

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À TROIS-RIVIÈRES

COMME EXIGENCE PARTIELLE POUR L'OBTENTION
DE LA MAÎTRISE ÈS SCIENCES (PHYSIQUE)

PAR
JEAN-YVES GAGNON

ETUDE DES CARACTÉRISTIQUES D'UNE LENTILLE
ULTRASONORE DE TYPE HYDRO-ACOUSTIQUE

OCTOBRE 1985

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

à mon épouse, Louise

et à toute ma famille...

RÉSUMÉ

Dans le système d'holographie ultrasonore développé au laboratoire d'acousto-optique de l'Université du Québec à Trois-Rivières, nous utilisons des lentilles de type hydro-acoustiques qui servent à créer des images d'objets sur un convertisseur utilisant un cristal liquide nématique. Ce type de lentille donne d'excellents résultats avec ce système d'imagerie c'est pourquoi une étude plus complète de ses caractéristiques a été entreprise et ce travail présente l'essentiel des résultats obtenus.

Dans le but de favoriser une étude détaillée de certains paramètres, un programme de calcul du champ acoustique crée par la lentille a été réalisé. Pour s'assurer de la précision des résultats calculés, des mesures expérimentales ont été obtenues et celles-ci indiquent que le calcul est très réaliste. La qualité de ces résultats expérimentaux mesurés a été rendue possible grâce au diaphragme-source et au cône du détecteur que nous avons conçus.

Dans l'ensemble, ces résultats nous indiquent que l'effet de la température sur la longueur focale de la lentille est important et que l'atténuation causée par cette

dernière est relativement faible. De plus, le pouvoir de résolution de la lentille est comparable au pouvoir théorique attendu.

Nous pensons, dans un avenir prochain, étudier des lentilles solides et ainsi comparer leurs propriétés à celles des lentilles hydro-acoustiques. La méthode que nous employons permettra sans aucun doute d'obtenir des résultats intéressants pour ce type de lentille et ainsi contribuer à l'étude des lentilles acoustiques d'une façon plus complète.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire d'Acousto-optique de l'Université du Québec à Trois-Rivières, sous la direction du Professeur Jean-Luc Dion. Je profite de cette occasion pour lui adresser mes remerciements les plus sincères, pour son dévouement et ses conseils précieux tout au long de la recherche et de la rédaction.

Je remercie, de plus, les professeurs du département de Physique, pour l'enseignement de qualité qu'ils ont su me dispenser tout au long de mon cheminement dans cette institution.

Je voudrais aussi témoigner ma reconnaissance envers messieurs Pierre Brassard, Robert Thibault et Reynald Gauvin, pour le soutien technique lors de la réalisation du montage expérimental. Je voudrais remercier, d'autres parts, messieurs Rémy Simard, Jean Huard, Guy Lavallée ainsi que Serge Desrosiers pour l'aide apportée lors de la mise au point du système de mesure.

Finalement, Je désire souligner toute ma gratitude à mon épouse, Louise, pour sa patience et son support moral tout au long de mes études.

TABLE DES MATIÈRES

| | Page |
|---------------------------------------------------|------|
| RÉSUMÉ. | ii |
| REMERCIEMENTS | iv |
| LISTE DES TABLEAUX. | vii |
| LISTE DES FIGURES | viii |
| INTRODUCTION. | 1 |
| CHAPITRES | |
| I. THÉORIE | 7 |
| Introduction | 7 |
| Rappel sur la théorie de la diffrac. de Kirchhoff | 7 |
| Source plane dans un mur infini. | 10 |
| Application à une lentille ultrasonore | 14 |
| II. MONTAGE EXPÉRIMENTAL. | 25 |
| Le montage dans son ensemble | 25 |
| La lentille. | 27 |
| La source d'ultrasons. | 33 |
| Le détecteur ultrasonore | 37 |
| Alignement des composants du système | 41 |

| | |
|------------------------------------------------------------|-----|
| III. RÉSULTATS GÉNÉRAUX. | 44 |
| Introduction | 44 |
| Résultats calculés | 44 |
| Calculs reliés aux conditions de mesures | 52 |
| -Calculs sur l'axe optique | 53 |
| -Calcul de la figure à la position image | 54 |
| -Variation de la figure le long de l'axe optique | 55 |
| -Etude de l'effet de la température. | 59 |
| -Effet de l'atténuation sur la figure. | 61 |
| Résultats mesurés. | 65 |
| -Vérification du diaphragme-source | 65 |
| -Balayage sur l'axe optique. | 68 |
| -Effet de la rotation de la source | 70 |
| -Effet de la rotation de la lentille | 70 |
| -Etude le long de l'axe. | 75 |
| -Représentation pseudo-tridimensionnelle | 78 |
| -Balayage sur l'axe optique, demi-ouverture. | 78 |
| -Effet de la rotation de la lentille | 80 |
| -Mesures transversales sur l'axe, demi-ouverture | 83 |
| -Représent. Pseudo-tridim., demi-ouverture | 86 |
| IV. ANALYSE DES RÉSULTATS | 88 |
| CONCLUSION. | 97 |
| BIBLIOGRAPHIE | 100 |
| ANNEXE 1 Programme de calcul du champ | 106 |
| ANNEXE 2 Fiches techniques du FC-75 | 114 |
| ANNEXE 3 Rayons de courbure et distance focale. | 116 |

LISTE DES TABLEAUX

| Tableaux | Page |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| III.0 Résumé des paramètres de la lentille pour les calculs et mesures. | 45 |
| III.1 Données relatives à la figure de diffraction d'une ouverture circulaire. | 46 |
| III.2 Résultats calculés à partir des résultats du tableau III.1 | 47 |
| IV.0 Mesures des amplitudes relatives et des posi- tions des extremums d'ordre 1 | 91 |

LISTE DES FIGURES

| Figures | Page |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| I.0 Paramètres de dérivation pour l'équation de Fresnel-Kirchhoff | 8 |
| I.1 Diffraction par une ouverture situation simplifiée. | 9 |
| I.2 Source circulaire sur un mur plat infini. | 12 |
| I.3 Représentation schématique de la situation avec les différents paramètres. | 15 |
| I.3-a Détails relatifs à la première face | 17 |
| I.3-b Détails relatifs à la deuxième face | 21 |
| I.4 Représentation du balayage effectué sur la lentille pour le calcul numérique | 23 |
| II.0 Représentation schématique du montage utilisé . . | 26 |
| II.1 Montage expérimental, vue en perspective. | 28 |
| II.2 La lentille hydro-acoustique, détails de construction. | 30 |
| II.3 Support de la lentille. | 32 |
| II.4 Source d'ultrasons utilisée, vue en coupe | 34 |
| II.5 Le diaphragme source. | 36 |

| | | |
|--------|--------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| II.6 | Support de la source et ses principaux axes de déplacements et de rotations. | 38 |
| II.7 | Le détecteur ultrasonore utilisé, vue en coupe. . | 39 |
| II.8 | Préamplificateur intégré à l'hydrophone | 40 |
| II.9 | Cône d'adaptation de l'hydrophone | 41 |
| II.10 | Support du détecteur et ses axes de déplacement . | 42 |
| III.0 | Figure de diffraction calculée, test | 47 |
| III.1 | Etude du nombre de point sur le rayon | 49-51 |
| III.2 | Calcul sur l'axe optique, lentille du labo. | 53 |
| III.3 | Calcul de la figure de diffraction | 54 |
| III.4 | Variation de la figure le long de l'axe opt. | 55-59 |
| III.5 | Effet de la température | 60 |
| III.6 | Etude de l'effet de l'atténuation | 62-64 |
| III.7 | Amplitude de pression à la sortie de la source. .66-67 | |
| III.8 | Amplitude détectée sur l'axe optique | 68-69 |
| III.9 | Rotation de la source | 71-72 |
| III.10 | Rotation de la lentille. | 73-75 |
| III.11 | Déplacement le long de l'axe | 76-77 |
| III.12 | Progression de la figure sur l'axe, vue en perspective. | 79 |
| III.13 | Amplitude détectée sur l'axe, demi-ouverture . . | 80 |
| III.14 | Rotation de la lentille, demi-ouverture. | 81-83 |
| III.15 | Déplacement sur l'axe optique, demi-ouverture. .84-85 | |

| | | |
|--------|-----------------------------------------------------------------------------------------|----|
| II .16 | Progression de la figure sur l'axe, vue en perspective, demi-ouverture. | 87 |
| IV 0 | Résultats comparés le long de l'axe. | 90 |
| IV 1 | Comparaison des figures calculées et mesurées. . | 92 |
| IV 2 | Comparaison des résultats à pleine et demi-ouverture, le long de l'axe optique. | 94 |

INTRODUCTION

L'homme est depuis longtemps à la recherche de moyens lui permettant d'augmenter la portée de ses sens. Grâce à la technologie qu'il a su développer, l'homme a pu, en particulier, étendre sa vision à l'aide d'instruments tels l'appareil photographique, le télescope, le microscope etc. Mais la formation d'images n'est pas associée uniquement à la lumière visible. En effet, c'est la nature ondulatoire de la lumière qui engendre la formation d'images. Ainsi les ondes mécaniques telles les ondes acoustiques peuvent, elles aussi, servir à créer des images tout comme la lumière. Pour ce faire, on peut utiliser des lentilles acoustiques.

Depuis les travaux de Langevin et de Sokolov au début du siècle, divers chercheurs étudièrent les possibilités de créer des images acoustiques. Les premiers travaux, effectués par Sette [1] concernant les lentilles acoustiques portèrent en particulier sur des lentilles de plastique, servant à concentrer l'énergie acoustique. Par la suite Toulis [2], Folds [3] et Feldman [4] étudièrent les propriétés de lentilles constituées d'un liquide scellé par une membrane qui avait une forme soit sphérique ou cylindrique. Celles-ci n'étaient pas des lentilles minces car le foyer se situait à l'intérieur de la lentille.

En 1971, Knollman et quelques autres travaillèrent sur une lentille hydro-acoustique relativement mince à longueur focale variable [5,7,12,13]. Par la suite, malgré sa nouveauté, ce type de lentille fut passablement négligé. En effet, plusieurs chercheurs tentèrent plutôt de combiner les diverses propriétés des solides et des liquides pour créer des doublets acoustiques de plus en plus complexes tant par la forme que le nombre d'éléments dans la lentille [8 - 11, 14 - 16, 18 - 23]. En 1976, et par la suite en 1978, une amélioration était apportée à la lentille hydro-acoustique de Knollman par Green et Kanevskii [17,24]. La nouvelle lentille pouvait désormais posséder une forme différente de la forme biconvexe de celle de Knollman et être insensible aux effets de gravité. Finalement, depuis les cinq dernières années, on peut mentionner quelques travaux sur les lentilles holographiques du genre lentille de Fresnel [25,26,30,31]; un article important relatant les principaux travaux sur les lentilles de plastique par Folds [27] ainsi que deux autres articles traitant des lentilles hydro-acoustiques par Edwards [28] et Yong-nan [29] ce dernier étant rédigé en chinois. En dernier lieu, un article de Jones [33] traitant d'une lentille de plastique complète la liste des travaux intéressants dans le domaine des lentilles acoustiques.

Il ressort de l'analyse de ces travaux antérieurs que chaque type de lentille possède des caractéristiques propres qu'il convient de prendre en considération lors de l'élaboration d'un système d'imagerie ultrasonore. Les conditions expérimentales d'imageries étant très différentes d'un montage à l'autre, on ne peut proposer l'emploi d'un type de lentille plus qu'un autre sans connaître exactement les caractéristiques des résultats désirés.

Le système d'holographie ultrasonore développé au laboratoire d'acousto-optique de l'Université du Québec à Trois-Rivières utilise des lentilles de type hydro-acoustique avec des membranes de Mylar. Conçues partiellement à partir des travaux de Knollman et Brenden, [5,12], les lentilles donnent des résultats satisfaisants mais celles-ci méritaient d'être étudiées plus à fond, ce qui est l'objet du présent projet.

Les méthodes d'analyse des lentilles acoustiques ne sont pas nombreuses. En effet, la plupart des auteurs utilisent un cheminement semblable. Ils étudient les aberrations de la lentille à l'aide d'un calcul de tracé de rayons et optimisent la forme de la lentille ou la combinaison de plusieurs d'entre elles afin de diminuer ces aberrations. Par la suite, ils effectuent une série de mesures du champ acoustique puis évaluent les résultats obtenus en les comparant à la figure de diffraction théorique créée

par une ouverture identique à la lentille [2,3,10,18,19,27].

Certains d'entre eux tentent de calculer la figure de diffraction mais rares sont ceux qui s'attaquent au problème de la lentille à symétrie de révolution. La majeure partie des chercheurs étudient les lentilles bidimensionnelles de type cylindrique et effectuent un calcul de diffraction en deux dimensions [11,16]. En réalité, les seuls travaux que nous avons pu trouver sur des calculs de figures de diffraction en trois dimensions, traitent soit de lentille à simple face [20,21] ou encore de lentille holographique [30,31].

Face à ces travaux, le principal but de notre projet est donc de caractériser expérimentalement la lentille tout en développant une méthode de calcul du champ acoustique du côté image.

Les principales hypothèses de départ sur lesquelles se base notre travail sont les suivantes:

- Les faces de la lentille sont en forme de paraboloïdes de révolution, en se basant sur les études de Knollman [5].
- L'épaisseur des membranes est supposée négligeable.

Les étapes importantes de caractérisation de la lentille furent les suivantes:

- Dans un premier temps, nous avons développé les équations du programme qui calcule le champ acoustique en fonction des paramètres physiques de la lentille ainsi que des facteurs externes tels la température, fréquence, dimension de la source etc.
- Dans un deuxième temps, nous avons réalisé un montage expérimental avec lequel nous avons mesuré la figure de diffraction obtenue avec la lentille.
- Finalement, nous avons comparé les résultats expérimentaux et théoriques.

Le dispositif expérimental que nous avons conçu, se distingue plus particulièrement des autres à cause de deux éléments qui sont respectivement le diaphragme de la source et l'embout du détecteur. En effet, un dispositif nouveau a été réalisé afin de créer une source quasi-ponctuelle à partir d'une grande source, et un autre dispositif nous permet de détecter le champ acoustique ultrasonore avec une résolution d'une longueur d'onde, c'est-à-dire, 0,5 mm.

Nous avons mesuré l'amplitude de pression acoustique le long de l'axe optique ainsi que transversalement à ce même axe. Ces mesures transversales furent effectuées dans deux directions par rapport au fond du bassin afin de mettre en

évidence la symétrie de révolution de la lentille.

Parmi les résultats obtenus, on retrouve des calculs démontrant l'effet de la température sur la position du foyer et l'effet de l'atténuation du liquide sur la figure de diffraction; des comparaisons entre le champ calculé et les mesures expérimentales du côté image de la lentille à pleine ouverture; des mesures pour la lentille diaphragmée à demi-ouverture et bien d'autres.

CHAPITRE I

THÉORIE

Introduction

L'élaboration d'une méthode permettant de calculer la figure de diffraction d'une lentille ultrasonore nécessite l'étude des phénomènes fondamentaux de l'acoustique. En effet, il faut tenir compte des caractéristiques de la source d'ultrasons, des différents coefficients de transmission et d'atténuation de la lentille ainsi que des principes de base de la diffraction appliqués à une lentille ultrasonore. De plus, il s'avère parfois nécessaire d'introduire certaines simplifications et hypothèses qui supposent une connaissance approfondie des phénomènes étudiés.

Dans le cadre de ce projet, nous considérerons la source d'ultrasons comme ponctuelle en regard du pouvoir de résolution théorique de la lentille. La source sera située sur l'axe optique de la lentille et nous calculerons le champ acoustique créé par cette dernière autant le long de l'axe que transversalement à l'axe.

Rappel sur la théorie de la diffraction de Kirchhoff

Lorsqu'un front d'onde traverse une ouverture dans un grand mur impénétrable, celui-ci est diffracté en passant au

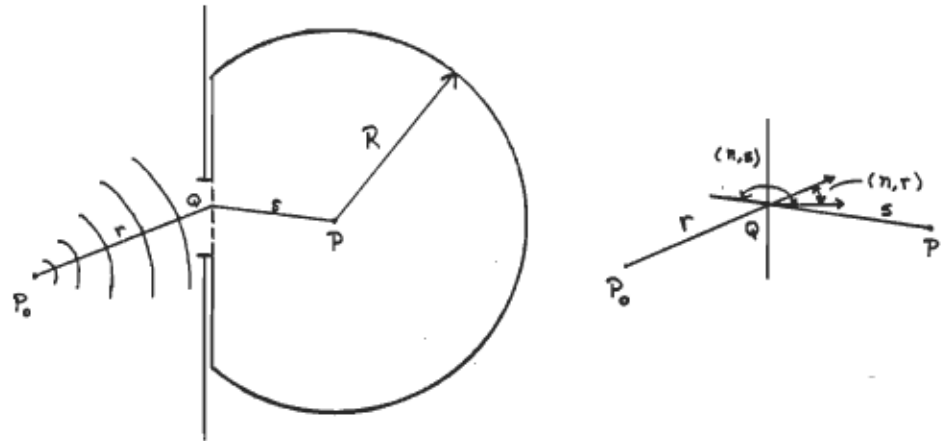


Figure I.0: Paramètres de dérivation pour l'équation de Fresnel-Kirchhoff.

travers de celle-ci. Les dimensions de cette dernière, relativement à la longueur d'onde, détermine la grandeur angulaire de la figure de diffraction créée.

Pour calculer le champ en un point P du coté de l'onde diffractée, on peut utiliser l'équation de Fresnel-Kirchhoff, [37, p.380]. En effet, si on se réfère à la figure I.1, le champ en P (exemple, intensité du champ électrique) est donné par :

$$\tilde{D}(P) = \frac{-iA}{2\lambda} \int_S \frac{e^{ik(r+s)}}{rs} [\cos(\vec{n}, \vec{r}) - \cos(\vec{n}, \vec{s})] dS$$

qui est l'équation de Fresnel-Kirchhoff où $k = 2\pi/\lambda$.

Le choix d'une surface d'intégration est arbitraire aussi longtemps que cette dernière coïncide avec l'ouverture considérée. Si on se réfère à la figure I.1, on voit que dans ce cas, la surface d'intégration est superposée à une surface équiphasse d'un front d'onde en provenance d'une source ponctuelle P_0 .

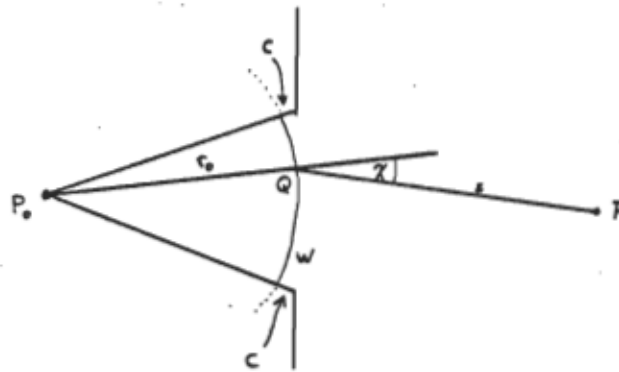


Figure I.1: Diffraction par une ouverture, situation simplifiée.

Dans cette situation, si le rayon de courbure du front d'onde est suffisamment grand, on peut négliger la contribution sur le côté C. De plus, $\cos(\vec{n}, \vec{r}_0) = 1$ sur la surface d'intégration de sorte que l'on peut poser, $\chi = \pi - (\vec{r}_0, \vec{s})$, et obtenir,

$$\tilde{D}(P) = \frac{-i}{2\lambda} \frac{Ae}{r_0} \int_S \frac{e^{iks}}{s} (1 + \cos(\chi)) dS, \quad (1.0)$$

où le rayon r_0 est le rayon de courbure du front d'onde W .
On peut aussi reconnaître le facteur d'obliquité,

$$K(X) = \frac{-i}{2\lambda} (1 + \cos(X))$$

dont l'idée avait été introduite par Fresnel dans sa théorie de la diffraction en 1818.

Source plane dans un mur infini

Afin de faciliter le calcul du champ créé par la lentille, il convient de choisir une source ponctuelle. En effet, une source ponctuelle est caractérisée par le fait que l'amplitude et la phase de l'onde en un point de l'espace, ne dépend que de la distance à la source. Mais en fait il est difficile de réaliser une source d'ultrasons réellement ponctuelle. Il convient en pratique, d'utiliser une source circulaire plane possédant un rayon donné que l'on diaphragmera d'une façon quelconque par une ouverture dans un écran.

Face à ces considérations pratiques, nous allons expliciter les principales équations relatives à une source plane circulaire dans un mur infini.

Avant de débiter l'élaboration des équations inhérentes au développement du calcul, il s'avère important de bien introduire les principales variables utilisées dans ces équations. Voici donc une liste sommaire de ces variables:

p ...pression moyenne

p' ...pression acoustique

\vec{u} ...vitesse du fluide

\vec{x}, \vec{x}' .vecteurs positions $|\vec{x}| = r$

ρ_0 ...masse spécifique moyenne

c_0 ...vitesse du son

ϕ potentiel de vitesse acoustique

Dans le cas d'un fluide uniforme, où c_0 est constant partout dans le volume considéré, on peut dériver [36, p.38] les deux équations suivantes: soit respectivement celle de continuité et celle de la conservation de la quantité de mouvement dans l'approximation linéaire:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \rho_0 c_0^2 \nabla \cdot \vec{u} = 0$$

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla p' = 0 \quad (1.1)$$

En appliquant le rotationnel à la deuxième équation, et en faisant l'hypothèse que $\nabla \times \vec{u} = 0$ à $t=0$, on en déduit que,

$$\vec{u} = \nabla \phi \quad (1.2)$$

où $\phi = \phi(\vec{x}, t)$ est le potentiel de vitesse. La pression acoustique peut être obtenue, en remplaçant l'équation (1.2) dans l'équation (1.1), ce qui donne,

$$p' = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

Il est de plus démontré [36, p.292], en référence à la figure 1.2, qu'un élément de surface $dA(\vec{x}')$ de la source produit en x un potentiel élémentaire de vitesse,

$$d\tilde{\phi} = - \frac{\tilde{\vec{U}} \cdot \hat{n}}{2\pi} e^{\frac{ik(|\vec{x} - \vec{x}'|)}{|\vec{x} - \vec{x}'|}} dA(\vec{x}')$$

où $\tilde{\vec{U}} = \vec{U}_0 e^{-i\omega t}$ et \hat{n} est un vecteur unitaire normal à $dA(\vec{x}')$.

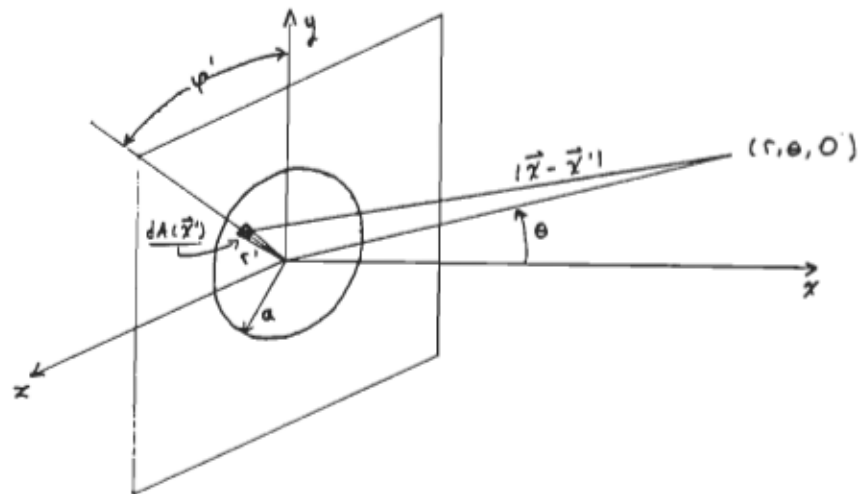


Figure 1.2: Source circulaire sur un mur plat infini.

Si on intègre sur toute la source, la vitesse $\tilde{\vec{U}}$ étant constante sur toute la surface, on obtient le potentiel de vitesse acoustique total en fonction des coordonnées et du temps comme étant,

$$\phi(\vec{x}, t) = \frac{-1}{2\pi} \tilde{U} \int_S \frac{e^{ik|\vec{x}-\vec{x}'|}}{|\vec{x}-\vec{x}'|} dA(\vec{x}') \quad (1.3)$$

Si le calcul est effectué loin de la source, $r \gg a$, comparativement à ses dimensions, et que l'on transforme l'équation (1.3) en coordonnées polaires (voir figure 1.2) alors on obtient:

$$\tilde{\phi}(\vec{x}, t) = \frac{-\tilde{U}}{2\pi r} e^{ikr} \int_0^a r' dr' \int_0^{2\pi} e^{-ikr' \sin(\theta) \cos(\varphi')} d\varphi'.$$

On sait que

$$J_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-iz \cos(\varphi')} d\varphi'$$

où $J_0(z)$ est la fonction de Bessel d'ordre zéro et

$$\int_0^a r' J_0(kr' \sin(\theta)) dr' = \frac{a^2 J_1(ka \sin(\theta))}{ka \sin(\theta)}$$

d'où

$$\tilde{\phi}(\vec{x}, t) = \frac{-a \tilde{U}_0}{2r} e^{i(kr - \omega t)} \frac{2 J_1(ka \sin(\theta))}{ka \sin(\theta)}$$

ou encore,

$$\tilde{\phi}(\vec{x}, t) = -\frac{Q_p}{2\pi r} e^{i(kr - \omega t)} \frac{2 J_1(ka \sin(\theta))}{ka \sin(\theta)}. \quad (1.4)$$

où Q_p est le débit pulsatile de la source.

Si on analyse cette dernière expression, on remarque qu'il s'agit du potentiel de vitesse d'une source ponctuelle, multiplié par un coefficient avec une dépendance angulaire.

Application de la diffraction à une lentille ultrasonore

Avant de décrire les équations nécessaires au calcul du champ, il est essentiel de préciser le fait que la lentille utilisée dans la caméra ultrasonore est une lentille mince. En effet, cette caractéristique de la lentille va nous permettre de faire certaines hypothèses qui serviront à simplifier le calcul du champ.

Relativement à la figure I.3, considérons la lentille de rayon R et d'épaisseur e à la périphérie dont les faces sont supposées paraboliques [5], et dont l'indice de réfraction relatif est n . Elle est constituée d'un liquide retenu dans un cadre circulaire à l'aide de minces feuilles de Mylar dont l'influence est supposée négligeable. Le liquide possède un coefficient d'atténuation α Np/m. Une source circulaire plane de rayon a , que l'on peut associer à une source dans un mur infini, se trouve sur l'axe en un point (x_0, y_0, z_0) par rapport à l'origine $(0, 0, 0)$ d'un référentiel cartésien centré comme illustré à la figure I.3.

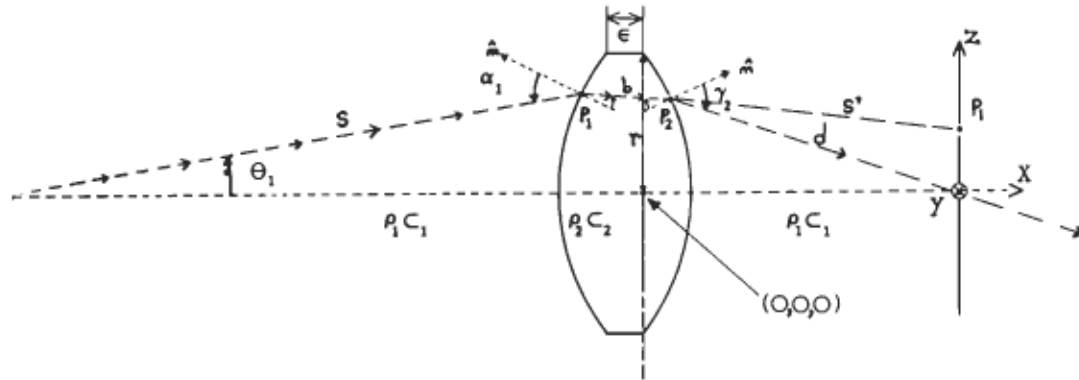


Figure I.3: Représentation schématique de la situation avec les différents paramètres.

Sur la face d'entrée de la lentille, le potentiel de vitesse acoustique peut être calculé. En effet, si la lentille est située dans le champ éloigné de la source, le potentiel, adapté afin de correspondre à la figure I.3, est essentiellement donné par l'équation suivante:

$$\tilde{\phi}(\vec{x}, t) = -\frac{Q_p}{2\pi s} e^{i(ks - \omega t)} \frac{2 J_1(ka \sin(\theta_1))}{ka \sin(\theta_1)}, \quad (1.5)$$

où s est la distance de la source au point de la première surface considéré. Cette distance est donnée par l'équation suivante:

$$s = \sqrt{((x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2)} \quad (1.6)$$

En un point quelconque de la première surface l'onde acoustique arrive généralement à incidence oblique. Si on néglige la présence du Mylar, la variation d'impédance acoustique à la traversée de la membrane produit la réfraction de l'onde incidente. Une partie de l'onde est transmise et l'autre réfléchie. Pour calculer la valeur du champ sur la deuxième surface on peut utiliser plusieurs méthodes. Nous pourrions calculer l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff en prenant comme surface d'intégration la première surface et calculer ainsi le champ pour chaque point de la deuxième surface. Cette méthode implique par contre des temps de calcul très longs.

Une autre approche peut être utilisée si l'on considère que la lentille est mince. En effet, on peut faire l'approximation suivante qui consiste à considérer le champ sur la deuxième face comme étant égal à celui produit par l'optique géométrique, c'est-à-dire qu'aucune diffraction par la première face n'est créée. Cette approximation n'est justifiée que si l'on considère que la lentille est mince. Dans cette approche, nous considérons que le champ acoustique en chaque point de la deuxième surface dépend directement et uniquement d'un seul point de la première surface ce dernier étant déterminé par l'optique géométrique. La rapidité de calcul associée à cette approche est sans aucun doute plus réaliste que celle de la première méthode et c'est pourquoi nous allons utiliser celle-ci.

Toujours en référence à la figure I.3, on peut calculer l'angle d'incidence sur la première surface en un point quelconque P_1 . Celui-ci est donné par la relation suivante,

où
$$\alpha_1 = \theta_1 + \varphi_1$$

$$\theta_1 = \arcsin\left(\frac{\sqrt{[(z_1 - z_0)^2 + (y_1 - y_0)^2]}}{s}\right)$$

et φ_1 , est donné par la dérivée de la forme de la surface:

$$\varphi_1 = \arctg\left(\frac{\sqrt{(y_1^2 + z_1^2)}}{2 \cdot f_1}\right) \quad (f_1: \text{dist. focale de la parabole})$$

tel qu'illustré à la figure I.3-a.

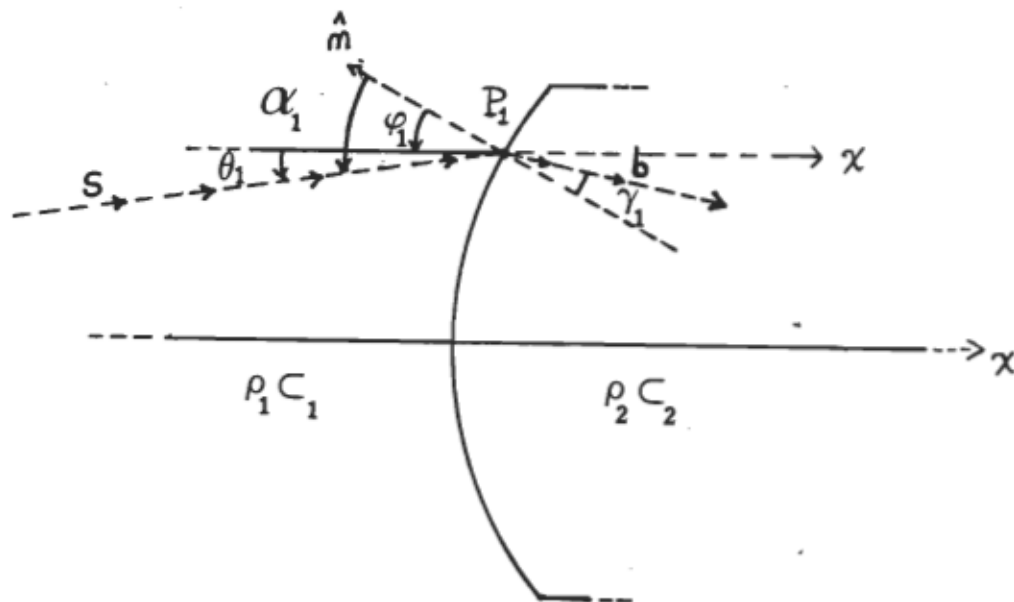


Figure I.3-a: Détails relatifs à la première face.

Comme le champ en $P_{1\text{ext}}$ dans le milieu 1 est essentiellement donné par l'équation (1.5), on peut calculer le champ

immédiatement à l'intérieur du milieu 2, à l'aide de l'équation suivante,

$$\phi_{P_{1int}} = \phi_{P_{1ext}} \cdot T_1(\alpha_1)$$

où $T_1(\alpha_1)$ est le coefficient de transmission du potentiel de pression acoustique à l'entrée de la lentille. On sait qu'à l'interface de deux milieux fluides, si une onde acoustique arrive à incidence oblique, celle-ci doit répondre, à deux conditions, [36, p.113], soit celle de la continuité de la composante normale de vitesse acoustique à l'interface et celle de la continuité de l'amplitude de pression. Ces deux conditions s'expriment respectivement par

$$\frac{\cos(\alpha_1)}{c_1} A - \frac{\cos(\beta_1)}{c_1} \tilde{B} = \frac{\cos(\gamma_1)}{c_2} \tilde{C} \quad (1.7)$$

$$\rho_1 (A + \tilde{B}) = \rho_2 \tilde{C} \quad (1.8)$$

où l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion. Si on exprime le module du potentiel de vitesse acoustique réfléchi, \tilde{B} , dans l'équation (1.8), en fonction de A et \tilde{C} , et que l'on remplace dans (1.7), on obtient

$$\frac{\cos(\alpha_1)}{c_1} \left(2A - \frac{\rho_2}{\rho_1} \tilde{C} \right) = \frac{\cos(\gamma_1)}{c_2} \tilde{C} ,$$

ou encore

$$\frac{2A \cos(\alpha_1)}{c_1} = \tilde{C} \left(\frac{\cos(\gamma_1)}{c_2} + \frac{\cos(\alpha_1)}{c_1} \right) ,$$

et finalement,

$$T_1 = \frac{\tilde{C}}{A} = \frac{2\rho_2 c_2 \cos(\alpha_1)}{c_1 \rho_1 \cos(\gamma_1) + \rho_2 c_2 \cos(\alpha_1)} \quad (1.9)$$

Cette dernière expression est exacte lorsque les deux milieux sont semi-infinis, ce qui n'est pas tout à fait le cas avec la lentille. Les réflexions internes étant assez faibles comparativement à celles d'une lentille de plastique [33], nous considérons l'expression (1.9) suffisamment juste pour être utilisée dans le calcul.

Connaissant l'angle d'incidence, on calcule l'angle de réfraction par l'optique géométrique ce qui permet de déterminer la position du point correspondant P_2 sur la deuxième surface, où le champ sera calculé en se référant au point P_1 et à la distance qui les sépare. Cet angle de réfraction est donné par la loi de Snell-Descartes,

$$\gamma_1 = \arcsin \left(\frac{n_1 \sin(\alpha_1)}{n_2} \right)$$

où n_1 est l'indice de réfraction du premier milieu et n_2 celui du second milieu. Une fois l'angle déterminé, on peut calculer l'intersection du rayon réfracté avec la deuxième surface et ainsi calculer la distance, b , parcourue à l'intérieur de la lentille. Pour trouver le point d'intersection, il faut trouver les racines d'une équation du deuxième ordre homogène à coefficients constants. Cette équation provient de l'égalité des deux fonctions au point d'intersection, c'est-à-dire la droite du rayon et la forme

de la deuxième face de la lentille, (voir ANNEXE 3).

Si on considère que cette distance b est beaucoup plus petite que s , on peut négliger la courbure du front d'onde dans la lentille et de cette façon calculer la partie réelle de l'amplitude complexe du potentiel de vitesse acoustique à l'intérieur de la deuxième face comme étant,

$$\tilde{\Phi}_{P_{2int}} = \frac{-Q_1}{2\pi} e^{\frac{ik_1 s}{s}} \frac{2J_1(k \sin(\theta_1))}{k \sin(\theta_1)} T_1(\alpha_1) e^{-\alpha b} e^{ik_2 b} \quad (1.10)$$

où α est le coefficient d'atténuation du liquide utilisé, b la distance entre P_1 et P_2 et k_1 le nombre d'onde dans le milieu 1, c'est-à-dire $2\pi/\lambda_1$

Près de la face de sortie de la lentille on retrouve,

$$\tilde{\Phi}_{P_{2ext}} = T_2(\alpha_2) \tilde{\Phi}_{P_{2int}}$$

où $T_2(\alpha_2)$ est le coefficient de transmission du milieu 2 au milieu 1, de la même forme que $T_1(\alpha_1)$ avec indices inversés.

Par la suite l'amplitude complexe du potentiel de vitesse acoustique en n'importe quel point du côté image de la lentille est donné, [36, p.291], par:

$$\tilde{\Phi}_{P_1} \approx \frac{-1}{2\pi} \int_S \tilde{U}_{2m} \frac{e^{ik_1 s'}}{s'} dS_2 \quad (1.11)$$

où \tilde{U}_{2m} est la composante normale de l'amplitude de vitesse

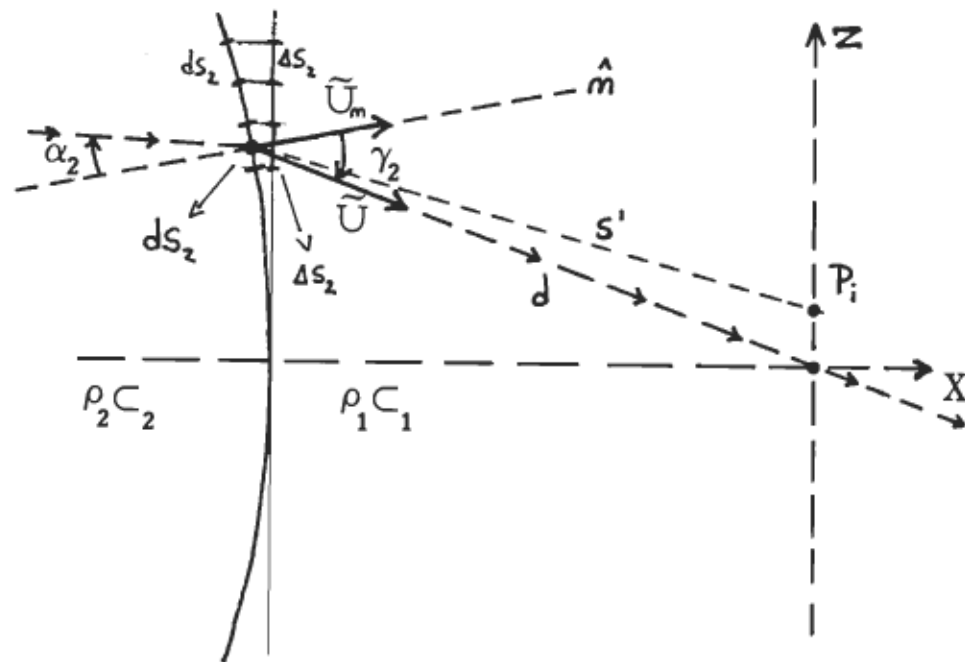


Figure 1.3-b: Détails relatifs à la deuxième face.

acoustique sur la surface d'intégration et dS_2 l'élément de surface associé. Cette expression approximative est l'analogue acoustique de l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff pour l'optique.

Si on considère que l'on est loin du foyer et qu'on suppose que le front d'onde reliée à l'élément de surface peut être associé à une onde plane lorsqu'on se trouve très près de la surface, on peut poser que le potentiel de vitesse acoustique très près de la surface extérieure est approximativement donné par:

$$\tilde{\Phi}_{P_{2ext}}(d) = \tilde{\Phi}_{P_{2int}} T_2(\alpha_2) e^{ik_1 d}$$

La vitesse acoustique associée à ce potentiel est alors donné par :

$$\tilde{U}_2 = \frac{\partial \tilde{\Phi}_{P_{2ext}}^{(d)}}{\partial d} = ik_1 \tilde{\Phi}_{P_{2int}} \cdot T_2(\alpha_2) \cdot e^{ik_1 d}$$

La valeur de la vitesse sur la surface, $d=0$, est donc :

$$\tilde{U}_2 = ik_1 \tilde{\Phi}_{P_{2ext}}$$

et la composante normale est,

$$\tilde{U}_{2m} = ik_1 \tilde{\Phi}_{P_{2ext}} \cos(\gamma_2).$$

Par la suite il suffit de remplacer cette dernière expression dans (1.11) et on obtient finalement l'équation du potentiel de vitesse acoustique au point P_l du côté image comme étant,

$$\tilde{\Phi}_{P_l} \approx \frac{-ik_1}{2\pi} \int_S \tilde{U}_{2m} \frac{e^{ik_1 S'}}{S'} dS_2$$

où encore d'après l'équation 1.1

$$P \approx P_0 \left[\frac{\omega k_1}{2\pi} \sum_{i=1}^N \tilde{U}_{2m_i} \frac{e^{ik_1 S'_i}}{S'_i} \Delta S_{2i} \right] \quad (1.12)$$

où on suppose que la différence entre dS_2 et ΔS_2 est négligeable, compte tenu de la faible courbure des faces de la lentille.

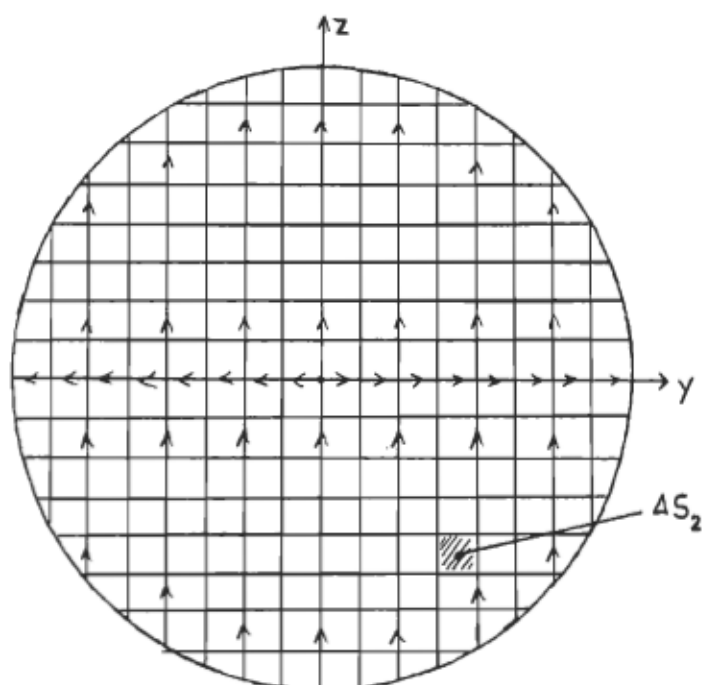


Figure I.4: Représentation du balayage effectué sur la lentille pour le calcul numérique.

Cette intégrale sera évaluée numériquement à l'aide d'un programme d'ordinateur, lequel se trouve en annexe. Les principales étapes dans le programme, en relation avec les équations développées dans ce chapitre, sont indiquées tout au long sous forme de remarques.

Vous observerez que le balayage de la lentille est réalisé sur la base d'un système de coordonnées cartésien, tel qu'illustré à la figure I.4. Cette façon de faire assure, d'une manière simple, l'uniformité de la valeur de l'élément de surface associé à chaque point de calcul, et évite ainsi de répéter le calcul pour chaque point sur la surface.

Dans ce calcul numérique, on tient compte de la variation de la vitesse du son dans chacun des milieux en fonction de la température. Ce paramètre ne peut être négligé car les coefficients de température pour la vitesse du son dans chaque milieu sont de signes opposés, ce qui fait en sorte qu'un changement de température affecte de façon non-négligeable la position du foyer.

Les équations relatives à chacune des vitesses sont présentées à la page 31 et des résultats à différentes températures ont été calculés et sont présentés à la page 60 du présent travail.

CHAPITRE II

MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Le montage dans son ensemble

Les montages expérimentaux utilisés pour mesurer le champ acoustique créé par une lentille ultrasonore possèdent des caractéristiques plus ou moins différentes en fonction des résultats que l'on désire mesurer. Les dimensions et l'intensité de la figure de diffraction obtenue, la puissance disponible par la source ainsi que diverses caractéristiques de la lentille, ne sont que quelques facteurs qui déterminent le choix des divers composants du système de mesure.

Le montage que nous avons développé est schématisé brièvement à la figure II.0. On y retrouve une source ultrasonore alimentée par un amplificateur de puissance à une fréquence de 3,5 MHz. Cette source possède plusieurs degrés de liberté et pointe en direction de la lentille étudiée. Cette dernière concentre l'énergie acoustique reçue de la source dans un plan image où un détecteur, libre de se déplacer selon trois axes cartésiens, est utilisé dans le but de mettre en graphique sur une table traçante la forme de la figure de diffraction mesurée.

MONTAGE EXPÉRIMENTAL.

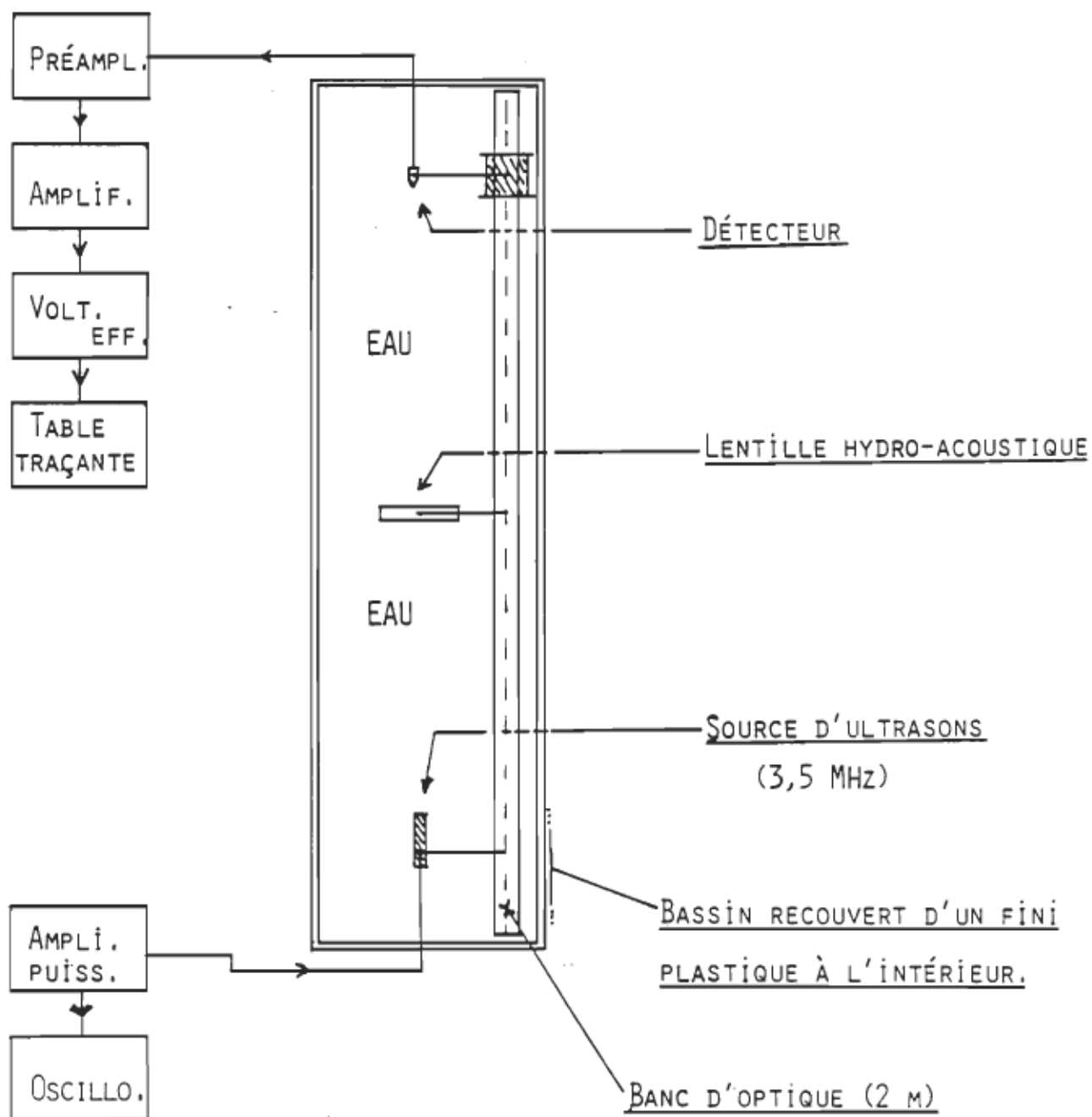


Figure II.0: Représentation schématique du montage utilisé.

Les supports respectifs de la lentille et du détecteur, sont libres de se déplacer le long d'un banc d'optique de 2 m de longueur afin d'assurer un alignement optique constant entre ces deux composants. La source, quant à elle, peut se déplacer sur un rail perpendiculaire au banc d'optique et ainsi être positionnée sur l'axe optique du système. La source, la lentille et le détecteur sont plongés dans un bassin d'eau et les différents supports sont, quant à eux, soutenus par une armature métallique extérieure au bassin.

La disposition expérimentale des divers supports est mise en évidence à la figure II.1, où on peut distinguer le support de la source en avant-plan, la lentille et le diaphragme en plan médian et en dernier plan, le support du détecteur avec ses trois degrés de liberté respectifs. Le diaphragme qui masque le pourtour de la lentille, est constitué d'un matériel absorbant à la fréquence d'opération, c'est-à-dire 3,5 MHz.

La lentille

La lentille ultrasonore étudiée, servant principalement dans le système d'imagerie ultrasonore développé au laboratoire, possède des caractéristiques précises qui sont fonction des dimensions physiques de la caméra. Ainsi, le diamètre et la longueur focale de la lentille sont des paramètres prédéfinis afin de rendre le système holographique le plus compact possible.

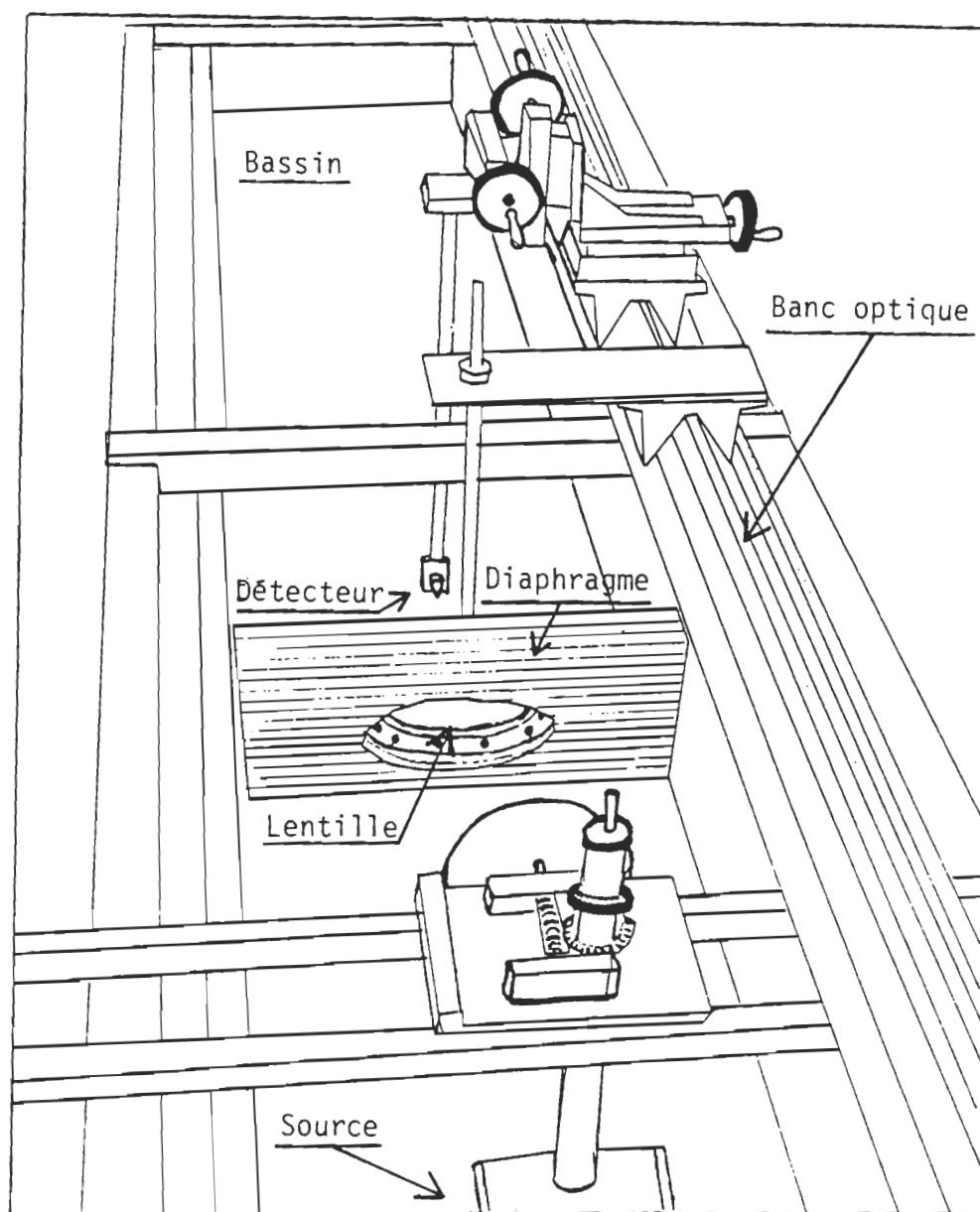


Figure II.1: Montage expérimental,
vue en perspective.

En pratique, la lentille est faite de deux membranes de polyester ("Mylar" de Dupont) ayant une épaisseur d'environ 70 microns, lesquelles sont tendues entre deux anneaux métalliques circulaires et espacées par un anneau central tel qu'illustré à la figure II.2. La lentille est par la suite gonflée avec un liquide polyfluoré (FC-75 de la Cie. 3-M) par une ouverture sur le côté de l'anneau central.

L'épaisseur des membranes est choisie selon la longueur focale désirée car le liquide possède une densité d'environ 1,85. Pour éviter l'accumulation du liquide dans le bas de la lentille par gravité et ainsi créer une déformation importante de la symétrie de révolution, il faut choisir des membranes qui pourront supporter une pression hydrostatique interne considérable. Cette pression sert expressément à maintenir la symétrie de révolution de la lentille lorsque celle-ci est plongée dans l'eau. D'autre part, la vitesse du son dans le FC-75 étant d'environ 600 m/s, et celle dans l'eau d'environ 1500 m/s et ce à 20 degrés Celsius, l'indice de réfraction relatif de la lentille est de l'ordre de 2,5 ce qui est assez élevé. La grande valeur de l'indice de réfraction relatif du liquide utilisé permet de minimiser les aberrations sphériques de la lentille car les rayons de courbures paraxiaux de celle-ci peuvent être assez grands pour une longueur focale suffisamment petite.

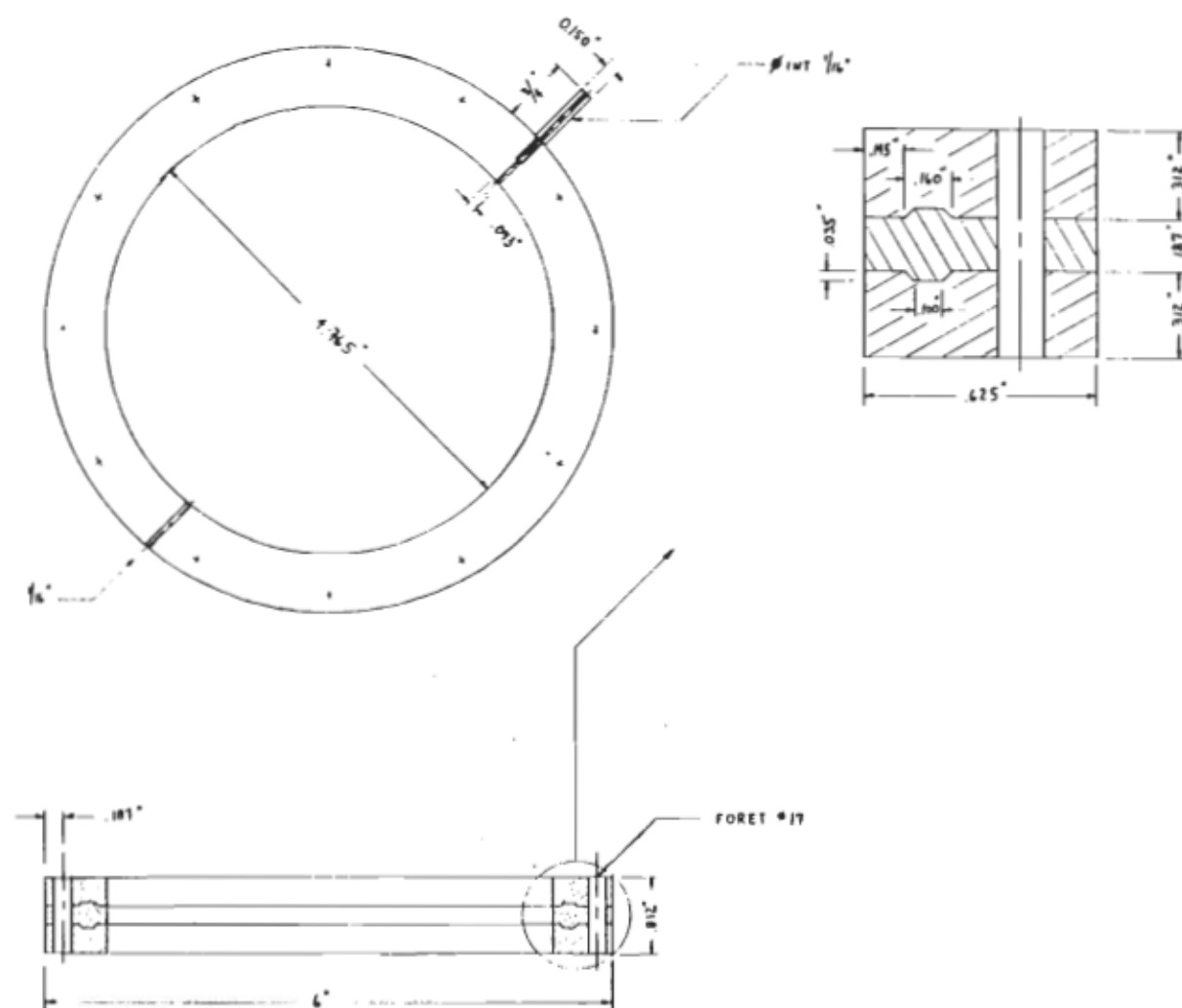


Figure II.2: La lentille hydro-acoustique, détails de construction.

Malheureusement, l'influence de la température sur la position du foyer est non-négligeable. En effet, les équations donnant la vitesse du son en fonction de la température pour chacun des liquides étant donné par,

$$v_{FC-75} = (-2,875 * T + 658.75) \text{ m/s}$$

pour le FC-75, (données du fabricant, voir en annexe), et

$$v_{eau} = (1403 + 5 * T - .06 * T^2 + .0003 * T^3) \text{ m/s}$$

pour l'eau, [36], on peut remarquer que les premiers coefficients sont de signes opposés ce qui fait en sorte que l'indice de réfraction relatif de la lentille varie rapidement avec la température au lieu d'être compensé.

Expérimentalement, la lentille fut gonflée jusqu'à ce que sa longueur focale soit d'environ 12 à 13 cm, ce qui correspond à la longueur focale de la lentille dans le système d'imagerie ultrasonore. La vérification de la longueur focale est réalisée directement dans le bassin et en mesurant les flèches de chacune des faces à l'aide d'un sphéromètre afin d'en calculer les rayons de courbures paraxiaux [10], voir ANNEXE 3.

Le support de la lentille dans le montage expérimental, est représenté à la figure II.3. On peut distinguer dans cette figure, les trois vis de serrage permettant de fixer solidement la lentille perpendiculaire à l'axe optique.

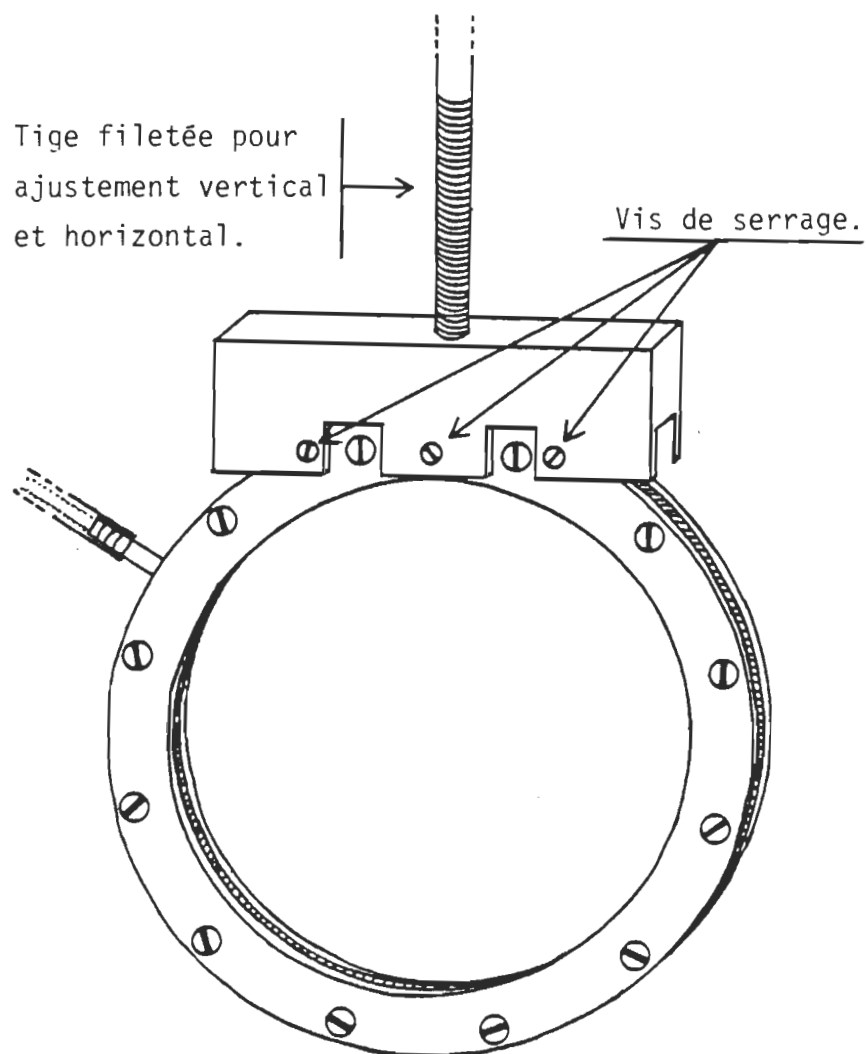


Figure II.3: Support de la lentille

Le support de la lentille permet de tourner celle-ci par rapport à son axe principal de façon à déterminer expérimentalement si elle possède une bonne symétrie de révolution. En effet, la symétrie de révolution de la lentille pourrait être déformée soit par la gravité ou encore par un étirement non-uniforme du polyester dans ses anneaux. En réalité, si on prend des mesures verticalement et horizontalement par rapport au fond du bassin nous pourrions alors être en mesure de distinguer la cause de la déformation si cette dernière est importante.

La source d'ultrasons

La source ultrasonore représentée à la figure II.4 est conçue à partir d'un polymère piézoélectrique, le fluorure de polyvinylidène, communément appelé PVDF ou PVF2. Le transducteur est monté principalement, en collant le PVDF avec une résine claire sur un disque de laiton, lequel est inséré dans un tube circulaire de laiton de diamètre légèrement supérieur. Le disque et le PVDF sont par la suite collés à l'extrémité du tube et une mince feuille d'isolant est aussitôt glissée à l'intérieur du tube. Lorsque ceux-ci sont solidement fixés à l'extrémité du cylindre, on dépose sur la face avant du PVDF une mince couche de peinture d'argent afin d'assurer un excellent contact électrique entre le PVDF et le tube de laiton, la seconde électrode étant la pastille. Le tout est relié électriquement à un câble coaxial qui sera branché plus tard

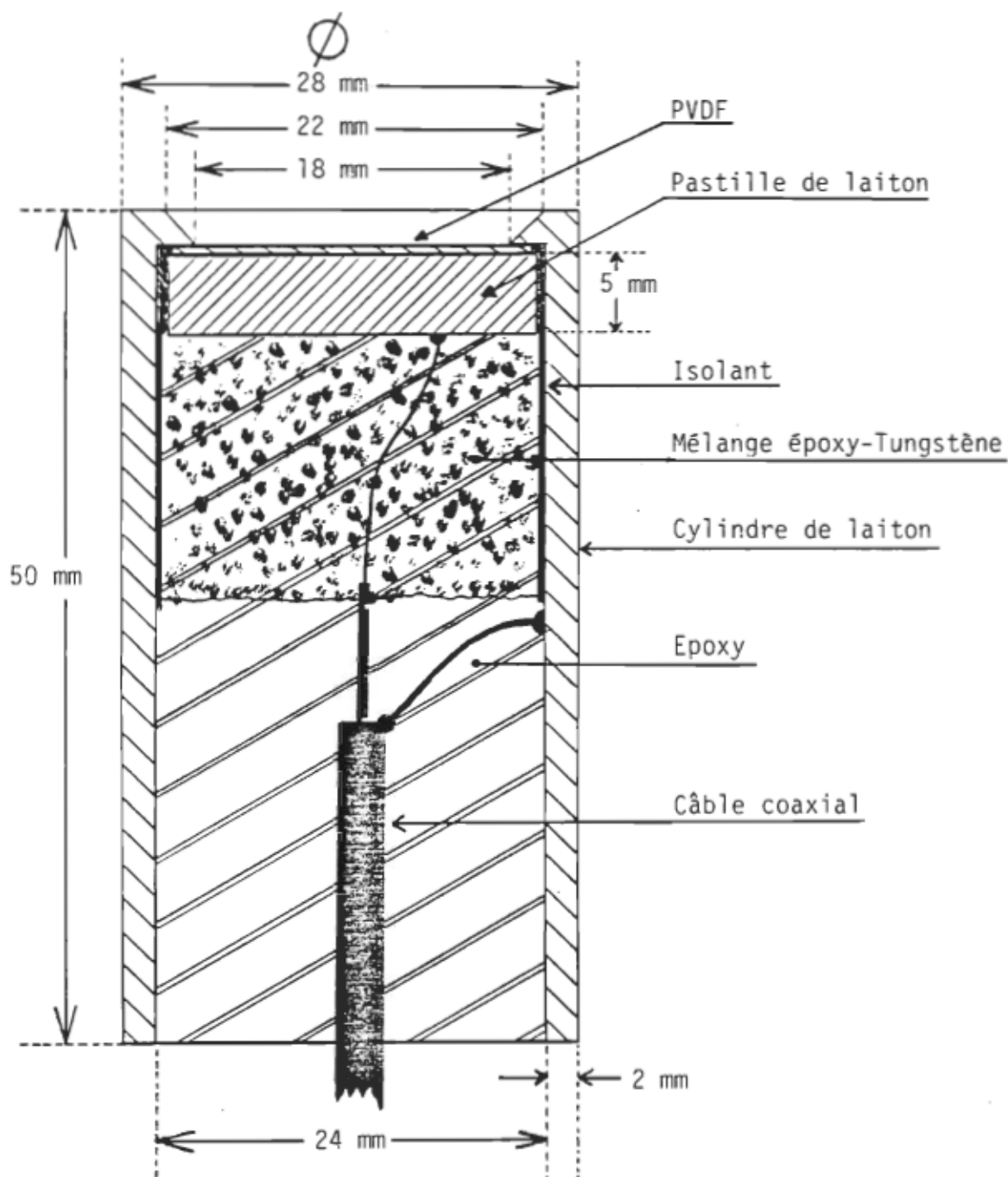


Figure II.4: Source d'ultrasons utilisée, vue en coupe.

au générateur. Une fois les raccords électriques effectués, le tube est rempli d'un mélange d'époxy et de fine poudre de tungstène jusqu'au bord de la feuille d'isolant. Ce mélange est utilisé afin d'obtenir un milieu arrière possédant une impédance acoustique proche de celle de la pastille de laiton. L'isolant permet principalement de séparer le mélange rendu conducteur de la paroi du tube. Finalement, le tube est rempli d'époxy jusqu'au bord du tube de laiton fixant ainsi solidement le câble coaxial au transducteur.

Afin d'obtenir une source quasi-ponctuelle, j'ai conçu un diaphragme d'un nouveau type qui semble être assez efficace. En effet, les moyens usuels employés aujourd'hui pour diaphragmer une source aux dimensions finies s'avèrent plutôt diversifiés et possèdent tous des avantages et inconvénients qui leurs sont propres. La solution la plus courante consiste à placer une lentille directement devant la source et de placer l'ouverture du diaphragme au foyer de celle-ci. Le principal désavantage de ce système est que l'ensemble doit être fixé à un même support, pour que l'on puisse déplacer la source sans réaligner les composants constituant cette source. Un autre inconvénient vient du fait que la lentille, généralement, atténue l'onde acoustique à la sortie de la source.

La forme du diaphragme que nous avons utilisée est représentée à la figure II.5a. Ce dernier a été conçu de façon à pouvoir se placer directement sur la source ultrasonore. L'intérieur de la pièce est creuse et en forme de cône de révolution ayant un angle de demi-ouverture de 10° degrés. Au sommet du cône, se trouve l'ouverture quasi-ponctuelle, en regard de l'angle sous-tendu par celle-ci en fonction du pouvoir de résolution de la lentille.

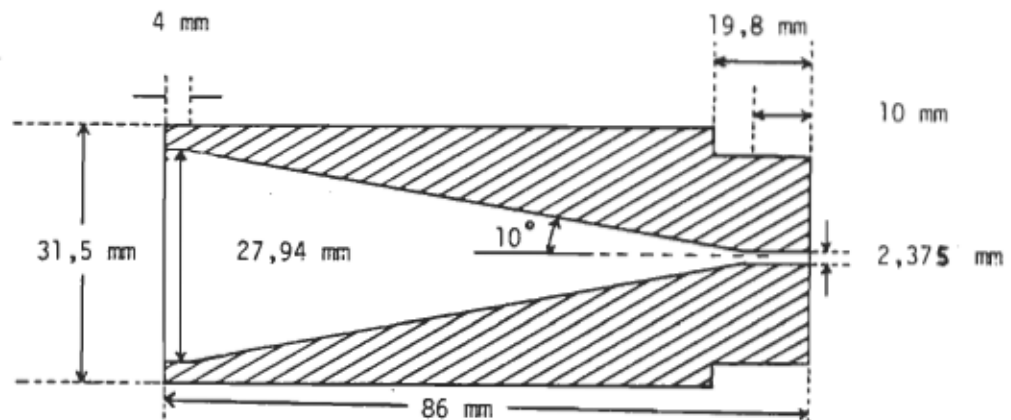


Figure II.5-a: Le diaphragme-source,
vue en coupe.

Comme l'usinage d'une telle pièce est assez laborieux, nous avons décidé de faire usiner un moule dans le but de couler la pièce désirée. En effet, la fabrication de la pièce complémentaire est beaucoup plus facile de sorte que nous avons fabriqué le diaphragme en coulant une résine d'époxy dans un tube de laiton circulaire dans lequel se trouvait la pièce représentée à la figure II.5b. Chacune des pièces du moule doit être enduite d'une couche de cire pour pouvoir démouler le tout lorsque la résine est solide.

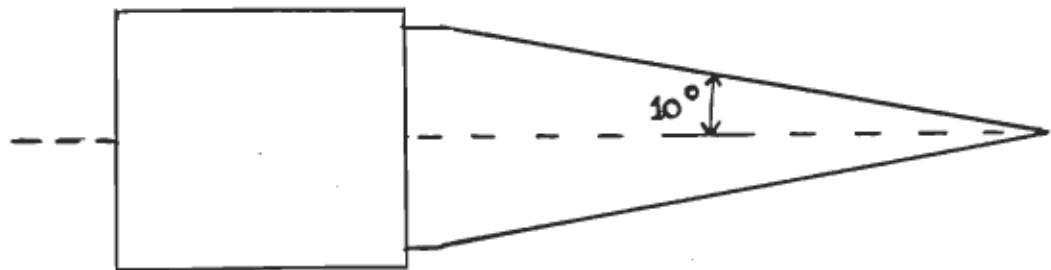


Figure II.5-b: Forme servant à couler
le diaphragme.

La source et le diaphragme étant fixés solidement ensemble, le tout peut être supporté de façon à ce que l'ouverture du diaphragme soit centrée par rapport aux axes de liberté du support, tel qu'illustré à la figure II.6. Les principaux degrés de liberté disponibles sur le support permettent ainsi d'orienter la source convenablement sur l'axe optique du système.

Le détecteur ultrasonore

Le détecteur que nous utilisons, est essentiellement constitué des mêmes éléments que la source. Une mince feuille circulaire de PVDF d'environ 60 microns d'épaisseur est employée comme détecteur, ce dernier étant situé à l'extrémité d'un tube de laiton légèrement différent de la source, (voir figure II.7). En effet, le tube du détecteur est construit de façon à pouvoir loger un préamplificateur électronique qui est schématisé à la figure II.8.

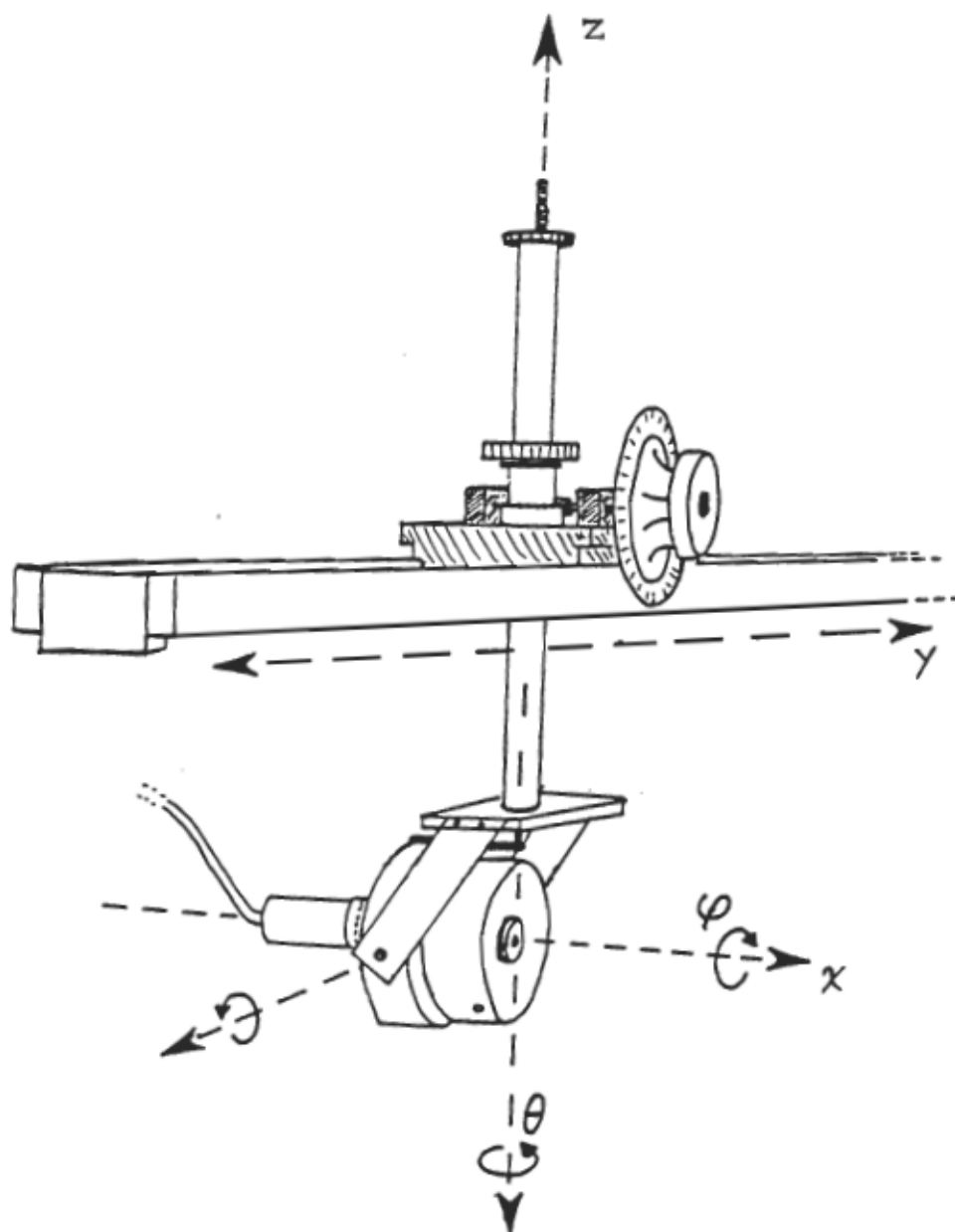


Figure II.6: Support de la source et ses principaux axes de déplacements et de rotations

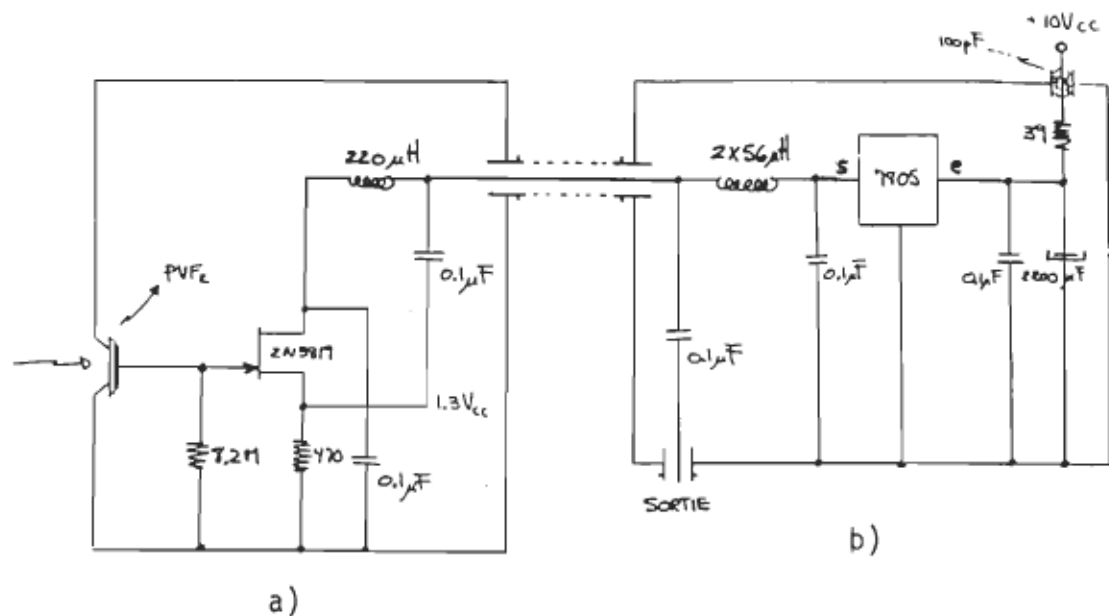


Figure II.8: Préamplificateur intégré à l'hydrophone, partie a); et son alimentation, partie b).

Le pouvoir de résolution de cet hydrophone étant restreint par son diamètre, une pièce fut fabriquée de façon à réduire la portion du champ ultrasonore détecté. A l'inverse du diaphragme conçu pour la source, nous avons produit un cône de laiton ayant en son sommet une petite ouverture de diamètre égal à la longueur d'onde dans l'eau à la fréquence d'opération soit approximativement 0,5 mm. Ce cône, représenté à la figure II.9, peut être inséré à l'extrémité de l'hydrophone ce qui lui permet de mesurer le champ acoustique avec une précision satisfaisante. L'angle d'ouverture du cône permet principalement d'éliminer la partie de l'onde incidente qui ne pénètre pas dans l'ouverture en réfléchissant celle-ci loin du détecteur.

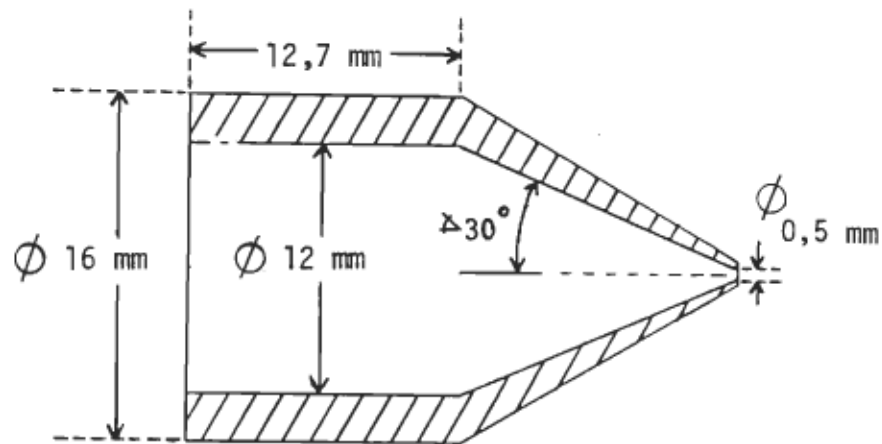


Figure II.9: Cône d'adaptation de l'hydrophone.

Le support de l'hydrophone est constitué d'un système de déplacement cartésien permettant des déplacements selon trois axes mutuellement perpendiculaires. Ce système est manufacturé par la Cie. Gaertner Scientific Corporation de Chicago, et représenté à la figure II.10. Les trois vis de déplacement ont un pas de 28 filets par pouce ce qui permet un contrôle de la position suffisamment précis pour les mesures que nous avons effectuées. L'amplitude des déplacements permis par le système est de l'ordre de 5,5 cm.

Alignement des composants du système

Afin de bien aligner les différentes parties du montage, nous nous sommes servis d'une méthode géométrique. Le détecteur et la lentille étant situés sur le même banc optique, nous centrons premièrement le détecteur par rapport

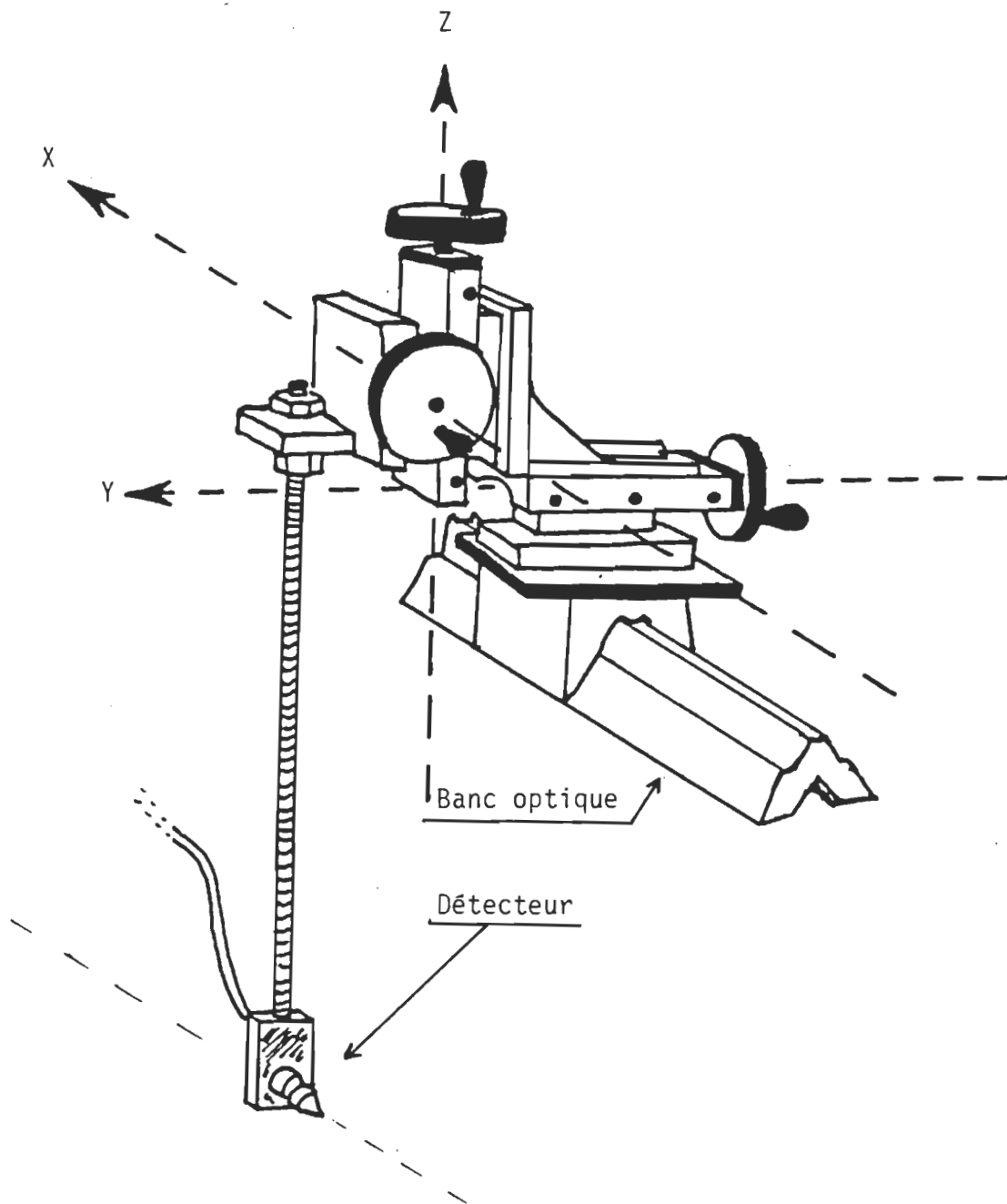


Figure II.10: Support du détecteur et ses principaux axes de déplacement.

au centre physique de la lentille. Par la suite, nous enlevons la lentille pour permettre au détecteur d'avancer sur le banc jusqu'à proximité de la source. A cet endroit, nous centrons la source par rapport au détecteur verticalement et horizontalement. Une fois cette opération terminée, nous plaçons le détecteur à la position de la lentille et nous orientons la source afin de détecter un signal acoustique maximal. Ceci nous indique que le maximum de la figure d'émission de la source est dirigé vers le centre de la lentille. Finalement, nous remplaçons le détecteur et la lentille à leur position respective. Cette méthode est valable dans le seul cas où l'axe optique de la lentille est parallèle à l'axe du banc optique. Pour s'assurer que les composants sont bien alignés, nous déplaçons le détecteur du côté image de la lentille en vérifiant la position du maximum du signal détecté. Si le maximum reste à la position prédéterminée par le centre géométrique de la lentille, pour plusieurs positions le long de l'axe optique, cela indique que l'enlignement des pièces est satisfaisant.

CHAPITRE III

RÉSULTATS GÉNÉRAUX

Introduction

Ce chapitre vise à présenter les résultats obtenus soit par calcul ou par mesure expérimentale. Il sera divisé en deux parties dans le but de faciliter la présentation des résultats. Une première présentera les divers calculs effectués avec l'ordinateur Cyber 174 du service informatique de l'Université du Québec à Trois-Rivières. La progression logique des résultats présentés, nous permettra de mieux juger de leur valeur. Dans une deuxième partie, les résultats expérimentaux mesurés seront exposés. Ils mettront en évidence les caractéristiques principales de la lentille ainsi que celles de l'image créée par cette dernière.

Résultats calculés

Nous avons effectué quelques calculs préliminaires afin de vérifier si ceux-ci correspondent à la réalité. Comme on sait, la figure de diffraction à l'infini créée par une ouverture circulaire éclairée par une onde plane normale au plan de l'ouverture est bien connue. En relation avec la longueur d'onde de la source et le rayon de l'ouverture, on peut déterminer la position angulaire des principaux minima

et maxima de la figure de diffraction créée ainsi que l'intensité relative de ces derniers par rapport au maximum central; c'est le phénomène de la diffraction de Fraunhofer.

| |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Atténuation: 0 Np/m (à moins de spécific. contraire) Température: 24 degrés Celsius (") Distance objet: -0,527 mètre sur l'axe optique Rayon de la lentille: 0,0603 mètre Rayons de courbure face 1 et 2: $R_1=0,38$ m $R_2=-0,38$ m Fréquence d'opération: 3,5 MHz Epaisseur à la périphérie de la lentille: 0,005 mètre Indice de réfraction relatif à 24 degrés Celsius: 2,53 |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|

Tableau III.0: Résumé des paramètres de la lentille pour les calculs et mesures.

Dans le cas particulier où l'ouverture possède un rayon de 60,33 mm, et que la longueur d'onde du rayonnement incident est de 0,426 mm, les caractéristiques principales de la figure de diffraction théorique ont été calculées et sont résumées au tableau III.1. Dans ce tableau, on retrouve le rapport des intensités ainsi que le rapport des amplitudes, ces dernières correspondant aux valeurs expérimentales détectées des principaux minima et maxima. On reconnaît aussi la position théorique de chacun pour une image créée par une lentille parfaite située directement à la sortie de l'ouverture, dont le foyer se trouve à 0,486 mètre du centre de l'ouverture.

Si la théorie que nous avons élaborée démontre une précision acceptable, les résultats présentés dans le tableau III.1, doivent pouvoir être reproduits par un calcul

adéquat à l'aide du programme que nous avons conçu. Pour ce faire, nous avons imaginé une source ponctuelle à une grande distance, soit 1000 mètres, d'une lentille qui possède une longueur focale de 0,5 mètre. Les rayons de courbures de la lentille étant très faibles, les aberrations occasionnées

| | Centre | m1 | M1 | m2 | M2 | m3 | M3 |
|---------------------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| I/I_0 | 1 | 0 | .017 | 0 | .004 | 0 | .0016 |
| $\sqrt{I/I_0}$ | 1 | 0 | .1304 | 0 | .0633 | 0 | .04 |
| position (mètre) | 0 | .0021 | .0028 | .0038 | .0046 | .0056 | .0064 |

Tableau III.1: Données relatives à la figure de diffraction d'une ouverture de 0,06033 m de rayon à une distance de 0,486 m.

par celle-ci peuvent pratiquement être négligées. La figure de diffraction calculée à la position du maximum d'amplitude sur l'axe optique préalablement déterminé par le programme, soit 0,486 mètre par rapport à l'origine (0,0,0) (voir figure 1.3), est représentée à la figure III.0. Les principaux résultats se rattachant à cette figure sont quant à eux résumés au tableau III.2. Cette courbe représente la forme de la figure de diffraction calculée par le programme, normalisée à 1 pour comparer plus facilement celle-ci aux valeurs du tableau III.1.

| | Centre | m1 | M1 | m2 | M2 | m3 | M3 |
|---------------------|--------|--------|-------|---------|-------|---------|-------|
| I/I_0 | 1 | .00063 | .0187 | .000008 | .0042 | .000003 | .0017 |
| $\sqrt{I/I_0}$ | 1 | .025 | .1369 | .0028 | .0648 | .00175 | .0413 |
| position (mètre) | 0 | .0021 | .0028 | .0039 | .0047 | .0056 | .0064 |

Tableau III.2: Résultats calculés relatifs à la situation du tableau III.1.

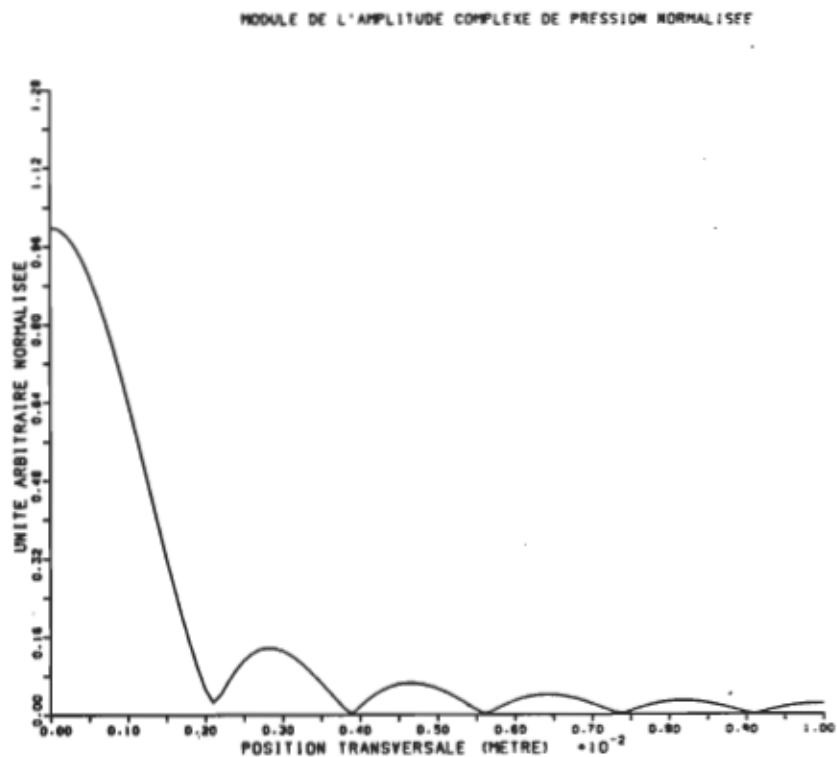


Figure III.0: Figure de diffraction calculée pour une longueur focale de 0,5 m et une distance source de 1000 mètres.

On peut rapidement faire le parallèle entre ces deux tableaux et noter la concordance des résultats. Ce calcul a été effectué avec 50 points sur le rayon de la lentille, soit près de 8,000 points sur la surface. Le nombre de points dans le plan image, quant à lui, se chiffre à 100 points et ce calcul fut effectué en 43 minutes.

Il est évident que le nombre de points choisis sur le rayon de la lentille influence la qualité des résultats, et le temps utilisé pour le calcul dépend en plus du nombre de points du côté image que l'on désire calculer. C'est la raison pour laquelle nous avons fait une série de calculs afin de déterminer les conditions optimales, en terme de nombre de points de calcul sur un rayon pour obtenir des résultats sur lesquels nous pourrions nous baser pour comparer les résultats mesurés. Pour ce faire, nous avons employé les mêmes conditions que celles utilisées lors des mesures expérimentales dans le bassin, celles-ci étant résumées au tableau III.0 (les distances sont toujours en référence à la figure I.3).

Nous avons donc calculé le module de l'amplitude complexe de pression acoustique le long de l'axe optique pour 10, 20, 30, 40 et 50 points sur le rayon de la lentille. Ces résultats sont présentés graphiquement aux figures III.1 a, b, c, d et e respectivement.

Etude de l'effet du nombre de point de calcul sur le rayon de la lentille

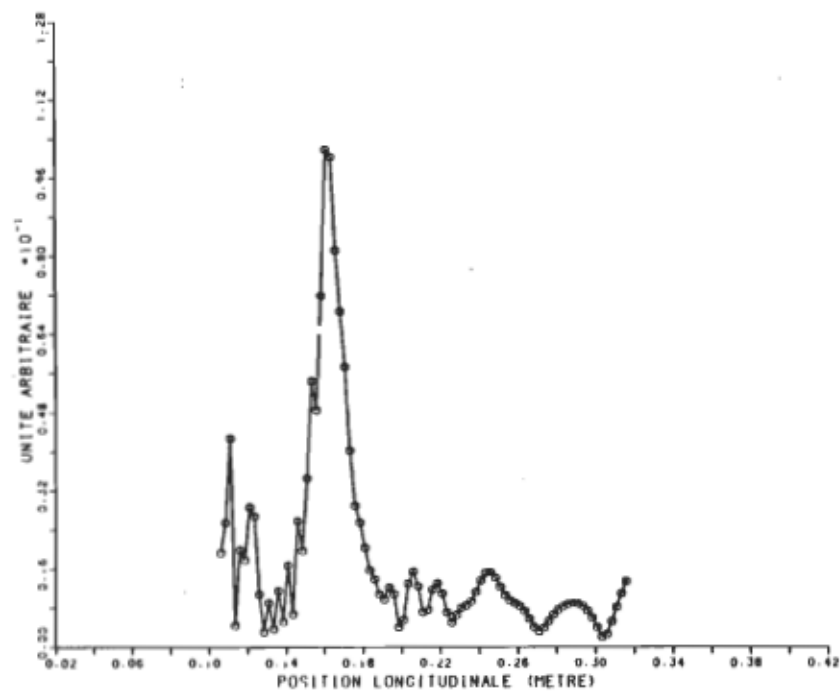


Figure III.1-a

10 points

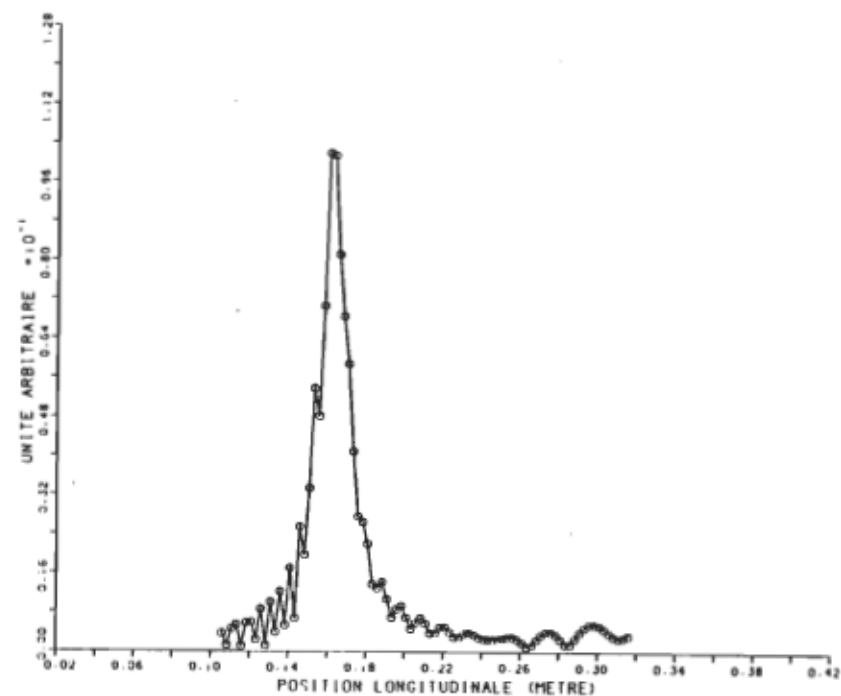


Figure III.1-b

20 points

Etude de l'effet du nombre de point de calcul sur le rayon de la lentille

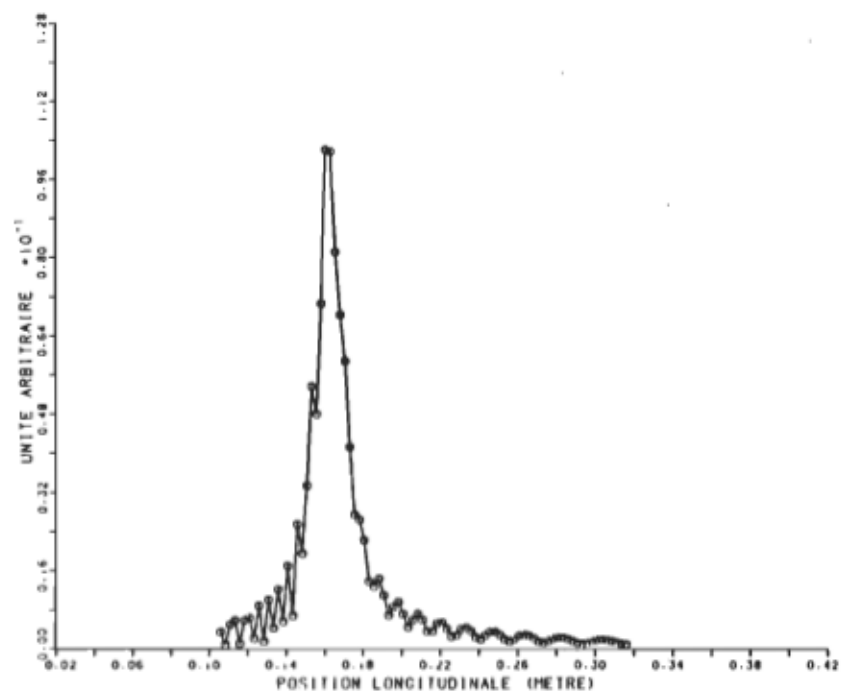


Figure III.1-c

30 points

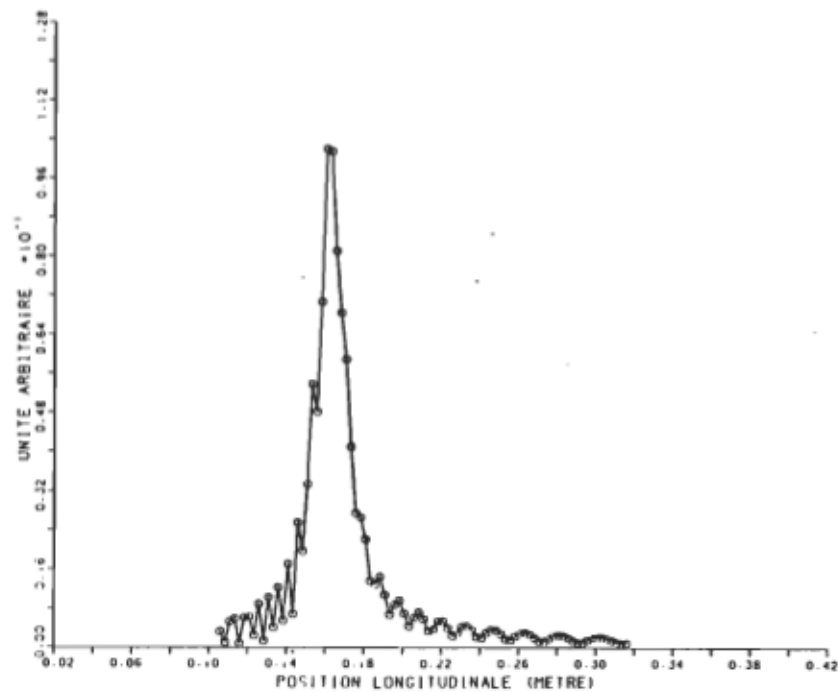


Figure III.1-d

40 points

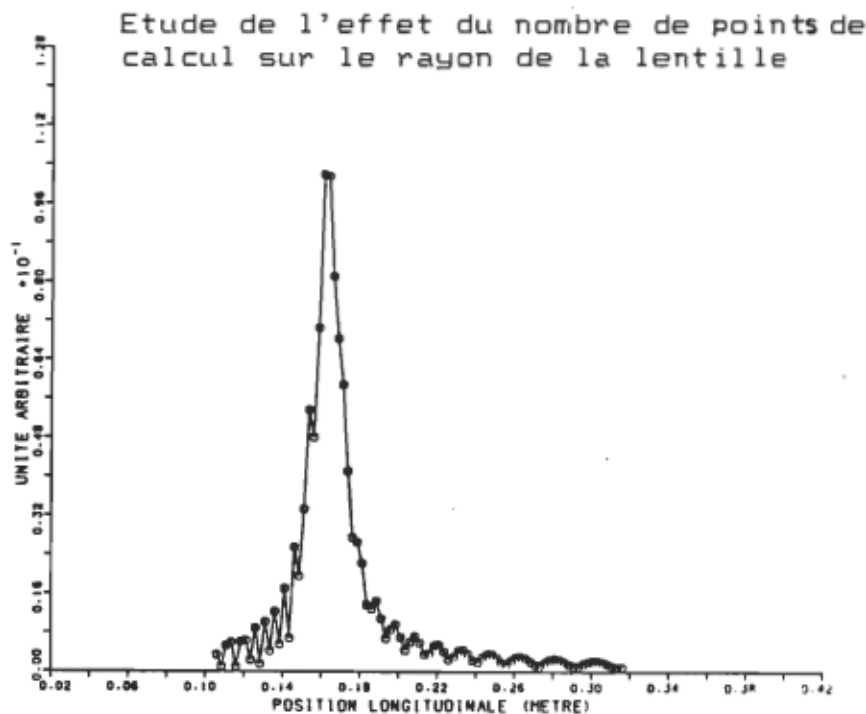


Figure III.1-e

50 points

On peut voir que les valeurs calculées ne dépendent pas du nombre de points sur le rayon, car le calcul tient compte de l'élément de surface associé à chaque point de la surface. Bien sur, la précision du calcul dépend du nombre de points; comme on peut le remarquer nettement entre les figures a, b et c, où près de la lentille, les résultats divergent si le nombre de points n'est pas suffisamment grand. Par contre, la différence entre les figures c, d et e est très faible ce qui nous indique que le nombre de points sur le rayon que nous pouvons prendre avec assurance, se chiffre à 40. Ainsi, les calculs qui suivront seront

tous effectués sur une base de 40 points sur le rayon de la lentille, soit environ 5000 points sur l'ouverture de celle-ci.

Calculs reliés aux conditions de mesures.

Dans cette partie, vous retrouverez différents résultats calculés qui, dans l'ensemble, sont caractérisés par les divers paramètres du tableau III.2. Ces résultats se regroupent en deux séries distinctes. Une première servira aux comparaisons directes avec les résultats mesurés. Vous y trouverez une figure précise montrant l'évolution de l'amplitude de long de l'axe optique, un calcul précis de la figure de diffraction à la position image ainsi qu'une série de calculs laissant voir la transformation de la figure de diffraction le long de l'axe optique. La deuxième série de calculs ne s'applique pas à une comparaison directe avec les résultats expérimentaux mesurés car dans un cas, il s'agit de l'étude de l'effet de la température et le montage ne permet pas de contrôler ce paramètre et dans l'autre cas, il s'agit de l'étude de l'effet de la valeur du coefficient d'atténuation et ce dernier ne peut être changé expérimentalement. Ces graphiques mettront en évidence la variation de la position du maximum d'amplitude détecté avec la variation de la température ainsi que l'effet de la variation du coefficient d'atténuation du liquide de gonflage sur la figure de diffraction observée.

Calcul sur l'axe optique

MODULE DE L'AMPLITUDE COMPLEXE DE PRESSION ACOUSTIQUE
LE LONG DE L'AXE OPTIQUE.

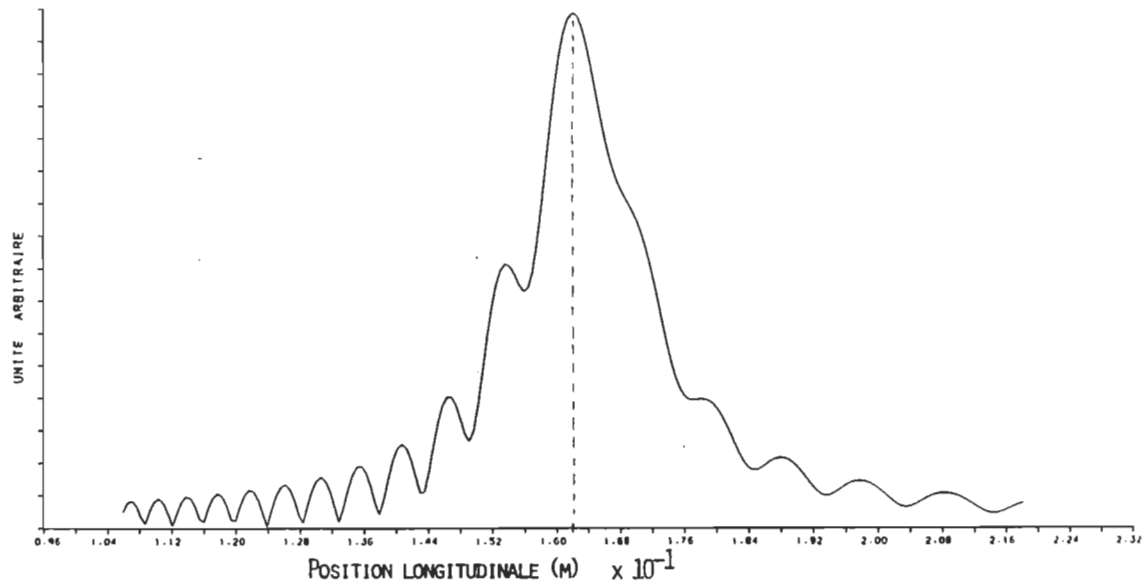


Figure III.2: Lentille du laboratoire (calcul)

La distribution du module de l'amplitude complexe de pression acoustique le long de l'axe optique est représentée à la figure III.2. Le nombre de points calculés du côté image pour obtenir celle-ci est de 200. La figure semble être constituée d'une courbe continue alors qu'en réalité il s'agit d'une série de droites rejoignant chaque point calculé. C'est pour cette raison que la partie gauche de la courbe semble un peu irrégulière, les points dans cette région n'étant pas assez rapprochés comparativement à l'oscillation de la courbe. Outre ce détail, on peut voir que la position image de la source, se situe à 0,162 mètre de l'origine.

Calcul de la figure de diffraction
à la position image.

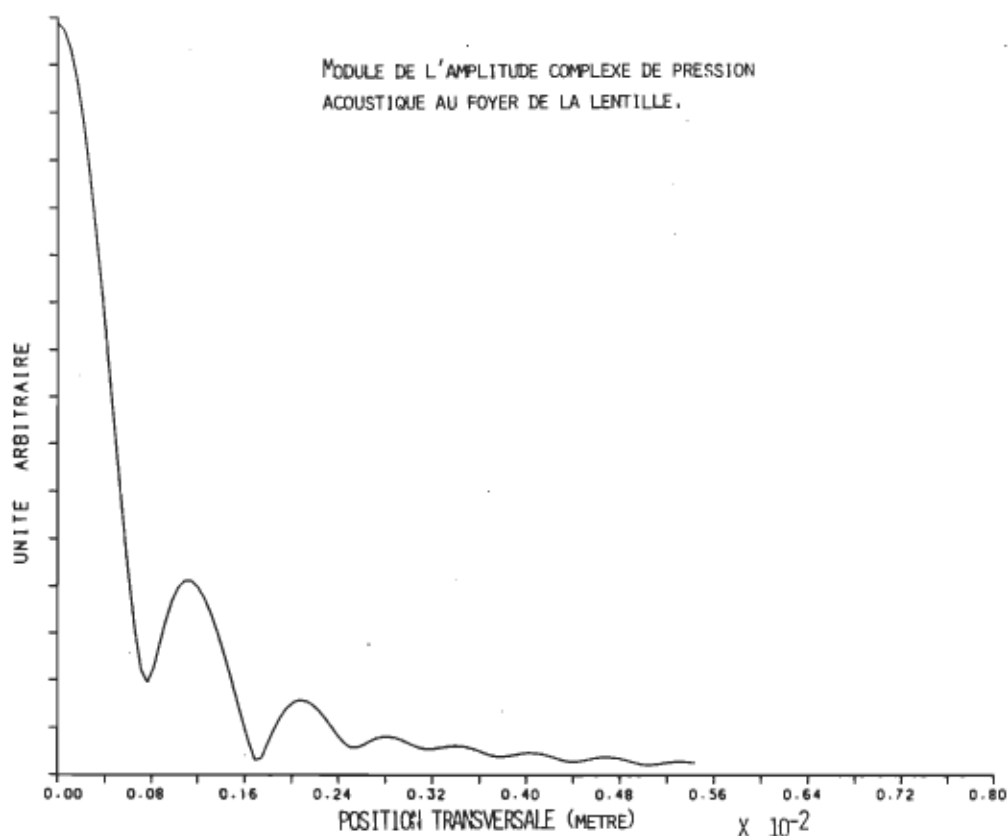


Figure III.3: Lentille du laboratoire (calcul)

A la figure III.3, nous avons la représentation graphique de la forme de la figure de diffraction d'amplitude, à la position image telle que déterminée par le résultat de la figure III.2. Le point important à noter pour l'instant consiste en ce que le premier minimum ne descend pas à 0 mais à environ 12,5 % du maximum central, et le deuxième minimum tombe à 2,5% du maximum central, alors que pour une lentille parfaite, les minima doivent tous être nuls.

Variation de la figure le long
de l'axe optique.

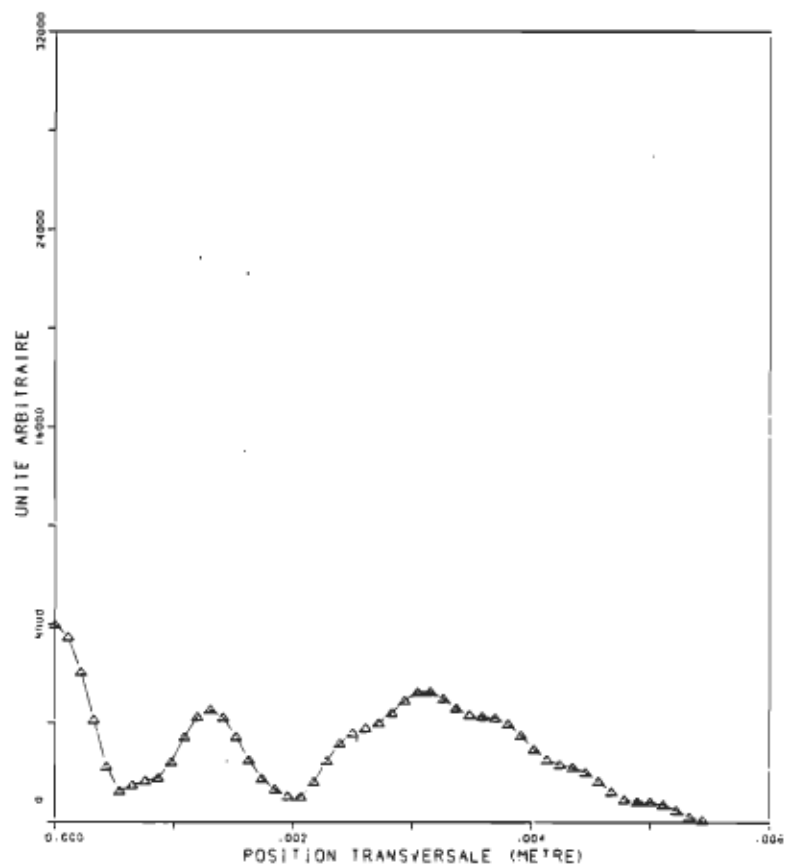


Figure III.4-a: 0,147 m.

Les huit graphiques de la figure III.4 montrent l'évolution de la figure de diffraction, en fonction de diverses positions le long de l'axe optique. Parmi ceux-ci, on peut voir une différence nettement marquée entre l'aspect des courbes de diffraction en deçà de la position image, (a,b,c), de celles présentées au-delà de ce point, (e,f,g,h).

Variation de la figure le long de l'axe optique.

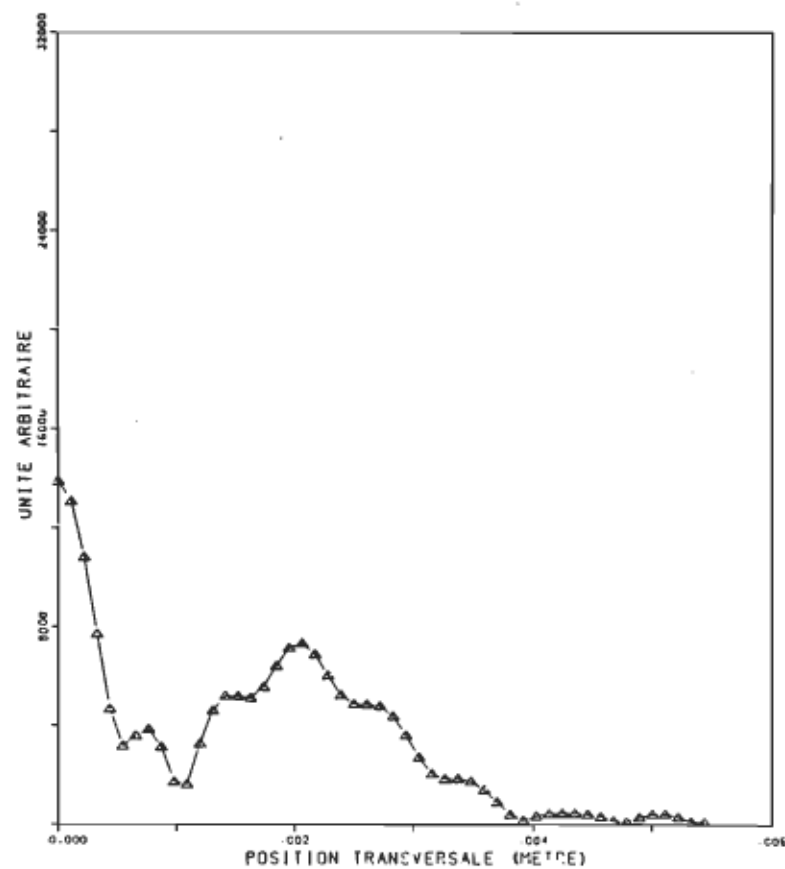


Figure III.4-b: 0,152 m.

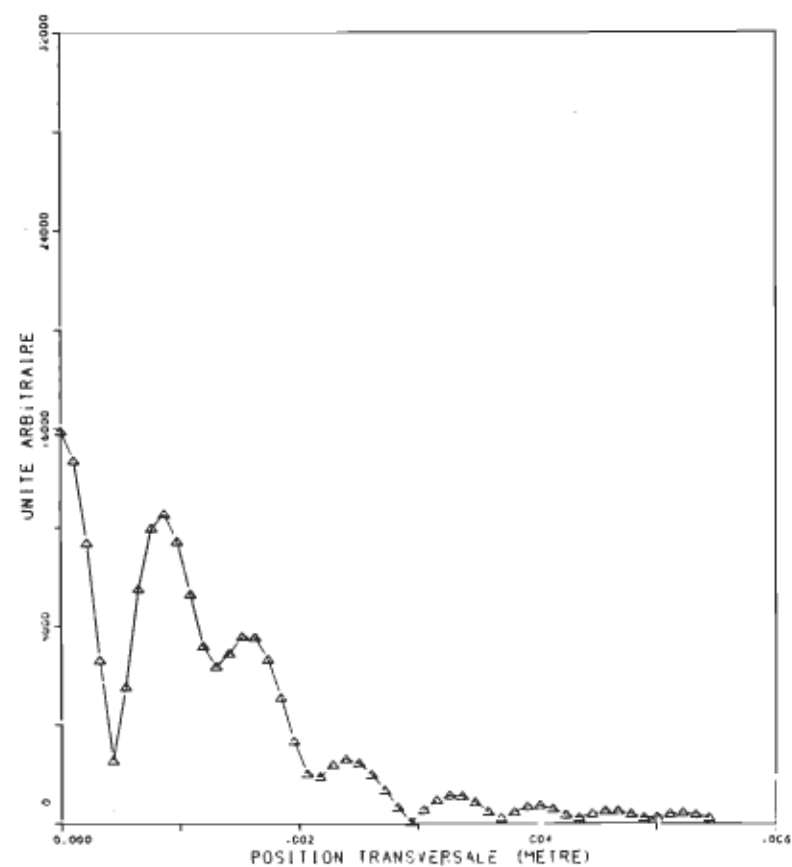


Figure III.4-c: 0,157 m.

Variation de la figure le long de l'axe optique.

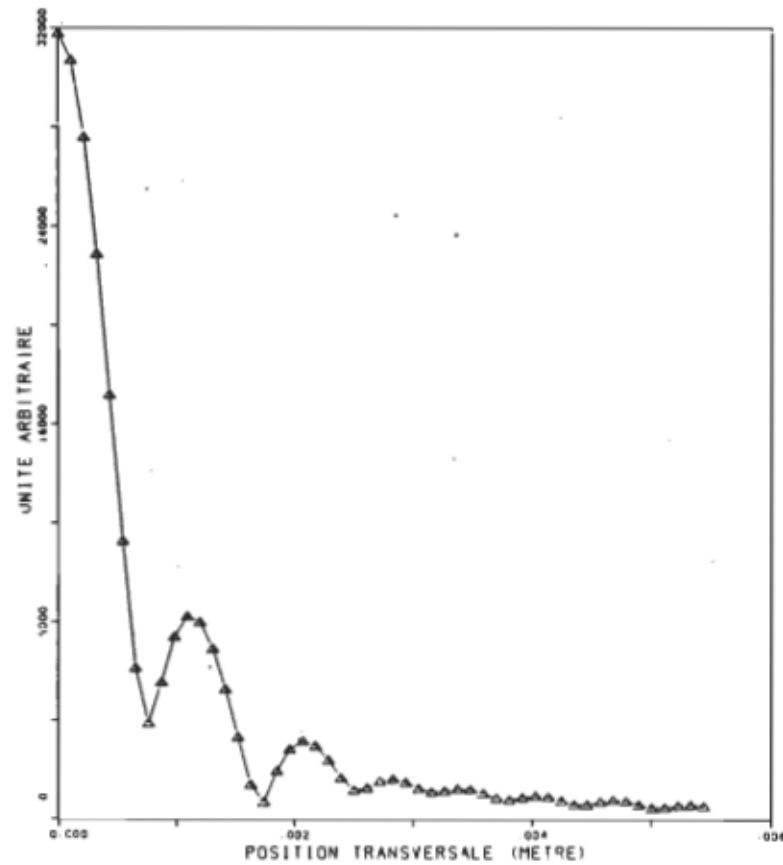


Figure III.4-d: 0,162 m.

(plan image)

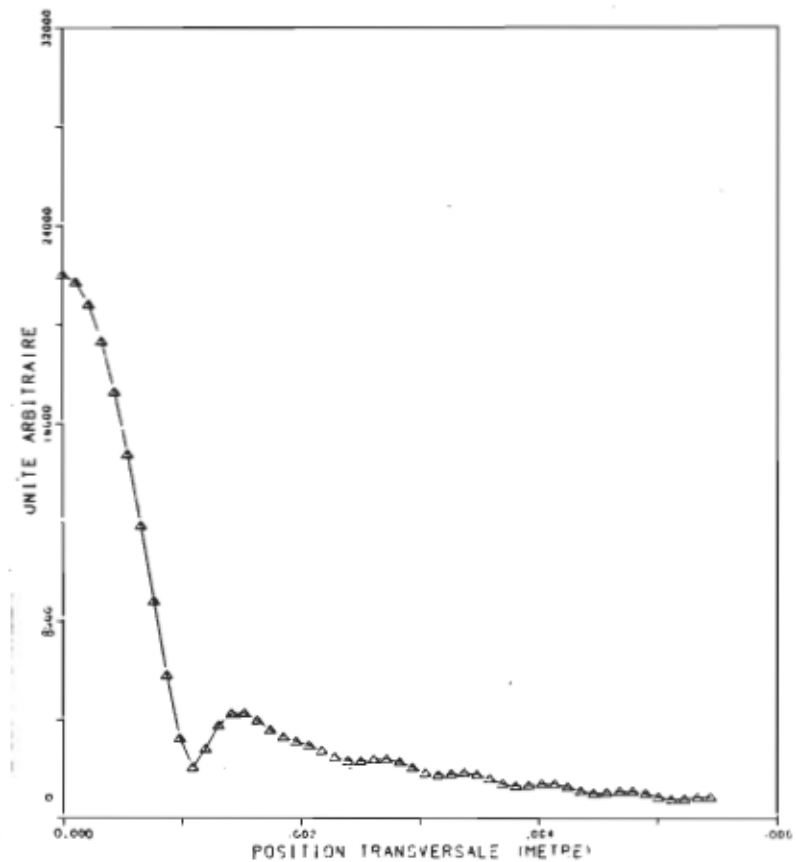


Figure III.4-e: 0,167 m.

Variation de la figure le long de l'axe optique.

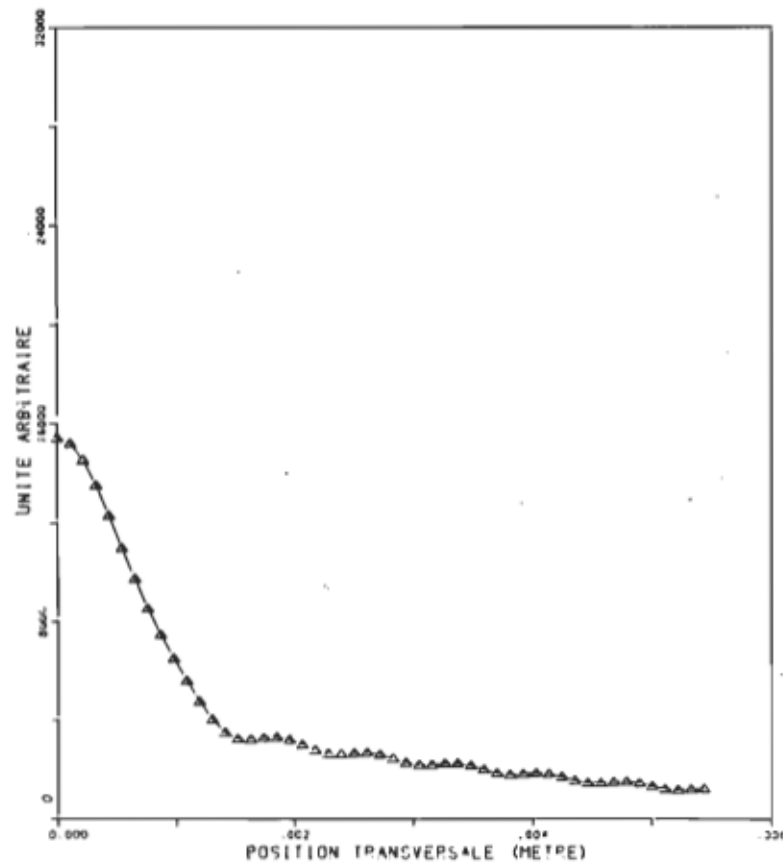


Figure III.4-f: 0,172 m.

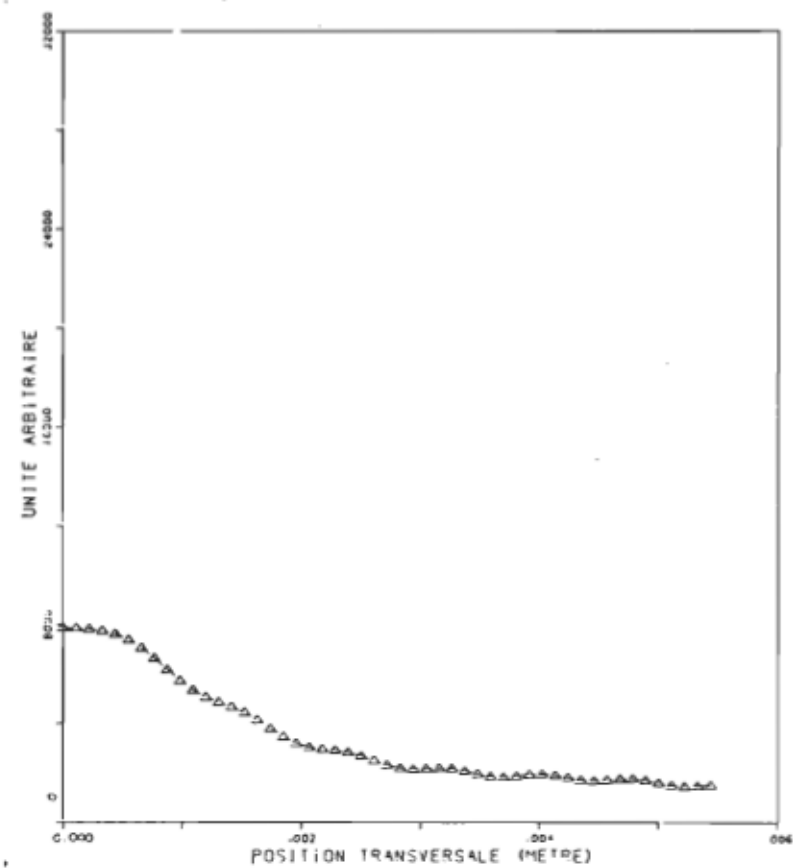


Figure III.4-g: 0,177 m.

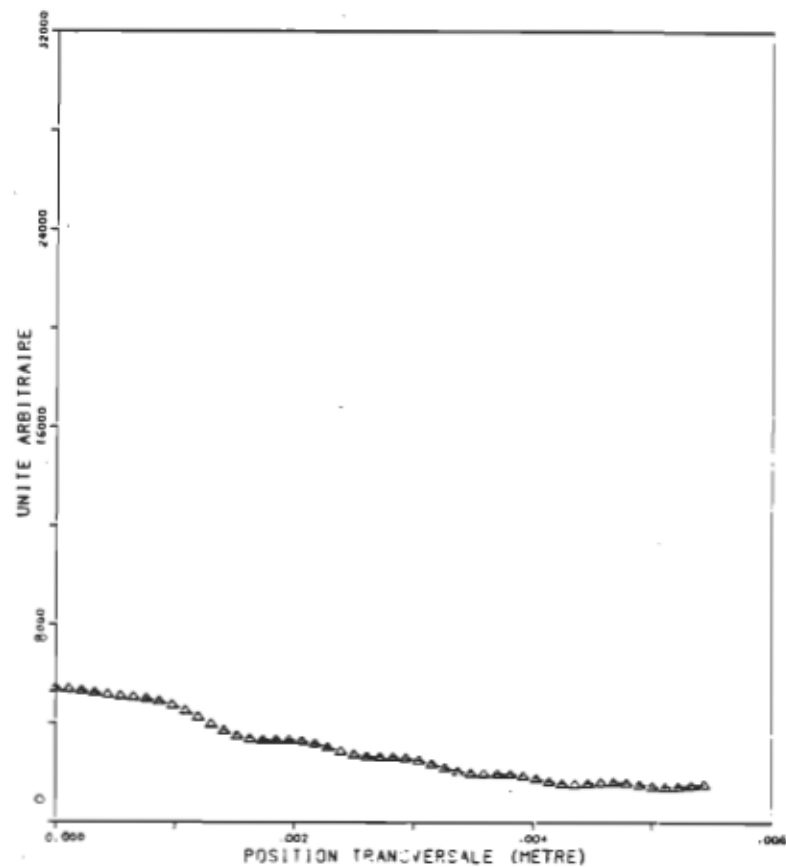


Figure III.4-h: 0,182 m.

Etude de l'effet de la température.

L'indice de réfraction de la lentille variant avec la température, la position du maximum d'amplitude sur l'axe se trouve à être modifiée si celle-ci varie de façon importante. A la figure III.5, on retrouve cinq courbes représentant la distribution de l'amplitude de pression sur l'axe optique. Chacune de ces courbes est caractérisée par une température particulière qui est respectivement, de gauche à droite, 22, 23, 24, 25 et 26 degrés Celcius.

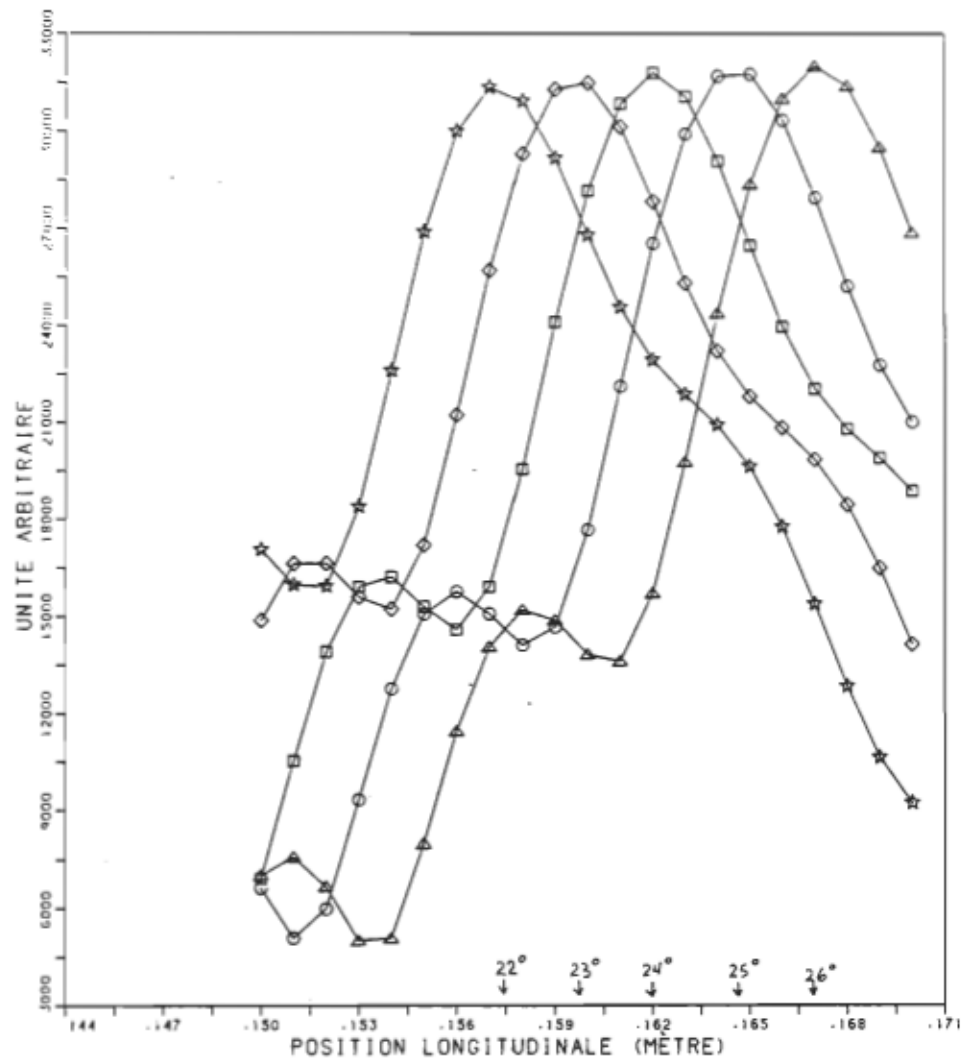


Figure III.5:

ETUDE DE L'EFFET DE LA TEMPÉRATURE SUR LA POSITION DU FOYER

- | | |
|--------|--------|
| △ 26°C | ☆ 22°C |
| ○ 25°C | |
| □ 24°C | |
| ◇ 23°C | |

On peut voir rapidement que la position relative de la courbe se déplace d'environ +2,5 mm par degré Celsius, ce qui s'avère bien considérable. Aucune vérification expérimentale précise n'a cependant été réalisée car le montage ne permet pas de contrôler ce paramètre.

Effet de l'atténuation sur la
forme de la figure.

Parmi toutes les références citées dans la bibliographie, un seul auteur fait état d'une valeur d'atténuation pour le FC-75. Gupta [35], sans aucun détail, affirme que l'atténuation de ce liquide est de 0,35 dB/cm, alors que dans le même tableau, il fait une erreur dix fois trop grande pour la vitesse du son dans ce liquide, il donne 6000 m/s alors qu'elle est approximativement égale à 600 m/s (voir annexe 2).

Dans notre travail, nous avons étudié l'effet de la valeur du coefficient d'atténuation sur la structure de la figure de diffraction à la position image. Vous retrouverez, aux figures III.6-a et b, l'effet de l'atténuation représenté en décibels pour une atténuation de 0 et 25 Népers par mètre. Aux figures III.6-c et d, on peut remarquer l'effet sur la figure en amplitude et finalement, aux figures III.6-e et f, la superposition pour chacune des représentations. On remarque rapidement que le principal effet de l'atténuation consiste à amener les minima à un niveau moyen et non pas d'abaisser l'ensemble de ces minima. En bref, l'effet de l'atténuation consiste à équilibrer l'ensemble des minima et maxima

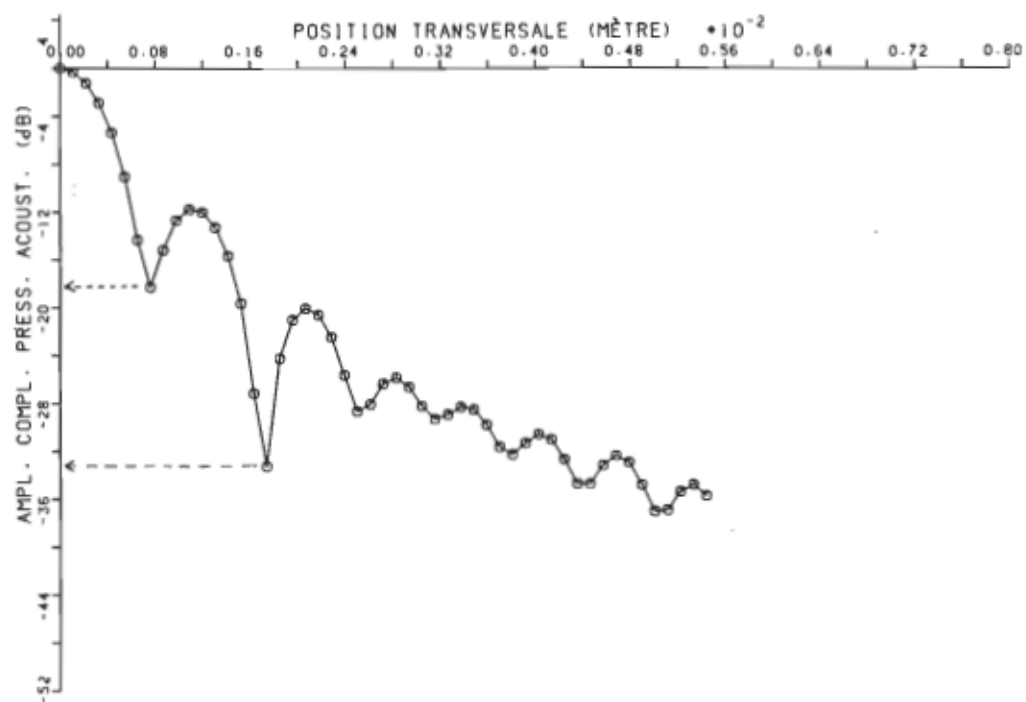


Figure III.6-a: Figure de diffraction en dB sans atténuation

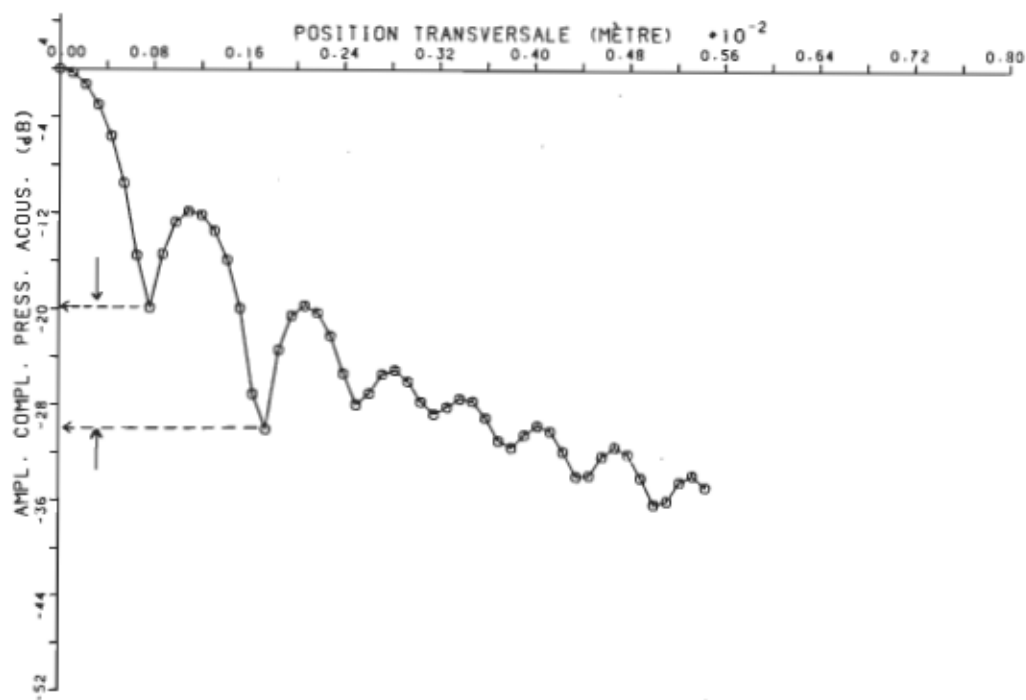


Figure III.6-b: Figure de diffraction en dB, 25 Np/m

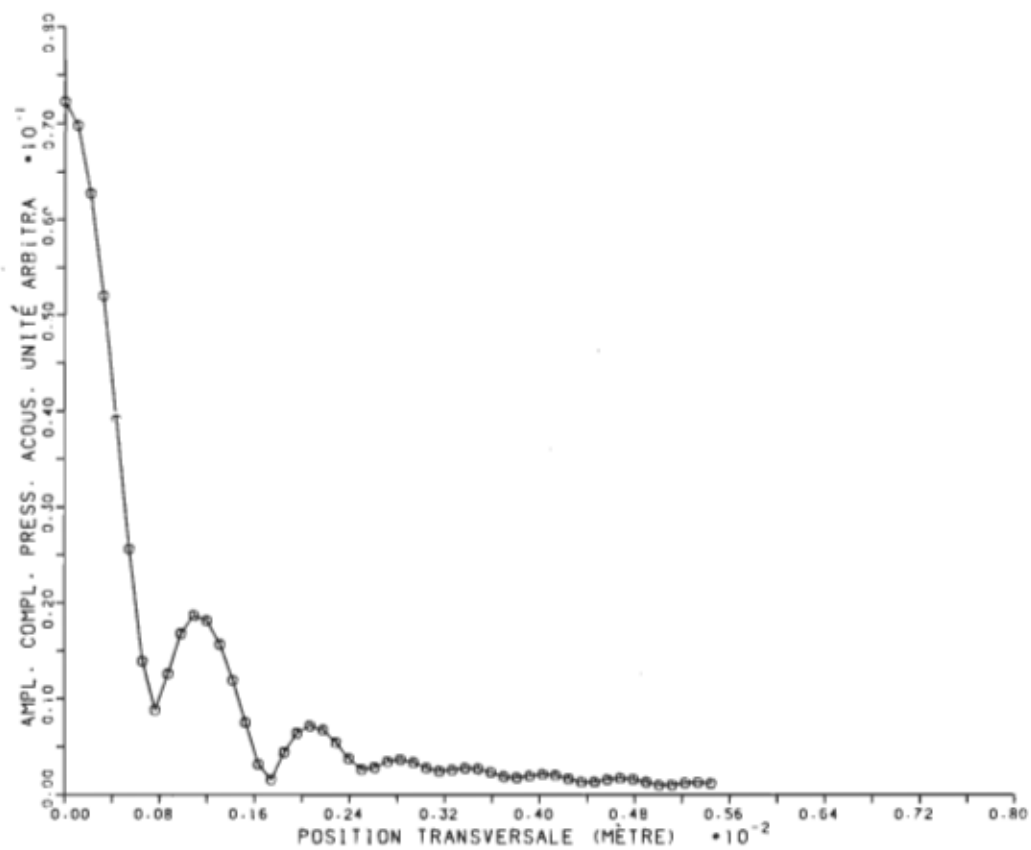


Figure III.6-c: Figure de diffraction en amplitude, 0 Np/m

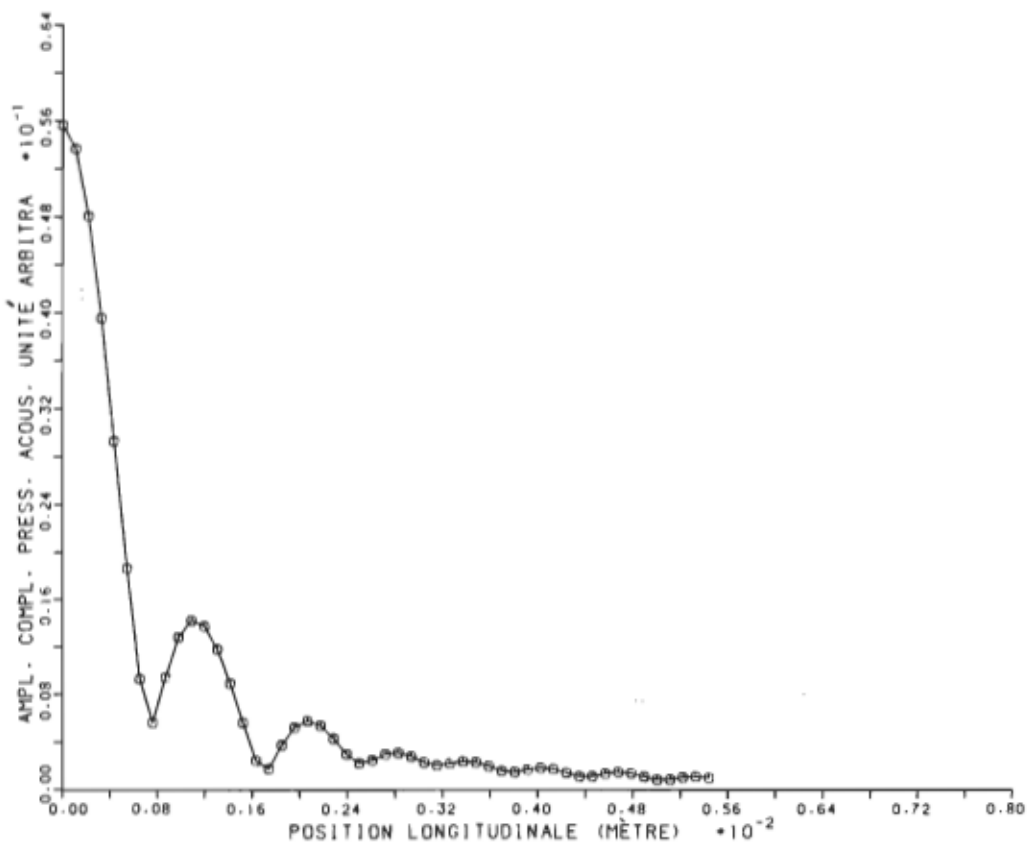


Figure III.6-d: Figure de diffraction en amplitude, 25 Np/m

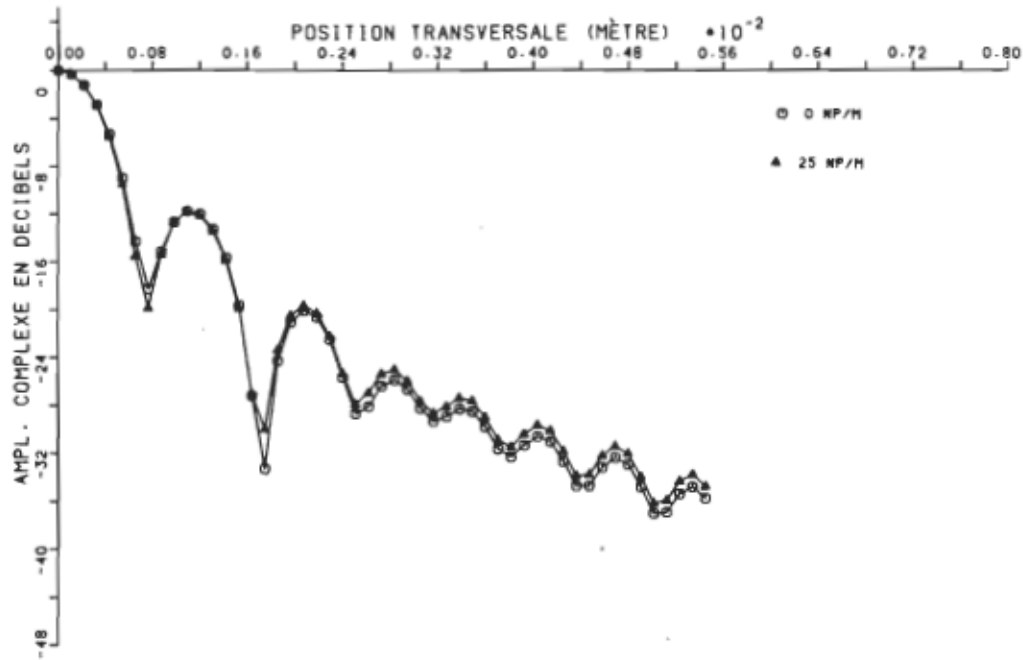


Figure III.6-e: Représentation comparée en dB, 0 et 25 Np/m

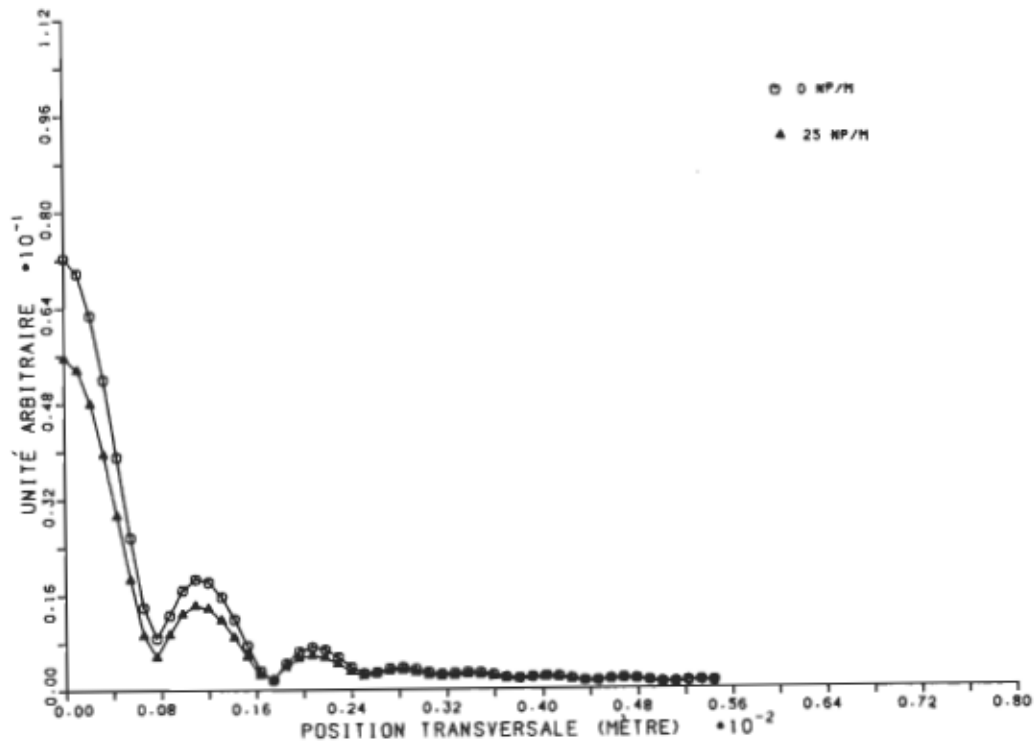


Figure III.6-f: Représentation comparée, 0 et 25 Np/m

Résultats mesurés

Vérification de l'efficacité du diaphragme-source.

L'analyse des résultats obtenus dans notre système de mesure dépend en grande partie de la qualité de la source que nous allons utiliser. L'étude de cette source s'avère donc essentielle. Les principaux points à considérer dans cette étude, sont la qualité du diaphragme de même que l'uniformité et la symétrie du front d'onde qui frappe la lentille.

Une mesure de l'efficacité du diaphragme utilisé peut être obtenue en déplaçant le détecteur directement sur le diaphragme-source en passant par le centre de l'ouverture. Pour cela il faut utiliser un détecteur qui possède une résolution suffisante si l'on désire connaître exactement l'allure du champ à la sortie du diaphragme. Cette mesure a été réalisée pour notre diaphragme et le résultat est présenté à la figure III.7. On peut voir que l'amplitude de pression détectée n'est importante que vis-à-vis l'ouverture du diaphragme, de sorte que l'on peut considérer celui-ci comme satisfaisant. La distribution du champ à la position de la lentille a aussi été mesurée. Celle-ci a été obtenue en plaçant le détecteur à la place de la lentille, sur l'axe, et en tournant la source par rapport à l'axe vertical de $-6,6$ à $+6,6$ degrés selon θ , (voir figure II.6). Après chaque série de mesures, la source fut tournée

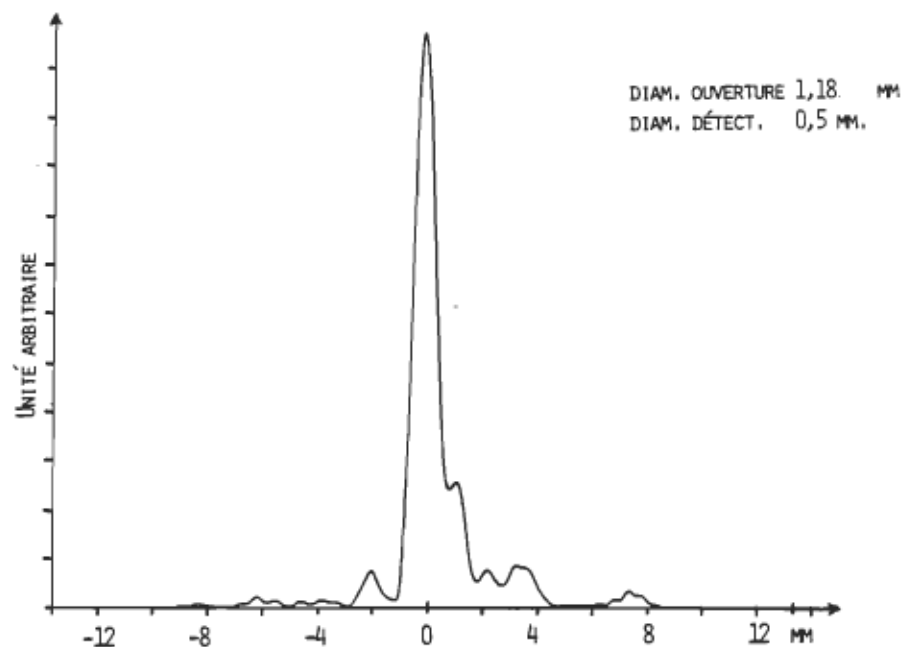
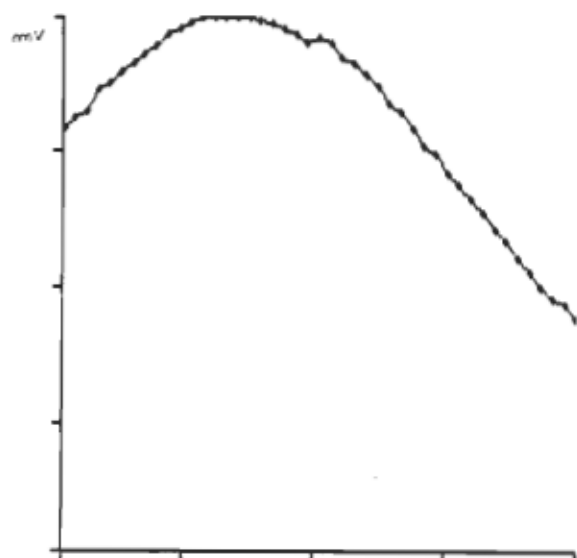


FIGURE III.7 AMPLITUDE DE PRESSION ACOUSTIQUE
DÉTECTÉE DIRECTEMENT EN FACE DU
DIAPHRAGME-SOURCE.

par étapes de 45 degrés selon φ , et ce de 0 à 135 degrés. Cette série de mesures est représentée aux figure III.7-b, c, d et e. Même si ces résultats laissent entrevoir une légère asymétrie du champ, par rapport aux angles définis θ et ϕ , il faut préciser que les moyens dont nous disposons pour s'assurer de la perpendicularité de la source par rapport à l'axe optique sont très limités ce qui peut en être la cause. De façon à contrer cette asymétrie, la source est toujours alignée de manière à détecter le maximum de pression acoustique au centre de la lentille, et ce, pour chaque série de mesures effectuée.

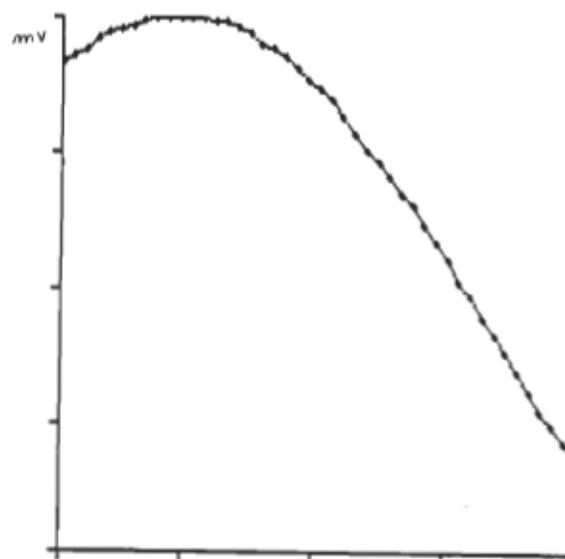


-6.60 Degrés

6.60 Degrés

XMIN= -6.60 Degrés XMAX= 6.60 Degrés
YMIN= 0.00 mV YMAX= 85.10 mV

Figure III.7-b

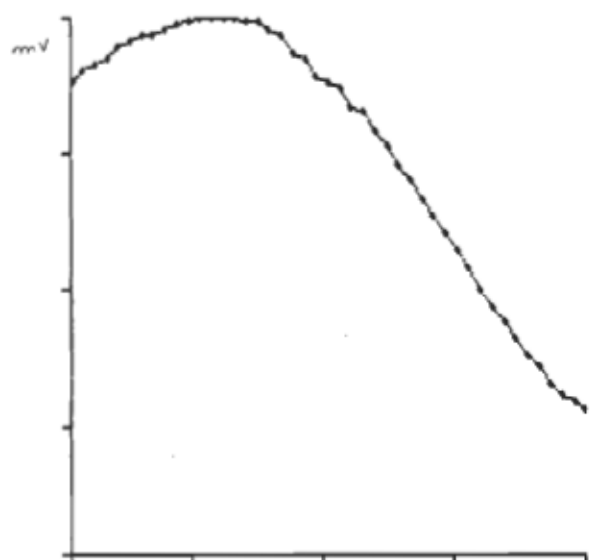
ÉTUDE DE LA SOURCE $\text{PHI}=0^\circ$ 

-6.60 Degrés

6.60 Degrés

XMIN= -6.60 Degrés XMAX= 6.60 Degrés
YMIN= 0.00 mV YMAX= 98.00 mV

Figure III.7-d

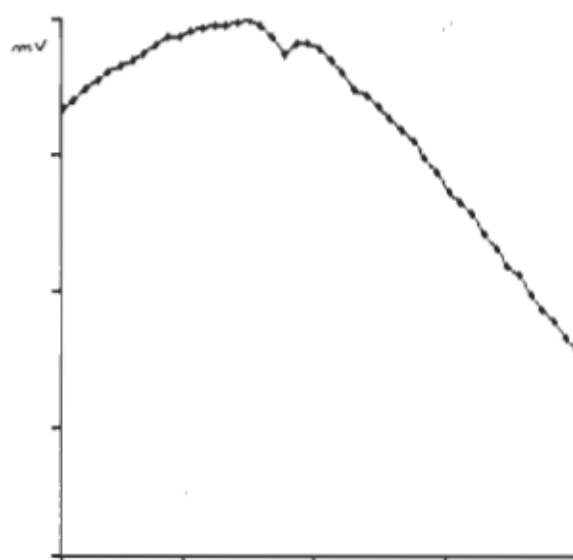
ÉTUDE DE LA SOURCE $\text{PHI}=90^\circ$ 

-6.60 Degrés

6.60 Degrés

XMIN= -6.60 Degrés XMAX= 6.60 Degrés
YMIN= 0.00 mV YMAX= 92.00 mV

Figure III.7-c

ÉTUDE DE LA SOURCE $\text{PHI}=45^\circ$ 

-6.60 Degrés

6.60 Degrés

XMIN= -6.60 Degrés XMAX= 6.60 Degrés
YMIN= 0.00 mV YMAX= 93.00 mV

Figure III.7-e

ÉTUDE DE LA SOURCE $\text{PHI}=135^\circ$

Balayage sur l'axe optique.

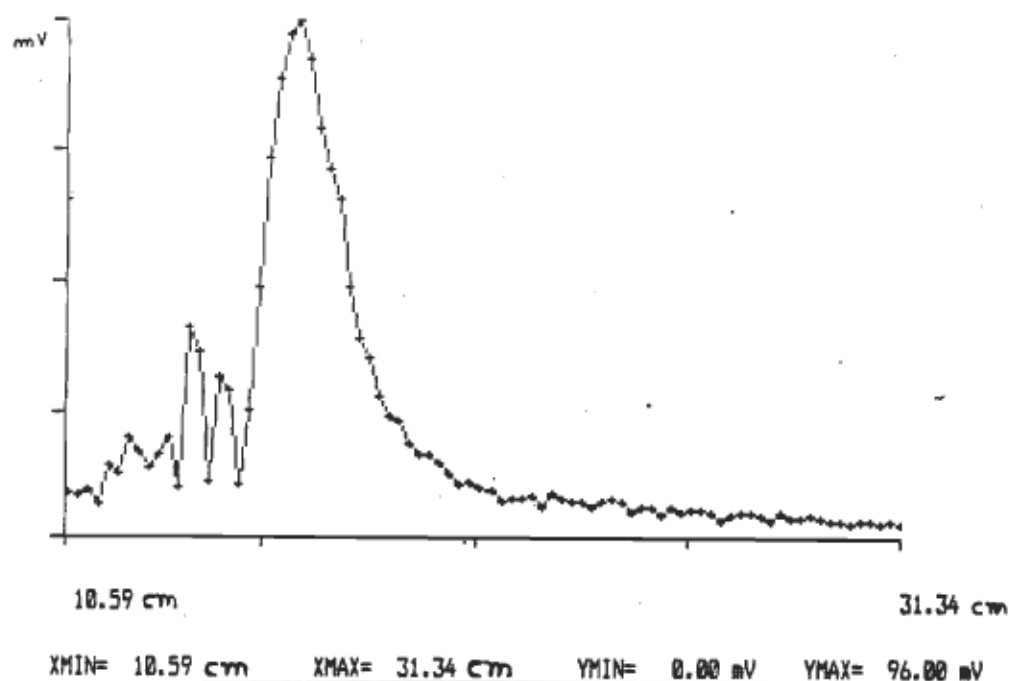


Figure III.8-a: Amplitude détectée le long de l'axe optique

Une fois l'alignement des divers composants du système réalisé, on peut mesurer la forme de la distribution de l'amplitude de pression acoustique sur l'axe principal. Notre montage ne nous permettant pas de nous déplacer sur l'axe de façon continue, sur une grande distance, cette courbe fut construite point par point. Le résultat vous est présenté graphiquement à la figure III.8. On a tout de même fait une mesure en déplaçant le détecteur manuellement afin d'obtenir une courbe avec la table traçante, et le résultat est présenté à la figure III.8-b.

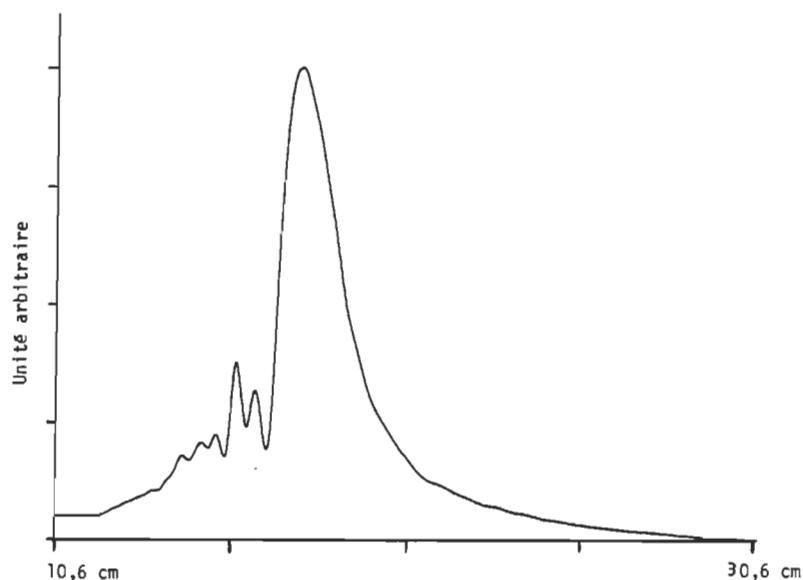


Figure III.8-b: Amplitude détectée le long de l'axe, table traçante

On remarque que dans cette dernière figure, la forme générale est sensiblement la même que dans la figure III.8. On peut en conclure que des mesures effectuées à l'aide de la table traçante le long de l'axe optique sur de grandes distances peuvent être réalisées.

A partir de la section suivante, les figures seront présentées, à quelques exceptions près, comme suit: la figure contiendra deux graphiques, celui de gauche représentant le balayage selon l'axe y, et celui de droite,

le balayage selon l'axe z . Cette façon de disposer les résultats est utilisée dans le but de discerner une asymétrie possible de la lentille causée par la force de gravité sur le liquide de gonflage ou encore par une tension anisotrope des membranes.

Effet de la rotation de la source
sur l'image détectée.

Dans le but de s'assurer que la légère asymétrie de la source, décelée précédemment, n'affecte pas de façon importante l'image, nous avons mesuré la forme de la figure de diffraction à la position image en tournant la source de 0 à 180 degrés par rapport à l'axe x , par étape de 45 degrés. Ces résultats se retrouvent à la figure III.9, où vous avez respectivement les courbes pour 0 (a), 45 (b), 90 (c), 135 (d) et 180 degrés (e).

Effet de la rotation de la lentille
sur l'image détectée.

Pour déterminer si la lentille possède une bonne symétrie de révolution, l'étude de la figure de diffraction selon les deux axes y et z pour plusieurs angles de rotation s'avère essentielle. Si l'effet de la force de gravité est négligeable, alors les défauts d'étirement des membranes apparaîtront sur les mesures de la façon suivante: pour une rotation de 90 degrés, la forme de la figure selon y devrait maintenant apparaître selon z et vice versa.

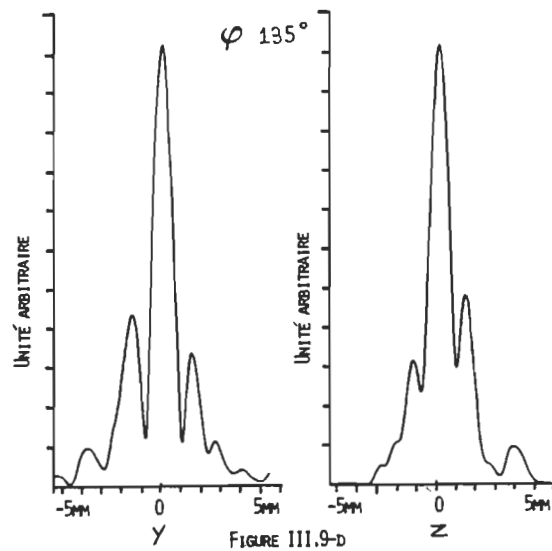
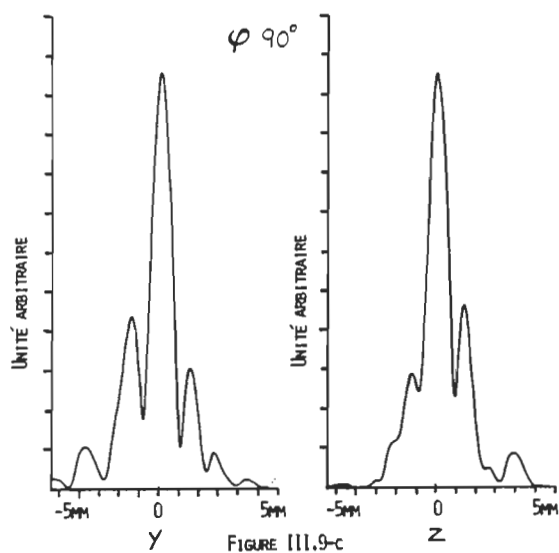
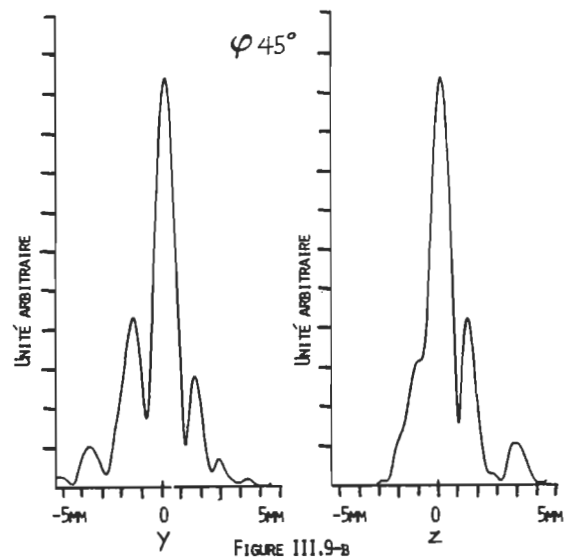
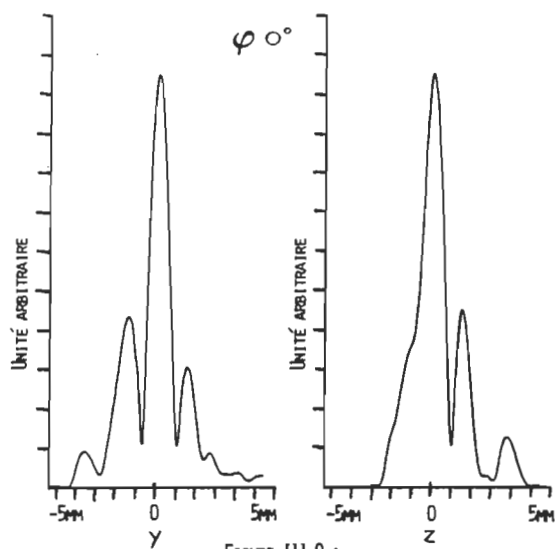


Figure III.9: Rotation de la source.

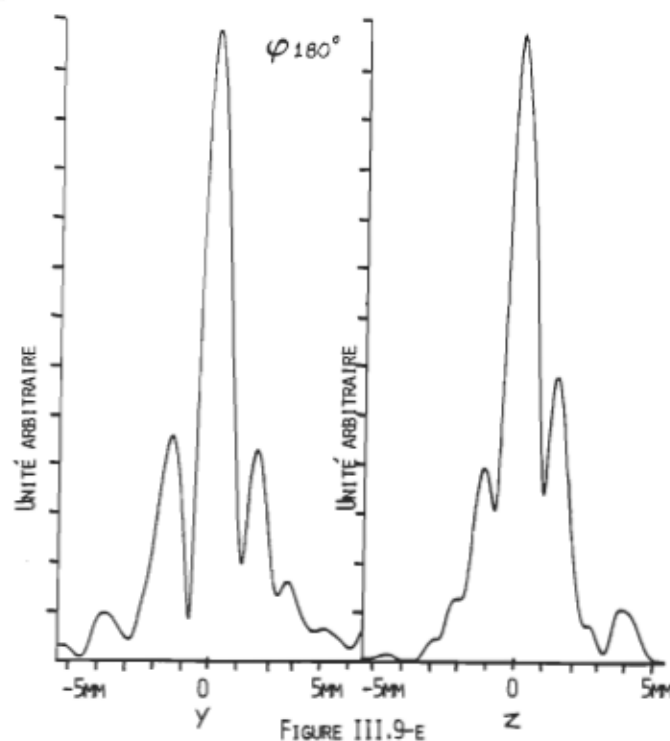


Figure III.9: Rotation de la source.

Par contre, si l'effet de la force de gravité est présent et que l'étirement des membranes est uniforme, les défauts apparaissant sur l'axe z devrait rester sur cet axe même pour une rotation de la lentille, la force s'appliquant toujours dans la même direction. Mais si ces deux causes sont présentes simultanément, il sera alors beaucoup plus difficile d'interpréter les résultats. Les résultats mesurés sont présentés à la figure III.10. Vous avez dans l'ordre, des rotations de la lentille de 0 à 240 degrés par étape de 30 degrés, les angles de 270 à 330 degrés n'étant pas accessibles à cause du tube de remplissage.

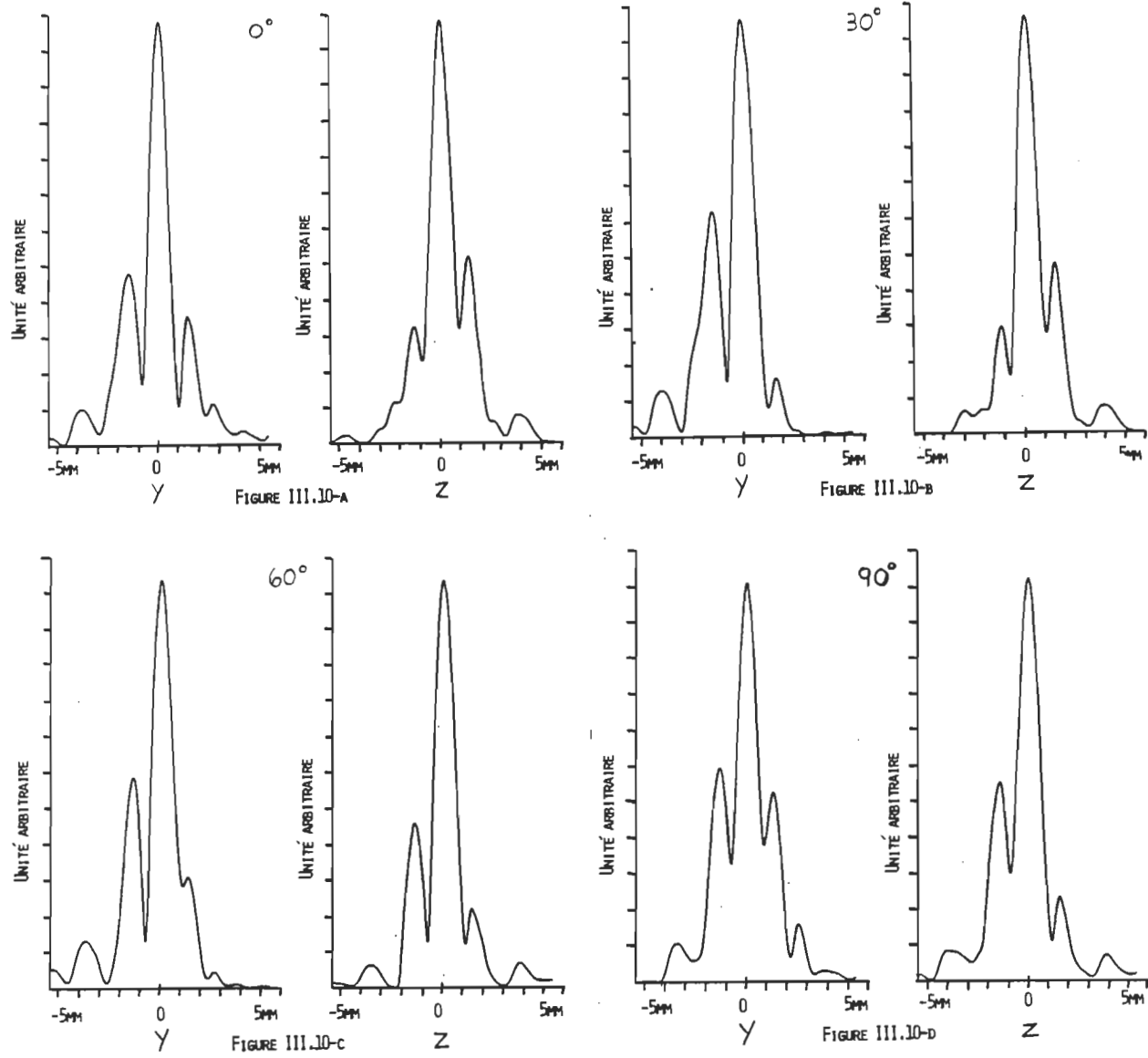


Figure III.10: Rotation de la lentille.

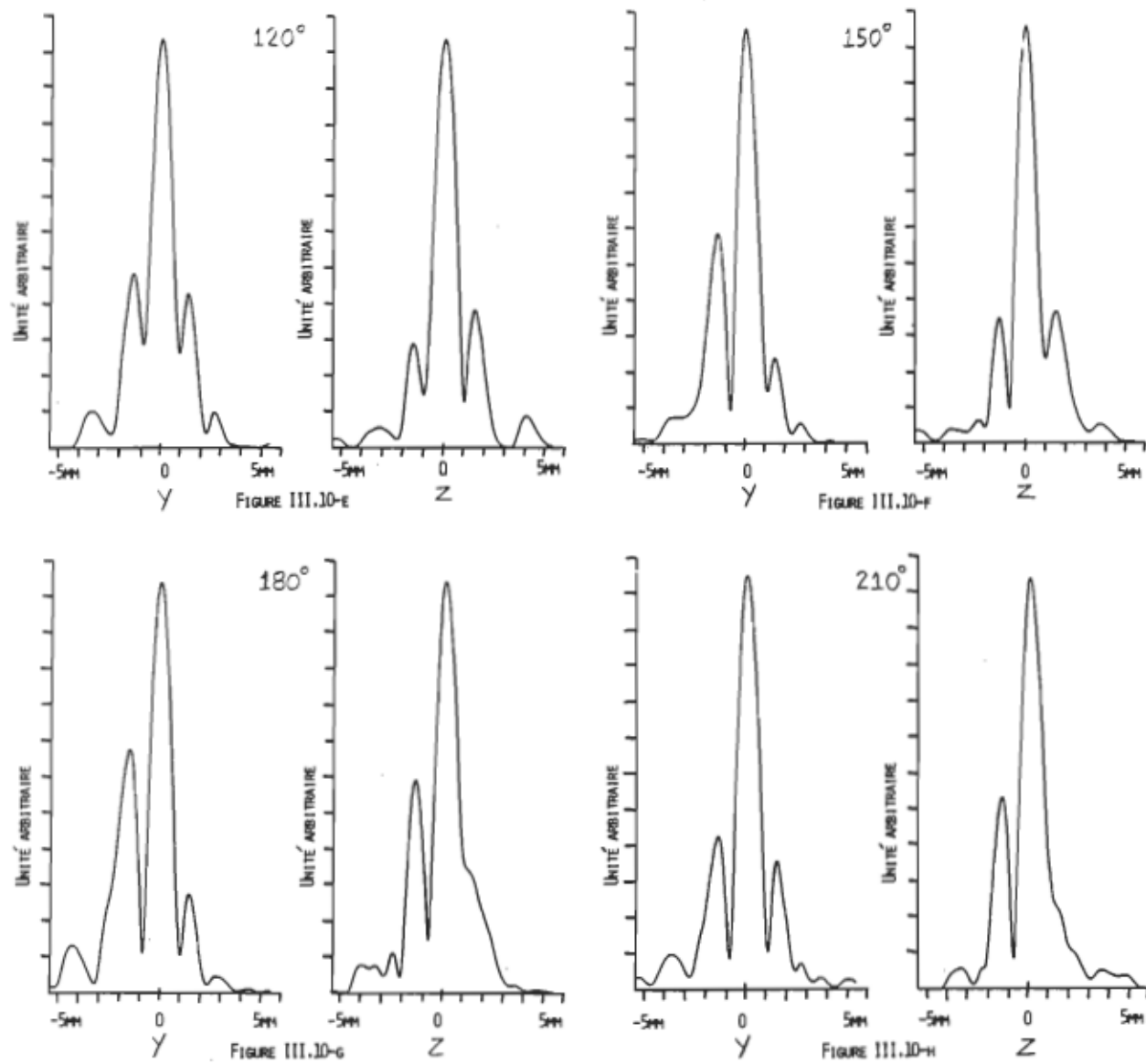


Figure III.10: Rotation de la lentille.

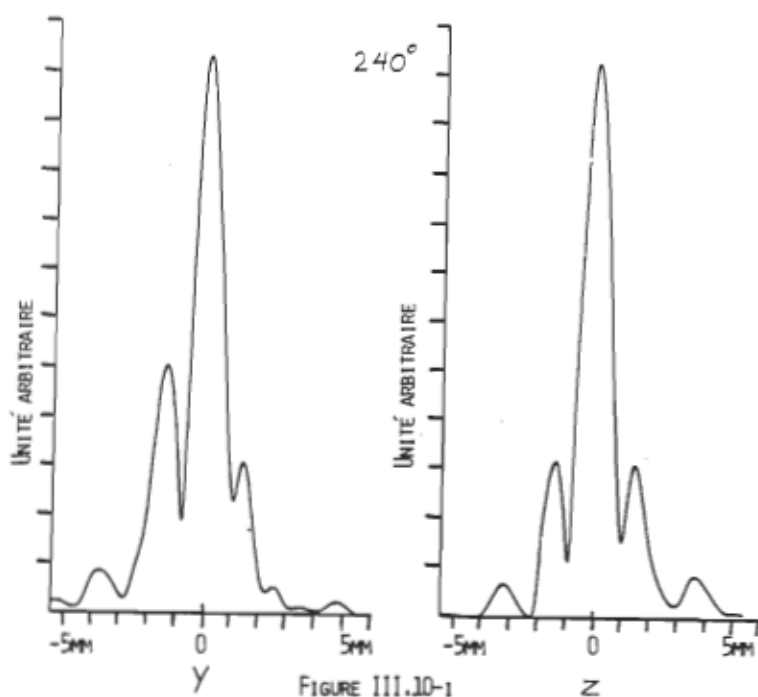


Figure III.10: Rotation de la lentille.

Etude le long de l'axe, mesures transversales.

Cette partie des résultats mesurés, a comme objectif principal, d'acquérir des informations sur la transformation de la figure de diffraction le long de l'axe optique, dans le but de connaître de façon plus précise les caractéristiques de notre lentille.

Vous retrouverez donc dans les pages qui suivent, les diverses mesures effectuées respectivement de 0,158 mètre à 0,165 mètre par intervalle de 0,001 mètre et ce, toujours par rapport au système de référence illustré à la figure I.3.

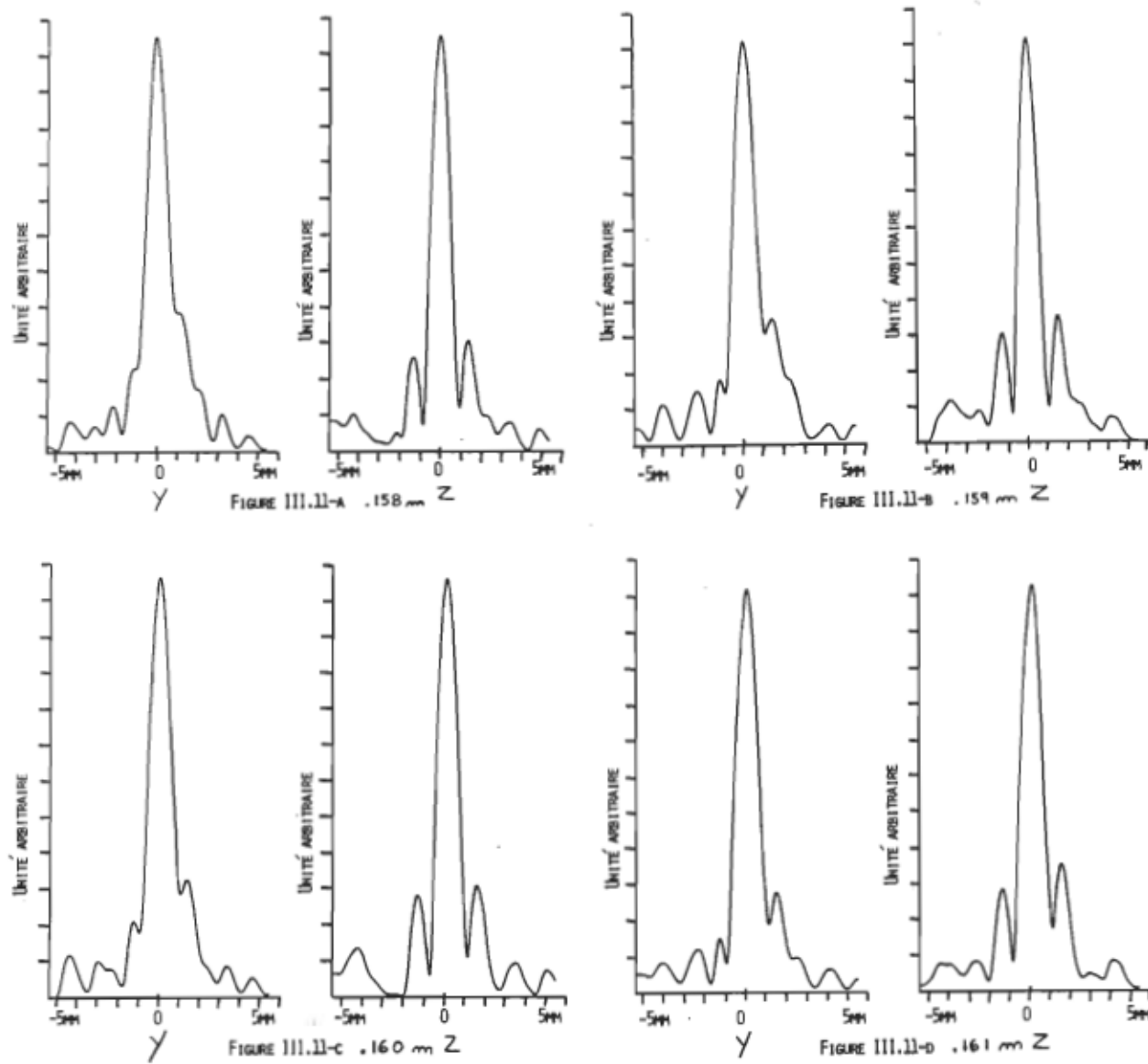


Figure III.11: Déplacement le long de l'axe.

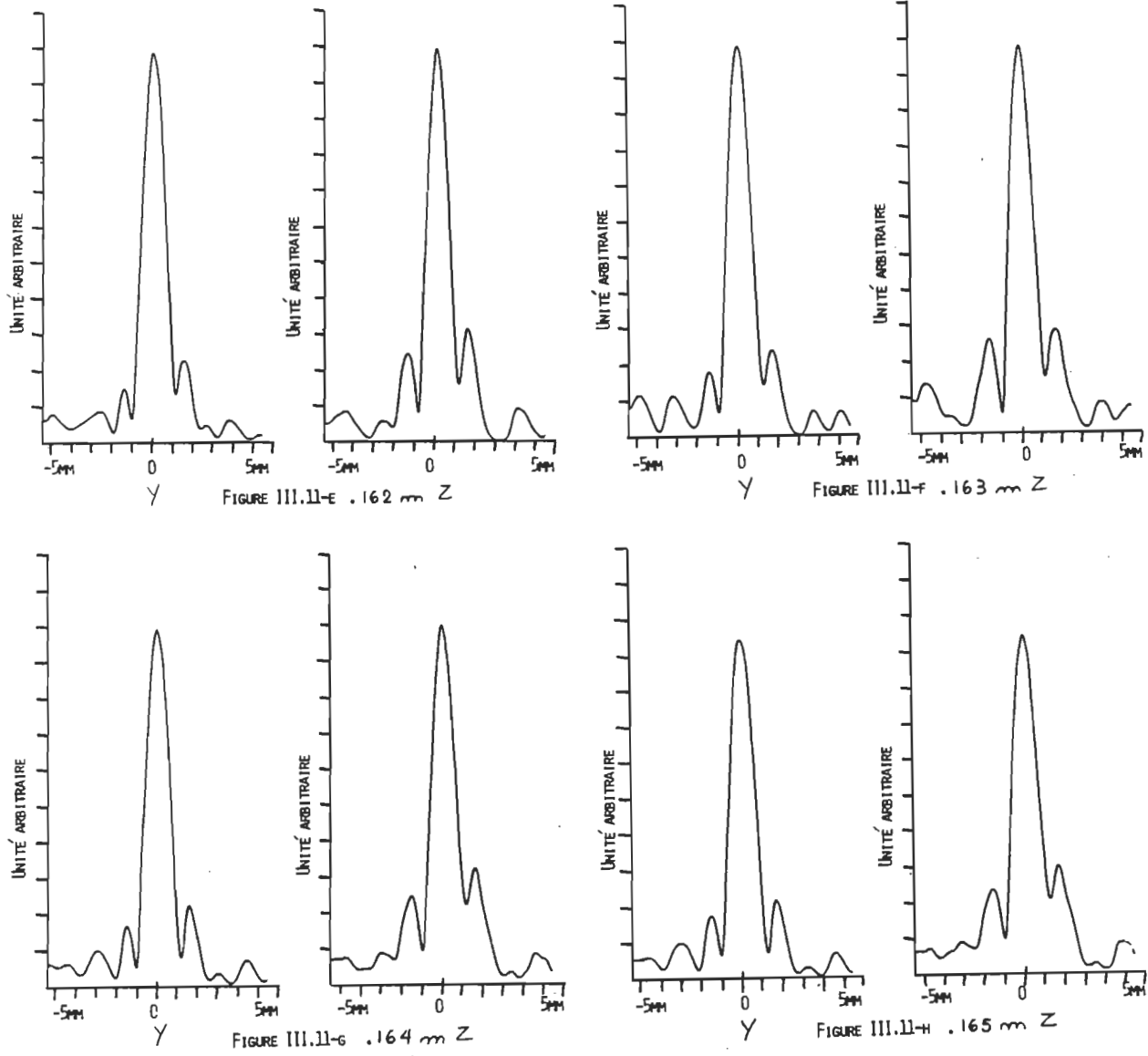


Figure III.11: Déplacement le long de l'axe.

Représentation pseudo-tridimensionnelle.

Pour visualiser plus facilement la progression de la figure de diffraction dans l'espace le long de l'axe optique, j'ai employé la table traçante pour dessiner une représentation pseudo-tridimensionnelle de cette évolution.

Pour obtenir cette figure, il faut tracer chaque courbe de résultat en déplaçant l'origine de la table sur la feuille après chacune d'elle le long d'une ligne imaginaire à 45 degrés. Le résultat obtenu est représenté aux figures III.12-a, b et c. L'étape finale consiste à effacer les lignes qui ne doivent pas apparaître, celles-ci devant être situées derrière les courbes vues en plan. Les figures III.12-d, e et f représentent le résultat voulu. Celles-ci, nous offrent une vision de l'évolution de l'amplitude de pression qui nous permet de mieux apprécier les caractéristiques de l'image créée par la lentille.

Balayage sur l'axe optique, demi-ouverture.

Les mesures présentées jusqu'à présent, étaient toutes réalisées en utilisant le diamètre maximum de la lentille. L'influence de la pose d'un diaphragme devant celle-ci fut considérée et les résultats qui suivent, jusqu'à la fin de ce chapitre, montrent l'effet de l'insertion de ce dernier sur l'image créée par la lentille.

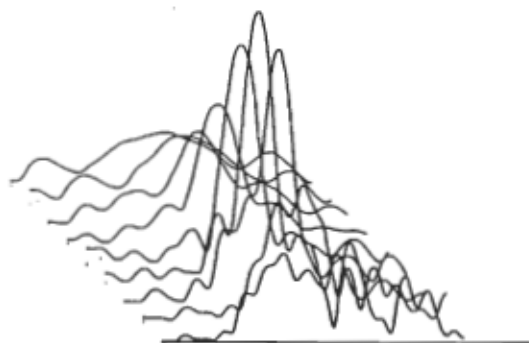


Figure III.12-a: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique avant traitement.

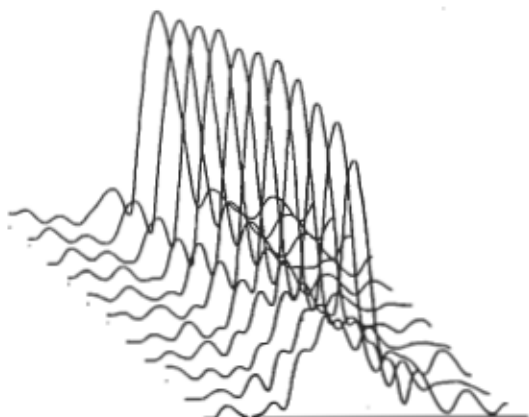


Figure III.12-b: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique avant traitement.

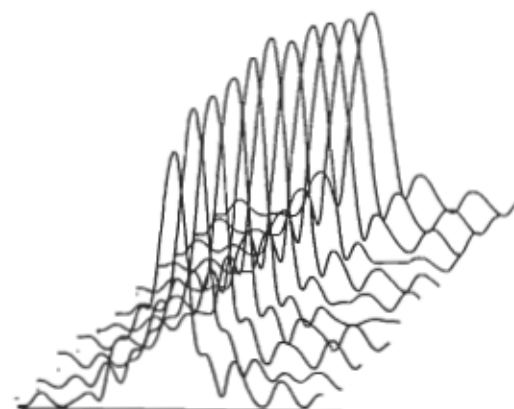


Figure III.12-c: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique avant traitement.

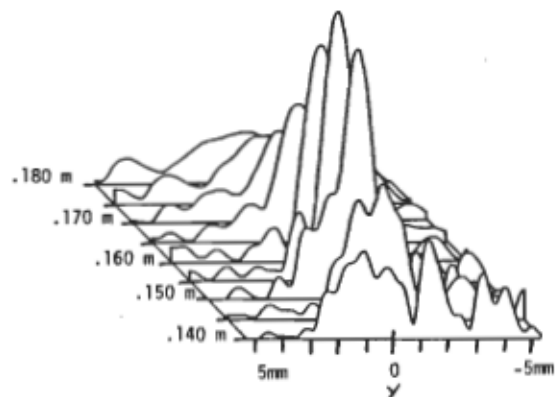


Figure III.12-d: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique.

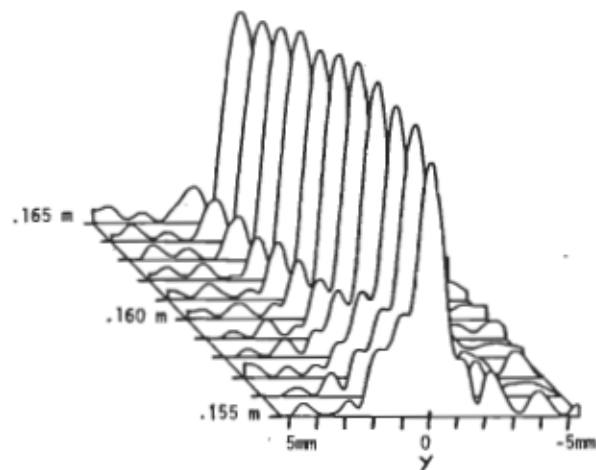


Figure III.12-e: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique.

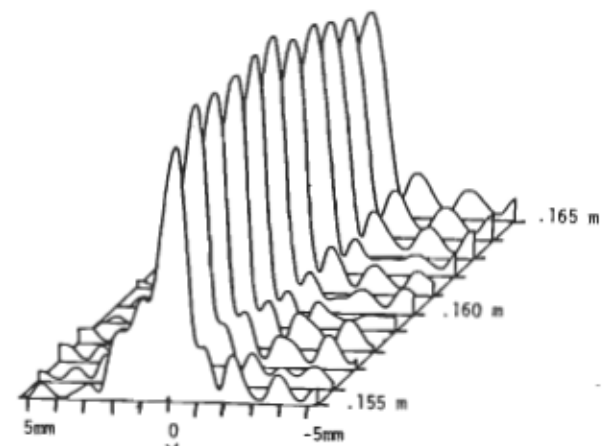


Figure III.12-f: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique.

La variation de l'amplitude de pression acoustique le long de l'axe optique a été mesurée à l'aide de la table traçante, en balayant le détecteur sur une distance de 20 cm. La forme du signal détecté sur l'axe est légèrement différente de celui mesuré à pleine ouverture, et le résultat est présenté à la figure III.13.

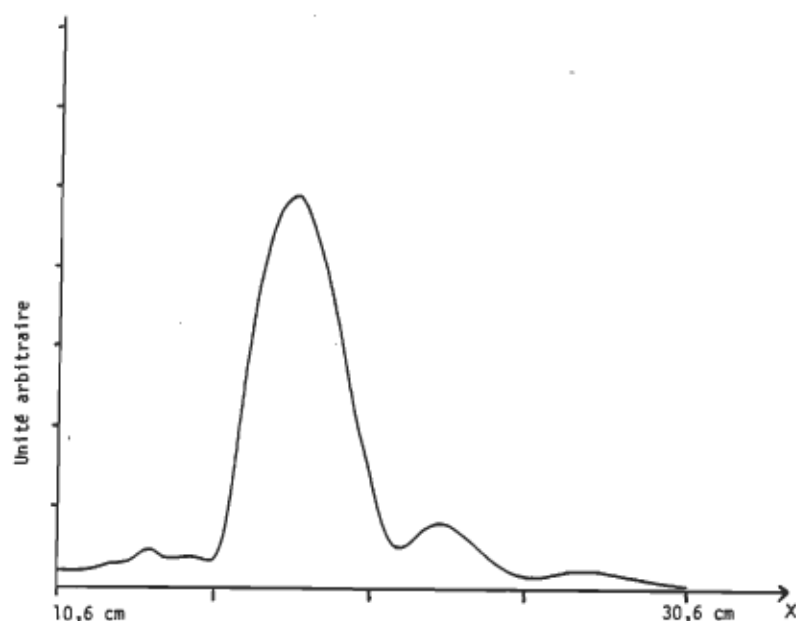


Figure III.13: Module de l'amplitude complexe de pression acoustique le long de l'axe optique. (demi-ouverture).

Effet de la rotation de la lentille.

Les résultats présentés ici, possèdent les mêmes caractéristiques que ceux à pleine ouverture. Les figures III.14-a à III.14-i correspondent aux angles 0 à 240 degrés respectivement.

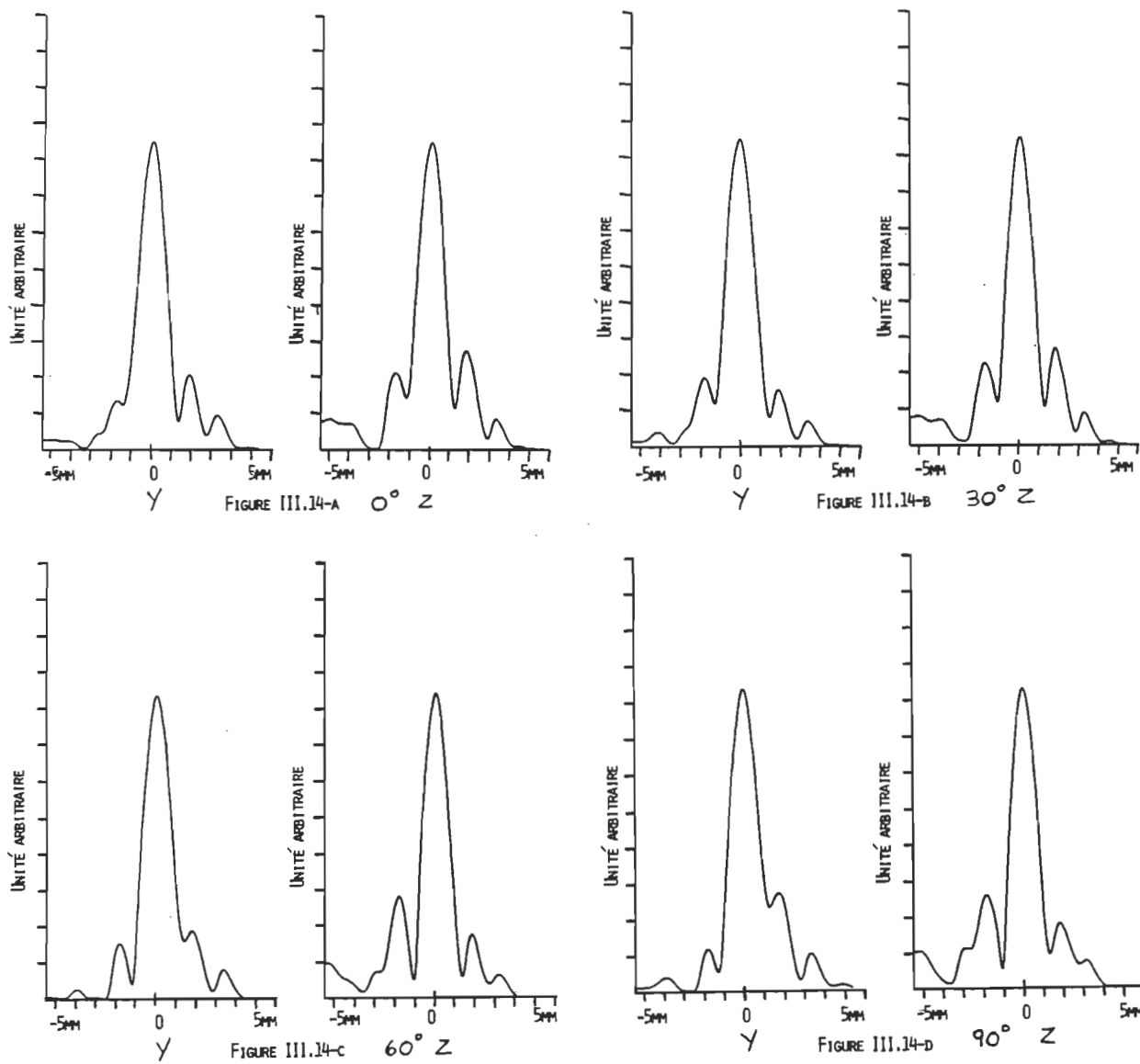


Figure III.14: Rotation de la lentille, demi-ouverture.

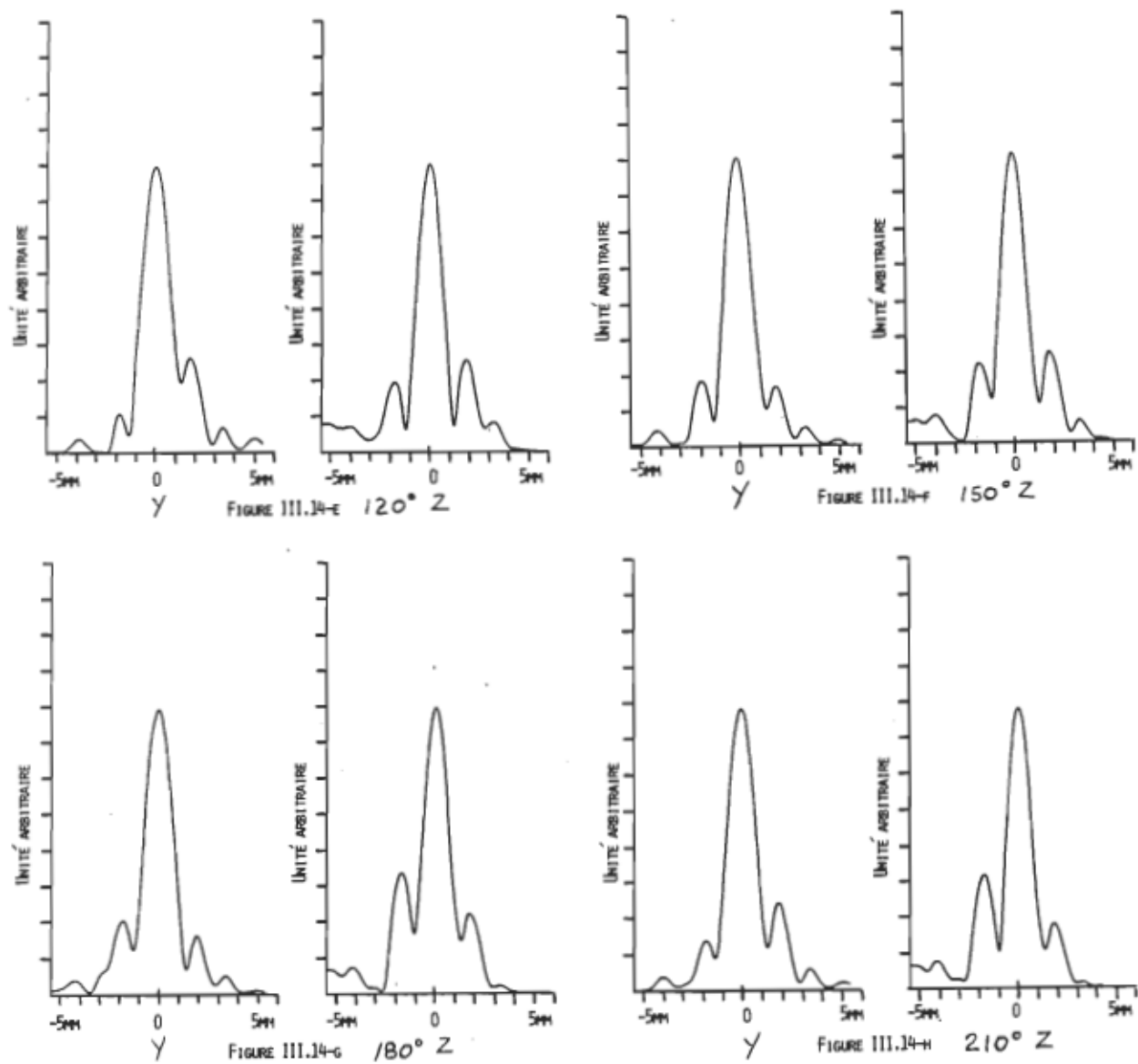


Figure III.14: Rotation de la lentille, demi-ouverture.

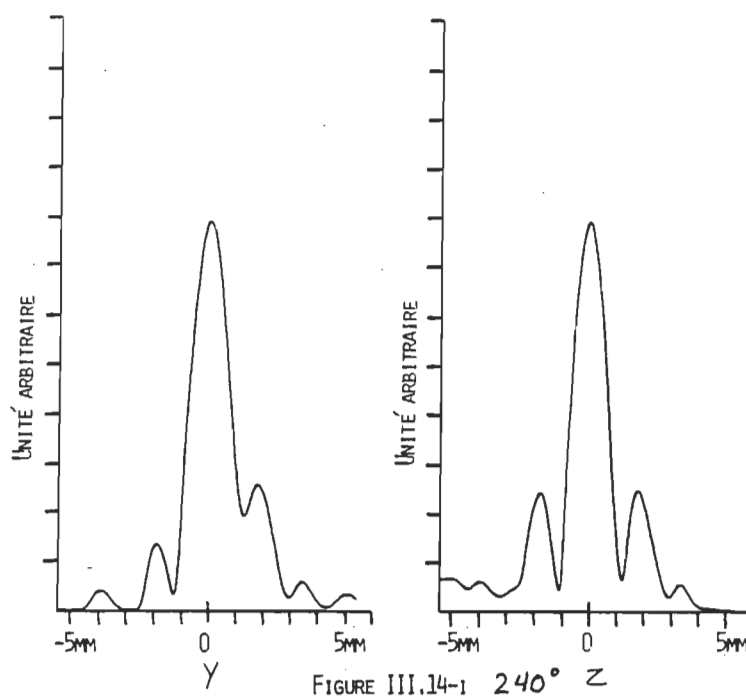


Figure III.14: Rotation de la lentille,
demi-ouverture.

Mesures transversales sur l'axe, demi-ouverture.

Nous présentons ces mesures dans le but de déterminer si la symétrie de la figure de diffraction détectée sera améliorée. Vous noterez que l'échelle verticale n'a pas été modifiée et que l'effet du diaphragme sur l'amplitude du maximum central se fait sentir de façon considérable, celui-ci ayant diminué pratiquement de moitié, ce qui correspond à quatre fois plus faible en intensité. Vous retrouverez donc dans l'ordre les figure III.15-a à III.15-h qui correspondent à des distances respectives de 0,158 mètre à 0,165 mètre par rapport à l'origine.

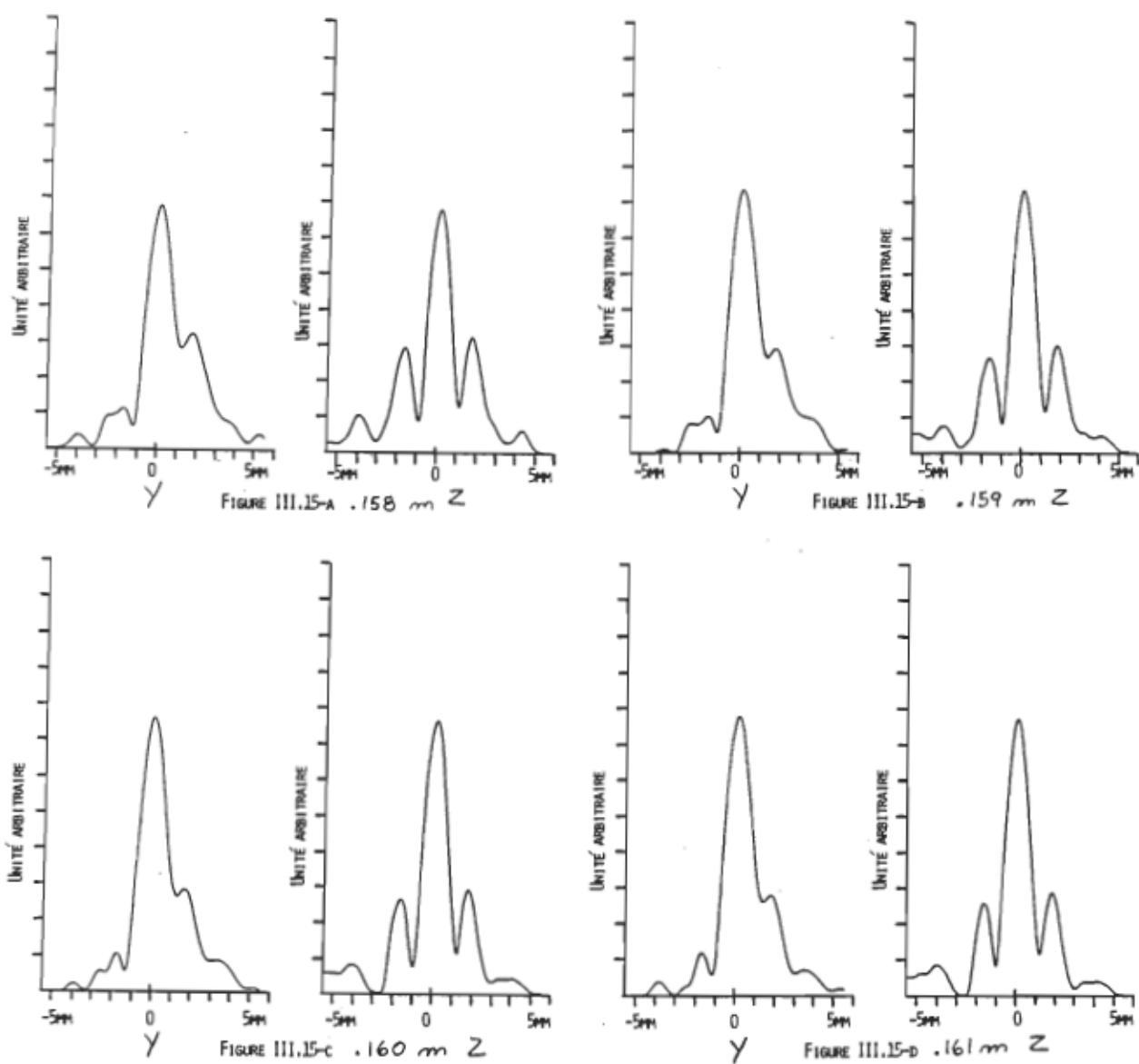


Figure III.15: Déplacement le long de l'axe (demi-ouvert.).

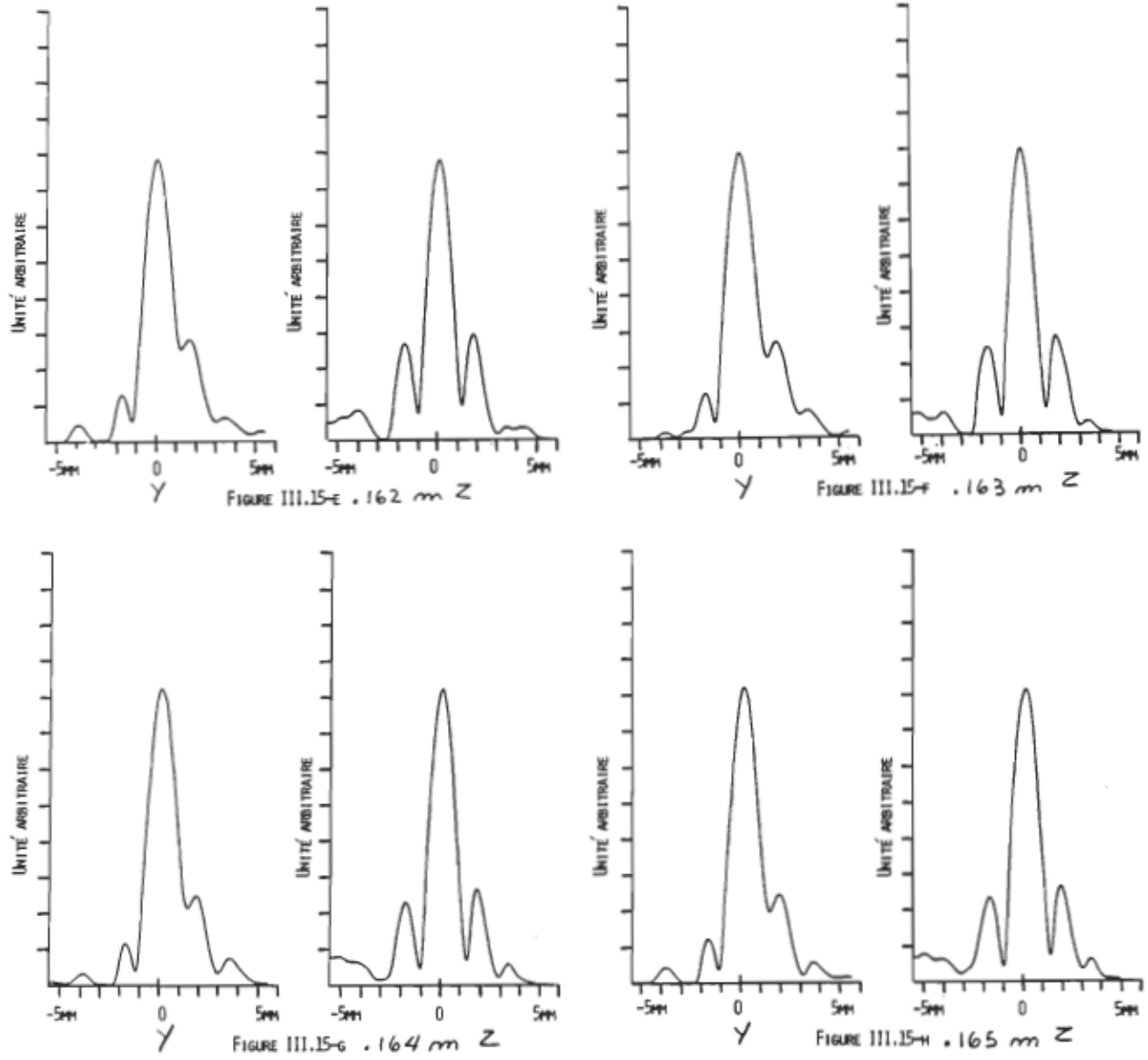


Figure III.15: Déplacement le long de l'axe (demi-ouvert.).

Représentation pseudo-tridimensionnelle, demi-ouverture

Cette dernière étape dans la présentation des résultats expérimentaux montre la distribution de l'amplitude de pression sur l'axe de la même façon que pour les mesures à pleine ouverture. Ces résultats sont regroupés aux figure III.16-a à f respectivement. Ceux-ci nous indiquent clairement que la profondeur de champ, bien connue en optique, est supérieure avec la présence du diaphragme que sans ce dernier.

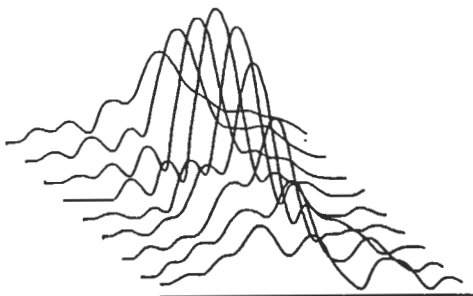


Figure III.16-a: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique avant traitement (demi-ouverture).

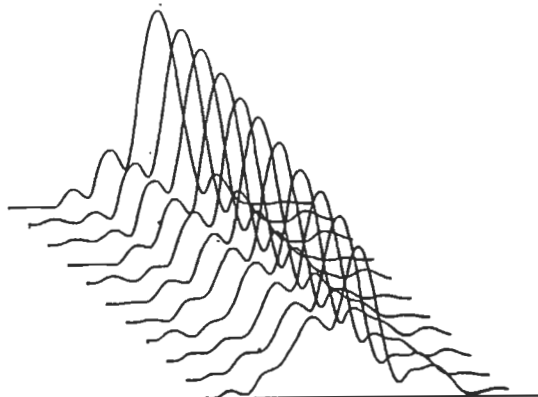


Figure III.16-b: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique avant traitement (demi-ouverture).

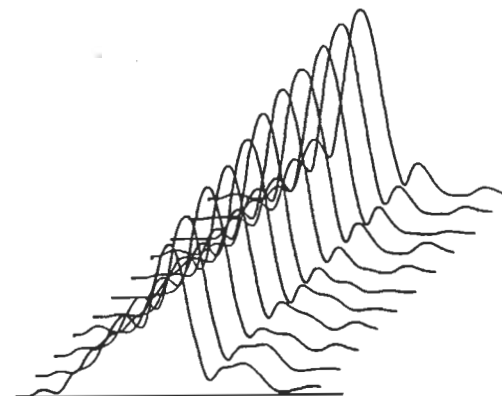


Figure III.16-c: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique avant traitement (demi-ouverture).

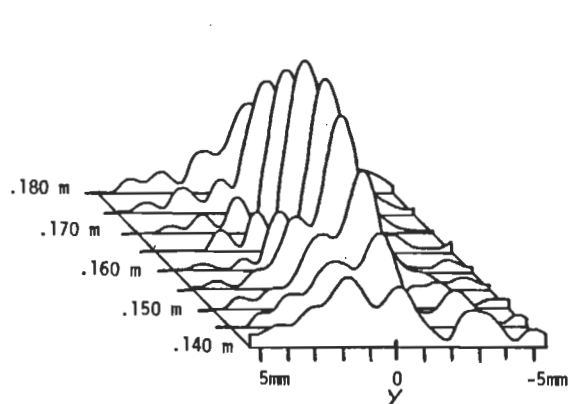


Figure III.16-d: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique. (demi-ouverture)

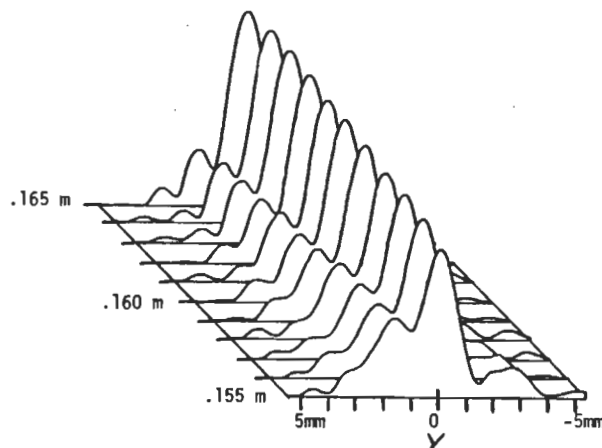


Figure III.16-e: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique. (demi-ouverture).

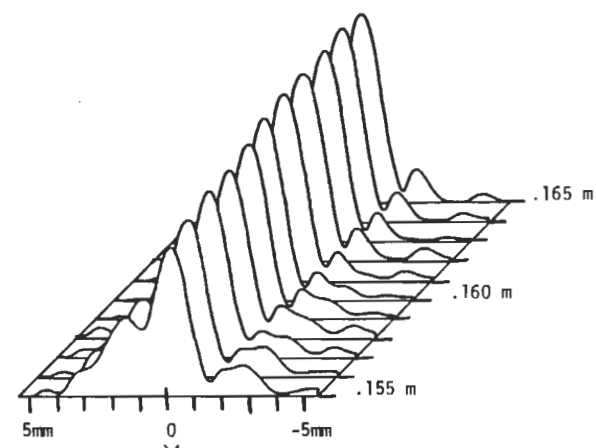


Figure III.16-f: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique. (demi-ouverture).

CHAPITRE IV

ANALYSE DES RÉSULTATS

Certaines caractéristiques de la lentille et de l'image créée peuvent être déduites de l'analyse des résultats expérimentaux. Pour ce faire, nous devons étudier chacune des étapes réalisées et essayer d'en extraire l'information utile.

Les mesures de l'influence de la rotation de la source sur l'image mesurée démontrent, de façon assez évidente, que cet effet est négligeable et que la source n'est pas la cause majeure de l'asymétrie de l'image détectée. Comme nous l'avons spécifié auparavant, la perpendicularité de la source par rapport à l'axe x est très difficile à vérifier, ce qui peut causer les légères différences remarquées aux figures III.9.

L'effet de la rotation de la lentille sur l'image, quant à lui, est assez évident si on analyse plus en détail les figures III.10. On peut remarquer que la déformation de la figure de diffraction y est beaucoup plus accentuée que lors de la rotation de la source. L'étude de ces figures ne nous permet pas cependant de déterminer la cause de ces déformations, celles-ci pouvant être causées simultanément

par l'effet de la force gravitationnelle et l'étirement inhomogène des membranes.

D'un autre côté, l'étude des figures de diffraction le long de l'axe optique, telles que présentées aux figures III.11, nous donne une raison de croire qu'un léger renflement de la lentille est causé par la force de la pesanteur. Les transformations de la figure selon les axes y et z semblent être décalées, ce qui laisse supposer que la longueur focale selon chaque axe est différente, d'où la possibilité d'un léger défaut d'astigmatisme causé par cette force.

D'autre part, la méthode de calcul que nous avons élaborée semble donner de bons résultats. On peut en estimer la qualité en regardant les courbes de la figure IV.0. Celle-ci présente en superposition, les courbes des figures III.2 et III.8, représentant la distribution d'amplitude de pression le long de l'axe optique. Si on analyse en détail chacune d'elles, nous pouvons voir une bonne concordance entre les deux surtout dans la partie droite. La partie gauche, quant à elle, se distingue partiellement par de légères différences de structure. Ce fait est compréhensible si on observe la distribution complète des figures de diffraction le long de l'axe tel qu'illustré aux figures III.4 et III.12-d. Cette distribution est beaucoup plus complexe près de la lentille qu'au-delà de la position

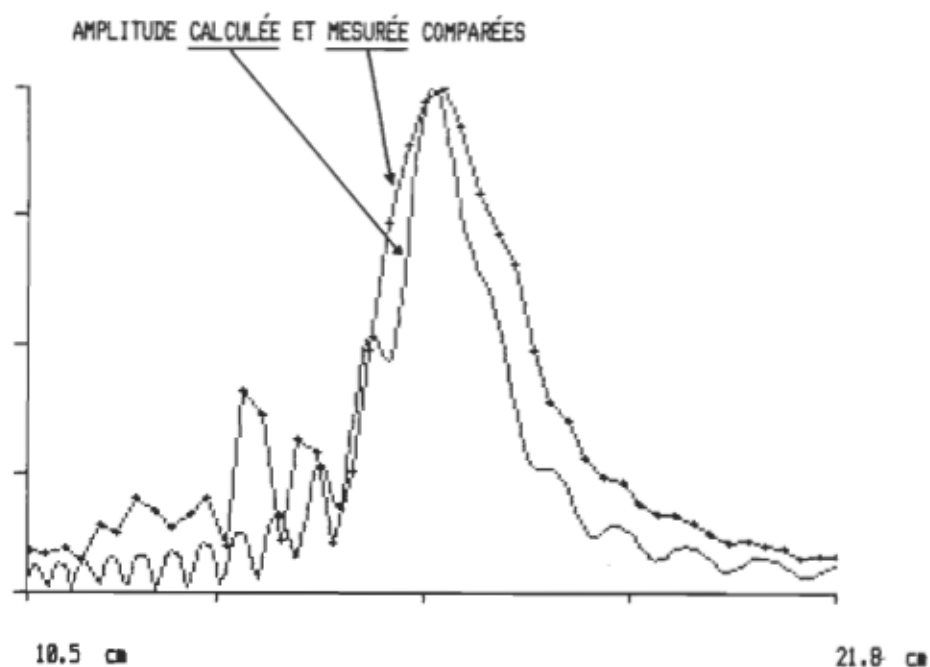


Figure IV.0: Résultats comparés le long de l'axe optique, calculé et mesuré.

image, c'est pourquoi une légère déformation de la lentille peut changer de façon beaucoup plus évidente la partie gauche de la figure III.8 que la partie droite. De plus, vous pouvez remarquer que le léger renflement de la courbe immédiatement après le pic central, du côté droit, est présent autant dans une figure que dans l'autre. Le bon accord de ces résultats nous indique donc que le programme conçu calcule de manière efficace l'amplitude de pression acoustique dans la région image de la lentille.

La comparaison des valeurs d'amplitudes relatives ainsi que des positions des principaux extrema des figures de diffraction à la position image, tel qu'illustré aux figures

III.3 et III.11-e, a été réalisée. Malheureusement, les extremums d'ordre supérieur à un ne peuvent être utilisés pour cette fin, étant donné leur aspect instable d'une figure à l'autre. Les résultats de la comparaison des extremums du premier ordre de part et d'autre du pic central, et ce pour chacune des figures, sont présentés au tableau IV.0. Vous retrouverez des valeurs moyennes pour la figure III.11-e, car nous nous intéressons surtout à l'ordre de grandeur de ces valeurs.

| | Calculé | | Mesuré | | Idéal | |
|--------------|---------|-------|--------|-------|--------|--------|
| | mini | maxi | mini | maxi | mini | maxi |
| Position (m) | .0008 | .0012 | .0010 | .0015 | .00077 | .00103 |
| A/A | .122 | .255 | .098 | .215 | 0.0 | .1303 |

Tableau IV.0: Mesures des amplitudes relatives et des positions des extremums d'ordre 1.

La ressemblance des résultats présentés n'est cependant pas parfaite, comme vous pouvez le constater dans la figure IV.1. La superposition des résultats calculés et mesurés montre en effet que la position des extrema est différente pour les deux courbes. Par contre on peut admettre que l'ordre de grandeur, en ce qui concerne les amplitudes relatives, est respectée ce qui en soit est un bon résultat. De plus, il est intéressant de remarquer que la profondeur moyenne des minimums de premier et deuxième ordre correspond assez bien avec ceux calculés.

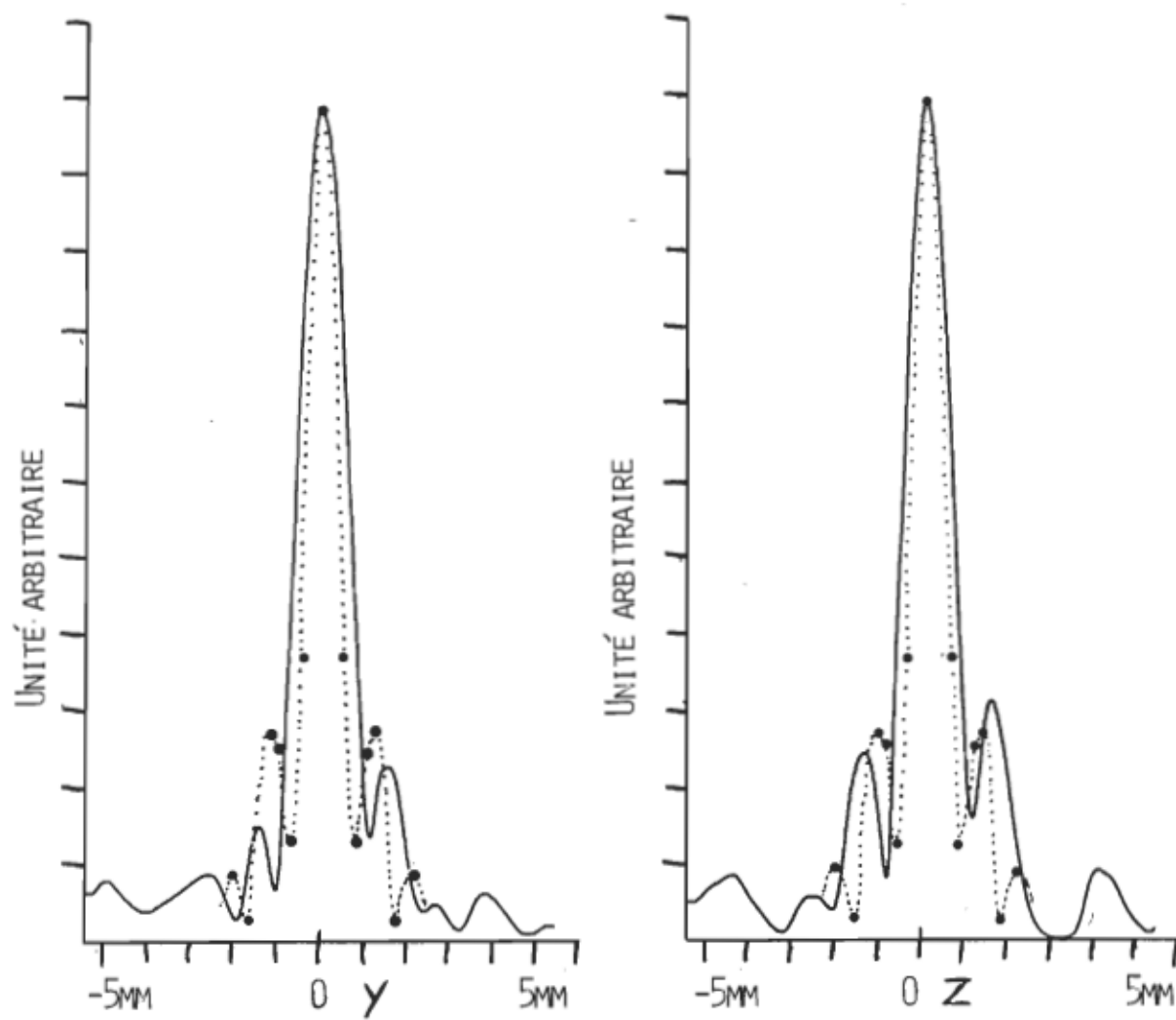


Figure IV.2: Comparaison des figures calculées et mesurées

— : résultats mesurés

••••• : résultats calculés
 ↑ ↑ ↑

Considérant que la lentille possède une légère asymétrie de révolution, nous pouvons appuyer à partir de l'analyse précédente notre première hypothèse de départ en ce qui concerne la forme des surfaces. On peut donc admettre que les faces de la lentille sont en forme de paraboloides de révolution légèrement déformées, ce qui explique l'asymétrie de la figure de diffraction détectée.

La deuxième hypothèse quant à elle semble plus ou moins adéquate si on considère l'écart dans les positions des différents minima comparés. La position du premier minimum détecté semble indiquer que l'ouverture réelle est plus petite que l'ouverture physique de la lentille. Autrement dit, le coefficient de réflexion à incidence oblique semble plus important que le coefficient calculé en négligeant le Mylar, ce qui affecte l'ouverture relative de la lentille.

Dans notre démarche d'analyse des caractéristiques de la lentille, nous avons effectué diverses mesures à demi-ouverture. L'objectif principal de cette série de mesures consistait à vérifier si l'introduction du diaphragme améliore l'image créée par la lentille. Celles-ci ont démontré que l'asymétrie des membranes est toujours présente malgré l'ouverture relativement plus faible. La diminution de l'ouverture améliore notamment la profondeur de champ. Si on compare les résultats de la figure IV.2, on remarquera

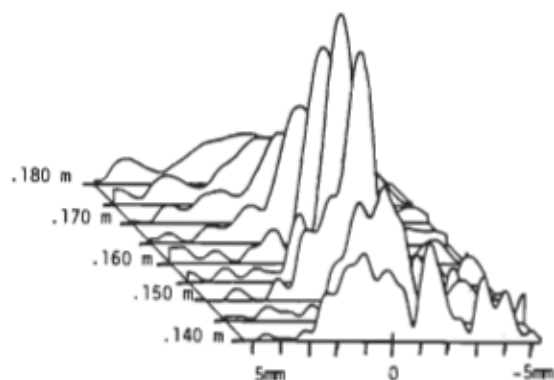


Figure III.12-d: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique.

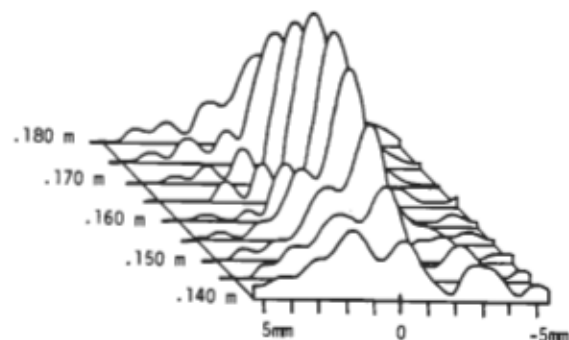


Figure III.16-d: Progression de la tache de diffraction le long de l'axe optique. (demi-ouverture)

Figure IV.2: Comparaison des résultats à pleine et demi-ouverture le long de l'axe optique.

que l'évolution de la figure de diffraction est beaucoup plus "douce" à demi-ouverture qu'à pleine ouverture, pour une même distance balayée. Le programme de calcul fonctionnant bien pour une pleine ouverture, nous n'avons pas jugé nécessaire de refaire tous les calculs pour une demi-ouverture; l'idée étant surtout de vérifier son effet par une ou l'autre des méthodes.

La comparaison des positions du premier minimum pour les résultats à demi-ouverture et pleine ouverture dans le plan image, renforce l'hypothèse que le coefficient de transmission n'est pas tout à fait adéquat. A pleine ouverture, la position du premier minimum calculé, correspond à la position théorique attendue pour une

lentille parfaite, tel que déterminé par la relation $\sin(\theta) = 1.22 \times \lambda / D$. La position mesurée quant à elle est assez différente et s'apparente plus à la position théorique à demi-ouverture. Ce fait nous indique donc que l'ensemble de l'énergie passe par une portion de la lentille, plus petite que le diamètre total, ce qui expliquerait la ressemblance entre les images à demi et pleine ouverture.

La forme générale de la figure de diffraction calculée dépend de la valeur du coefficient d'atténuation que l'on détermine. Parmi les calculs représentés par les figures III.6, on peut remarquer que la valeur du coefficient produit une modification importante de l'amplitude dans la figure de diffraction. Si le coefficient augmente, le premier minimum diminue alors que le second augmente. Cette tendance, nous porte à supposer que le coefficient réel d'atténuation de la lentille est assez faible, si on n'en juge par la forme de la figure détectée. Ceci confirmerait, du moins, l'ordre de grandeur du coefficient mentionné par Gupta [35].

L'effet le plus intéressant, mis à part celui du coefficient d'atténuation, est sans contredit celui de la température sur la position de la courbe de pression acoustique sur l'axe optique. L'analyse de la figure III.5 nous indique premièrement que la position du maximum de pression se déplace vers la lentille si la température

diminue. On peut donc, de façon approximative, affirmer que la distance image augmente d'environ 2,5 mm par degré Celsius dans la région considérée. Cette information s'avère très utile si le système d'imagerie dans lequel la lentille est utilisée est situé dans un environnement instable en température. Ce phénomène a été observé dans notre système d'imagerie acoustique lorsque l'eau du bassin fut remplacée par de l'eau plus fraîche. L'écart de température créé eut pour effet de changer la distance focale de la lentille et par le fait même, la mise au point sur le convertisseur acousto-optique. L'étude de la figure III.5 nous amène à remarquer la diminution de l'amplitude du maximum de pression à mesure que la température diminue ainsi que l'augmentation du minimum qui précède le maximum principal. Cet effet s'explique facilement si on considère que les aberrations sphériques augmentent lorsque la longueur focale diminue. L'augmentation de ces aberrations a pour effet de disperser l'énergie acoustique sur une plus grande région d'où, une pression plus faible au centre et une augmentation moyenne sur la région avoisinante.

CONCLUSION

L'ensemble de ce travail nous a permis de déduire les principales caractéristiques de la lentille de type hydro-acoustique utilisée au laboratoire. L'idée générale des conclusions partielles énoncées au cours de la présentation et l'analyse des résultats mesurés et calculés indique de façon évidente que la lentille possède une asymétrie de révolution qui affecte la figure de diffraction mesurée. Le calcul que nous avons développé est très satisfaisant et les résultats qui en ont découlé vérifient assez bien les résultats expérimentaux.

Le programme de calcul nous a permis, entre autres, d'étudier l'effet de l'ordre de grandeur du coefficient d'atténuation du liquide de gonflage sur la forme de la figure de diffraction. Malheureusement, par manque de symétrie dans les résultats, nous ne pouvons vérifier de façon précise la valeur mentionnée par Gupta [35]. D'autre part, l'étude reliée à l'installation d'un diaphragme devant la lentille nous a fourni l'occasion de trouver une solution partielle quant au problème de la variation de la longueur focale en fonction de la température. Les effets reliés à la variation de la température ont été expliqués en relation avec les principes de l'optique géométrique, ce qui

accentue les liens entre celle-ci et l'optique ondulatoire.

Parmi les hypothèses que nous avons formulées dans l'introduction, la première nous apparaît justifiée à la lumière des divers résultats obtenus. Nous pouvons donc considérer les faces de la lentille comme des paraboloides de révolution légèrement asymétriques. Les membranes de Mylar quant à elles ont peut être une importance plus grande que prévu dans le coefficient de transmission de vitesse acoustique, ce qui permettrait d'expliquer la différence entre les diverses positions des minima et maxima de la figure de diffraction.

Face à l'ensemble des résultats obtenus, nous pouvons considérer le montage expérimental satisfaisant pour ce genre d'expérience. Le nouveau type de diaphragme-source ainsi que le cône du détecteur se sont avérés très efficaces et nous ont permis d'obtenir les mesures désirées.

Nous tenterons, dans une prochaine étape, de parvenir à des résultats supérieurs en ce qui concerne la symétrie de révolution de la lentille. Pour ce faire, la lentille sera montée en croisant les deux feuilles de Mylar à 90 degrés l'une par rapport à l'autre afin d'annuler mutuellement les défauts d'étirement non-uniforme de celles-ci. Le développement de la méthode de calcul se poursuivra et le programme sera modifié dans le but de pouvoir étudier une forme différente de la paraboloïde de révolution. De plus, nous

étudierons l'image pour une source située hors de l'axe optique. Ces études, nous l'espérons, apporteront de nouvelles solutions aux problèmes reliés à la conception des lentilles ultrasonores de type hydro-acoustique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Sette, D. Ultrasonic Lenses of Plastic Materials. The Journal of the Acoustical Society of America, 1949, Vol. 21, No. 4, pp. 375-381.
- [2] Toulis, W.J. Acoustic Focusing with Spherical Structures. The Journal of the Acoustical Society of America, 1963, Vol. 35, No. 3, pp. 286-292.
- [3] Folds, D.L., Brown, D.H. Focusing Properties of Cylindrical Liquid-Filled Acoustic Lenses with Large Diameter-to-Wavelength Ratios. The Journal of the Acoustical Society of America, 1968, Vol. 43, No. 3, pp. 560-565.
- [4] Feldman, Henry R. Nearly spherical Acoustic Lenses. The Journal of the Acoustical Society of America, 1968, Vol. 45, No. 4, pp. 868-871.
- [5] Knollman, G.C., Bellin, J.L.S., Weaver, J.L. Variable-Focus Liquid-Filled Hydroacoustic Lens. The Journal of the Acoustical Society of America, 1971, Vol. 49, No. 1, pp. 253-261.

- [6] Knollman, G.C., Brown, A.E., Weaver, J.L., Bellin, J.L.S. Experimental Hydroacoustic Imaging System. Journal of Applied Physics, 1971, Vol. 42, No. 6, pp. 2168-2180.
- [7] Mantysalo, E., Pulli, A., Kojola, H. A Focusmodulated Ultrasonic lens. Commentationes Physico-Mathematicae, 1972, Vol. 42, No. 4, pp.334-335.
- [8] Jones, H.W. Numerical approach to the determination of the performance of acoustic lenses. The Journal of the Acoustical Society of America, 1973, Vol. 53, No. 1, pp. 215-218.
- [9] Kanevskii, I.N., Surikov, B.S. Calculation of the sound field in the focal region of a closed homogeneous cylindrical lens. Soviet Physics-Acoustics, 1973, Vol. 19, No. 1, pp. 28-31.
- [10] Tannaka, Y., Koshikawa, T. Solid-liquid compound hydroacoustic lens of low aberration. The Journal of the Acoustical Society of America, 1973, Vol. 53, No. 2, pp. 590-595.
- [11] Folds, D.L. Focusing properties of solid ultrasonic cylindrical lenses. The Journal of the Acoustical Society of America, 1973, Vol. 53, No. 3, pp. 826-834.

- [12] Brenden, Byron B., Improvements in and relating to Ultrasonic lenses. Brevet E.U.A. No. 3,802,533 . 1974.
- [13] Brenden, B.B., Deichman, J.L., Taylor, W.W. Exploratory and developmental studies leading toward optimization of acoustical holography imaging of cardiovascular system. Rapport de projet, #N01-HT-3-2991-1 N.T.I.S. Springfield Va., 1974.
- [14] Folds, D.L. Solid Ultrasonic Lens Doublet. Brevet E.U.A. No. 3,866,711 . 1975.
- [15] Viertel, J.R.M. Acoustic Imaging Apparatus with Liquid-Filled Acoustic Corrector Lens. Brevet E.U.A. No. 3,927,557 . 1975.
- [16] Folds, D.L., Hanlin, J. Focusing properties of a solid four-element ultrasonic lens. The Journal of the Acoustical Society of America, 1975, Vol. 58, No. 1, pp. 72-77.
- [17] Green, P.S. Composite Acoustic Lenses. Brevet britannique No. 1,432,632 . 1976.
- [18] Corbett, K.T., Middleton, F.H., Sternberg, R.L. Nonspherical acoustic lens study. The Journal of the Acoustical Society of America, 1976, Vol. 59, No. 5, pp. 1104-1109.

- [19] Szilard, J., Kidger, M. A new ultrasonic lens.
Ultrasonics, 1976, Vol. 14, No. 6.
- [20] Penttinen, A., Luukkala, M. The impulse response and pressure nearfield of a curved ultrasonic radiator.
J. Phys. D:Appl. Phys., 1976, Vol. 9, pp. 1547-1557.
- [21] Penttinen, A., Luukkala, M. Sound pressure near the focal area of an ultrasonic lens. J. Phys.D:Appl. Phys., 1976, Vol. 9, pp. 1927-1936
- [22] Kanevskii, I.N., Nisnevich, M.M. Structure of the field of focusing radiators and acoustic lenses. Sov. Phys. Acoust., 1976, Vol. 22, No. 5, pp.397-399.
- [23] Kanevskii, I.N., Nisnevich, M.M., Surikov, B.S.
Structure of the field of closed homogeneous lenses.
Sov. Phys. Acoust., 1976, Vol. 22, No. 6, pp.
489-493.
- [24] Kanevskii, I.N., Kas'yanov, V.A., Nisnevich, M.M.
Three-compartment variable-focus ultrasonic lenses.
Sov. Phys. Acoust., 1978, Vol. 24, No. 2, pp. 168-9.
- [25] Stephanis, C.G., Hampsas, G.D. Holographic acoustical lens. The Journal of the Acoustical Society of America, 1978, Vol. 63, No. 3, pp. 860-862.

- [26] Hengguan, Z., Fucheng, Z., Xiaowu, G. A New Sound Focusing Lens -- A Quasi Parallel-sided Lens. 1980 Ultrasonics symposium proceedings, 1980, Vol. 2, pp. 586-589.
- [27] Folds, D.L. Status on Ultrasonic lens development. Underwater Acoustics and Signal Processing, 1981, pp. 263-279.
- [28] Edwards, J.C. Variable Curvature Fluid Lens. IBM Technical Disclosure Bulletin, 1981, Vol. 24, No. 1B, pp. 572-573.
- [29] Yong-nan, C., Jian-zhong, J., Xiu-lan, D., Shih-tung, S. Design, Fabrication, Characteristics and Image Quality of Ultrasonic Lens. ACTA ACUSTICA, 1982, Vol. 7, No. 3, pp. 196-199.
- [30] Stamnes, J.J., Gravelseter, T. Methods for efficient computation of the image field of holographic lenses for sound waves. in A.F. Metherell (ed.), Acoustical Imaging, Vol. 10, 1982, Plenum Press, pp. 575-585.
- [31] Stamnes, J.J., Gravelseter, T. Image quality and diffraction efficiency of a holographic lens for sound waves. in A.F. Metherell (ed.), Acoustical Imaging, Vol. 10, 1982, Plenum Press, pp. 587-606.

- [32] Shield, T.W., Harris, J.G. An acoustic lens design using the geometrical theory of diffraction. The Journal of the Acoustical Society of America, 1984, Vol. 75, No. 5, pp. 1634-1635.
- [33] Jones, H.W., Kwan, H.W. Ultrasonic lenses for imaging. Ultrasonics, mars 1985, pp. 63-70.
- [34] Keller, J.B. Geometrical Theory of Diffraction. Journal of the Optical Society of America, 1962, Vol. 52, No. 2, pp. 116-130.
- [35] Gupta, P.N. A Few Materials for Acoustic Lenses for Use in Acoustic Imaging. Acustica, 1979, Vol. 42, pp. 273-277.
- [36] Temkin, S. Elements of Acoustics. Toronto; John Wiley & Sons, Inc., 1981.
- [37] Born, M., Wolf, E. Principles of Optics (Fourth ed.). Toronto; Pergamon Press, 1970.

ANNEXE 1

Programme de calcul du champ.

```

00100 REM      19 JUILLET 1985 JEAN-YVES GAGNON
00105 REM
00110 REM "CE PROGRAMME CALCULE LE CHAMP ACOUSTIQUE COMPLEXE
00115 REM CRÉÉ PAR UNE LENTILLE DE TYPE HYDRO-ACOUSTIQUE"
00120 REM
00130 REM
00140 REM      DÉBUT DE L'INITIALISATION DES VARIABLES
00150 REM
00160 PRINT "LES VALEURS PAR DÉFAUT DU PROGRAMME SONT:"
00162 REM
00165 REM      Fonction de Bessel d'ordre 1
00167 REM
00170 DEF FNJ(T)=.5+T*(-.0625+T*(2.604166E-3+T*(-5.42535E-5
      +T*(6.781684E-7+T*(-5.651403E-9+T*(3.363931E-11+T*
      (-1.5017547E-13+T*5.2144263E-16))))))
00180 F0=3.5E6      Fréquence
00190 T0=24      Température
00200 D9=-.0024*T0+1.82      Densité milieu 2
00210 V8=1403+5*T0-.06*T0*T0+.0003*T0*T0*T0      vitesse milieu 1
00220 V9=-2.875*T0+658.75      vitesse milieu 2
00230 L0=V8/F0      Longueur d'onde milieu 1
00240 L1=V9/F0      Longueur d'onde milieu 2
002500 A1=1.18745E-3      Rayon de la source
00260 Y3=0
00270 Z3=0
00280 K1=1.29      flèche1/carré du rayon
00290 K2=-1.29      flèche2/carré du rayon
00300 K=0      Facteur d'atténuation
00310 N1=1      Indice de réfraction 1
00320 N2=V8/V9      Indice de réfraction 2
00330 A=.060325      Rayon de la lentille
00340 E=.005      Epaisseur au bord
00350 F1=K1*A*A      Flèche face 1
00360 F2=K2*A*A      Flèche face 2
00370 P=3.14159265359      Pi
00380 P0=2*P/L0
00390 P9=2*P/L1
04000 X0=-.527      -
00410 Y0=0      - Position source
00420 Z0=0      -

```

```

00430 REM
00440 REM      IMPRESSION DES VALEURS INITIALES
00450 REM
00460 IF N<>0 THEN 00660
00470 PRINT "1- RAYON DE LA SOURCE:";;A1
00480 PRINT "2- TEMPÉRATURE DE L'EAU:";;T0
00490 PRINT "3- VITESSE DU SON DANS L'EAU:";;V8
00500 PRINT "4- VITESSE DU SON DANS FC-75:";;V9
00510 PRINT "5- INDICE DE RÉFRACTION RELATIF FC-75:";;N2
00520 PRINT "6- FRÉQUENCE D'OPERATION:";;F0
00530 PRINT "7- LONGUEUR D'ONDE DANS L'EAU:";;L0
00540 PRINT "8- LONGUEUR D'ONDE DANS FC-75:";;L1
00550 PRINT "9- COEFF. K1 ET K2:";;K1;;K2
00560 PRINT "10-COEFFICIENT D'ATTÉNUATION DE LA LENTILLE:";;K
00570 PRINT "11-RAYON DE LA LENTILLE:";;A
00580 PRINT "12-ÉPAISSEUR DE LA LENTILLE AU BORD:";;E
00590 PRINT "13-POSITION SOURCE X0,Y0,Z0:";;X0;;Y0;;Z0
00600 PRINT ""
00610 REM
00620 REM
00630 REM      OPTION DE CHANGER UNE OU PLUSIEURS
00640 REM      VALEURS INITIALES
00650 REM
00660 PRINT "VOULEZ-VOUS CHANGER UNE VALEUR, SI OUI DONNEZ
SON NUMÉRO SINON METTRE 0"
00670 PRINT "POUR FAIRE APPARAÎTRE À NOUVEAU LES DONNÉES
ENTREZ 14"
00680 INPUT N
00690 N=N+1
00700 ON N GOTO
01150,00710,00740,00770,00800,00830,00860,00890,00920,00950,
00980,01010,01040,01070,01100
00710 PRINT "ENTREZ LE RAYON DE LA SOURCE"
00720 INPUT A1
00730 GOTO 00460
00740 PRINT "ENTREZ LA TEMPÉRATURE"
00750 INPUT T0
00760 GOTO 00200
00770 PRINT "ENTREZ LA VITESSE DU SON DANS L'EAU"
00780 INPUT V8
00790 GOTO 00220
00800 PRINT "ENTREZ LA VITESSE DU SON DANS LE FC-75"
00810 INPUT V9
00820 GOTO 00230
00830 PRINT "ENTREZ L'INDICE DE RÉFRACTION RELATIF DU FC-75"
00840 INPUT N2
00850 GOTO 00460
00860 PRINT "ENTREZ LA FRÉQUENCE D'OPÉRATION"
00870 INPUT F0
00880 GOTO 00230

```

```

00890 PRINT"ENTREZ LA LONGUEUR D'ONDE DANS L'EAU"
00900 INPUT L0
00910 GOTO 00380
00920 PRINT "ENTREZ LA LONGUEUR D'ONDE DANS LE FC-75"
00930 INPUT L1
00940 GOTO 00390
00950 PRINT "ENTREZ LES NOUVEAUX K1 ET K2"
00960 INPUT K1,K2
00970 GOTO 00350
00980 PRINT "ENTREZ LE COEFFICIENT D'ATTÉNUATION "
00990 INPUT K
01000 GOTO 00460
01010 PRINT "ENTREZ LE RAYON DE LA LENTILLE"
01020 INPUT A
01030 GOTO 00460
01040 PRINT "ENTREZ L'ÉPAISSEUR AU BORD DE LA LENTILLE"
01050 INPUT E
01060 GOTO 00460
01070 PRINT "ENTREZ LA POSITION SOURCE X0,Y0,Z0"
01080 INPUT X0,Y0,Z0
01090 GOTO 00460
01100 US=1
01110 GOTO 00470
01115 REM
01120 REM
01130 REM
01140 REM
01150 PRINT"ENTREZ LE BALAYAGE DÉSIRÉ X3,Y3 OU Z3 (1,2 OU
3)"
01160 INPUT N
01170 PRINT"ENTREZ LE NOMBRE DE POINTS SUR LE RAYON DE LA
LENTILLE POUR LE CALCUL"
01180 INPUT NB
01190 PRINT "VOULEZ-VOUS UN RÉSULTAT NORMALISÉ 0=OUI 1=NON"
01200 INPUT J9
01210 PRINT"CHOISISSEZ LA VARIABLE EN ORDONNEE DU GRAPHE
DONNEZ SON NUMERO"
01220 PRINT"1- AMPLITUDE COMPLEXE DE PRESSION ACOUSTIQUE"
01230 PRINT"2- CARRE DE L'AMPLITUDE COMPLEXE DE PRESSION"
01240 PRINT"3- CARRE DE L'AMPLITUDE COMPLEXE EN DB"
01250 PRINT"4- AMPLITUDE COMPLEXE EN DB"
01260 PRINT"5- AMPLITUDE COMPLEXE NORMALISÉE"
01270 PRINT"6- CARRÉ DE L'AMPLITUDE COMPLEXE NORMALISÉE"
01280 INPUT N3
01290 PRINT "ENTREZ LE NOM DU FICHIER GRAPHE SOUS LA FORME
GMMDDXX ET FICHIER RESULTAT SOUS LA FORME RMMDDXX"
01300 INPUT A$,B$
01310 PRINT "ENTREZ LA VALEUR INITIALE,FINALE ET LE NOMBRE
DE POINTS DÉSIRÉ (<100 POUR GRAPHE)"
01320 INPUT G2,G3,G4

```

```

01330 REM
01340 REM
01350 REM
01360 REM
01370 N9=A/N8
01380 A9=A*A
01390 FILE #1=A$
01400 FILE #2=B$
01410 PRINT #2,"FICHER NUMÉRO=";;B$
01420 PRINT #2,"INIT. FINALE, # PT'S=";;G2;" ";G3;" ";G4
01430 PRINT #2,"FRÉQUENCE D'OPÉRATION";;F0;"HZ"
01440 PRINT #2,"TEMPÉRATURE DE L'EAU";;T0;"DEGRÉ C"
01450 PRINT #2,"RAYON DE LA SOURCE";;A1;"M"
01460 PRINT #2,"FLÈCHES RESPECTIVES";;F1;;F2;"M"
01470 PRINT #2,"ATTÉNUATION";;K;"NP/M"
01480 PRINT #2,"RAYON DE LA LENTILLE";;A;"M"
01490 PRINT #2,"ÉPAISSEUR DE LA LENTILLE";;E;"M"
01500 PRINT #2,"POSITION SOURCE X0,Y0,Z0,";;X0;;Y0;;Z0;"M"
01510 PRINT #2,"COEFF. K1 ET K2";;K1;;K2;"1/M"
01520 PRINT #2,"NOMBRE DE POINTS SUR LE RAYON";;N8
01530 G5=(G3-G2)/G4
01540 G6=A/N8
01550 G3=G3+1E-10
01560 G7=-A-1E-10
01570 G8=A+1E-10
01580 ON N GOTO 01590,01650,01740
01590 PRINT "X3","T7","T7 NORM","SQR(T7)","SQR(T7) DB"
01600 PRINT #2,"X3","T7","T7 NORM","SQR(T7)","SQR(T7) DB"
01610 FOR X3=G2 TO G3 STEP G5
01620 GOSUB 01840
01630 NEXT X3
01640 GOTO 03370
01650 PRINT "ENTREZ LA VALEUR X3"
01660 INPUT X3
01670 PRINT #2,"POSITION X3";;X3;"M"
01680 PRINT "Y3","T7","T7 NORM","SQR(T7)","SQR(T7) DB"
01690 PRINT #2,"Y3","T7","T7 NORM","SQR(T7)","SQR(T7) DB"
01700 FOR Y3=G2 TO G3 STEP G5
01710 GOSUB 01840
01720 NEXT Y3
01730 GOTO 03370
01740 PRINT "ENTREZ LA VALEUR X3"
01750 INPUT X3
01760 PRINT #2,"POSITION X3";;X3;"M"
01770 PRINT "Z3","T7","T7 NORM","SQR(T7)","SQR(T7) DB"
01780 PRINT #2,"Z3","T7","T7 NORM","SQR(T7)","SQR(T7) DB"
01790 FOR Z3=G2 TO G3 STEP G5
01800 GOSUB 01840
01810 NEXT Z3
01820 GOTO 03370

```

```

01825 REM
01830 REM                                DÉBUT BALAYAGE LENTILLE
01835 REM
01840 FOR Y1=0 TO G7 STEP -G6
01850 GOSUB 01910
01860 NEXT Y1
01870 FOR Y1=G6 TO G8 STEP G6
01880 GOSUB 01910
01890 NEXT Y1
01900 GOTO 03000
01910 Y9=Y1*Y1
01920 H=A9-Y9
01930 B=SQR(ABS(H))
01940 H1=INT(B/N9)
01950 G1=H1*N9
01960 FOR Z1=-G1 TO G1+.0000001 STEP N9
01970 Z9=Z1*Z1
01980 H2=Y9+Z9-A9
01990 X1=H2*K1-E
02000 X9=X1*X1
02010 H3=X1-X0
02020 H4=Y1-Y0
02030 H5=Z1-Z0
02040 H6=H3*H3+H4*H4+H5*H5
02050 D1=SQR(H6)                                Distance source-face1
02060 C1=SQR(H4*H4+H5*H5)/D1
02070 H7=1-C1*C1
02080 H8=SQR(H7)
02090 H9=C1/H8
02100 T1=ATN(H9)                                Theta 1
02110 P1=ATN(2*K1*SQR(Y9+Z9))                Phi 1
02120 I1=T1+P1                                Angle d'incidence face1
02130 C2=N1*SIN(I1)/N2
02140 B1=1-C2*C2
02150 B2=SQR(B1)
02160 B3=C2/B2
02170 R1=ATN(B3)                                Angle de réfraction 1
02180 M1=-TAN(P1-R1)
02190 IF M1=0 THEN M1=1E-15
02200 B4=2*K2*M1
02210 B5=1/B4
02220 B6=H2*K1-E-SQR(Y9+Z9)/M1
02230 B7=B5*B5+B6/K2+A9
02240 B8=SQR(B7)
02250 S1=B5-B8
02260 S2=B5+B8
02270 IF ABS(S1)<A THEN L2=S1
02280 IF ABS(S2)<A THEN L2=S2
02290 IF S1>A THEN 02940
02300 IF Y1=0 THEN Y2=0

```

```

02310 IF Y1=0 THEN 02340
02320 Y2=L2/SQR(1+Z9/Y9)
02330 IF Y1<0 THEN Y2=-Y2
02340 IF Z1=0 THEN Z2=0
02350 IF Z1=0 THEN 02380
02360 Z2=L2/SQR(Y9/Z9+1)
02370 IF Z1<0 THEN Z2=-Z2
02380 Z8=Z2*Z2
02390 Y8=Y2*Y2
02400 E4=Y8+Z8
02410 B9=E4-A9
02420 X2=B9*K2
02430 E0=X2-X1
02440 E1=Y2-Y1
02450 E2=Z2-Z1
02460 E3=E0*E0+E1*E1+E2*E2
02470 D2=SQR(E3)
02480 P2=ATN(2*K2*SQR(E4))
02490 R3=P1-R1
02500 I2=-(P2-R3)
02510 C3=N2*SIN(I2)/N1
02520 IF C3>1 THEN 02940
02530 E5=1-C3*C3
02540 E6=SQR(E5)
02550 E7=C3/E6
02560 R2=ATN(E7)
02570 R4=-(R2+P2)
02580 M2=TAN(R4)
02590 J0=X3-X2
02600 J1=Y3-Y2
02610 J2=Z3-Z2
02620 J3=J0*J0+J1*J1+J2*J2
02630 D3=SQR(J3)
02640 J4=COS(I1)
02650 J5=V9
02660 J6=D9*J5*J4+V8*COS(R1)
02670 T8=2*J5*J4/J6
02680 IF T1=0 THEN U=1
02690 IF T1=0 THEN 02750
02700 F=P0*A1*SIN(T1)
02710 T=F*F
02720 U=2*FNJ(T)
02730 J7=U/D1*T8
02740 J8=P0*D1
02750 V1=J7*COS(J8)
02760 W1=-J7*SIN(J8)
02770 J=P9*D2
02780 V2=COS(J)
02790 W2=-SIN(J)
02800 Q0=COS(I2)

```

Position Y face2
Position Z face2
Position X face2
Distance inter-faces
Angle d'incidence face2
Angle de réfraction face2
Distance face2 point de calcul
Coefficient de transmission1 équa. 1.9
Partie réelle équa. 1.5
Partie imagi. équa. 1.5

```

02810 Q4=COS(R2)
02820 Q1=D9*J5*Q4+V8*Q0
02830 T9=2*D9*V8*Q0/Q1 Coefficient transmission 2 équa. 1.9
02840 Q2=T9*EXP(-K*D2) Effet de l'atténuation
02850 V3=(V2*V1-W2*W1)*Q2 Partie réelle équa. 1.10
02860 I3=(V1*W2+V2*W1)*Q2 Partie imagi. équa. 1.10
02870 Q3=P0*D3
02880 V5=COS(Q3)/D3
02890 I5=-SIN(Q3)/D3
02900 V6=(V3*V5-I3*I5)
02910 I6=(V5*I3+V3*I5)
02920 V7=V7+V6*Q4*N9*N9 Partie réelle équation 1.12
02930 I7=I7+I6*Q4*N9*N9 Partie imagi. équation 1.12
02940 NEXT Z1
02950 RETURN
03000 T7=V7*V7+I7*I7
03002 REM
03005 REM DÉBUT SORTIE RÉSULTAT SUR ÉCRAN ET FICHIER
03006 REM
03010 IF Y3=0 THEN W8=T7
03020 ON N GOSUB 03040,03070,03100
03030 GOTO 03280
03040 V=X3
03050 GOSUB 03130
03060 RETURN
03070 V=Y3
03080 GOSUB 03130
03090 RETURN
03100 V=Z3
03110 GOSUB 03130
03120 RETURN
03130 REM
03140 ON N3 GOSUB 03160,03180,03200,03220,03240,03260
03150 RETURN
03160 PRINT #1,V,SQR(T7)
03170 RETURN
03180 PRINT #1,V,T7
03190 RETURN
03200 PRINT #1,V,20*LOG(T7/W8)
03210 RETURN
03220 PRINT #1,V,10*LOG(T7/W8)
03230 RETURN
03240 PRINT #1,V,SQR(T7/W8)
03250 RETURN
03260 PRINT #1,V,T7/W8
03270 RETURN
03280 IF J9=0 THEN 03290 ELSE 03320
03290 PRINT V,T7,T7/W8,SQR(T7),10*LOG(T7/W8)
03300 PRINT #2,V,T7,T7/W8,SQR(T7),10*LOG(T7/W8)
03310 GOTO 03340

```



```
03320 PRINT V,T7,"*",SQR(T7),"*"
03330 PRINT #2,V,T7,"*",SQR(T7),"*",
03340 V7=0
03350 I7=0
03360 RETURN
03370 CLOSE #1
03380 CLOSE #2
```

TABLE 4A
TYPICAL PROPERTIES OF THE "FLUORINERT" LIQUIDS**
AT 25°C.

| PROPERTY | FC-88 | FC-78 | FC-72 | FC-77 | FC-104 | FC-75 | FC-40 | FC-43 | FC-48 | FC-70 | WATER* |
|---------------------------------------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------|
| TYPICAL BOILING POINT, °C | 30 | 50 | 56 | 97 | 101 | 102 | 155 | 174 | 174 | 215 | 100 |
| POUR POINT, °C | -115 | -73 | -90 | -110 | -65 | -88 | -57 | -50 | -62 | -25 | 0 ⁰ |
| AVERAGE MOLECULAR WEIGHT | 290 | 300 | 340 | 415 | 435 | 420 | 650 | 670 | 525 | 820 | 18 |
| SURFACE TENSION dynes/cm | 9.5 | 13 | 12 | 15 | 14 | 15 | 16 | 16 | 19 | 18 | 72 |
| CRITICAL TEMPERATURE, °C | 150 | 181 | 178 | 251* | 230* | 227 | 277 | 303* | 320* | 337* | 374 |
| CRITICAL PRESSURE, ATMOSPHERES | 21.0 | 19.4* | 18.1 | 14.8* | 15.5* | 15.8 | 14.6* | 14.1* | 13.6* | 6.7* | 218 |
| REFRACTIVE INDEX (n _D) | 1.238 | 1.267 | 1.251 | 1.280 | 1.271 | 1.276 | 1.290 | 1.291 | 1.312* | 1.303 | 1.333 |
| ACOUSTIC VELOCITY meters/sec | 474 | 553 | 512 | 595 | 575 | 585 | 640 | 655 | 707 | 687 | 1498 |
| VAPOR PRESSURE, torr | 610 | 274 | 232 | 42 | 29 | 31 | 3 | 1 | 3 | <0.1 | 23 |
| SOLUBILITY OF WATER ppm | 7 | 14 | 10 | 13 | 11 | 11 | 7 | 7 | 9 | 8 | Complete |
| SOLUBILITY OF AIR ml./100 ml. | 54 | 54 | 48 | 50 | 38 | 40 | 27 | 26 | 35 | 22 | 1.9 |
| DENSITY, g/ml. | 1.63 | 1.70 | 1.68 | 1.78 | 1.76 | 1.76 | 1.85 | 1.86 | 1.94 | 1.94 | 1.0 |
| VISCOSITY, centistokes | 0.4 | 0.4 | 0.4 | 0.8 | 0.8 | 0.8 | 2.4 | 2.6 | 3.1 | 13.4 | 0.9 |
| SPECIFIC HEAT, cal/(g) (°C) | 0.26 | 0.25 | 0.25 | 0.25 | 0.25 | 0.25 | 0.25 | 0.25 | 0.24 | 0.25 | 1.0 |
| HEAT OF VAPORIZATION AT B.P. cal/g | 21 | 25 | 21 | 20 | 22 | 21 | 17 | 17 | 19 | 16 | 540 |
| THERMAL CONDUCTIVITY milliwatts/(cm ²) (°C/cm) | 0.56 | 0.62 | 0.57* | 0.64 | 0.64* | 0.64 | 0.66* | 0.67 | 0.72* | 0.71* | 5.86 |
| COEFFICIENT OF EXPANSION ml./(ml.) (°C) | 0.0016 | 0.0016 | 0.0016 | 0.0014 | 0.0014 | 0.0014 | 0.0012 | 0.0012 | 0.0011 | 0.0010 | 0.0002 |
| VOLUME RESISTIVITY ohm-cm. | 5.6x10 ¹⁵ | 9.0x10 ¹⁵ | 1.0x10 ¹⁵ | 1.9x10 ¹⁵ | 8.4x10 ¹⁵ | 8.0x10 ¹⁵ | 4.0x10 ¹⁵ | 3.4x10 ¹⁵ | 4.2x10 ¹⁵ | 2.3x10 ¹⁵ | not available |
| DIELECTRIC STRENGTH 0.1in. GAP, KV (RMS) | 48 | 40 | 38 | 40 | 41 | 40 | 46 | 42 | 47 | 40 | not available |
| DIELECTRIC CONSTANT (1 KHz) | 1.72 | 1.81 | 1.76 | 1.86 | 1.86 | 1.86 | 1.89 | 1.90 | 1.94 | 1.96 | 78. |
| DISSIPATION FACTOR 1 (KHz), Tan δ | <.0003 | <.0003 | <.0003 | <.0003 | <.0001 | <.0001 | <.0003 | <.0001 | <.0003 | <.0001 | not available |

*Estimated Values

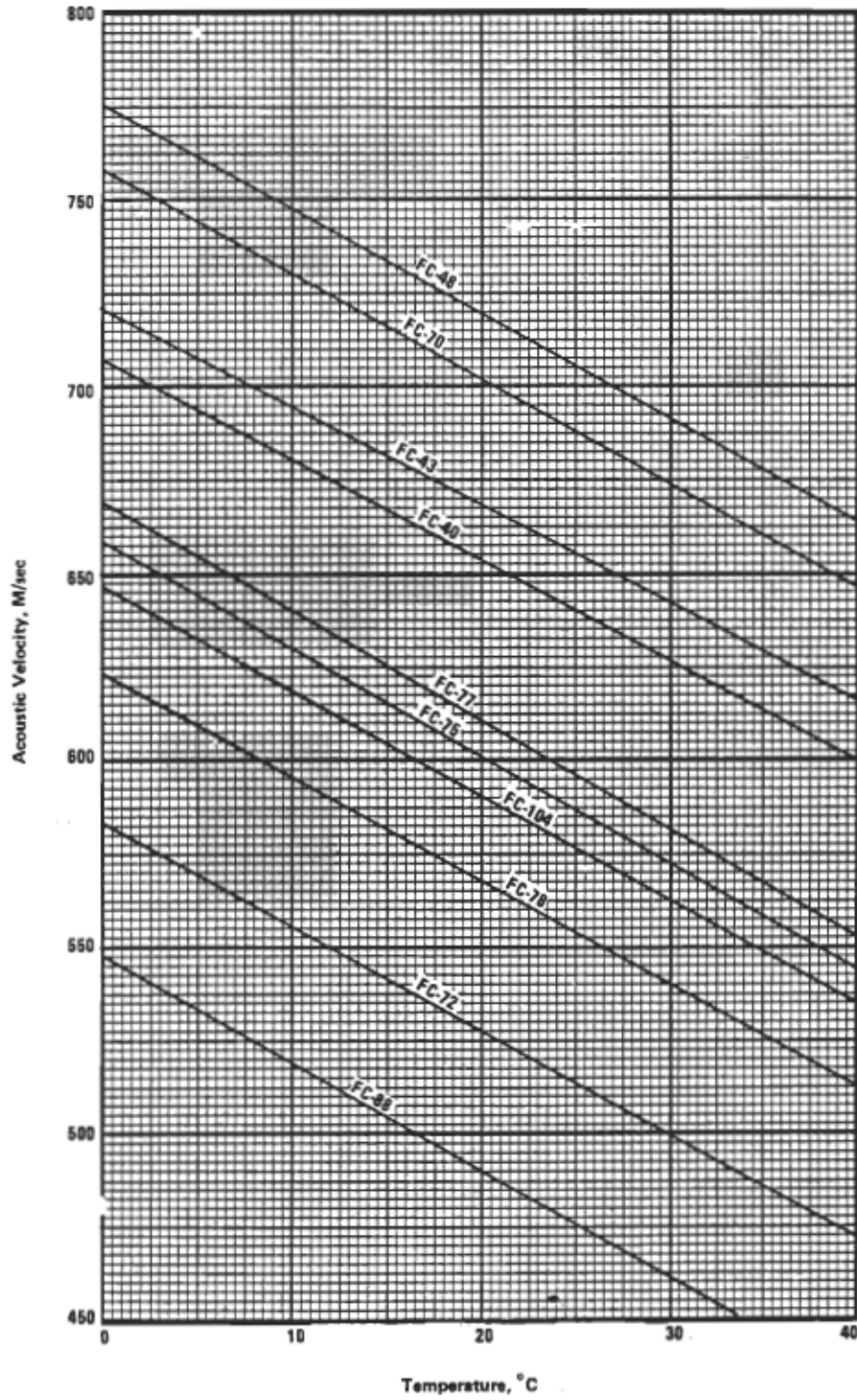
**Not for specifications purposes. See specification section.

□ Freezing Point

■ Distilled Water

ANNEXE 2 (Suite)

FIGURE 21
Acoustic Velocities of "Fluorinert" Electronic Liquids



ANNEXE 3

A) Détermination de la longueur focale et la position du foyer à partir des flèches et des rayons de courbures paraxiaux.

Dans le cas d'une parabole, nous avons les relations suivantes:

$$Cte = K = \frac{1}{4f} = \frac{b}{r^2}$$

où f est la longueur focale de la parabole considérée, r le rayon de la lentille et b la flèche correspondante à la face.

Dans le cas de la lentille utilisée, les flèches respectives de chacune des faces, mesurées au sphéromètre, sont approximativement identiques et ont pour valeur,

$$\underline{b = .0047 \text{ m}}$$

alors la focale de chaque parabole et le coefficient K sont donc,

$$\underline{f = .194 \text{ mètre}} \quad \text{si} \quad \underline{r = .0603 \text{ mètre,}}$$

et $K = 1.29$ ce qui est la valeur utilisée dans le programme.

Calculons maintenant la distance focale de la lentille. Pour ce faire nous avons besoin des rayons de courbures paraxiaux de la lentille qui sont données par :

$$\begin{aligned} R &= 2 * \text{ focale de la parabole} \\ &= 2 * f \end{aligned}$$

d'où, $R = .387 \text{ mètre.}$

La longueur focale approximative de la lentille parabolique peut maintenant être obtenue à partir de la loi des fabricant de lentilles,

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left[\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right]$$

où R_1 et R_2 sont les rayons de courbures de chacune des faces. Ici nous avons des paraboles au lieu de sphères, ce qui peut causer une légère différence dans les résultats. Par contre, comme ici la différence entre ces deux formes est faible, on doit s'attendre à ce que celle-ci soit négligeable.

Le résultat obtenu tenant compte que l'indice de réfraction relatif de la lentille est 2.53 est donc :

distance focale de la lentille \Rightarrow $f = .1266 \text{ mètre}$

et la distance image attendue si la source est située à -0.527 mètre de la lentille est:

$$\text{distance image} \Rightarrow i = \underline{.166 \text{ mètre.}}$$

En pratique, la distance image obtenue expérimentalement et par le programme d'ordinateur est:

$$\text{distance image expérimentale} \Rightarrow i = \underline{.162 \text{ mètre,}}$$

soit 2% plus faible, ce qui est convenable.

B) Calcul de l'intersection du rayon réfracté et de la deuxième face de la lentille.

Le rayon se propageant à l'intérieur de la lentille suit une trajectoire rectiligne donnée par

$$(y + z)^2 = m_1^2 x + b$$

où m_1 est la pente par rapport à l'axe principal et b l'ordonnée à l'origine,

$$b = (y_1 + z_1)^2 - m_1^2 x_1$$

Cette dernière doit coïncider avec l'équation de la deuxième surface évaluée au point de contact de sorte que nous avons:

$$x = \frac{(y + z)^2 - a^2}{4*f} = ((y + z)^2 - a^2)*K$$

qui est l'équation de la parabole où f est la focale et a le rayon de la lentille.

L'équation à résoudre pour trouver l'intersection est donc:

$$-K * H^2 + \frac{H}{m1} + (x1 - \frac{(y1^2 + z1^2)^{1/2}}{a})^2 + a * K = 0$$

où H est $(y2^2 + z2^2)$

C'est une équation du second degré à coefficient constant que l'on doit évaluer afin de déterminer la valeur de $x2$ correspondant à la deuxième surface.