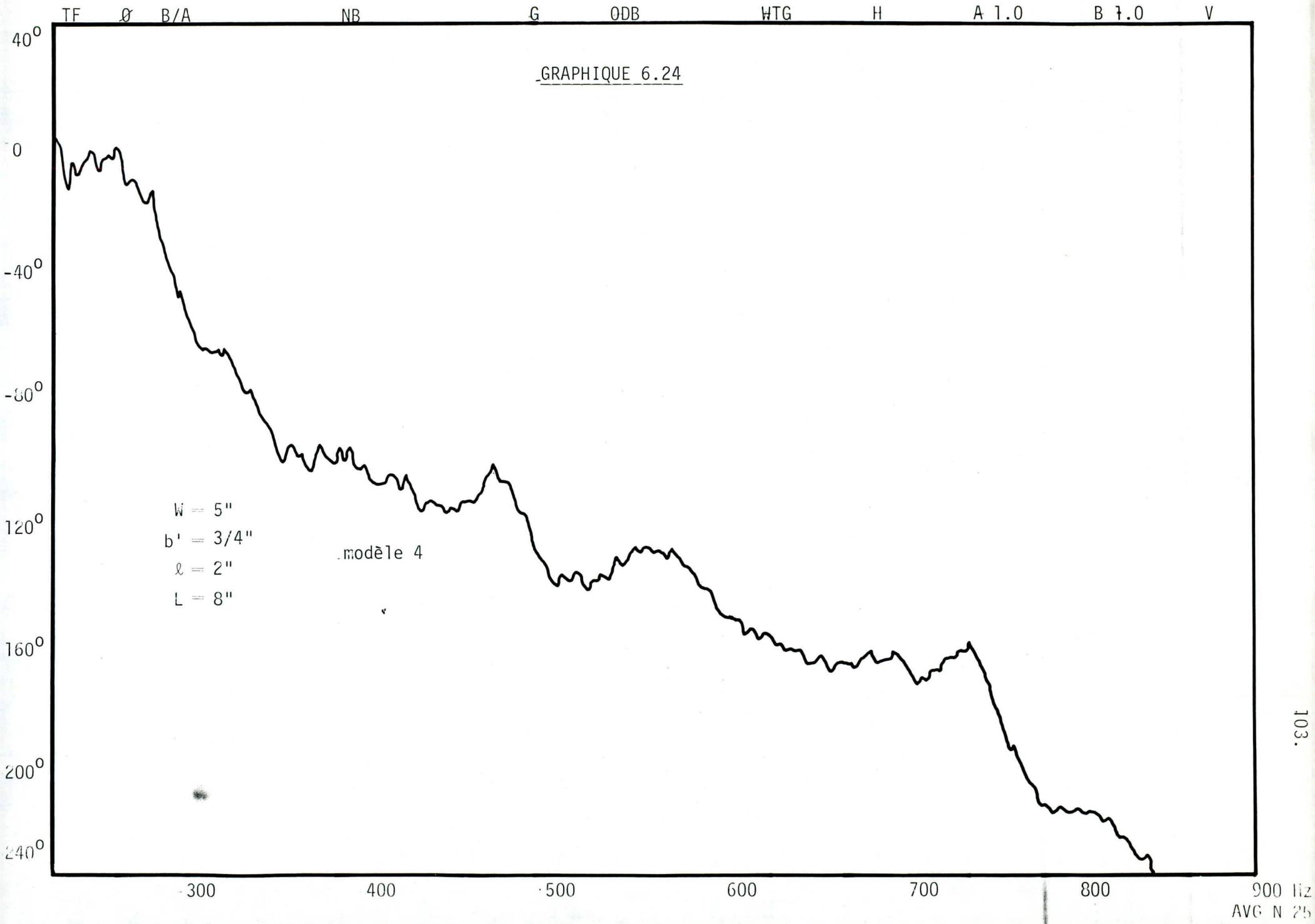
800

900

1000 Hz

AVG N 25





TF LOG B/A

NB

G

0DB

WTG

H

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.25

25⁰

DB

0

W = 5"

b' = 3/4"

l = 2"

L = 8"

modèle 4

-25⁰

300

400

500

600

700

800

900 Hz

AVG N 25

Pour les amplitudes des signaux, le graphique 6.27 montre un premier maximum à 440 Hz. À cette fréquence la pente du déphasage est négative. Vient ensuite une fréquence anti-résonnante à 550 Hz pour laquelle la pente du déphasage se trouve positive. En fait, on remarque la règle suivante: à un pic d'amplitude correspond une pente négative du déphasage et à un minimum d'amplitude correspond une pente positive.

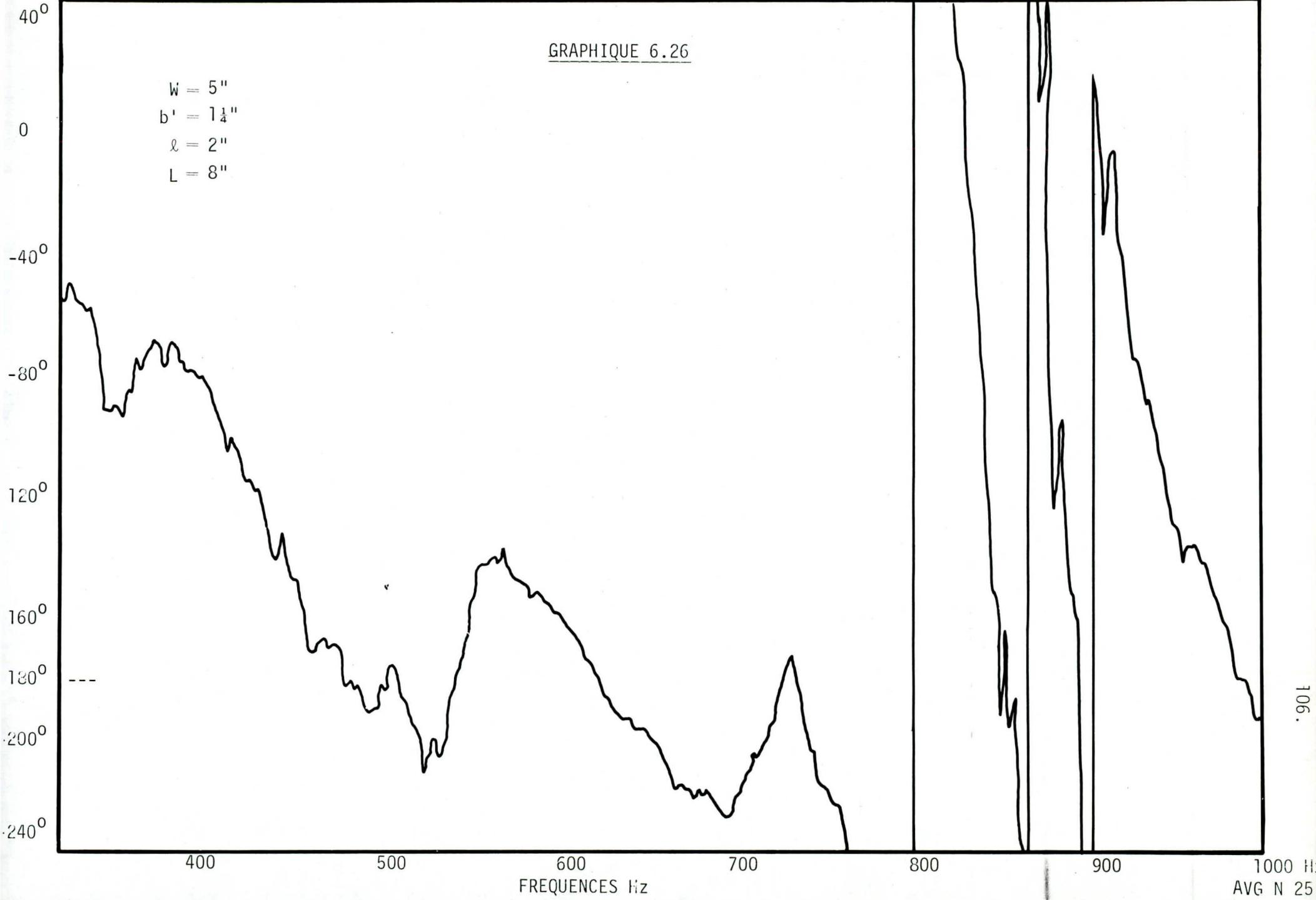
Finalement, le graphique 6.30 nous permet de comparer entre les deux modèles. On constate en l'observant que pour les fréquences inférieures à 500 Hz, une diminution de b' favorise le déphasage. À plus haute fréquence, il y a ambiguïté.

6.4 - Déphasage introduit par deux guides d'ondes de longueur différente

On étudie ici le genre de déphasage qu'on peut obtenir entre deux guides d'ondes de longueur différente superposés. Tout comme cela est indiqué sur la figure 6.10, le guide supérieur compte m_1 cavités et $L_1 = m_1 \ell$; le guide inférieur compte m_2 cavités et $L_2 = m_2 \ell$. Les positions relatives de la source, du montage et des microphones, sont montrées à la figure 6.11.

Le graphique 6.31 montre le déphasage introduit entre deux cavités de même longueur: $m_1 = m_2 = 4$. Théoriquement, ce déphasage devrait être nul sur tout le spectre de fréquence, car le chemin géométrique parcouru par les ondes est le même. On peut toutefois constater que ce n'est pas ce qui se produit. Le déphasage a plutôt tendance à fluctuer autour de 0° . L'amplitude de ces fluctuations prennent beaucoup d'envergure, en particulier à 530 Hz où $\Delta\theta$ atteint -80° et à 720 Hz où il atteint $+130^\circ$.

TF Ø B/A NB G ODB WTG H A 1.0 B 1.0 V



TF LOG B/A

NB

G

0DB

WTG

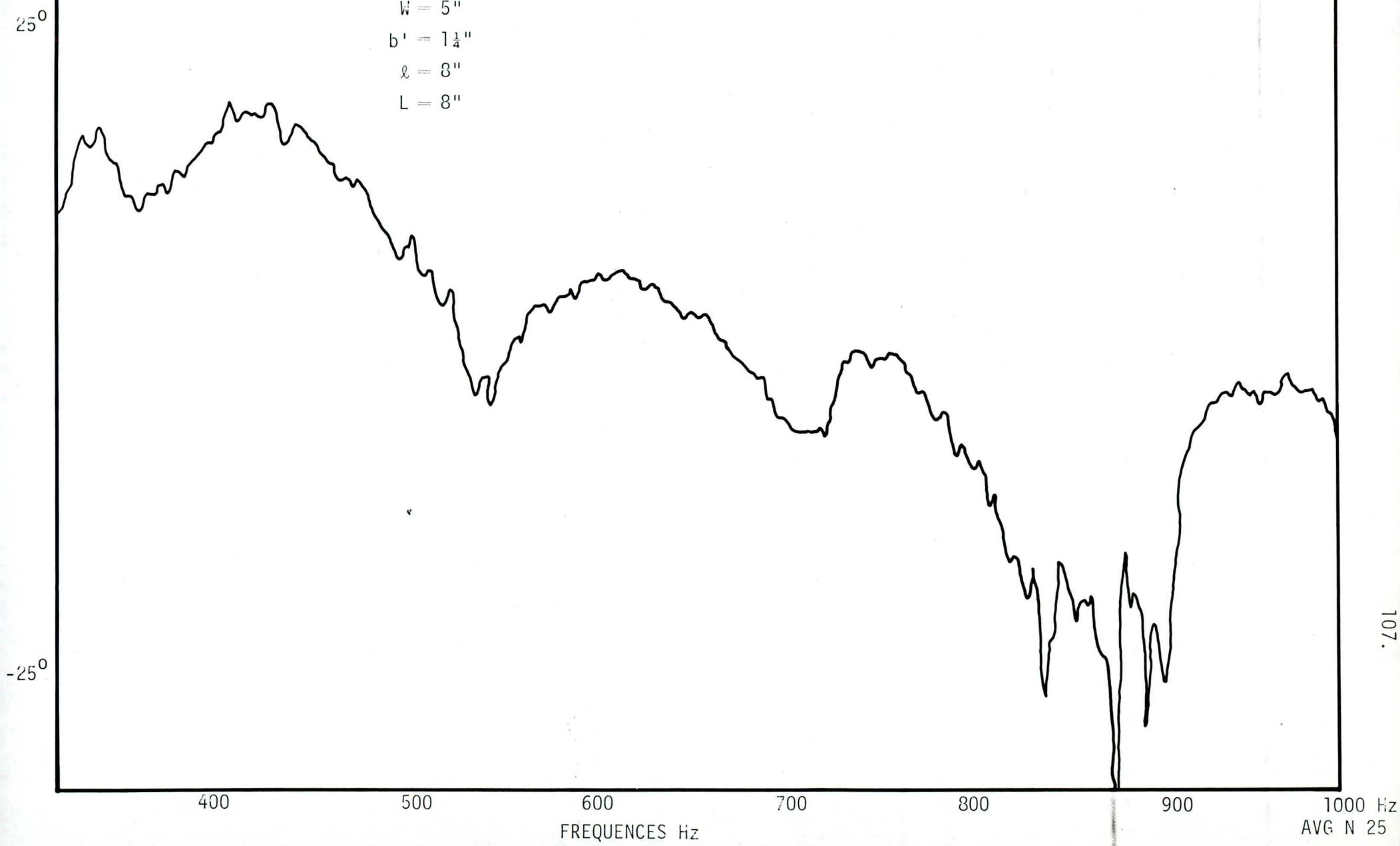
H

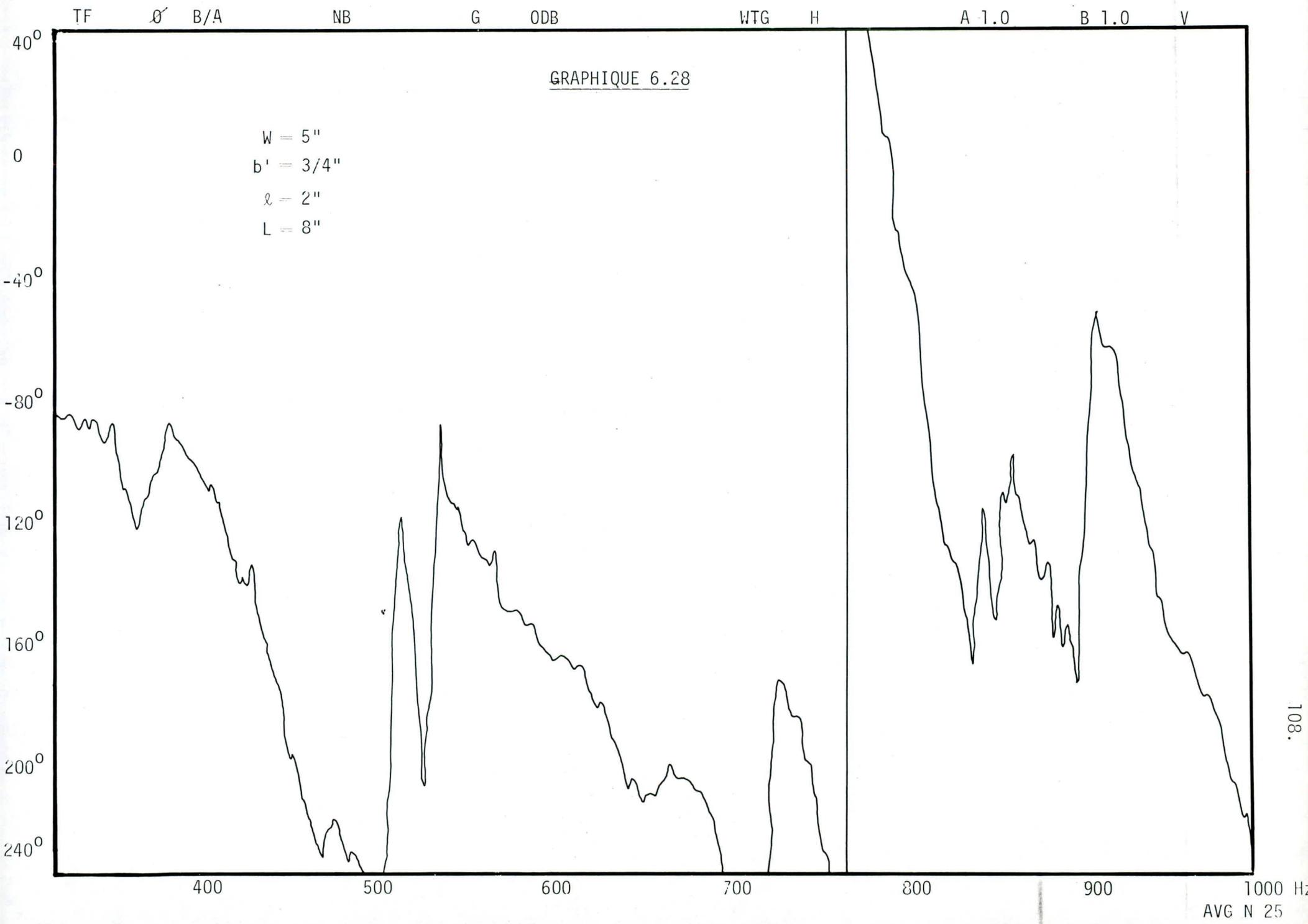
A 1.0

B 1.0 V

GRAPHIQUE 6.27

$W = 5''$
 $b' = 1\frac{1}{4}''$
 $\ell = 8''$
 $L = 8''$

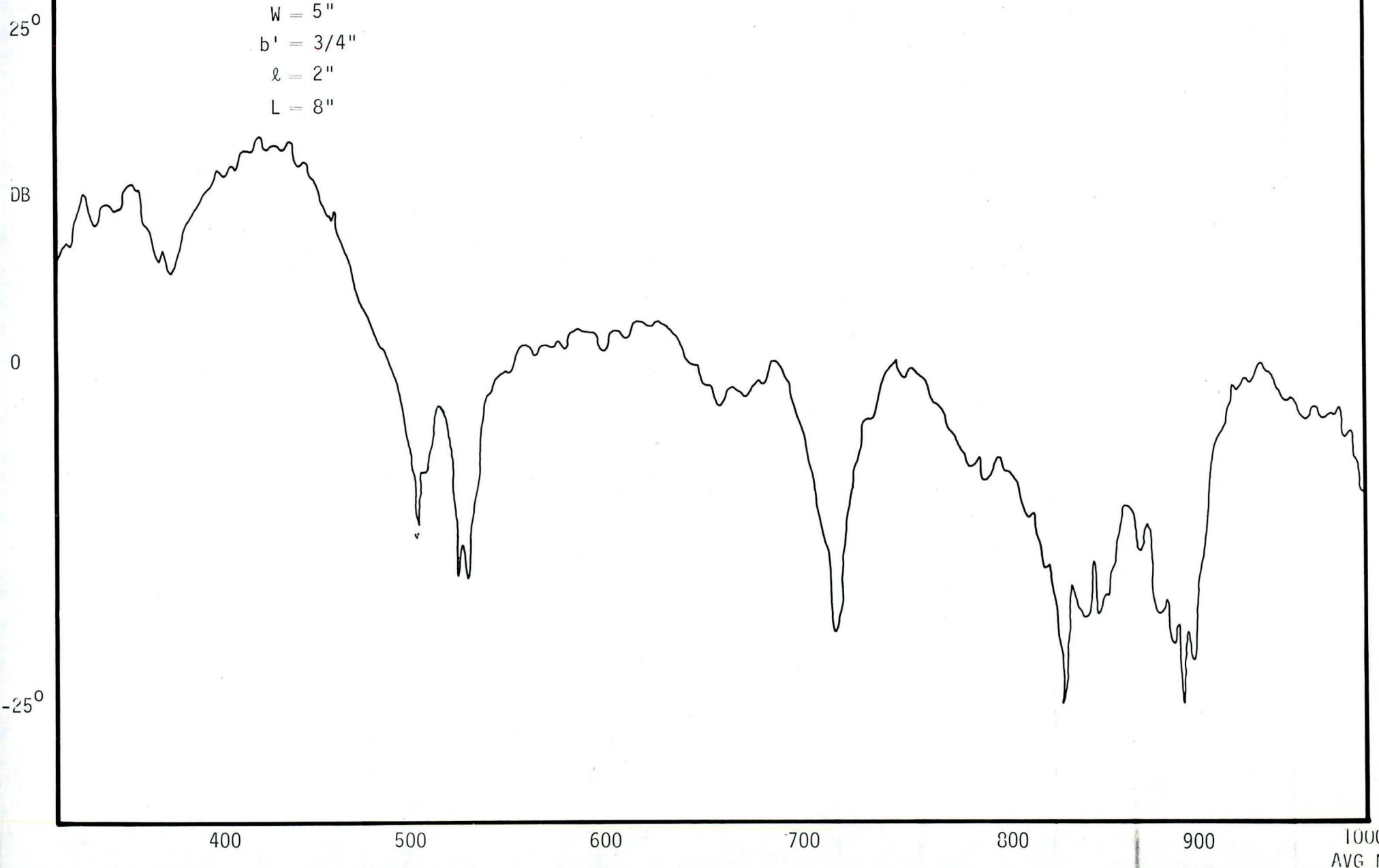




TF LOG B/A NB G ODR HTG H A 10 B 10 V

GRAPHIQUE 6.29

$W = 5''$
 $b' = 3/4''$
 $l = 2''$
 $L = 8''$



TF Ø B/A

NB

G ODB

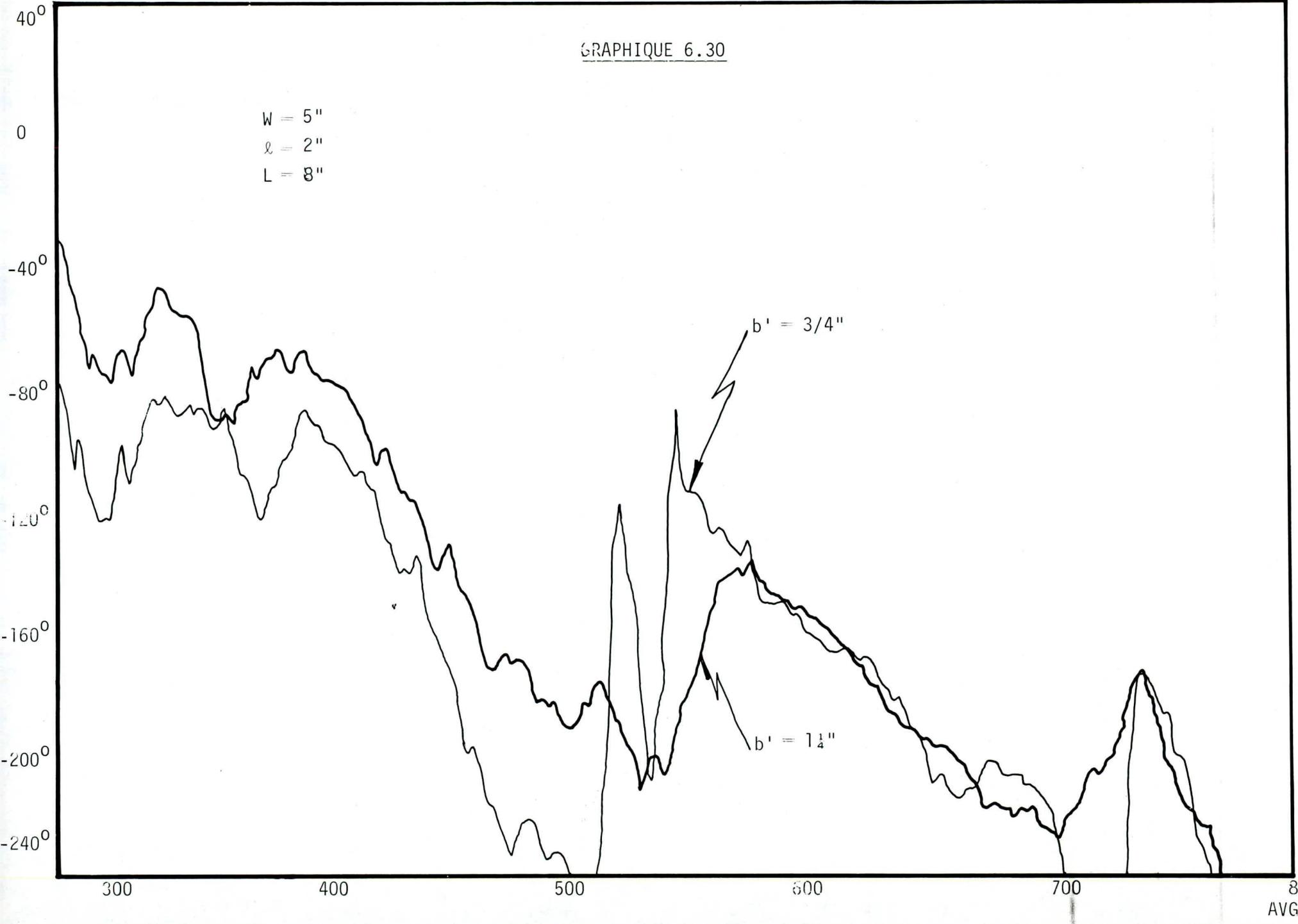
WTG

H

A 1.0

B 1.0

V



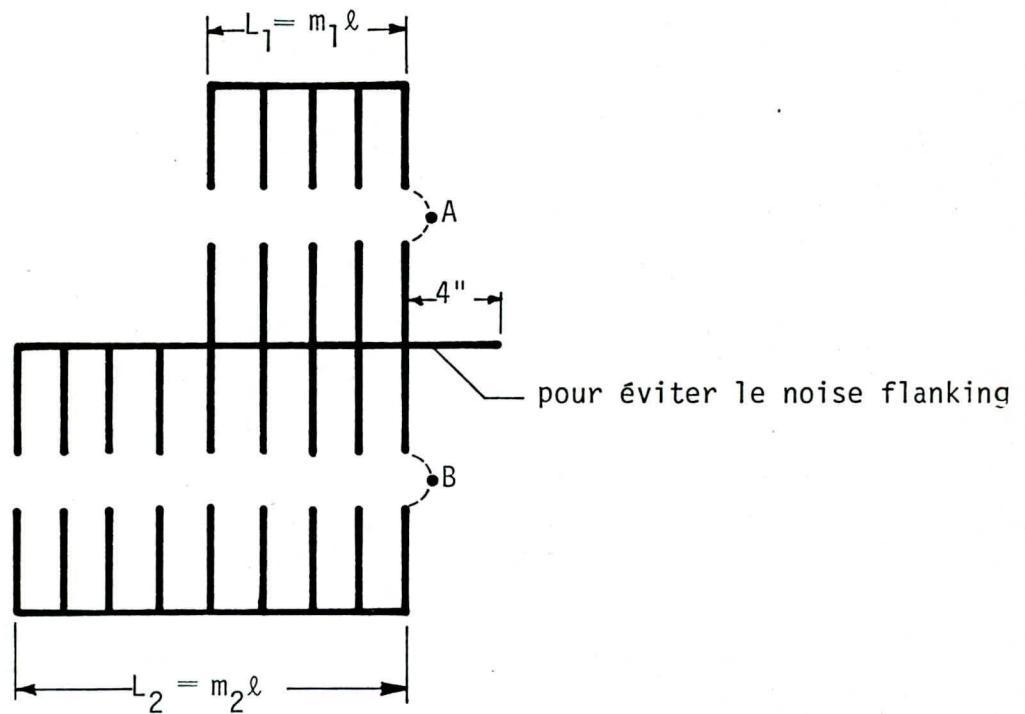


Figure 6.10 Guide d'ondes superposés

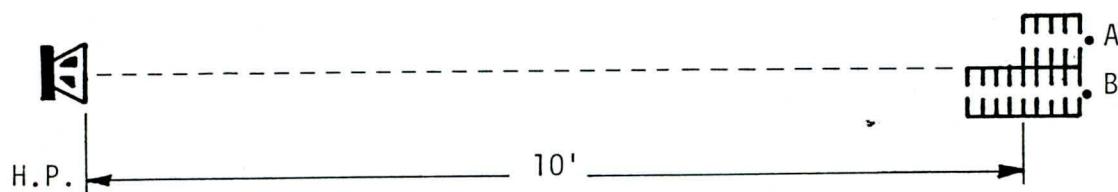


Figure 6.11 Description du montage

On peut tenter d'expliquer cela par le fait que le guide d'ondes supérieur ne possédait pas la même rigidité que le guide d'ondes inférieur. En effet, dans le montage utilisé, l'étage inférieur se trouvait solidement fixé à un support, alors que l'étage supérieur s'appuyait avec beaucoup moins de fermeté sur celui d'en-dessous. On peut donc croire que certaines vibrations asymétriques du système, par rapport à l'axe 00', furent en partie la cause du déphasage non nul. De même, elles purent aussi être responsables de la non uniformité de la réponse en amplitude présentée au graphique 6.31.

Le déphasage supplémentaire introduit par l'addition d'une cavité à l'étage inférieur est représenté sur le graphique 6.33. Si l'on compare avec le graphique 6.31, on constate qu'il est d'environ - 40°. Avec deux cavités additionnelles. Il passe à - 80° (graphique 6.35), et avec trois cavités supplémentaires, on atteint - 120° (graphique 6.37). De cela, on peut tenter de généraliser la situation par la règle suivante: pour chaque cavité ajoutée, le déphasage diminue de 40°. Remarquons que ce résultat n'est valable qu'en-dessous de 550 Hz. Au-dessus de cette fréquence, les résultats semblent plutôt confus.

On pourrait donc atteindre 180° avec quatre ou cinq cavités supplémentaires. Cela correspond assez bien aux résultats obtenus avec un seul écran $\ell = 2"$, $m = 4"$, $b' = 1 \frac{1}{4}"$, $w = 5"$, tel celui présenté au graphique 6.17.

TF A B/A

NB

C ODB

WTG

H

A 1.0

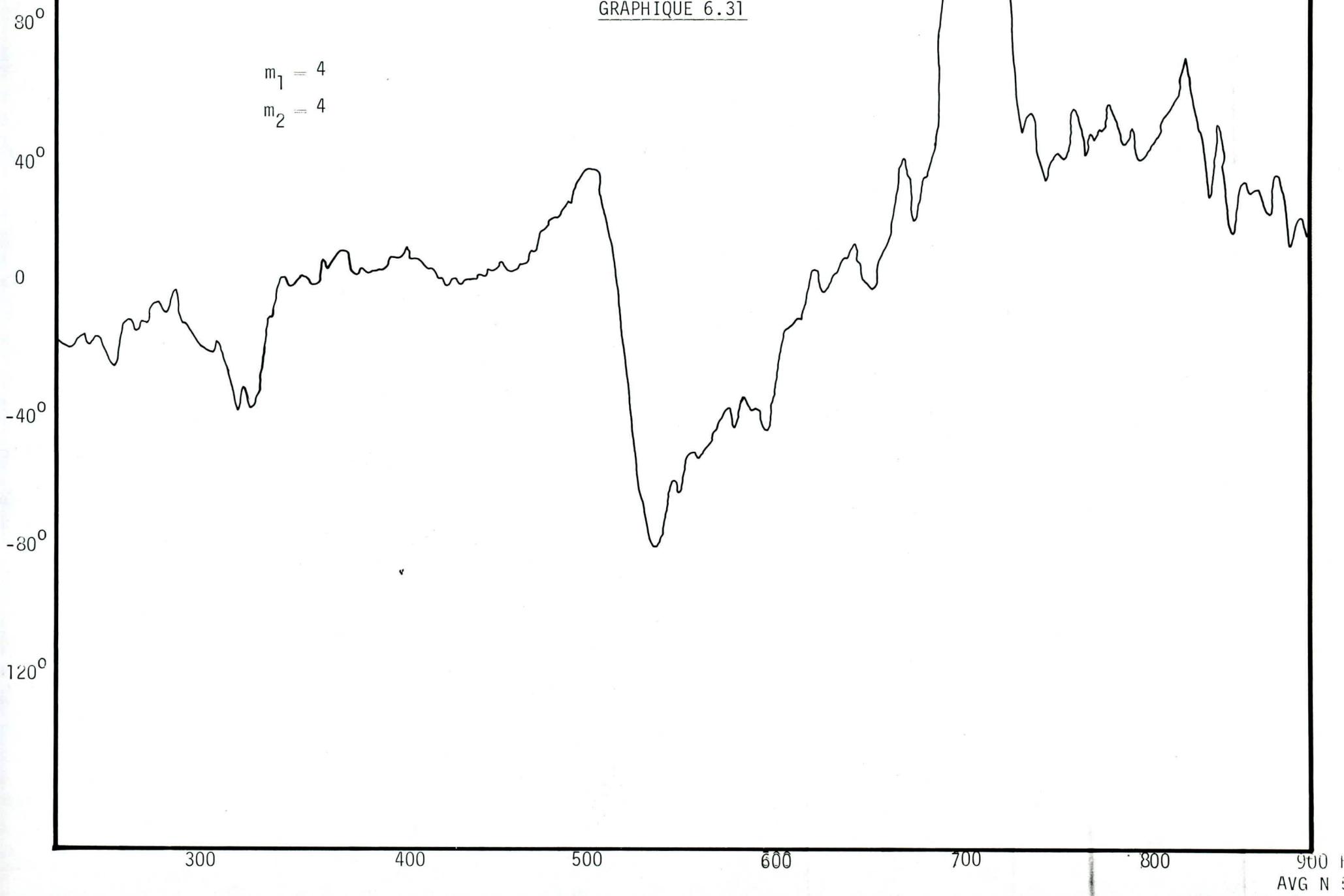
B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.31

$m_1 = 4$

$m_2 = 4$



TF LOG B/A

NB

G

0DB

WTG

H

A 1.0

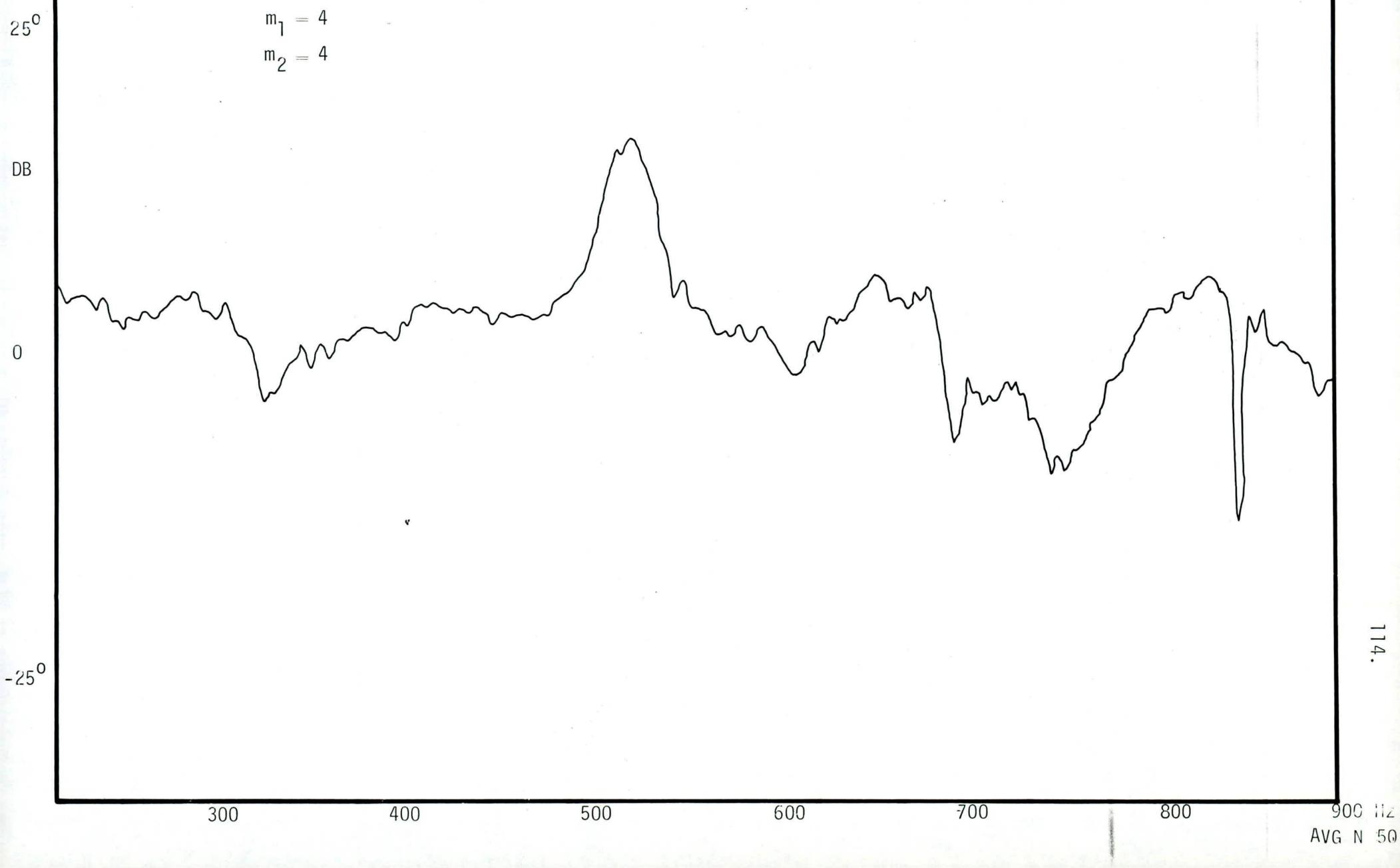
B 1.0

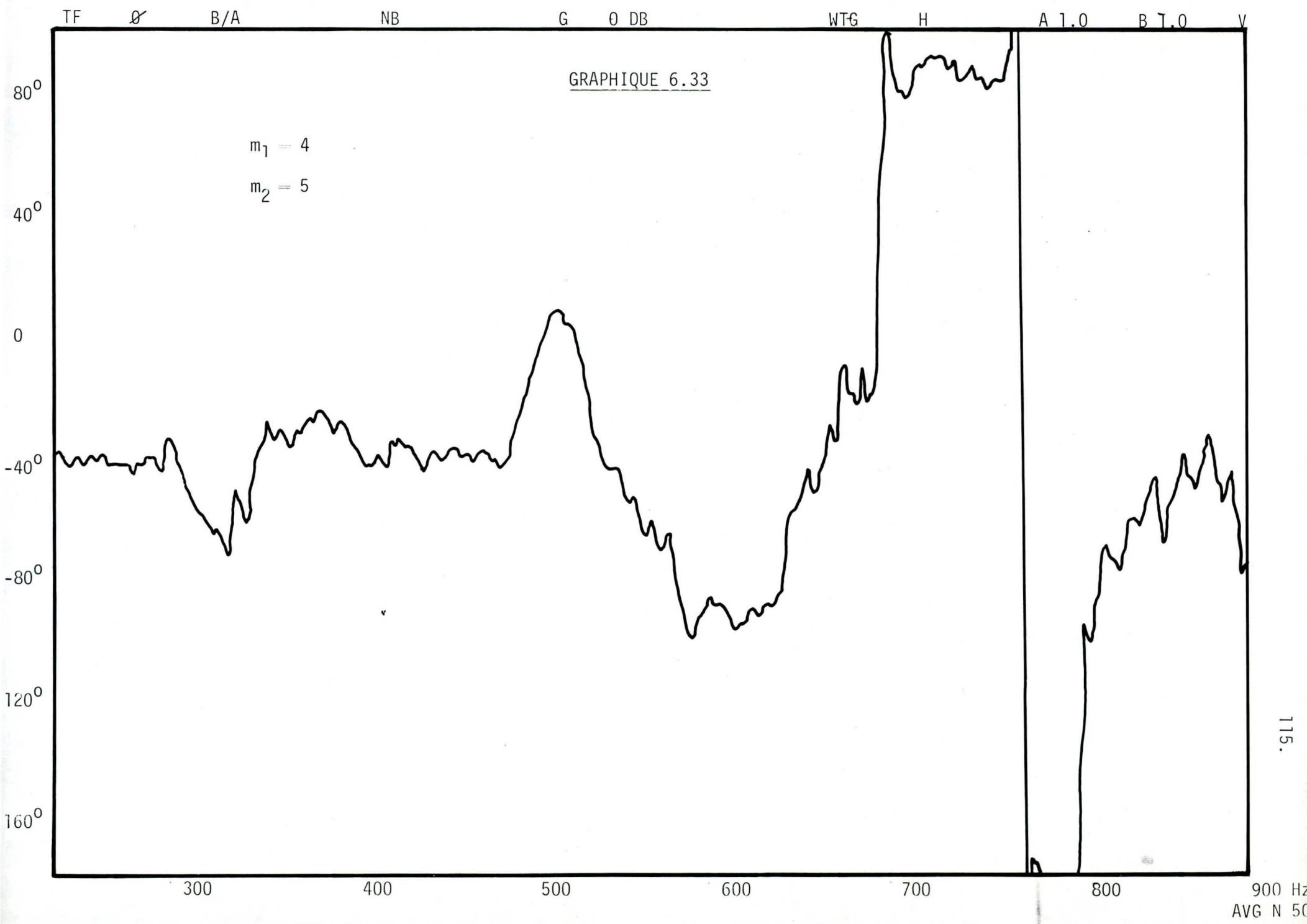
V

GRAPHIQUE 6.32

$m_1 = 4$

$m_2 = 4$





TF

LOG

B/A

NB

G ODB

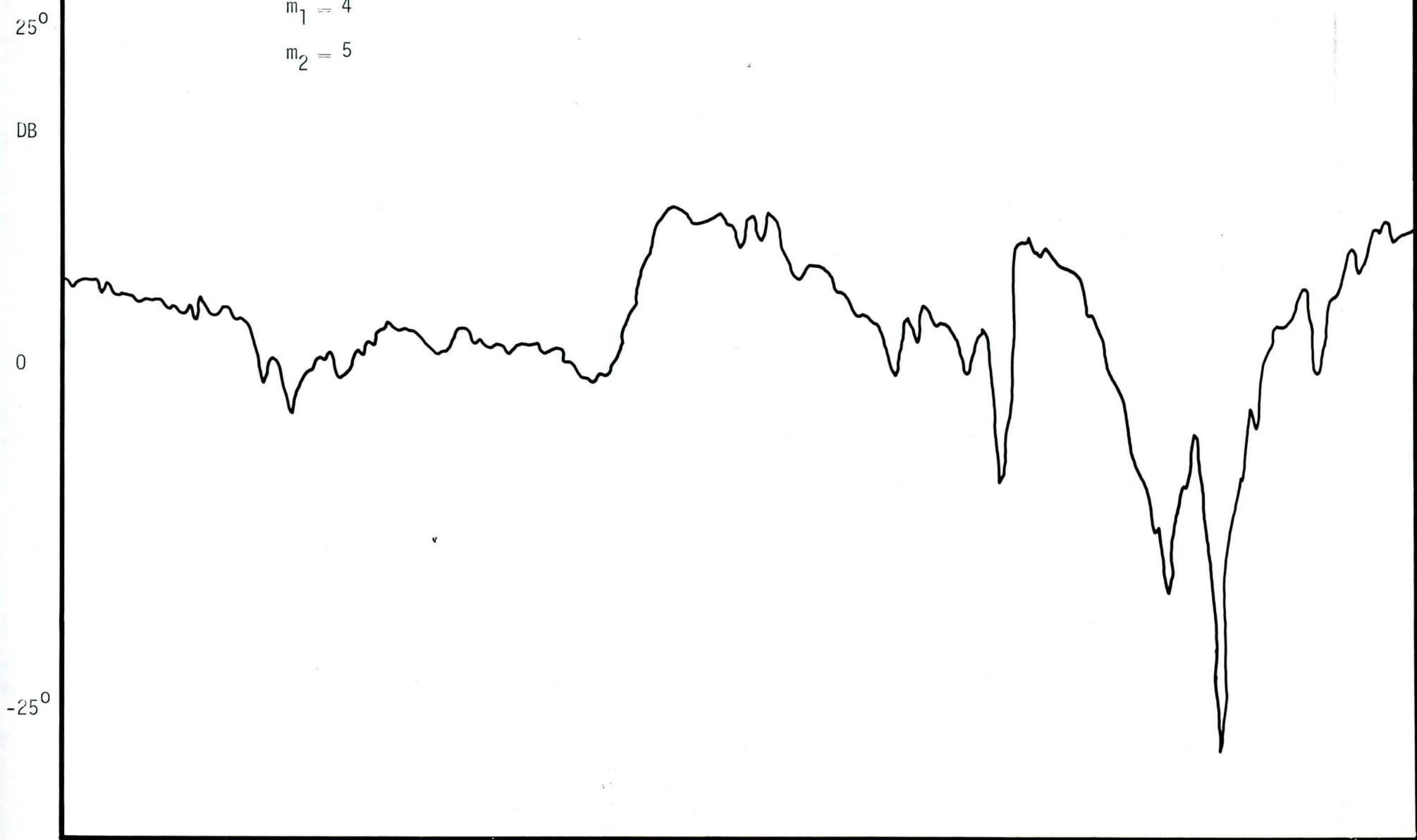
WTG

H

A 1.0

B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.34 $m_1 = 4$ $m_2 = 5$ 

116.

900 H
AVG N 5

TF Ø B/A

NB

G ODB

WTG

H

A 1.0 B 1.0 V

80⁰

GRAPHIQUE 6.35

$m_1 = 4$

$m_2 = 6$

40⁰

0

-40⁰

-80⁰

-120⁰

-160⁰

300

400

500

600

700

800

900 Hz

AVG N 50

TF LOG

B/A

NB

G ODB

WTG H

A 1.0

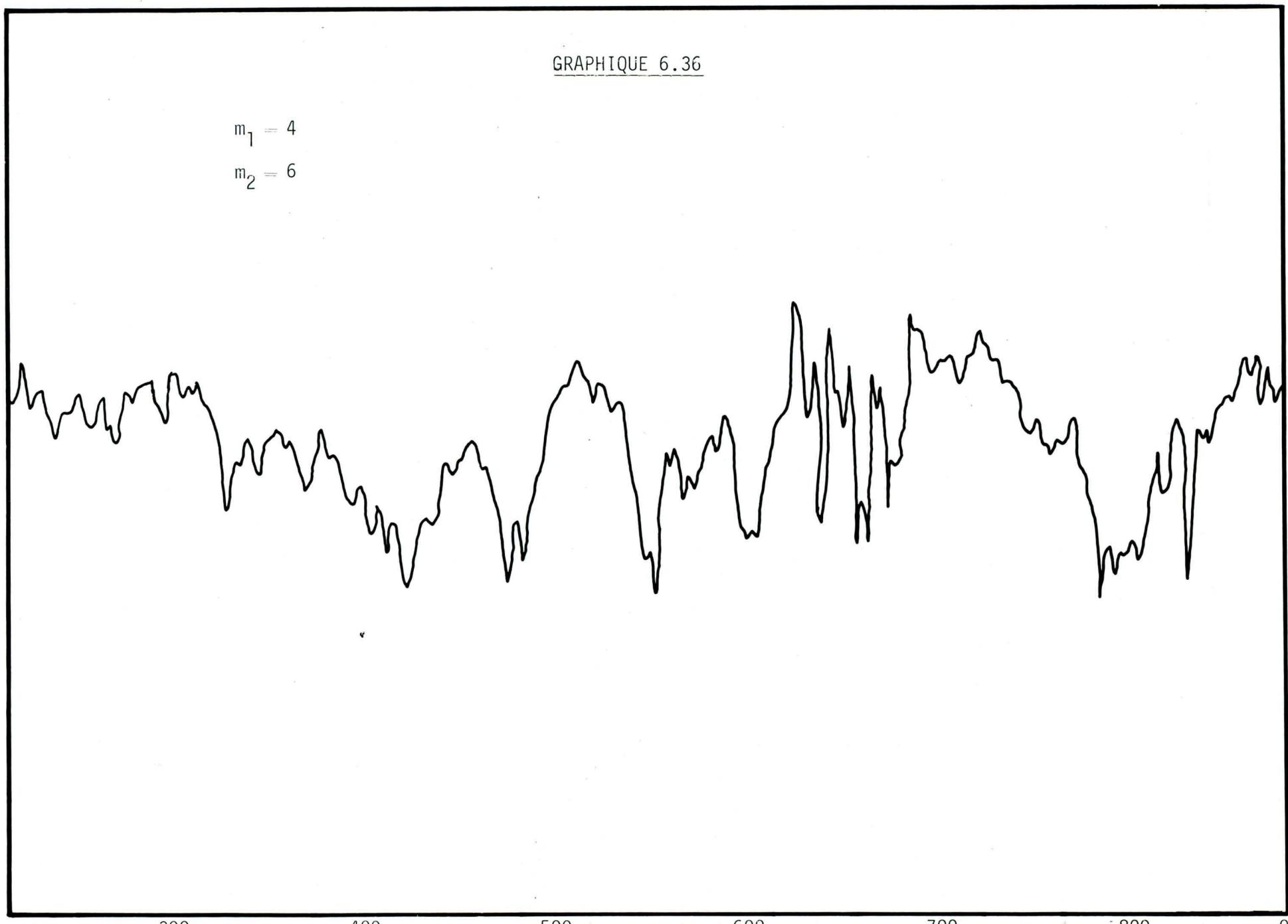
B 1.0

V

GRAPHIQUE 6.36 $m_1 = 4$ $m_2 = 6$

DB

0

-25⁰

118.

AVG N 25

TF 0 B/A

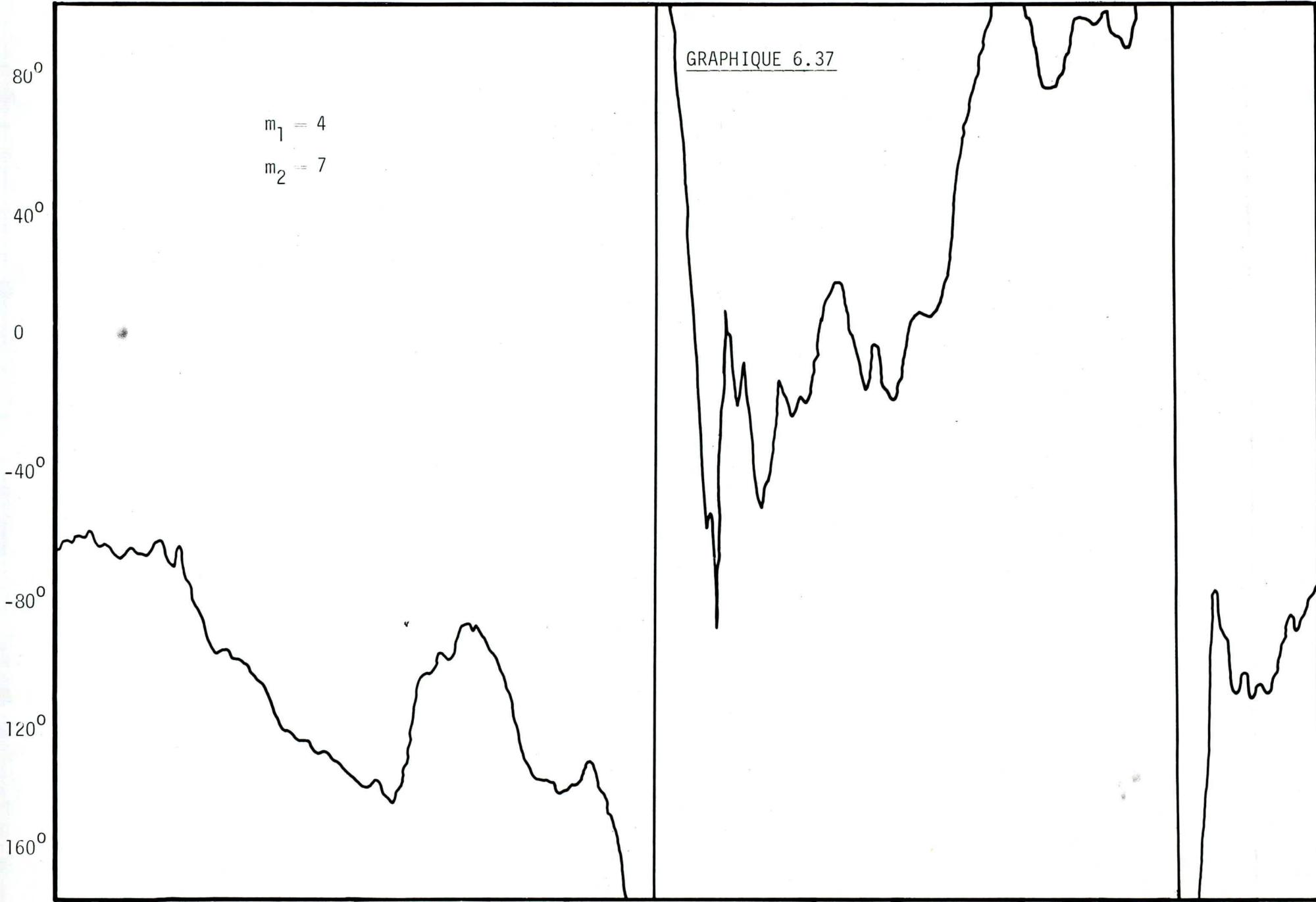
NB

G ODB

WTG H

A 1.0

B 1.0 V



$$m_1 = 4$$

$$m_2 = 7$$

300

400

500

600

700

800

900 Hz

Avg N 50

TF LOG B/A

NB

G ODB

WTG H

A 1.0

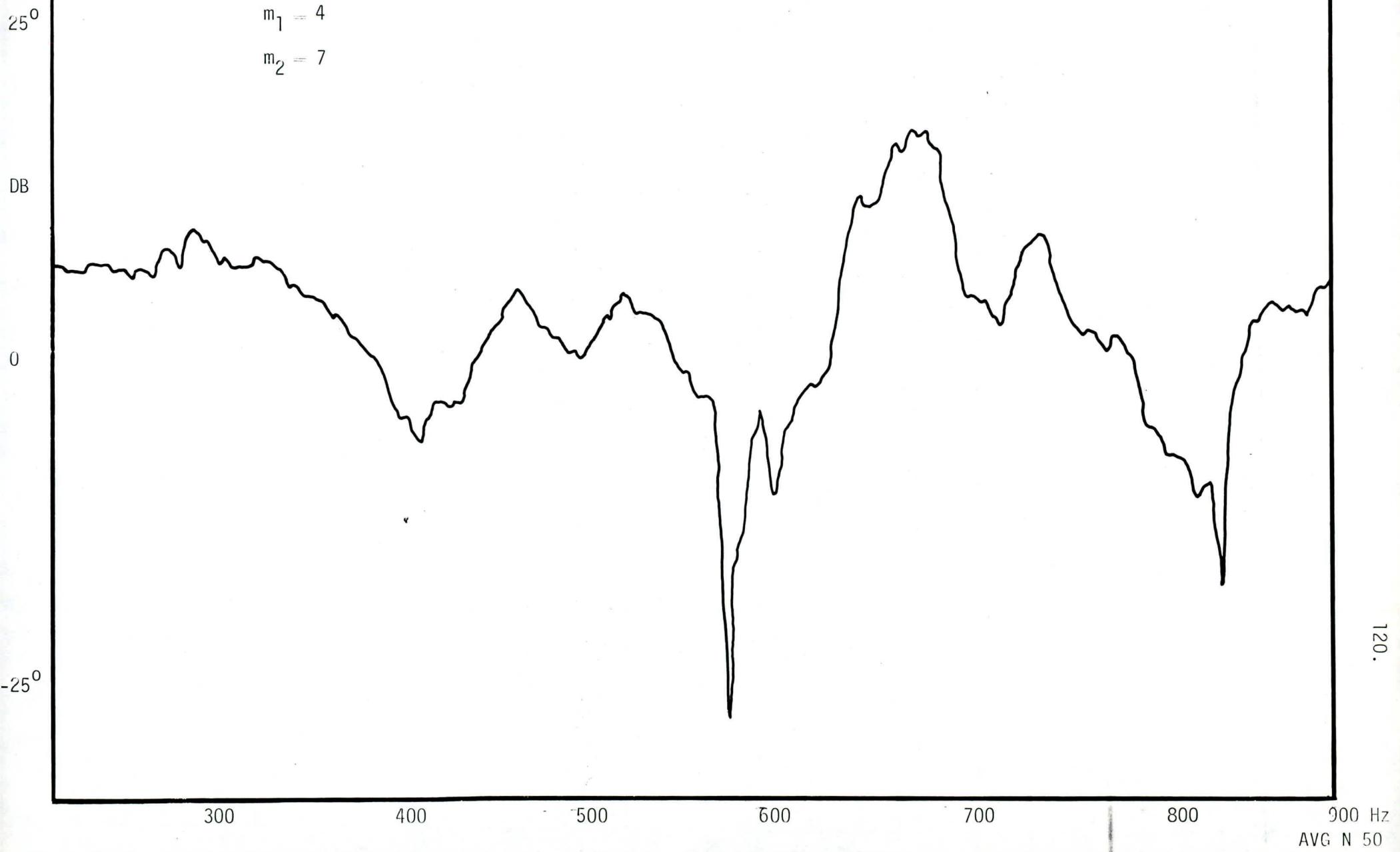
A 1.0

V

GRAPHIQUE 6.38

$m_1 = 4$

$m_2 = 7$



6.5 - Étude de l'atténuation introduite par un écran prismatique et par un guide d'ondes ne possédant qu'une seule ouverture

Ici, nous allons étudier la capacité de certains des écrans décrits précédemment à atténuer le son. Le premier modèle est illustré à la figure 6.12; les autres modèles sont obtenus de ce dernier par l'addition de légères modifications. Les positions relatives du microphone, de l'écran et de la source dans la chambre anéchoïque sont montrées à la figure 6.13.

Avec l'aide de l'analyseur spectral, on a fait tracer le spectre du carré du signal électrique A. Ce signal étant proportionnel à la pression acoustique, le résultat final représente alors l'intensité sonore au point d'intérêt en fonction de la fréquence.

Le graphique 6.39 montre une partie des résultats obtenus. La courbe 1 représente un spectre de référence obtenu lorsqu'il n'y avait pas d'écran entre la source et le microphone.

On a ensuite introduit l'écran de la figure 6.12 entre la source et le microphone. Une mesure du bruit nous a alors donné la courbe 2. Notons l'amélioration minimale de 5 dB d'atténuation entre 450 et 1650 Hz.

On a ensuite bouché les ouvertures de l'étage inférieur pour que seule la partie supérieure transmette du bruit. Entre 400 et 600 Hz, les résultats des mesures sont surprenants: on obtient une atténuation supplémentaire de 15 à 20 dB, comme le montre la courbe 3. L'explication

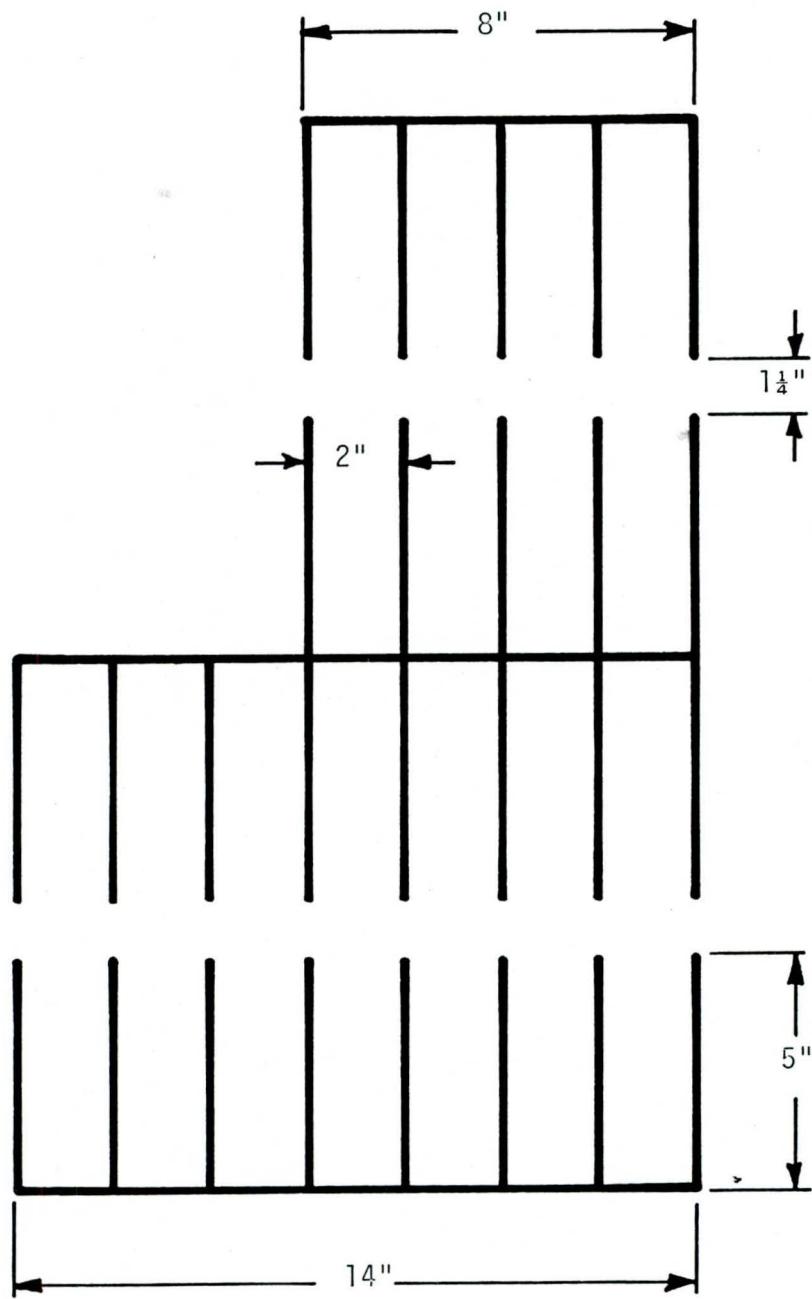


Figure 6.12 Guide d'ondes soumis à l'étude

chambre anéchoïque

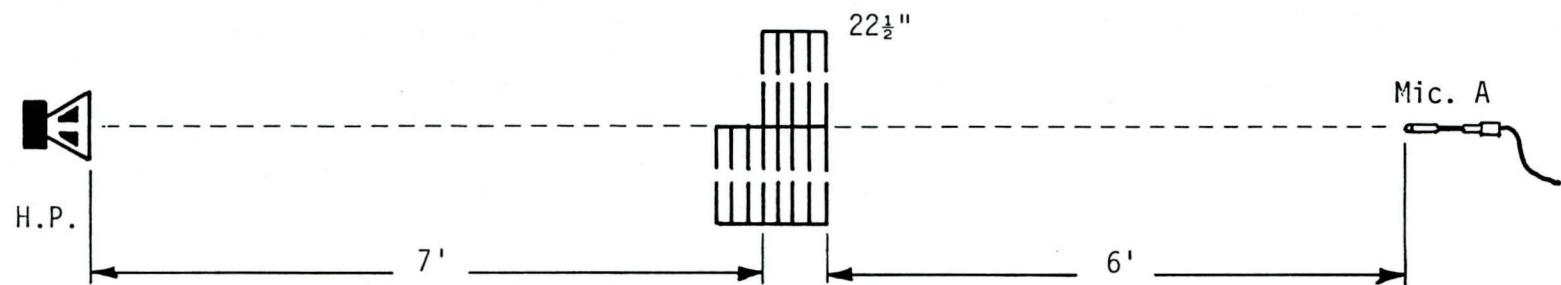
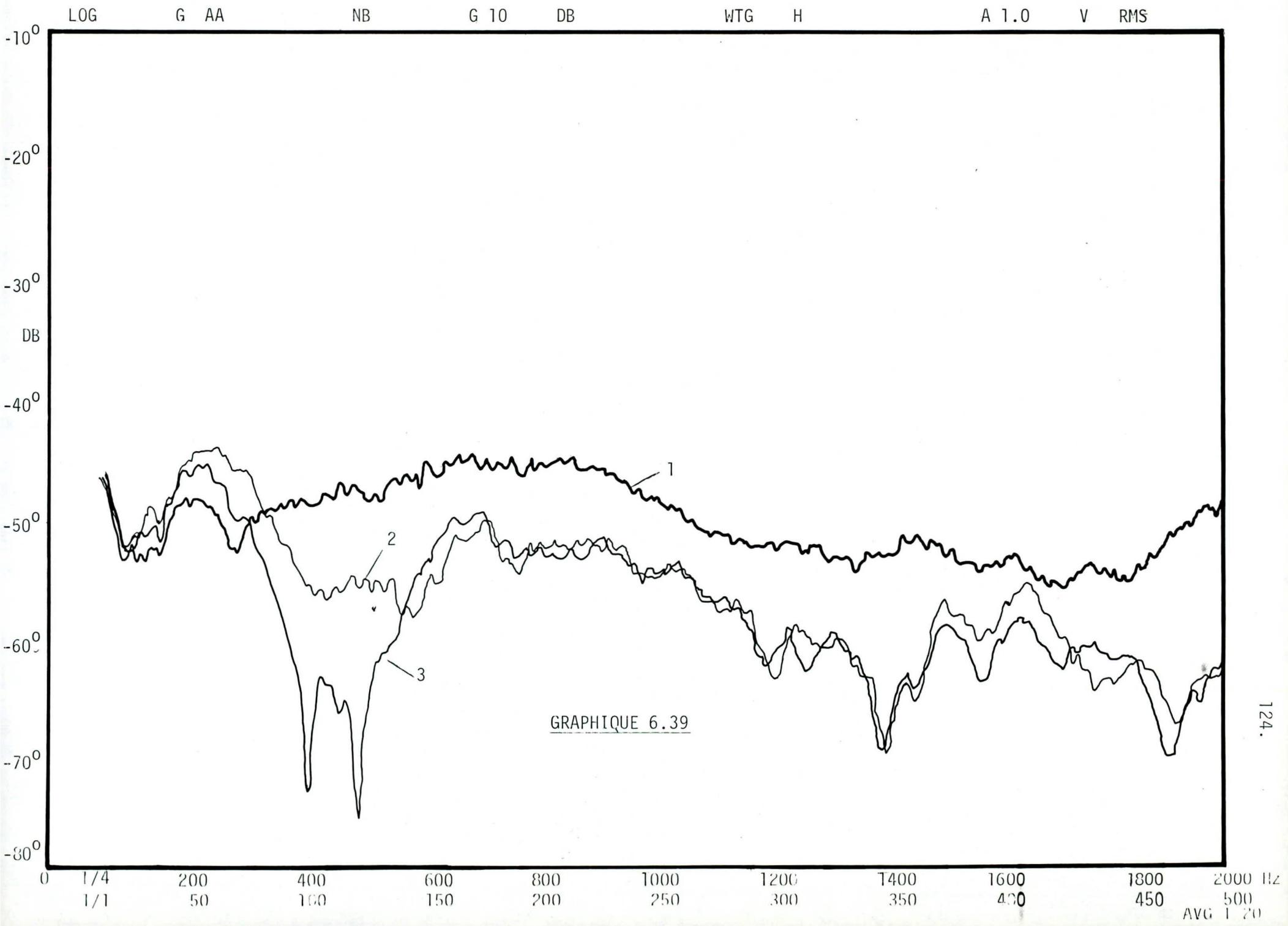
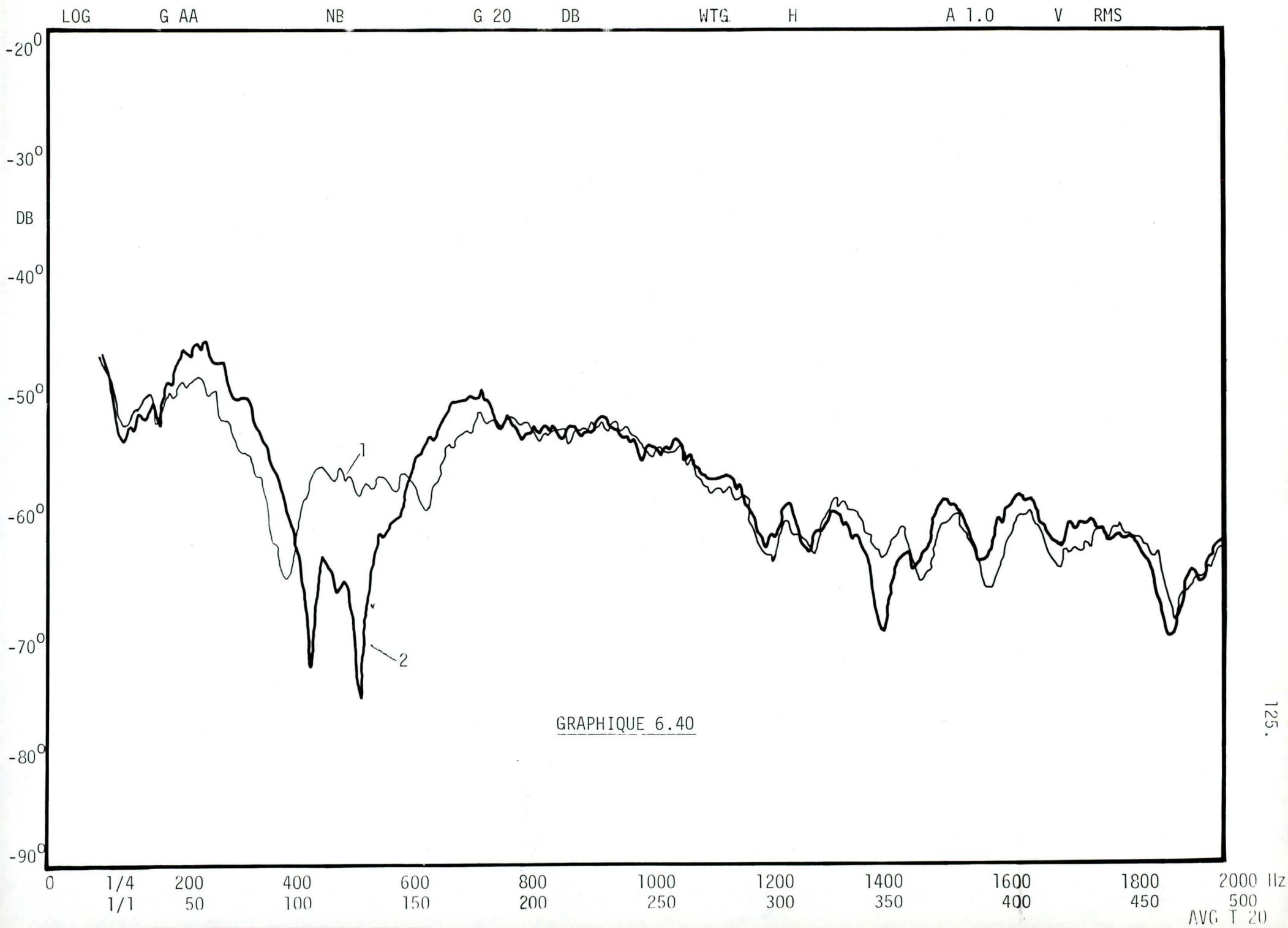


Figure 6.12 Description du montage





saute aux yeux si l'on se souvient que le réseau du haut introduit à lui seul $\Delta\theta = -180^\circ$ dans cette plage de fréquences (voir graphique 6.17). L'onde diffractée et l'onde transmise par l'écran forment donc un dipôle et il est normal que l'intensité soit réduite car les mesures se font le long de la ligne $\theta = 90^\circ$ (voir chapitre 3). Le phénomène est toujours présent lorsque les ouvertures du réseau inférieur sont aussi ouvertes, mais cela constitue une source de bruit supplémentaire venant masquer l'atténuation.

Le graphique 6.40 montre la différence entre un écran complètement fermé et un écran ne possédant qu'une ouverture (courbe 1 et 2 respectivement). Il y a très peu de différence entre les deux courbes, sauf entre 400 et 600 Hz où l'effet dipolaire se manifeste pour le modèle ouvert.

6.6 - Remarques

Pour terminer cette section, nous aimerions énumérer les différents résultats obtenus jusqu'à ce jour.

Disons tout d'abord qu'il nous a été possible de construire un guide d'ondes d'indice de réfraction supérieur à 1 et permettant de ralentir l'onde acoustique. À partir de celui-ci, on a pu obtenir des déphasages entre l'onde transmise par le réseau et l'onde diffractée au-dessus. Dans plusieurs cas, le déphasage passait d'une valeur très faible à une valeur de 180° , exactement aux alentours de la fréquence de résonance du guide d'ondes. Il apparaît donc fort important de pouvoir contrôler cette fréquence. Pour cela, il semble valable de considérer le guide comme un

résonateur dont la capacité et l'inductance équivalentes permettent de déterminer la fréquence de résonance. Plusieurs des résultats obtenus seraient en accord avec un modèle du genre.

À cela, s'ajoutent d'autres résultats intéressants. D'une part, il faut absolument recouvrir le dessus de l'écran d'un panneau horizontal pour obtenir des résultats significatifs à proximité de l'écran ajouré. D'autre part, la non-étanchéité du modèle nuit à son fonctionnement. Ces effets semblent causés par l'équilibre entre la pression intérieure et extérieure au réseau qui a tendance à se produire lorsqu'il n'y a pas étanchéité.

Cela est en parfait accord avec les expériences menées sur les modèles semi-ouverts $b'/2 - b' - b'/2$ de la section 6.2. En effet, les résultats obtenus avec ces derniers sont beaucoup moins intéressants.

On a pu ensuite vérifier qu'il existait une étroite correspondance entre la pente du déphasage et les extrêmes de la fonction de transfert en amplitude: à un maximum d'amplitude correspond une pente négative et à un minimum d'amplitude correspond une pente positive.

L'étude du déphasage introduit entre deux écrans de longueur différente a permis d'avoir une idée du déphasage engendré par une seule cavité. Ainsi, pour le modèle soumis à l'étude, l'addition d'une cavité supplémentaire au guide d'ondes ($w = 5"$, $\ell = 2"$, $b' = 1 \frac{1}{4}"$) engendrait un retard de phase de 40° .

Finalement, on a pu constater que l'utilisation d'un dipôle s'avère très efficace pour atténuer le son. Ainsi, un écran possédant qu'une seule ouverture a permis d'obtenir une atténuation supplémentaire de 20 dB dans la plage fréquentielle où il introduisait 180° de déphasage.

7 - CONCLUSION

Les présentes recherches ont pu mettre en évidence d'une part, la possibilité de construire un guide d'ondes retardant la phase de l'onde acoustique de 180° et d'autre part, le potentiel d'atténuation énorme d'un tel dispositif lorsqu'utilisé comme barrière acoustique.

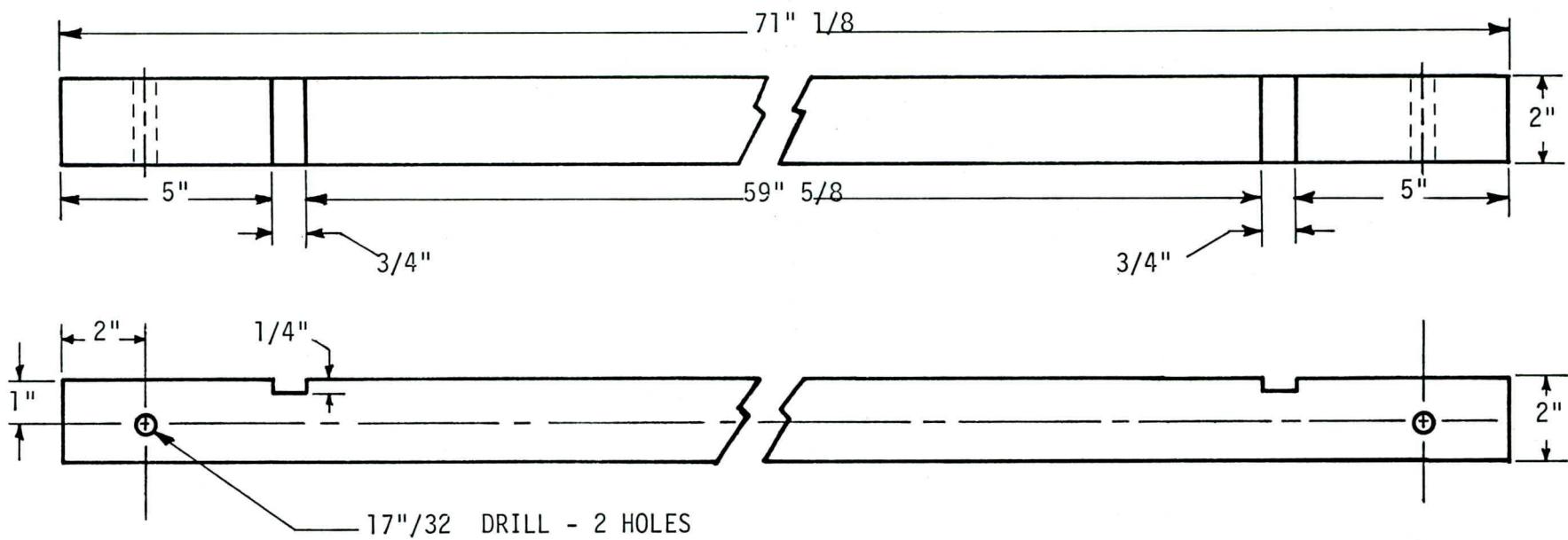
Il faudra toutefois continuer quelque peu les recherches et accentuer les efforts dans le but d'obtenir un déphasage de 180° sur la plus large bande de fréquence possible. Simultanément, il semblerait logique de mener des études visant à permettre de contrôler l'amplitude du son transmis par le guide d'ondes car il ne suffit pas d'avoir une source retardée de 180° , encore faut-il qu'elle irradie suffisamment d'énergie pour "tuer" complètement le son qui passe au-dessus. Pour cela, on devra peut-être utiliser des matériaux ayant des propriétés mécaniques différentes, modifier quelque peu les formes du modèle, etc.

Une fois cela terminé, l'efficacité du modèle aura été optimisée et les résultats risquent de surprendre. Les applications seront alors nombreuses. En particulier, on pourra combiner cet écran à un écran conventionnel pour en augmenter l'efficacité aux basses fréquences; on pourra construire un écran répondant à des besoins très particuliers en fréquence pour l'atténuation du bruit provenant de machinerie industrielle.

APPENDICE 1

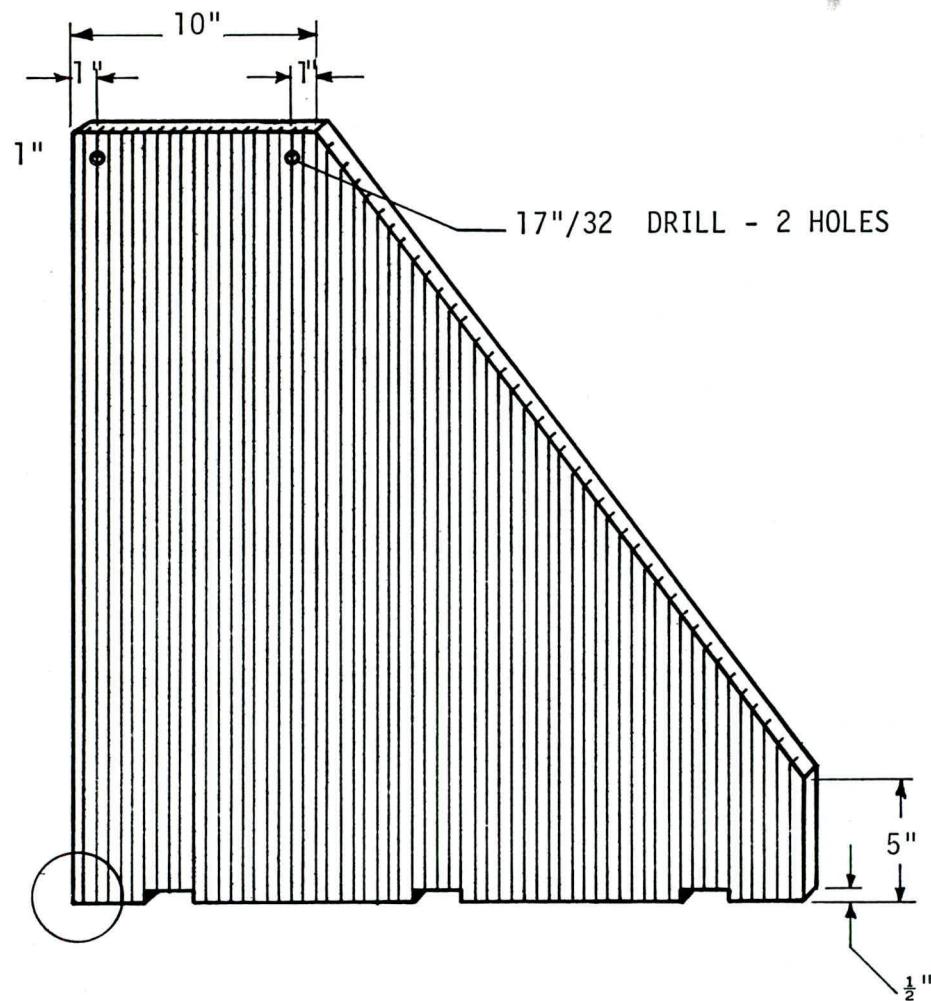
Croquis des diverses composantes de la maquette

10 Base:

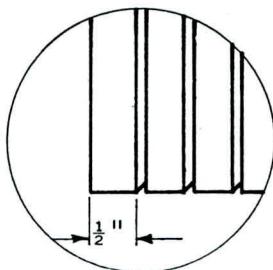


quantité: 3
matériau: pin 2" x 2"

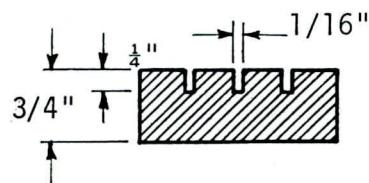
2⁰ Montant droit:



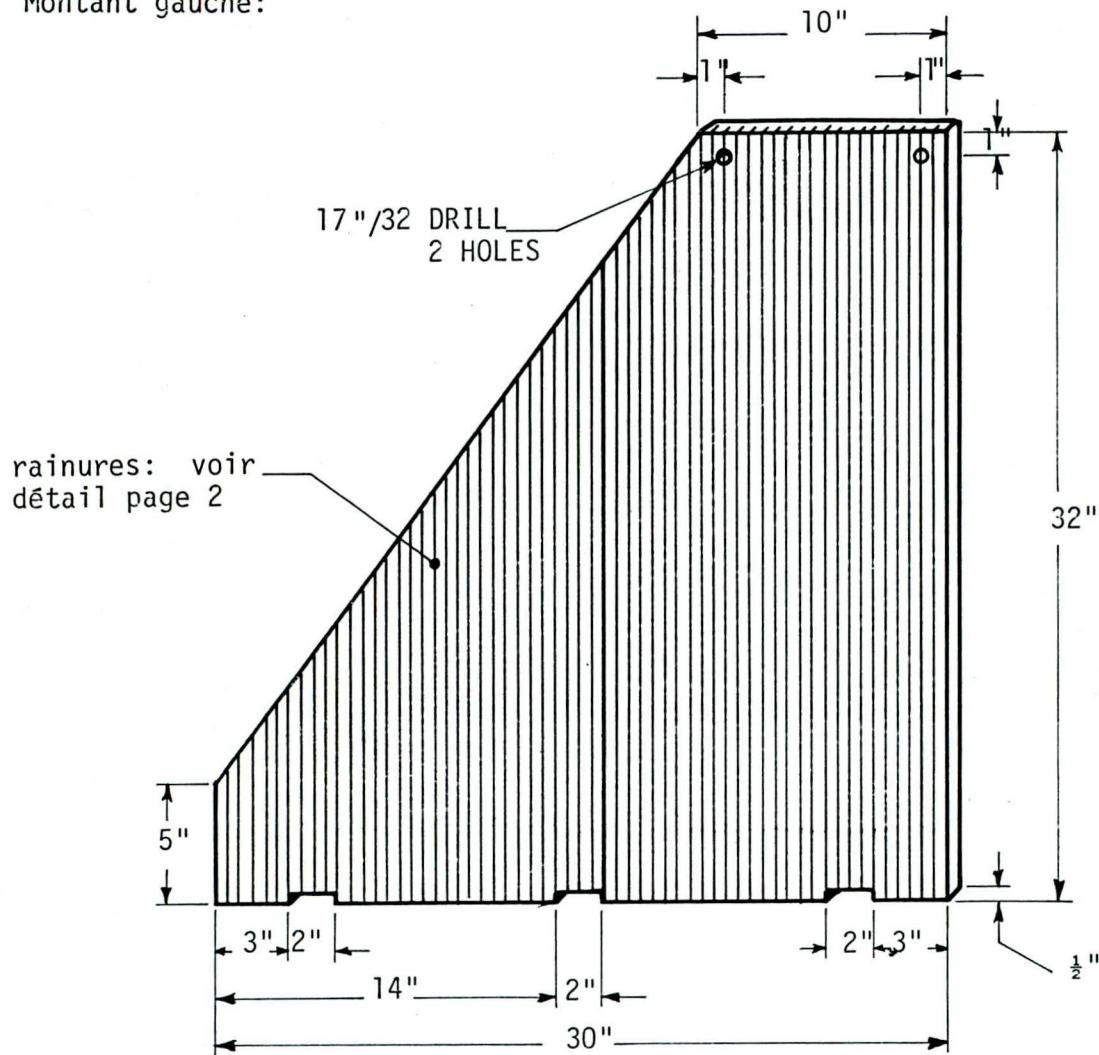
DETAIL:



Rainures de scie au $\frac{1}{2}$ " :
 $\frac{1}{16}$ " de largeur x $\frac{1}{4}$ " de profondeur



3⁰ Montant gauche:



quantité: 1

matériau: plywood peuplier 3/4" d'épaisseur

4⁰ Planche de fond:

quantité: 1

matériau: feuille de plywood-peuplier 59" 5/8 x 30" x 3/4"

5^o Plaques ou panneaux:

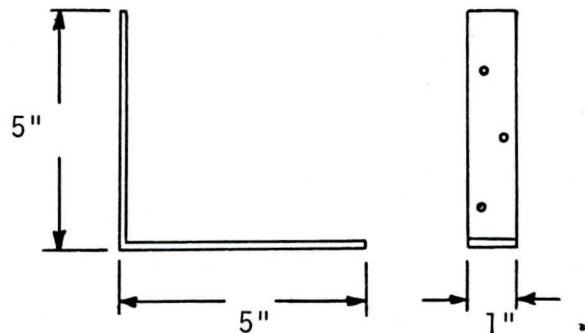
27 panneaux de polystyrène blanc: 60 1/8" x 5" x 1/16".

18 panneaux de polystyrène blanc: 60 1/8" x 5" x 1/16".

Le polystyrène blanc se vend en feuille de 72" x 40" x 1/16" au coût unitaire d'environ 20,00\$ la feuille. Pour plus de renseignements, on pourra consulter "Commercial Plastics and Supply Corp. Ltd., 5655 boulevard de Maisonneuve ouest, Montréal, Québec, téléphone 489-9732".

6^o Equerres:

6 équerres en fonte 5" x 5" à 0,89\$ l'unité:

7^o Tiges filetées:

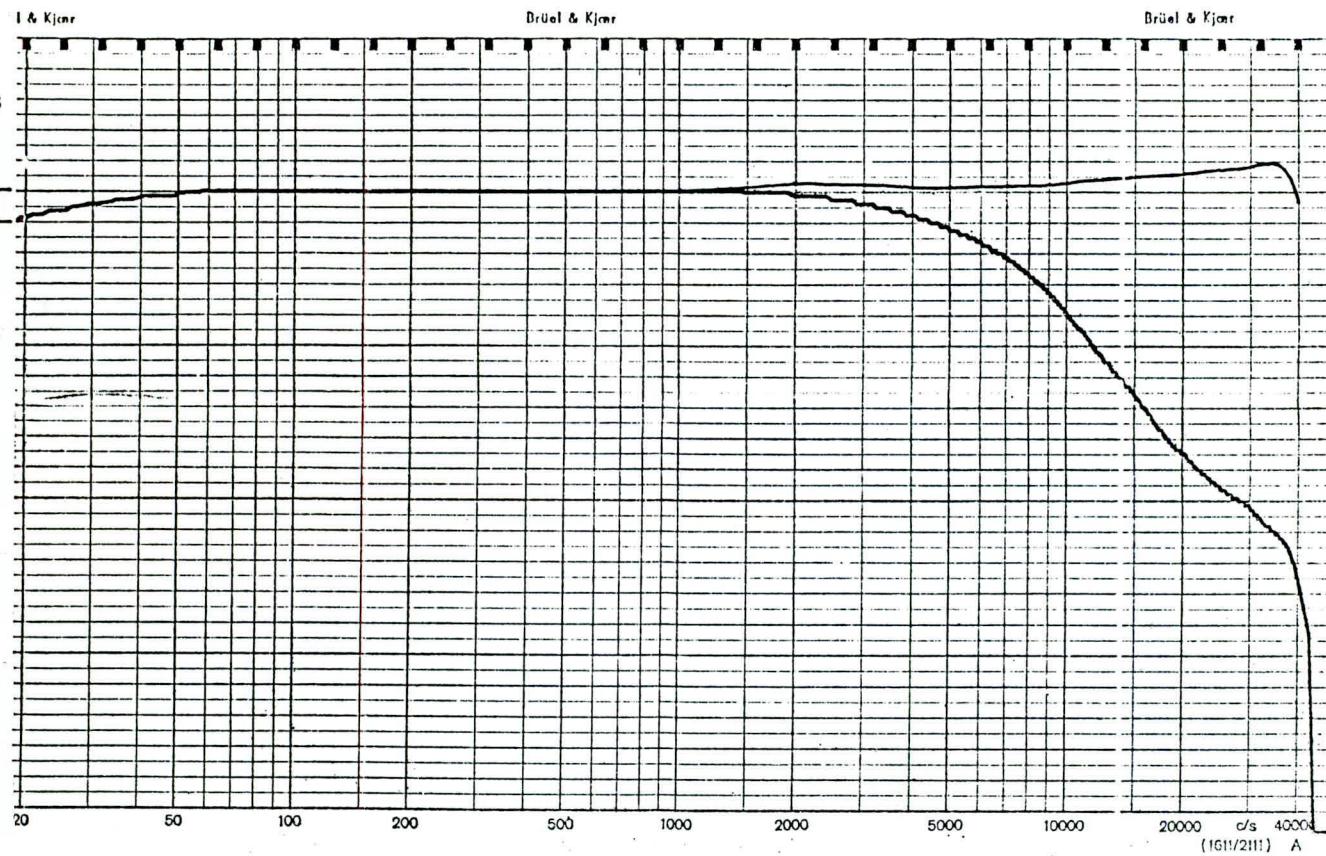
2 tiges d'acier filetées: 3/8" Ø x 26" avec 12 écrous

8^o Liaisons techniques

Clous et vis à tête carrée

APPENDICE 2

Caractéristiques des microphones



Calibration Chart for
Condenser Microphone
Cartridge Type 41:3
Serial No. 244.749



Brüel & Kjær
Denmark

Sensitivity at 250 Hz, 760 mm Hg, and with 200 V
polarization voltage:

Measured at the output of a cathode-follower with
input capacity 3 pF and gain -0.9 dB (B & K
Cathode Follower Type 2614-2615):

....0.98. mV/μbar —....50.2 dB re. 1 V/μbar

K*) = +....14.2 dB

Cartridge open circuit sensitivity:

....1.27. mV/μbar —....57.9 dB re. 1 V/μbar

K*) = +....11.9 dB

This calibration is traceable to The National Bureau
of Standards Washington D.C.

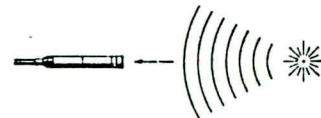
Cartridge capacity at 1 kHz with 200 V polarization:

....17.2 pF.

*) Correction Factor for direct sound level reading
on B & K Instruments adjusted to 5 mV/μbar =
—46 dB re. 1 V/μbar.

Individual Frequency Response

The upper curve is the free field characteristic, valid
for the Microphone Cartridge with protecting grid,
and mounted on Cathode Follower 2614 or 2615. Sound
waves perpendicular to diaphragm. (See Fig.).



The lower curve is the pressure response curve re-
corded with electrostatic actuator.

Conditions of Test:

Temperature 22. °C

Barometric Pressure 760. mm Hg.

Relative Humidity 50. %

Date 31.3.69. Signature R.S.

Summarized Specifications

Outside Diameter: 0.5 inch (12.7 mm), without pro-
tecting grid.

Grid Thread (coupler mounting):
0.5 inch (12.7 mm) - 60 - NS 2.

Resonant Frequency: approx. 25 kHz (overdamped).

Equivalent Air Volume at 1 atm. and 1 kHz 0.01 cm³.

Temperature coefficient between -50 and +60°C.
Less than ± 0.01 dB/°C.

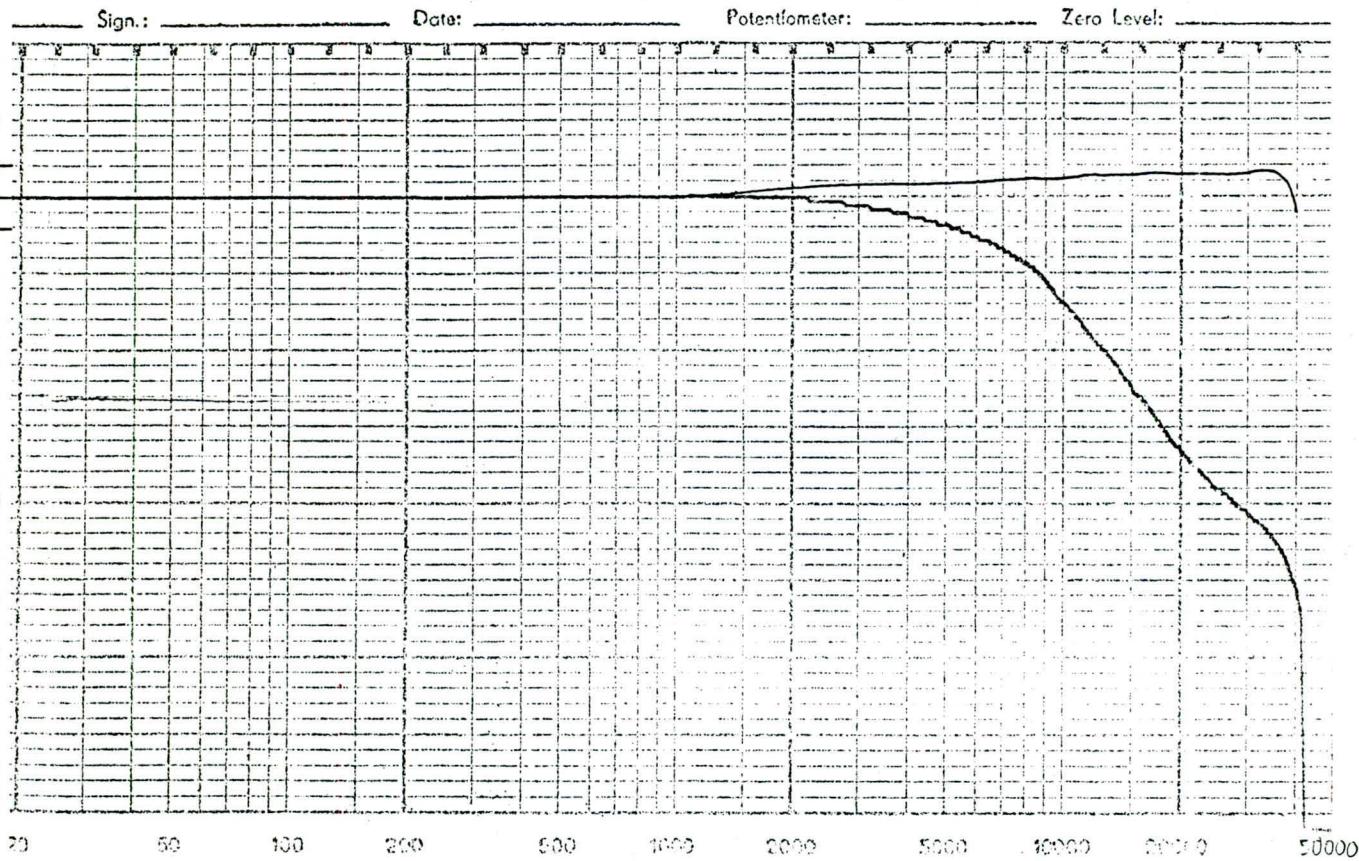
Ambient pressure coefficient: approx. -0.1 dB for
+ 10 % pressure change.

Relative Humidity Influence: Less than 0.1 dB, in the
absence of condensation.

Dynamic Range:

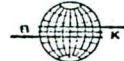
4 % distortion upper limit: 160 dB re. 0.0002 μbar

Safety limit: 174 dB re. 0.0002 μbar



Calibration Chart for
Condenser Microphone
Cartridge Type 4133

Serial No. 330015.



Brüel & Kjær
Denmark

Open Circuit Sensitivity at 760 mm Hg

-38.1 dB re. 1 V per N/m² or -12.5 mV per N/m²
This Calibration is traceable to the National Bureau
of Standards, Washington D.C.

Circuit Correction Factor:

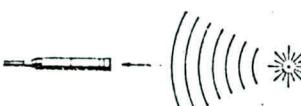
$$K_o = -11.9 \text{ dB}$$

Cartridge Capacitance:

$$C = 7.8 \text{ pF}$$

Leakage Resistance tested at 52% relative humidity
 $> 10^{16} \Omega$.

Frequency Response Characteristics:
The upper curve is the open circuit free field characteristic, valid for the Microphone Cartridge with protecting grid. Sound waves perpendicular to diaphragm (see Fig.). The lower curve is the open circuit pressure response recorded with electrostatic actuator.



*) Subtract the gain of the preamplifier (see back of
this card) from K_o to get the actual correction
factor K . (See instructions manual for the use of K .)

$$1 \text{ N/m}^2 = 10 \text{ dynes/cm}^2 = 10 \mu\text{bar}$$

Conditions of Tests:

Frequency: 250 Hz

Barometric Pressure: 758 mm Hg

Relative Humidity: 57 %

Temperature: 22 °C

Date: 1.4.77. Signature: K.P.

Summarized Specifications

Outside Diameter:

0.52 in. (13.2 mm) with protecting grid.
0.50 in. (12.7 mm) without protecting grid.

Coupler Mounting Thread (grid thread):
0.50 in. (12.7 mm) 60NS2.

Frequency Response Characteristic:

Frequency below which free-field response shall be flat within ± 2 dB: 40 kHz.

Lower Limiting Frequency (-3 dB) as determined by pressure equalization is between 1 Hz and 3 Hz.

Resonance Frequency: approx. 25 kHz (overdamped).

Equivalent Air Volume at 1 atm. about 0.01 cm³.

Ambient Pressure: Influence on sensitivity approx. -0.1 dB for +10 % pressure change.

Temperature Coefficient between -50 and +60 °C.
Less than ± 0.006 dB/°C.

Relative Humidity: The influence of humidity does not exceed 0.1 dB in the absence of condensation.

Dynamic Range: Sound Pressure Level below which the total harmonic distortion remains less than 1%: 154 dB.

APPENDICE 3

Réponse en phase de l'amplificateur de mesure Brüel Kjaer type 2610

La réponse en phase globale de l'Amplificateur est donnée Fig. 5.2. Pour les mesures impliquant l'utilisation du mode linéaire entre 2 Hz et 200 kHz et de la sortie 1 V FSD AC OUTPUT, la déviation de phase pour des fréquences allant de 20 Hz à 20 kHz est de l'ordre de $\pm 15^\circ$ (typiquement), tandis que la déviation de phase maximale entre deux Amplificateurs Type 2610 est de $\pm 5^\circ$ sur cette même gamme de fréquence.

Tant qu'il s'agit de mesures de niveaux efficaces, la réponse en phase n'a pas d'influence sur la précision de la mesure. Cependant, elle peut distordre la forme de l'onde de signaux complexes empêchant des mesures précises de niveaux de crête aux hautes

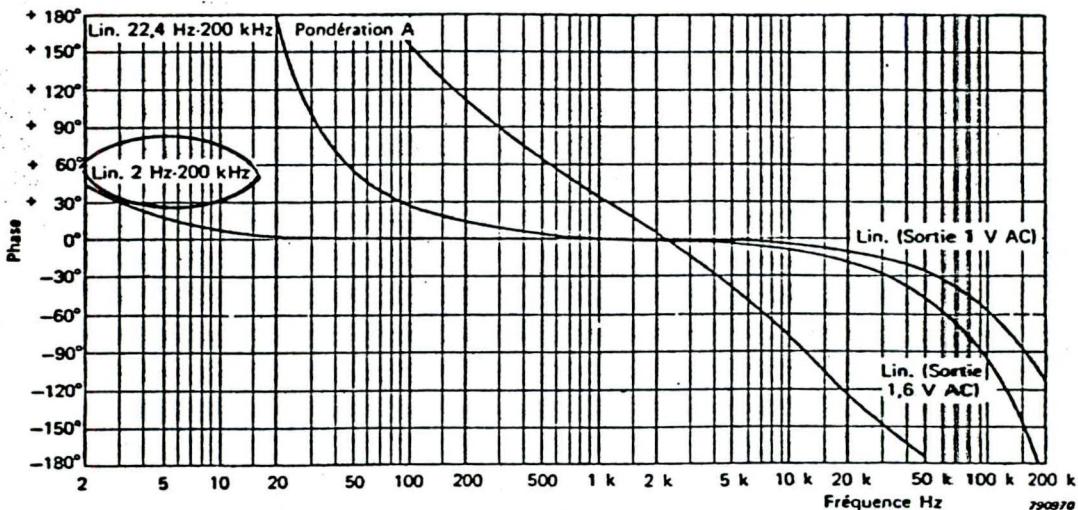


Fig. 5.2. Réponse en phase globale typique du 2610

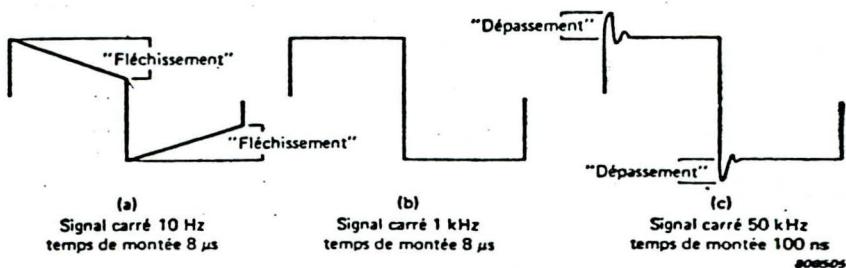


Fig. 5.3. Influence de la distorsion de phase sur l'onde d'un signal symétrique carré

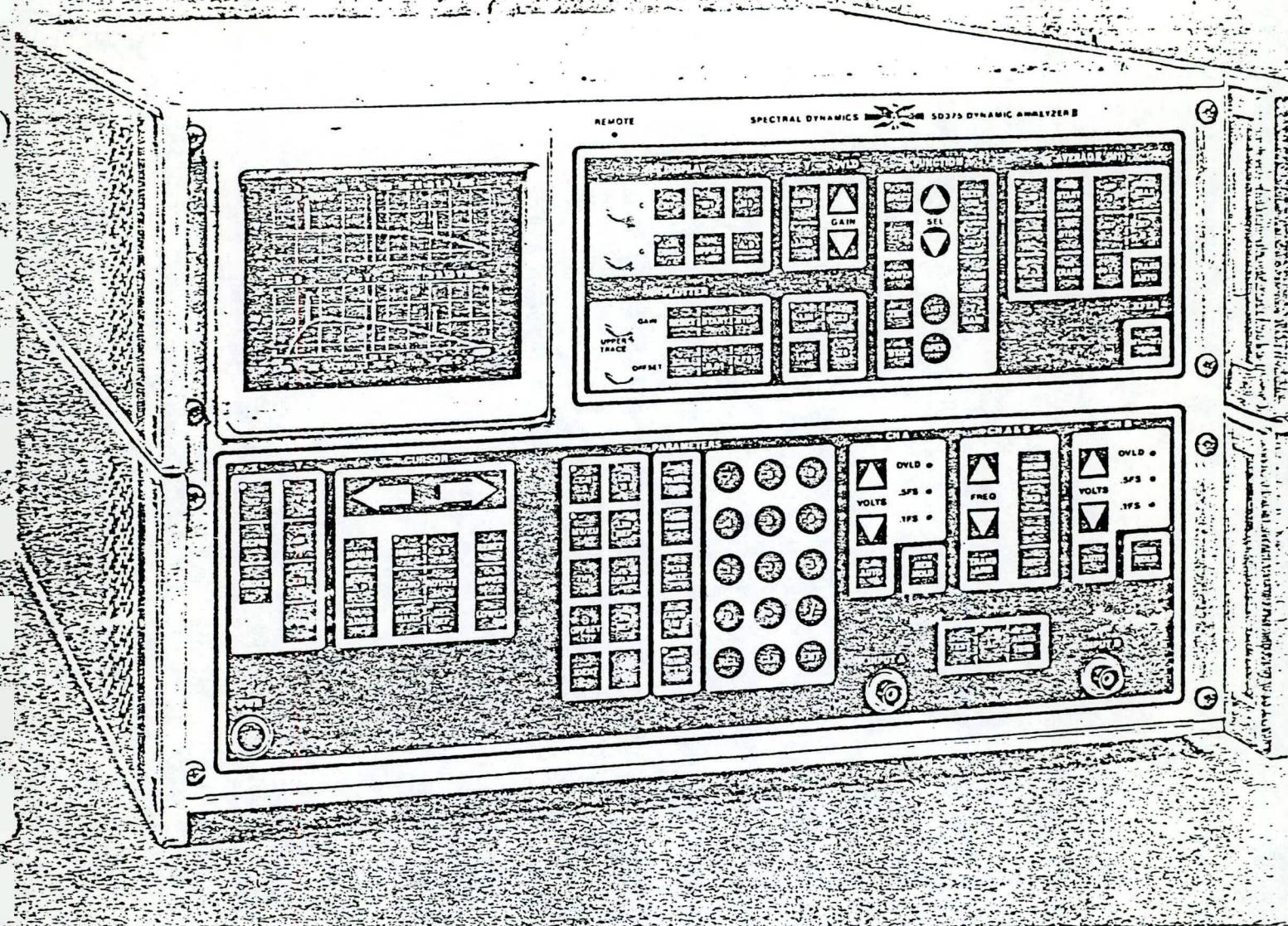
et basses fréquences. L'influence de cette distorsion sur l'onde d'un signal carré comme celui reproduit par l'Amplificateur est montré Fig. 5.3.

La Fig. 5.3(a) illustre l'effet de "fléchissement". Il est produit par une composante basse fréquence d'un signal complexe, prépondérante par rapport à la composante fondamentale. Pour les mesures de signaux carrés ou de signaux périodiques complexes d'un autre type avec l'Amplificateur, on peut obtenir des reproductions ne subissant pratiquement pas cet effet avec une précision de l'indication de crête de 0,5 dB, à des fréquences supérieures à 100 Hz.

La Fig. 5.3(c) montre l'effet de dépassement qui apparaît comme le résultat d'un retard de phase d'une composante de signal haute fréquence, sur le fondamental. Sur le 2610, des signaux avec des temps de montée aussi courts que 10 μ s peuvent être appliqués sans qu'il y ait de dépassement notable. Cependant pour des mesures précises en utilisant le détecteur de crête de l'appareil, le temps de montée doit être supérieur à 50 μ s à 1,7 dB (vol).

APPENDICE 4

Caractéristiques des FFT - 2 canaux



SD375 Dynamic Analyzer II
A powerful high-performance
two-channel FFT Analyzer

Section de Mécanique Appliquée
 ÉCOLE POLYTECHNIQUE
 Case Postale 6079
 Succursale A
 Montréal, Québec
 H3C 3A7

**Scientific
 Atlanta**

Spectral Dynamics Division

The SD375 Dynamic Analyzer II

smart . . . versatile . . . easy to operate and easy to own

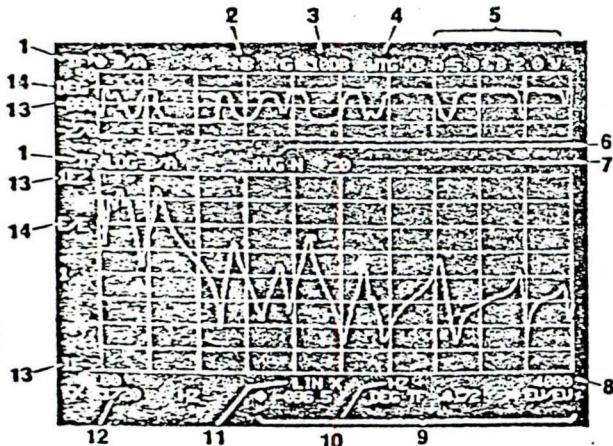
What is the SD375?

- A real time dual-channel spectrum analyzer with stable raster scan display
 - A single, compact and portable instrument with touch control operation
 - A signal correlator — time, amplitude, frequency up to 100 kHz
 - A transfer function analyzer for mechanical, electrical, acoustic, hydraulic measurements
 - A versatile transient recorder and waveform editor
 - A signal averager in the frequency or time domain
 - An acoustic analyzer for 1/3 and 1/1 octave analysis (optional)
 - A post processor for data manipulation
 - A signal source for external system or network excitation (optional)
 - A completely controllable processor with IEEE 488 and RS 232C interfaces (optional)
 - A frequency translator with up to 100 times zoom magnification (optional)

Displays . . .
a new standard of clarity, convenience and completeness

The SD375's display operates on the TV raster scan principle. Images are crisp, bright and absolutely flicker-free. Operating parameters and scaling factors are shown directly. No guess-

work, codes or interpretations are required. What you see are processed results, not additional problems in diagnosing what the analyzer was doing.



1. Upper & lower trace identification
 2. Spectrum mode
NB—narrowband
Z—zoom
 3. Output display gain
 4. Weighting selected:
H—Hanning
KB—Kaiser Bessel
TR—transient
R—rectangular
 5. CH A & CH B selected full scale input level
 6. Averager mode:
AVG—linear sum
EXPO—exponential
PK—peak
 7. Ensemble number
N or average time
T in seconds
 8. Full scale analysis range or memory period
 9. Y-axis cursor value for upper & lower trace in deg, γ^2 , dB, V, V^2 , EU, EU^2 , EU^2/Hz
 10. X-axis parameter in Hz, kcpm, order, sec
 11. X-axis format in Lin or Log
 12. X-axis cursor value in Hz, kcpm, order, msec
 13. Scaled grid values of Y-axis display parameter
 14. Y-axis parameter for upper & lower trace in deg, γ^2 , dB, dBR, V, EU, PSD, VV, EU/EU

Where to use the SD375

- Noise and vibration studies of vehicles and farm/construction equipment
 - Engineering instruction in vibration and signal analysis
 - Drive-by and fly-by tests of new vehicles and aircraft
 - Analysis of underwater sounds and sonar signals
 - Modal analysis of automotive engines, frames, and bodies
 - Vibration analysis of gas and steam turbines to define failure mechanisms
 - Medical and biological stimulus vs. reaction studies
 - Structural-integrity and tool-chatter investigations of machine tools
 - Aircraft flutter and vibration analysis
 - Stiffness/mobility measurements on operating bearings and machinery
 - Railway equipment noise-reduction programs
 - Household appliance development studies
 - Computer disc-drive design

SD375 Function Groups and Calculations

Simple Operation

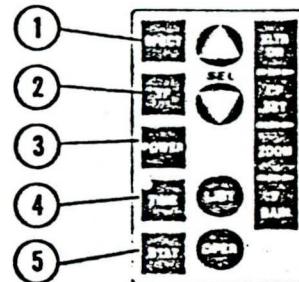
The SD375 implements menu programming for fast familiarization and error-free operation and displays. Specific function selection is made by moving the asterisk up or down the menu list with the SEL controls. The OPER control initiates the selected func-

tion/display and presents a fully scaled and annotated display. The operator can focus on his data collection or analysis task without having to concentrate on analyzer operation.

1 SPECTRUM MENU

1. RMS magnitude of CH A & CH B spectrum
2. Power spectrum ($A^2 & B^2$) of CH A & CH B
3. Transmissibility display of B/A or A/B
4. RMS spectrum difference, i.e. $\sqrt{B^2 - A^2}$
5. Power spectrum difference, i.e. $B^2 - A^2$
6. RMS Spectrum sum, i.e. $\sqrt{B^2 + A^2}$
7. Power spectrum sum, i.e. $B^2 + A^2$
8. Simultaneous baseband & zoom spectrum of CH A
9. Simultaneous baseband & zoom spectrum of CH B
10. Synchronous spectrum of CH A & CH B referenced to external trigger
11. Spectrum A & phase
12. Synchronous spectrum ratio & phase — "SYNC TF"
13. Compensating a ratio with a reference ratio, i.e. M1/M2

FUNCTION



2 TRANSFER FUNCTION MENU

1. Transfer function gain of B/A & phase
2. Transfer function gain of B/A & coherence
3. Transfer function real & imaginary
4. Nyquist display of TF real vs. imaginary
5. Compensating a TF & phase measurement with reference TF & phase data, i.e. M1/M2

3 POWER MENU

1. COP & T²
2. COP & CBB
3. CAA & CBB
4. CBB - CAA
5. CBB + CAA
6. CAA & +
7. CAA RE AND IM
8. CAA CO/DO
1. Coherent Output Power & coherence
2. Coherent Output Power & Total Power
3. Power Spectrum ($A^2 & B^2$) of CH A & CH B
4. Power Spectrum difference, i.e. $B^2 - A^2$
5. Power Spectrum sum, i.e. $B^2 + A^2$
6. Cross Spectrum & phase
7. Cross Spectrum real & imaginary
8. Cross Spectrum real vs. imaginary

4 TIME MENU

1. TIME A & B
2. SYNC TIME A & B
3. TIME A & SPECTRUM
4. TIME B & SPECTRUM
5. RAA AND RBB
6. RBA
7. IMPULSE RESPONSE

5 STATISTICAL MENU

1. PDF A & B
2. FD A & B

1. Filtered digitized time waveform of CH A & CH B

2. Synchronous time waveform of CH A & CH B referenced to external trigger
3. Simultaneous time waveform and spectrum of CH A
4. Simultaneous time waveform and spectrum of CH B
5. Normalized Auto Correlation of CH A & CH B
6. Normalized Cross Correlation
7. Inverse Fourier transform of transfer function

1. Probability Density Histogram of CH A & CH B

2. Probability Distribution (cumulative) of CH A & CH B



The 1/3 octave & 1/1 octave front panel controls become operational when the -2 option is installed

6 OCTAVE MENU

1. OCT A & B
2. OCT B/A
3. OCT B-A
4. OCT B+A
5. ACST WTG: SELECT USING LIST
6. SHAPING: SELECT USING LIST

Data manipulation selection for 1/3 or 1/1 octave displays

7 SHAPING

1. ON
2. OFF

8 ACOUSTIC WTG

1. FLAT
2. A
3. C
4. A₁ OVERALL ONLY
5. C₁ OVERALL ONLY

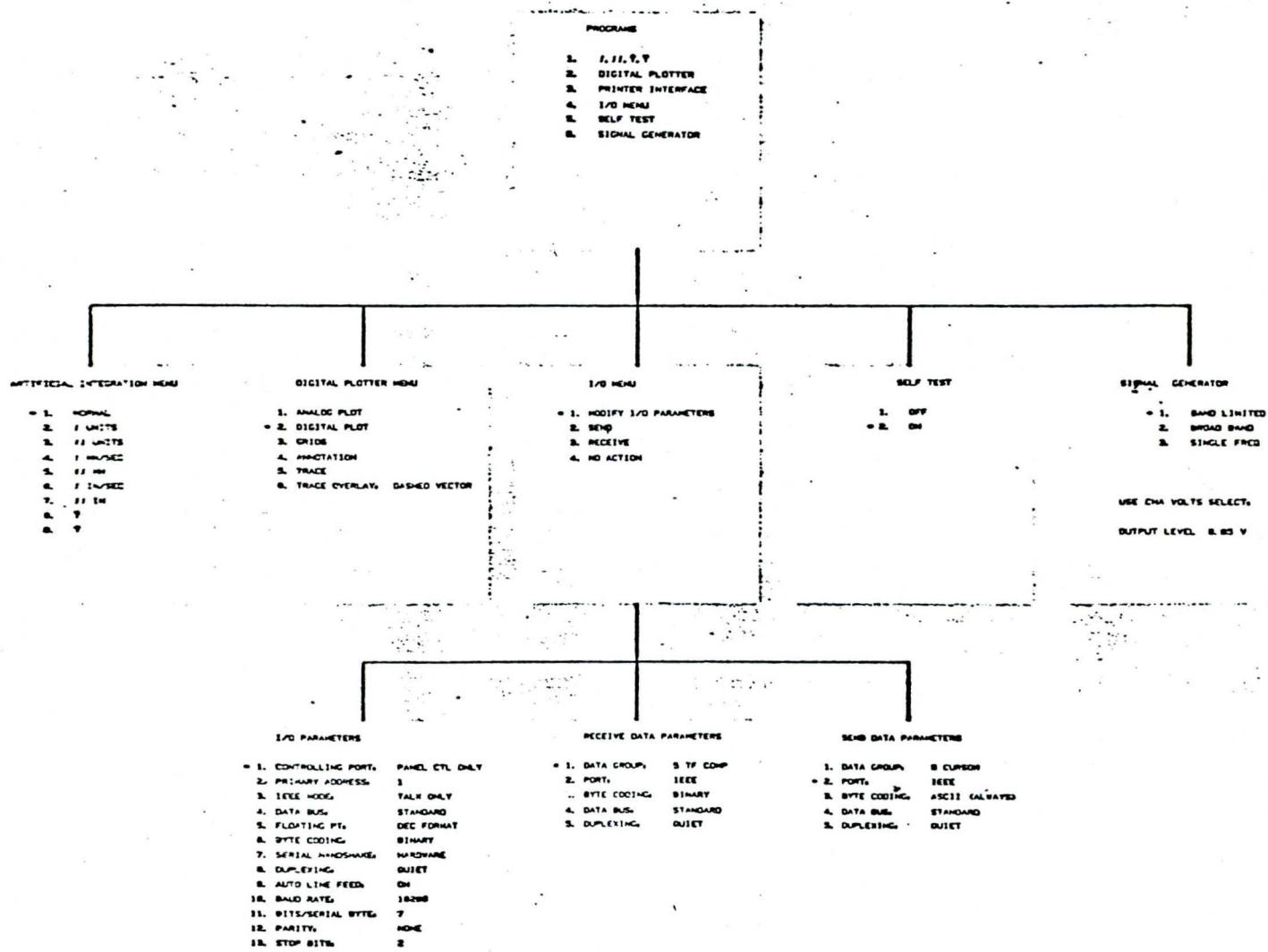
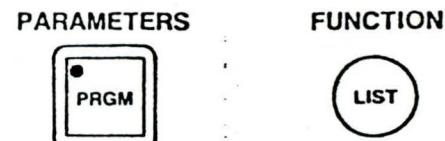
Acoustic weighting selections implemented as a post-processing operation

1/3 octave filter shape selections: OFF for synthesized rectangular shape and ON for synthesized smooth shape

Programs

This menu, displayed when a PRGM/LIST is selected, provides those needed operator choices in signal source setup, post-processing manipulation, and I/O communication. Satisfactory functional performance of the SD375 is quickly verified with the SELF TEST program. Excitation source mode and output level are selected through the SIGNAL GENERATOR program. Post-processing integration and differentiation modes are easily selected in English or Metric scaling units with program NO. 1. Plotter operational modes are selected through the DIGITAL

PLOTTER program. The I/O menu selections provide the interface configuration you need to communicate with most compatible digital peripherals.



Specifications

INPUT

Level:
0.01 Vrms to 20.0 Vrms; manual selection or autoranging, each channel
Digital (with I/O Option):
16-bits to each input memory

A/D Converter:
12 bits each channel

Sampling Rate:
Internally or externally controlled, up to 256,000 samples per second per channel

Anti-Aliasing Filter:
Automatically selected on each channel with initial 120 dB/octave rolloff and at least 70 dB rejection of aliasing terms

Synchronous Reference:
External trigger input for dual-channel coherent averaging/synchronous spectrum

Autotrigger:
Synchronizes input memory loading at keyboard defined threshold level
Test Signal:
Replaces input signal with internally generated periodic signal to check instrument operation

ANALYSIS

Resolution:
400-line spectrum, 1024 time-domain points, or 100 statistical windows per channel

Frequency Ranges:
1 Hz to 100 kHz full scale in a 1-2-4-5 sequence

Dynamic Range:
> 70 dB with averaging from full scale to minimum discernible signal

Real Time Frequency:
4 kHz (with full annotated display) for single channel forward transform and 2 kHz for dual channel forward transform

Weighting:
Selectable Rectangular, Special (transient), Kaiser-Bessel and Hanning weighting functions

Processing:
Overlap processing with selectable 1, 2, 4 or max transforms per memory period

Integration/Differentiation:
Single and double integration/differentiation with display and cursor readouts in EU's

Digital Zoom:
Plug-in option provides dual-channel zoom of 2, 5, 10, 20, 50 and 100 times baseband resolution with gain of 1, 2, 4 or 8 (cursor selected center frequency)

Remote Control:
Complete front-panel sense, control and lockout via I/O Option

AVERAGER

Domain:
Frequency or time on either channel

Ensembles:
Selectable from 1 to 2048 in integer steps

Seconds:
Selectable from 1 - 9,999 seconds

Modes:

Linear, exponential or peak

Control:
Start, stop, erase, + 1, auto transient and transfer M1 to M2

TRANSIENT CAPTURE

Transient Arm:
Manual or automatic, enables triggering on incoming data signal from either channel

Threshold Level:

Entered via keyboard in $\pm \%$ FS

Memory Hold:

Holds contents of either input memory

Transient Averaging:

Automatic, with over range signals discarded

SYSTEM FUNCTIONS

Computed and displayed for both channels:

Real Time Spectrum, Averaged rms Spectrum, Averaged Power Spectrum
Sum, Difference, Ratio of rms or Power Spectra
Equalized Ratio (M1/M2)

Synchronous Spectrum

Synchronous Ratio and Phase

Sync Spectrum A and Phase

Cross-Spectrum

Transfer Function & Phase

Equalized Transfer Function & Phase

Coherence and Coherence Output Power

Impulse Response

Input Time History

Normalized Auto-Correlation

Normalized Cross-Correlation

Probability Density Histogram

Cumulative Probability Distribution

DISPLAY

Type:
Built-in flicker-free raster scan, with all displays scaled and full annotation on each channel. Electronically-generated grid lines for non-parallax lin or log displays in single or dual display mode. Front-panel adjustable grid intensity and contrast.

Power Spectral Density:

Automatically normalized and displayed with 1 Hz effective noise bandwidth

Mode:

Touch selection of real-time, averager memory or auxiliary memory for single or dual-channel data. Simultaneously displays time and spectrum or broadband and zoom spectrum.

Gain:

X-axis display gain. X2 and X4 for cursor-selected segment in any time or spectrum display. Y-axis gain and attenuation in 10 dB steps. Data automatically scaled accordingly.

CURSOR

Modes:

Single cursor (either data trace) or harmonic cursor with multiples of cursor fundamental and true fine-tune alignment. ΔX values, PSD or ΔP (power) between cursor points.

Mark:

Intensifies up to 8 cursor-selected data points; stores indicated X and Y data values for listing

Edit:

Selectively rotates left, or right, the contents of either input memory. Selectively zeroes any part of either input memory with the cursor.

SETUP PARAMETERS

Panel Store:

Stores up to 7 operator-defined front panel setups for instant recall including channel parameters

Plotter Rate:

Front panel selection of up to 4 analog plotter rates

mV/EU:

Transducer sensitivity values from 0.001 to 9,999 for each channel can be entered for direct readout of engineering units

Linear Reference:

EU reference value represented by a selected display point can be entered

% Delay:

Delay Channel A and Channel B with respect to trigger point in 10% memory intervals up to 99 memory periods, also pretrigger up to 1 memory period in 10% memory intervals.

Offset:

Selectable phase offsets in 1° increments to a maximum of $\pm 180^\circ$

OUTPUT

Video:

Composite signal for hard copying or external video monitor

Plotter-Analog:

X, Y and pen lift signals for plotting input time waveform or any processed result from single or dual display. Simple two-point calibration.

SIMULPLOT:

Continuous video display during plot mode. Analog X-Y recorder output follows cursor at all times.

Digital:

Plug-in option providing IEEE 488 and RS 232C I/O interfaces. Outputs DEC PDP-11 floating-point data format or byte format.

MISCELLANEOUS

Operating Temperatures:

5°C to 45°C (41°F to 113°F)

Weight:

25 kg (55 lb)

Dimensions:

Rack-mount configuration:

Width — 43.2 cm (17")

Depth — 43.3 cm (19")

Height — 26.7 cm (10-1/2")

Power:

105-125/210-250 Vac @ 45-65 Hz. = 350 W

Specifications subject to change without notice.

Scientific Atlanta

Spectral Dynamics Division

United States: P.O. Box 671 • San Diego, CA 92112
(714) 268-7100 • TWX 910-335-2022

Europe: Horton Manor • Stanwell Road
Horton, Slough, SL3 9PA, England

Telephone: Colnbrook 3211 • Telex: 849406

APPENDICE 5

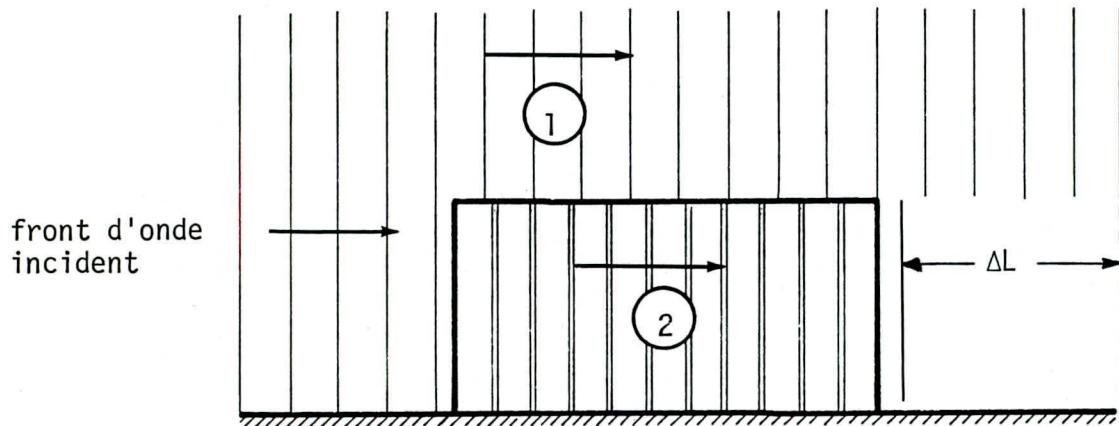
Liste des appareils utilisés

- Générateur de bruit: Bruël & Kjaer, noise generator, type , 822 642.
- Voltmètre: Fluke, 8050 A, digital multimeter, # 2906038.
- Amplificateur: Mc Intosh, 30 watts, audio amplifier, model MC 30, type A-116 B, # A 904238.
- Haut-parleur: Enceinte Dynaco A-25, # 19-714466.
- Microphones: Bruël & Kjaer, model 4133, # 244749 et # 330015.
- Préamplificateur de signal: Bruël & Kjaer, 2C-0007.
- Amplificateur de mesure: Bruël & Kjaer, measuring amplifier, type 2610, # 961968.
- Sonomètres: Bruël & Kjaer, sonomètre type 2209, # 421420; Bruël & Kjaer, sonomètre type 2218, # 710061.
- Analyseur "FFT - Two channels": Spectral Dynamics, SD 375, analyser II, # 227.
- Table traçante X-Y-Y': H.P., 7046-A XY recorder, # 1247 A 00957.

APPENDICE 6

Preuve de la formule (6.1)

Pour traverser le milieu 2, cela nécessite à l'onde un temps $t = L/C$. Pendant ce temps, l'onde parcourt une distance $L' - c_o t$ dans le milieu 1.



A la sortie, l'onde deux a pris un retard $-\Delta L = L' - L$; à cela correspond un déphasage.

$$\begin{aligned}
 \Delta\phi &= \frac{2\pi}{\lambda} (-\Delta L) \\
 &= \frac{2\pi}{\lambda} (L' - L) \\
 &= \frac{2\pi}{\lambda} (c_o t - L) \\
 &= \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{c_o}{c} L - L \right) \\
 &= \frac{2\pi}{\lambda} (n - 1) L
 \end{aligned}$$

BIBLIOGRAPHIE

1. M. Amram and R. Stern, "Refractive and Other Acoustic Effects Produced by a Prism-shaped Network of Rigid Strips", Journal of Acoustic Society of America 70, 1981, pp. 1463-1472.
2. D. Holliday and R. Resnick, "Physics Part 2". 3rd edition (John Wiley and Sons, New York, 1978), chap. 43, p. 942.
3. P.M. Morse and D.U. Ingard, "Theoretical Acoustics". (McGraw-Hill, New York, 1968), chap. 9, pp. 467-543.
4. M. Amram, G. Ostiguy and J. Rousselet, "Optimum Attenuation of Low Frequency Noise by Proper Tuning of a Prismatic Array of Wave Guides".
5. S.B. Cohn, "Analysis of the Metal-shrip Delay Structure for Microwave Lenses". Journal Appl. Physics 20, 1949, pp. 257-262.
6. S.B. Cohn, "A Theoretical and Experimental Study of a Wave-guide Filter Structure". Ph.D. Thesis, Harvard University.
7. L.E. Kinsler and A.R. Frey, "Fundamental of Acoustics". 2e édition (John Wiley, New York 1962).

8. P. Piché, "Electromagnétisme I". 6e édition, (École Polytechnique de Montréal, juillet 1980), chapitre 1, p. 31.
9. Ballantine, "Physics Rev". 32, 988 (1928).

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL



3 9334 00289252 7