

50376
1982
145

UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

50376
1982
145

N° d'ordre 1001

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^e CYCLE
MENTION : PHYSIQUE DES MATERIAUX

par

Jean-Louis IZBICKI



PROPAGATION NON LINEAIRE D'UNE ONDE DE SURFACE

Soutenu le 23 novembre 1982 devant la commission d'examen

M. FOURET Professeur à l'université de Lille I
M. RIPOCHE Professeur à l'UERST Le Havre
M. FONTAINE Professeur à l'université de Lille I
M. LOPEZ Professeur à l'UERST Le Havre
M. DEREM Ingénieur

Président
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Membre invité



Ce travail a été effectué dans le laboratoire d'Electronique et d'Automatique, groupe "Ultrasons", de l'UER des Sciences et Techniques du Havre, sous la direction de Monsieur le Professeur J. RIPOCHE. Je lui exprime ma reconnaissance pour m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Monsieur le Professeur R. FOURET m'a initié à la recherche lors de mon DEA et m'a encouragé à poursuivre un travail de recherche. Je lui exprime ma profonde reconnaissance pour ses encouragements. J'en profite pour remercier les chercheurs de son laboratoire pour l'ambiance de travail et de décontraction qui m'ont fait aimé le travail de recherche.

Monsieur le Professeur H. FONTAINE a accepté de juger ce travail. Je suis très sensible à cette marque d'intérêt et je l'en remercie vivement.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur LOPEZ d'avoir bien voulu participer au jury.

J'exprime ma gratitude à A. DEREM pour l'intérêt qu'il porte à ce travail.

Je remercie G. MAZE pour son aide et sa collaboration de tous les instants et pour les nombreuses discussions physiques des résultats obtenus. J'adresse mes remerciements à tous les chercheurs du laboratoire du groupe "Ultrasons" pour leur aide amicale.

J'adresse tous mes remerciements à tous ceux qui m'ont aidé dans la réalisation de ce travail : Messieurs PERMANNE et BOURREL pour le matériel nécessaire à l'expérimentation, Monsieur CAHINGT pour le matériel électronique et les figures de cette thèse, Monsieur GAUCHER pour la photographie du chapitre 3.

J. MAZE, P. HERMEL, J. CARON, M. BOLTZ m'ont aidé pour l'édition du texte : je les en remercie vivement.

SOMMAIRE

Introduction

Chapitre 1 Onde de Rayleigh

I Relation entre contrainte et déformation

II Equation de propagation. Conditions aux limites

III Solution de l'équation d'onde

Chapitre 2 Condition de génération de l'onde de surface

I Réflexion d'un faisceau ultrasonore

a) Aspect théorique

b) Aspect expérimental

II Interprétation du phénomène

III Visualisation du phénomène de réflexion

a) Montage utilisé

b) Résultats obtenus

IV Interprétation. Conclusion

V Conditions expérimentales utilisées pour l'étude de l'onde de surface

Chapitre 3 Visualisation de l'onde de surface

I Montage

II Théorie

III Résultat

Annexe

Chapitre 4 Analyse harmonique

I Introduction

II Montage expérimental

III Résultats obtenus avec l'acier inoxydable

a) Analyse spectrale

b) Amplitude des harmoniques en fonction de la distance de propagation

c) Amplitude des harmoniques en fonction de la tension appliquée au transducteur

IV Résultats obtenus avec le nickel

V Etude transversale

a) Aspect expérimental

b) Résultats obtenus

VI Conclusion

Chapitre 5 Dissymétrie des ordres de diffraction

I Généralités

II Calcul de l'intensité diffractée

III Discussion

IV Etude expérimentale

a) Montage

b) Résultats

Chapitre 6 Amplitude de l'onde de surface

I Aspect théorique

II Résultats obtenus

a) Montage

b) Conclusion

Chapitre 7 Interprétation physique de la propagation

I Introduction

II Position du problème

III Résultats obtenus. Conclusion

Annexe

Chapitre 8 Discussion des modèles théoriques de la propagation d'ondes de surface

I Revue des modèles théoriques

II Premières conclusions

III Modèle de Lyamov

IV Conclusion

Conclusion

INTRODUCTION

La possibilité qu'une onde puisse se propager sur une interface air-solide a été étudiée par Rayleigh dès 1885. Ces ondes nommées ondes de Rayleigh ou ondes de surface ont d'abord intéressé les géophysiciens. Depuis, elles ont été surtout étudiées sur des matériaux anisotropes et pour des fréquences dont l'ordre de grandeur est quelques centaines de mégahertz.

Les équations de l'acoustique linéaire permettent de déterminer la vitesse de propagation de l'onde et la répartition des déplacements mécaniques associés à l'onde. Les études menées ont d'abord concerné les solides ayant une réponse linéaire aux contraintes exercées sur eux ; toutefois lorsque l'amplitude de l'onde devient suffisamment importante, il faut utiliser les lois de l'acoustique non linéaire pour décrire la propagation des ondes. Des effets non linéaires, en particulier la génération d'harmoniques, sont facilement mis en évidence car l'énergie de l'onde étant confinée près de la surface du matériau, on obtient rapidement des grandes densités d'énergie. Les effets non linéaires ont surtout été observés sur des cristaux : quartz et niobate de lithium.

Ce travail étudie la propagation d'une onde de Rayleigh à la surface d'un milieu isotrope.

Lors de la réflexion d'un faisceau ultrasonore, se propageant dans l'eau, sur la surface d'un solide et lorsque l'angle d'incidence est voisin du troisième angle critique, une onde de surface est générée. Si celle-ci se propage à l'interface eau-solide, l'onde réémet de l'énergie dans l'eau et s'atténue rapidement ; par contre si la propagation s'effectue à l'interface air-solide, la longueur de propagation peut être importante (plusieurs centimètres). La détection de l'onde est faite optiquement. En effet les ondes lumineuses sont diffractées par les ondes de surface qui jouent alors le rôle d'un réseau. Cette particularité a été utilisée pour visualiser l'onde et pour en étudier la propagation. L'observation des ordres de la diffraction montre une asymétrie de la lumière diffractée. Ceci prouve que la propagation de l'onde de surface est non linéaire. L'évolution de la composante fondamentale et de la composante harmonique en fonction de la distance de propagation est étudiée. Un modèle simple permet de comprendre physiquement cette évolution. Le modèle de Lyamov donnant l'évolution de l'amplitude de l'harmonique en fonction de la puissance d'émission est discuté.

ONDE DE RAYLEIGH

Lord Rayleigh montra en 1885 que des ondes pouvaient se propager sur un plan séparant un milieu élastique isotrope du vide. Il précise que l'amplitude de ces ondes décroît rapidement avec la profondeur. De plus la vitesse de propagation ne dépend, pour un matériau non piézoélectrique, que des constantes élastiques et de la masse volumique du matériau : on n'a pas de phénomène de dispersion dans ce cas.

Ces ondes, appelées ondes de Rayleigh ou ondes de surface ont leur énergie confinée près de la surface dans une zone de largeur approximativement égale à deux longueurs d'onde.

Ces ondes ont été étudiées ces dernières années, car elles sont facilement accessibles puisqu'elles se propagent à la surface du matériau. Elles ont reçu de nombreuses applications en particulier en traitement du signal.

Ce chapitre a pour but de rappeler la possibilité théorique, pour une onde, de se propager sur un milieu élastique isotrope. On ne considère pas ici les différents modes de génération possibles.

Il ne sera question des ondes de surface qu'à la limite élastique, c'est à dire pour des longueurs d'onde grandes devant les distances interatomiques ; on peut alors considérer que le solide est un milieu continu.

I Relation entre contrainte et déformation /1/

Sous l'effet d'actions mécaniques extérieures, un solide se déforme : un point occupant une position repérée par un vecteur \vec{r} avant déformation occupe, après déformation, une position repérée par $\vec{r}' = \vec{r} + \vec{u}$

L'état d'un milieu déformé est décrit par un champ de tenseurs de rang deux. On montre que la relation entre ce tenseur, appelé tenseur des déformations, et le vecteur déplacement \vec{u} est

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right|$$

En acoustique linéaire les déformations sont supposées petites et on peut écrire

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Dans la suite de ce chapitre on ne considèrera que des milieux linéaires. Des actions extérieures sont nécessaires pour déformer un solide. Dans le solide déformé apparaissent des tensions mécaniques appelées contraintes. Dans le cas des petites déformations il existe des relations linéaires entre les composantes du tenseur des déformations et les composantes du tenseur des contraintes (loi de Hooke)

$$T_{ij} = C_{ijkl} s_{kl}$$

C_{ijkl} sont les composantes d'un tenseur de rang quatre appelé tenseur des rigidités élastiques. Les coefficients C_{ijkl} sont encore appelés coefficients élastiques du matériau et sont caractéristiques de ce matériau.

Dans le cas d'un solide isotrope, les coefficients C_{ijkl} sont réduits à deux et sont notés λ et μ ; on les appelle alors coefficients de Lamé. On peut écrire

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad \delta_{ij} \text{ tenseur de Kronecker}$$

Pour les matériaux utilisés on a les valeurs numériques suivantes /2/

acier inoxydable

nickel

$$\lambda = 1,13 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$$

$$\lambda = 1,51 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$$

$$\mu = 0,65 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$$

$$\mu = 0,82 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$$

II Equation de propagation. Conditions aux limites

On raisonne sur un volume unité du matériau. La densité volumique de force est

$$f_i = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}$$

En négligeant l'action de la pesanteur, le principe fondamental de la dynamique appliqué au matériau s'écrit

$$F_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad \rho : \text{masse volumique du matériau}$$

On a donc $\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}$ et suivant la loi de Hooke

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad \text{équation de propagation}$$

Si le solide n'est soumis qu'à des actions exercées sur la surface, on montre que

$$\frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} = 0 \quad \text{à la surface}$$

III Solution de l'équation d'onde

Une onde acoustique de surface se propageant suivant l'axe x_1 peut se définir sous la forme

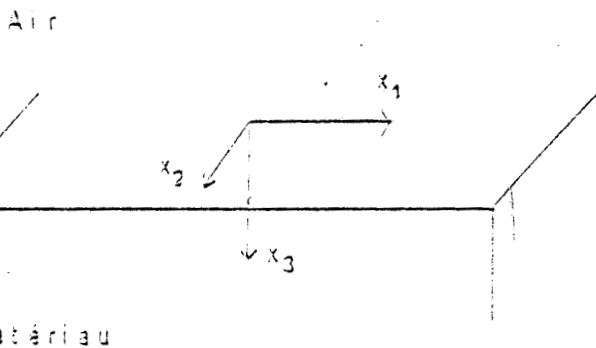
$$\vec{u} = \vec{a}(x_1, x_3) \exp j(\omega t - Kx_1) \quad (1)$$

\vec{u} vecteur déplacement

K norme du vecteur d'onde

$$K = \frac{\omega}{V} \quad \omega \text{ pulsation de l'onde}$$

V vitesse de phase



Les équations du mouvement donnent

$$-\omega^2 \rho u_1 = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + \mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_3^2} + (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1 \partial x_3}$$

$$-\omega^2 \rho u_2 = \mu \left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_3^2} \right) \quad (2)$$

$$-\omega^2 \rho u_3 = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_3^2} + \mu \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} + (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial x_3}$$

Conformément à l'expression (1) et compte tenu de la forme des équations (2) on cherche une solution de la forme

$$u_j = g(x_1) \sum_{p=1}^3 A_j^{(p)} \exp \left(-\alpha^{(p)} Kx_3 + j(\omega t - Kx_1) \right)$$

La variation de $g(x_1)$ dans la direction de propagation est supposée petite.

On peut donc écrire

$$K^2 g(x_1) \gg K \frac{dg(x_1)}{dx_1} \gg \frac{d^2g(x_1)}{dx_1^2}$$

La solution cherchée est une combinaison linéaire d'ondes évanescentes suivant l'axe x_3 (si $\alpha^{(p)} > 0$) se propageant suivant l'axe x_1 .

En reportant dans les équations (2) on obtient (en omettant l'indice p)

$$\left(\rho v^2 - (\lambda + 2\mu) + \mu \alpha^2 \right) A_1 + 0 A_2 + j\alpha(\lambda + \mu) A_3 = 0 \quad (3)$$

$$0 A_1 + \left(\rho v^2 + \mu(\alpha^2 - 1) \right) A_2 + - 0 A_3 = 0 \quad (4)$$

$$j\alpha(\lambda + \mu) A_1 + 0 A_2 + \left(\rho v^2 + (\lambda + 2\mu) \alpha^2 - \mu \right) A_3 = 0 \quad (5)$$

On observe que la fonction $g(x_1)$ s'élimine dans les calculs avec les hypothèses précisées précédemment.

On en déduit $A_2 = 0$ d'après l'équation (4). En combinant (3) et (5) on arrive à

$$\begin{aligned} (\rho v^2 + \mu (\alpha^2 - 1)) (A_3 - j \alpha A_1) &= 0 \\ (\rho v^2 + (\lambda + \mu) (\alpha^2 - 1)) (A_1 - j \alpha A_3) &= 0 \end{aligned}$$

Donc les solutions non nulles pour A_1 et A_3 n'existent que si

$$\rho v^2 = \mu (1 - \alpha^2) \quad \text{ou} \quad \rho v^2 = (\lambda + 2\mu) (1 - \alpha^2)$$

A priori il existe quatre racines pour α . Les solutions acceptables physiquement sont les solutions telles que $\alpha > 0$. On prend donc

$$\alpha^{(1)} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_L^2}} \quad \alpha^{(2)} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_T^2}}$$

avec $v_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ vitesse longitudinale des ondes de volume dans le solide

$v_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ vitesse transversale des ondes de volume dans le solide

A ces racines il correspond les coefficients

$$\begin{aligned} \text{pour } \alpha = \alpha^{(1)} \quad A_1^{(1)} &= 1 \quad A_3^{(1)} = -j \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_L^2}} \\ \text{pour } \alpha = \alpha^{(2)} \quad A_1^{(2)} &= j \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_T^2}} \quad A_3^{(2)} = 1 \end{aligned}$$

La solution générale de l'équation du mouvement peut s'écrire sous la forme d'une combinaison de la forme

$$u_j = g(x_1) \sum_{m=1}^2 B_m A_j^{(m)} \exp \left(-\alpha^{(m)} K x_3 + j (\omega t - K x_1) \right) \quad (5)$$

Les conditions aux limites donnent

$$\tau_{13} = \mu \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) = 0 \quad \text{en } x_3 = 0 \quad (7)$$

$$\tau_{33} = \lambda \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) + 2\mu \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0 \quad \text{en } x_3 = 0 \quad (8)$$

On reporte l'expression (6) dans les équations (7) et (8). On obtient

$$2 B_1 \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_L^2}} + j B_2 \left(2 - \frac{v^2}{v_T^2} \right) = 0 \quad (9)$$

$$j B_1 \left(\frac{v^2}{v_T^2} - 2 \right) + 2 B_2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_T^2}} = 0 \quad (10)$$

Donc les solutions non nulles pour B_1 et B_2 n'existent que si

$$4 \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_L^2}} \sqrt{1 - \frac{v^2}{v_T^2}} = \left(2 - \frac{v^2}{v_T^2} \right)$$

Ceci est l'équation obtenue par Viktorov /3/ et permettant d'obtenir la vitesse de phase de l'onde de surface.

On pose $Z = \left[\frac{v}{v_T} \right]^2$. On obtient une équation du troisième degré en Z (et du sixième degré en v)

$$Z^3 - 8Z^2 + 8Z \left(3 - 2 \left(\frac{v_T}{v_L} \right)^2 \right) - 16 \left(1 - \left(\frac{v_T}{v_L} \right)^2 \right) = 0$$

Cette équation possède a priori 3 racines. Pour les matériaux existants, on peut montrer qu'il n'y a qu'une seule solution qui soit réelle, positive et inférieure à 1.

Pour les matériaux utilisés dans la suite on a

acier inoxydable $\rho = 7900 \text{ Kg/m}^3$ $v_L = 5790 \text{ m/s}$ $v_T = 3100 \text{ m/s}$

nickel $\rho = 8900 \text{ Kg/m}^3$ $V_L = 6040 \text{ m/s}$ $V_T = 3040 \text{ m/s}$

La calcul donne alors pour la vitesse de l'onde de Rayleigh

acier inoxydable $V = 2874 \text{ m/s}$ nickel $V = 2833 \text{ m/s}$

On peut remarquer que la vitesse de phase de l'onde de surface est toujours inférieure à celle de l'onde transversale. De plus la vitesse de l'onde de Rayleigh se propageant sur un plan d'un milieu élastique isotrope est indépendante de la fréquence.

On peut compléter le calcul précédent par l'obtention des composantes du vecteur déformation. En considérant l'équation (9) on peut prendre

$$B_1 = j \left(2 - \frac{V^2}{V_T^2} \right) \quad B_2 = Z \sqrt{1 - \frac{V^2}{V_L^2}}$$

On obtient alors, à un facteur multiplicatif près

$$u_1 = jg(x_1) e^{j(\omega t - Kx_1)} \left[\exp(-\alpha^{(1)} Kx_3) + \frac{2\alpha^{(1)}\alpha^{(2)}}{1 + (\alpha^{(2)})^2} \exp(-\alpha^{(2)} Kx_3) \right]$$

$$u_3 = g(x_1) e^{j(\omega t - Kx_1)} \left(\exp(-\alpha^{(1)} Kx_3) - \frac{2}{1 + (\alpha^{(2)})^2} \exp(-\alpha^{(2)} Kx_3) \right)$$

On peut donc résumer les caractéristiques de l'onde de Rayleigh pour les milieux isotropes :

- Le déplacement des particules est contenu dans le plan formé par la direction de propagation et la normale à la surface libre (ce plan est appelé plan sagittal).
- L'imaginaire j dans l'expression donnant u_1 traduit le fait qu'il y a un déphasage de $\pi/2$ entre les deux composantes u_1 et u_3
- Les particules du matériau se déplacent suivant des trajectoires elliptiques
- La vitesse de propagation dépend uniquement de V_L , V_T et ρ
- On peut considérer que l'onde de Rayleigh est confinée à l'intérieur d'un

volume d'épaisseur 2Λ ; Λ désignant la longueur d'onde de l'onde de surface.

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ DIEULESANT E., ROYER D. , "Ondes élastiques dans les solides"
Masson Ed. Paris 1974
- /2/ Handbook of Chemistry and Physics 1970
- /3/ VIKTOROV I. A. "Rayleigh and Lamb waves", Plenum Press, 1970

CONDITION DE GENERATION DE L'ONDE DE SURFACE

L'onde de surface qui sera étudiée dans les chapitres suivants est générée par un faisceau acoustique incident sur une plaque métallique plane polie. Les résultats obtenus antérieurement concernant la réflexion d'un faisceau ultrasonore sur un milieu isotrope sont rappelés. Une brève étude du problème posé au voisinage du troisième angle critique est faite. L'interprétation physique du phénomène est donnée et des résultats obtenus au laboratoire sur l'acier inoxydable sont présentés. La visualisation du phénomène se produisant au voisinage du troisième angle critique a été obtenue pour l'acier inoxydable et le nickel ; elle montre une différence de comportement de ces deux matériaux.

I Réflexion d'un faisceau ultrasonore

a) aspect théorique

De nombreuses études ont concerné la réflexion d'un faisceau ultrasonore se propageant dans l'eau et se réfléchissant à la surface d'un solide [1] à [4]. Ces études ont pour but de trouver la relation entre l'angle d'incidence et un coefficient de réflexion que l'on va définir.

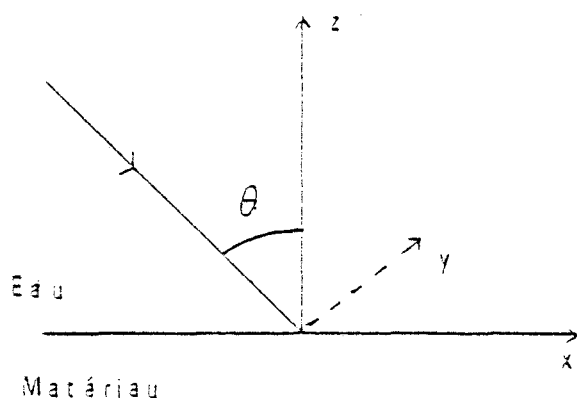
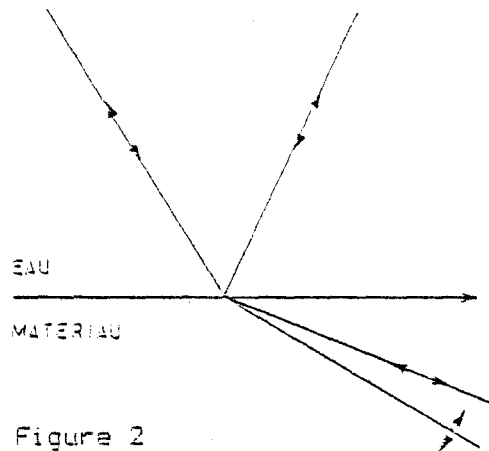


Figure 1

On considère une onde ultrasonore se propageant dans un liquide supposé parfait (c'est à dire présentant un faible coefficient d'absorption pour l'onde). L'onde est supposée avoir une extension infinie. Le solide présente une surface plane qui correspond au plan xOy . Le vecteur d'onde de l'onde incidente fait un angle θ avec la normale à la surface du solide (figure 1).

On recherche les caractéristiques de l'onde réfléchie et des ondes transmises.

L'onde longitudinale incidente se réfléchit et on obtient une onde longitudinale réfléchie et deux ondes transmises dans le solide : l'une longitudinale et l'autre transversale (figure 2).



On définit un coefficient de réflexion en pression par le quotient de la pression acoustique réfléchie sur la pression acoustique incidente. Pour calculer ce coefficient il faut écrire les expressions des contraintes dans le liquide et dans le solide puis on exprime les conditions aux limites

- continuité des contraintes en $z=0$
- continuité des contraintes suivant l'axe Ox
- continuité des contraintes suivant l'axe Oz

Soit V_F vitesse de propagation de l'onde ultrasonore dans l'eau

V_L vitesse de propagation de l'onde longitudinale dans le matériau

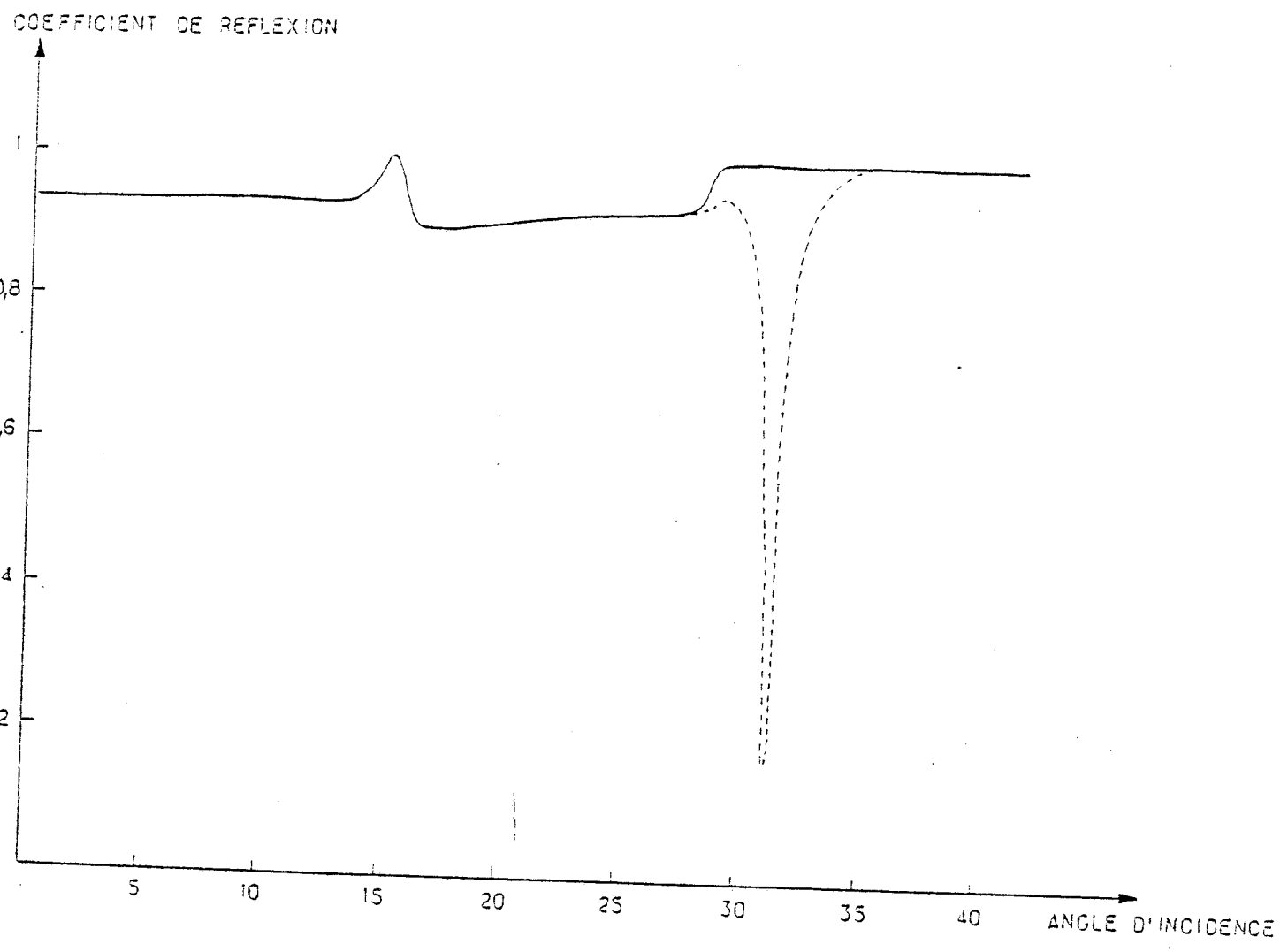
V_T vitesse de propagation de l'onde transversale dans le matériau

On obtient les résultats suivants /5/ : à partir d'un angle d'incidence, appelé premier angle critique, défini par $\sin \theta_{1c} = \frac{V_F}{V_L}$ l'onde transmise longitudinale est évanescence; à partir d'un angle d'incidence, appelé second angle critique, défini par $\sin \theta_{2c} = \frac{V_F}{V_T}$ l'onde transmise transversale est évanescence. Les résultats théoriques obtenus sont reportés sur la figure 3.

b) aspect expérimental /5/

Il faut d'abord remarquer qu'expérimentalement on dispose d'un faisceau ultrasonore incident et non d'une onde d'extension infinie.

Un transducteur émetteur placé dans l'eau émet le faisceau ultrasonore. On repère l'angle entre l'axe du faisceau et la normale à la surface du matériau au point d'incidence. Un transducteur récepteur permet d'obtenir la pression de l'onde acoustique réfléchie. Il y a un bon accord expérience-théorie pour des angles d'incidence inférieur ou égal au second angle critique. Pour un angle



En trait plein : courbe théorique
En trait pointillé : courbe expérimentale

Figure 3



supérieur au second angle critique, appelé troisième angle critique ou angle de Rayleigh, et défini par

$$\sin \theta_R = \frac{V_E}{V_R}$$

V_R : vitesse de l'onde de Rayleigh

un phénomène nouveau apparaît.

II Interprétation du phénomène

De nombreux auteurs ont essayé d'expliquer le fait que la théorie précédente ne permet pas de prévoir les résultats expérimentaux obtenus au voisinage du troisième angle critique.

- Une formulation analytique de la réflexion d'une onde acoustique limitée sur une interface liquide-solide élastique a été donnée par Schoch /1/ et a été reprise par de nombreux auteurs. Il montre que, l'onde incidente étant limitée, le faisceau réfléchi est déplacé par rapport à sa position prévue par les lois de la réflexion de Snell-Descartes. Ce déplacement de faisceau est un phénomène déjà connu en électromagnétisme /6/. Il faut remarquer que dans cette théorie, le faisceau réfléchi n'est pas fondamentalement différent du faisceau incident. Des expériences /7/, /8/ ont corroboré cette théorie. Une bonne concordance entre théorie et expérience est obtenue pour des interfaces eau-aluminium et eau-cuivre ; il n'en n'est pas de même pour les interfaces eau-béryllium et eau acier-inoxydable.

-La théorie de Becker-Richardson /9/ ne parle pas de déplacement de faisceau. En introduisant, dans le calcul du coefficient de réflexion, l'atténuation causée par le milieu solide, ils montrent l'existence d'un minimum de réflexion au voisinage du second angle critique. Des expériences faites par ces auteurs pour l'interface eau-aluminium corroborent leur théorie.

-La visualisation du phénomène a permis à Neubauer /10/ de dégager la physique du problème. L'interface eau-aluminium est étudiée. Il critique les mesures qui confirmaient la théorie du déplacement de faisceau : les surfaces des transducteurs récepteurs ne doivent pas être aussi grandes, voire plus grandes, que les surfaces des transducteurs émetteurs si on veut faire une analyse fine du faisceau. De plus la phase de l'onde réfléchie n'est sûrement pas identique en tout point du front d'onde. Neubauer montre que, pour tous les angles d'incidence non voisins de l'angle de Rayleigh, l'énergie est réfléchie suivant les lois de Snell-Descartes. L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence et la structure du faisceau réfléchi est identique à celle du faisceau incident.

Dans ce travail, au voisinage de l'angle de Rayleigh, la visualisation du

phénomène de réflexion est reprise dans le cas de l'interface eau-acier inoxydable et dans le cas de l'interface eau-nickel présentée.

III Visualisation du phénomène de réflexion

On utilise une méthode, appelée méthode "Schlieren", qui permet de visualiser les faisceaux ultrasonores. C'est une méthode de strioscopie qui utilise la diffraction de la lumière par les ultrasons (appelée diffraction de Raman-Nath). La diffraction de la lumière par les ultrasons a été analysée par Brillouin /11/ et les premières expériences ont été réalisées plus tard par Debye et Sears /12/ d'une part et Biquard et Lucas /13/ d'autre part. Vu les ordres de grandeur des fréquences de la lumière utilisée ($\sim 10^{14}$ Hz) et de la fréquence ultrasonore (10^6 Hz), l'onde sonore progressive joue le rôle d'un réseau fixe pour la lumière. La théorie de Raman-Nath /14/ part de l'idée qu'un faisceau lumineux traversant un milieu dans lequel se propagent des ultrasons subit seulement une variation de phase et que l'on peut négliger les variations d'amplitude.

a) Montage utilisé /15/

Il est représenté figure 4.

Un générateur d'impulsions commande d'une part, un générateur de fonction utilisé en mode porte qui alimente un transducteur via un amplificateur de tension, et d'autre part un stroboscope. La durée de l'impulsion est de plusieurs dizaines de microsecondes, la durée de répétition est de l'ordre de la milliseconde. Un circuit à retard inséré entre le générateur d'impulsion et le stroboscope permet de modifier les positions relatives temporelles du flash et du faisceau incident. La section du faisceau lumineux est agrandie par un système optique pour qu'un faisceau parallèle de section 10 cm environ traverse la cuve où l'on étudie la réflexion d'une onde ultrasonore sur un échantillon plan. Une lentille fait converger le faisceau lumineux issu de la cuve. On supprime l'ordre zéro de la diffraction au moyen d'un petit écran opaque et on observe l'image du faisceau sur un dépoli. Il suffit de photographier cette image.

b) Résultats obtenus

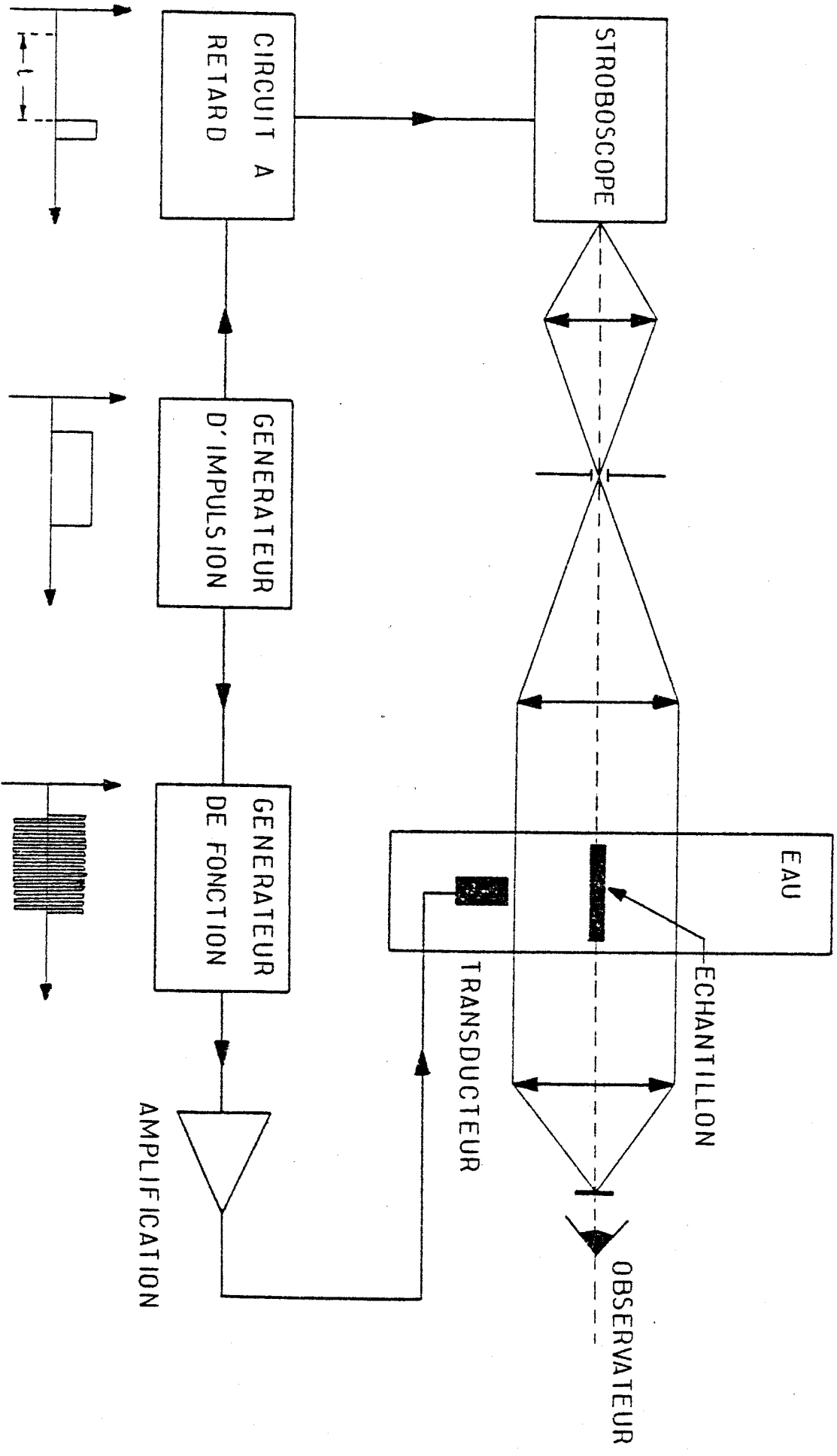
Deux matériaux ont été utilisés : l'acier inoxydable ($\theta_R \sim 30,8^\circ$) et le nickel ($\theta_R \sim 31,3^\circ$). Les images obtenues sont reportées figures 5 et 6.

* acier inoxydable

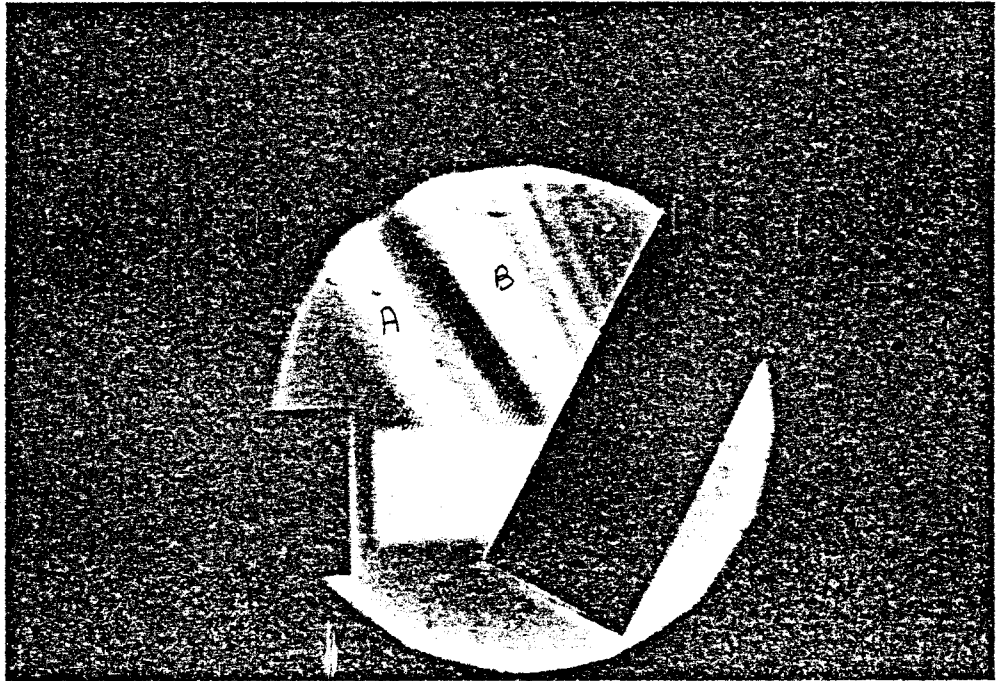
Au voisinage de l'angle de Rayleigh le faisceau réfléchi présente trois domaines : la région marquée "A" est la région de la réflexion spéculaire ; dans la région marquée "B", on observe un faisceau réfléchi parallèle au faisceau réfléchi spéculairement ; entre ces deux domaines existe une région marquée "C" où l'intensité acoustique réémise est faible : on n'observe pas de faisceau

Figure 4

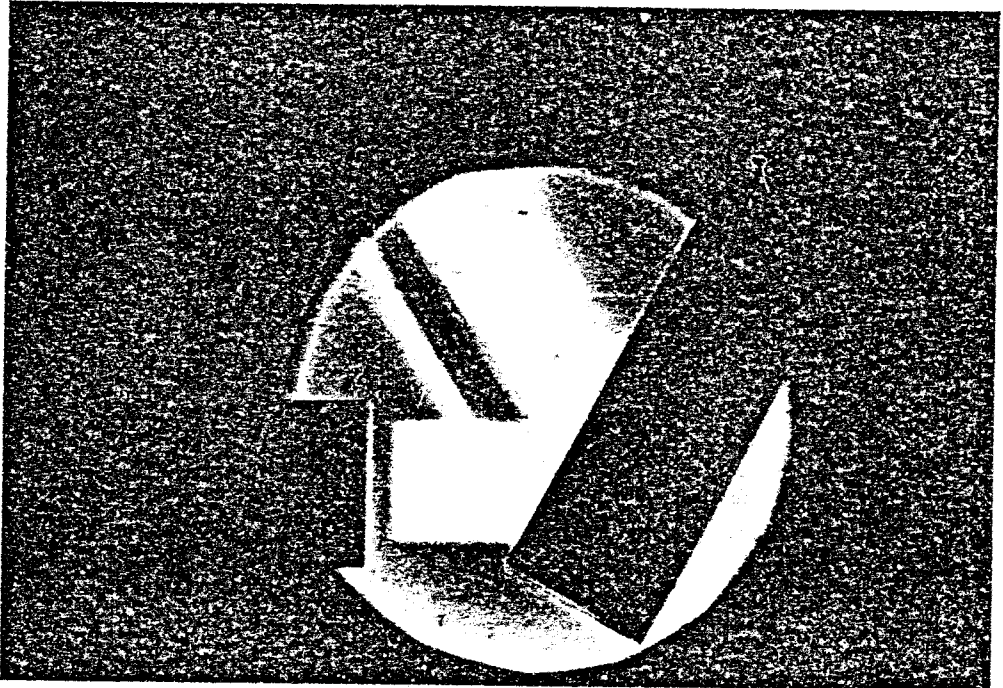
CUVE D' EXPERIMENTATION



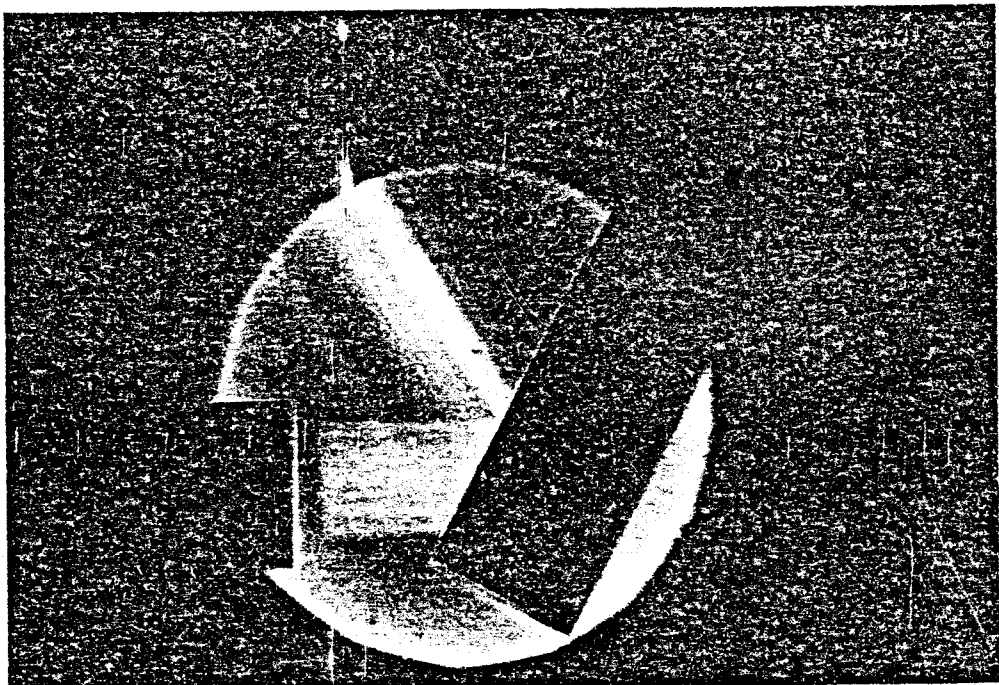
$N \approx 2 \text{ MHz}$



$N \approx 6 \text{ MHz}$



$N \approx 9 \text{ MHz}$



BUS
LILLE

Figure 5

ultrasonore. De plus on observe que le faisceau non spéculaire est visible à plusieurs centimètres de la zone d'impact du faisceau incident.

* nickel

Les remarques précédentes sont valables en basse fréquence (2,1 MHz). Par contre le faisceau réfléchi présente un aspect différent pour des fréquences plus élevées : vers 6 MHz on observe de nombreux petits faisceaux réémis ; vers 9 MHz le faisceau non spéculaire n'est pas visible.

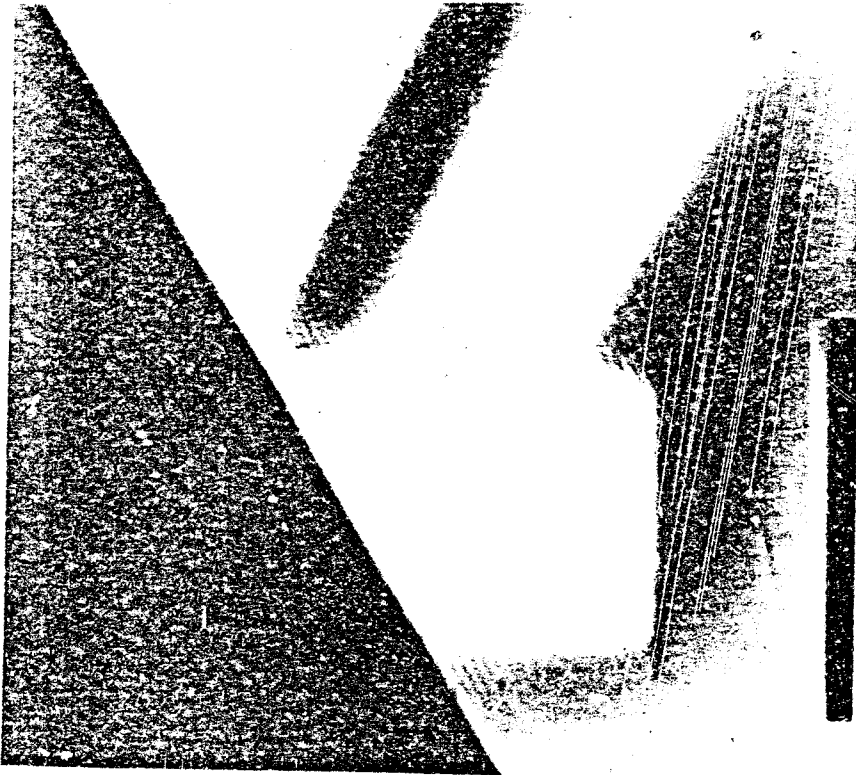
IV Interprétation-Conclusion

L'accord apparent entre la théorie du déplacement de faisceau et l'expérience était dû au fait que seulement une partie du rayonnement réfléchi était reçue par le transducteur. De plus les déplacements prévus par la théorie ne sont pas toujours identiques à ceux qui ont été mesurés : le "déplacement de Schoch" est généralement trop grand.

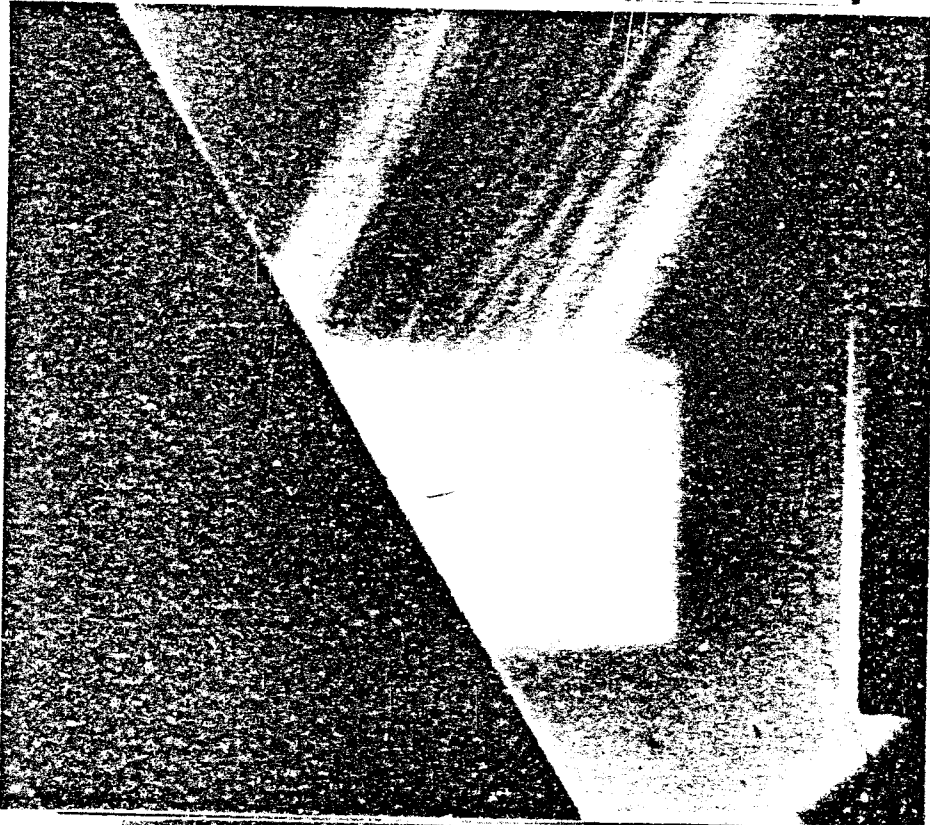
Au troisième angle critique, l'onde incidente crée, en plus de l'onde réfléchie, une onde de Rayleigh qui se propage à l'interface solide-liquide. L'onde de surface emprunte de l'énergie au faisceau incident. Cette onde réémet continuellement de l'énergie dans le milieu liquide. La réémission s'effectue dans la direction du faisceau réfléchi. L'énergie réémise est localisée en dehors du faisceau réfléchi spéculaire, ce qui explique la diminution expérimentale du coefficient de réflexion. Il y a interférence, dans la région "C", entre le faisceau réfléchi spéculairement et le faisceau réémis par l'onde de surface /10/ /16/ : ces deux faisceaux ont une amplitude voisine et sont en opposition de phase ; ceci explique que dans la région considérée l'intensité acoustique soit très faible. La génération de l'onde de surface se produit pour des angles d'incidence proches de l'angle de Rayleigh. Si les faisceaux incident et réfléchi présentent une structure semblable pour des angles inférieurs à l'angle de Rayleigh, les deux faisceaux sont très différents au voisinage de cet angle : il n'y a donc pas simple translation du faisceau incident.

Pour l'acier inoxydable, on observe que le faisceau réémis par l'onde de surface s'étend loin de la zone de génération : bien que l'onde de surface cède son énergie au liquide, la longueur de propagation est importante (plusieurs centimètres) car l'atténuation causée par le milieu solide est faible.

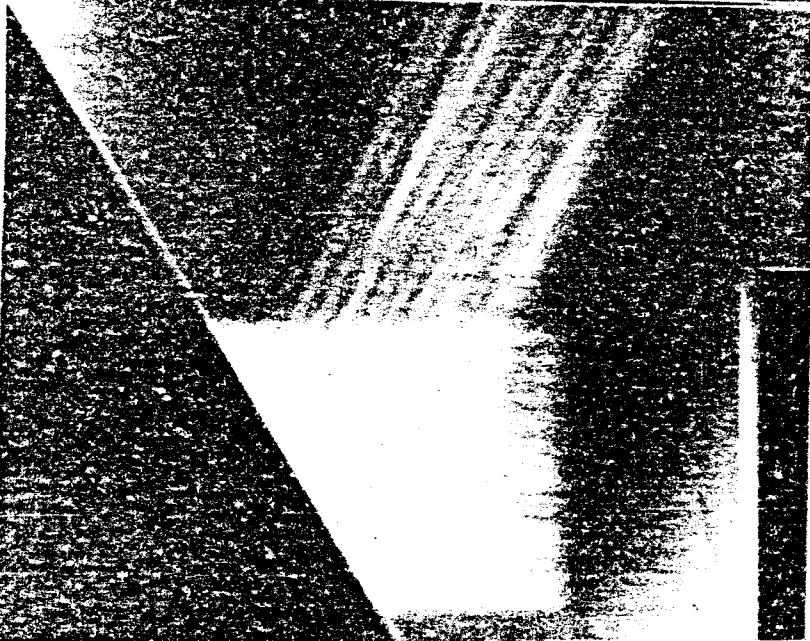
Pour le nickel, à 6 MHz environ, la longueur de propagation est faible. Le faisceau réfléchi a une structure complexe : chaque partie du faisceau incident crée une onde de surface qui réémet rapidement son énergie. L'interaction entre ces différents faisceaux réémis par ces ondes de surface successivement créées détermine la structure du faisceau réfléchi. Pour une fréquence plus élevée, l'énergie transportée par l'onde de surface semble faible : dans le cas du



$N \approx 2 \text{ MHz}$



$N \approx 6 \text{ MHz}$



$N \approx 9 \text{ MHz}$



Figure 6

nickel, l'atténuation apportée par le milieu solide a une grande importance. Cette atténuation est beaucoup plus importante que dans le cas de l'acier inoxydable, ce qui sera vérifié au chapitre 4.

Une théorie de Bertoni et Tamir /17/ reprend la décomposition de l'onde incidente d'extension finie en une série d'ondes planes -ce qui est la base du calcul de Schoch- et étudie les pôles du coefficient de réflexion. Cette théorie prévoit et étudie le profil du faisceau réfléchi, elle interprète quantitativement le phénomène décrit précédemment dans la région "C". Des mesures expérimentales ont permis de confirmer la théorie de Bertoni et Tamir /18/.

V Conditions expérimentales utilisées pour l'étude de l'onde de surface

Les phénomènes précédents sont à la base des expériences qui vont être développées dans la suite. L'onde de Rayleigh, générée au voisinage du troisième angle critique dans les expériences précédentes, est rapidement atténuée car cette onde réémettait son énergie dans l'eau. Ainsi, si cette onde de surface, une fois créée, se propage à l'interface air-solide, elle ne pourra pas réémettre et la longueur de propagation pourra être importante.

On positionne le transducteur de façon à générer l'onde de surface sur le métal le plus près possible de la surface de l'eau (figure 7).

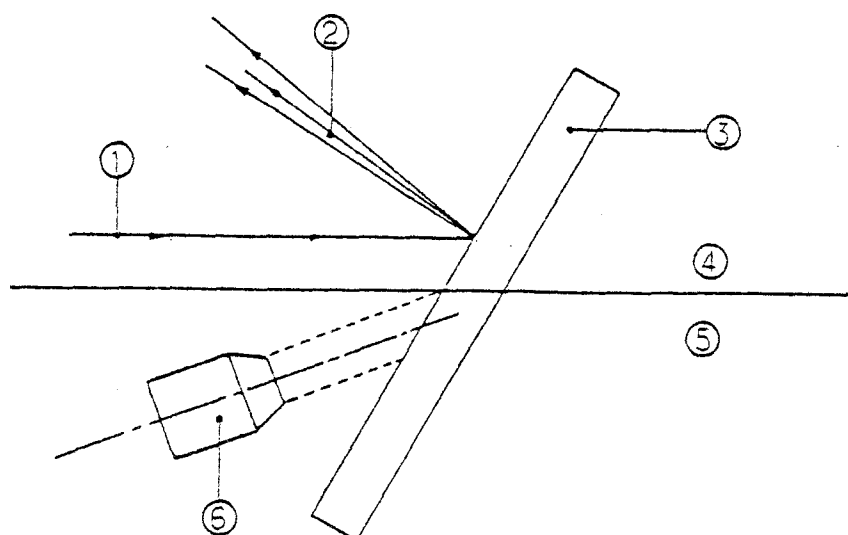


Figure 7 Génération de l'onde de surface; 1, faisceau incident; 2, faisceau diffracté; 3, Échantillon; 4, air; 5, eau; 6, Transducteur positionné à l'angle critique.

On utilise des plaques métalliques planes polies au micromètre près. La longueur des plaques d'acier inoxydable est de 12 cm, celle de nickel de 8 cm. Il est nécessaire, pour éviter une réflexion de l'onde de surface en bout de plaque, de

placer de la graisse au silicone à l'extrémité, ce composé étant très absorbant pour l'onde de surface ultrasonore. La méthode optique très simple, pour détecter une éventuelle réflexion de l'onde de Rayleigh, est décrite au chapitre 4.

Au chapitre 1, la vitesse de propagation de l'onde de Rayleigh a été déterminée en supposant une interface air-métal. Dans le cas où l'on a affaire à l'interface liquide solide, l'équation du sixième degré donnant la vitesse de l'onde de surface doit être modifiée /19/. Cependant, on montre que lorsque la densité du matériau est comprise entre 5 et 10 -ce qui est le cas des matériaux utilisés dans ce travail- l'erreur commise par rapport à la vraie valeur de la vitesse est inférieure à 1%. La différence sera donc négligée.

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ A SCHOCH, *Ergeb. Exact. Naturwiss*, 23, 127 (1950)
- /2/ L BREKHOVSKIKH, "Waves in Layered Media" Academic Press 1960
- /3/ W. G. MAYER , *J. Appl. Phys.*, 34, 909, (1963)
- /4/ J. DUCLOS, J. LAGRUE, J. BOUTILLER, M. ROUSSEL, *C. R. Acad. Sc. Paris*
275, B , 1972
- /5/ G. MAZE, J. RIPOCHE, *C. R. Acad. Sc. Paris*, 278, B, 1974
- /6/ F. GOOS, H HANCHEN, *Ann. Phys. (Leipz.)* 1, 333 (1947)
- /7/ A. SCHOCH, *Acustica*, 2, 18 (1952)
- /8/ O. I. DIACHOK, W. G. MAYER, *IEEE Trans. Sonics. Ultrason.*, 16, 219 (1969)
- /9/ F. L. BECKER, R. L. RICHARDSON, *J. Acoust. Soc. Am.*, 51, 1609 (1971)
- /10/ W. G. NEUBAUER, *J. Appl. Phys.*, 44, 48 (1973)
- /11/ L. BRILLOUIN, *Ann. de Phys.*, 17, 88 (1922)
- /12/ F. DEBYE, F. W. SEARS, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 18, 409 (1932)
- /13/ R. LUCAS, P. BIQUARD, *Cr. Acad. Sc. Paris*, 114 (1932)
- /14/ C. V. RAMAN, N. S. N. NATH, *Proc. Indian Acad. Sci*, 2, 406 (1935)
- /15/ G. MAZE Thèse de troisième cycle, Rouen 1974
- /16/ G. MAZE, J. DUCLOS, J. RIPOCHE, *Acustica*, 32, 181 (1975)
- /17/ H. L. BERTONI, T TAMIR, *Appl. Phys.*, 2, 157 (1973)
- /18/ M. A. BREAZEALE, L. ADLER, G. W. SCOTT, *J. Appl. Phys.*, 48, 2 (1977)
- /19/ T. J. PLONA, M. BESRAVESH, W. G. MAYER, *Ultrasonics*, 7, 174 (1975)

VISUALISATION DE L'ONDE DE SURFACE

La mise en évidence de la réalité physique de l'onde de surface fait l'objet de ce chapitre. Au chapitre précédent on a examiné les problèmes d'interprétation concernant la réflexion des faisceaux ultrasonores sur un dioptre plan. Certains auteurs en discutent encore /1/ /2/. Le principe physique régissant la visualisation de l'onde de surface est très simple : on fait l'image du plan métallique, sur lequel se propage l'onde, sur un dépoli en utilisant une méthode stroboscopique. Le faisceau lumineux incident est stroboscopé à la fréquence de l'onde de surface.

I Montage /3/

Le schéma du montage est représenté figure 1.

Un faisceau lumineux monochromatique, issu d'un laser He-Ne de 5mW de puissance et de 632,8 nm de longueur d'onde, traverse une cuve remplie d'eau. Dans cette cuve, un transducteur, placé à une extrémité, est alimenté par l'intermédiaire d'un amplificateur par un générateur délivrant un signal sinusoïdal de fréquence 4,6 MHz. Le transducteur émet donc une onde ultrasonore à cette fréquence et on s'arrange, à l'aide d'une plaque absorbante placée à l'autre extrémité de la cuve, pour qu'il n'y ait pas d'ondes stationnaires. Le faisceau lumineux incident est donc modulé à la fréquence du générateur. Le faisceau lumineux est élargi à l'aide de deux lentilles L1 et L2 telles que le rapport de leurs distances focales $f_2/f_1 = 100$ (environ) de façon à obtenir un champ d'observation étendu.

Une plaque métallique plane en acier inoxydable est partiellement immergée dans l'eau d'une seconde cuve. Un transducteur, alimenté par le même générateur que précédemment, émet un faisceau ultrasonore. Ce faisceau atteint la plaque au voisinage de l'interface eau-air, sous l'angle critique de Rayleigh. Comme il a été dit au chapitre précédent, une onde de surface va se propager à l'interface air-métal. On observe l'image du plan sur le dépoli. Il est possible d'intercaler une lentille pour obtenir une image de meilleure qualité.

L'amplitude de l'onde de surface est de l'ordre de 100 Å (cet ordre de grandeur sera justifié au chapitre 5).

II Théorie

Le faisceau lumineux issu du laser est supposé gaussien. L'expression du champ électrique peut s'écrire à un facteur de proportionnalité près

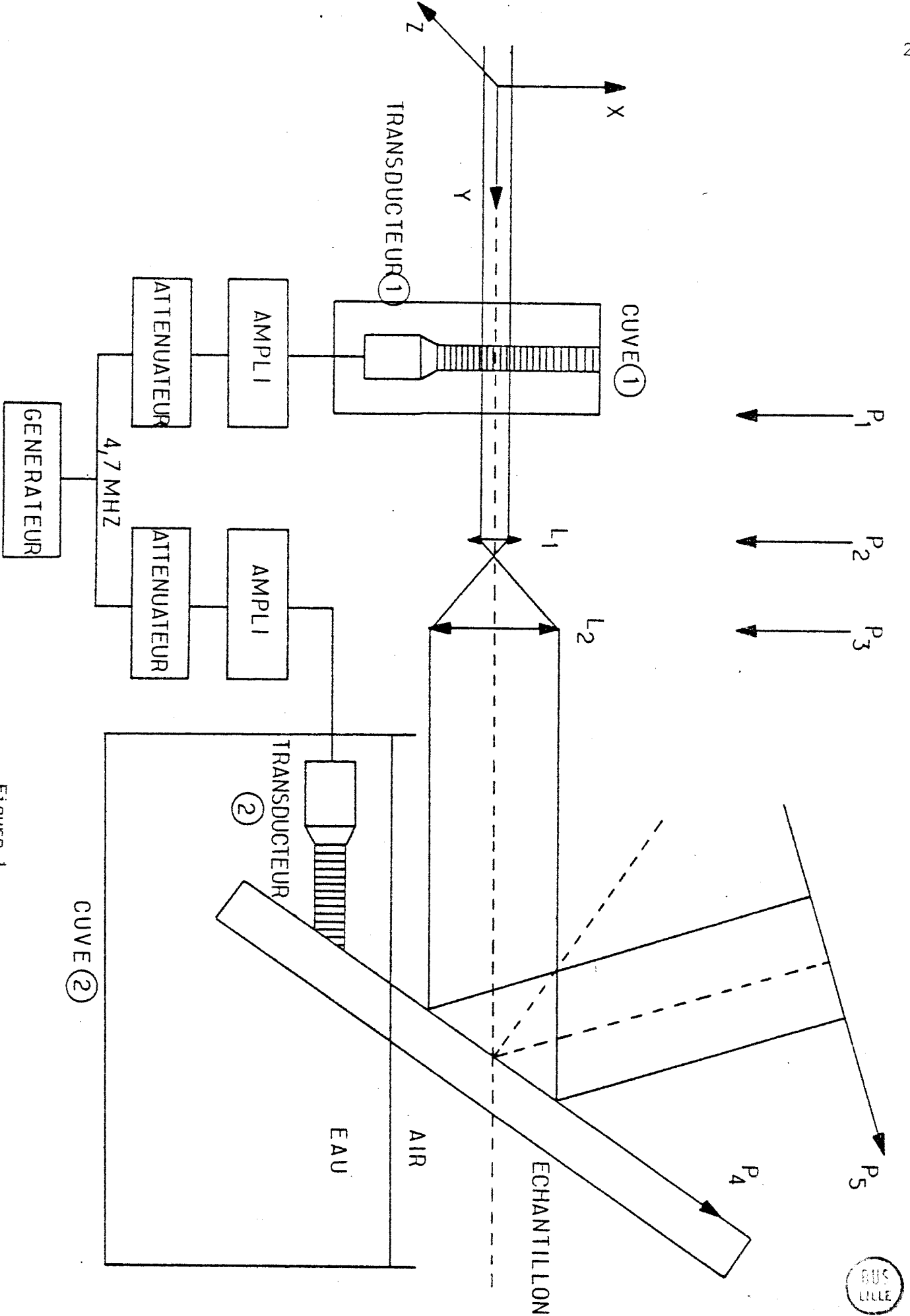


Figure 1

$$E(x, y, z, t) \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l^2}\right) \exp j(\omega t - K_1 z)$$

ω : pulsation de l'onde lumineuse

K_1 : vecteur d'onde de l'onde lumineuse

l : mesure de la largeur du faisceau

dans la cuve l se propage une onde ultrasonore

a $\sin(\Omega t - Kz)$ Ω : pulsation de l'onde ultrasonore

K : vecteur d'onde de l'onde ultrasonore

La variation de pression due à la propagation de l'onde ultrasonore dans l'eau impose une variation de l'indice de réfraction

$$n(x, t) = n_0 + \sin(\Omega t - Kx) \quad n_0 : \text{indice du milieu non perturbé}$$

En prenant l'origine des phases à l'entrée de la cuve on peut écrire que le champ électrique à la sortie de la cuve l est

$$E_{P_1} \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l^2}\right) e^{j\omega\left(t - \frac{L}{c}\right)}$$

L : largeur de la cuve

c : vitesse de la lumière dans l'eau

En utilisant la notation $c = \frac{c_0}{n}$; $v_1 = \frac{2\pi}{\lambda} L\mu$

on obtient

$$E_{P_1} \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l^2}\right) e^{j\omega t} e^{-jv_1 \sin(\Omega t - Kx)}$$

On utilise la décomposition en fonctions de Bessel

$$e^{-jv_1 \sin(\Omega t - Kx)} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(v_1) e^{jm(Kx - \Omega t)}$$

et donc

$$E_{P_1} \propto e\left(-\frac{x^2 + y^2}{l^2}\right) \sum_{m=0}^{+\infty} J_m(v_1) e^{j(\omega - m\Omega)t} e^{jmKx}$$

A la distance D_1 de P_1 se trouve le plan P_2 . L'expression du champ électrique

dans ce plan peut s'écrire (annexe de ce chapitre)

$$E_{P_2} \sim \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l^2}\right) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(v_1) e^{j(\omega - m\Omega)t} e^{jmKx} e^{-jm^2 \alpha_1} D_1$$

L'étendue du faisceau est augmentée par les lentilles L_1 et L_2 . Le champ en P_3 s'écrit en posant $g = \frac{f_2}{f_1}$ qui donne le grandissement du faisceau

$$E_{P_3} \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{g^2 l^2}\right) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(v_1) e^{j(\omega - m\Omega)t} e^{jmK \frac{x}{g}} e^{-jm^2 \alpha_1} D_1$$

On change de système d'axes. Si θ est l'angle de la normale au plan métallique avec le faisceau lumineux incident on a $x = X \cos(\theta)$. En exprimant la diffraction à distance finie entre P_3 et P_4 on obtient

$$E_{P_4} \propto \exp\left(-\frac{X^2 \cos^2 \theta + Y^2}{g^2 l^2}\right) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(v_1) e^{j(\omega - m\Omega)t} e^{jmK \frac{X \cos \theta}{g}} e^{-jm^2 \alpha_1} (D_1 + D_2)$$

en supposant qu'il n'y a pas d'onde de surface.

L'élongation de l'onde de surface peut s'écrire

$$s(X, t) = b \sin(\Omega t - K_s X) \quad \text{avec } K_s \approx \frac{\Omega}{v_R}$$

L'onde de surface apporte une nouvelle modulation de phase au faisceau lumineux. Le déphasage introduit par l'onde peut s'écrire

$$\Phi = -2 K_s(X, t) \cos \theta$$

Le champ en P_4 s'écrit

$$E_{P_4} \propto \exp\left(-\frac{X^2 \cos^2 \theta + Y^2}{g^2 l^2}\right) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(v_1) e^{j(\omega - m\Omega)t} e^{jmK \frac{X \cos \theta}{g}} e^{-jm^2 \alpha_1} (D_1 + D_2) e^{-j2K_s \cos \theta}$$

On utilise la décomposition en fonctions de Bessel pour la dernière

exponentielle et en posant

$$v_2 = 2k_1 b \cos \theta \quad \text{et} \quad D = D_1 + D_2$$

On obtient

$$E_{P_4} \propto \exp\left(-\frac{x^2 \cos^2 \theta + y^2}{g^2 l^2}\right) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_m(v_1) J_n(v_2) e^{j(\omega - (m+n)\Omega)t + jmK \frac{x \cos \theta}{g}} e^{-jm^2 \alpha_1 D} e^{jnK' x}$$

La normale au plan P_5 fait un angle θ avec la normale au plan P_4 ;
l'application de la formule de Fresnel-Kirchhoff permet d'écrire le champ électrique en P_5 distant de D' du plan P_4

$$E_{P_5} \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{g^2 l^2}\right) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_m(v_1) J_n(v_2) e^{j(\omega - (m+n)\Omega)t + jmK \frac{x}{g}} e^{jnK'' x - j(\alpha_1 m^2 D + \alpha_2 n^2 D')}$$

avec

$$\alpha_2 = \frac{n \lambda}{\Lambda'^2 \cos^2 \theta} \quad \text{et} \quad K'' = \frac{K'}{\cos \theta}$$

La grandeur observable en P est l'intensité lumineuse

$$I = \langle E_{P_5} E_{P_5}^* \rangle_t$$

L'intensité lumineuse peut se mettre sous la forme

$$I = \sum_{r=0}^{+\infty} I_r$$

Les termes successifs étant de plus en plus petits

$$I_0 \propto \sum_{m,n} J_m^2(v_1) J_n^2(v_2) \quad \text{terme constant}$$

$$I \propto \sum_{m,n} J_m(v_1) J_n(v_2) J_{m+1}(v_1) J_{n+1}(v_2) \sin(2m+1) \frac{\lambda}{\Lambda'^2} D \sin(2n+1) \frac{\lambda}{\Lambda'^2} D' \cos\left(K'' - \frac{K}{a}\right) x$$

Ce dernier terme représente, à un facteur de visibilité près, l'élongation de l'onde de surface.

III Résultats

Le contraste est optimisé en intercalant des atténuateurs variables avant les amplificateurs. En ajustant ces atténuateurs, on obtient en P l'image de l'onde de surface se propageant sur la plaque. Les ordres supérieurs (I_2, I_3, \dots) ne perturbent pas l'image obtenue ; les distances D_1 et D_2 sont elles aussi ajustées afin d'avoir la meilleure image possible.

La figure 3 donne l'agrandissement de l'image obtenue. On distingue nettement des zones d'élongations maximales et minimales de l'onde de surface.

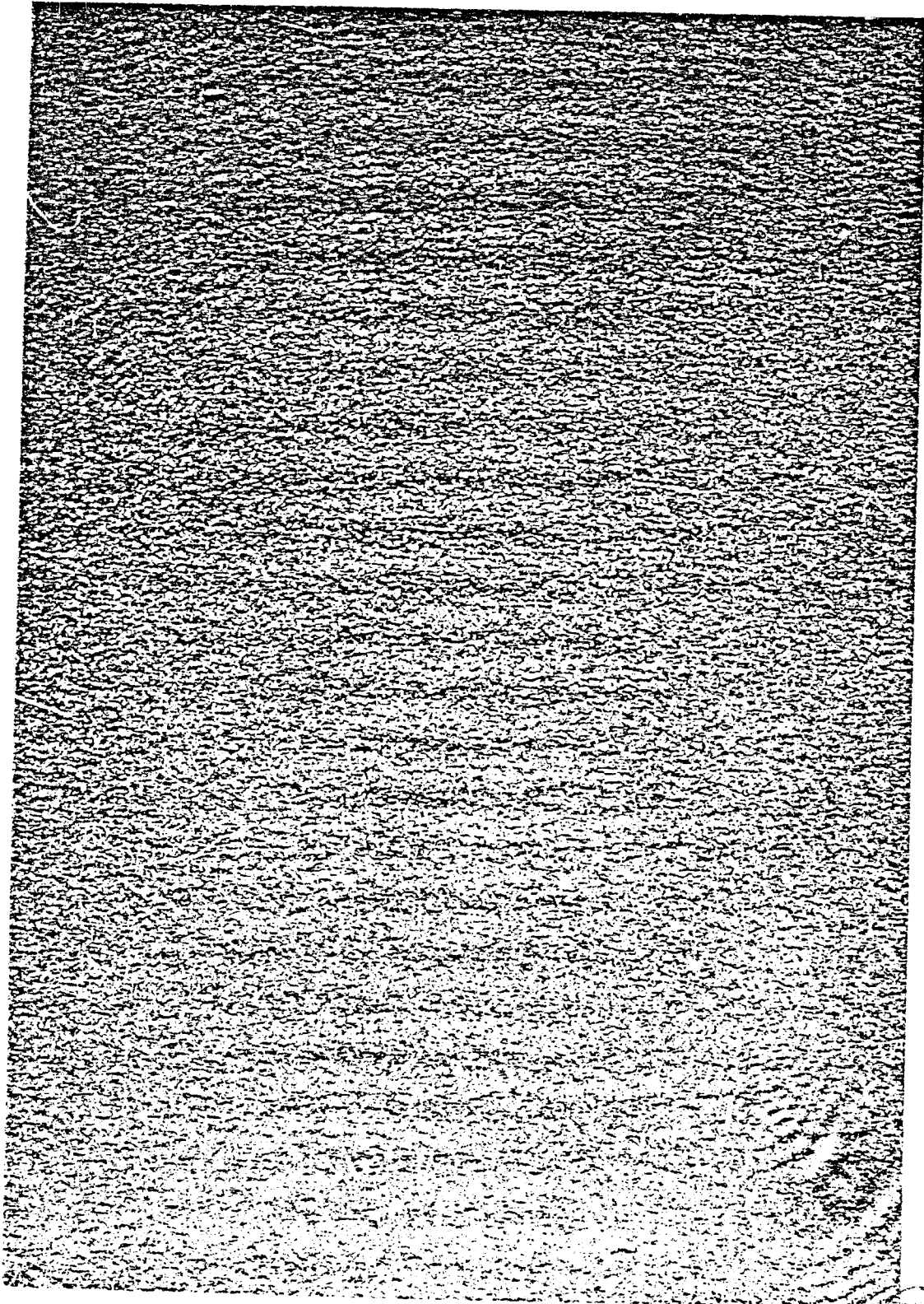
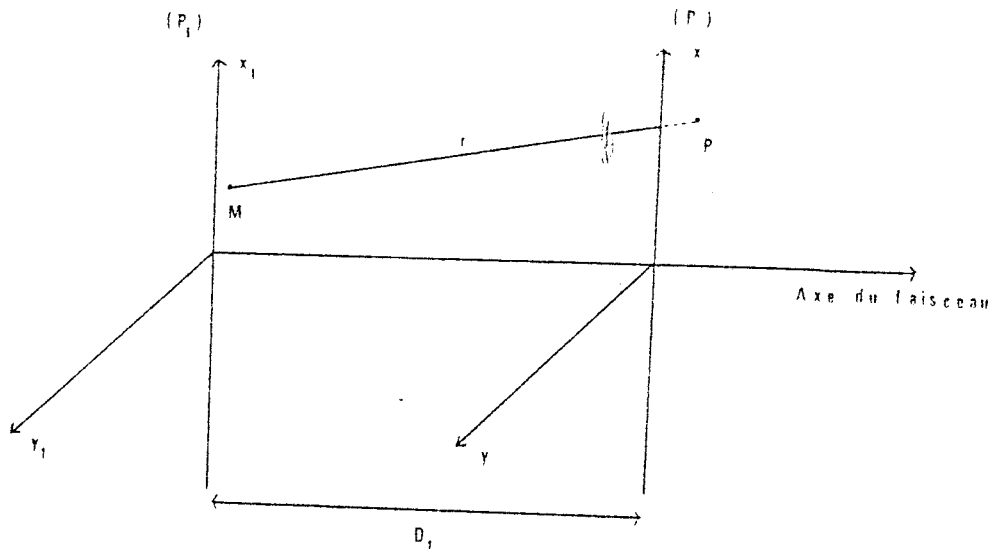


Figure 3

ANNEXE

On connaît la répartition du champ électrique dans un plan P_1 et il faut en déduire la répartition en un plan P_2 situé à la distance D_1 . La formule de Fresnel Kirchhoff qui exprime la diffraction à distance finie permet de résoudre ce problème /4/



$$E_{P_2} \approx \frac{j}{\lambda} \iint_{P_1} E_{P_1} \frac{e^{jK_1 r}}{r} dx_1 dy_1$$

Dans la mesure où le champ électrique ne prend des valeurs non nulles que sur des distances faibles par rapport à la distance D_1 , on peut écrire

$$E_{P_2} \approx \frac{e^{jKD_1}}{j\lambda D_1} \iint_{P_1} E_{P_1} e^{j \frac{K_1}{2D_1} ((x-x_1)^2 + (y-y_1)^2)} dx_1 dy_1$$

on pose $v = x_1 - x$ $u = y_1 - y$

$$E_{P_2} \approx \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{l^2}\right) \exp(jmKx) \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp(-u^2) \left(\frac{1}{l^2} - j \frac{K_1}{2D_1}\right) \exp(-v^2) \left(\frac{1}{l^2} - j \frac{K_1}{2D_1}\right) \\ \times \exp(-u) \left(\frac{2y}{l^2} - jmK\right) \exp(-v) \frac{2x}{l^2} du dv$$

En faisant apparaître des intégrales du type $\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-ax^2) dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}}$

on obtient à un facteur constant près

$$E_{p_2} \propto \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{l^2}\right) \exp_{jmkx} \exp \left[\frac{\left(\frac{2y}{l^2} - jmk\right) \cdot \frac{z}{2} + \frac{4x^2}{l^4}}{4 \left(\frac{1}{l^2} - j \frac{K_1}{2D_1}\right)} \right]$$

avec les ordres de grandeur

$$D_1 \simeq \text{cm} \quad l_2 \simeq \text{mm} \quad x \simeq \text{mm} \quad y \simeq \text{mm} \quad K_1 \simeq 10^6 \quad K \simeq 100$$

on peut écrire

$$E_{p_2} \propto \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{l^2}\right) \exp_{jmkx} \exp\left(-j \frac{m^2 \pi \lambda D_1}{\Lambda^2}\right)$$

On retrouve l'expression donnée avec $\alpha_1 = \frac{\pi \lambda}{\Lambda^2}$

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ A. ATALAR, J. Acoust. Soc. Am., 65, 1101 (1979)
- /2/ P. FILIPPI Journées d'études sur la propagation acoustique (JESPA)
Marseille 1980
- /3/ G. MAZE, A. FAURE, J. Optics, 9, 169 (1978)
- /4/ M. FRANCON, " Holographie " Masson Ed. Paris (1969)

ANALYSE HARMONIQUE

Il s'agit d'étudier dans ce chapitre la propagation d'une onde de surface générée sous incidence critique, comme il a été décrit au chapitre 2, et se propageant sur une interface air-métal. Un faisceau lumineux est diffracté par l'onde de surface et l'étude du faisceau diffracté donne des informations sur cette onde. On effectue une analyse spectrale de l'onde de surface : celle-ci comporte plusieurs composantes en fréquences, une composante fondamentale (fréquence ν) et une composante harmonique (fréquence 2ν).

I Introduction

La propagation non linéaire d'une onde de surface a été discutée dans un article de Viktorov en 1964 /1/. En effet on a montré au chapitre 1 que l'onde de surface était confinée au voisinage de la surface du matériau ; il en résulte que des densités relativement élevées d'énergie vont être obtenues. Lorsqu'une onde de surface, de fréquence ν transporte une énergie importante l'onde est déformée au cours de la propagation ; ceci se traduit, dans le spectre de fréquences de l'onde, par l'apparition de signaux de fréquence 2ν . Des expériences ont été menées sur des milieux isotropes et sur des milieux anisotropes.

La génération d'harmoniques a d'abord été étudiée par Rischbieter sur de l'acier et de l'aluminium /2/. La génération du second harmonique est due à la fois au comportement non linéaire du matériau et aux dislocations. Lopen a mis en évidence la génération du second harmonique sur du quartz /3/. D'autres expériences ont été faites sur du quartz /4/, du niobate de lithium /5/, sur un oxyde de bismuth et de germanium /6/. Dans ces expériences, des transducteurs à électrodes interdigitées sont utilisés pour générer l'onde. Si les premiers expérimentateurs /3//4/ utilisaient comme récepteur un transducteur identique au transducteur émetteur, la détection de l'onde a été faite ensuite en utilisant une méthode optique. Cette méthode met en jeu la diffraction, par l'onde de surface, d'un faisceau de lumière monochromatique. L'avantage de cette technique est que le faisceau lumineux ne perturbe en rien l'onde de surface. L'étude théorique de la diffraction d'une onde de surface, comprenant une composante fondamentale et des composantes harmoniques, a été faite par Neighbors et Mayers /7/. Cette théorie est reprise au chapitre 5.

Au laboratoire des effets non linéaires ont été observés sur une plaque plane et polie en acier inoxydable /8/ : deux ondes de surface non colinéaires de fréquence ν_1 et ν_2 sont générées et se croisent sur la plaque. Une étude en fréquence, par une méthode optique, montre qu'au cours de la propagation il apparaît un signal à la fréquence $\nu_1 + \nu_2$ et un signal à la fréquence $\nu_1 - \nu_2$. Ceci est expliqué par la composition non linéaire des ondes de surface.

II Montage expérimental

Il est représenté figure 1.

La génération de l'onde de surface a été étudiée au chapitre 2. Le transducteur est placé près de la plaque pour que la propagation dans l'eau soit la plus courte possible (1 cm) afin d'éviter les effets non linéaires dus à la propagation dans l'eau. L'onde de surface se propage à l'interface air-métal et joue le rôle d'un réseau optique vis à vis d'un faisceau lumineux monochromatique /9/. Le faisceau lumineux provient d'un laser He-Ne de 5 mW de puissance et de 632,8 nm de longueur d'onde. Le faisceau laser éclaire une zone de la plaque métallique de diamètre 5 mm environ ce qui représente quelques longueurs d'onde acoustique. Le faisceau lumineux diffracté par l'onde de surface est analysé par un photomultiplicateur. Dans ce chapitre l'ordre +1 de la diffraction est étudié en analysant le spectre du signal provenant du photomultiplicateur, avec un analyseur de spectres.

L'onde de surface est bien progressive : pour s'en assurer le générateur de fonction, alimentant le transducteur via un amplificateur, est utilisé en mode porte ("gate") et est commandé par un générateur d'impulsions, l'impulsion ayant une largeur d'environ 30 μ s. On relie le photomultiplicateur à un oscilloscope et l'on observe d'une part le signal appliqué au transducteur, d'autre part le signal reçu par le photomultiplicateur. Ce second signal ne possède qu'un pic et non deux, ce qui prouve que l'onde réfléchiée en bout de plaque a une amplitude négligeable et ne peut être détectée ; l'absorbeur placé en bout de plaque suffit à éviter le retour de l'onde incidente.

Les résultats reportés dans la suite de ce chapitre ont été obtenus avec le transducteur continuellement excité à la fréquence de 4,7 MHz.

III Résultats obtenus avec l'acier inoxydable /10/

Dans ce paragraphe et le suivant, la propagation au voisinage de l'axe du faisceau ultrasonore de surface est étudiée.

a) Analyse spectrale

L'analyseur de spectre est relié à une table traçante. On enregistre l'amplitude

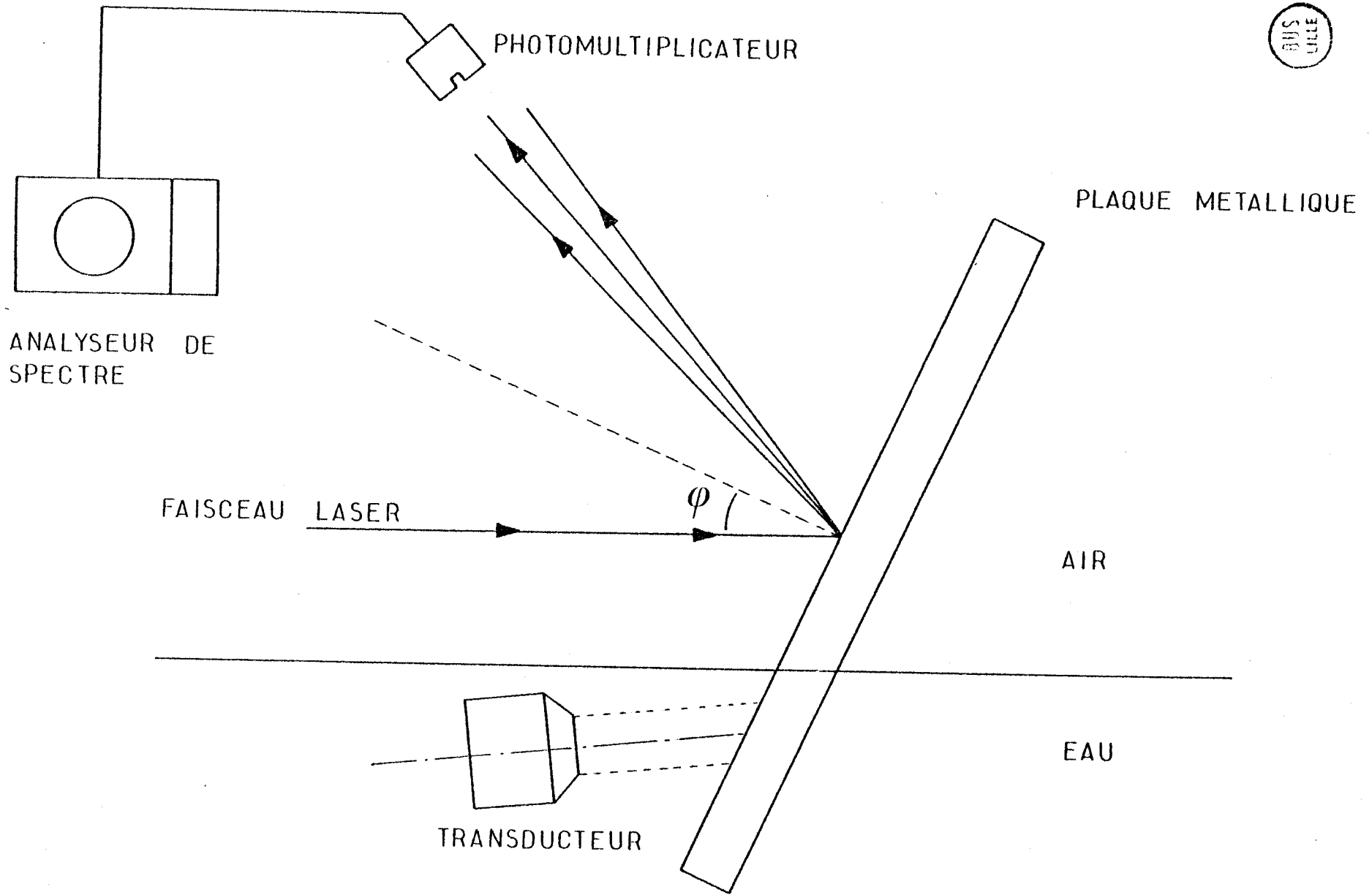


Figure 1

des harmoniques (en échelle logarithmique) en utilisant un balayage très lent du spectre (figure 2). On peut enregistrer automatiquement le spectre de fréquences pour différentes puissances d'émission et après différentes longueurs de propagation (l'origine de la propagation est prise à la surface de l'eau). On obtient des courbes représentées figures 3a et 3b.

On peut en tirer les remarques suivantes :

- Après une courte propagation (2,5 cm) il y a génération d'harmoniques quand la tension appliquée au transducteur augmente. L'amplitude de la composante fondamentale est plus grande que celle des amplitudes des harmoniques.

- Après une longue propagation (7,5 cm) un phénomène identique se produit mais la composante fondamentale a une amplitude inférieure à celle de l'harmonique deux.

Dans tous les cas, le nombre d'harmoniques croît avec la tension appliquée au transducteur. Ceci peut s'interpréter facilement qualitativement : plus la tension appliquée au transducteur est grande, plus le faisceau ultrasonore dans l'eau véhicule de l'énergie, et plus l'onde de surface transporte une grande énergie. On peut donc s'attendre à ce que les phénomènes non linéaires soient de plus en plus marqués.

b) Amplitude des harmoniques en fonction de la distance de propagation

En se plaçant à une fréquence donnée, on peut obtenir, en un point de l'axe de propagation, l'amplitude de l'harmonique considérée en fonction de la tension appliquée au transducteur. L'exploitation de ces mesures est reportée sur les figures 4 à 8. Ces résultats confirment ce qui a été écrit au paragraphe précédent ; on peut déduire les remarques suivantes :

- Il est remarquable que les amplitudes de la composante fondamentale et de la composante harmonique 2 soient du même ordre de grandeur pour une tension relativement faible (5V efficace) appliquée au transducteur

- Les courbes obtenues sont assez semblables à celles de Lean et Tseng /4/ sur un cristal de LiNbO_3

- On peut remarquer que l'amplitude maximale du second harmonique correspond à une amplitude minimale de la composante fondamentale. Pour une longueur de propagation de 5 à 5,5 cm, si la tension appliquée est suffisante, le phénomène est très marqué. Il est possible d'interpréter cette observation par une conversion de mode. On peut faire l'hypothèse qu'il y a focalisation de l'onde de surface ce qui va créer une grande densité d'énergie dans la zone précitée et favoriser l'obtention d'harmonique 2. Cette hypothèse sera justifiée au chapitre 7

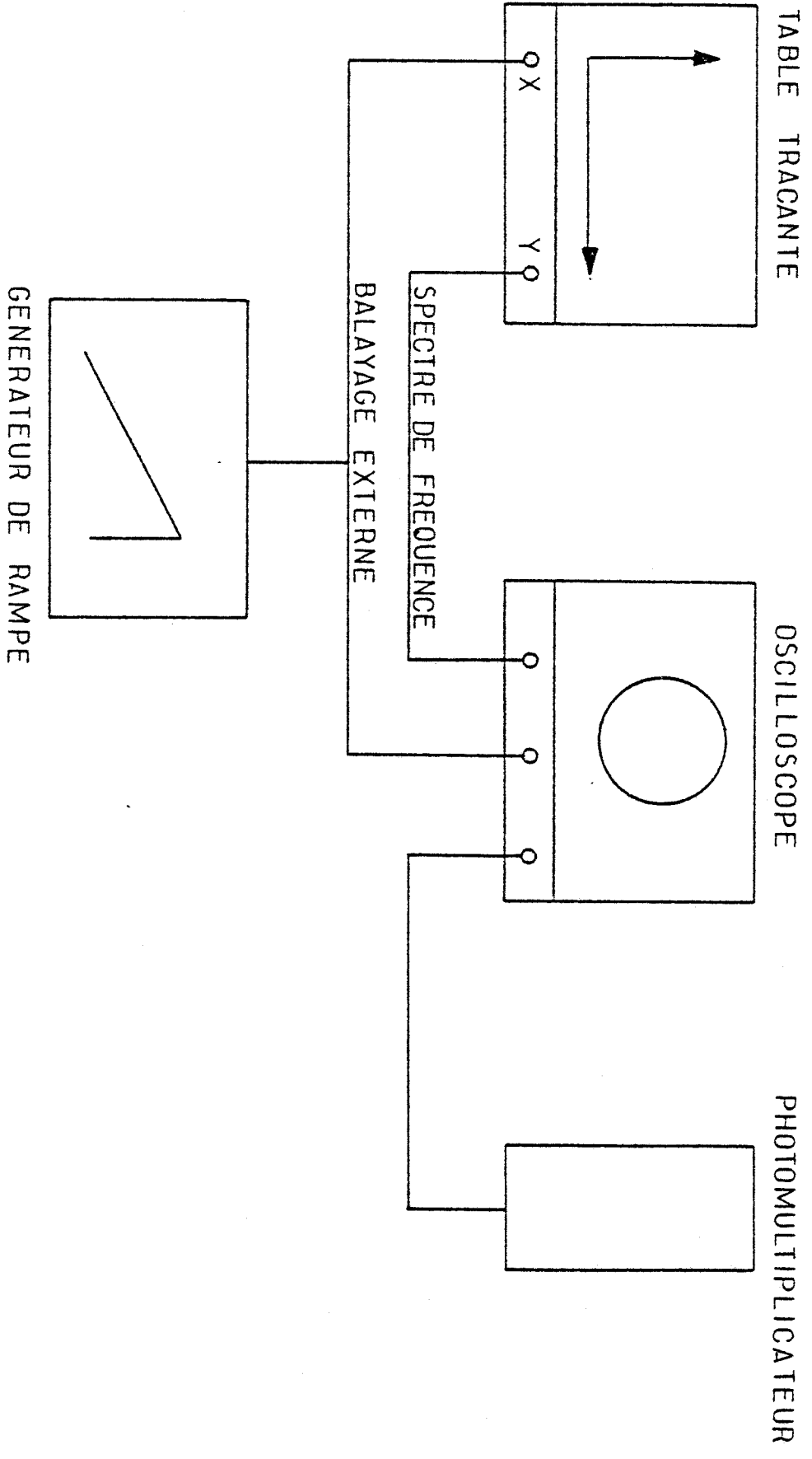
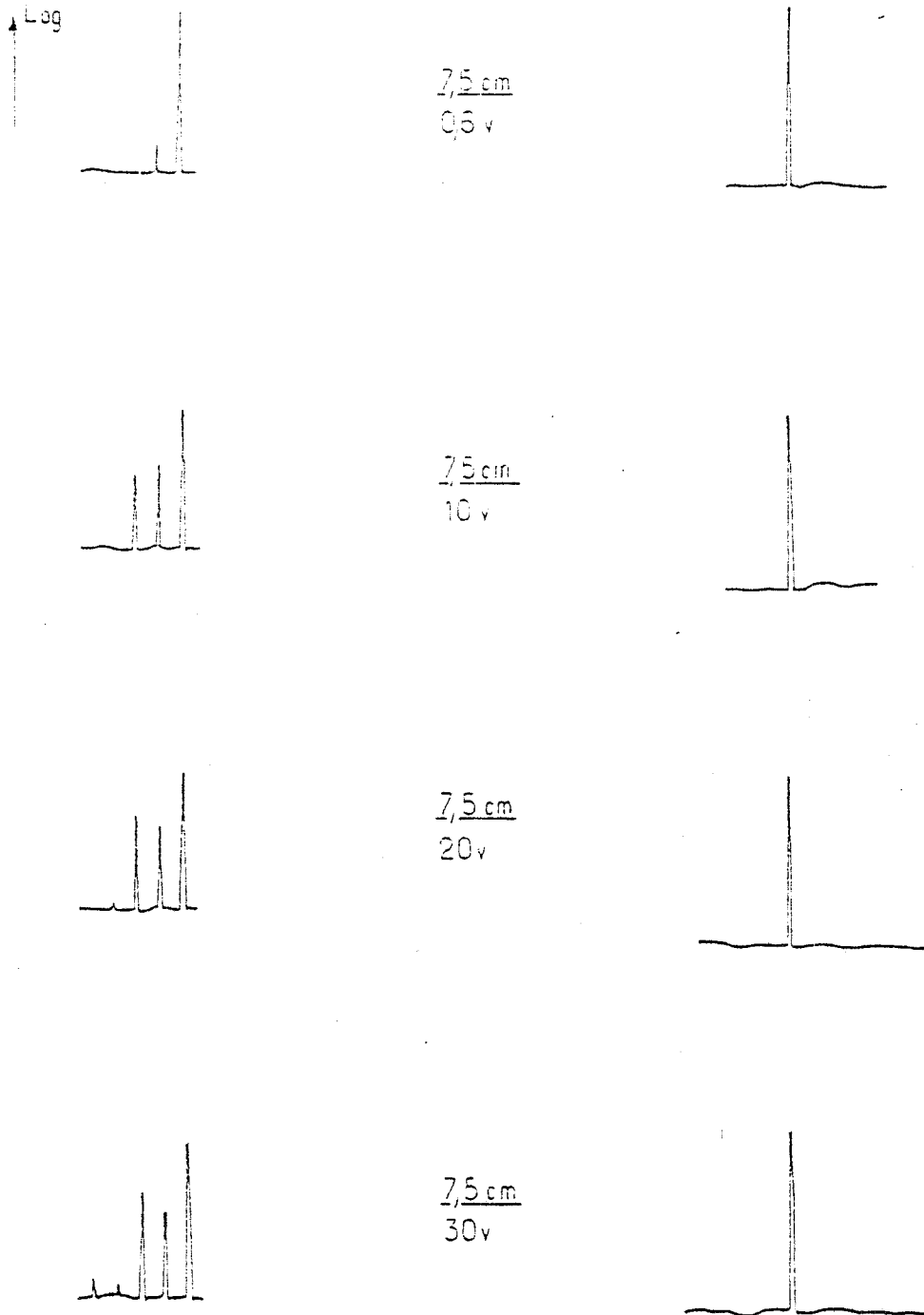


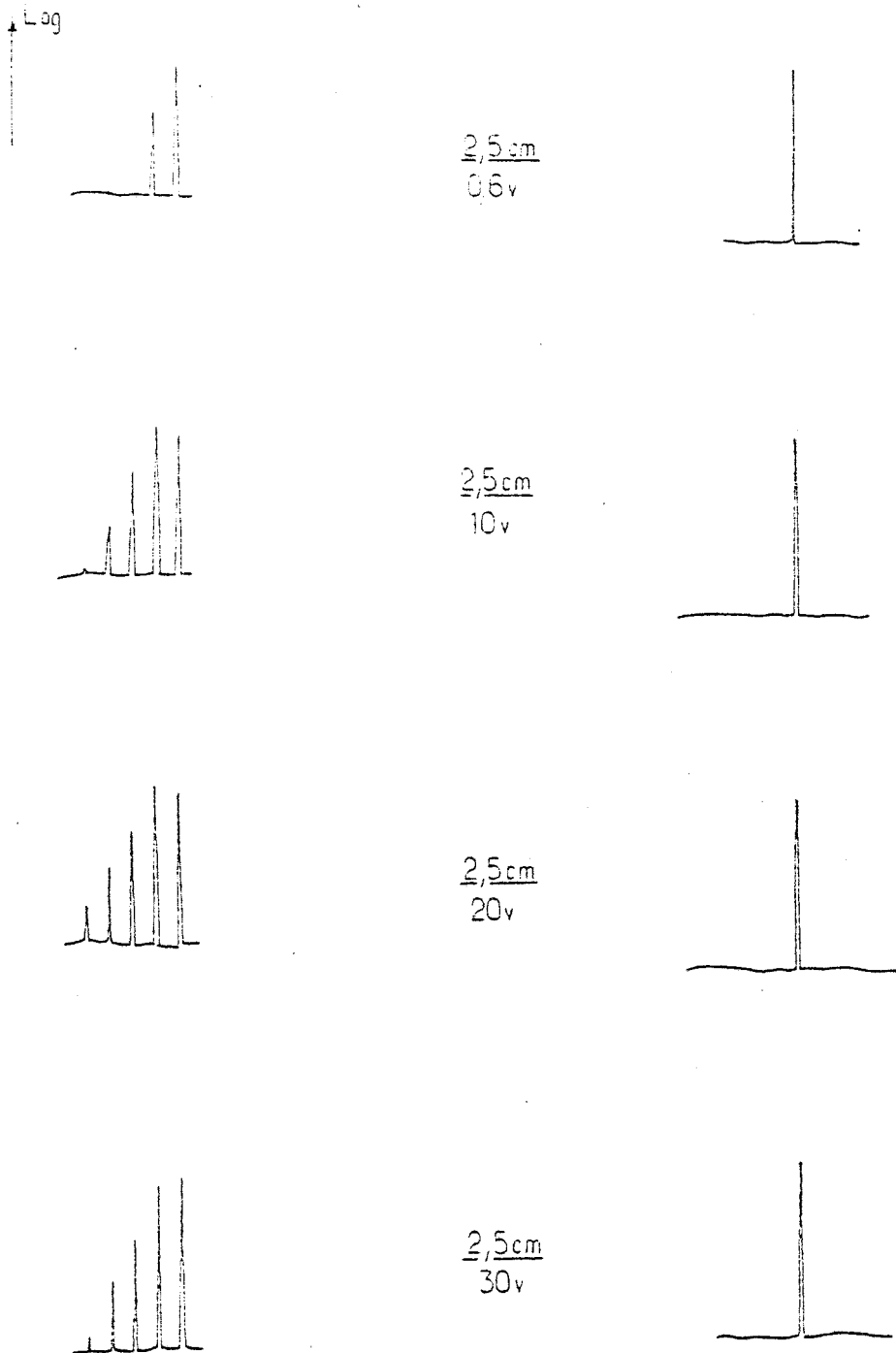
Figure 2



Spectres de fréquences pour une grande longueur de propagation, la puissance ultrasonore est en paramètre. A gauche, le photomultiplicateur reçoit la lumière diffractée, à droite il est dans l'obscurité.

BUS
LILLE

Figure 3a



Spectres de fréquences pour une longueur de propagation petite, la puissance ultrasonore est en paramètre. A gauche, le photomultiplicateur reçoit la lumière diffractée, à droite, il est dans l'obscurité.

Figure 3 b



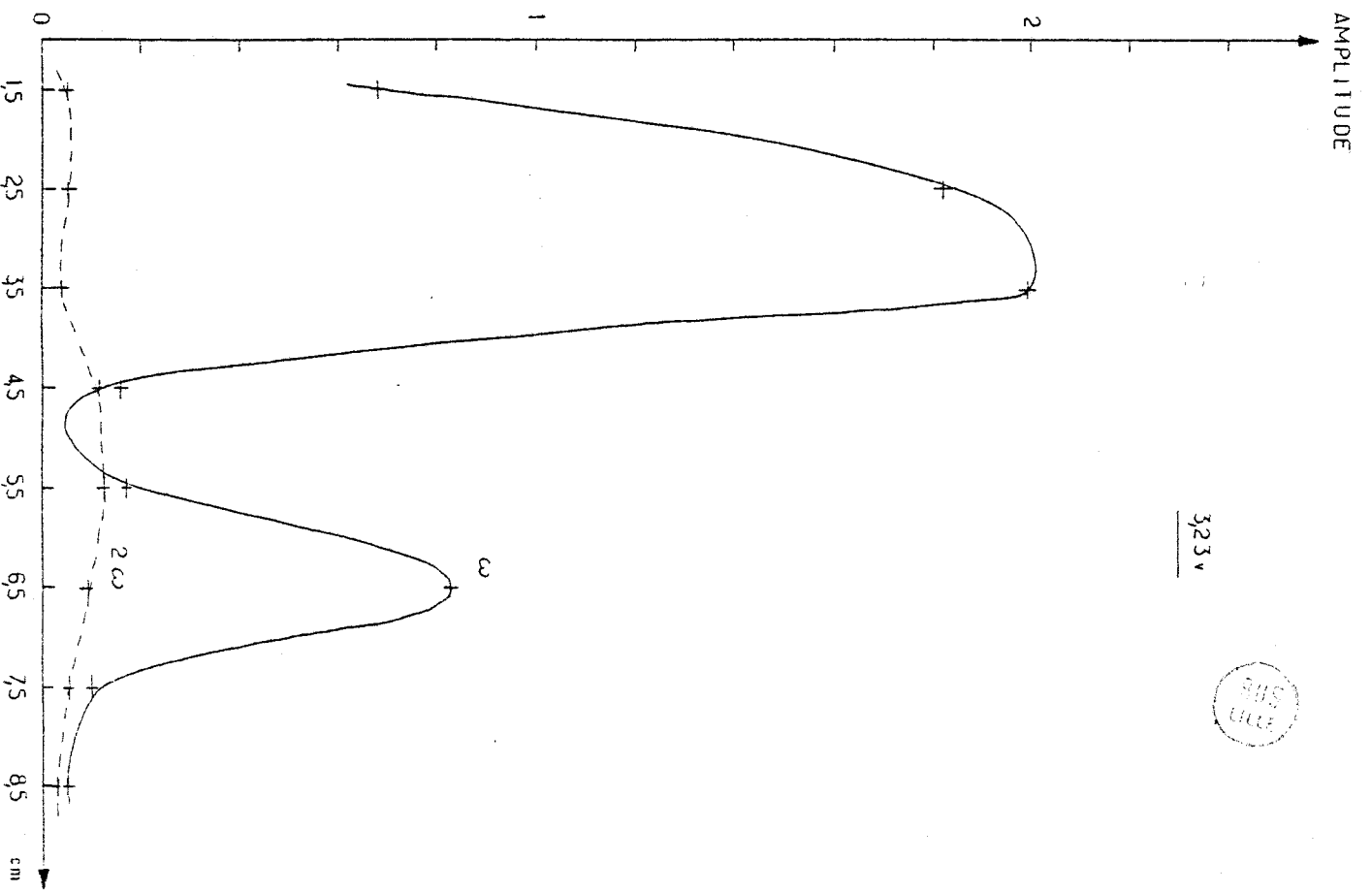
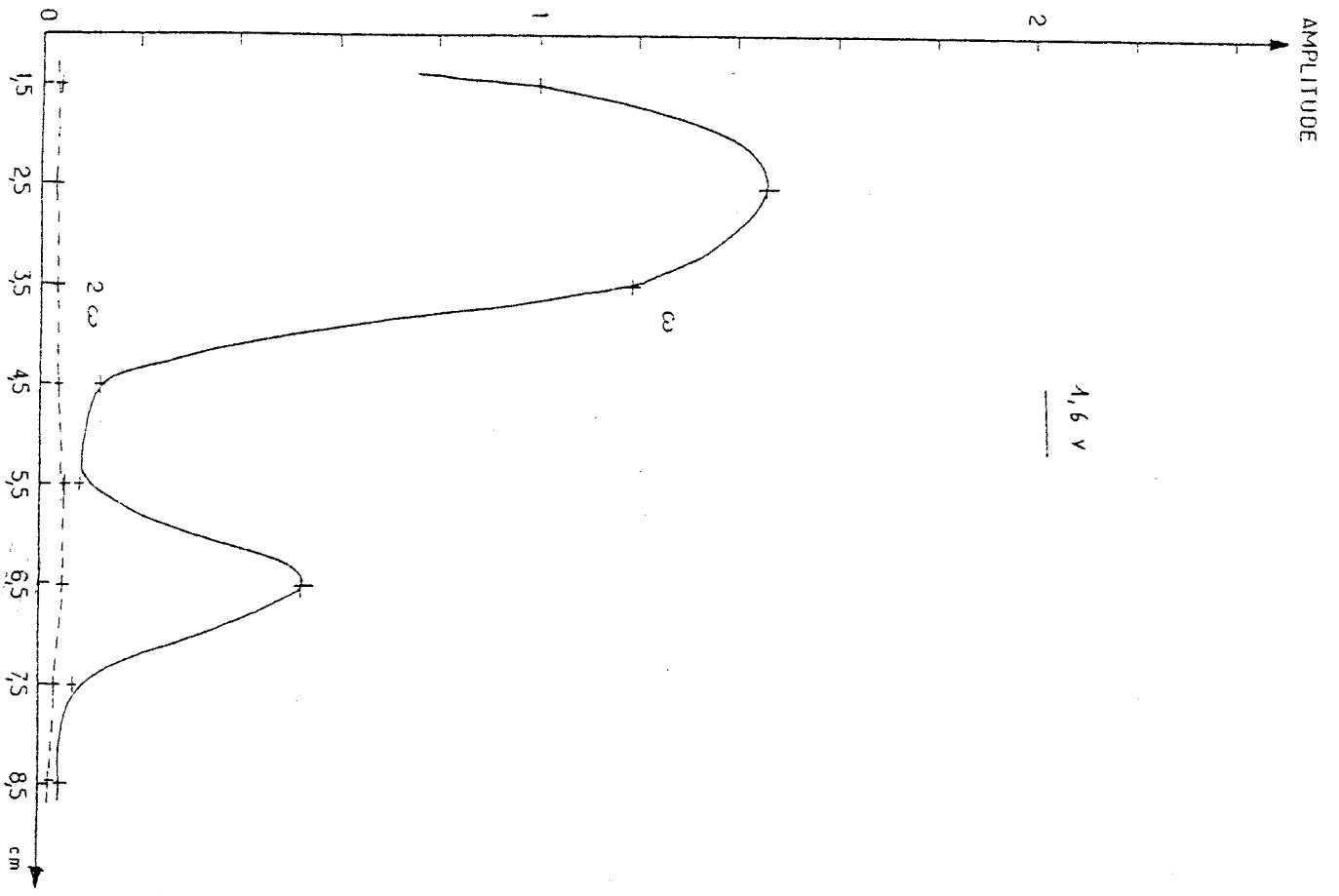


Figure 4

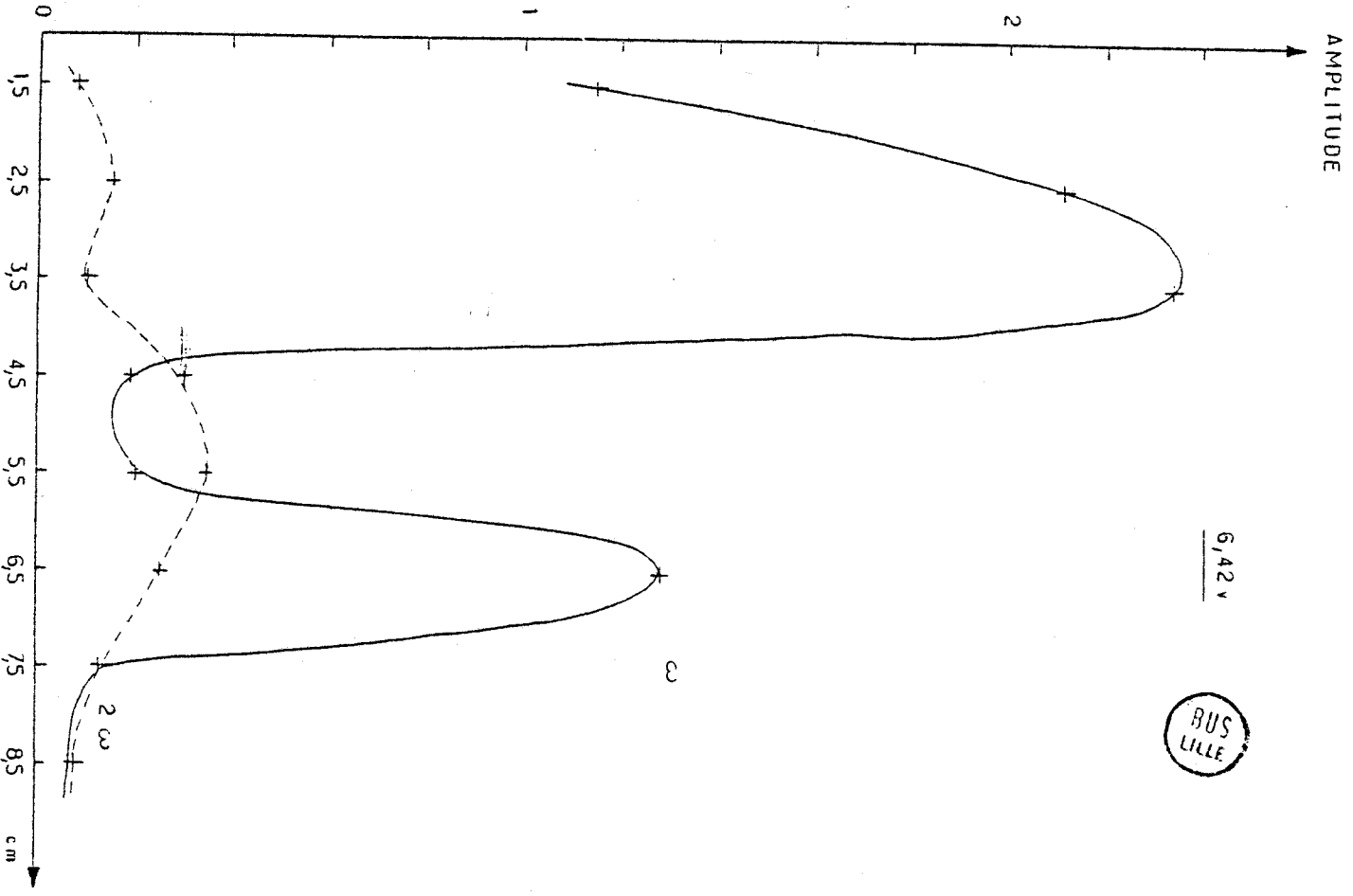
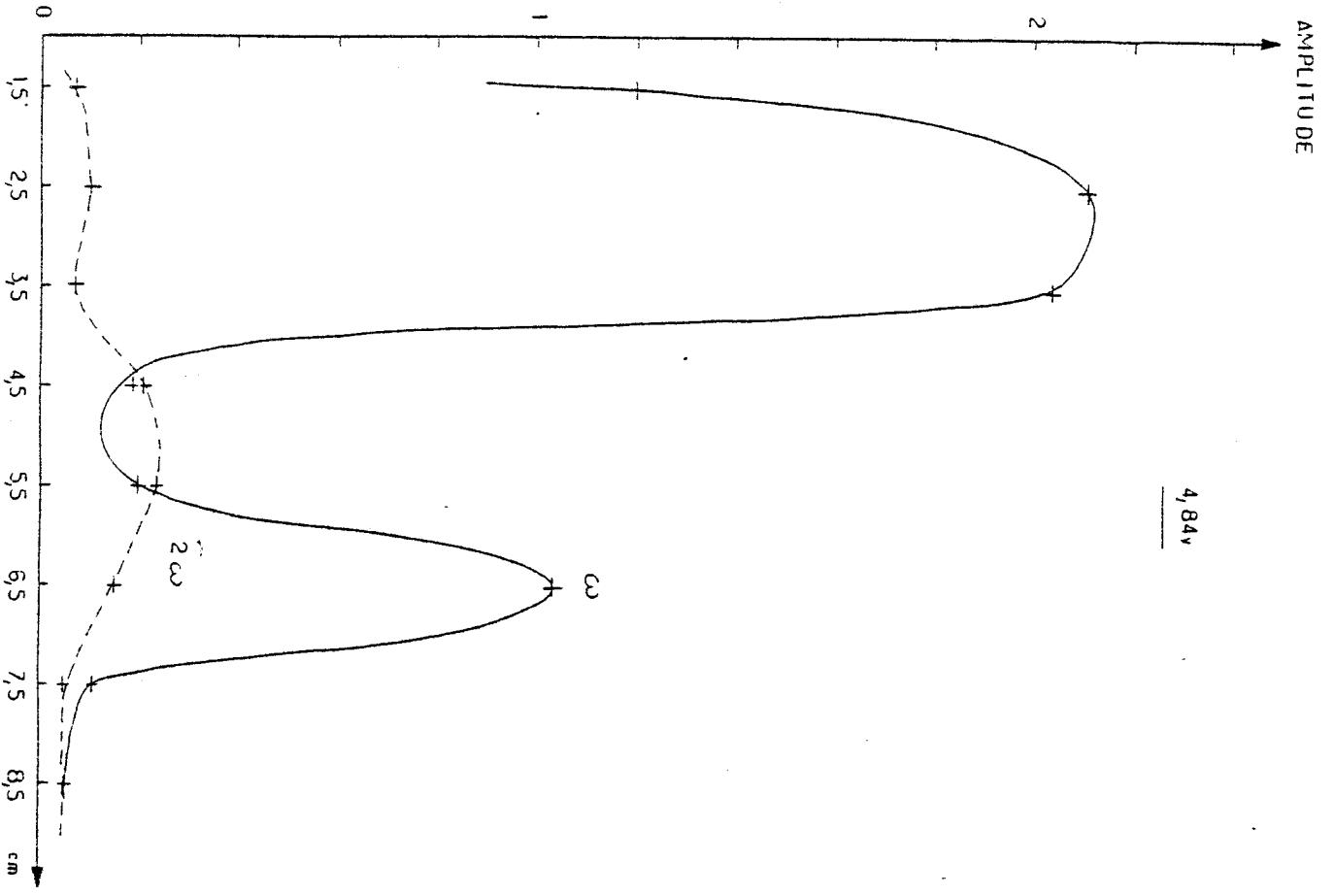
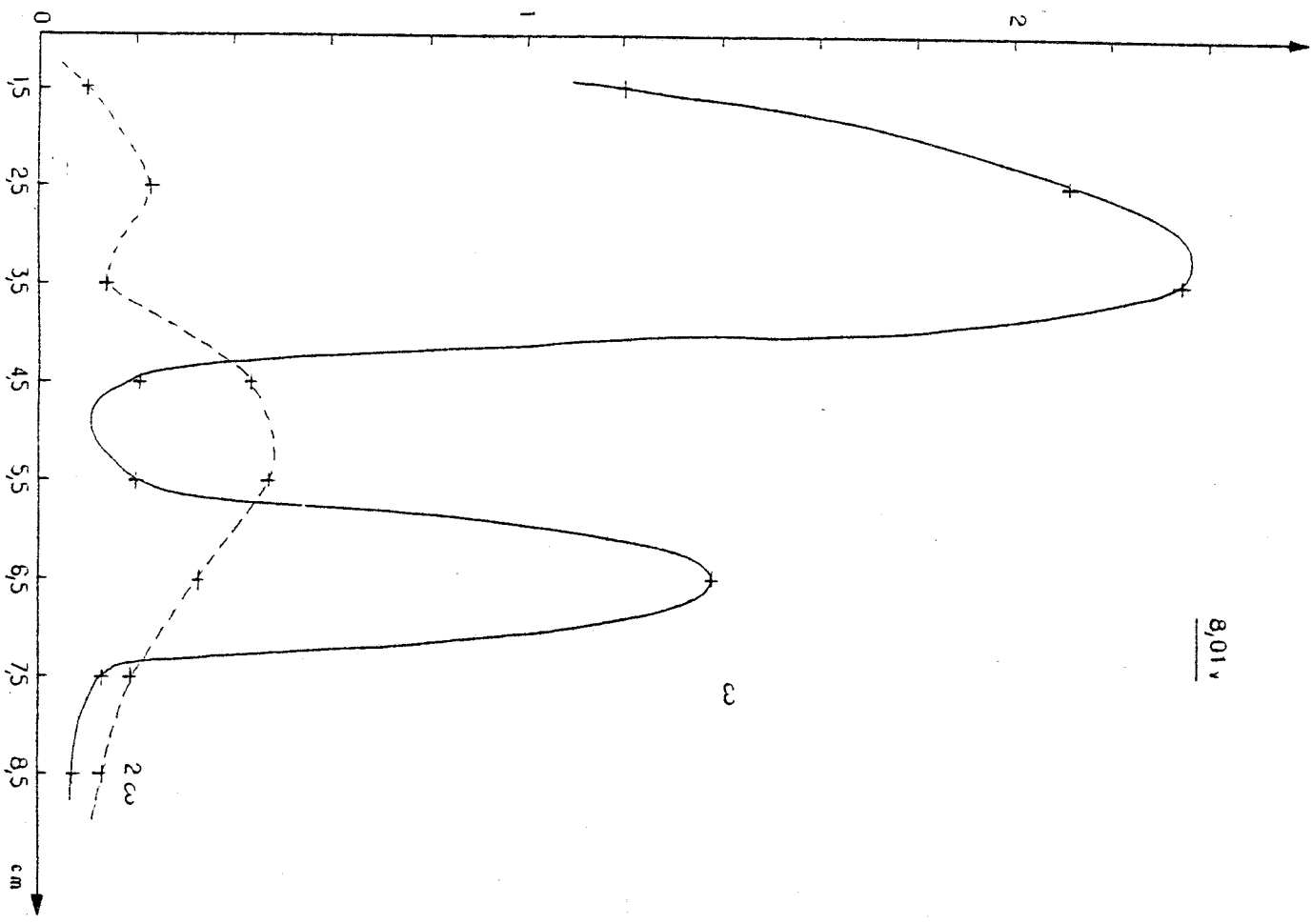
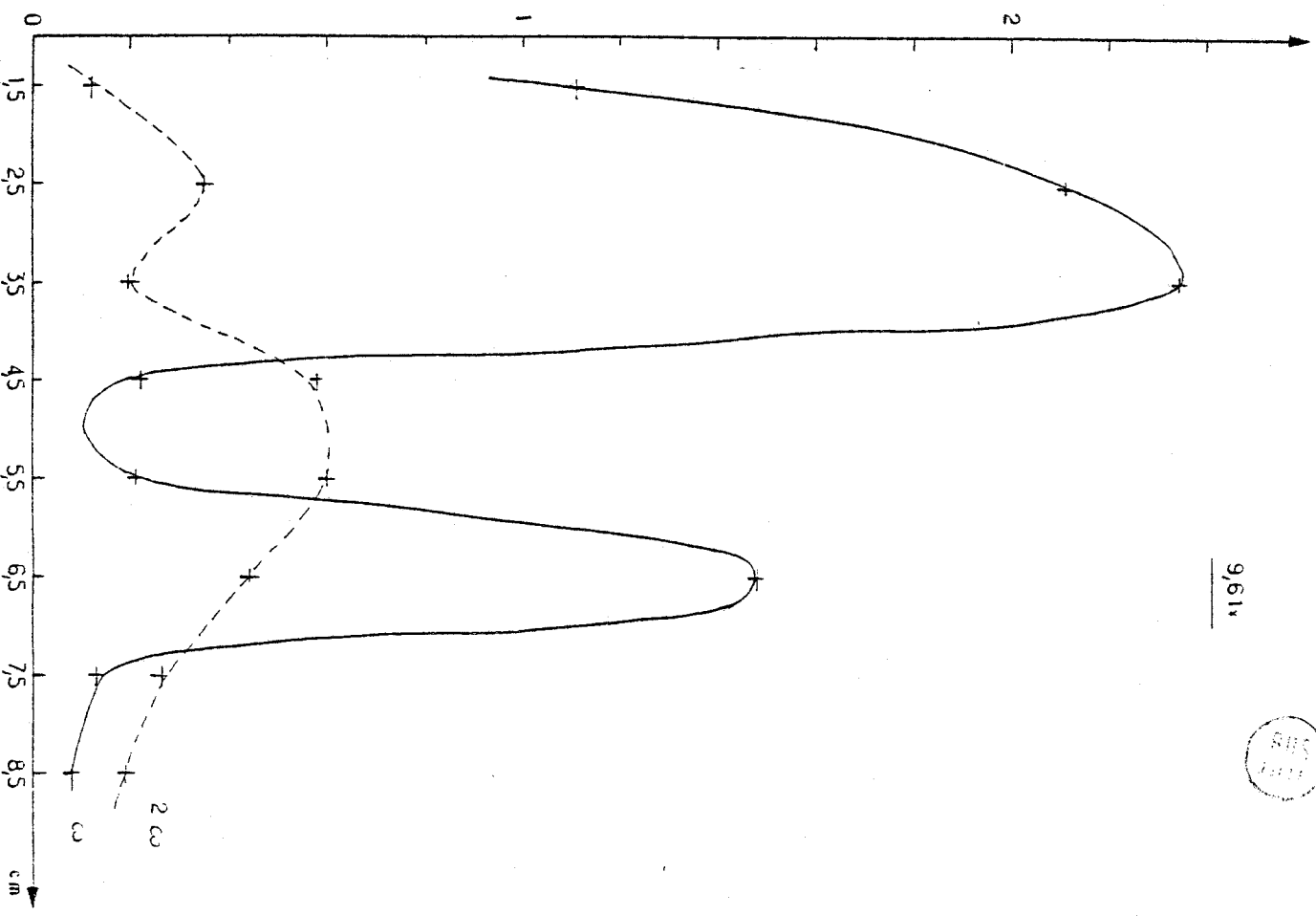


Figure 5

42 AMPLITUDE



AMPLITUDE



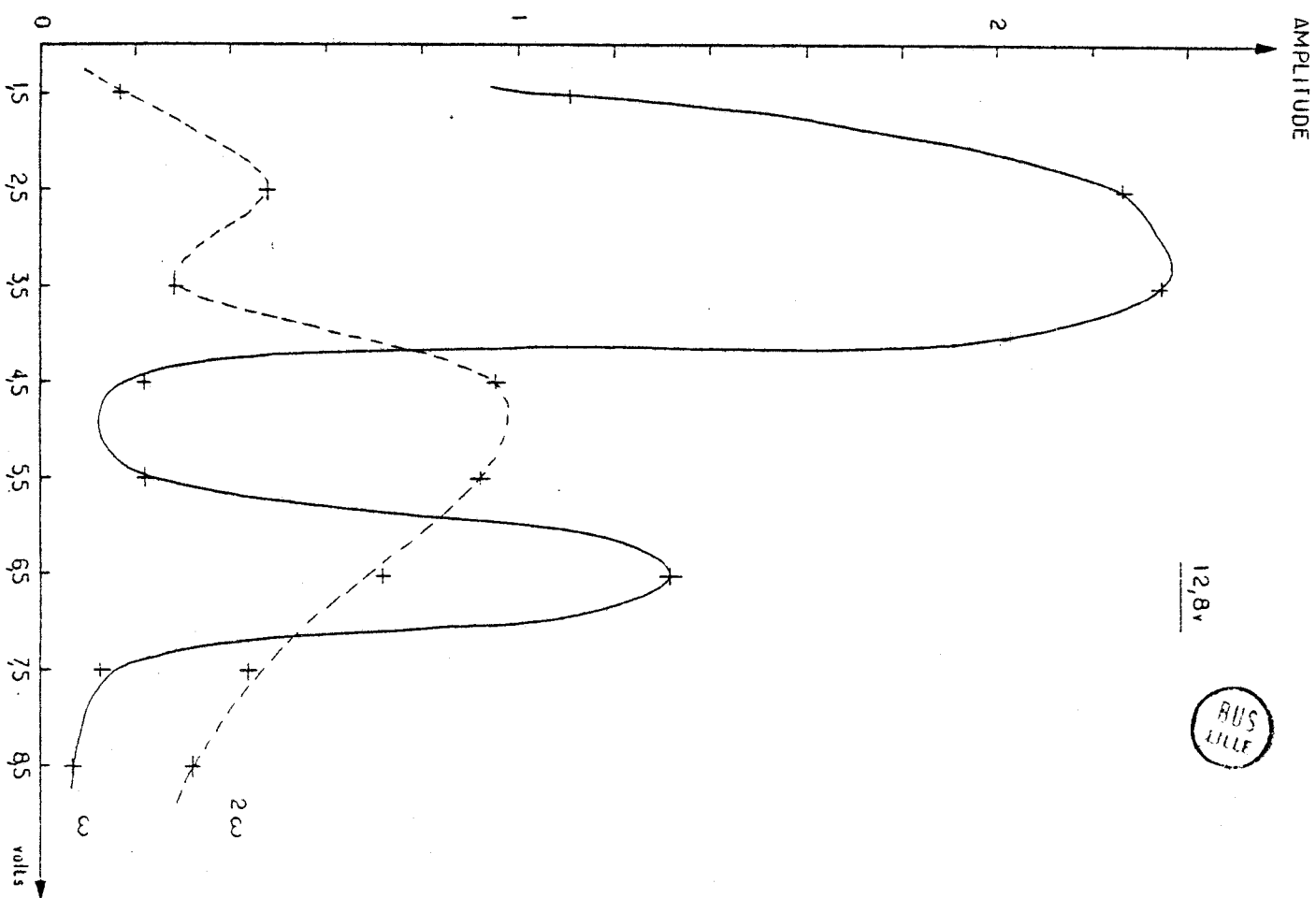
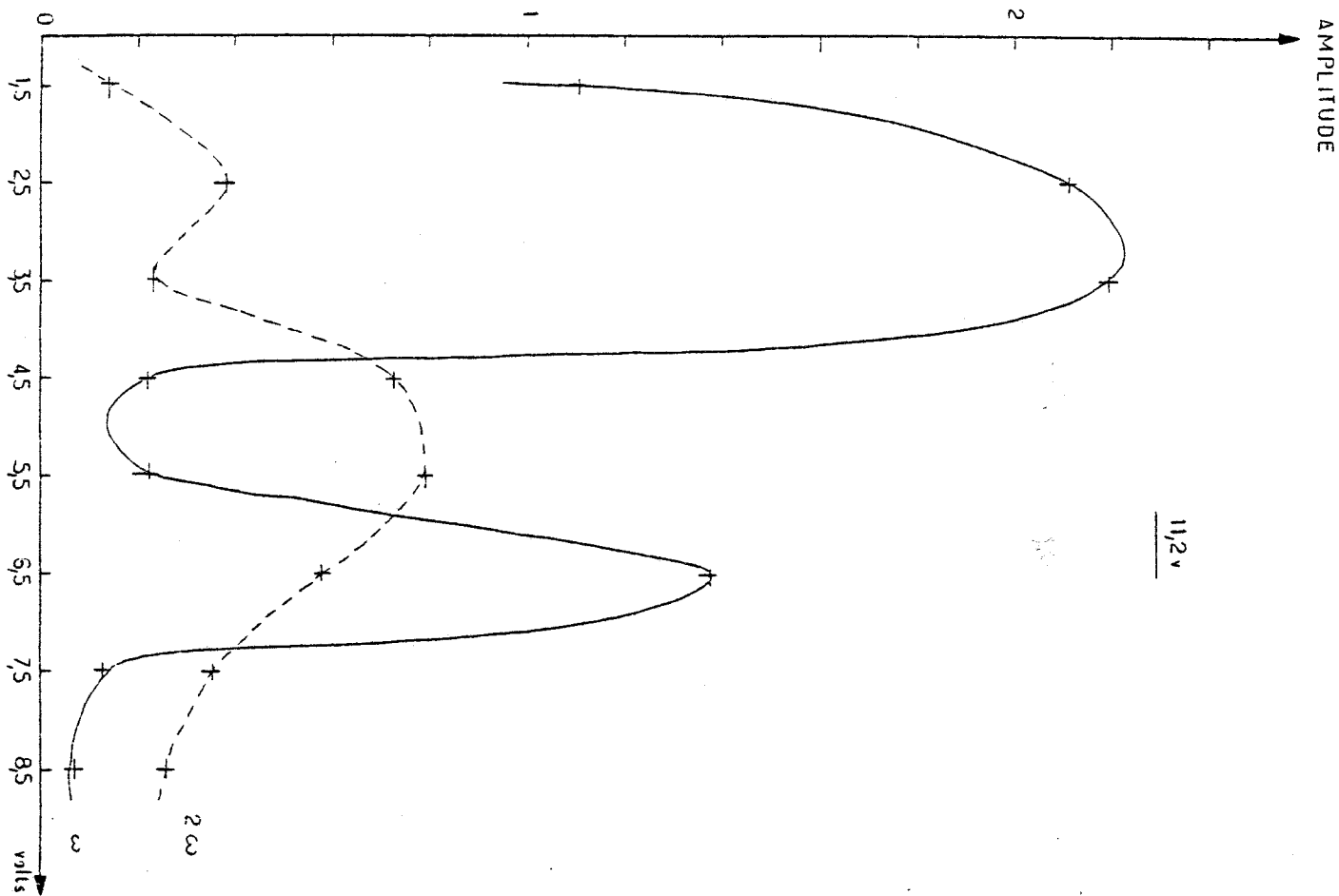


Figure 7

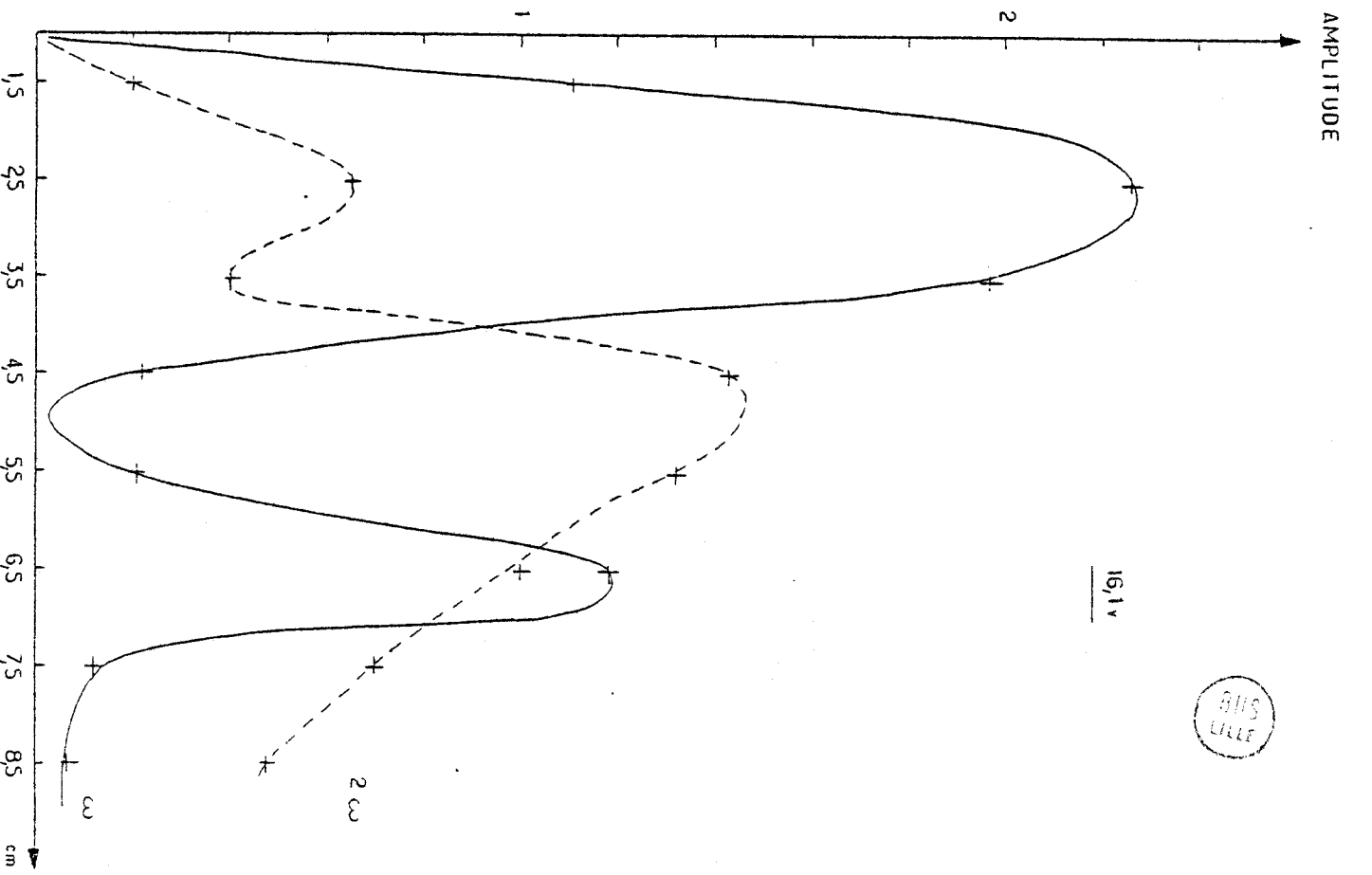
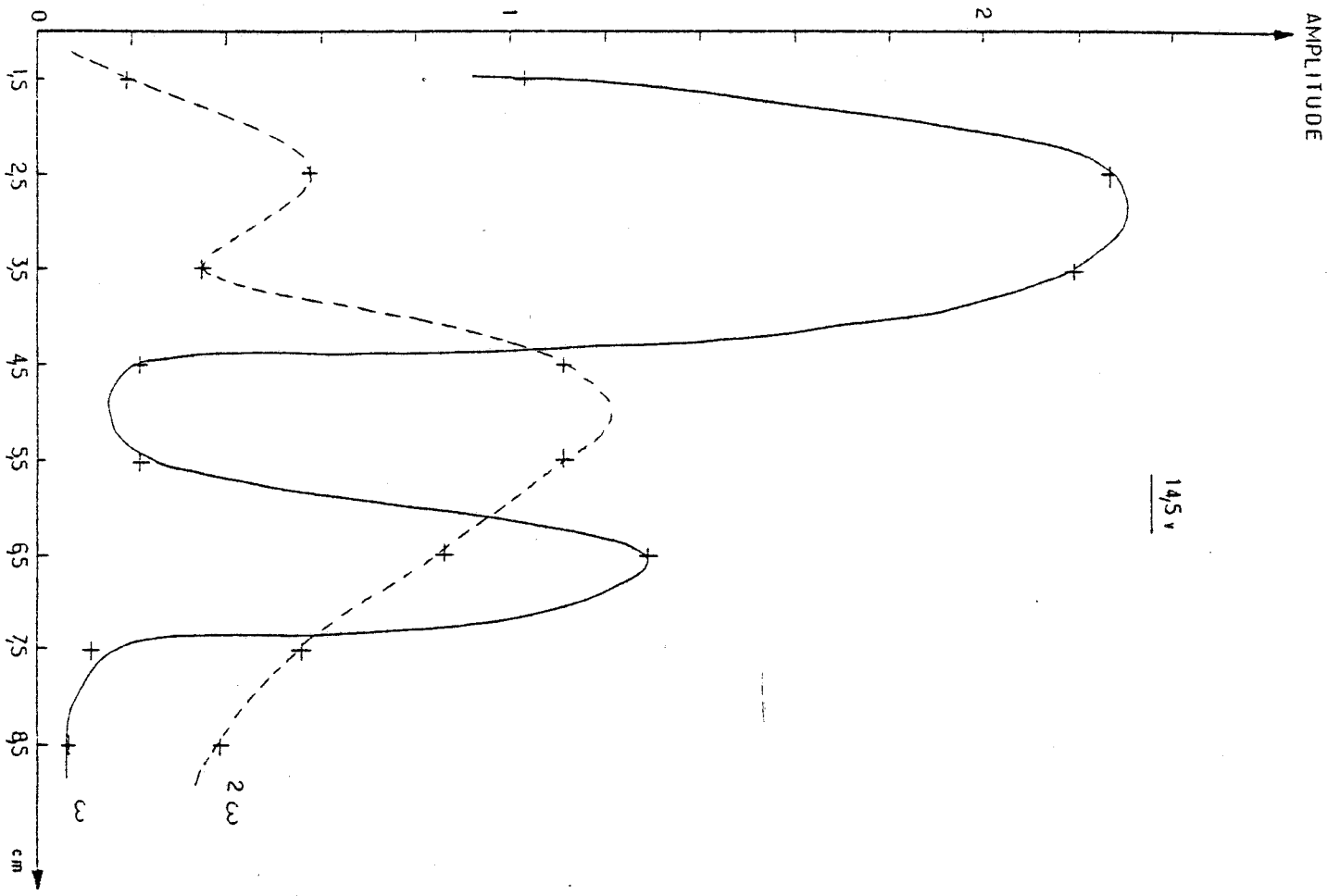


Figure 8

- En ce qui concerne le premier maximum de la composante harmonique, il faut remarquer que l'amplitude de la composante fondamentale est alors très importante.

L'étude de l'amplitude des composantes fondamentale et harmonique de l'onde de surface en fonction de la tension appliquée au transducteur permet d'interpréter physiquement le phénomène.

c) Amplitude des harmoniques en fonction de la tension appliquée au transducteur

Les courbes représentées figures 9 à 12 sont relatives, chacune, à différents points de l'axe de propagation.

On observe que

- L'amplitude de la composante fondamentale croît très rapidement en fonction de la tension appliquée et on obtient une saturation. Cette saturation est liée à l'existence d'une composante harmonique

- Les courbes montrent une décroissance plus ou moins nette de l'amplitude du fondamental au delà d'une certaine tension appliquée. On peut avancer plusieurs hypothèses pour interpréter ce résultat. L'une d'entre elle est la suivante : au delà d'une certaine tension, la température de la pastille du transducteur est élevée, il perd alors de son efficacité ; il en résulte, pour la fréquence fondamentale, une diminution d'amplitude.

- la courbe représentant l'amplitude de la composante harmonique présente une tangente horizontale à l'origine. En augmentant la puissance d'émission l'amplitude de la composante fondamentale varie peu par rapport à l'amplitude de l'harmonique qui croit. Avec les puissances d'émission dont on dispose, on n'observe pas de saturation de l'amplitude de l'harmonique.

- Si on trace l'amplitude de l'harmonique 2 en fonction de U^2 (U : tension appliquée au transducteur) on obtient des droites (figures 13 à 16). Or la puissance appliquée au transducteur est proportionnelle à U^2 . On a des relations de proportionnalité entre l'énergie transportée par le faisceau ultrasonore dans l'eau et l'énergie électrique fournie au transducteur, entre l'énergie transportée par l'onde de surface et l'énergie incidente du faisceau. Donc l'amplitude du second harmonique est proportionnelle à l'énergie initiale fournie au transducteur. Ce résultat a déjà été remarqué par Lopen /3/ et par Slobodnick /11 /. Ce fait est prévu dans une théorie due à Lyamov. Cette théorie sera discutée au chapitre 8.

IV Résultats obtenus avec le nickel

Les mêmes expériences ont été réalisées en utilisant une plaque de nickel.

L'ensemble des résultats est reporté sur les figures 17 à 27.

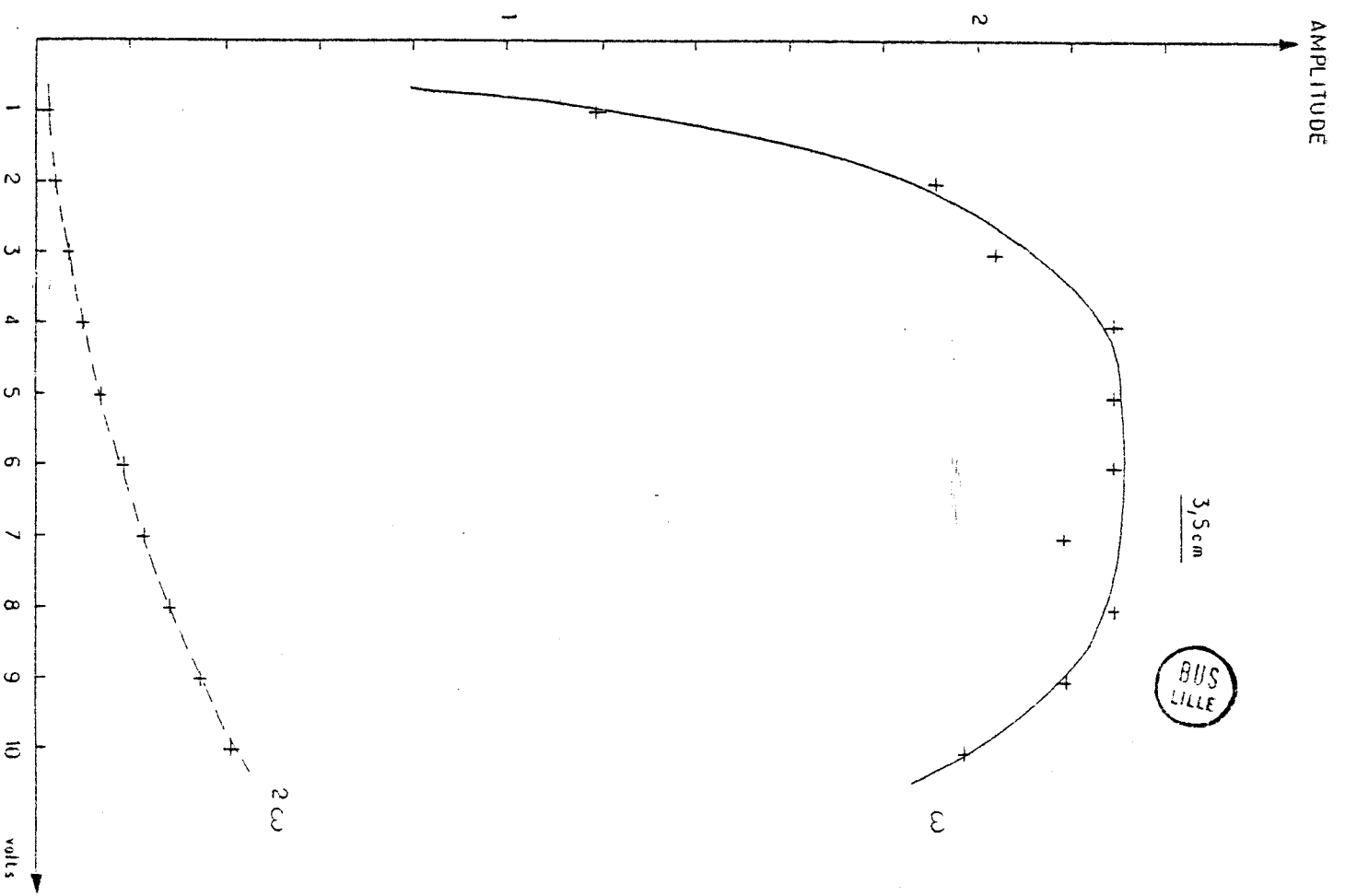
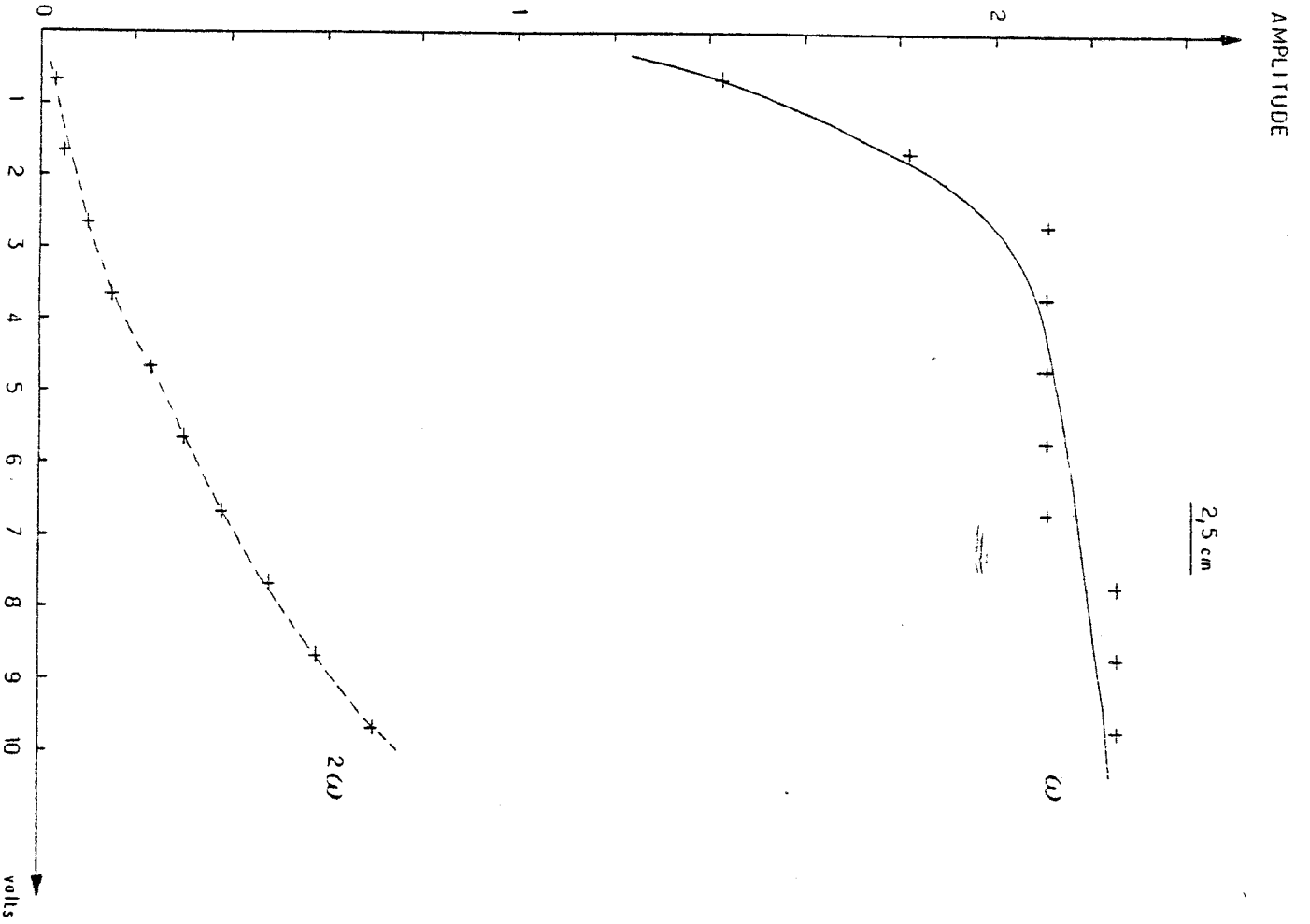


Figure 9

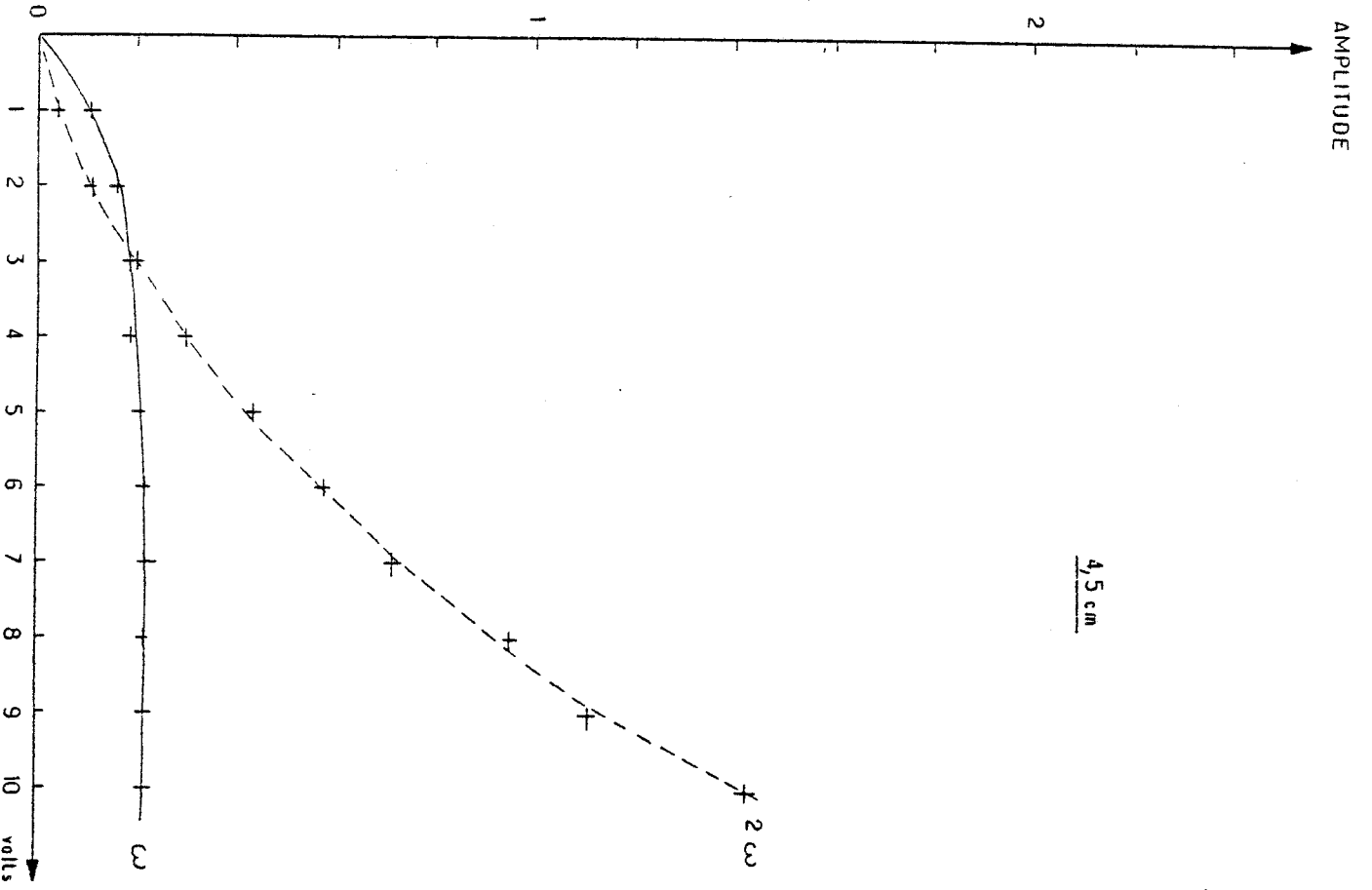
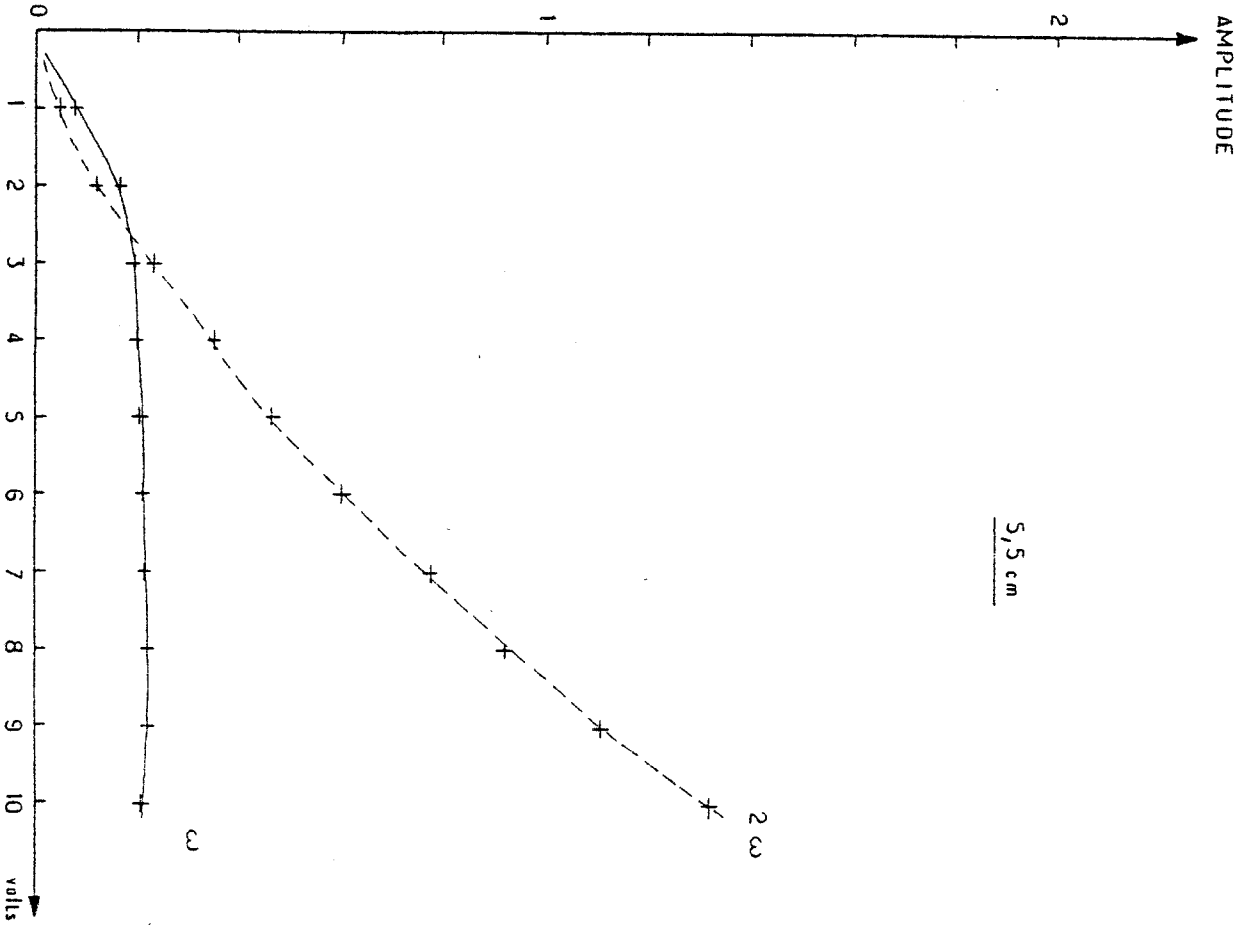


Figure 10



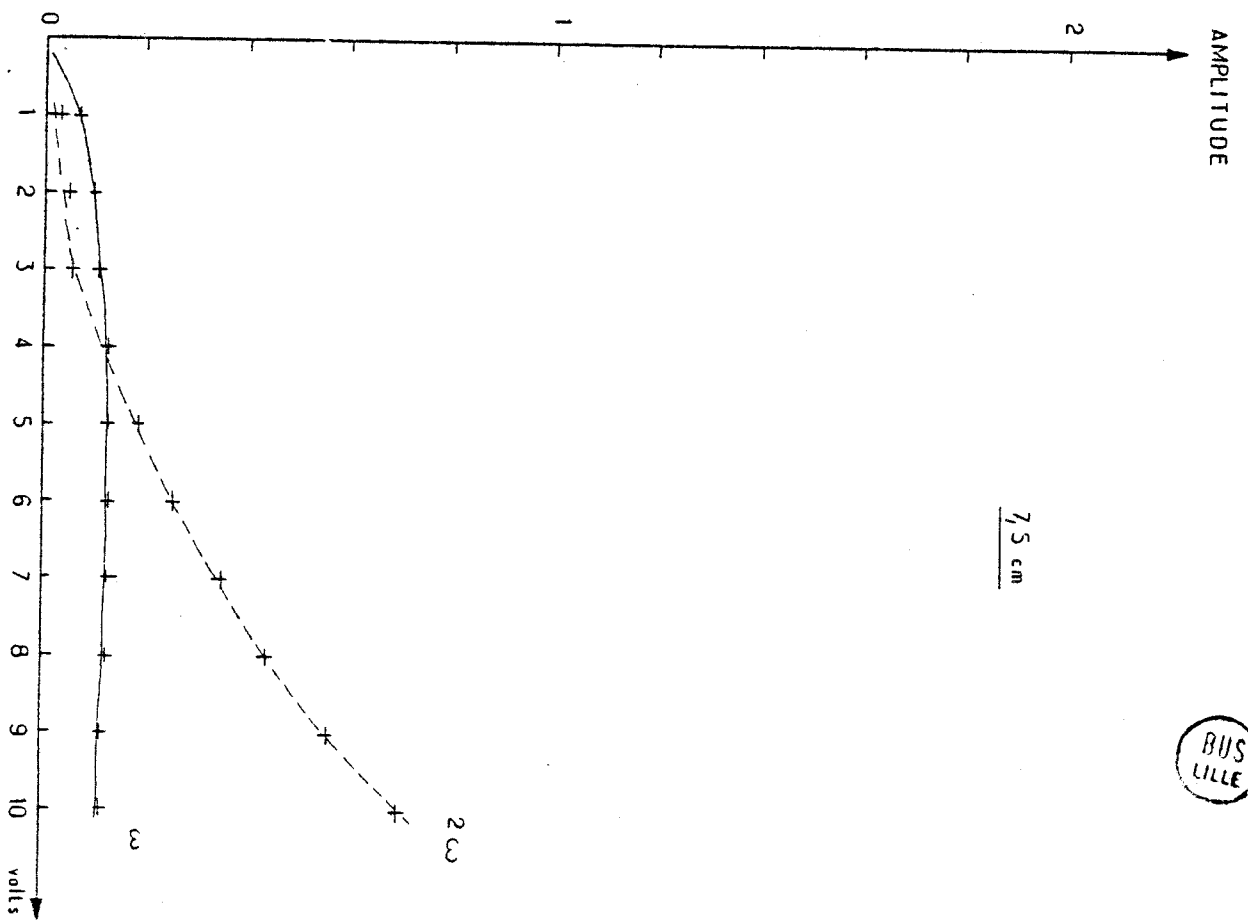
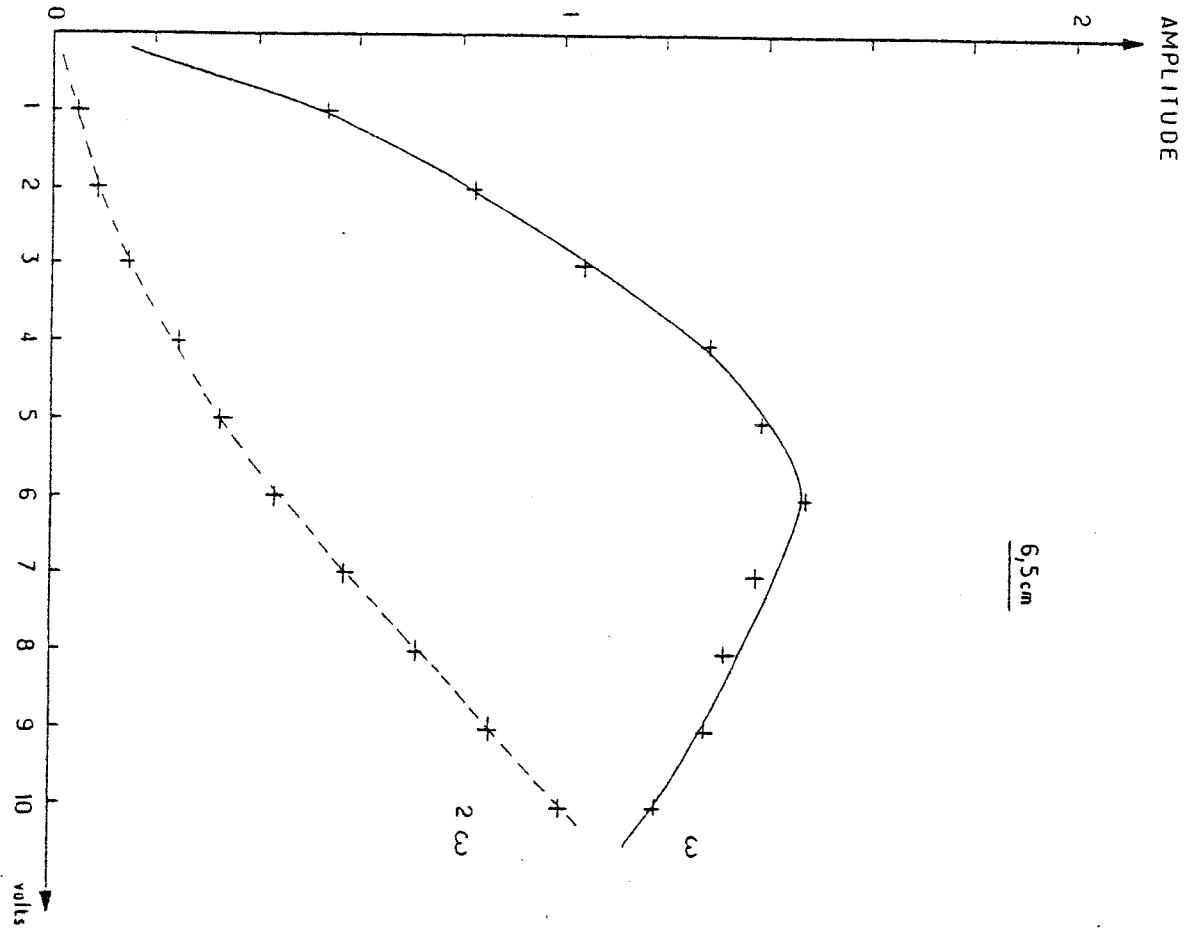


Figure 11



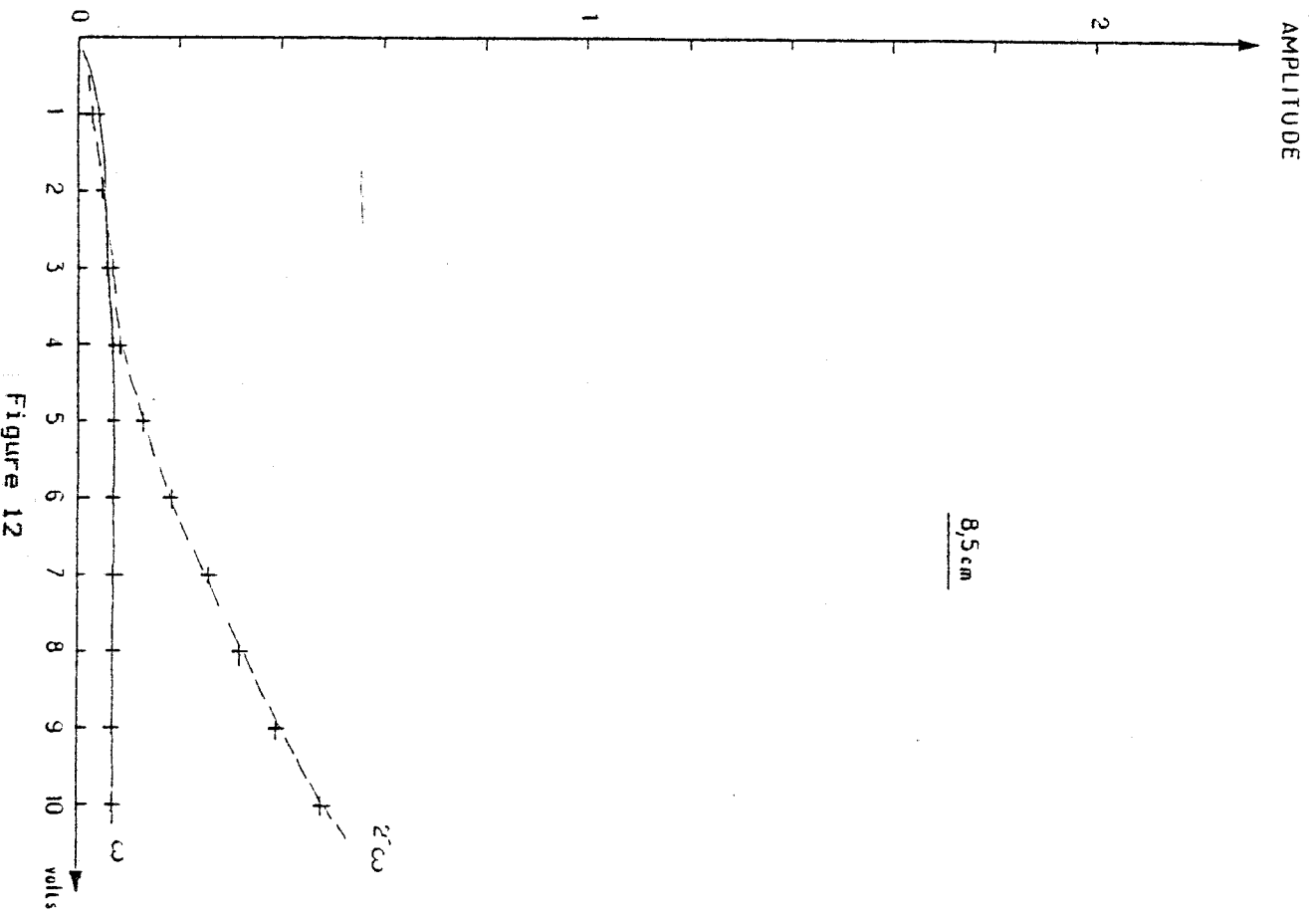


Figure 12



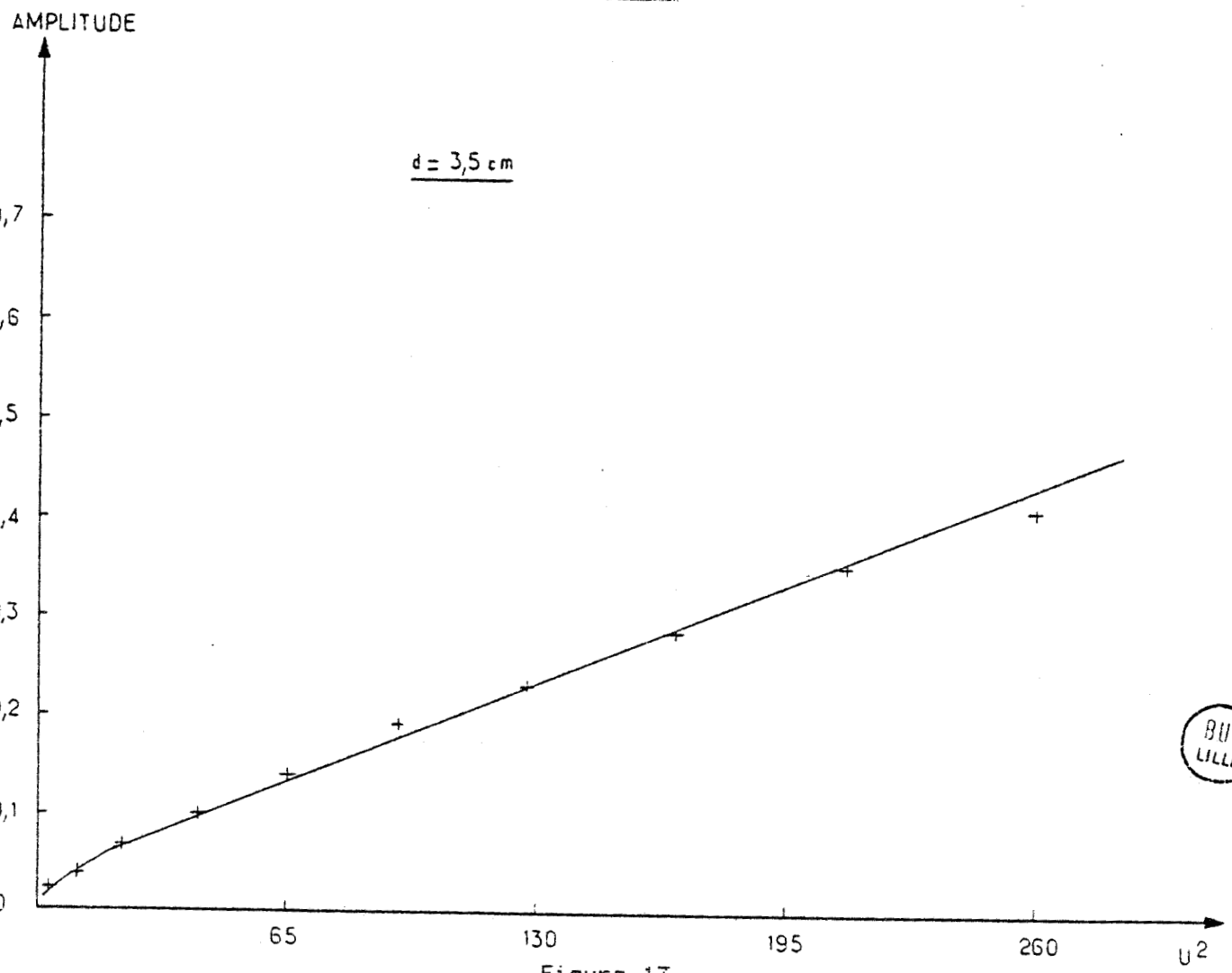
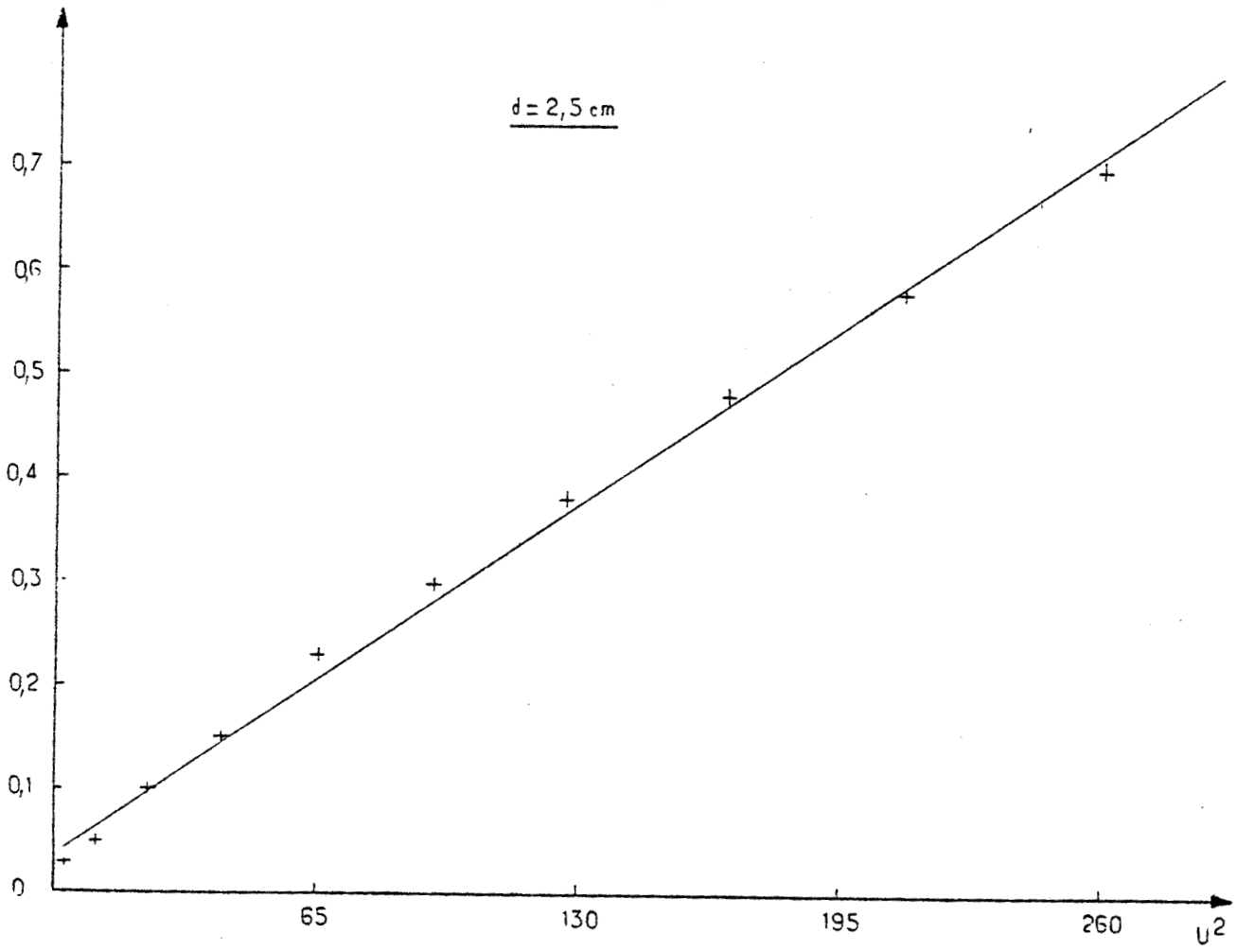


Figure 13

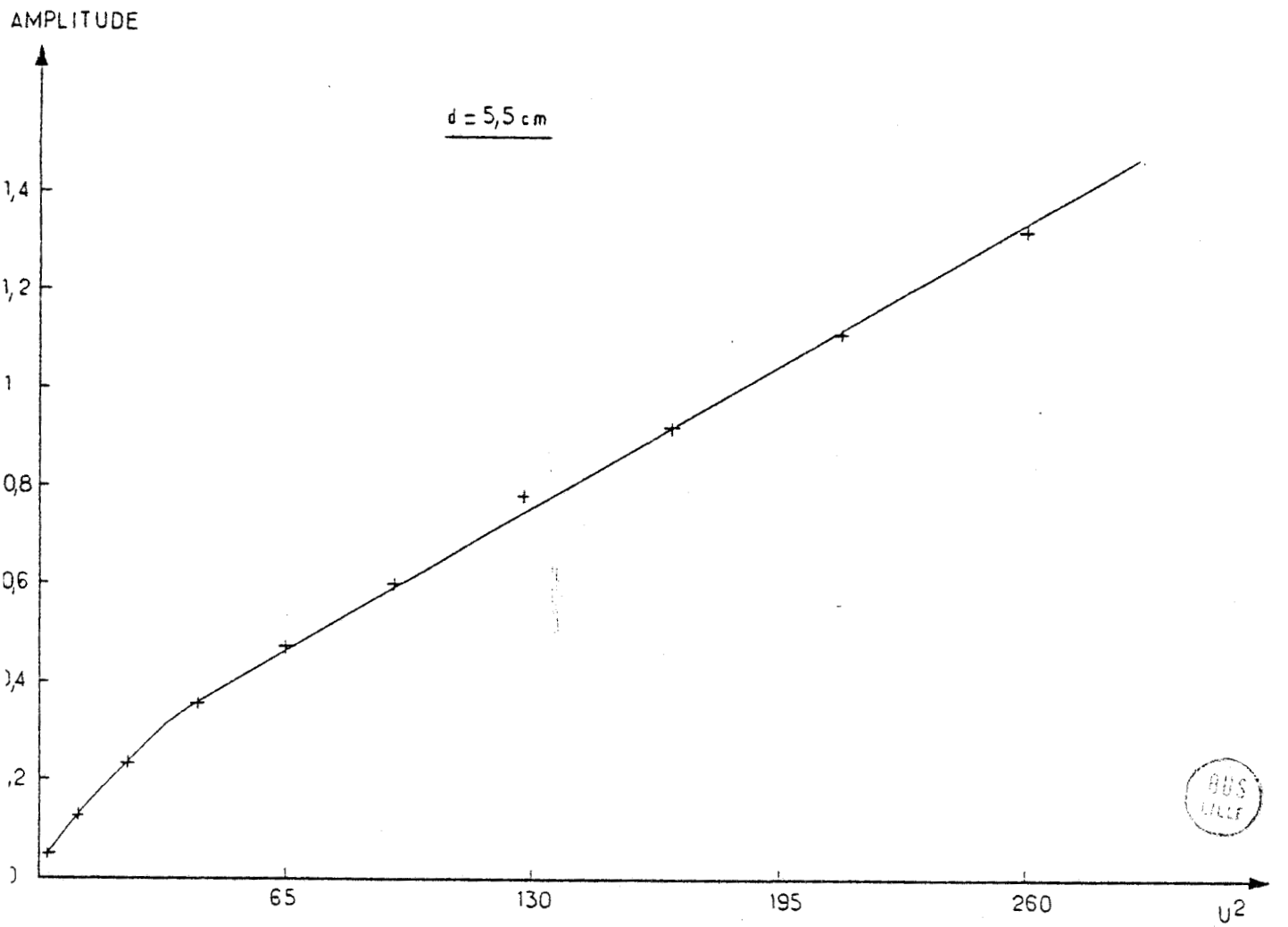
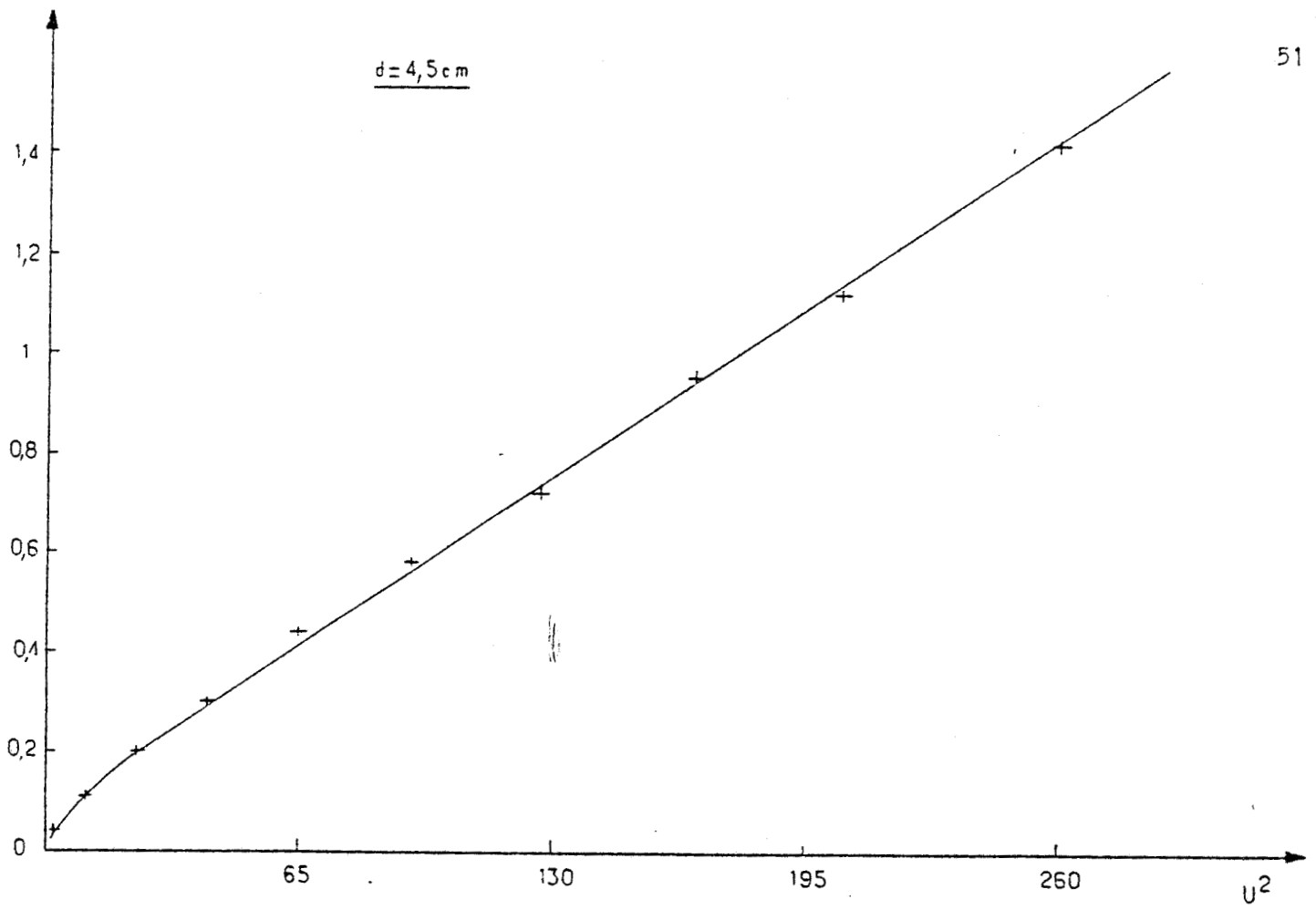


Figure 14

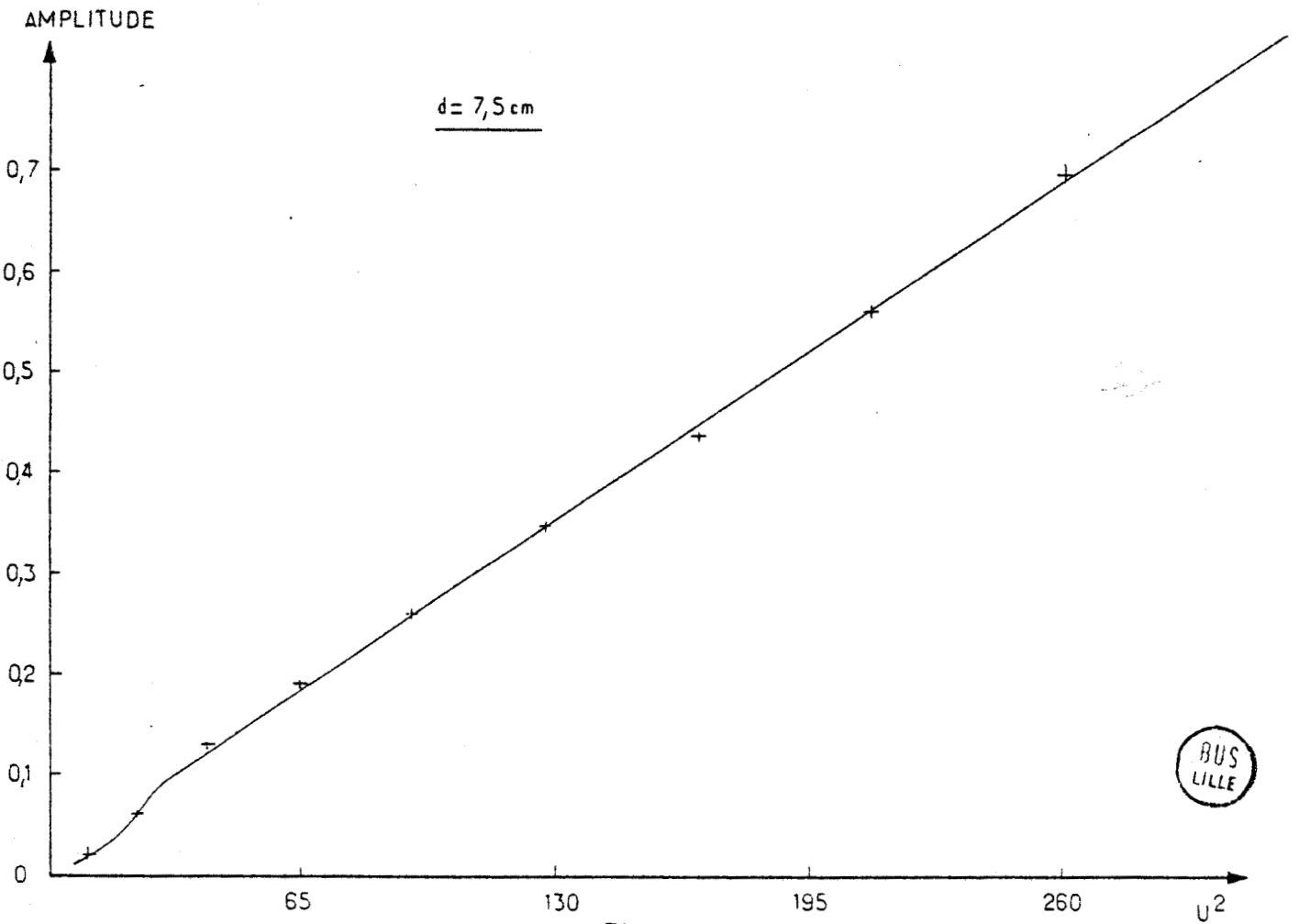
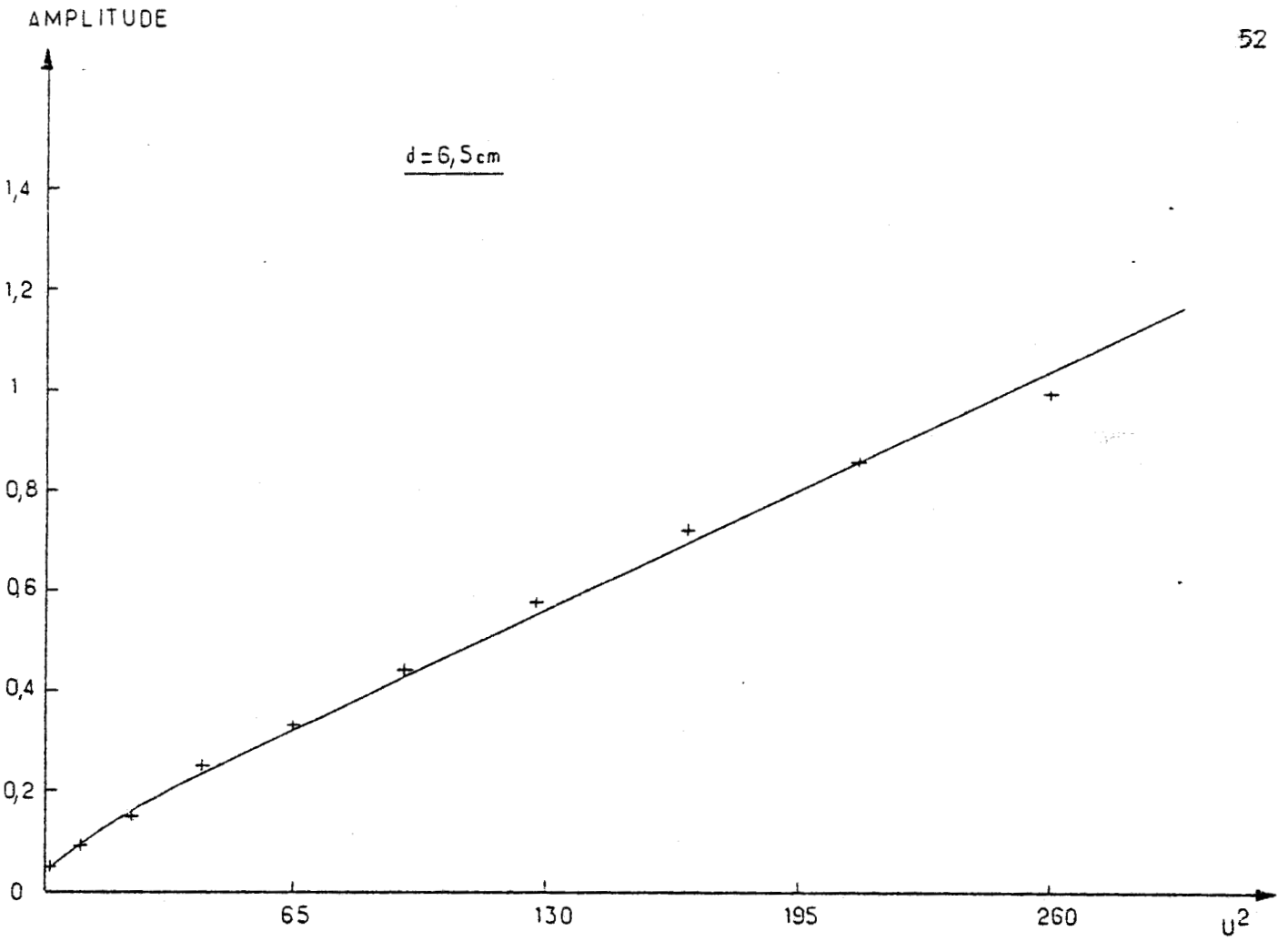


Figure 15

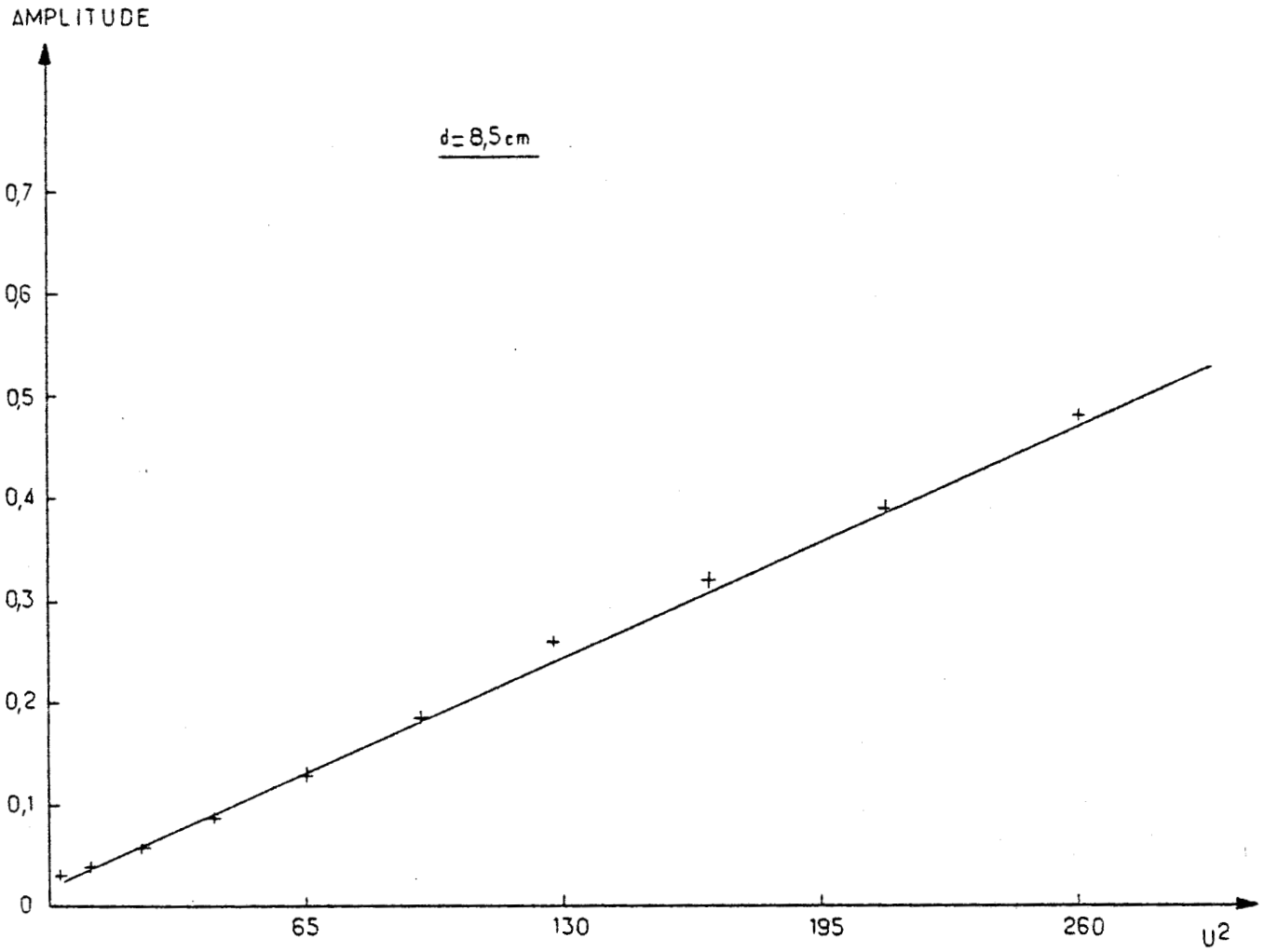


Figure 16



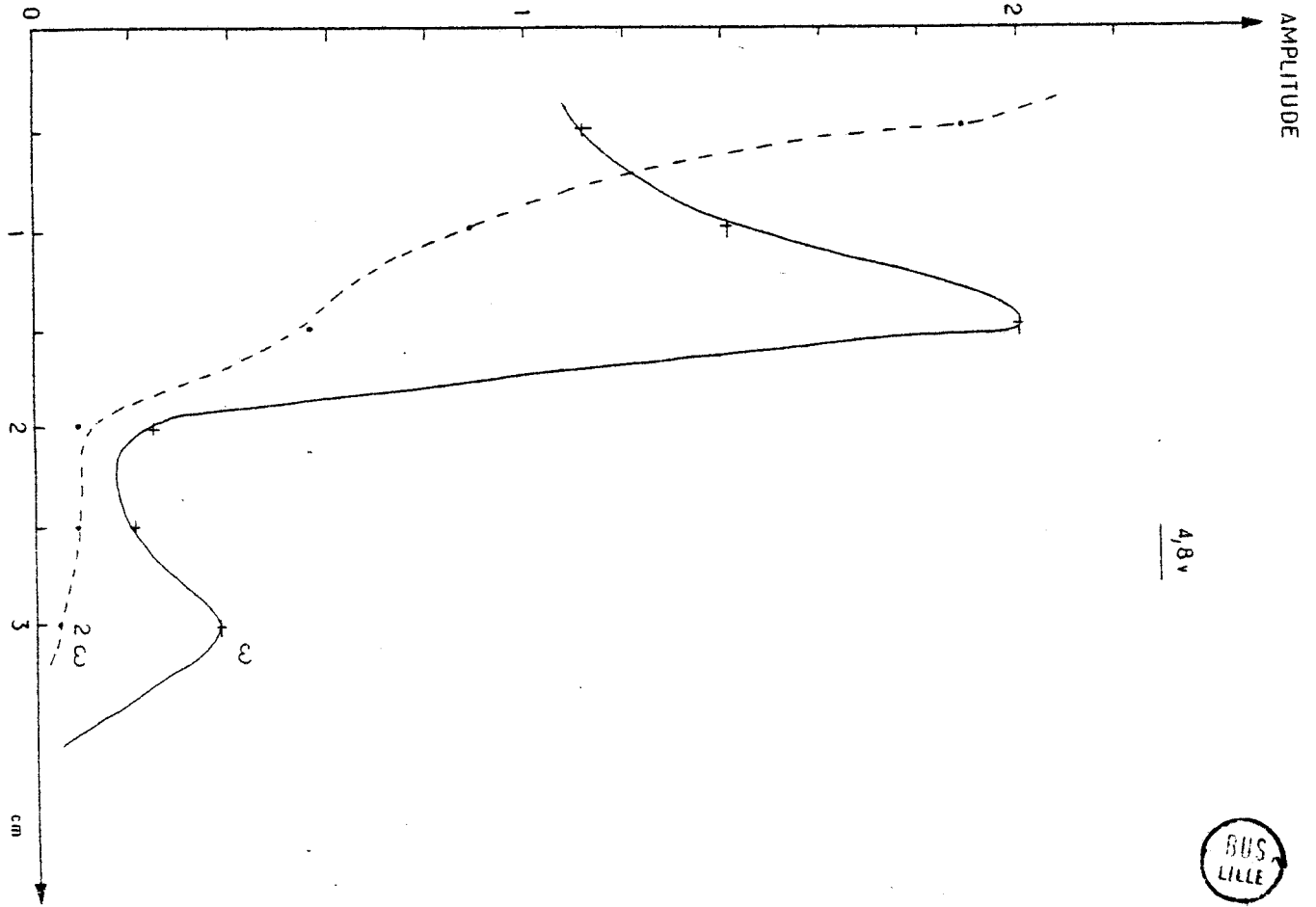
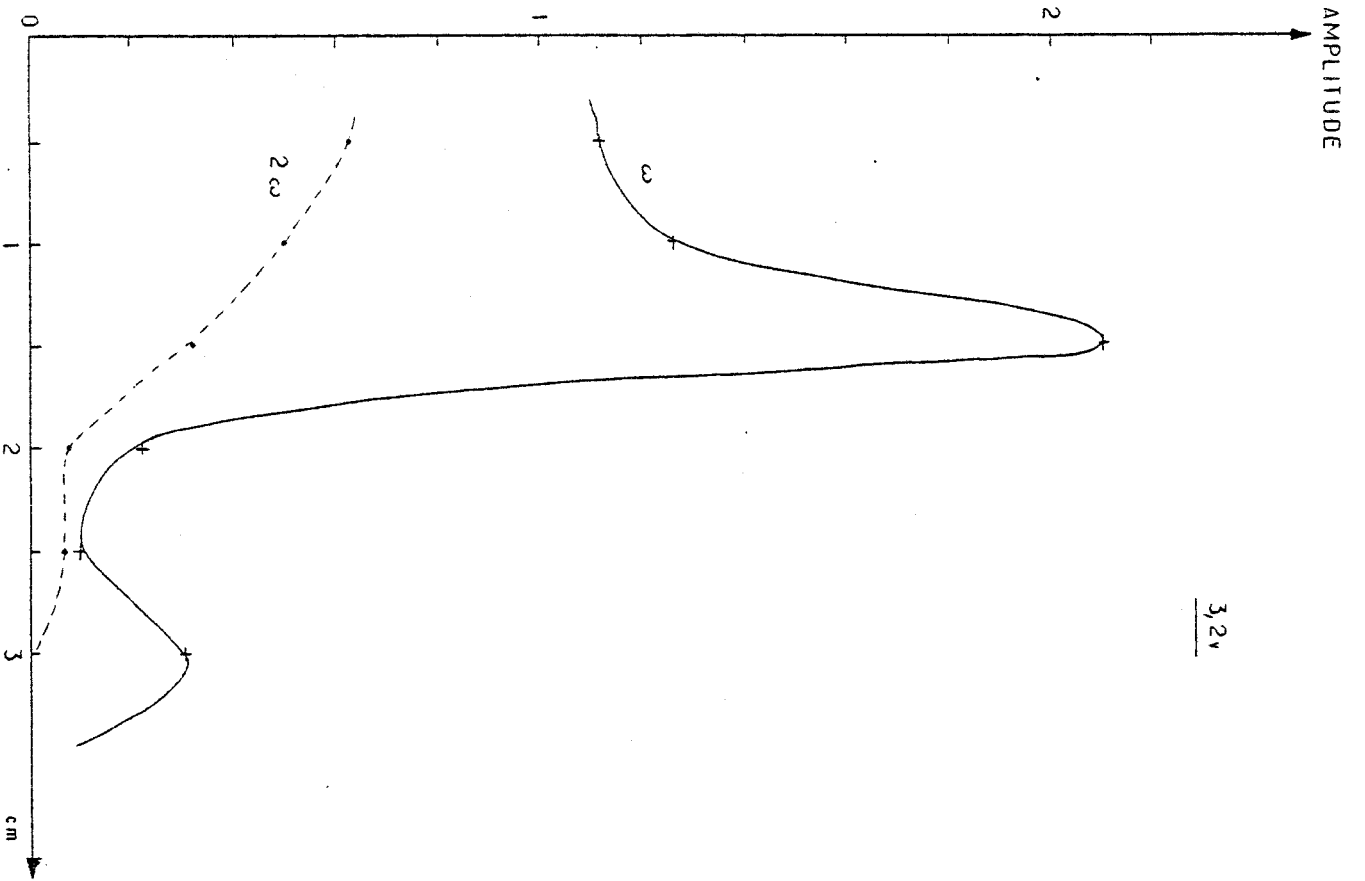


Figure 17



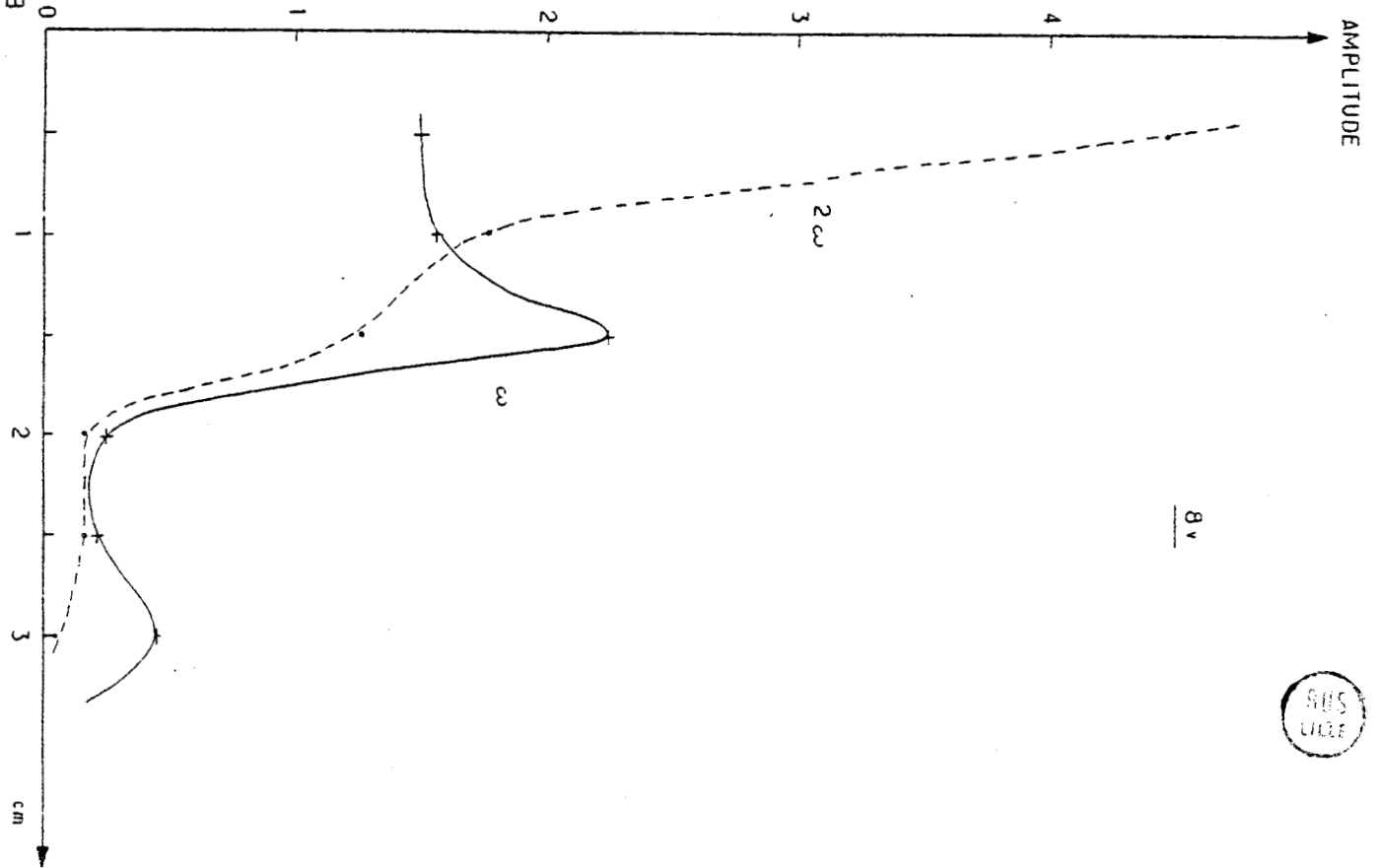
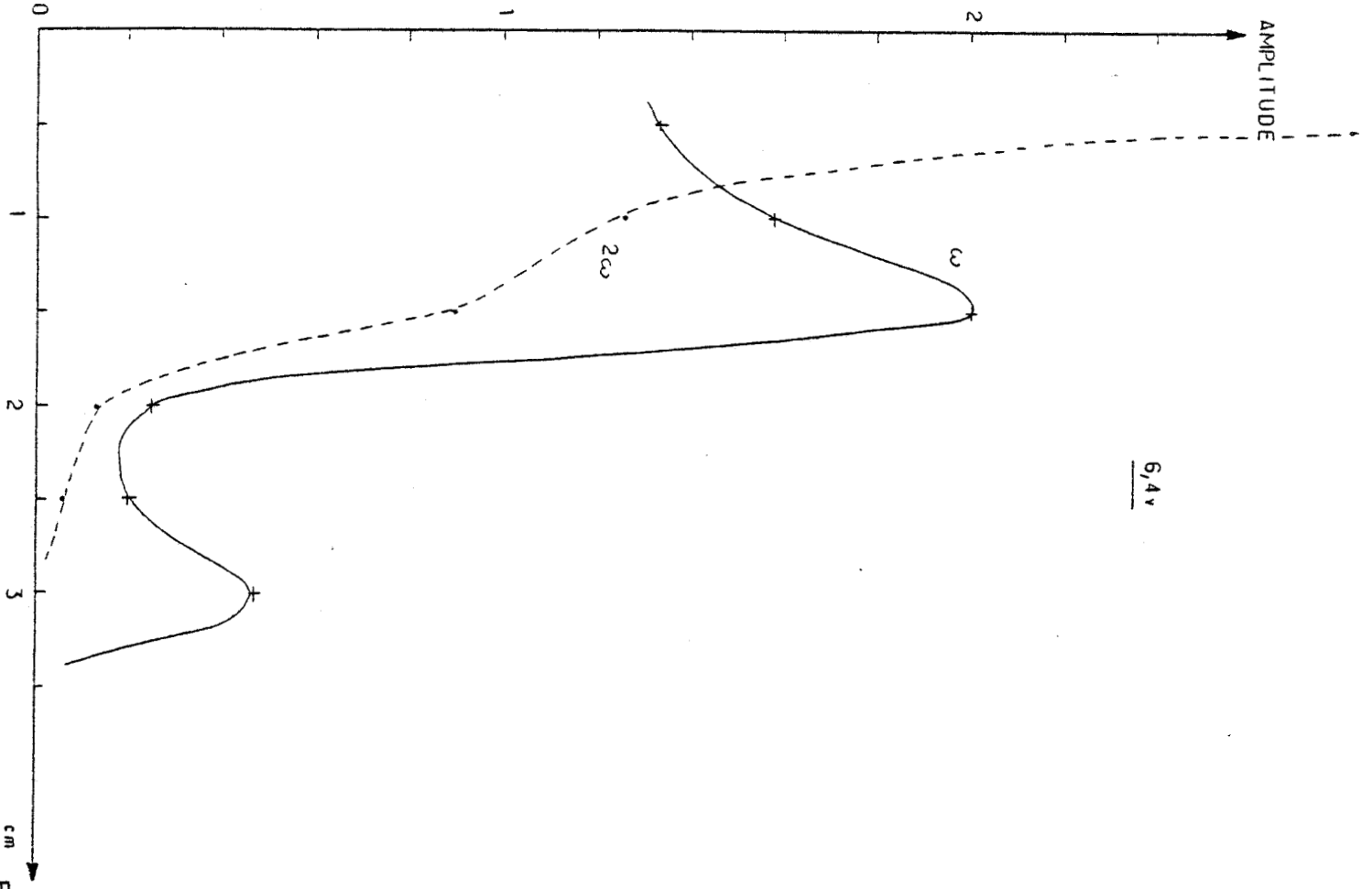


Figure 18



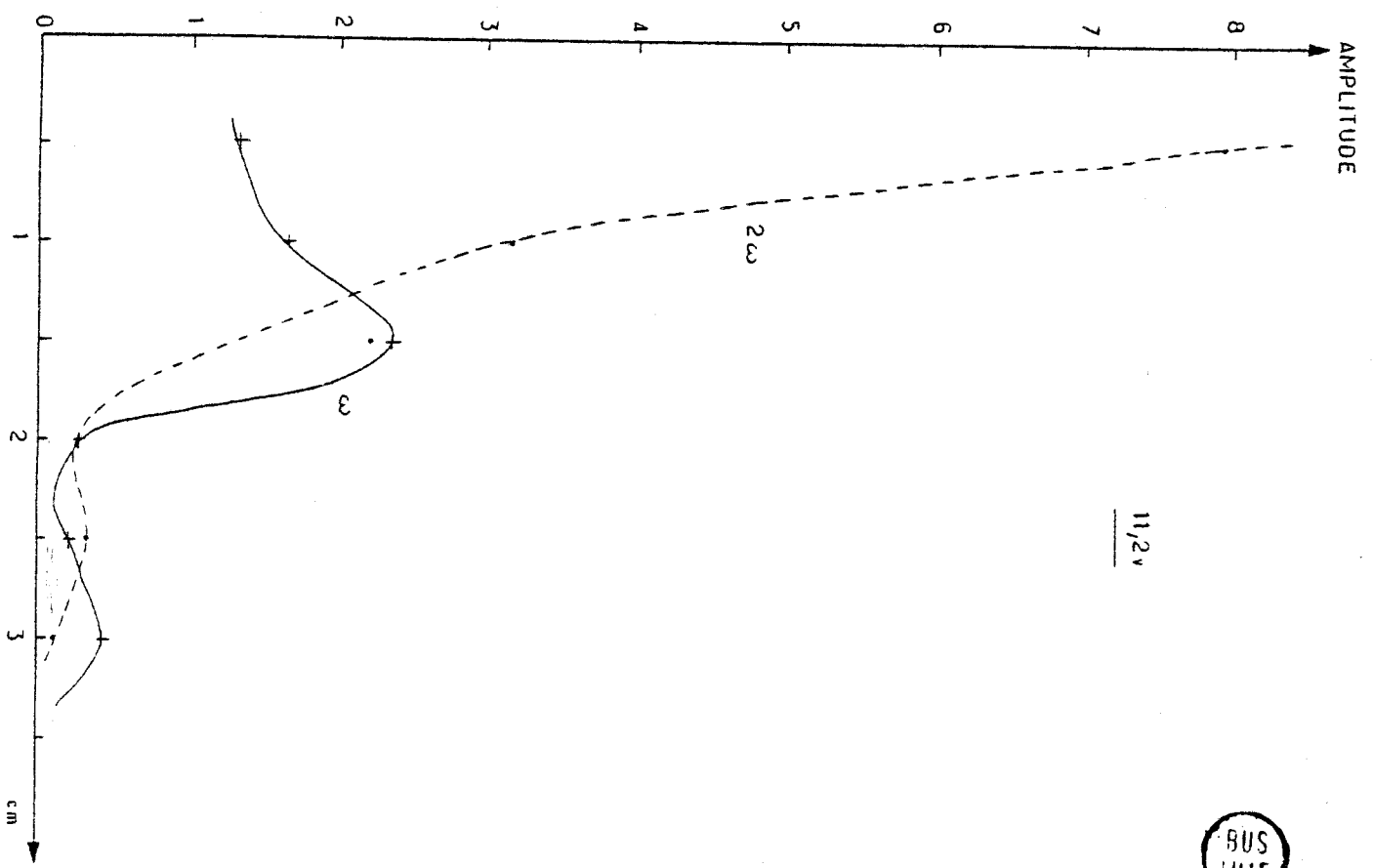
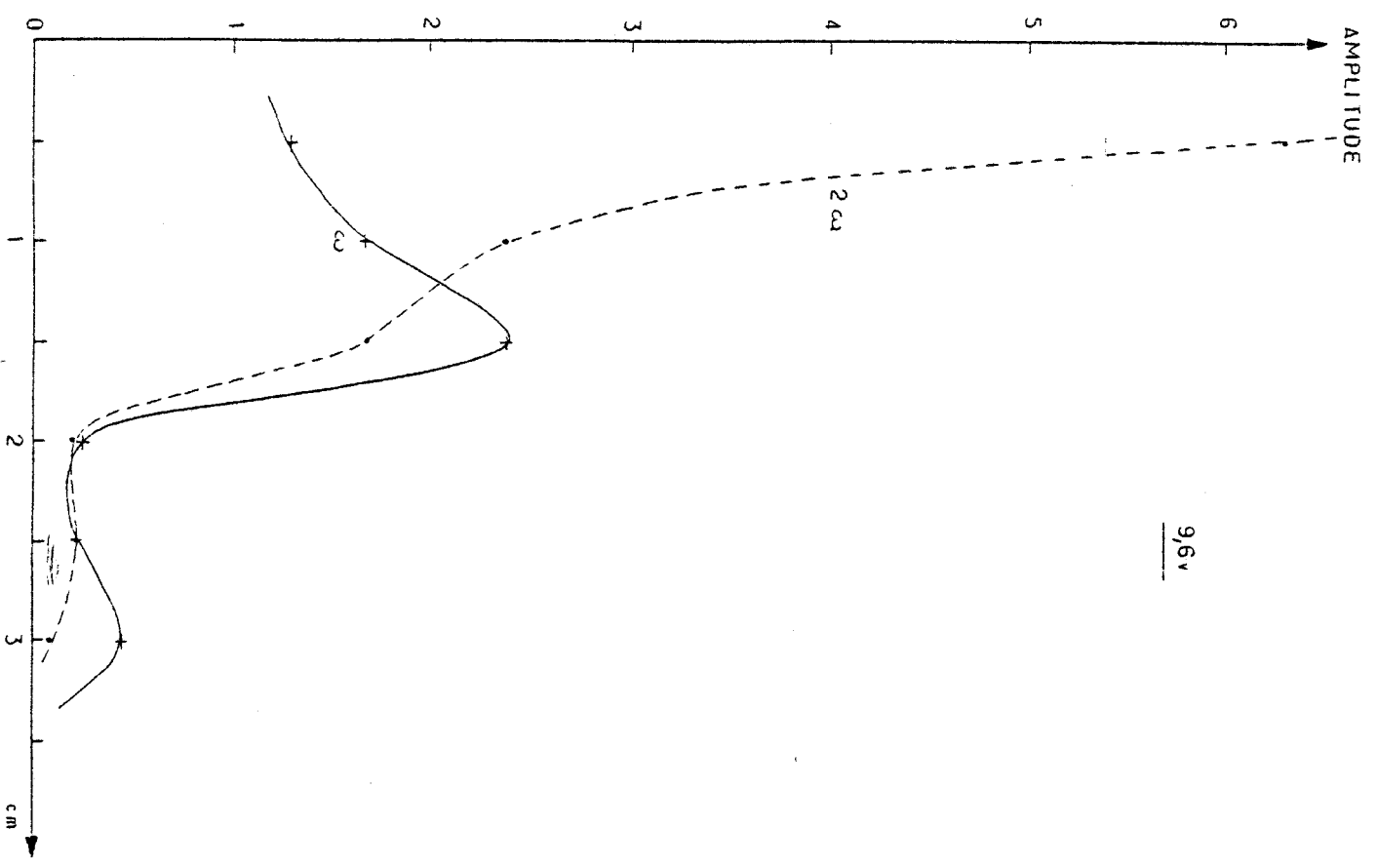


Figure 19



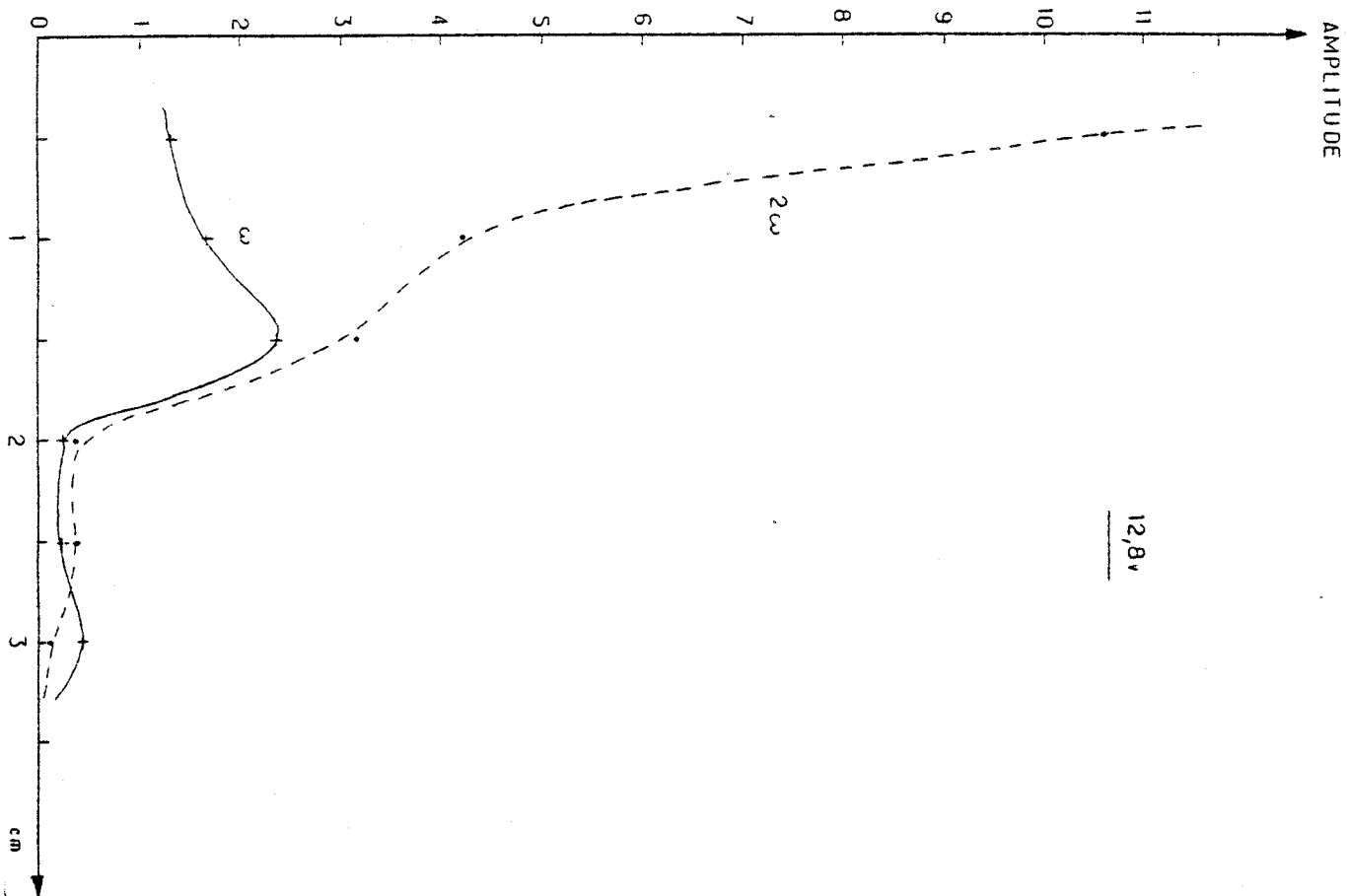
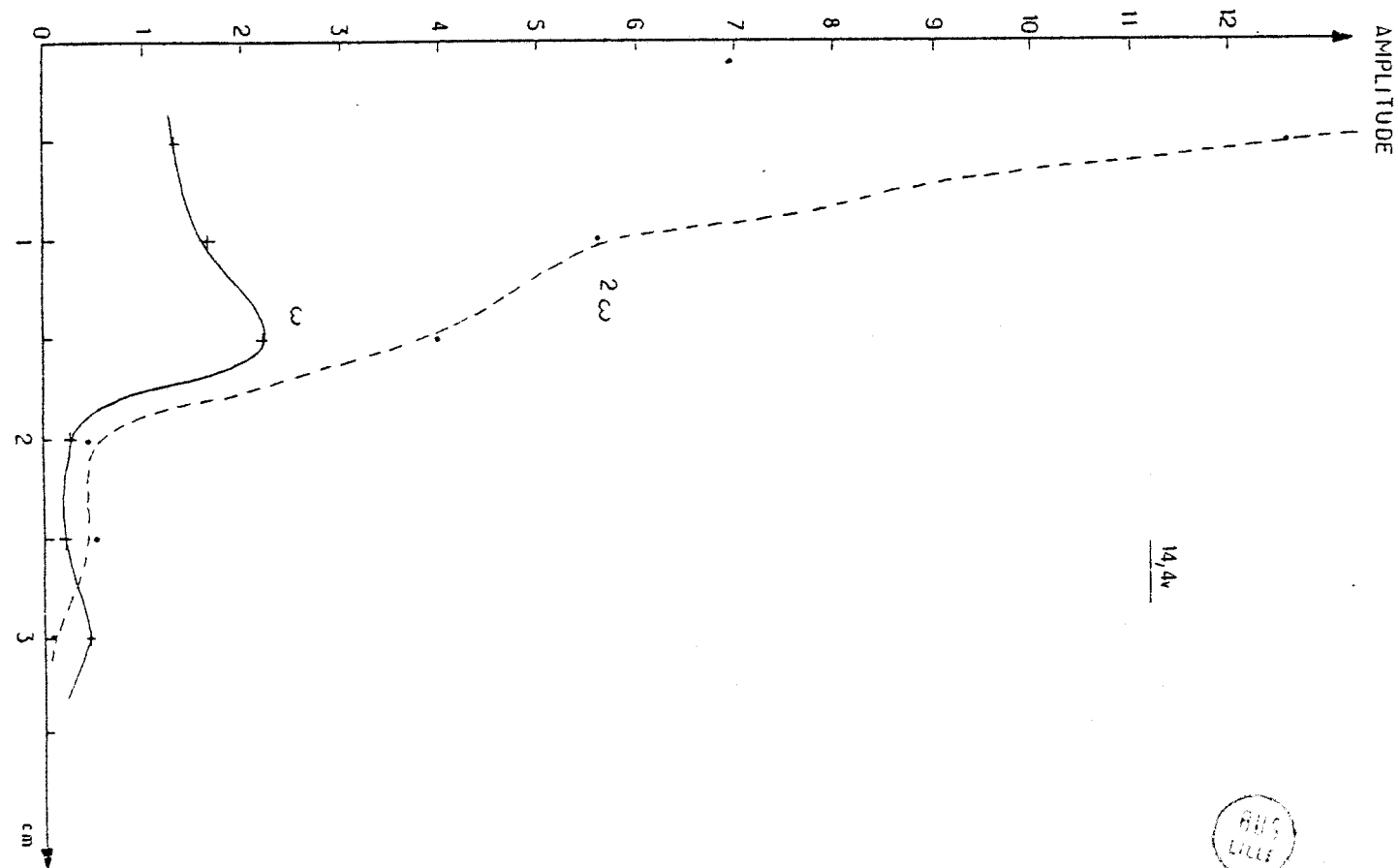


Figure 20



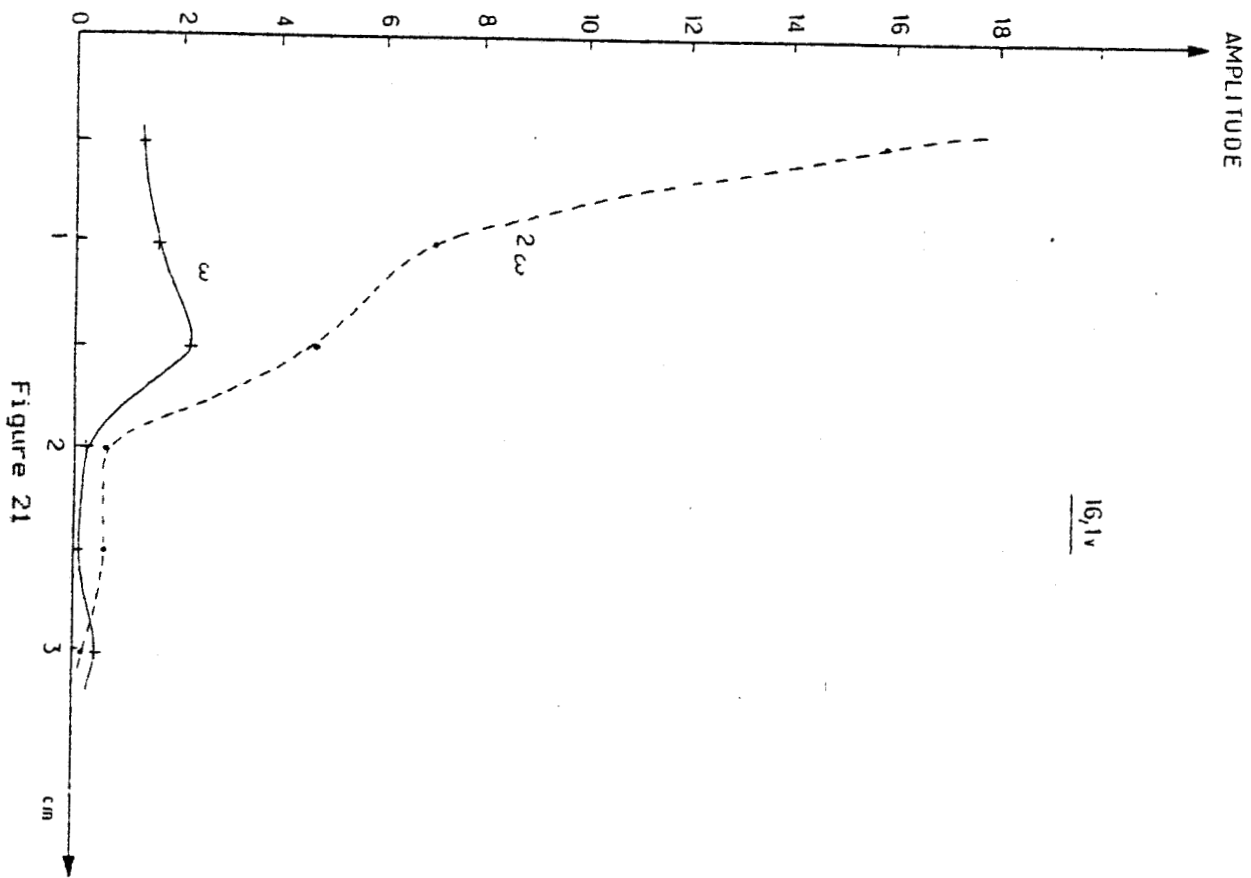


Figure 21



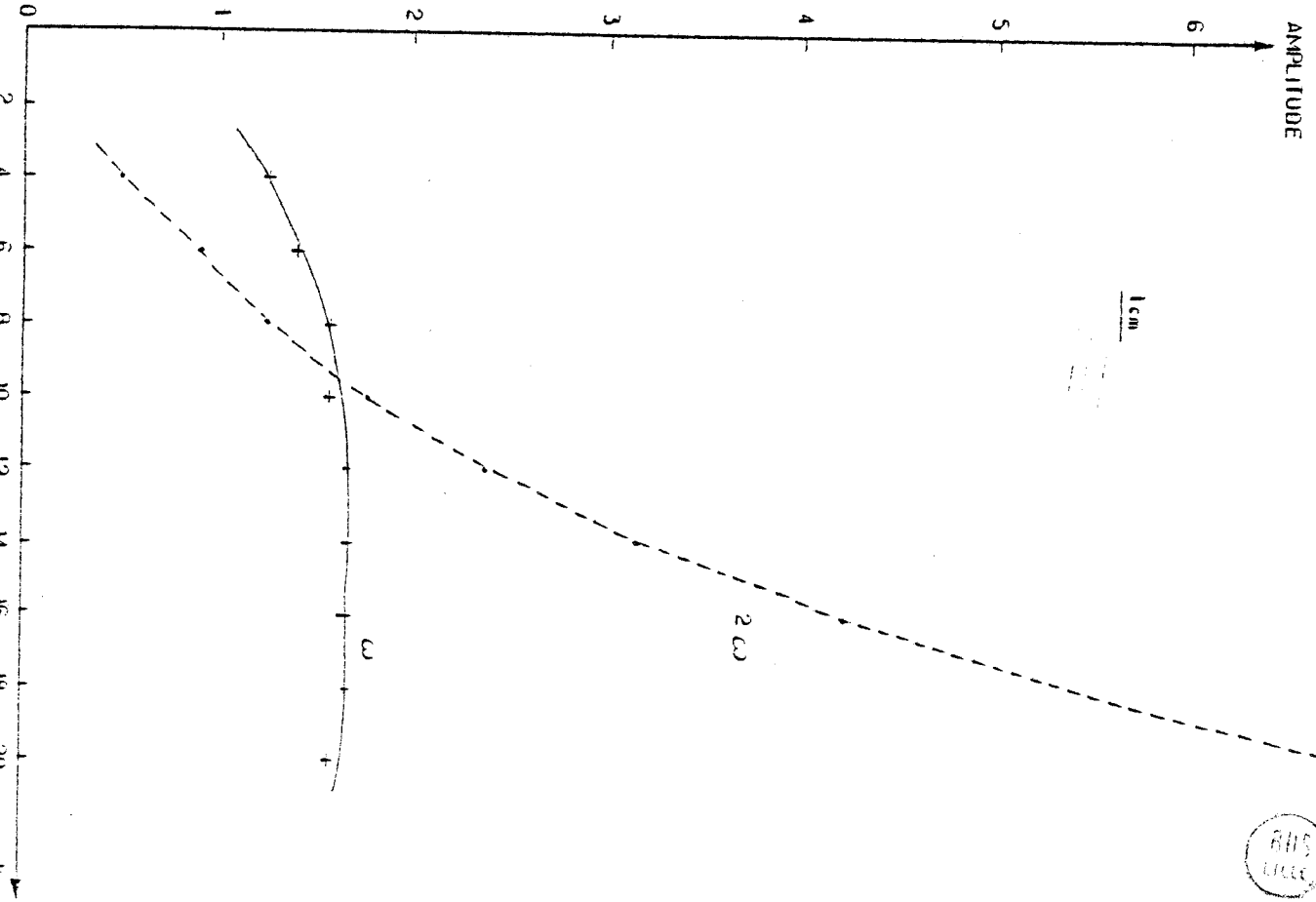
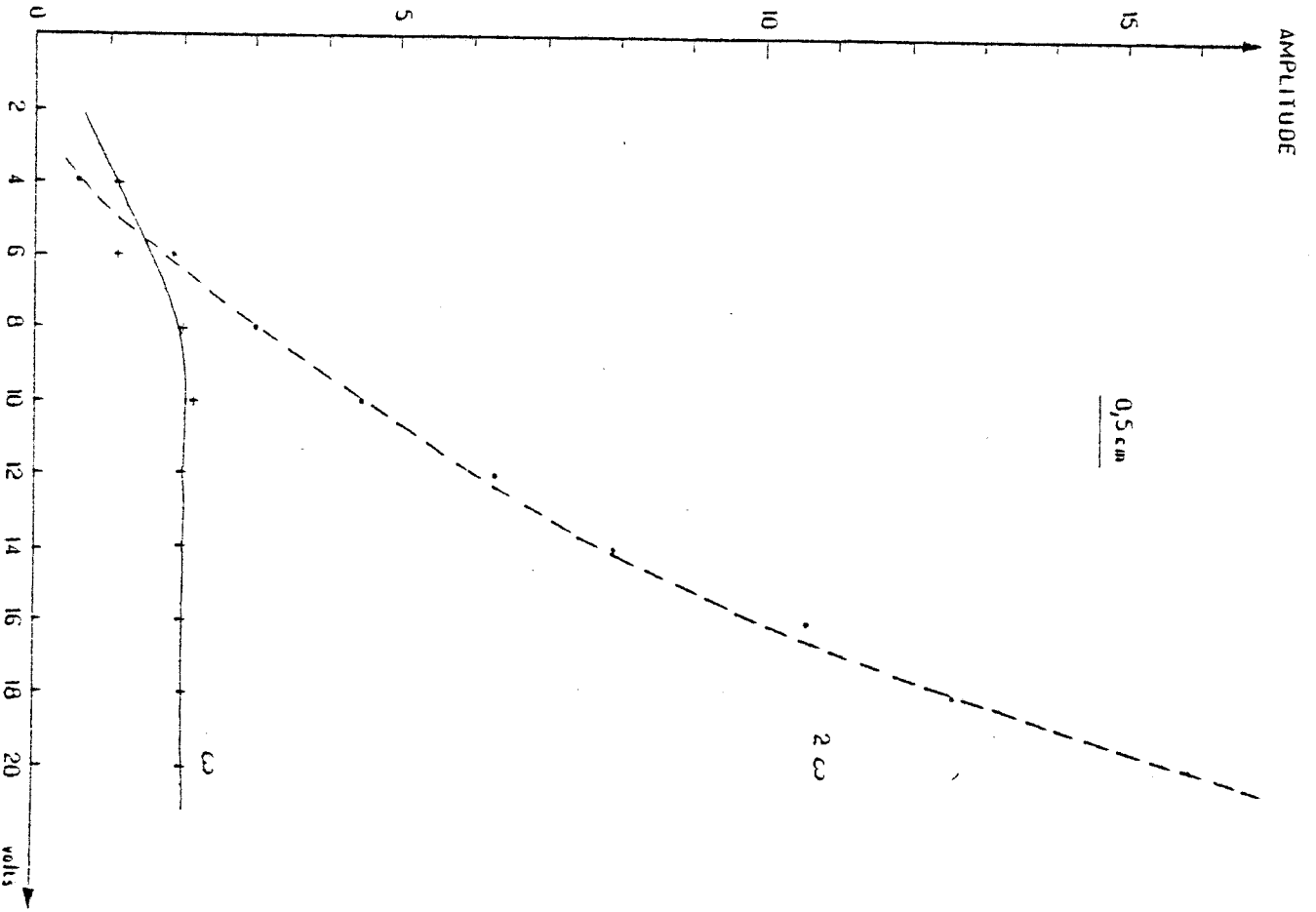
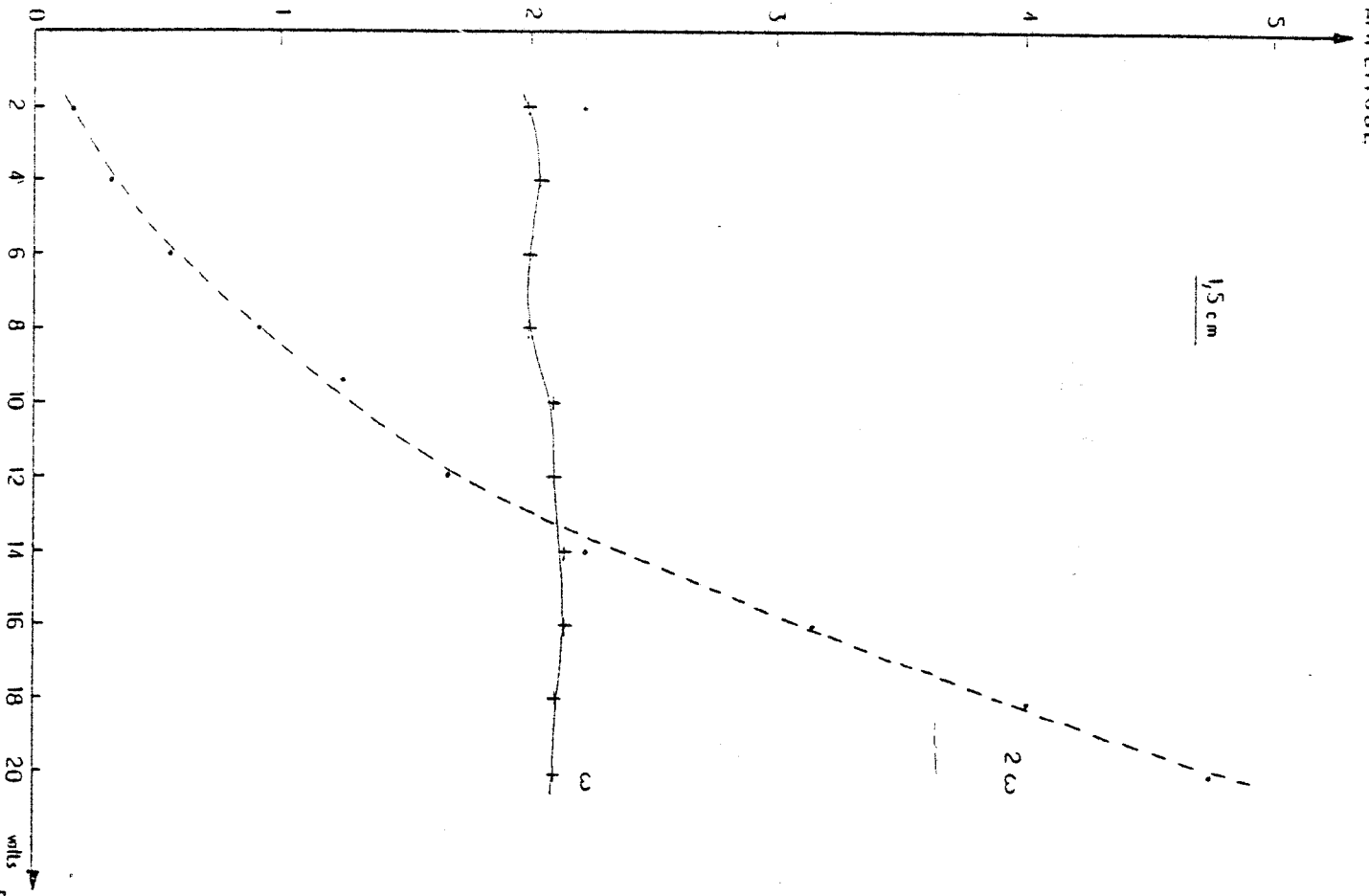


Figure 22



AMPLITUDE



AMPLITUDE

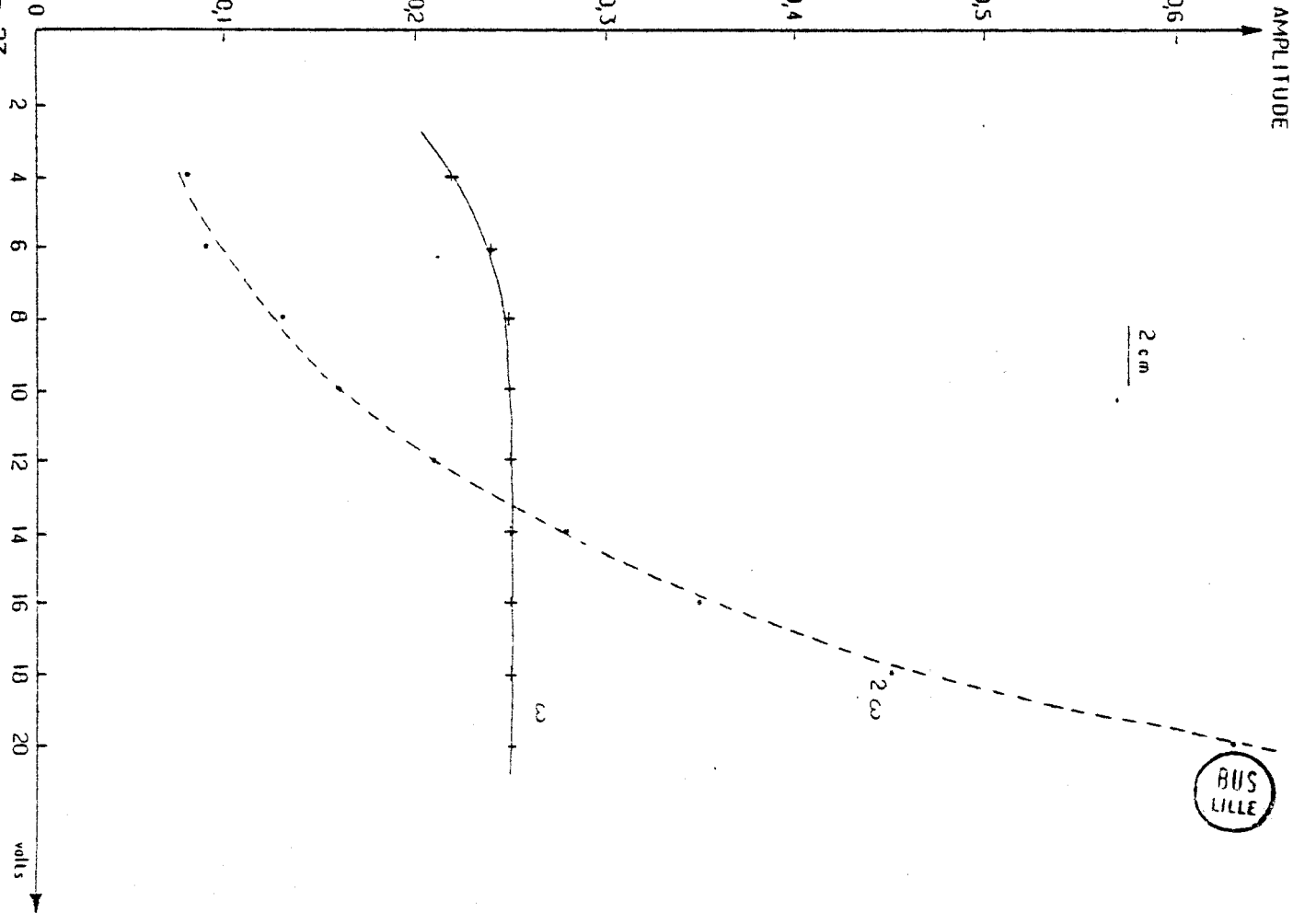


Figure 23

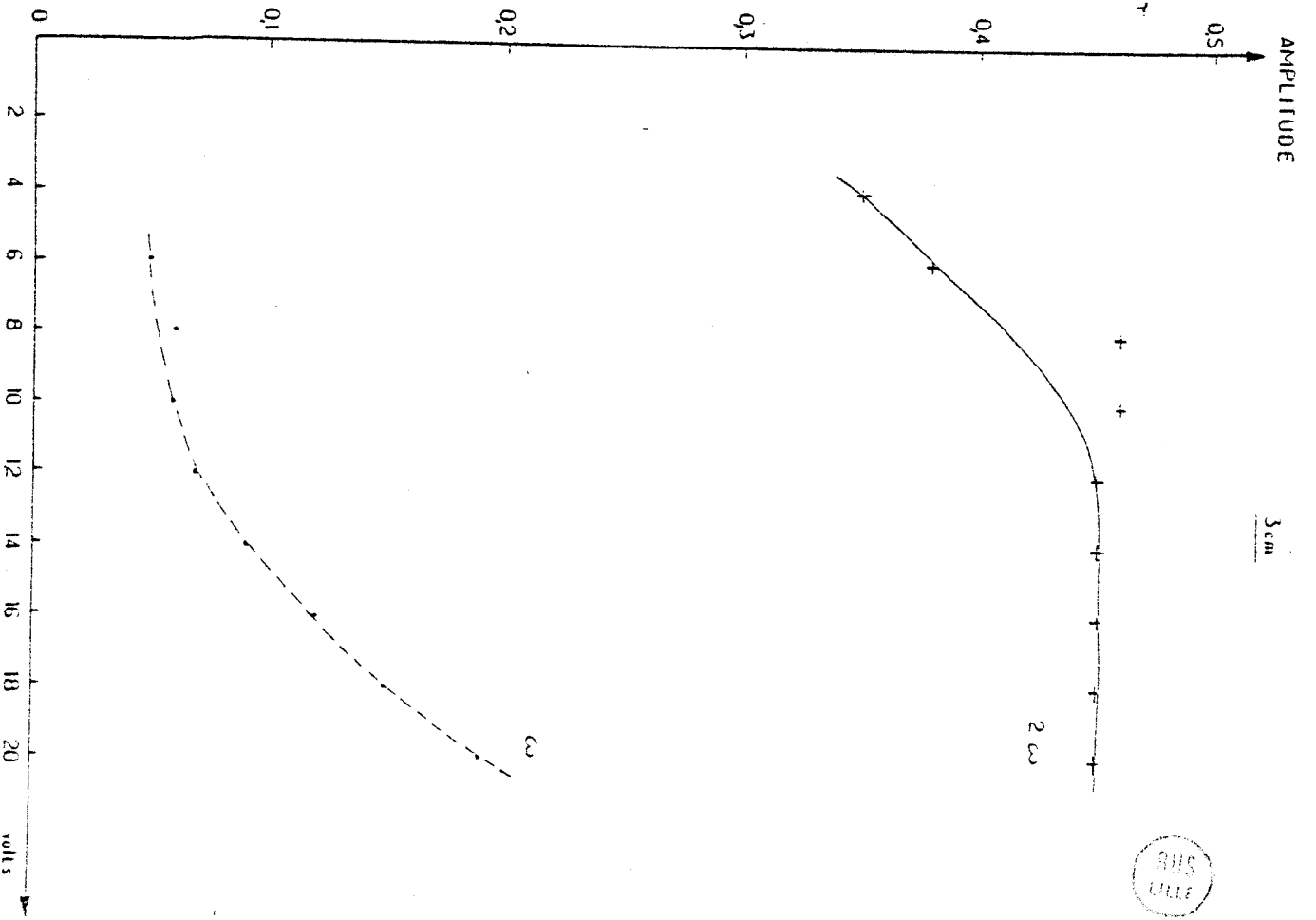
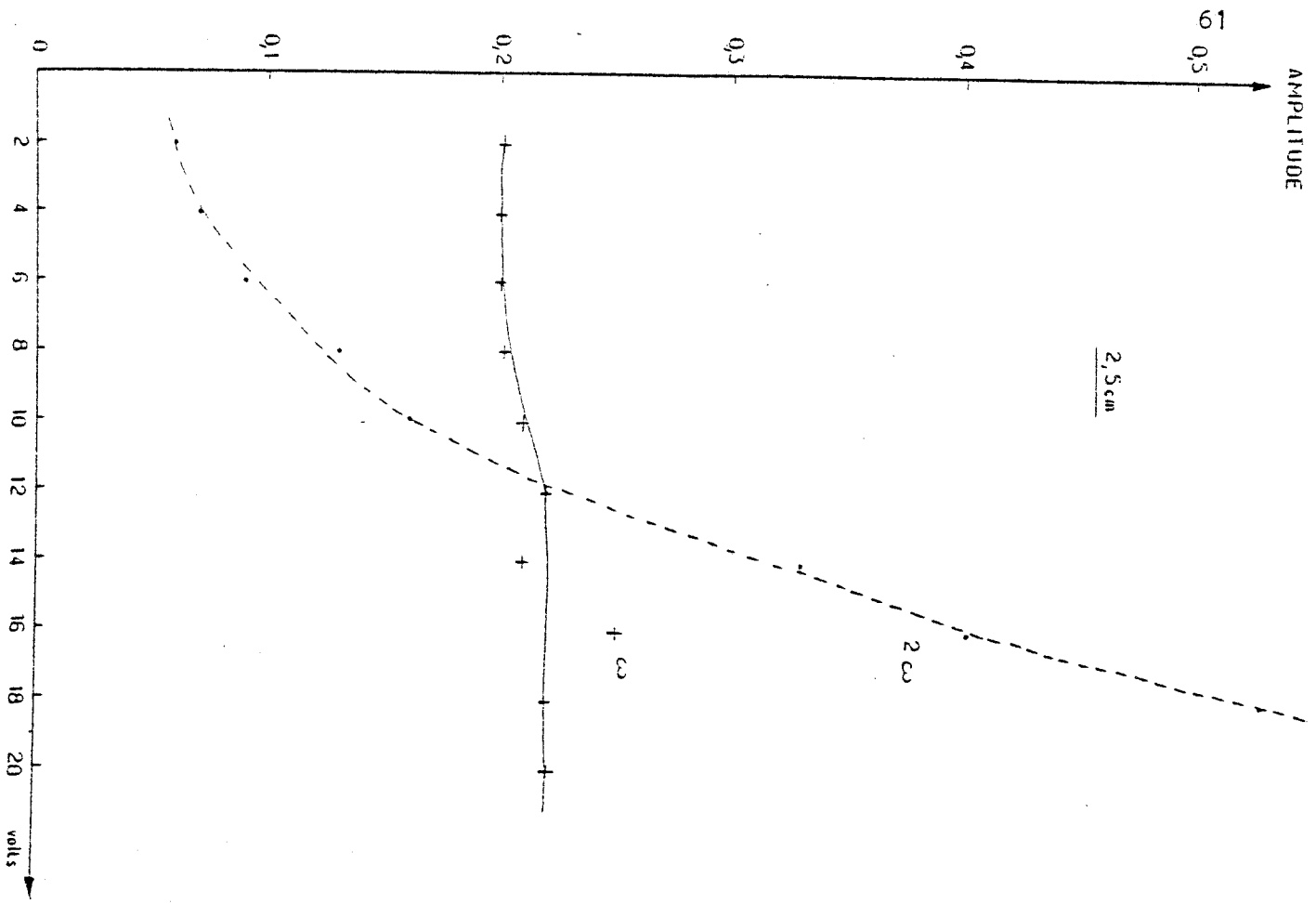


Figure 24



d = 0,5 cm

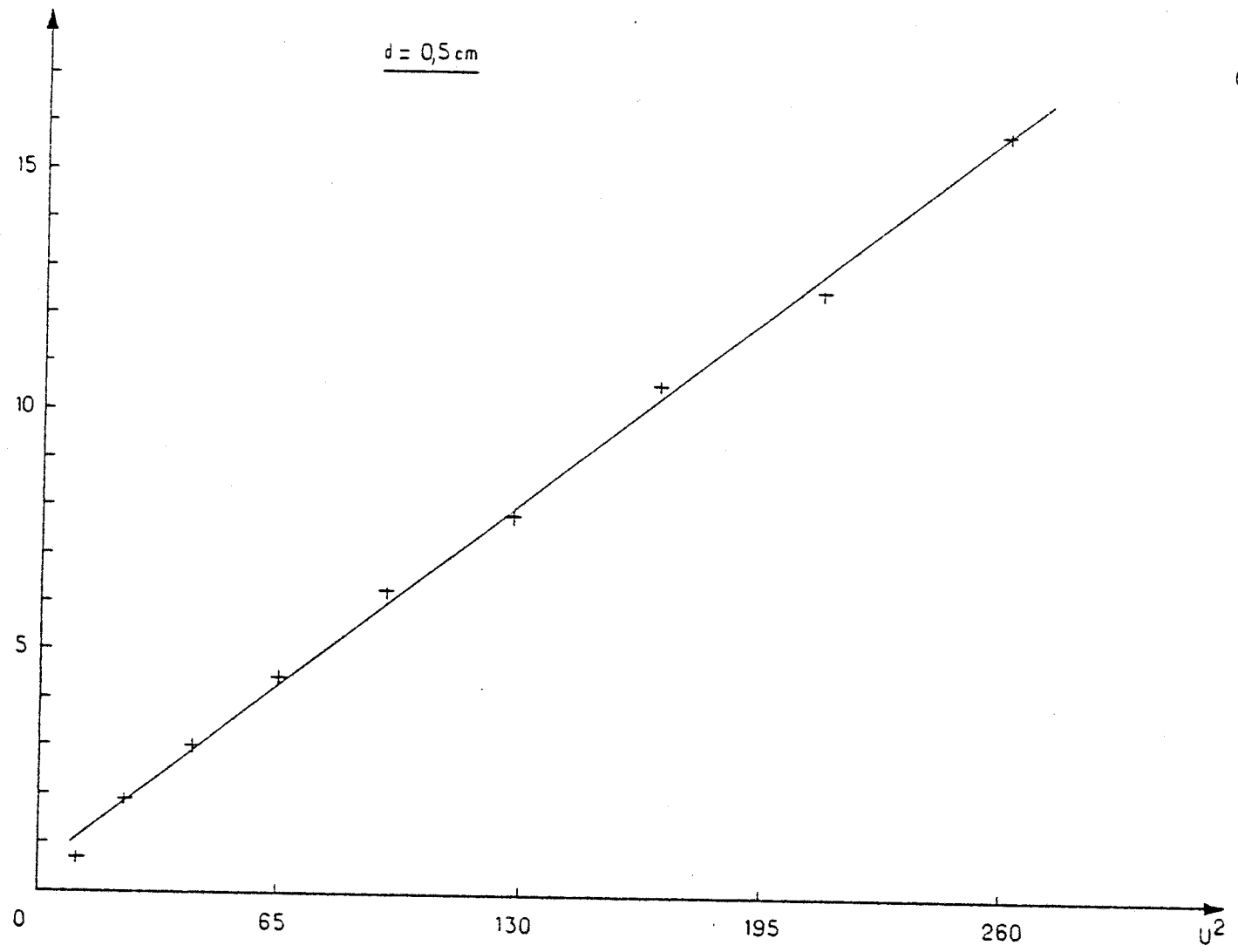
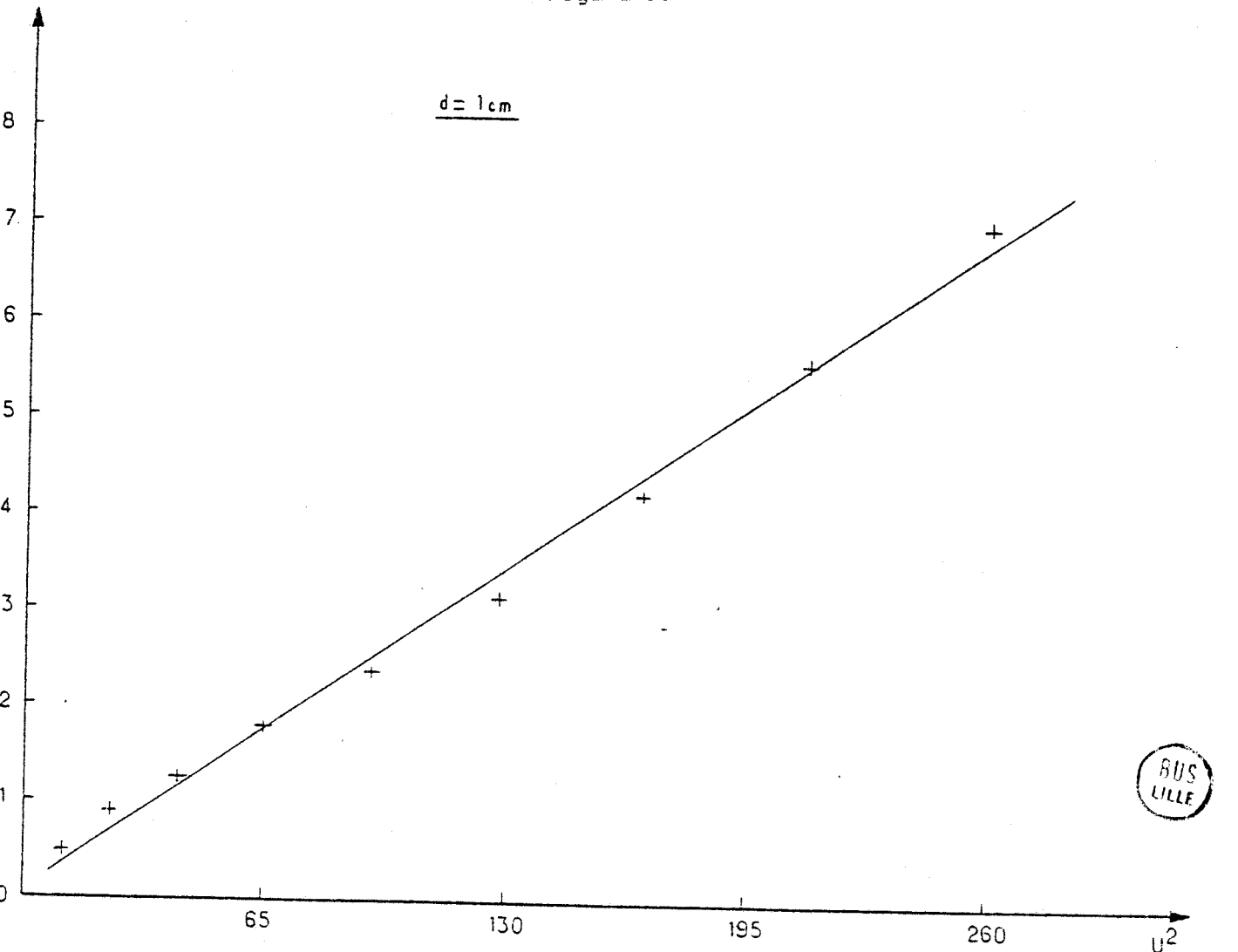


Figure 25

d = 1 cm



AMPLITUDE

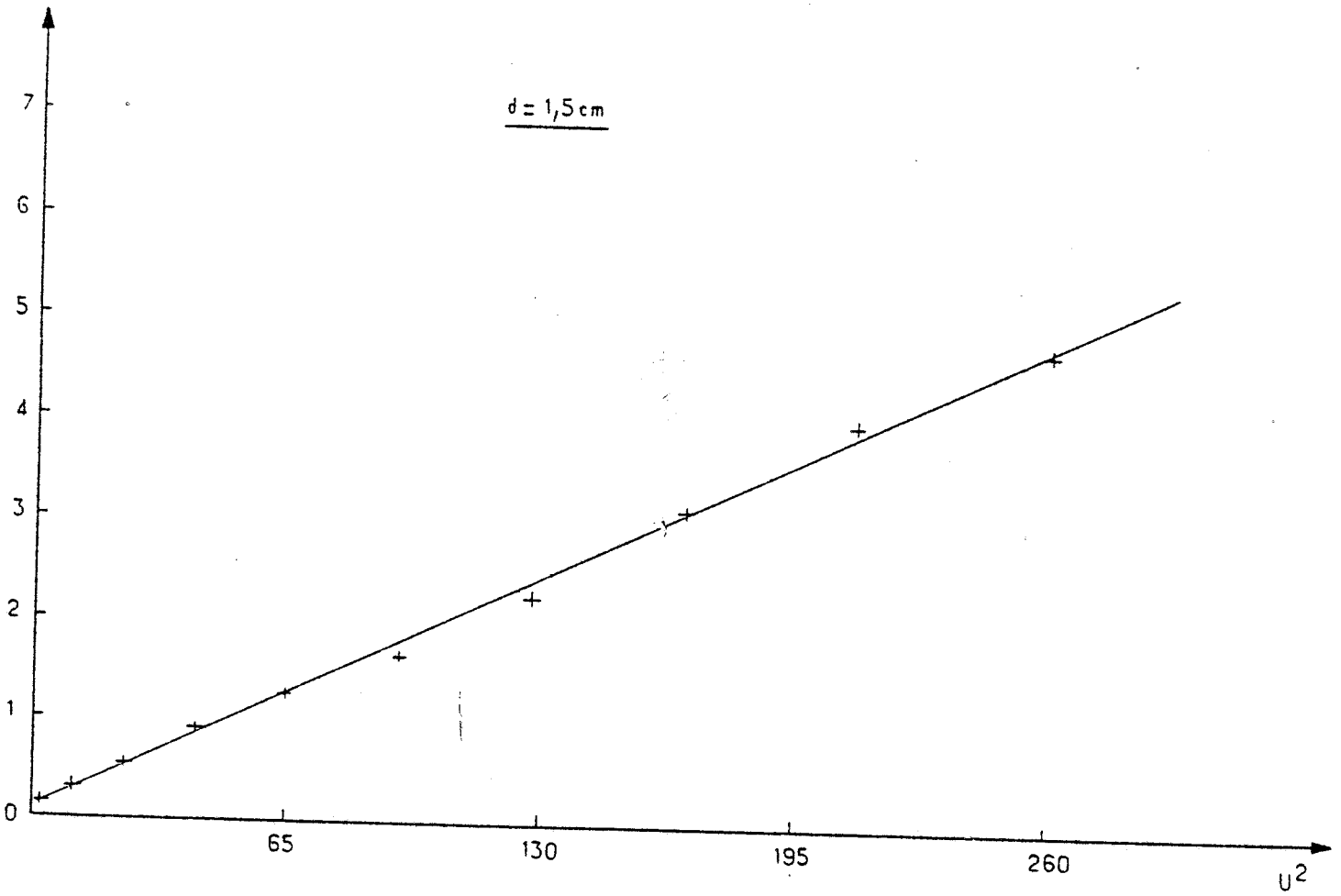
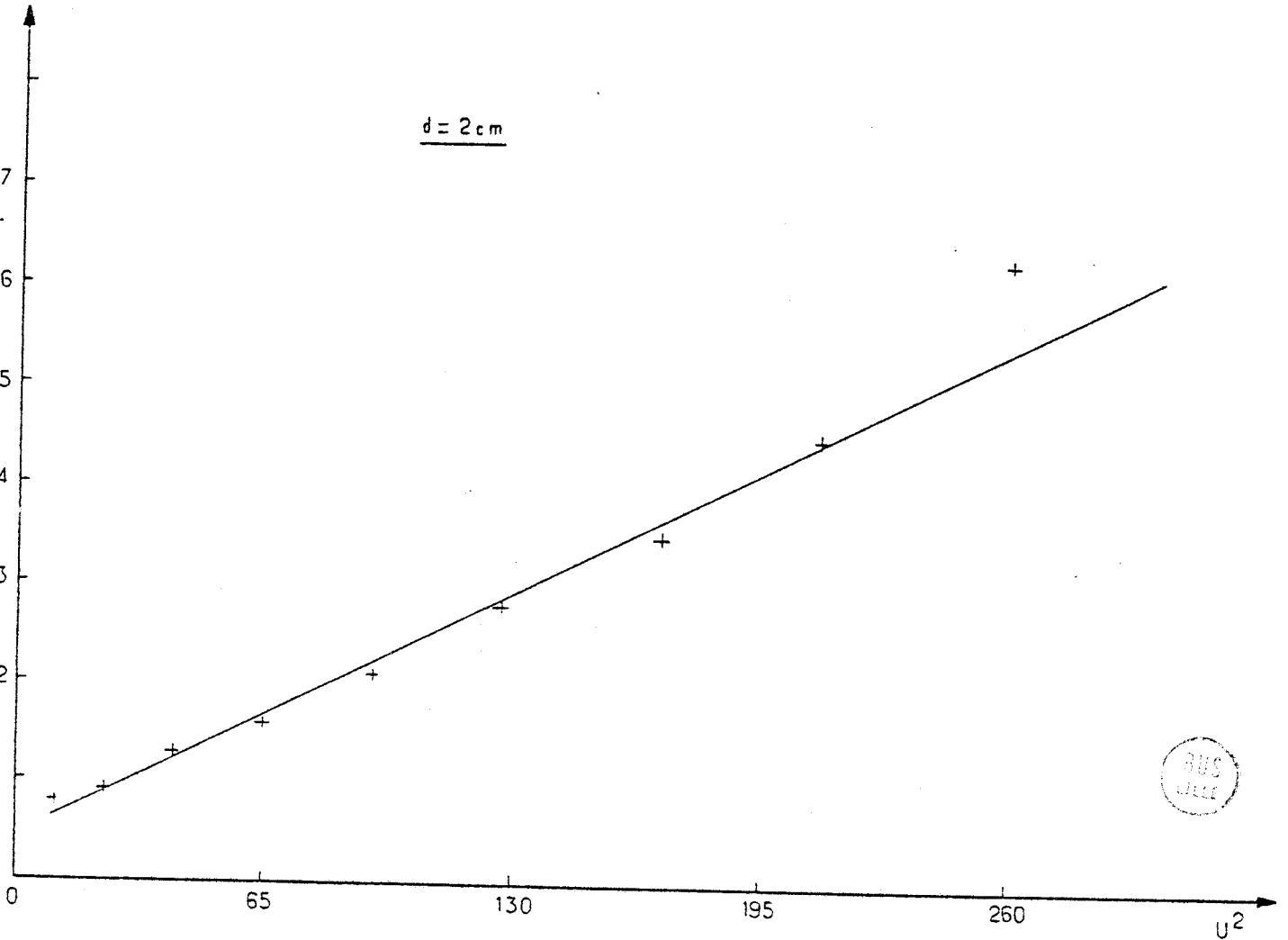


Figure 26

AMPLITUDE



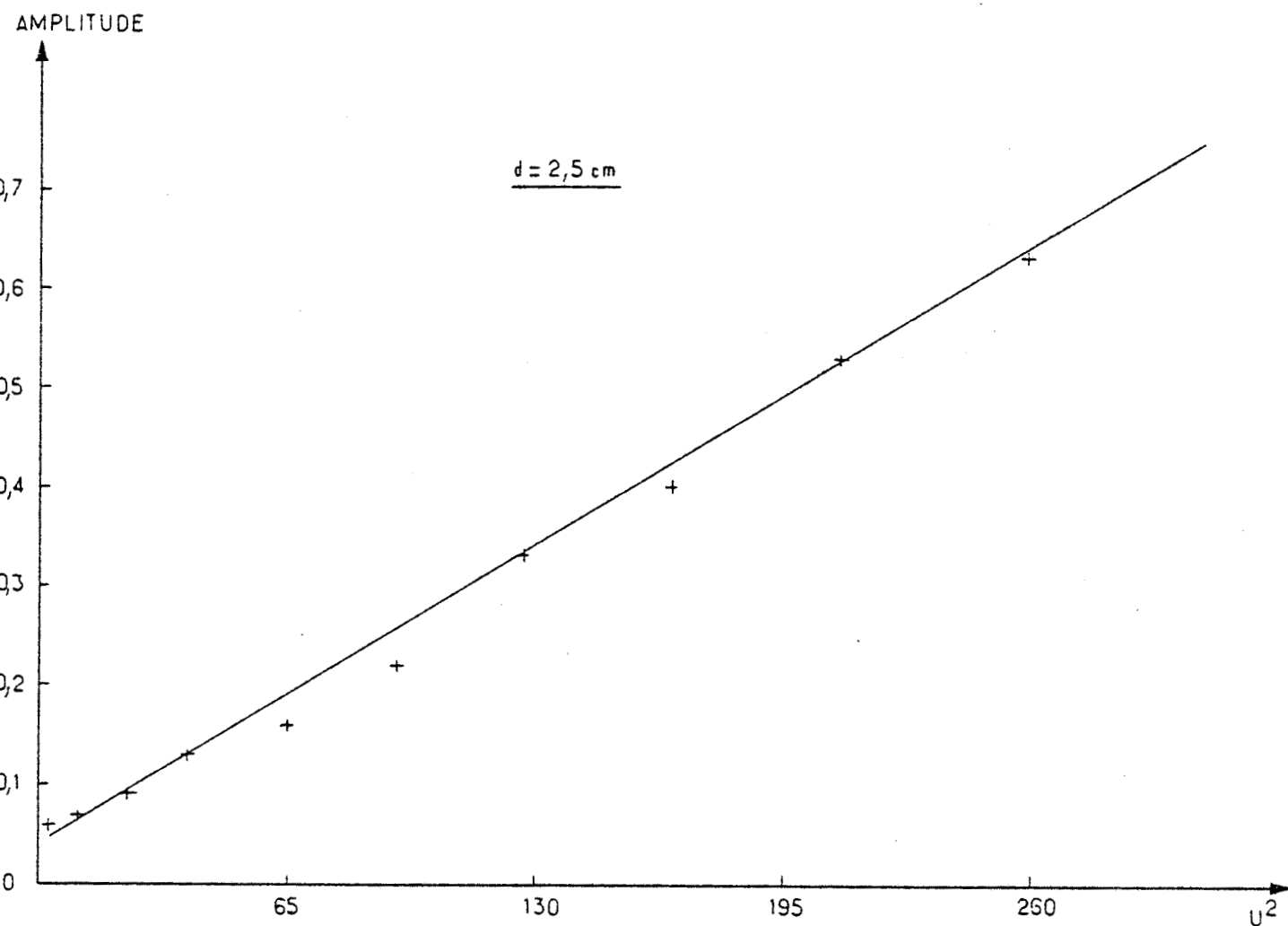


Figure 27

Le comportement du nickel est sensiblement différent de celui de l'acier inoxydable. On observe, dès le début de la propagation une amplitude importante pour la composante harmonique par rapport à l'amplitude de la composante fondamentale.

La courbe représentant la variation de l'amplitude du fondamental en fonction de la distance de propagation est assez semblable à celle obtenue sur l'acier inoxydable.

La longueur de propagation de l'onde de surface est beaucoup plus courte que dans le cas de l'acier inoxydable : à partir de 4 cm aucune amplitude n'est détectée alors que pour l'acier inoxydable la distance au delà de laquelle on ne détectait plus rien est de 9 cm environ.

Les courbes donnant l'amplitude des harmoniques en fonction de la tension appliquée sont assez semblables à celles obtenues précédemment. Toutefois, on observe que l'on obtient, avec une faible tension, la saturation de l'amplitude du fondamental, ceci étant vrai en tout point de l'axe de propagation. L'amplitude de l'harmonique 2 croît en un point donné avec la tension appliquée au transducteur. A l'aide des figures 25 à 27, on peut déduire que l'amplitude du second harmonique est proportionnelle à l'énergie incidente.

Il est possible d'interpréter l'amplitude importante de la composante harmonique comme suit : dès l'impact du faisceau ultrasonore sur la plaque métallique, il y a conversion de mode. On peut donc considérer que dès l'impact une composante à la fréquence ν et une composante à la fréquence 2ν se propagent sur la plaque et ces composantes vont s'atténuer rapidement. Contrairement au cas de l'acier inoxydable, il semble qu'il n'y ait pas de conversion de mode en cours de propagation. Cette hypothèse sera reprise au chapitre 7.

V Etude transversale

Les expériences précédentes ont concerné les vibrations des points situés au voisinage immédiat de l'axe de propagation de l'onde de surface. Il peut être intéressant d'examiner transversalement la plaque. La largeur de la tache laser fait que l'on moyenne sur un petit domaine de la plaque (dans les expériences présentées dans ce paragraphe le diamètre de la tache est 0,4 cm soit environ 7 longueurs d'onde acoustique). Toutefois il s'agit d'une part d'avoir une idée sur la propagation en dehors de l'axe et d'autre part d'obtenir la forme du faisceau de surface le plus près possible de la zone de génération de l'onde de surface, ce qui sera utilisé au chapitre 7.

a) Aspect expérimental

Le matériau utilisé est l'acier inoxydable.

AMPLITUDE

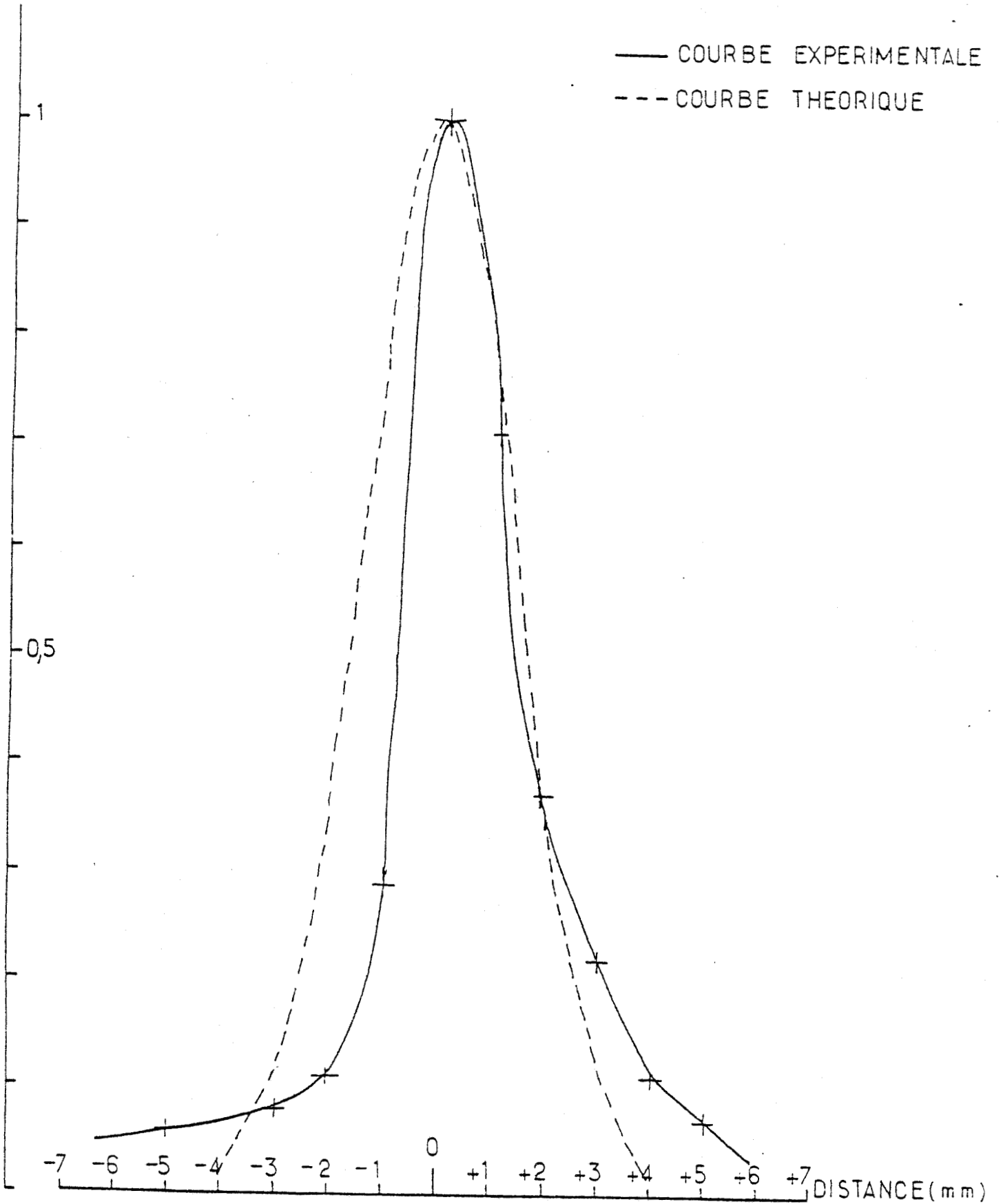


Figure 28



On balaie, au moyen du faisceau laser, une zone perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde de surface. L'expérience est menée comme aux paragraphes précédents.

b) Résultats obtenus

Lorsqu'on est au ras de l'eau on peut en déduire la forme du faisceau puisqu'on peut considérer qu'aucune conversion de mode ne s'est effectuée. Sur la plaque on déduit l'amplitude des composantes fondamentale et harmonique en différents points.

*** au ras de la surface de l'eau

On reporte en ordonnée l'amplitude (en unité arbitraire) de l'élongation et en abscisse la coordonnée transversale. On obtient la courbe représentée figure 28. La courbe obtenue est approximativement gaussienne. L'élongation de la surface peut être décrite de façon approchée et à un coefficient multiplicatif près par

$$\exp(-ax^2)$$

x: dimension transverse
a= 0,25 mm⁻²

On peut remarquer que le faisceau ultrasonore utilisé pour générer l'onde de surface est également approximativement gaussien /12/. S'il est difficile de décrire quantitativement ce qui se passe entre la génération de l'onde de surface et l'onde de surface qui se propage sur la plaque (l'onde est générée sur une certaine zone ; il y a un problème de réflexion lors du passage de l'onde de surface se propageant à l'interface eau-métal à l'onde de surface se propageant à l'interface air-métal) il n'est pas étonnant de retrouver une loi gaussienne pour l'amplitude transversale initiale de l'onde de surface.

*** Sur la plaque

Des résultats obtenus sur l'acier inoxydable sont reportés figures 29 à 31.

Sur l'axe de propagation l'amplitude des composantes fondamentale et harmonique varie. Par contre, et avec les réserves exprimées au début de ce paragraphe, on observe que la répartition transversale de l'amplitude de la composante fondamentale a toujours une allure gaussienne.

Le faisceau ultrasonore de surface a une largeur d'environ 1,5 cm. On peut remarquer que le maximum d'amplitude des harmoniques existe toujours près de l'axe de propagation. Ceci ne montre pas que les phénomènes se passant en dehors de l'axe ne jouent aucun rôle sur ce qui se passe sur l'axe de propagation ou à son voisinage immédiat.

VI Conclusion

Des effets non linéaires ont été observés sur l'acier inoxydable et sur le nickel. L'amplitude de l'harmonique deux est de l'ordre de grandeur de

AMPLITUDE

$L = 3,5 \text{ cm}$

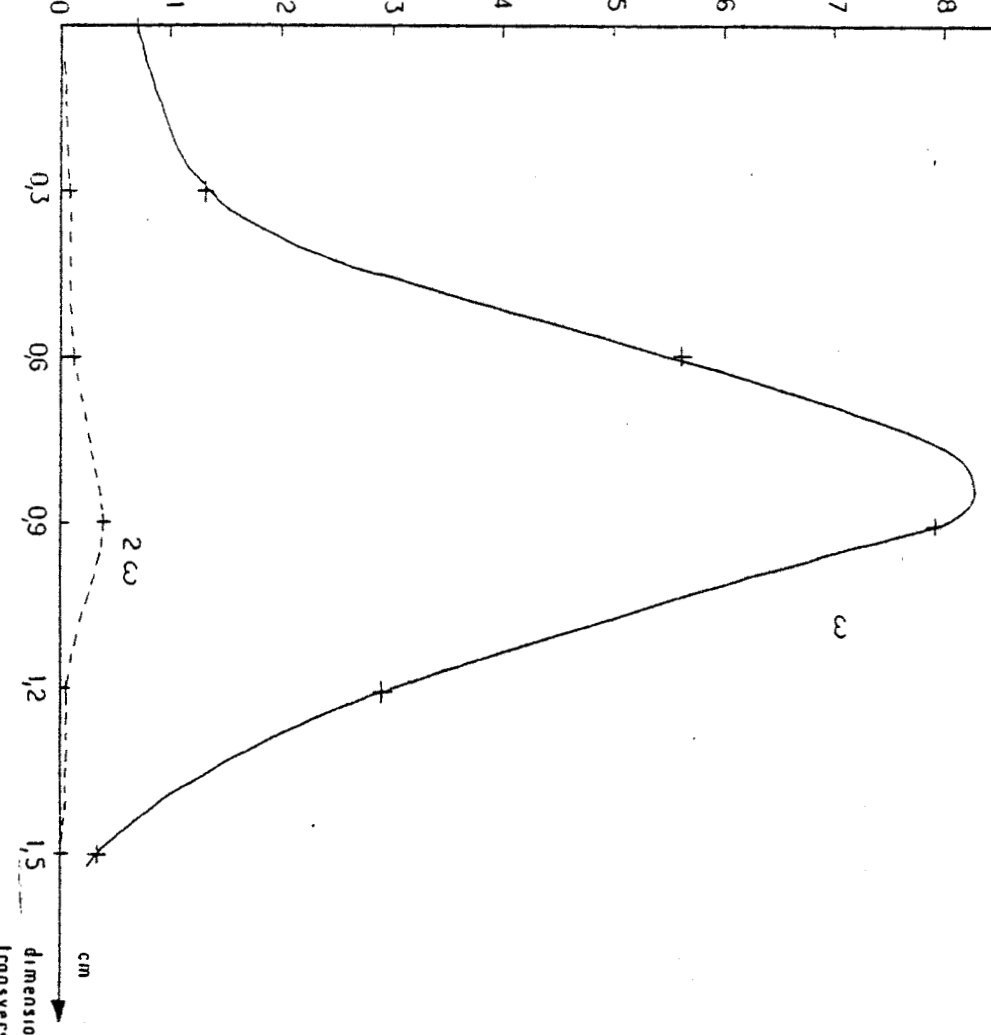
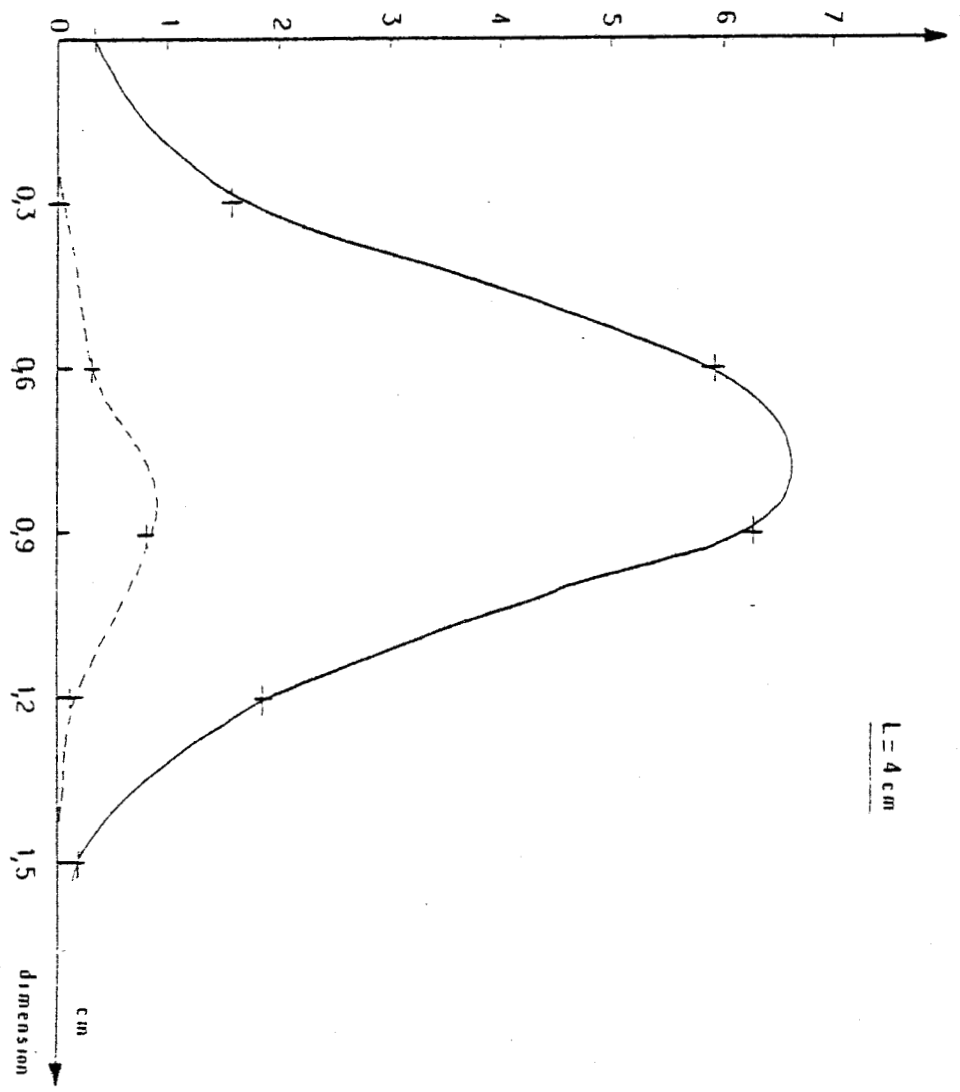


Figure 29

AMPLITUDE

$L = 4 \text{ cm}$



AMPLITUDE

$L = 5 \text{ cm}$

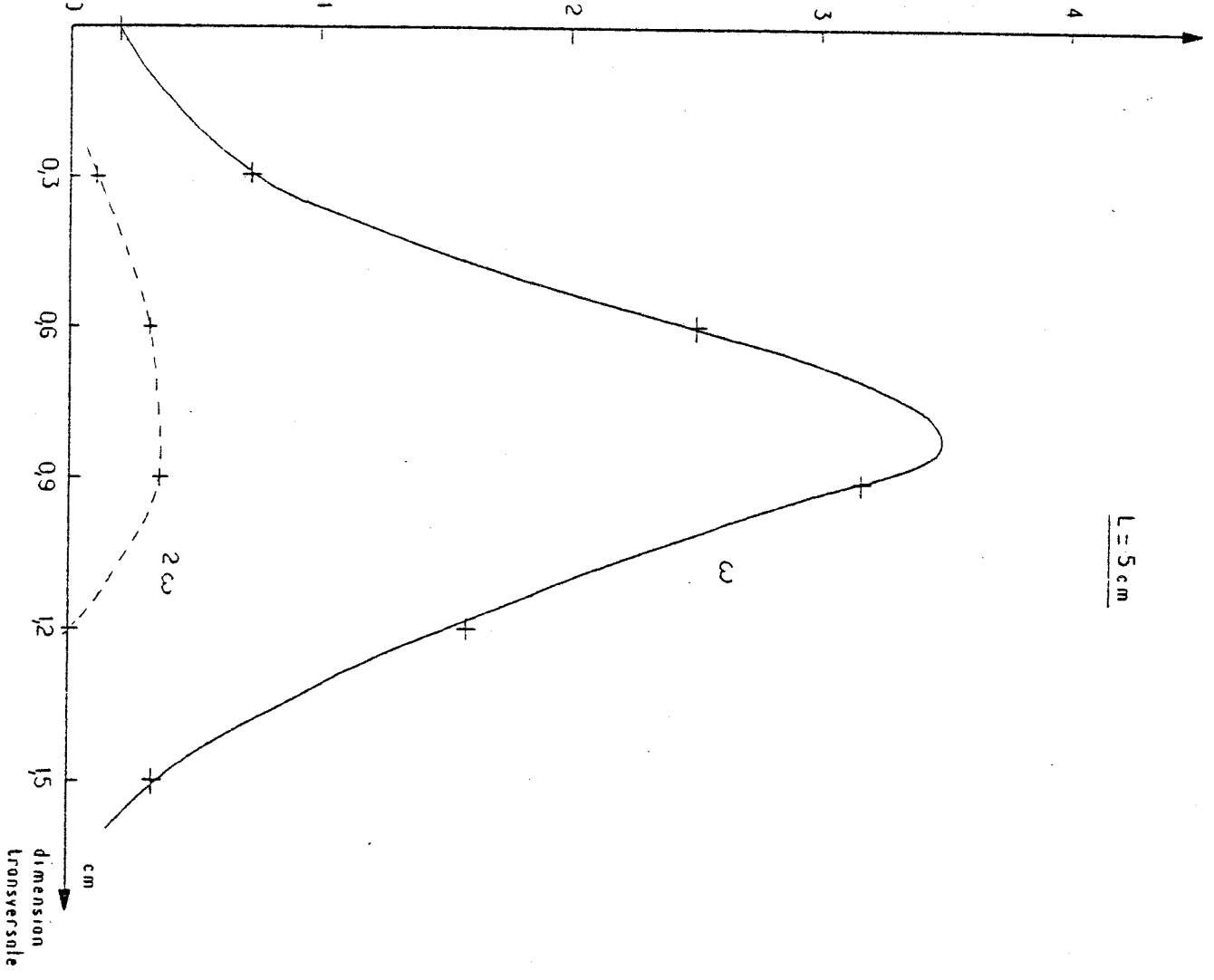
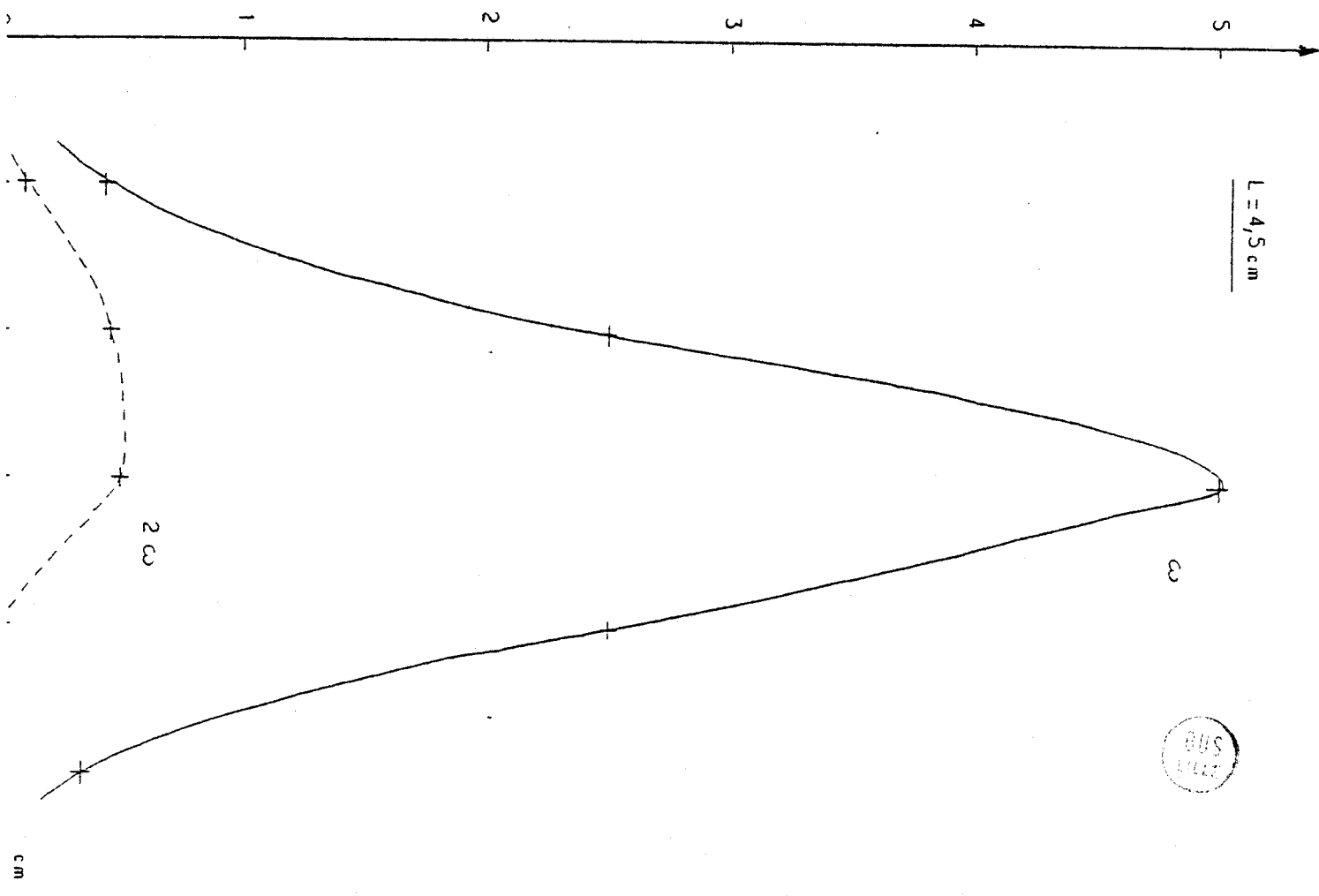


Figure 30

AMPLITUDE

$L = 4,5 \text{ cm}$



cm

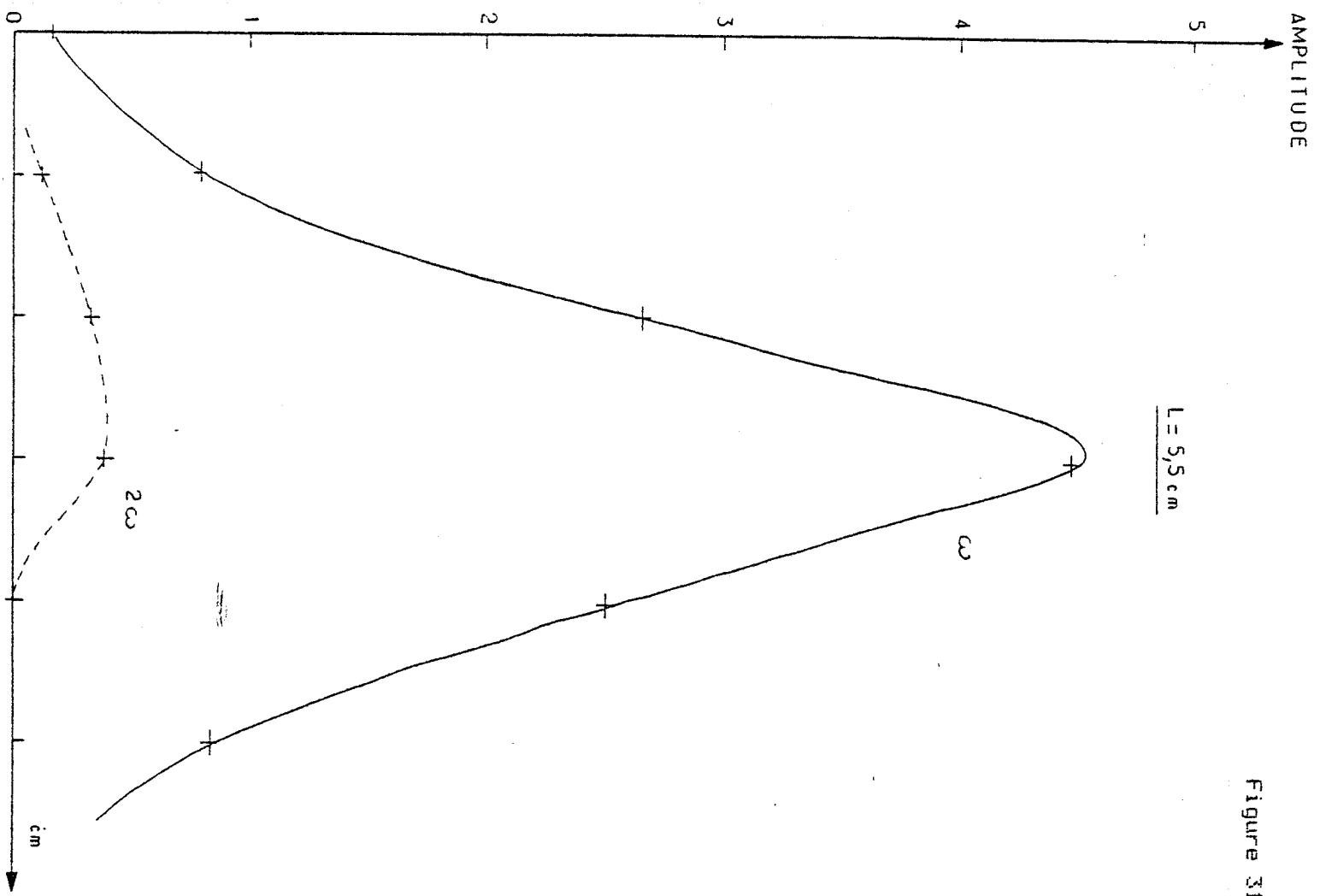
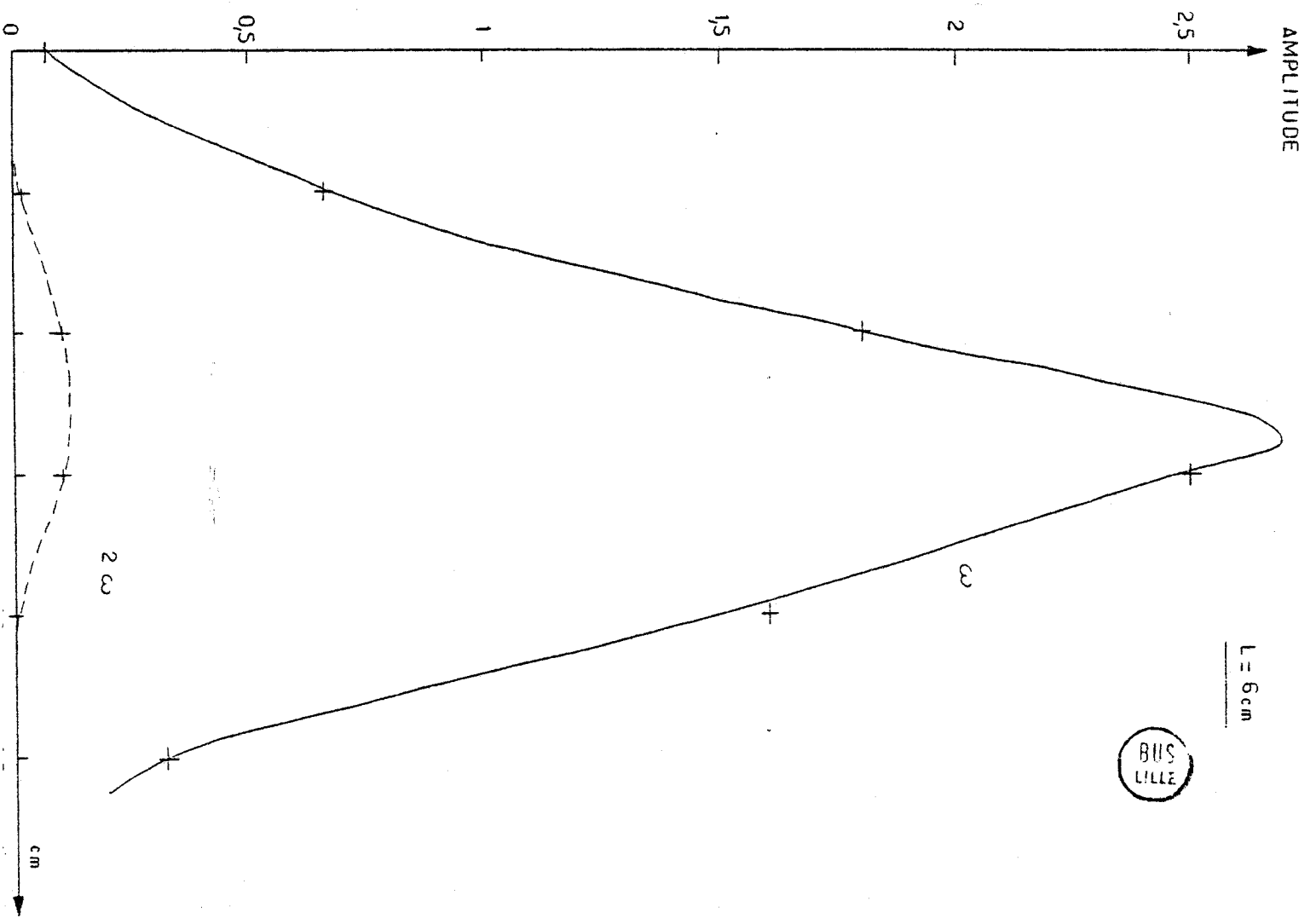


Figure 31



l'amplitude du fondamental. Les courbes donnant, en un point donné, l'évolution des amplitudes en fonction de la tension appliquée au transducteur, montrent bien la saturation du fondamental, l'énergie apportée servant alors à générer l'harmonique.

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ I. A. VIKTOROV, Sov. Phys. Acoust., 9, 242 (1964)
- /2/ F. RISCHBIETER, Acustica, 16, 75 (1966)
- /3/ P. D. LOPEN, J. Appl. Phys., 39, 5400 (1968)
- /4/ E. G. LEAN, C. T. POWELL, L. KUHN, Appl. Phys. Lett., 15, 10 (1969)
- /5/ E. G. LEAN, C. C. TSENG, J. Appl. Phys., 41, 3912 (1970)
- /6/ G. COUSSOT, E. BRIDOUX, Journal de physique, Coloque C6, 33, 276 (1972)
- /7/ T. H. NEIGHBORS III, W. G. MAYER, J. Appl. Phys., 42, 3670 (1971)
- /8/ A. FAURE, G. MAZE, J. RIPOCHE, Phys. Lett., 58, 3 (1976)
- /9/ Références 12 et 13 du chapitre 2
- /10/ J. L. IZBICKI, G. MAZE, A FAURE, JESPA Marseille 1980
- /11/ A. J. SLOBODNICK, J. Acoust. Soc. Am., 48, 203 (1970)
- /12/ G. MAZE Thèse de troisième cycle Rouen (1974)

DISSYMETRIE DES ORDRES DE DIFFRACTION

Il s'agit de confirmer dans ce chapitre la propagation non linéaire de l'onde de surface et de vérifier la théorie de Neighbors. On étudie les ordres +2 et -2 de la diffraction en un point de l'axe de propagation, en fonction de la tension appliquée au transducteur immergé dans l'eau. Les courbes obtenues sont conformes aux résultats donnés au chapitre précédent sur l'amplitude du second harmonique. La dissymétrie de l'intensité des ordres +1 et -1 de la diffraction peut être obtenue en utilisant une tension d'alimentation suffisante pour le transducteur. Les conditions expérimentales sont différentes de celles du chapitre précédent : les expériences sont ici menées en alimentant le transducteur par des trains de sinusoides.

I Généralités

Soit un faisceau lumineux incident qui est réfléchi par un plan sur lequel se propage une onde de surface. On suppose que l'onde de surface se propage suivant une direction x et que le faisceau lumineux incident et l'onde de surface ont une direction commune de symétrie : la direction y ; ceci afin de considérer le problème de la réflexion de la lumière incidente comme un problème bidimensionnel.

La réflexion du faisceau incident est décrit en utilisant le principe d'Huyghens Fresnel : chaque point de la surface est considéré comme une source de vibration, chaque vibration allant interférer l'une avec l'autre. L'amplitude de la vibration émise est égale à l'amplitude de la lumière incidente multipliée par un coefficient de réflexion (dépendant de l'angle d'incidence), et la phase de la vibration émise est, à une constante près, due à l'onde de surface. On peut donc écrire l'expression de la lumière diffractée à l'instant t , à l'angle θ de diffraction

$$A(\theta; t) = C e^{j\omega t} \int_{-L/2}^{+L/2} F(x) e^{j\phi(x, \theta, t)} dx \quad (1)$$

$F(x)$ décrit l'amplitude d'une section du faisceau lumineux
 $-L/2$, $+L/2$ est la zone d'illumination du faisceau laser
 $\phi(x, \theta, t)$ est la modulation apportée par l'onde de surface

C est une constante

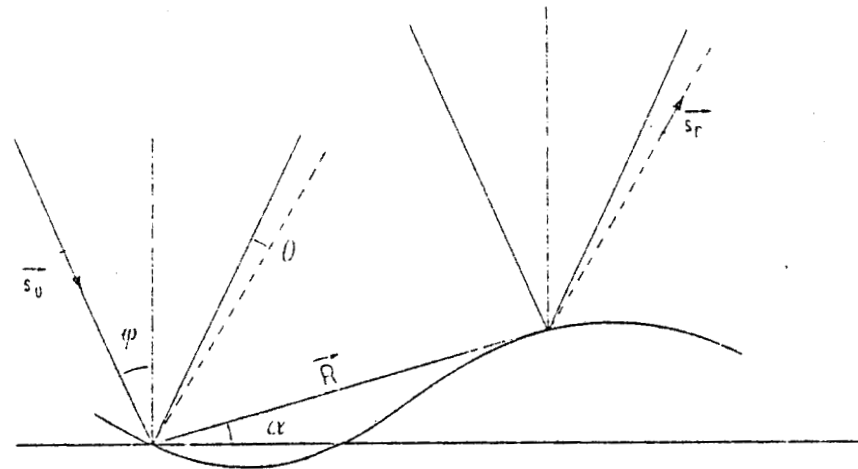


Figure 1 onde de surface

La différence de marche entre rayon incident et rayon réfracté s'écrit

$$\delta = \vec{RS}_R - \vec{RS}_0 = R \sin(\theta + \phi) + R\alpha \cos(\theta + \phi) - R \sin \phi + R\alpha \cos \phi$$

on a supposé α petit

De plus en comparant la longueur d'onde de la perturbation et l'amplitude de l'onde on peut écrire

$$R\alpha \approx S(x, t) \quad R \approx x$$

La phase de la vibration émise par un point d'abscisse x à l'instant t et dans la direction θ est donc

$$\Phi(x, \theta, t) = 2K_1 \left(S(x, t) \cos \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) + x \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2)$$

avec k_1 norme du vecteur d'onde de la lumière

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \lambda \text{ longueur d'onde de la lumière}$$

Dans ce calcul, on a considéré que l'éventuel changement de fréquence dû à un effet Doppler de la lumière incidente sur l'onde de surface est tout à fait

négligeable.

II Calcul de l'intensité diffractée /1/

On considère une onde de surface comprenant une composante fondamentale et des harmoniques. On suppose que l'on peut écrire l'élongation des points de la surface sous la forme

$$S(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin n (Kx - \Omega t) \quad (3)$$

a_n amplitude du $n^{\text{ième}}$ harmonique

$K = \frac{2\pi}{\Lambda}$ norme du vecteur d'onde de l'onde de surface

Ω pulsation de l'onde de surface

Dans l'expression ci-dessus on suppose les différentes composantes en phase. On substitue les équations (3) et (2) dans (1). L'amplitude de la lumière réfléchie s'écrit

$$A(\theta, t) = C e^{j\omega t} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dx F(x) \exp \left(j 2 K_1 x \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) \right) \prod_{n=1}^{\infty} \exp \left(2 j K_1 \cos \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) a_n \sin n (Kx - \Omega t) \right)$$

On décompose en série de fonctions de Bessel suivant

$$e^{j b \sin f} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} J_p(b) e^{j p f}$$

et en remplaçant

$$A(\theta, t) = C e^{j\omega t} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dx F(x) \exp j 2 K_1 x \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) \prod_{n=1}^{\infty} \sum_{p_n = -\infty}^{+\infty} J_{p_n} \left(2 K_1 a_n \cos \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) \right) e^{j p_n n (Kx - \Omega t)}$$

et on pose $\gamma_n = 2 K_1 a_n \cos \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right)$

$$A(\theta, t) = C e^{j\omega t} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dx F(x) \exp j 2 K_1 x \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) \sum_{p_1 = -\infty}^{+\infty} \sum_{p_2 = -\infty}^{+\infty} \dots \sum_{p_n = -\infty}^{+\infty} J_{p_1}(\gamma_1) J_{p_2}(\gamma_2) \dots J_{p_n}(\gamma_n) \times \exp j \left(p_1 + 2 p_2 + \dots + n p_n \right) (Kx - \Omega t)$$

On pose

$$m = p_1 + 2p_2 + \dots + np_n + \dots$$

$$\sigma = m - 2p_2 - \dots - np_n - \dots$$

Les sommations discrètes dans l'expression précédente s'écrivent

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{p_2=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{p_n=-\infty}^{+\infty} J_{m-2p_2-\dots-np_n}(\gamma_1) J_{p_2}(\gamma_2) \dots J_{p_n}(\gamma_n) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \psi_m$$

en posant

$$\psi_m = \sum_{p_2=-\infty}^{+\infty} \sum_{p_3=-\infty}^{+\infty} \dots \sum_{p_n=-\infty}^{+\infty} J_{\sigma}(\gamma_1) J_{p_2}(\gamma_2) \dots J_{p_n}(\gamma_n)$$

L'amplitude de la lumière diffractée dans l'angle θ à l'instant t s'écrit donc

$$A(\theta, t) = C \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \psi_m e^{j(\omega - m\Omega)t} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} dx F(x) \exp \left(j2K_1 x \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) + jmKx \right)$$

On suppose que le faisceau laser est gaussien.

$$\text{On peut donc écrire } F(x) = e^{-\pi a^2 x^2}$$

Les bornes de l'intégrale peuvent être étendues à l'infini et on obtient

$$A(\theta, t) = C \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \psi_m e^{j(\omega - m\Omega)t} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-\pi a^2 x^2} \exp \left(j2K_1 x \sin \frac{\theta}{2} \cos \left(\phi + \frac{\theta}{2} \right) + jmKx \right)$$

L'intégration peut être effectuée. On obtient alors

$$A(\theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \psi_m W_m e^{j(\omega - m\Omega)t}$$

avec

$$W_m = \exp \left(- (2K_1 \sin \frac{\theta}{2} \cos(\frac{\theta}{2} + \phi) + mK)^2 / 4\pi a^2 \right)$$

L'intensité diffractée est déterminée à l'instant t par

$$I(\theta, t) = B |A(\theta, t)|^2$$

B constante de proportionnalité. On prendra $B=1$ dans la suite, sans perte de généralité.

$$\text{donc } I(\theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \psi_m \psi_n W_m W_n e^{j(n-m)\Omega t}$$

Or W_m ne prend des valeurs significatives que lorsque

$$2K_1 \sin \frac{\theta}{2} \cos(\frac{\theta}{2} + \phi) + mK = 0$$

$$\text{donc } W_m W_n = 0 \quad \text{si } m \neq n$$

et donc

$$I(\theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \psi_m \psi_n W_m W_n \delta_{mn} e^{j(n-m)\Omega t}$$

L'intensité diffractée observée qui est la moyenne de $I(\theta, t)$ est égale à $I(\theta)$

$$I(\theta) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \psi_m^2 W_m^2 = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \psi_m^2 \quad \text{car } W_m = 1$$

L'intensité dans l'ordre m est donc $I_m(\theta) = \psi_m^2$

La lumière est diffractée dans des directions telles que

$$2 \sin \frac{\theta}{2} \cos(\phi + \frac{\theta}{2}) = -m \frac{\lambda}{\Lambda}$$

Avec les angles utilisés ($\phi \simeq \frac{\pi}{6}$, $\theta \simeq \frac{\pi}{50}$), on peut écrire

$$\theta_m = -\frac{m\lambda}{\Lambda \cos\phi} \quad \text{et} \quad \gamma_m = 2K_1 a_m \cos\phi$$

On retrouve les résultats obtenus dans le cas de l'onde de surface monochromatique /2/.

III Discussion

Que l'on ait une onde de surface monochromatique ou que l'on soit en présence d'harmoniques, les différents ordres de diffraction sont dans des directions respectivement identiques.

Dans les expériences envisagées au chapitre précédent, l'onde de surface contenait une composante fondamentale et une composante harmonique.

On peut donc écrire

$$S(x, t) = a_1 \sin(Kx - \Omega t) + a_2 \sin(2Kx - 2\Omega t)$$

Les paramètres γ_1 et γ_2 sont petits devant 1. Aussi les sommations donnant

$$\psi_{-1}, \psi_{+1}, \psi_{+2}, \psi_{-2}$$

convergent rapidement et il suffit de tenir compte seulement des termes contenant les fonctions de Bessel de plus bas ordre. On utilise de plus les développements des fonctions de Bessel

$$J_0(Z) = 1 - \frac{Z^2}{4} \quad J_1(Z) = \frac{Z}{2} - \frac{Z^3}{16} \quad J_2(Z) = \frac{Z^2}{8}$$

On obtient

$$\psi_{+1} \simeq \frac{\gamma_1}{2} - \frac{\gamma_1 \gamma_2}{4} \quad \psi_{-1} \simeq -\frac{\gamma_1}{2} - \frac{\gamma_1 \gamma_2}{4}$$

$$\psi_{+2} \simeq \frac{\gamma_1^2}{8} + \frac{\gamma_2}{2} \quad \psi_{-2} \simeq \frac{\gamma_1^2}{8} - \frac{\gamma_2}{2}$$

On s'aperçoit que

$$\psi_{+1} \neq \psi_{-1} \quad \text{et} \quad \psi_{+2} \neq \psi_{-2}$$

Donc les intensités des taches de diffraction, de part et d'autre du maximum central, ne sont pas symétriques.

Plus précisément

$$I_{+1} \approx \left(1 - \frac{\gamma_2}{4}\right) \gamma_1^2$$

$$I_{-1} \approx \left(1 + \frac{\gamma_2}{4}\right) \gamma_1^2$$

$$I_{+2} \approx \frac{\gamma_1^4}{64} + \frac{\gamma_2^2}{4} + \frac{\gamma_1^2 \gamma_2}{8}$$

$$I_{-2} \approx \frac{\gamma_1^4}{64} + \frac{\gamma_2^2}{4} - \frac{\gamma_1^2 \gamma_2}{8}$$

Le rapport $\frac{I_{+1}}{I_{-1}}$ peut s'écrire sous la forme $\frac{I_{+1}}{I_{-1}} = 1 - \frac{\gamma_2}{2}$

La dissymétrie entre les ordres +1 et -1 de la diffraction est donc faible.

IV Etude expérimentale /2/

a) Montage

Le montage est identique à celui utilisé pour les expériences du chapitre précédent. Dans cette étude, le transducteur n'est pas alimenté en continu. Un générateur d'impulsion commande un générateur de fonctions qui délivre un train de sinusoides de durée quelques dizaines de microsecondes, répété tous les 0,5 ms, de fréquence 4,7 MHz. Ce signal est appliqué au transducteur après amplification. Le photomultiplicateur est relié à un oscilloscope. La tension relevée est proportionnelle à l'intensité lumineuse reçue par le photomultiplicateur. Un amplificateur sélectif peut être inséré entre le photomultiplicateur et l'oscilloscope.

b) Résultats

* Ordres +1 et -1

On représente dans un diagramme Log-Log la tension d'alimentation du transducteur émetteur en abscisse et l'intensité lumineuse (en unité arbitraire) en ordonnée.

Les expériences menées avec l'acier inoxydable ou avec le nickel montrent un spectre de diffraction symétrique tant que la tension appliquée au transducteur reste "faible" et compte tenu des incertitudes de mesure (figure 2 et 3). Par contre si la tension est plus importante une dissymétrie est obtenue.

* Ordres +2 et -2

La sensibilité du photomultiplicateur est changée par rapport à l'expérience précédente.

Les expériences ont été menées avec l'acier inoxydable. Les résultats sont reportés sur les figures 4 à 7. Quelle que soit la longueur de propagation, une dissymétrie très nette est observée. Dans le système d'axes précédemment

Acier inoxydable

• ordre +1

□ ordre -1

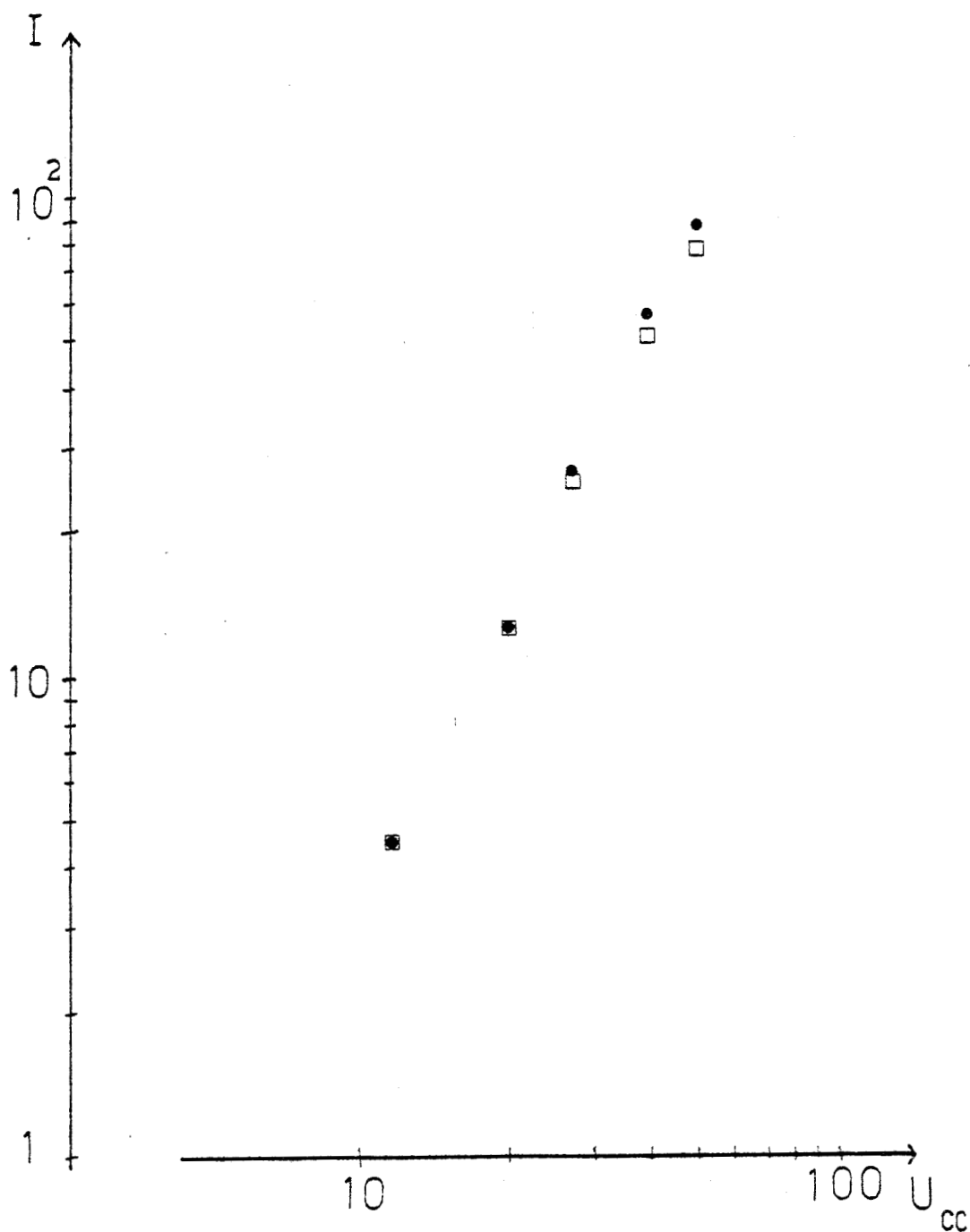


Figure 2

NICKEL 1 cm

+ ordre +1
• ordre -1

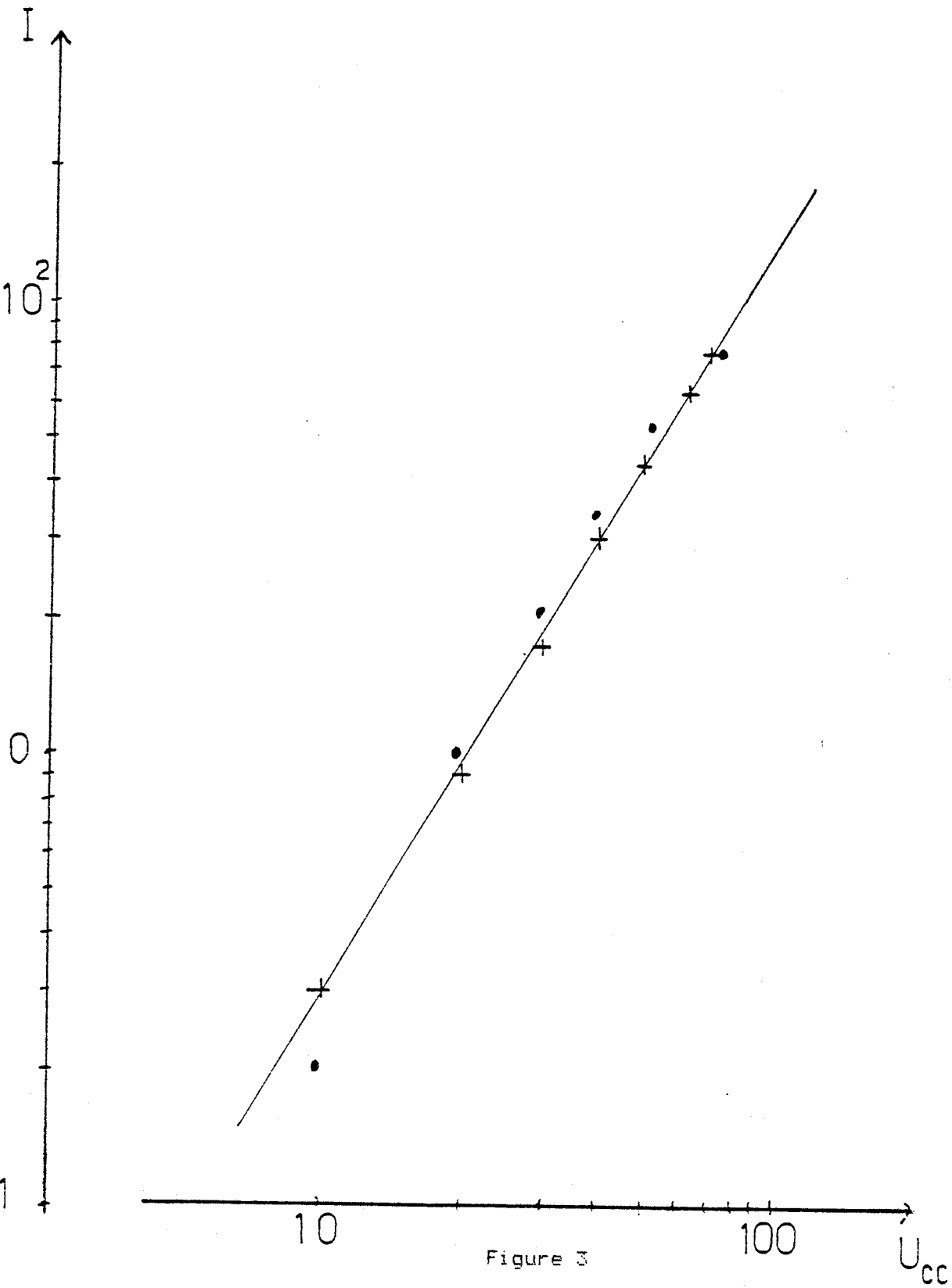
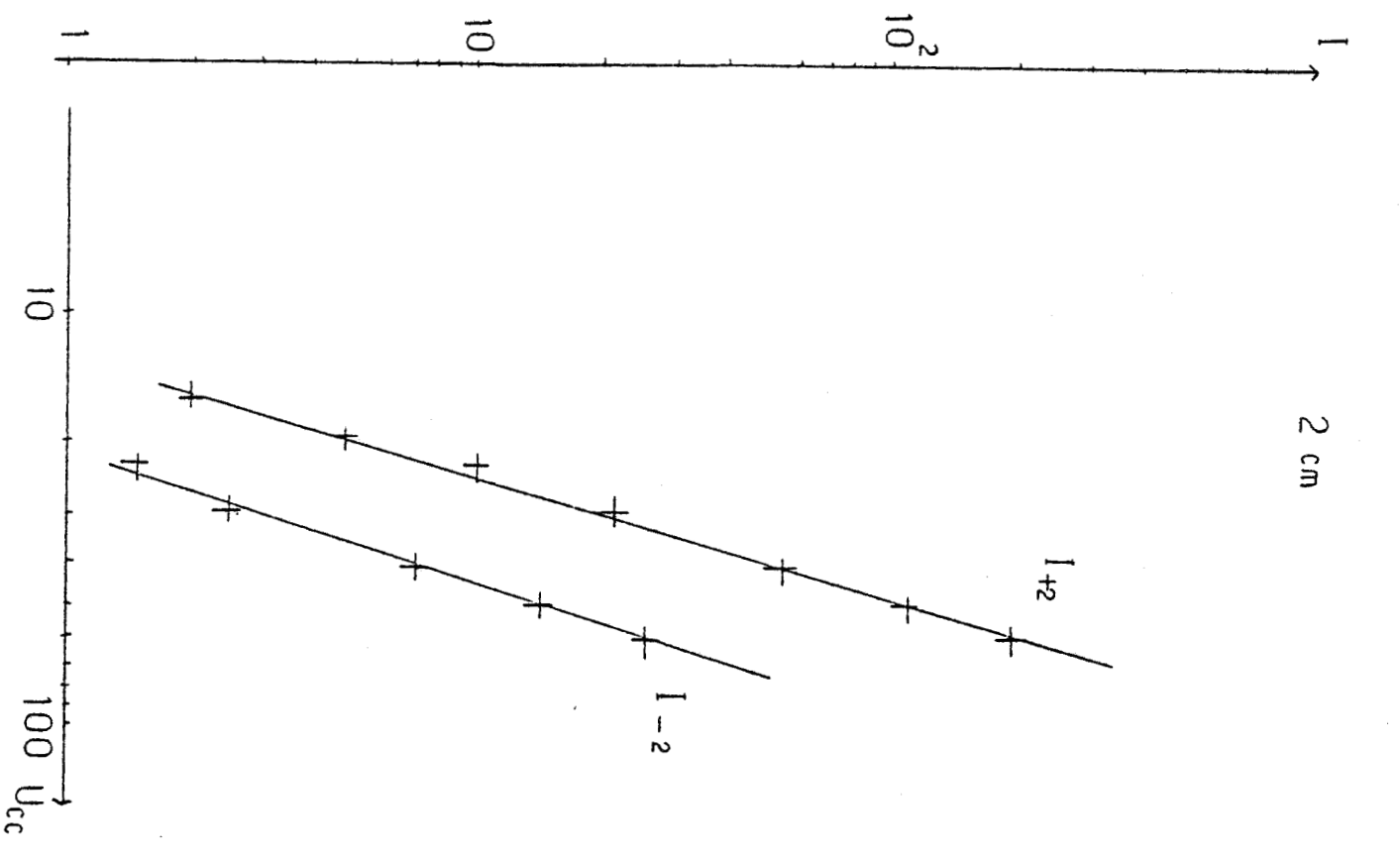


Figure 3



2 cm



2,5 cm

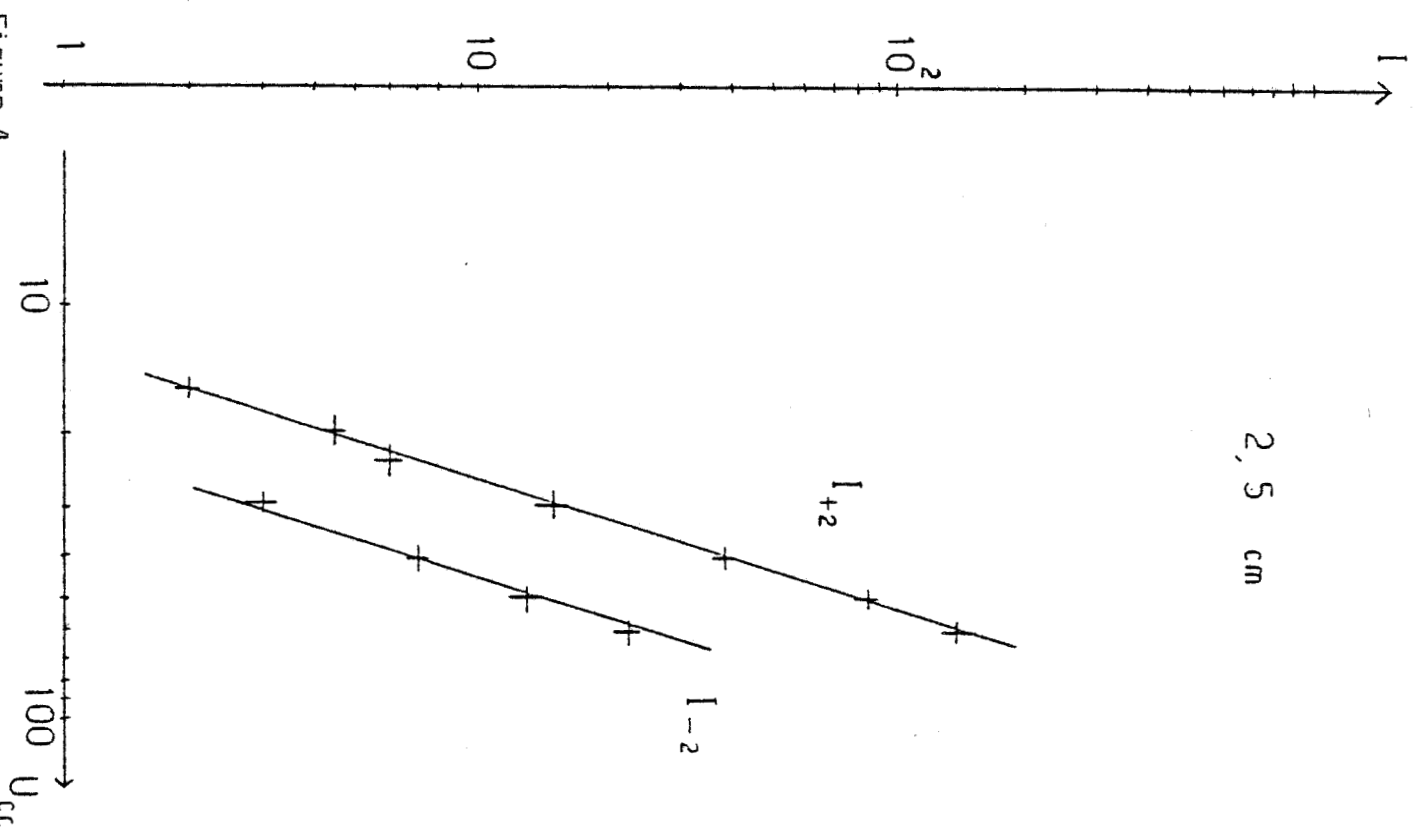


Figure 4



Figure 5

3 cm

3,5 cm

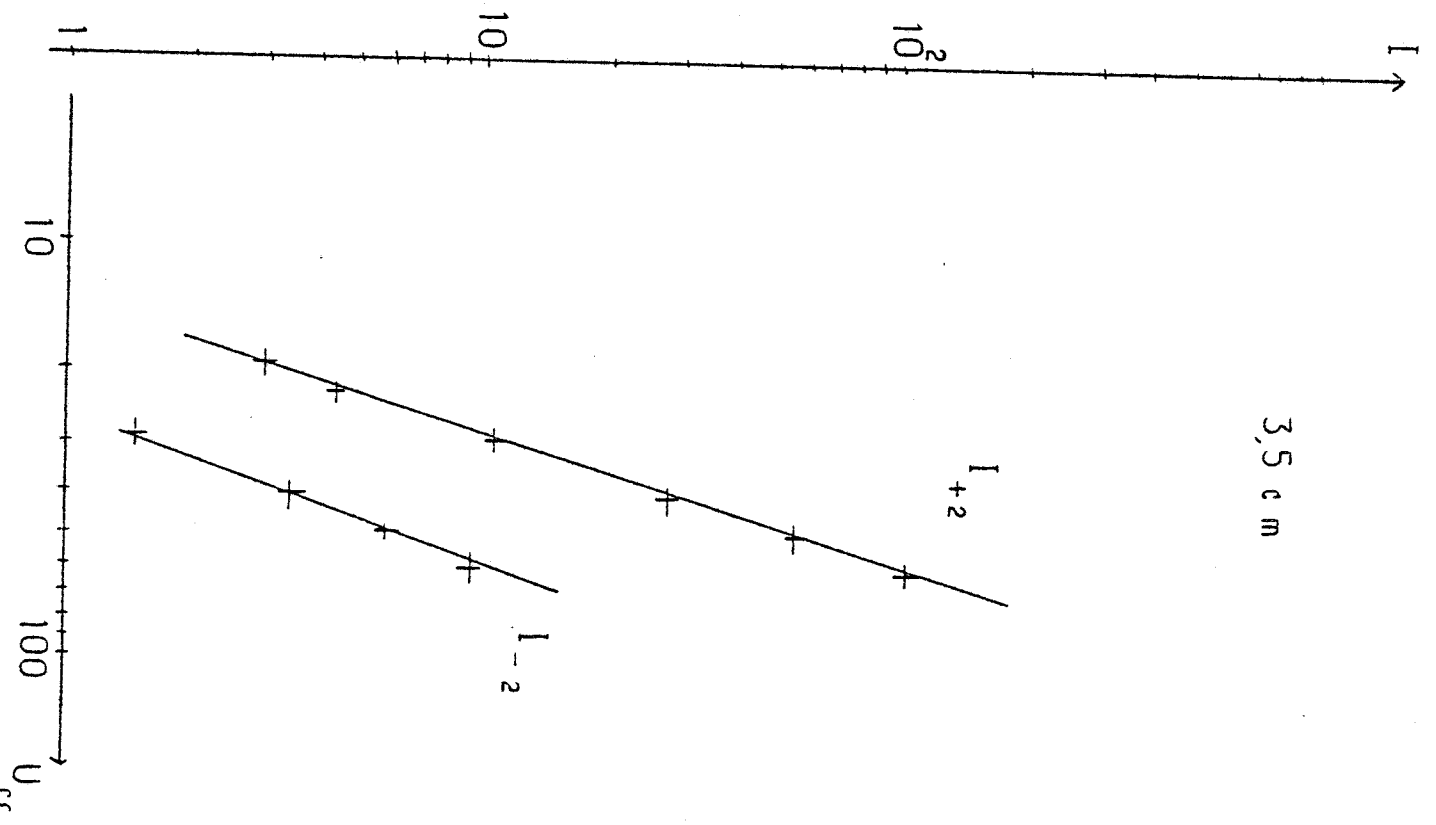
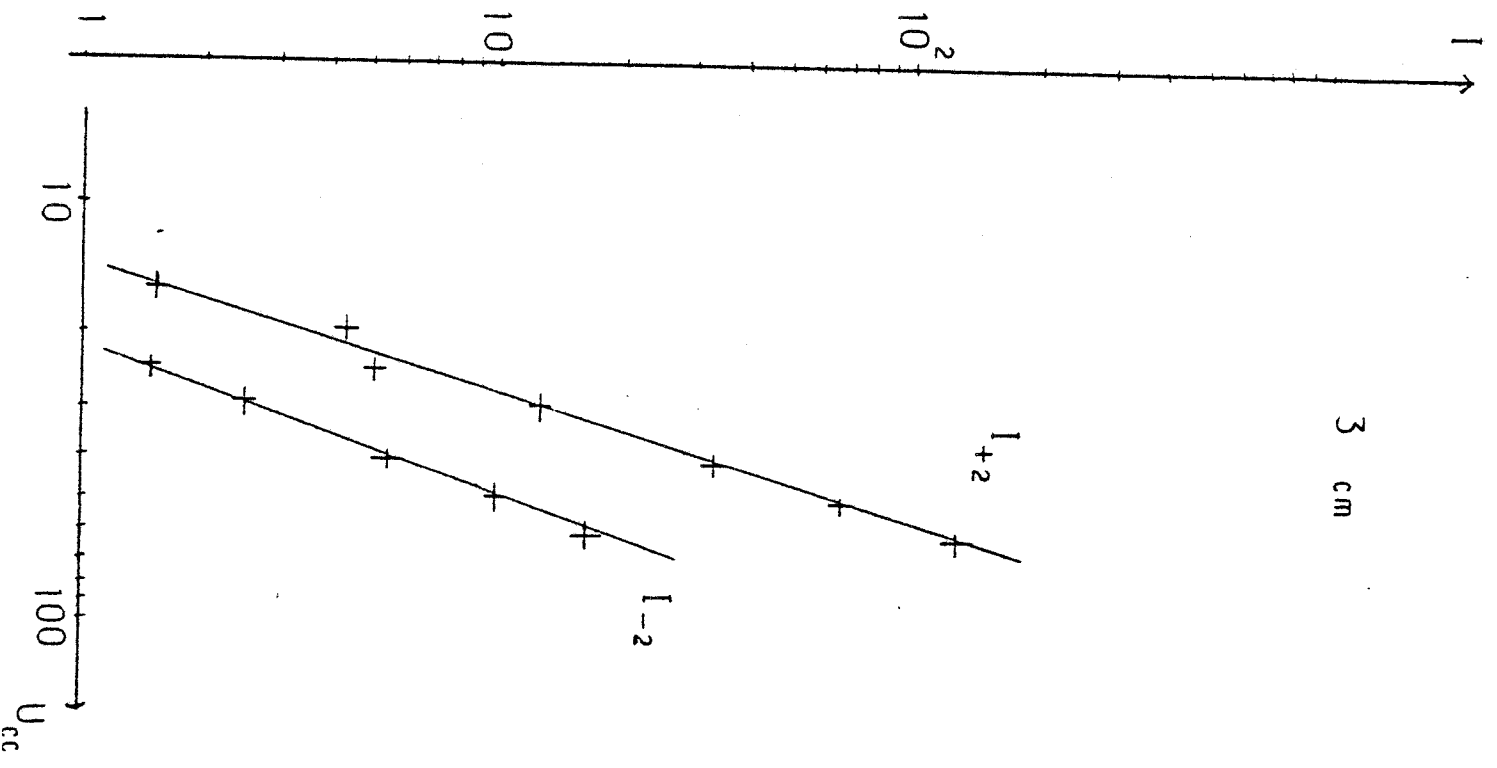
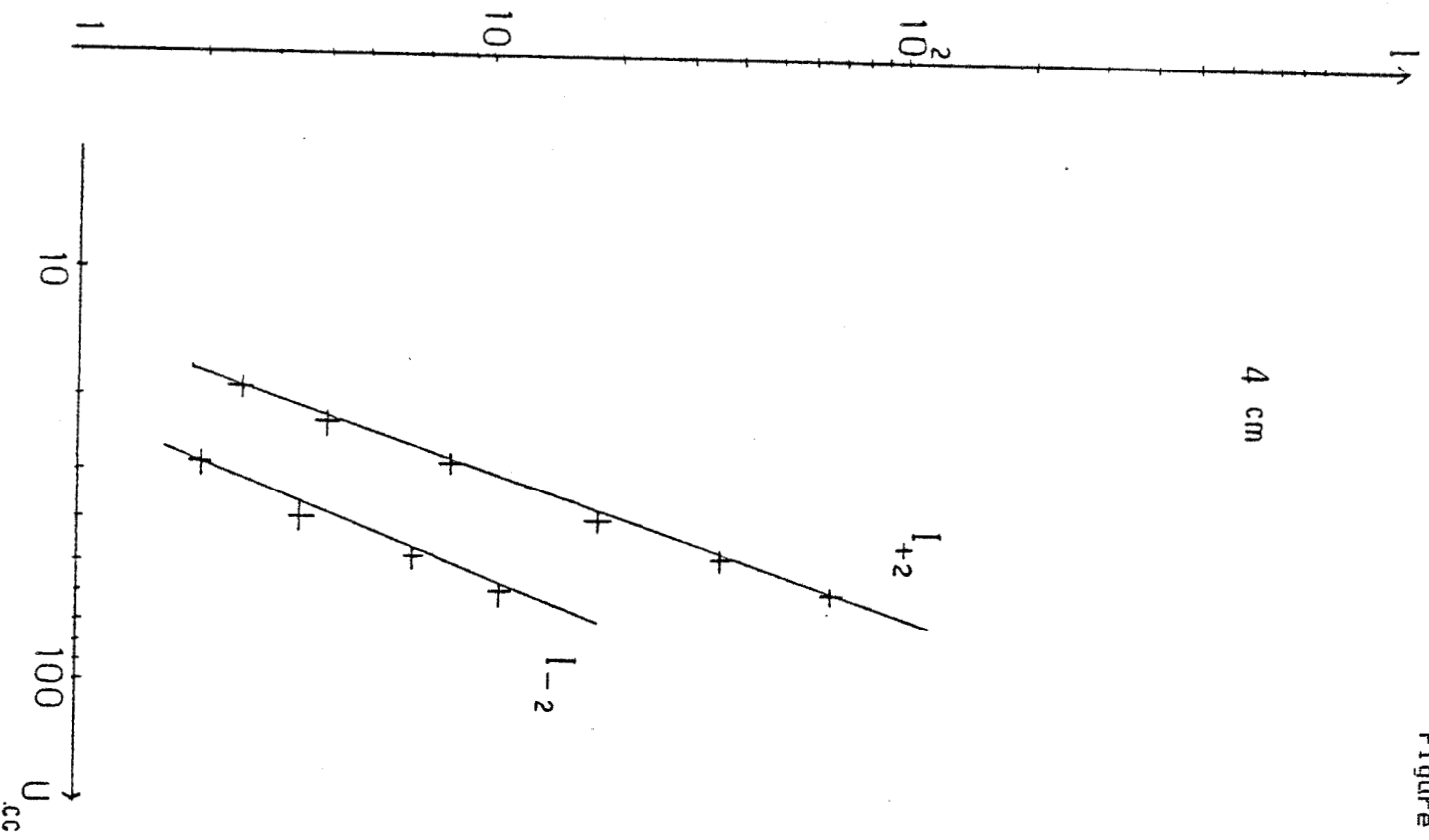
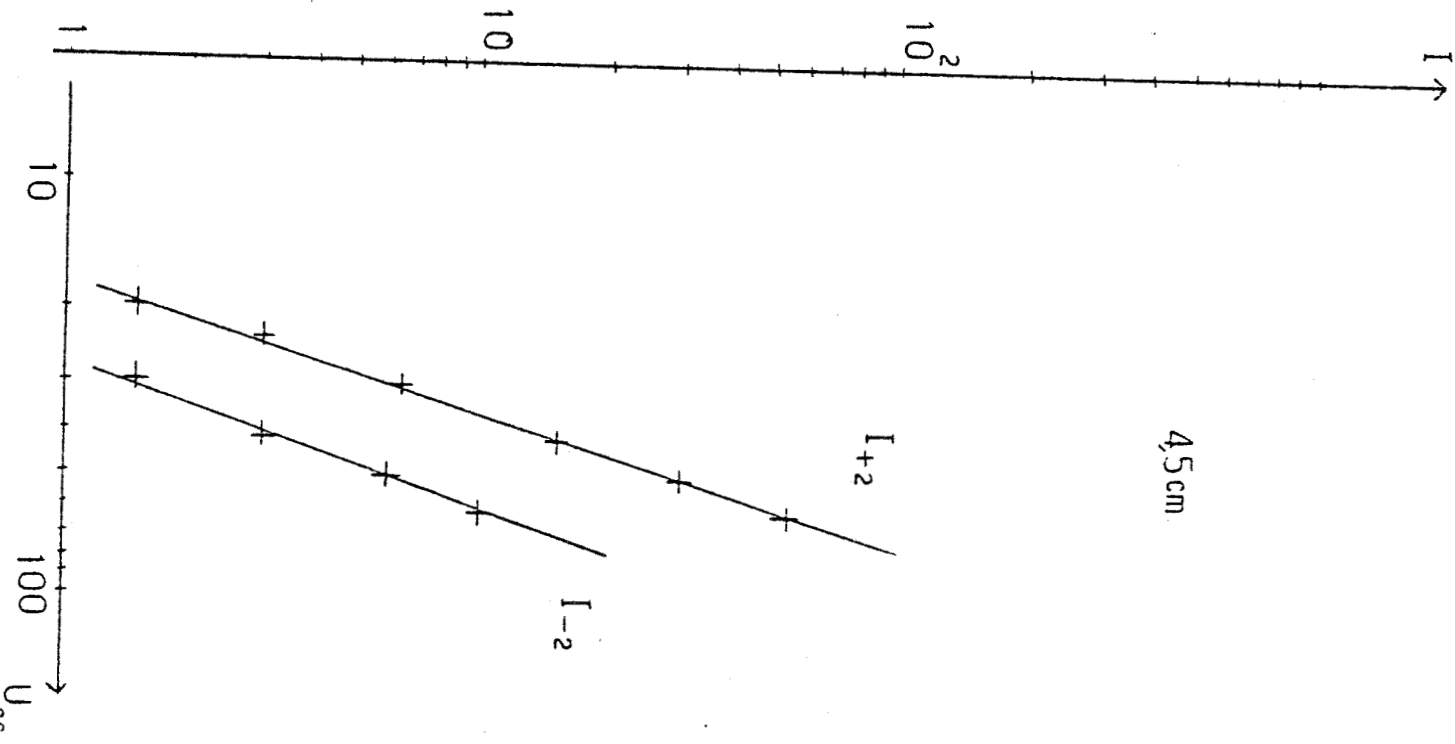


Figure 6

4 cm



4.5 cm



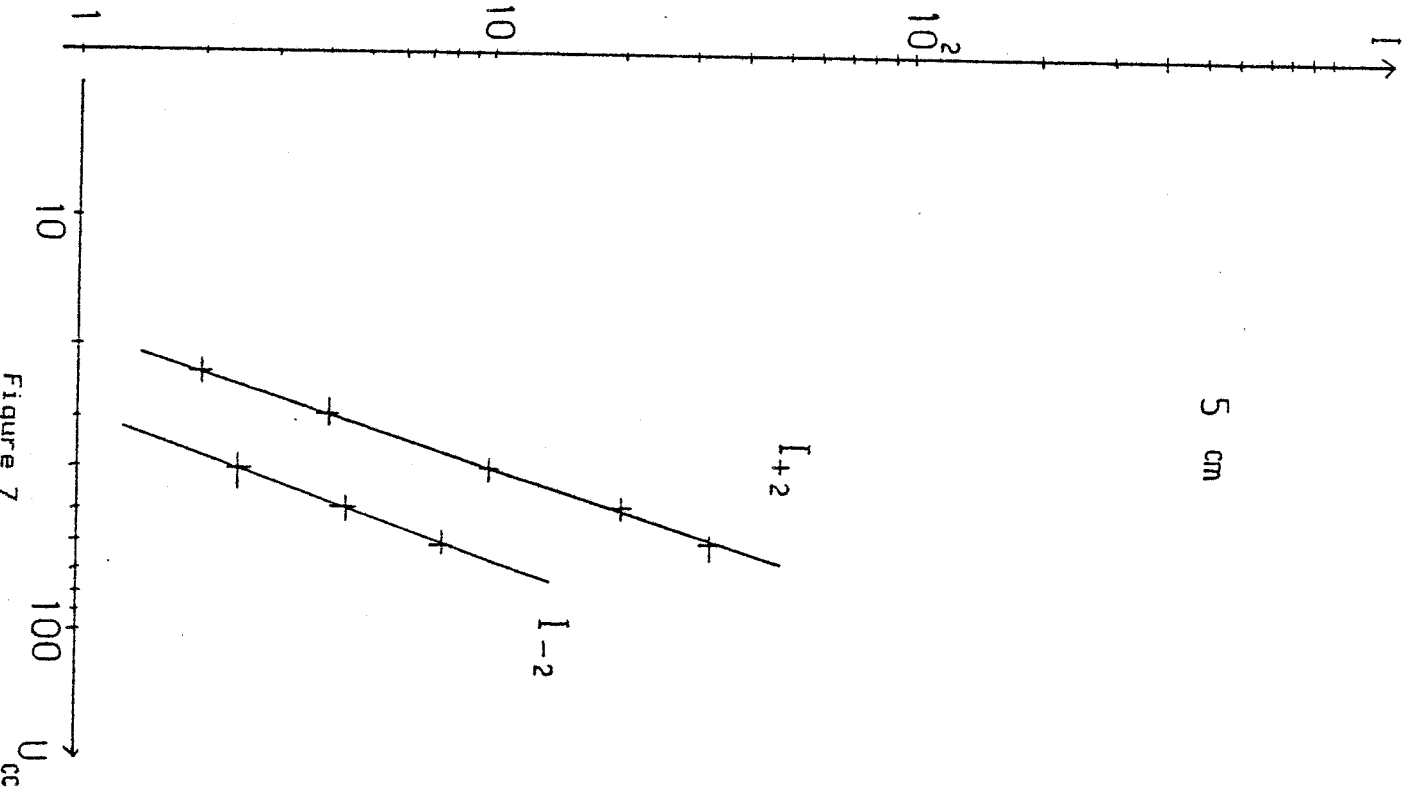


Figure 7



utilisé, on obtient des droites, ce qui est conforme d'une part à la théorie de Neighbors et Mayers, et d'autre part aux conclusions du chapitre 4 concernant l'évolution de l'amplitude de l'harmonique avec la tension appliquée au transducteur.

En effet, si on a une onde de surface monochromatique d'amplitude a , la relation entre a et l'intensité acoustique est donnée par [3/

$$a = \sqrt{\frac{2P}{\omega^2 \rho V}}$$

P puissance acoustique par unité de surface

V vitesse de propagation de l'onde de surface

L'énergie acoustique propagée par l'onde de surface est proportionnelle à l'énergie appliquée au transducteur, donc on peut écrire

$$P = K_2 U^2$$

K_2 coefficient de proportionnalité

U tension appliquée au transducteur

Dans notre étude, si l'énergie transportée par l'onde n'est pas très importante, on peut dire que a_1 est proportionnel à U (a_1 amplitude de la composante fondamentale)

D'autre part on a montré au chapitre 4 que a_2 est proportionnel à U^2 (a_2 amplitude de la composante harmonique 2). Donc I_{+2} et I_{-2} sont proportionnels à la puissance 4 de U et en coordonnées logarithmiques on obtient des droites. La figure 8 donnant l'intensité diffractée dans les ordres +2 et -2 en un point de l'axe de propagation, confirme que l'amplitude de l'harmonique 2 croît avec la tension appliquée au transducteur car la dissymétrie s'accroît. Ceci est vrai quelle que soit la distance de propagation. Pour une tension appliquée au transducteur de l'ordre de 20 V la dissymétrie n'est plus observée.

* Ordres +1, -1, +2, -2

Une expérience utilisant l'amplificateur sélectif a permis d'obtenir, dans les mêmes conditions expérimentales, les intensités des ordres de diffraction +1, -1, +2, -2. Les résultats sont donnés figure 9. On retrouve les résultats précédents mais on peut ajouter la remarque suivante : en se limitant aux termes de plus bas ordre, on montre que l'intensité lumineuse dans les ordres 1 varie comme U^2 alors que l'intensité dans les ordres 2 varie comme U^4 . La mesure des

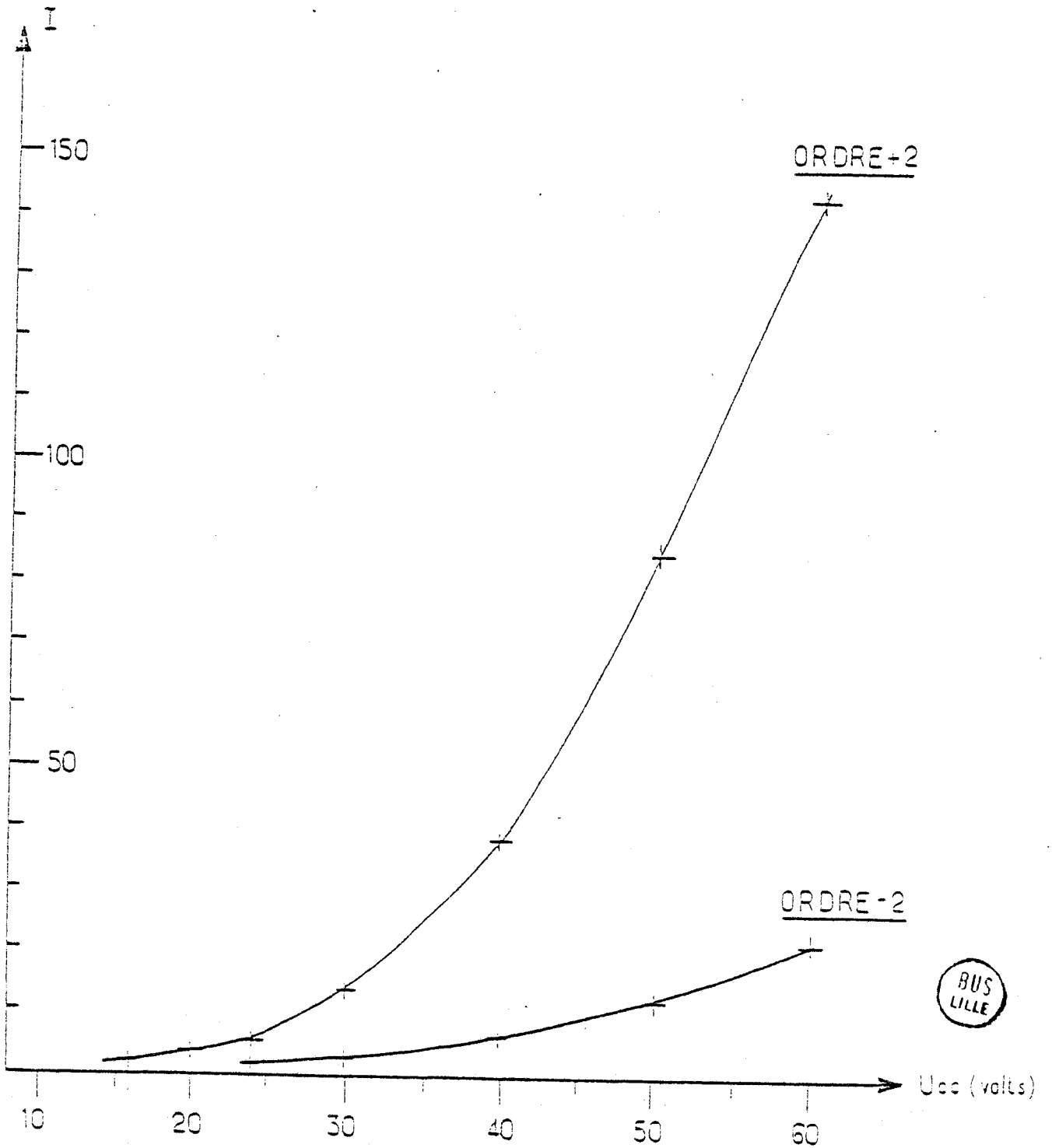


Figure 8



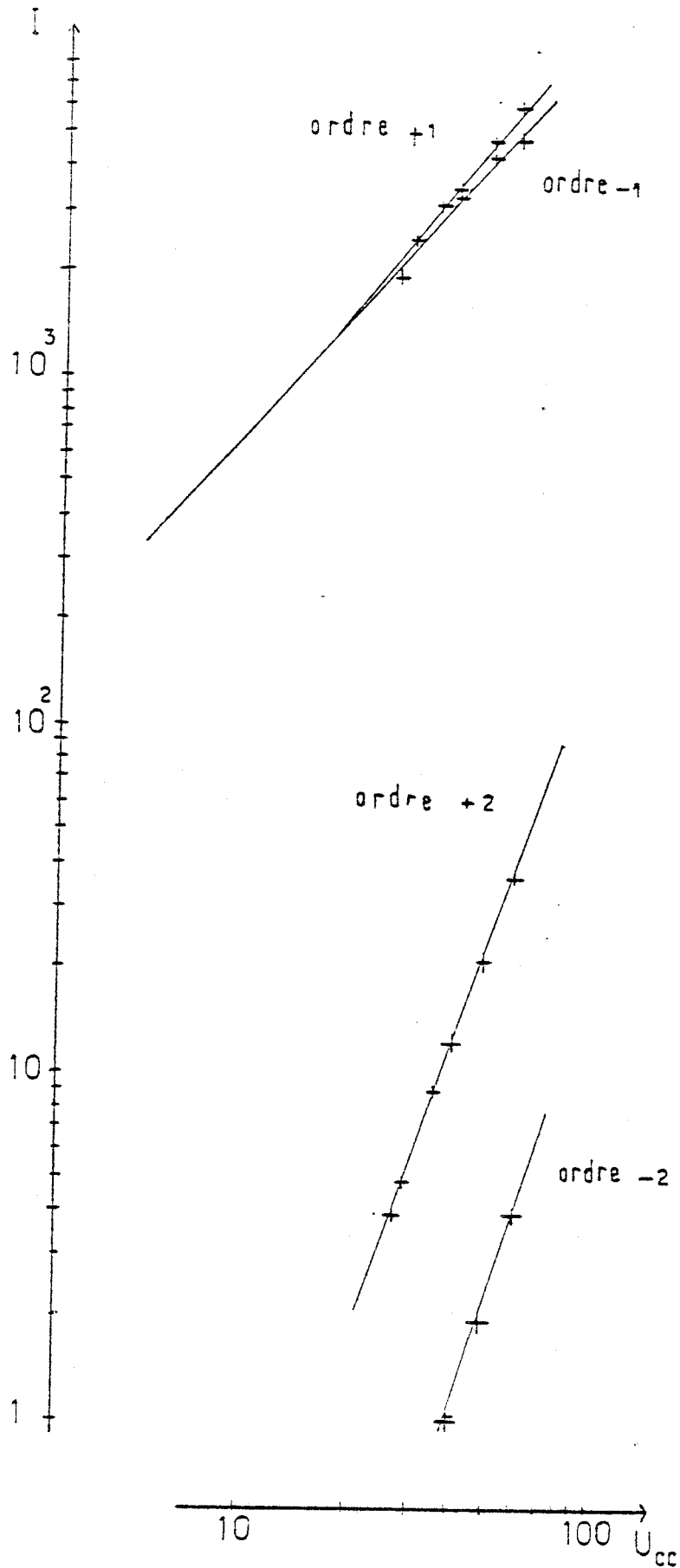


Figure 9



pentés des courbes sur le diagramme logarithmique de la figure 9 sont bien dans un rapport 2.

La théorie de Neighbors rend bien compte des résultats obtenus et les résultats du chapitre précédent sont bien corroborés.

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ T. H. NEIGHBORS III, W. G. MAYER, J. Appl. Phys., 42, 3670 (1971)
- /2/ J. L. IZBICKI, G. MAZE, J. RIPOCHE , JESPA Le Havre 1982
- /3/ Référence 1 du chapitre 1

AMPLITUDE DE L'ONDE DE SURFACE

Dans le chapitre précédent il a été montré que l'intensité lumineuse dans un ordre donné dépend, quand l'onde de surface n'est pas purement sinusoidale, des amplitudes du fondamental et des harmoniques. La figure 4 montrait que si la tension appliquée au transducteur n'excédait pas une certaine valeur, les intensités dans les ordres +2 et -2 tendaient à devenir identiques. On en déduit que pour des tensions peu élevées et en se plaçant à une courte distance de la zone de génération de l'onde de surface, on peut considérer que l'élongation de l'onde de surface peut s'écrire simplement

$$S(x,t) = a \sin(\Omega t - Kx)$$

L'expression de l'intensité lumineuse diffractée par une telle onde de surface est simple et il est alors possible d'accéder à l'amplitude a par la mesure de l'intensité lumineuse.

I Aspect théorique

Pour obtenir l'expression de l'intensité lumineuse diffractée dans l'ordre n il suffit de considérer l'expression de l'intensité lumineuse démontrée au chapitre précédent dans laquelle on considère

$$a_n = 0 \text{ pour } n > 1$$

L'intensité dans l'ordre n est alors donnée par

$$I_n(\theta) = B J_n^2(\gamma) \left[\frac{\sin u_n}{u_n} \right]^2$$

avec

$$\gamma = 2K_1 a \cos \phi$$

$$u_n = \frac{1}{2} (nK - K_1 \theta) L$$

(on a utilisé les notations du chapitre précédent)

L'intensité lumineuse est maximale dans les directions θ données par $\theta = n \frac{\lambda}{K_1}$

et on a
$$I_n = B J_n^2(\gamma)$$

II Résultats obtenus

a) Montage

Le montage est semblable à celui du chapitre précédent. Le transducteur est alimenté par des trains de sinusoides. Le signal issu du photomultiplicateur est envoyé sur un amplificateur sélectif et on mesure avec un voltmètre la tension obtenue. Cette tension, pour un ordre donné, est proportionnelle à $J_n^2(\gamma)$

b) conclusion

L'intensité lumineuse d'un ordre de diffraction donné est proportionnelle à $J_n^2(\gamma)$. On mesure successivement les intensités des ordres 1 et 2 de la diffraction en fonction de la tension appliquée au transducteur en un point donné de l'axe de propagation. Pour faire les mesures on s'est placé dans les conditions pour lesquelles les intensités des ordres de diffraction +2 et -2 sont égales. On peut alors considérer que l'onde de surface est monochromatique.

Une courbe donnant $\left[\frac{J_1(\gamma)}{J_2(\gamma)} \right]^2$ en fonction de γ est donnée figure 1.

Les mesures donnent le rapport précédent, on en déduit l'abscisse γ et l'amplitude de l'onde de surface.

La courbe donnant l'amplitude de l'onde de surface en fonction de la tension appliquée au transducteur est reportée figure 2. La courbe est donnée pour un point situé à 1,3 cm de la surface de l'eau, sur l'axe de propagation. On obtient une droite, ce qui vérifie que pour une onde de surface monochromatique l'amplitude est proportionnelle à l'énergie incidente (chapitre 5).

On peut remarquer que l'amplitude de l'onde de surface est grande devant les distances interatomiques. Des résultats donnant un ordre de grandeur semblable a été obtenu par Alippi /1/ sur du quartz (l'onde de surface était générée par un transducteur à électrodes interdigitées). De plus on peut donner un ordre de grandeur de l'amplitude à partir de laquelle le milieu a une réponse non linéaire, ceci étant basé sur l'apparition de la dissymétrie des ordre +2 et -2 de la diffraction : environ 80 Å.

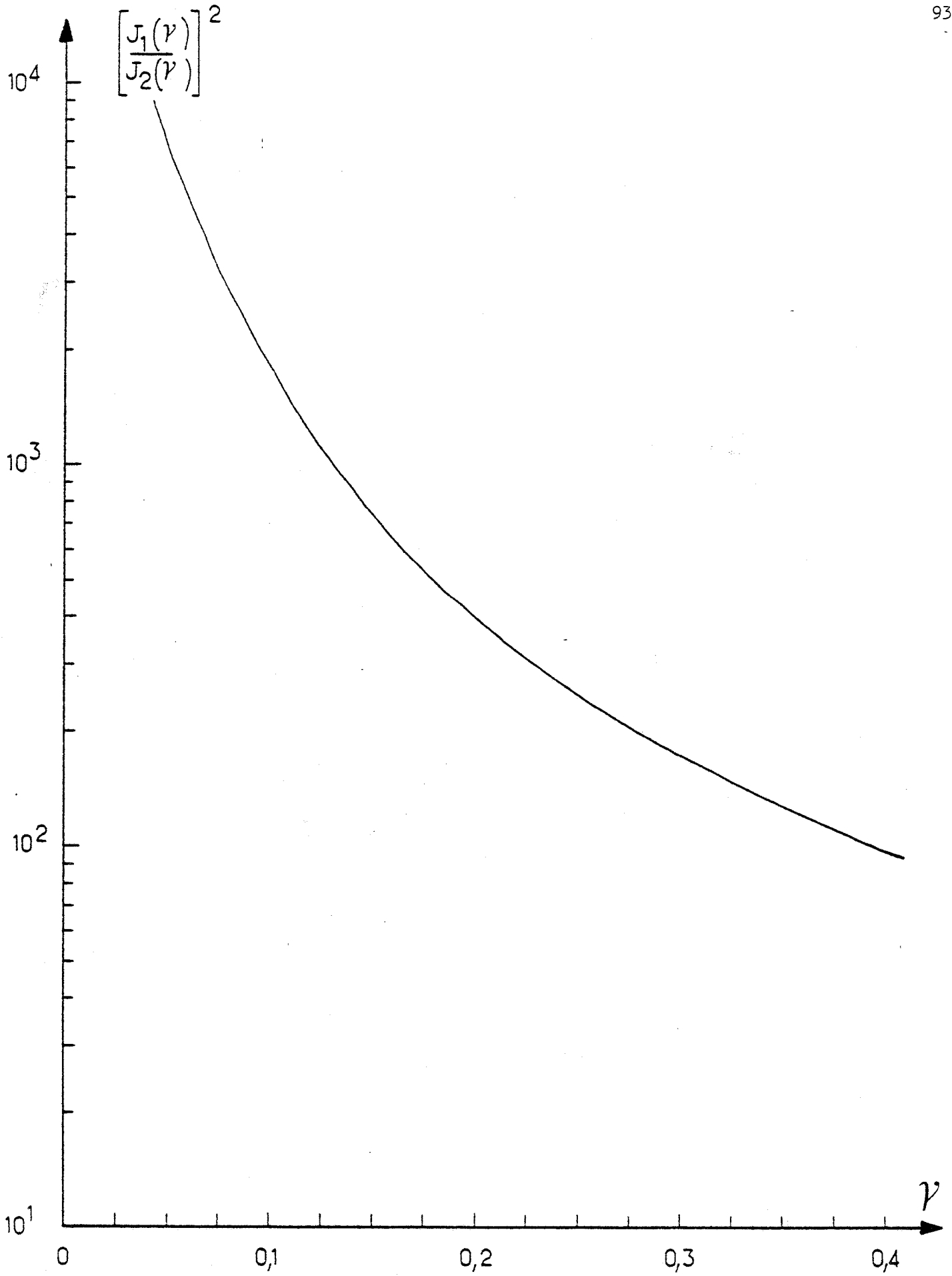


Figure 1



AMPLITUDE A

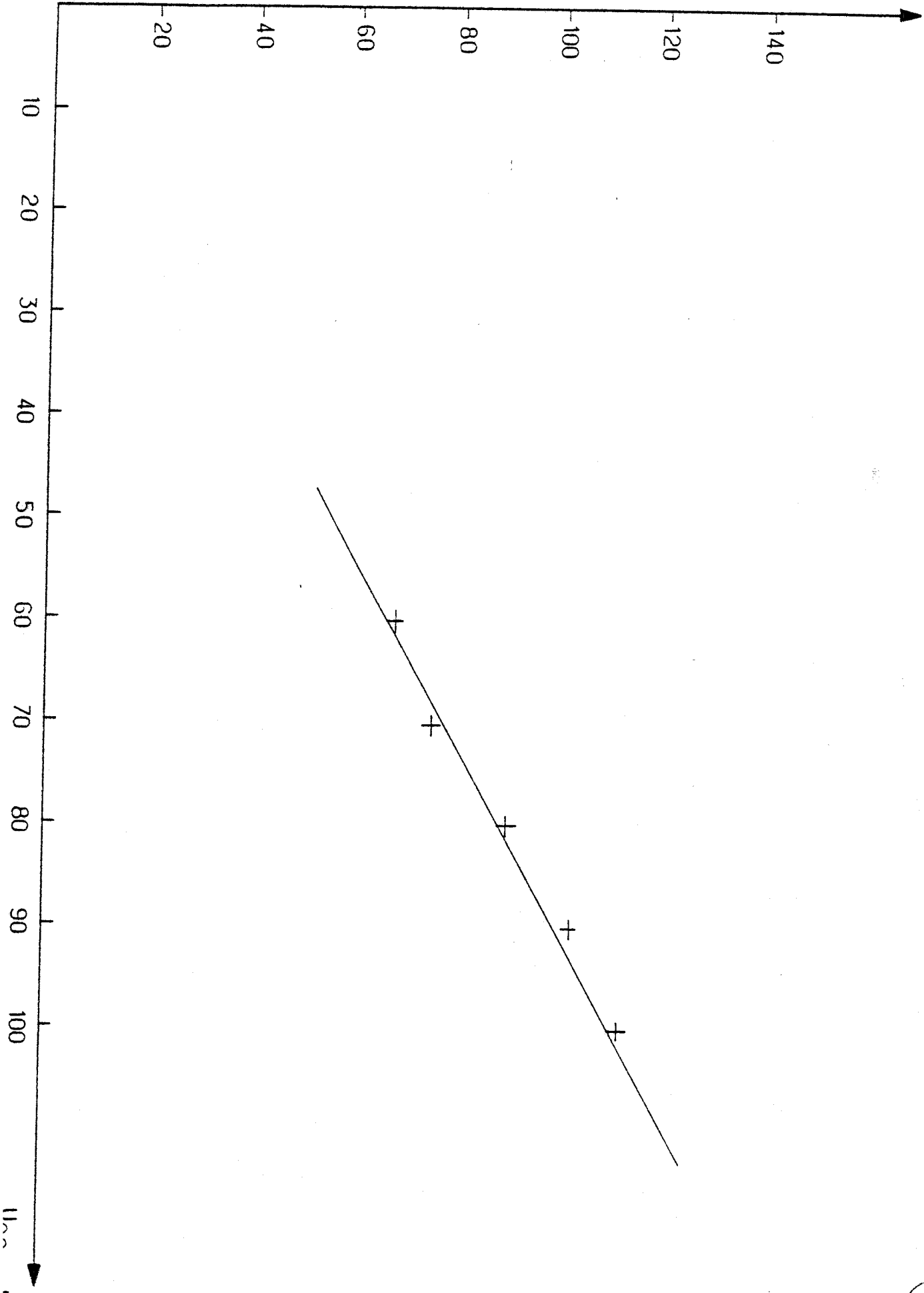


Figure 2



BIBLIOGRAPHIE

/1/ A. ALIPPI, A. PALMA, L. PALMIERI, G. SOCINO , Lett. Nuovo Cim., 6, 239
(1971)

INTERPRETATION PHYSIQUE DE LA PROPAGATION

Il s'agit, dans ce chapitre, d'expliquer les phénomènes mis en jeu au cours de la propagation de l'onde de surface sur l'acier inoxydable ou sur le nickel.

On a observé aux chapitres 4 et 5 la présence d'une composante harmonique à la fréquence 2ν (ν désignant la fréquence de la composante fondamentale). A partir d'un modèle simple, il est proposé une interprétation physique de la conversion de mode. L'interprétation donnée montre la difficulté d'un traitement théorique exact de la propagation en tous les points de la plaque métallique.

I Introduction

Divers auteurs ont étudié, d'un point de vue théorique, la propagation d'ondes quasi planes d'extension finie dans des milieux non linéaires /1/, /2/. Il s'agit d'études dans des milieux fluides (liquides ou gazeux) et d'ondes de volume. Les études menées discutent l'influence sur la propagation d'un faisceau acoustique, des effets non linéaires, des effets de diffraction, et des effets de dissipation. Par suite de la complexité des calculs, on utilise les hypothèses de faible non linéarité, de faible diffraction et de faible dissipation /3/. On ne peut obtenir que des solutions asymptotiques. Ainsi dans la théorie de Zabolotskaya et Khoklov /4/ on considère un milieu sans absorption et des ondes progressives directives au voisinage de l'axe acoustique. Il est montré que même dans un milieu non dissipatif, le faisceau qui se propage est déformé à cause des effets de diffraction et de non linéarité.

On peut également envisager un phénomène d'auto-focalisation d'un faisceau acoustique. Si on considère un réseau linéaire de transducteurs émetteurs, on peut focaliser des ondes ultrasonores. La focalisation est réalisée en déphasant le signal alimentant chaque transducteur au moyen d'un dispositif convenable /5/, /6/.

Dans la suite de ce chapitre on présente un modèle simple permettant d'expliquer la propagation de l'onde de surface. Ce modèle corrobore l'interprétation physique donnée au chapitre 4 concernant les variations d'amplitude de la composante fondamentale et de la composante harmonique 2.

II Position du problème /7/

Soit un milieu plan isotrope et linéaire. On considère une source linéaire émettant une onde de surface monochromatique.

On suppose que l'amplitude du signal d'émission est de la forme

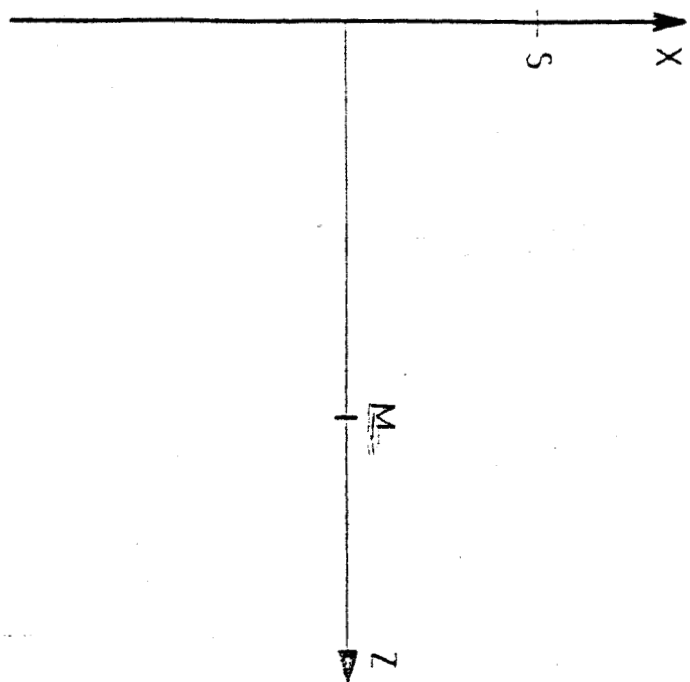


Figure 1a

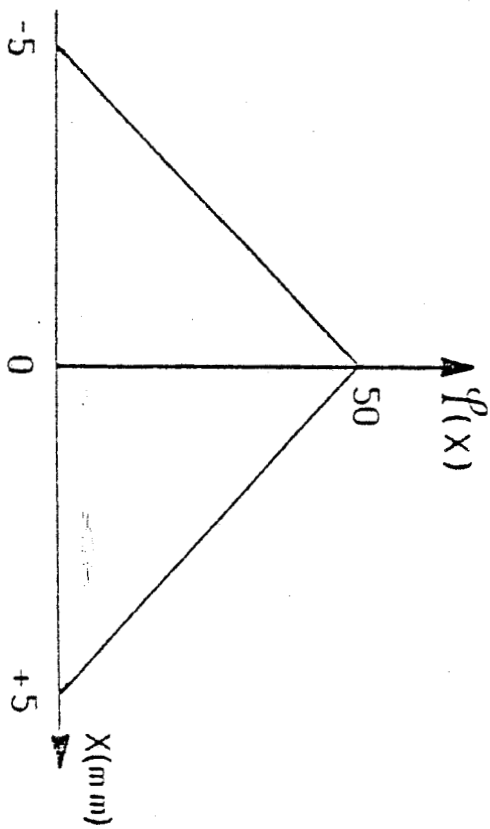


Figure 1b

$$\exp(-ax^2) \quad \text{avec } a = 0,25', x \text{ en mm}$$

Il s'agit justement de l'amplitude de l'onde de surface au ras de l'eau, qui a été déterminée au chapitre 4.

Soit q un facteur traduisant l'amortissement de l'onde au cours de la propagation. On pourrait écrire la vibration reçue par un point M de l'axe de propagation (figure 1a)

$$X(M) = \int e^{-ax^2} e^{-qSM} e^{j(\omega t - \vec{K}\vec{SM})} dx$$

Cette expression suppose que tous les points de la source sont en phase. Etant donné le mode de génération de l'onde de surface, il n'en n'est pas ainsi ; aussi pour tenir compte de ce fait, on considère qu'il y a une certaine loi de phase entre les différents points de la source. Cette loi de phase est représentée figure 1b. On considère donc la source linéaire comme une suite de points sources émettant un signal acoustique dont l'amplitude et la phase varie d'un point source à un autre.

La vibration du point M peut donc s'écrire, à un facteur multiplicatif près

$$X(M) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2} \exp(-q|x|) \exp(-j\vec{K}\vec{SM}) \exp(j(\omega t + \phi(x))) dx$$

On peut étendre les bornes de l'intégrale à l'infini sans problème de convergence grâce aux exponentielles décroissantes

On peut écrire $X(m) = X_1 + jX_2$
avec

$$X_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2} e^{-q\sqrt{x^2 + z^2}} \cos\left(\omega(t + \tau x) + K\left(\frac{x^2}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{z^2}{\sqrt{x^2 + z^2}}\right)\right) dx$$

$$X_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ax^2} e^{-q\sqrt{x^2 + z^2}} \sin\left(\omega(t + \tau x) + K\left(\frac{x^2}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{z^2}{\sqrt{x^2 + z^2}}\right)\right) dx$$

$$\text{avec } \tau_x = \frac{\phi(x)}{\omega}$$

z désignant la distance OM

L'amplitude au point M s'écrit $A(M) = \sqrt{X^2} = \sqrt{X_1^2 + X_2^2}$

X désigne la quantité conjuguée de X

On pose

$$Y = \omega t x + K \left(\frac{x^2}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{z^2}{\sqrt{x^2 + z^2}} \right) \quad V = e^{-\eta \sqrt{x^2 + z^2}}$$

On montre facilement que

$$X_1^2 + X_2^2 = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} V \cos Y \, dx \right]^2 + \left[\int_{-\infty}^{+\infty} V \sin Y \, dx \right]^2$$

La référence 8 donne $\int_{\sigma}^{\infty} e^{-u^2} f(u) \, du = \sum_i H_i f(u_i)$



où on connaît H_i et u_i

Au moyen de certains changements de variables il est possible de calculer les intégrales à l'aide d'un microcalculateur. Le programme utilisé est donné en annexe de ce chapitre

III Résultats obtenus. Conclusion

Les calculs permettent d'obtenir les figures 2 à 5.

* La figure 2 représente l'amplitude de l'onde de surface (on a considéré le cas d'une onde de surface monochromatique) en fonction de la distance de propagation. On observe que, au début de la propagation, les variations d'amplitude sont très rapides sur des distances de l'ordre de quelques millimètres. En tout état de cause, ces variations ne peuvent être détectées optiquement à cause de la dimension de la tache laser qui "moyenne" sur une certaine zone.

* La figure 3 représente l'amplitude de l'onde de surface au cours de la propagation. Cette courbe est assez semblable à celle obtenue lors de l'étude de

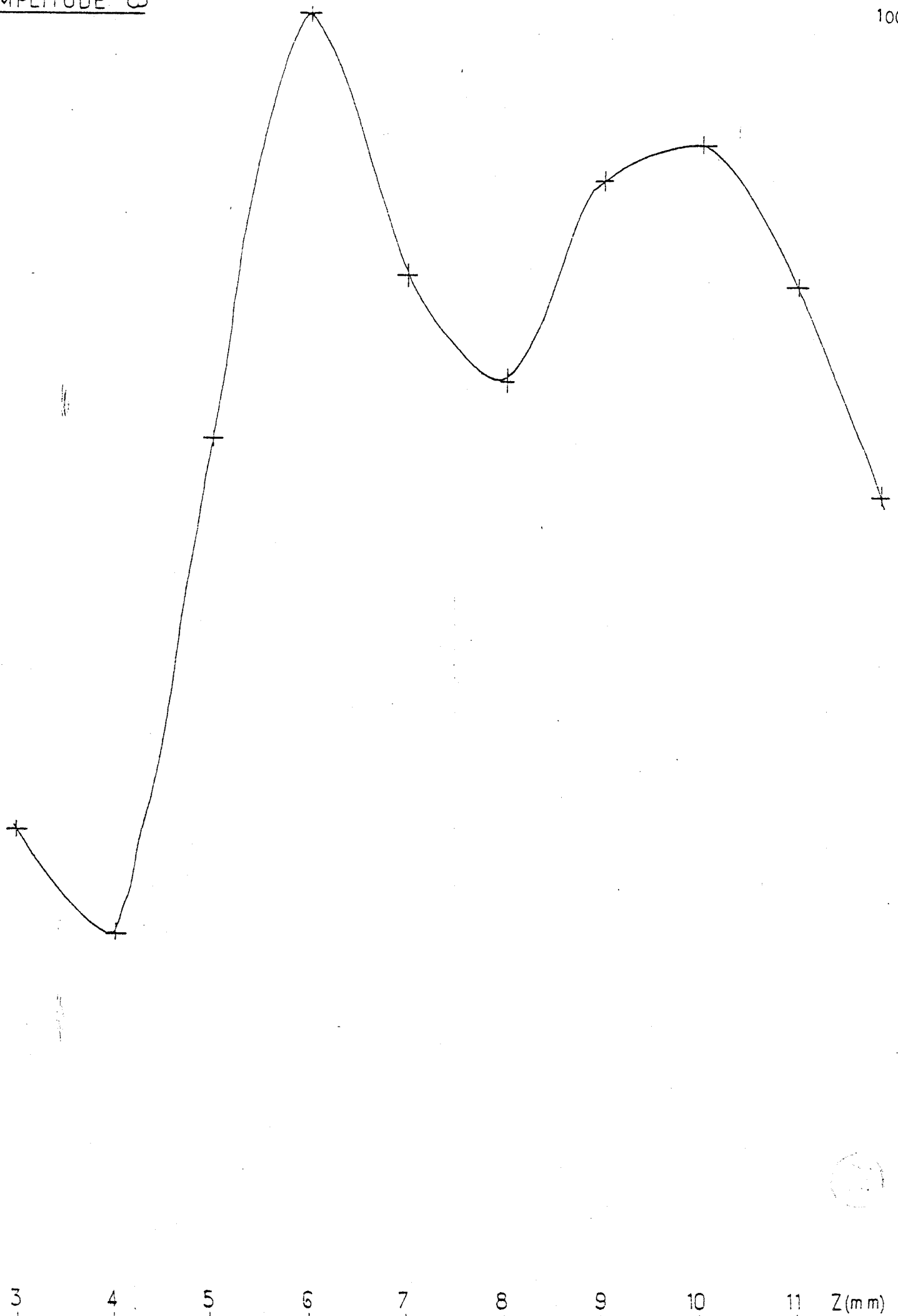


Figure 2

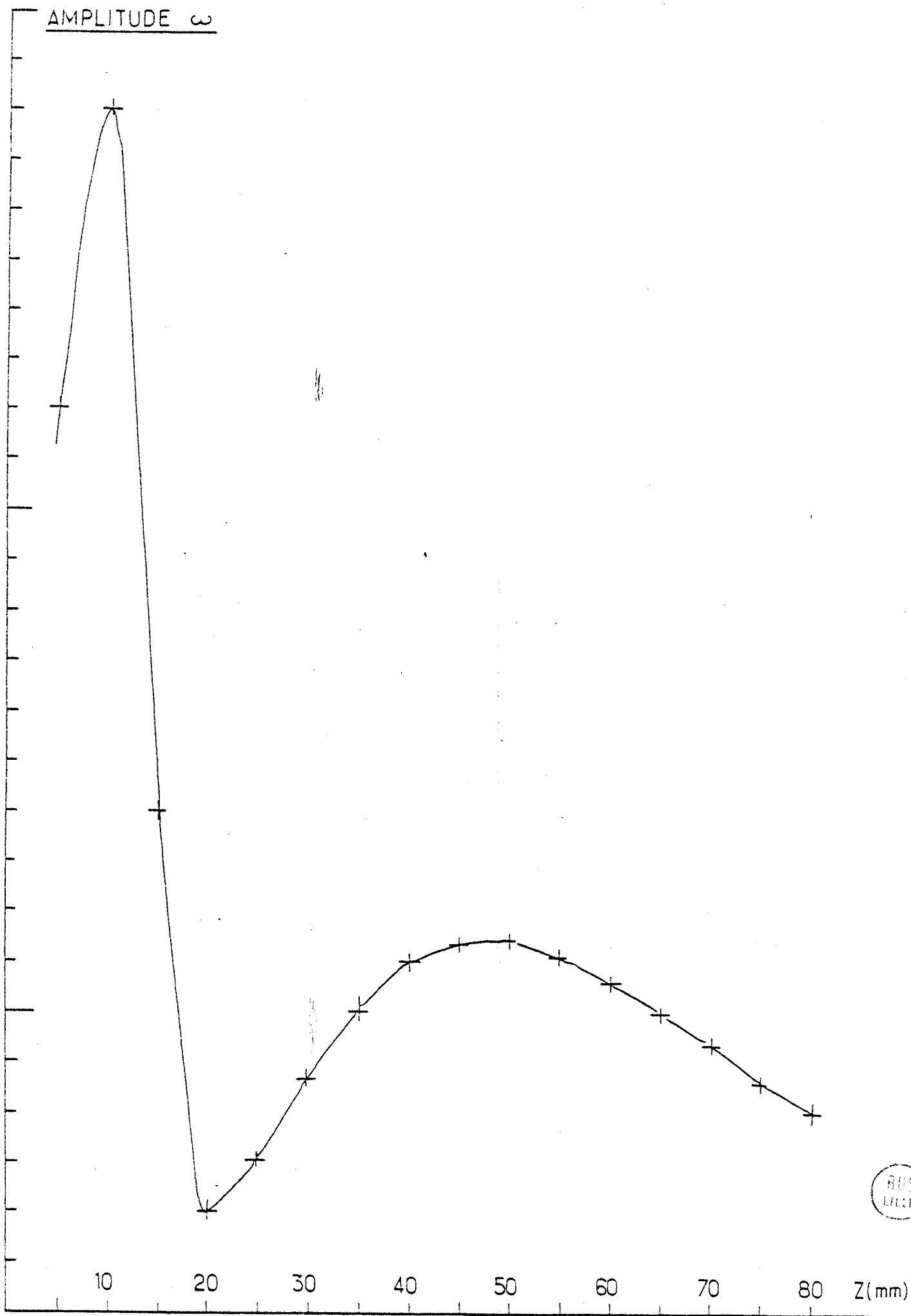


Figure 3



la plaque d'acier inoxydable : la courbe présente deux maximums, le premier maximum n'apparaissant pas à l'émission comme le montre l'expérience.

Si l'on compare les figures 2 et 3, on voit que l'on peut considérer que le plan de propagation est formé par deux zones : l'une pouvant être appelée zone de Fresnel (dans laquelle les variations d'amplitude sont très rapides) pour des distances inférieures ou égales à 1,1 cm, l'autre pouvant être appelée zone de Fraunhofer.

* La figure 4 montre l'influence du coefficient d'amortissement q sur l'allure des courbes : ce coefficient n'intervient pas pour la présence des maximums. Par contre dès que l'on fait varier de façon importante $\phi(x)$, l'allure de la courbe est différente. Le déphasage entre les différents points sources joue un rôle important dans l'allure de la courbe représentant l'amplitude de l'onde en fonction de la distance de propagation

* En fait la loi de phase choisie dans le modèle, revient à supposer une focalisation en un point de l'axe de propagation. La loi de phase nécessaire à la focalisation en un point de l'axe est /6/

$$\phi(x) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(F - \sqrt{F^2 + x^2} \right); \quad f \text{ désigne la distance focale}$$

En supposant x petit devant f on arrive à $\phi(x) = -\frac{\pi}{\lambda f} x^2$

On peut toujours ajouter un terme constant à une phase et dans le modèle on a assimilé, pour simplifier le calcul, l'arc de parabole à deux segments de droite. On arrive avec les valeurs numériques choisies pour la loi de phase à une focalisation au voisinage de 5 cm.

On peut ainsi confirmer l'interprétation donnée au chapitre 4 sur l'apparition d'un maximum pour la composante harmonique alors que l'amplitude de la composante fondamentale passe par un minimum (dans le cas de l'acier inoxydable). La focalisation du faisceau ultrasonore de surface fait que la densité d'énergie, au voisinage du point de focalisation, croît. En conséquence, et pour une quantité d'énergie donnée, il y a conversion de mode $v \rightarrow 2v$. Ensuite on observe la décroissance de la composante harmonique. Le deuxième maximum de la composante fondamentale est dû principalement à un effet de diffraction comme il a été vu précédemment : en supposant une onde de surface monochromatique se propageant sur un milieu linéaire on retrouve l'allure de la courbe donnant l'évolution de la composante fondamentale.

* En ce qui concerne le premier maximum de la composante harmonique, la

remarque faite au chapitre 4, concernant l'évolution des amplitudes des composantes en fonction de la tension d'alimentation du transducteur, avait permis de proposer l'explication suivante : l'énergie transportée par l'onde, au début de la propagation, est importante et il y a génération d'harmonique.

On considère l'hypothèse suivante : supposons qu'il y ait, dès la zone de génération, présence d'une composante à la fréquence 2ν . Avec cette hypothèse, le calcul du paragraphe II permet d'obtenir l'amplitude de la composante harmonique en fonction de la distance de propagation. On a supposé que le coefficient d'amortissement varie avec le carré de la fréquence.

En ce qui concerne l'acier inoxydable, il apparaît donc que l'amplitude importante de l'harmonique deux de l'onde ne peut être expliquée par l'hypothèse précédente : on n'observe pas un deuxième maximum supérieur au premier au cours de la propagation.

On peut donc conclure que sur l'acier inoxydable, il y a deux conversions de mode

- la première est due au fait que l'énergie propagée par l'onde en début de propagation est importante.

- la deuxième est due au fait qu'il y a focalisation du faisceau sur la plaque et donc concentration de l'énergie au voisinage du point de focalisation.

* Pour le nickel, la courbe de la figure 5 est assez semblable à la courbe donnant l'évolution de la composante harmonique obtenue expérimentalement au chapitre 4. On peut donc proposer l'interprétation suivante : après une courte propagation, et donc pratiquement dès la zone de génération, se produit une conversion de mode ; ceci explique l'obtention d'une amplitude importante de la composante harmonique par rapport à la composante fondamentale. Puis le nickel ayant un fort coefficient d'absorption, on n'observe pas de focalisation et l'évolution observée correspond d'une part à l'influence de l'absorption et d'autre part à l'influence de la diffraction.

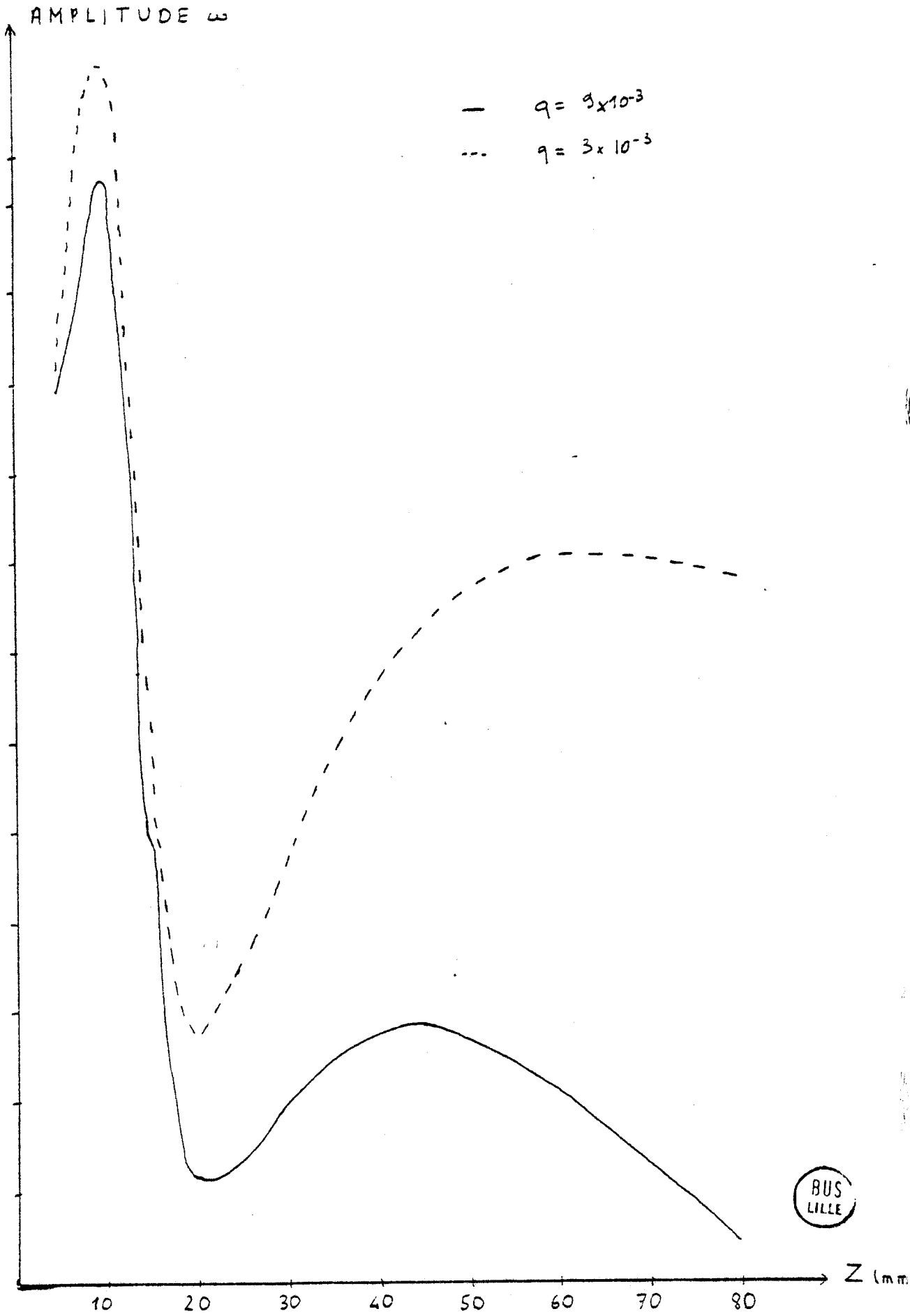


Figure 4

AMPLITUDE 2ω

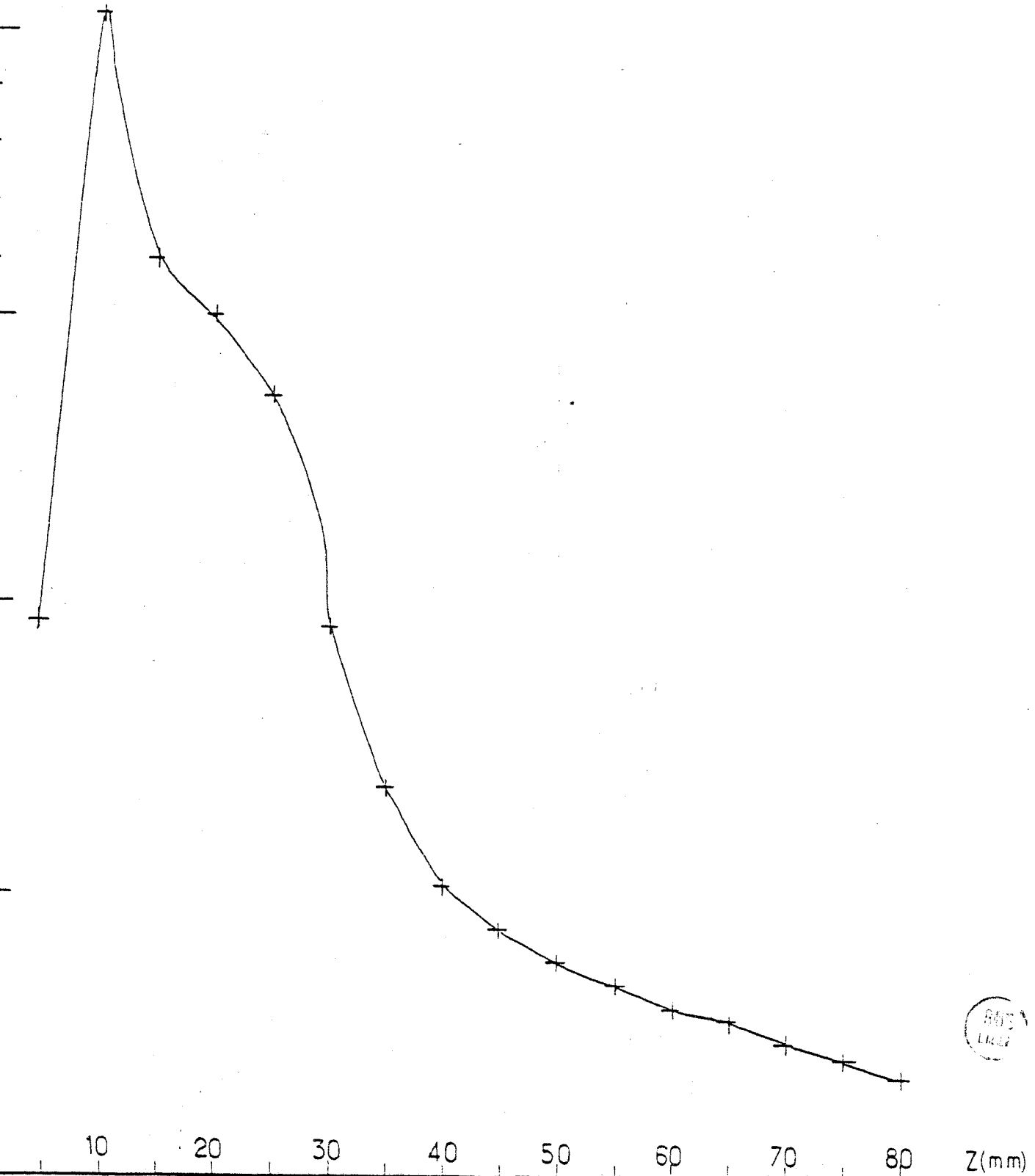


Figure 5



ANNEXE

```

10  REM  CE PROGRAMME EST ECRIT E
    N BASIC
20  FOR Z = 5 TO 80 STEP 5
25  D = 0:E = 0
30  FOR B = 1 TO 11
40  FOR X = 1 TO 5
50  READ XI,HI
57  Y2 = 11 * ((Z ^ 2) / ( SQR (4 *
    (XI ^ 2) + Z ^ 2)))
58  Y3 = (44 * (XI ^ 2) / SQR (4 *
    (XI ^ 2) + Z ^ 2)) + 20 * XI

60  Y = Y3 - Y2
70  V = EXP (- 0.006 * SQR (4 *
    (XI ^ 2) + Z ^ 2))
75  REM  D=0.006
80  D = (HI * V * COS (Y)) + D
90  E = (HI * V * SIN (Y)) + E
100 NEXT X
110 NEXT B
120 JL = SQR ((D ^ 2) + (E ^ 2))

124  REM  JL : AMPLITUDE CHERCHEE

130  PRINT "JL="JL"      Z="Z
140  RESTORE
145  REM  RESTORE REMET A 0 LE PO
    INTEUR DES DONNEES
150  NEXT Z
160  DATA 0.71,0.886,0,0,0,0,0,0
    .0,0.
165  DATA 0,1.18,1.22,0.295,0,0
    .0,0,0,0.
170  DATA 0.52,0.80,1.65,0.08,0,0
    .0,0,0,0.
175  DATA 0,0.94,0.96,0.39,2.02,
    0.02,0,0,0,0.
180  DATA 0.43,0.72,1.33,0.157,2
    .35,0.004,0,0,0,0.
185  DATA 0,0.81,0.82,0.42,1.67,
    0.054,0,0,0,0.
190  DATA 0.38,0.66,1.15,0.207,1
    .98,0.017,0,0,0,0.
200  DATA 0,0.72,0.72,0.43,1.47,
    0.09,0,0,0,0.
205  DATA 0.34,0.61,1.03,0.24,1.
    76,0.04,0,0,0,0.
210  DATA 0,0.65,0.65,0.43,1.32,
    0.117,2.02,0.01,0,0.
215  DATA 0.31,0.57,0.947,0.206,
    1.59,0.05,0,0,0,0.

```



BIBLIOGRAPHIE

- /1/ S. A. AKHMANOV, A. P. SUKHORUKOV, R. V. KHOKHLOV, Sov. Phys. JETP
23, 316 (1966)
- /2/ G. A. ASKAR'YAN, P. N. LEBEDEF, SOV PHYS JETP 4, 99 (1966)
- /3/ J. NAZE-TJOTTA, S. TJOTTA, J. Acoust. Soc. Am., 69, 1644 (1981)
- /4/ E. A. ZABOLOTSKAYA, R. V. KHOKHLOV, Sov. Phys. Acoustics, 15, 35 (1969)
- /5/ G. SALVINI, A. CALAORA, C. GAZANHES, J. MOHRANGE, Huitième colloque GRETSI
Nice 1981
- /6/ J. F. DE PELLEVAL, M. FINK, N. MERCIER, Colloque sur les méthodes
ultrasonores-en controle non
destructifs Paris 1980
- /7/ Référence 2 du chapitre 6

DISCUSSION DES MODELES THEORIQUES DE LA PROPAGATION
D'ONDES DE SURFACE

Dans les chapitres précédents, on a étudié la propagation d'une onde de surface sur deux matériaux différents. Dans les conditions expérimentales données, des phénomènes non linéaires ont été observés. Des modèles théoriques s'efforçant de décrire la propagation non linéaire d'ondes de surface existent. Il s'agit, dans ce chapitre de les présenter succinctement. Une de ces théories, la théorie de Lyamov /1/, prévoit le phénomène observé expérimentalement suivant : pour une onde de surface comportant une composante fondamentale et une composante harmonique 2), l'amplitude de l'harmonique varie comme la puissance d'émission de l'onde incidente.

I Revue des modèles théoriques

Pour interpréter la génération d'harmoniques, il faut d'une part, considérer l'expression exacte du tenseur des déformations (chapitre 1), et d'autre part introduire un terme supplémentaire dans la relation entre composantes du tenseur des déformations et composantes du tenseur des contraintes et écrire une relation du type

$$T_{ij} = C_{ijkl} + C_{ijklmn} S_{kl} S_{mn}$$

Les coefficients C_{ijklmn} sont les coefficients élastiques du troisième ordre.

Dans le cas d'un matériau isotrope, il n'y en a que trois non nuls.

L'approche rigoureuse de la propagation non linéaire d'ondes élastiques pourrait s'effectuer en cherchant les solutions à l'équation du mouvement et aux conditions aux limites du problème dans le cas d'ondes d'extension finie. Cependant, dans le cas des ondes de surface, cette résolution devient très difficile et n'a pas encore été faite. On peut cependant montrer que, dans l'étude d'une onde de surface se propageant sur un milieu isotrope, deux des trois coefficients du troisième ordre jouent un rôle.

Jusqu'à maintenant (1982) aucune théorie n'a pu relier sans approximation les mesures effectuées sur la propagation non linéaire et les coefficients du troisième ordre.

- Lopen /2/ obtient une solution pour le second harmonique en dehors de la zone de génération, et l'identifie avec la solution à l'intérieur de la zone de génération, ce qui est physiquement acceptable. Mais le calcul est basé sur deux hypothèses

* on néglige l'atténuation de l'amplitude du fondamental causée par la génération d'harmonique ; il devient alors difficile de rendre compte de la saturation observée pour l'amplitude du fondamental quand la tension appliquée au transducteur augmente

* on suppose que l'amplitude de l'harmonique 2 est plus petite que l'amplitude de la composante fondamentale, ce qui n'est pas vérifié dans les cas étudiés dans ce travail

Cette théorie rend cependant compte des expériences faites par Lopen sur du quartz

- Lean et Tseng /3/ utilisent un traitement phénoménologique : c'est la méthode des équations couplées introduite par Shiren en acoustique /4/. Cette méthode est valable a priori pour des ondes de volume longitudinales et pour lesquelles on peut considérer une propagation unidimensionnelle (c'est à dire que l'on ne tient pas compte de l'extension finie de l'onde). Cette méthode est étendue aux ondes de surface de la façon suivante : dans le calcul apparait une constante γ qui est la constante de Gruneisen pour le mode longitudinal considéré. Dans le cas du problème de l'onde de surface (dont la polarisation est elliptique) on suppose que ce coefficient γ dépend de tous les coefficients élastiques et du type d'interaction considéré, conversion du type $j + l$ ou $m - n$ avec j, l, m, n entiers positifs. Ce coefficient, dit de couplage est alors indicé et apparait dans le calcul des nombres Γ_{ijl} ou Γ_{imn} qui rendent compte de la non linéarité du milieu. On se donne une solution pour l'onde de surface et on remplace ces solutions dans les équations couplées qui sont des équations différentielles du premier ordre (non homogène). Avec un programme de calcul on ajuste les coefficients de couplage pour que les courbes expérimentales, donnant l'amplitude des harmoniques en fonction de la distance de propagation, soient en bon accord avec les courbes théoriques. Il est possible d'ajuster ces coefficients de façon que, pour chaque harmonique, la théorie et l'expérience soient en accord.

-Une autre approche phénoménologique est possible /5/. Il s'agit d'un modèle unidimensionnel qui utilise un seul coefficient, dépendant du matériau, caractérisant la non linéarité.

Dans l'équation de propagation
$$\frac{\partial^2 s}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = 0$$

s déformation normale de la surface

avec

V vitesse de phase de l'onde de surface

on introduit un terme quadratique et on écrit

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} (S + \beta S^2) - \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} = 0$$

β paramètre caractérisant la non linéarité

On reporte des solutions dans l'équation de propagation ; un programme ajuste les courbes théoriques et expérimentales en faisant varier β . Il y a bon accord entre cette théorie et l'expérience (menée sur du quartz et sur LiNbO_3), et ceci quelle que soit la fréquence de l'onde acoustique fondamentale ou l'énergie acoustique incidente.

- Dans un travail théorique Tiersten et Baumhauer /6/ essayent de résoudre l'équation d'ondes non linéaires dans le cas d'ondes d'extension infinie, en utilisant une méthode de perturbation. On suppose donc que l'amplitude du fondamental est grande devant celle de l'harmonique 2. Dans cette étude, les auteurs supposent également que l'amplitude de l'harmonique croît linéairement avec la distance de propagation. La solution obtenue satisfait bien à l'équation de propagation et aux conditions aux limites.

- Une étude théorique assez semblable /7/ montre, qu'à partir des hypothèses de Tiersten et Baumhauer, différentes méthodes de résolution sont possibles, méthodes qui ne débouchent pas sur des solutions qui se recoupent. Ainsi dans le cas où les constantes non linéaires sont connues, il n'y a pas bon accord avec la théorie.

II Premières conclusions

Les théories précédentes ont pour objectif de donner une formulation théorique de la génération d'harmoniques lors de la propagation d'ondes de surface. Sauf en ce qui concerne la théorie de Lopen, qui d'ailleurs ne peut être reprise pour analyser les résultats présentés précédemment, les théories sont phénoménologiques et au moyen de coefficients ad-hoc rendent compte de certaines expériences. Les coefficients du troisième ordre ne sont pas reliés aux phénomènes non linéaires observés.

Les expériences dont il est question sont très différentes de celles présentées dans ce travail : la génération est différente (transducteur à électrodes interdigitées), la fréquence de la composante fondamentale également (quelques centaines de MHz). Dans ces modèles on conçoit que l'on puisse considérer des

ondes planes d'extension infinie ; dans le chapitre précédent on a montré l'influence de l'extension finie de l'onde sur la génération d'harmonique 2.

Un modèle théorique donnant l'évolution de l'amplitude de l'harmonique 2 en fonction de l'énergie initiale, et se trouvant vérifié expérimentalement, existe : c'est le modèle de Lyamov /1/.

III Modèle de Lyamov

Ce modèle ne tient pas compte des effets non linéaires dus aux coefficients de Lamé. Cependant, dans certains cas, les coefficients élastiques du troisième ordre sont plus grands que les coefficients de Lamé (de 10 à 100 fois plus grands) /8/, /9/. Ainsi cette restriction peut être justifiée.

C'est un modèle unidimensionnel. L'équation de propagation s'écrit

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (C + 2C'M) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

C , C' coefficients élastiques du 2^{ème} et 3^{ème} ordre
M nombre de Mach défini comme le quotient de la vitesse de la particule à la vitesse de l'onde

L'intérêt de ce modèle est que la solution proposée est la solution de Fubini. Cette solution a été initialement proposée pour résoudre le problème de propagation unidimensionnelle dans un fluide non dissipatif en 1935. Cette solution donne

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \omega u_0 \sin \left(\omega t - \frac{\omega x}{V} \cdot \sqrt{1 + 2 M (1+A) \frac{C_{155}}{C_{11}-C_{12}}} \right)$$

avec
$$A = \left(1 - \left(\frac{V_R}{V_L} \right)^2 \right)^{1/4} \cdot \left(1 - \left(\frac{V_R}{V_T} \right)^2 \right)^{1/4}$$

Comme pour le fluide, on introduit une longueur appelée distance de discontinuité et notée l, qui correspond dans le cas d'une onde de volume à la distance à laquelle on a formation d'une onde de choc.

$$l \approx \frac{C_{11}-C_{12}}{C_{155} K (1+A)M} \quad K \text{ vecteur d'onde de l'onde de surface}$$

On peut alors obtenir l'expression de l'amplitude de la composante harmonique 2

pour $x < l$

$$U_2 = U_0 R \sin 2(\omega t - Kx) \left[\frac{1-R}{4\alpha l} - \frac{(1-R)^3}{4\alpha l} \left(\frac{3-R}{4} \right) - \frac{(1-R)^5}{(4\alpha l)} \left(\frac{22+3R-5R^2-3R^3-R^4}{10} \right) \right]$$

avec $R = e^{-2\alpha x}$ α coefficient d'atténuation

Pour $x \ll 2l$, l'expression précédente peut s'écrire

$$U_2 = U_0 R \frac{1-R}{4\alpha l}$$

et en remplaçant

$$M \sim \frac{\omega u_0}{V} \quad \text{et} \quad U = \sqrt{\frac{2P}{\rho \omega^2 V_R}}$$

P désignant la densité de puissance par unité de surface

On obtient

$$U_2 \sim \frac{R(1-R)}{2\alpha} \frac{C_{155} (1+A)}{C_{11} - C_{12}} \frac{1}{\rho V_R^3} P$$

Donc l'amplitude du second harmonique est proportionnelle à la puissance initiale et donc à U^2 (U tension appliquée au transducteur). C'est bien ce qui a été vérifié au chapitre 4.

IV Conclusion

La complexité de la propagation d'une onde de surface sur un milieu isotrope a empêché jusqu'à aujourd'hui la résolution des équations fondamentales de l'acoustique non linéaire.

Les modèles décrits, y compris le modèle de Lyamov, ne peuvent décrire complètement la propagation étudiée sur l'acier inoxydable ou le nickel.

BIBLIOGRAPHIE

- /1/ V. E. LYAMOV, T. H. HSU, R. M. WHITE, J. Appl. Phys., 43, 800 (1972)
- /2/ P. G. LOPEN, J. Appl. Phys., 39, 5400 (1968)
- /3/ E. G. LEAN, C. C. TSENG, J. Appl. Phys., 41, 3912 (1970)
- /4/ N. S. SHIREN, Proc IEEE, 53, 1540 (1965)
- /5/ E. L. ADLER, E. BRIDOUX, G. COUSSOT, E. DIEULESAINT, IEEE Trans. Sonics
Ultrason., SU 20, 13 (1973)
- /6/ H. F. TIERSTEN, J. C. BAUMHAUER, J. Appl. Phys., 45, 4272 (1974)
- /7/ P. J. VELLA, T. C. PADMORE, G. I. STEGEMAN, V. M. RISTIC
J. Appl. Phys., 45, 1993 (1974)
- /8/ N. SUGIMOTO, M. HIRAO, J. Acoust. Soc. Am., 62, 23 (1977)
- /9/ D. S. HUGHES, J. L. KELLY, Phys Rev., 92, 1145 (1953)

CONCLUSION

La propagation d'une onde de surface sur un milieu plan et isotrope a été étudiée dans ce travail.

L'onde est générée sous incidence critique ; la propagation s'effectue à l'interface métal-air et il s'agit d'une onde de Rayleigh. Des méthodes optiques sont utilisées d'une part pour visualiser l'onde de surface, et d'autre part pour étudier sa propagation.

L'analyse en fréquence de l'intensité lumineuse diffractée par l'onde de surface montre qu'elle comporte plusieurs composantes et ceci quel que soit le métal, pourvu que l'énergie fournie au transducteur soit suffisante. On observe une composante à la fréquence ν (composante fondamentale) identique à la fréquence du signal appliqué au transducteur, et une composante à la fréquence 2ν (composante harmonique).

L'évolution de l'amplitude de ces composantes en fonction de la distance de propagation est analysée. Les effets non linéaires, l'extension transversale finie de l'onde de surface et la dissipation due au matériau sont la cause de cette évolution.

Dans le cas de l'acier inoxydable, l'amplitude de la composante harmonique 2 présente deux maximums

- le premier, après une courte propagation, est dû à une première conversion de mode qui s'explique par l'énergie importante transportée par l'onde au début de la propagation.

- le second, après une plus longue distance de propagation (5,5 cm environ) est dû à une seconde conversion qui s'explique par une focalisation de l'onde de surface sur la plaque.

Dans le cas du nickel, la situation est différente. L'harmonique 2 présente, dès le début de la propagation, une grande amplitude par rapport à celle du fondamental. Dès l'impact du faisceau ultrasonore et après une très courte propagation sur la plaque, il y a conversion de mode. Les composantes fondamentale et harmonique ont alors des amplitudes qui, en fonction de la distance de propagation, sont régies par les phénomènes de diffraction et d'amortissement.

Les longueurs de propagation sont différentes pour les matériaux utilisés : 4 cm environ pour le nickel ; 9 cm environ pour l'acier inoxydable.

L'évolution de l'amplitude des composantes en fonction de la tension d'alimentation du transducteur, en un point de l'axe de propagation, est assez

semblable dans le cas de l'acier inoxydable et dans le cas du nickel. On observe la saturation de l'amplitude du fondamental en fonction de la tension appliquée au transducteur, alors que l'amplitude de l'harmonique 2 croît, ces deux phénomènes étant étroitement liés.

Les phénomènes non linéaires apparaissent quand l'énergie transportée par l'onde de surface devient importante. Pour l'acier inoxydable, les effets non linéaires sont bien décelables quand l'amplitude de l'onde de surface est de l'ordre de 80 Å.

Il a été également montré que l'amplitude du second harmonique est proportionnelle à la puissance appliquée au transducteur ; cette observation ayant déjà été faite sur des cristaux.



RESUME

La propagation d'une onde de surface sur un milieu plan et isotrope est étudiée à l'interface métal-air ; il s'agit d'une onde de Rayleigh.

L'onde est générée à l'interface eau-métal par un faisceau ultrasonore monochromatique provenant d'un transducteur immergé dans l'eau et positionné à l'angle critique. Les phénomènes se produisant au voisinage de l'angle critique sont visualisés pour l'acier inoxydable et le nickel.

Des méthodes optiques sont utilisées d'une part, pour visualiser l'onde de surface et, d'autre part, pour étudier sa propagation. L'analyse en fréquence de l'intensité lumineuse diffractée par l'onde de surface montre qu'elle comporte, quel que soit le métal, plusieurs composantes, pourvu que l'énergie fournie au transducteur soit suffisante. On observe une composante à la fréquence N (composante fondamentale) identique à la fréquence du signal appliqué au transducteur, et une composante à la fréquence $2N$ (composante harmonique).

L'évolution de l'amplitude de ces composantes en fonction de la distance de propagation et en fonction de l'énergie incidente est analysée. Les effets non linéaires, l'extension transversale finie de l'onde de surface et la dissipation due au matériau sont les causes de cette évolution.

MOTS CLES

**ACOUSTIQUE NON LINEAIRE
ONDE SURFACE
ONDE : VISUALISATION**