



Dispositif ultrasonore pour hyperthermie intracavitaire : Applications envisagées aux traitements des tumeurs cancereuses prostatiques ou vaginales

Ahmed Chitnalah

► To cite this version:

Ahmed Chitnalah. Dispositif ultrasonore pour hyperthermie intracavitaire : Applications envisagées aux traitements des tumeurs cancéreuses prostatiques ou vaginales. Médecine humaine et pathologie. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 1990. Français. NNT : 1990NAN10422 . tel-01754397

HAL Id: tel-01754397

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01754397>

Submitted on 30 Mar 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

THESE

présentée à l'université de NANCY I

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE NANCY I

en Métrologie, Automatique et Electrotechnique

option: Métrologie et Electronique Biomédicale

par

Ahmed CHITNALAH

**DISPOSITIF ULTRASONORE POUR HYPERTHERMIE
INTRACAVITAIRE**

Applications envisagées aux traitements des tumeurs cancéreuses prostatiques
ou vaginales

soutenue publiquement le 21 decembre 1990 devant la commission d'examen

JURY

Directeur de thèse:	Mr A. THIELTGEN, Maître de conférences à l'Université de Nancy I
Rapporteurs:	Mr J.P. LHUILLIER, Professeur à l'Université d'Angers Mr P. ALNOT, Professeur à l'Université de Nancy I
Examineurs:	Mr G. PRIEUR, Professeur à l'Université de Nancy I Mr C. MARCHAL, Docteur en Médecine C.A.V. Nancy Mr M. NADI, Maître de conférences à l'Université de Nancy I

Avant propos

Ce travail a été effectué au L.I.E.N., Laboratoire d'Instrumentation Electronique de l'Université de Nancy I, sous la direction du professeur PRIEUR. Quel me soit permis de lui exprimer ma gratitude pour la confiance qu'il m'a témoigné ainsi que pour les conseils qu'il m'a prodigué.

Je tiens à remercier vivement le Docteur MARCHAL, responsable de l'unité hyprrthermie au Centre Alexis Vautrin, instigateur de cette recherche qu'il n'a cessé de s'intéresser à la bonne marche de ce travail.

Monsieur THIELTGEN a bien voulu dirigé ce travail, je lui témoigne ma gratitude pour toute son aide et ses critiques constructives.

Je tiens à remercier vivement Monsieur ALNOT et Monsieur LHUILLIER pour avoir accepté de juger mon travail et d'accepter de participer au jury de ma thèse.

Je remercie Monsieur NADI d'avoir accepté d'examiner mon travail et pour toutes ses critiques constructives.

Mes remerciement Mrs SCHMIT et ROTH les techniciens du L.I.E.N. pour l'aide apportée à la réalisation du dispositif.

Un grand merci pour tous les collègues du laboratoire pour leur sympathie, leur gentillesse et leur aide.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	1
PREMIERE PARTIE: ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET APPROCHE THEORIQUE DES CARACTERISTIQUES DES CERAMIQUES UTILISEES	5
INTRODUCTION.....	6
CHAPITRE I: CAHIER DES CHARGES	8
I-Position du problème:	9
II- Contraintes:	10
III- Choix de la fréquence.....	12
CHAPITRE II : APPROCHE THEORIQUE DES CARACTERISTIQUES DES CERAMIQUES: CAS D'UN TUBE,D'UN DISQUE ET D'UNE PLAQUE RECTANGULAIRE	15
I-INTRODUCTION.....	16
II-PARAMETRES ACOUSTIQUES D'UN MILIEU	16
III-DIAGRAMME DE RAYONNEMENT	18
III-1-Cas d'un tube	20
III-1-1-Distributions radiales	21
III-1-2-Distributions axiales	21
III-2-Sonde plane rectangulaire	25
III-2-1-Distributions axiales	26
III-2-2-Distributions transversales et longitudinales.....	29
III-3-Sondes planes circulaires	32
IV-REPONSE DE LA CERAMIQUE.....	35
IV-1-Equations piézo-électriques	35
IV-2-Rendement de la céramique	37
IV-3-Impédance et circuit électrique équivalent:.....	40
V-DISCUSSION	47
DEUXIEME PARTIE: ETUDE EXPERIMENTALE	49
INTRODUCTION.....	50
CHAPITRE III: CARACTERISATION EXPERIMENTALE DES SONDES. COMPARAISON AVEC LA THEORIE.....	52
I-INTRODUCTION.....	53
II-REALISATION.....	53
II-1-Type de céramiques utilisées.....	53
II-2-Montage de la sonde cylindrique	53

II-3-Montage de la sonde plane	55
III-COMPORTEMENT VIS A VIS DU GENERATEUR.....	55
III-1-Matériels et méthodes	55
III-2-Résultats.....	56
III-2-1-Impédance et schéma électrique équivalent	56
III-2-2-Adaptation de l'impédance	60
III-2-3-Rendement en puissance	60
IV-DIAGRAMME DE RAYONNEMENT	64
IV-1-Introduction	64
IV-2-Matériels et méthodes	65
IV-2-1-Production des ultrasons	65
IV-2-2-Détection des ultrasons	65
IV-2-2-1-Capteur.....	66
IV-2-2-2-Détecteur de crête	66
IV-2-2-3-Programme d'acquisition	66
IV-2-3- Méthodes	68
IV-3- Diagramme de rayonnement de la sonde cylindrique.....	68
IV-3-1- Réponse du capteur	68
IV-3-2-Profondeur de pénétration du faisceau ultrasonore	70
IV-3-3-Directivité du faisceau	70
IV-3-4-Homogénéité du faisceau.....	74
IV-4-Diagramme de rayonnement de la sonde plane rectangulaire	77
IV-4-1-Etude du faisceau dans l'eau.....	77
IV-4-1-1-Réponse du capteur.....	77
IV-4-1-2-Profondeur de pénétration	77
IV-4-1-3-Directivité.....	79
IV-4-1-4-Homogénéité du faisceau	82
IV-4-2-Etude du faisceau dans le glycérol	82
IV-5-Diagramme de rayonnement de la sonde plane circulaire	85
IV-5-1-Etude du faisceau émis dans l'eau.....	85
IV-5-1-1-Distribution axiale	85
IV-5-1-2-Distribution radiale	90

IV-5-1-3-Effet de la vobulation.....	90
IV-5-2-Etude du faisceau émis dans le glycérol	95
V-MESURE DU DIAGRAMME DE RAYONNEMENT PAR LA METHODE THERMOMETRIQUE	95
VI-DISCUSSION	98
CHAPITRE IV: MESURE DE L'ECHAUFFEMENT DANS DES FANTOMES "EQUIVALENT" TISSUS BIOLOGIQUES.....	100
I-MATERIELS ET METHODE.....	101
I-1-Alimentation des sondes.....	101
I-1-1-Le générateur de fonction	101
I-1-2-L'amplificateur de puissance.....	101
I-1-3-Adaptation et le multiplexage	102
I-1-4-Refroidissement	103
I-2- Contrôle de l'hyperthermie	107
I-2-1-Thermomètre.....	107
I-2-2-L'acquisition et le traitement	107
I-3-Milieu équivalent tissu biologique.....	110
II-RESULTATS	110
II-1-Sonde cylindrique	111
II-1-1-Echauffement dans la gélatine	111
II-1-1-1-Evolution de l'échauffement dans le temps.....	111
II-1-1-2-Distributions radiales.....	113
II-1-1-3-Distributions axiales.....	117
II-1-2-Echauffement dans le glycérol.....	117
II-2-Sonde plane rectangulaire	120
II-2-1-Dans la gélatine.....	120
II-2-1-1-Evolution des températures dans le temps.....	120
II-2-1-2-Distribution axiale	123
II-2-1-3-Distributions longitudinales	123
II-2-2-Dans le glycérol	123
II-3-Sonde plane circulaire.....	127
II-3-1-Dans le glycérol	127
III-CONCLUSION.....	130
CONCLUSION GENERALE	131
BIBLIOGRAPHIE.....	134

INTRODUCTION GENERALE

Cela fait plus d'un siècle que l'action anti-tumorale d'une élévation modérée de la température d'un corps a été montrée. Cependant, c'est essentiellement à partir des années 1960 que l'hyperthermie s'est développée grâce à la biologie expérimentale, aux progrès technologiques et aux observations cliniques. Les articles de G. SHORT J. and P. F. TURNER [1] et de H.C.NAUTS [107] constituent deux revues sur l'histoire et l'évolution de l'hyperthermie et de ses modalités d'application. Il est possible de distinguer l'hyperthermie généralisée de l'hyperthermie locale ou régionale.

L'hyperthermie généralisée est appliquée au corps humain tout entier; elle peut être obtenue par injection de toxines, par circulation sanguine extracorporelle ou par des méthodes externes. Une récente étude des techniques utilisées est rapportée en [2].

L'hyperthermie localisée concerne une partie bien définie d'un organe. Elle peut être obtenue par divers agents physiques [1-3], notamment les ondes électromagnétiques, les ultrasons ou encore un faisceau laser. La plupart des appareils utilisent les ondes électromagnétiques [4, 5]. Certains de ces appareils sont commercialisés aux U.S.A. [6] et en France [7, 8]. Les applicateurs utilisés sont généralement des guides d'ondes, des sondes coaxiales ou des antennes plaques [9 - 13]. Généralement, les radiofréquences à 13,56 ou 27,12 MHz sont réservées au traitement des tumeurs semi-profondes ou profondes [14], compte tenu de leur capacité à pénétrer les tissus biologiques. Les micro-ondes à 434, 915, 2450 MHz sont réservées au traitement des tumeurs superficielles [15]. Dans cette méthode de traitement, le problème des mesures thermométriques reste crucial [2,16,17].

Une autre voie, utilisant l'effet thérapeutique des ultrasons, a été suggérée dans les années 1930. L'histoire de l'hyperthermie par ultrasons peut être séparée en quatre périodes [18, 19]:

- 1-période d'initiation, tout d'abord au Japon et en Allemagne,
- 2-période d'enthousiasme, notamment en Allemagne,
- 3-période de pessimisme,
- 4-regain d'intérêt, à partir des années 1970, tout d'abord aux U.S.A., puis en U.R.S.S. et au Japon.

Depuis, des centaines de travaux dans ce domaine ont été publiés. Parmi ceux-ci, on peut ressortir les études, en 1968, de l'effet des ultrasons sur les enzymes [106], du mécanisme d'interaction des ultrasons avec le milieu biologique et du danger de l'utilisation des ultrasons [103]. Leur effet létal sur les cellules a été étudié en 1969 [105]. En 1970, P.R. CLARKE [104] montra que l'hyperthermie par ultrasons peut être combinée avec les rayons-X. Une étude préclinique sur les chats et les chiens [101] a montré la possibilité des ultrasons de 0,75 à 5 MHz à induire une hyperthermie

suffisante. D'autre part l'effet thérapeutique des ultrasons peut être utilisé comme complément à d'autres types de radiation, notamment les rayons-X [102].

Cette renaissance des méthodes ultrasonores a une triple origine:

- 1-les difficultés de mise en œuvre d'appareils utilisant les ondes électromagnétiques et le contrôle de l'hyperthermie dans un champ électromagnétique, rendant le coût de ces appareils parfois trop onéreux,
- 2-la faible divergence du faisceau ultrasonore permettant une focalisation facile; la profondeur de pénétration des ultrasons dans certains milieux biologiques est relativement importante par rapport aux ondes électromagnétiques et, de plus, la variation de l'absorption des ultrasons avec la température pourrait être utilisée comme un moyen de mesure de la température,
- 3-le développement technologique de l'instrumentation et l'utilisation grandissante des ultrasons dans l'industrie.

L'hyperthermie intracavitaire est une méthode d'hyperthermie localisée. Elle consiste à placer la source de chaleur dans des cavités naturelles du corps comme le rectum, le vagin, l'uretère, la vessie, la cavité buccale ou l'œsophage. Cette méthode offre plusieurs avantages. Le positionnement de l'applicateur à proximité de la tumeur réduit l'exposition des tissus sains au rayonnement; le traitement n'est donc pas traumatisant pour le patient; jusqu'à présent, seules les micro-ondes à 434,915 ou 2450 MHz, ont été proposées dans ce but [20, 21]. Plusieurs antennes ont été développées pour le traitement des tumeurs cancéreuses du vagin, de la prostate ou du rectum [22 - 26]. Dans ce cas, une chimiothérapie y est adjointe pour en potentialiser les effets [27]. Cependant les antennes micro-ondes ont un diagramme de rayonnement difficilement modifiable. En effet, le volume chauffé est déterminé par les dimensions de l'antenne qui sont imposées par le choix de la fréquence. La profondeur de pénétration dépend de la longueur d'onde et des propriétés diélectriques des tissus [28]. Elle ne dépasse guère 5 millimètres [29] et varie très peu avec la fréquence puisque nous sommes dans le domaine du champ proche. On est souvent amené à faire un compromis entre la position et l'environnement de la tumeur d'une part et les caractéristiques diélectriques des tissus d'autre part. Il est donc très difficile de concevoir des antennes micro-ondes qui peuvent être adaptées à chaque tumeur. Ces appareils se révèlent inefficaces pour le traitement de certaines tumeurs intracavitaires, notamment celles de la prostate qui peuvent dépasser parfois 5 centimètres de diamètre.

Comparés aux ondes électromagnétiques, les ultrasons possèdent une faible vitesse de propagation, soit des longueurs d'onde courtes, ce qui permet de générer des faisceaux facilement focalisables, par la structure même de l'antenne (disque, anneau ou coupole), ou par addition de faisceaux multiples. De plus, les ultrasons ont une

pénétration tissulaire satisfaisante (4 à 12 cm par exemple à 1MHz) [30 - 33]. D'un autre côté, seule la dimension de l'antenne concernée par la vibration dépend de la fréquence ce qui permet de fixer les autres dimensions indépendamment de la fréquence. D'autre part, les dispositifs ultrasonores n'interfèrent pas avec les systèmes thermométriques classiques. Les inconvénients des ultrasons sont principalement une forte absorption par les os et leur réflexion au niveau des interfaces tissus biologiques-air. Cela limite le champ d'utilisation de cette technique et impose l'utilisation d'un bolus d'eau jouant le rôle de coupleur entre la céramique et la tumeur.

Dans ces perspectives et dans le but d'utiliser cette méthode de traitement , nous avons développé au Laboratoire d'Instrumentation Electronique de Nancy, à la demande du D^r C. MARCHAL, responsable de l'unité d'hyperthermie au Centre anticancéreux Alexis Vautrin, des sondes ultrasonores en vue du traitement des tumeurs cancéreuses du vagin ou de la prostate. Les premiers résultats préliminaires obtenus par des sondes cylindriques ont été présentés au congrès IEEE à New Orleans en 1987 [92]. Des résultats semblables ont été publiés aux U S A par DIEDERICH et al [91] en 1989.

Dans la première partie de ce travail, nous avons entrepris une étude bibliographique sur cette méthode de traitement. Puis, après avoir défini le cahier des charges, nous avons étudié l'aspect théorique des caractéristiques physiques des sondes.

Dans une deuxième partie, nous présentons le matériel et la méthodologie utilisés au cours de nos expériences. Nous expliquons l'aspect technique de la réalisation des sondes ultrasonores et présentons leurs caractéristiques physiques (impédance électrique, schéma électrique équivalent et diagramme de rayonnement), ainsi que les résultats thermiques obtenus dans des fantômes équivalent-tissu humain.

Les résultats obtenus montrent que les sondes réalisées répondent au cahier des charges et permettent d'entrevoir leur utilisation pour les application cliniques envisagées.

**PREMIERE PARTIE: ETUDE
BIBLIOGRAPHIQUE ET
APPROCHE THEORIQUE DES
CARACTERISTIQUES DES
CERAMIQUES UTILISEES**

INTRODUCTION

Dans cette partie, nous définissons le cahier des charges, réalisons le calcul numérique du diagramme de rayonnement des céramiques utilisées et établissons leurs schémas électriques équivalents.

Dans un premier chapitre, nous expliquons le choix des dimensions des sondes et de la fréquence de travail, selon les contraintes imposées par les applications cliniques envisagées. Trois types de sondes utilisant des céramiques tubulaires, rectangulaires ou circulaires ont été proposés.

Dans un deuxième chapitre, nous faisons l'étude théorique des caractéristiques des trois types de céramiques utilisées pour la réalisation des sondes. Les valeurs des éléments composant le circuit électrique équivalent sont obtenues à partir du calcul de l'impédance électrique des sondes. L'impédance est déduite des équations piézo-électriques. D'autre part, nous avons déterminé la distribution spatiale de l'intensité acoustique dans l'eau en utilisant le principe de Huygens. Le calcul est effectué par ordinateur en utilisant la méthode de Simpson. Nous avons ainsi déterminé la profondeur de pénétration et l'ouverture du faisceau ultrasonore émis par chacune des trois céramiques. Les résultats obtenus sont comparés à ceux publiés par d'autres auteurs travaillant dans le même domaine.

CHAPITRE I: CAHIER DES CHARGES

I-POSITION DU PROBLEME:

Dans le cas idéal, un système d'hyperthermie doit répondre à un certain nombre d'exigences:

1) élever la température de la tumeur à plus de 43°Celsius sans pour autant que celle des tissus sains avoisinants ne dépasse 42°Celsius;

2) les caractéristiques du système doivent être indépendantes de la tumeur, c'est-à-dire que le dispositif doit être capable de traiter toutes les tumeurs sans qu'il soit nécessaire de le modifier;

3) le système d'induction de l'hyperthermie ne doit présenter aucun risque, ni pour le malade ni pour l'opérateur.

Au vu de la diversité des tumeurs cancéreuses, de leurs natures, dimensions, emplacements et de différents problèmes technologiques, aucun système ne peut répondre à ces exigences en totalité. Cependant, un compromis peut être trouvé entre les caractéristiques du dispositif et l'application clinique envisagée. Sur ce principe, un nombre important de dispositifs ultrasonores, électromagnétiques ou autres (certains appareils étant restés au stade de la recherche) ont été développés.

En ce qui concerne l'hyperthermie induite par ultrasons, le système se compose de [34]:

- 1- une source de puissance électrique qu'on appelle souvent générateur,
- 2- un applicateur ou transducteur qui produit les ultrasons et joue le rôle d'élément de couplage entre le générateur et le milieu de propagation,
- 3- un système de contrôle de l'hyperthermie, *un système de mesure de température*
- 4- un système informatique permettant le contrôle et la régulation de la température.

Les caractéristiques du dispositif ultrasonore sont généralement déterminées par celles du transducteur. Le choix des paramètres, la fréquence de résonance, les dimensions et le mode de propagation dépend de:

1- la méthode de l'hyperthermie: hyperthermie intracavitaire, superficielle ou bien semi-profonde,

2- la profondeur de pénétration nécessaire pour atteindre la tumeur qui dépend du coefficient de propagation,

3- la nature des tissus tumoraux et leur thermosensibilité, *la sensibilité des tissus*

4- des dimensions de la tumeur et du degré de tolérance des tissus sains avoisinants.

Pour établir un cahier des charges, il est nécessaire de connaître le mécanisme de l'interaction des ondes ultrasonores avec les milieux biologiques [35]. La plus grande partie des travaux publiés jusqu'à présent intéressent essentiellement la vitesse de

propagation des ultrasons dans les tissus et leur absorption [36,37]. Le cahier des charges est exploité pour définir les caractéristiques du dispositif d'induction de l'hyperthermie.

En ce qui concerne l'hyperthermie intracavitaire, la source de chaleur est placée dans les cavités naturelles comme le rectum, le vagin, l'urètre, la vessie, la cavité buccale ou l'œsophage. Le positionnement de l'applicateur à proximité de la tumeur minimise l'exposition des tissus normaux; cela nécessite l'utilisation d'applicateurs dont les dimensions sont compatibles avec la cavité. Pour notre part, nous nous sommes intéressés aux applicateurs destinés au traitement des tumeurs de la prostate ou du vagin. Le traitement des tumeurs de la prostate se fera par voie rectale (figure). Les dimensions des applicateurs sont imposées par celles de ces cavités. La fréquence est choisie de telle sorte que la pénétration du faisceau ultrasonore dans ces tissus permette d'atteindre la tumeur.

II- CONTRAINTES:

La géométrie des sondes et leurs dimensions sont imposées par la cavité naturelle dans laquelle elles sont introduites. Etant donné les applications cliniques envisagées, les sondes doivent satisfaire aux conditions suivantes (figure I-1):

1-le diamètre de la sonde doit être compatible avec les dimensions de la cavité en question; ainsi, pour le traitement des tumeurs vaginales ou prostatiques, le diamètre de la sonde doit être compris entre 10 mm et 20 mm;

2-la profondeur de pénétration du faisceau ultrasonore produit par l'applicateur doit être au moins de 30 mm, notamment pour les cancers de la prostate; la divergence du faisceau par rapport à l'axe de propagation ne doit pas dépasser 6 à 10° à cette profondeur de pénétration;

4-l'échauffement doit être homogène sur toute la tumeur; les tumeurs de la prostate pouvant parfois dépasser les 50 millimètres de diamètre, la sonde génératrice d'ultrasons doit être capable d'induire un échauffement homogène sur toute cette surface;

5-l'applicateur ultrasonore doit être modulable pour permettre le traitement des tumeurs cancéreuses de différentes tailles; ainsi, le volume chauffé sera variable, ce qui permet à une même sonde de répondre à différents besoins cliniques;

6-l'applicateur doit inclure un système de refroidissement à eau, en vue d'éviter les brûlures superficielles et, d'autre part, de permettre à la sonde d'épouser la forme de la cavité naturelle du corps humain.

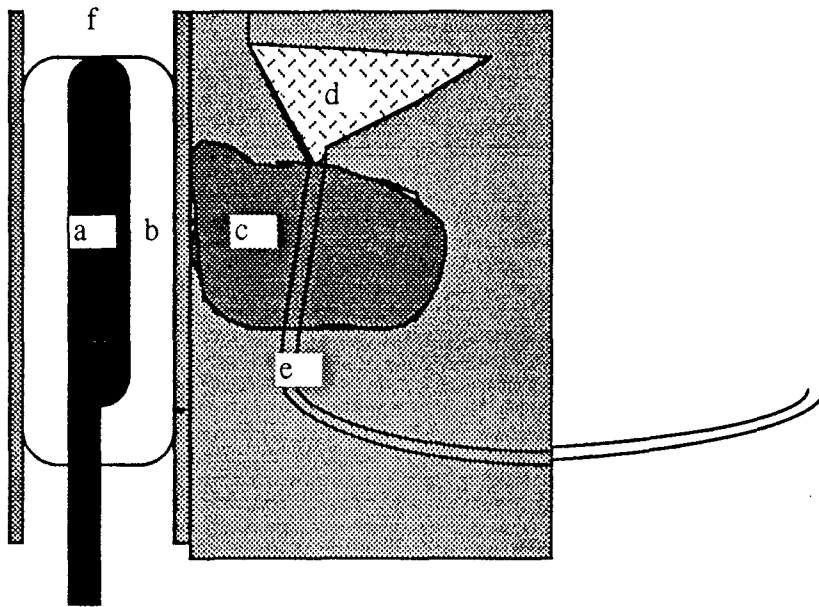


Figure I-1: Anatomie de la région de la prostate

a: applicateur

b: poche remplie d'eau de refroidissement

c: prostate

d: vessie

e: urethre

f: rectum

Au vu du cahier des charges, nous avons étudié trois types de sondes: des sondes cylindriques composées de céramiques tubulaires et destinées au traitement des tumeurs vaginales ou du rectum, des sondes planes circulaires et rectangulaires pour les tumeurs cancéreuses de la prostate et des sondes circulaires permettent de traiter des tumeurs de petites tailles dans la mesure où elles focalisent l'énergie sur une tache. Les sondes rectangulaires non focalisantes permettent de traiter des tumeurs beaucoup plus étendues.

III- CHOIX DE LA FREQUENCE

Le choix de la fréquence dépend du mécanisme de l'absorption des ultrasons par les milieux biologiques. Ce mécanisme est encore mal connu actuellement à cause de la complexité des propriétés physiques de ces milieux et du manque de données les concernant. Cependant, la littérature montre que la transformation de l'énergie acoustique en chaleur est essentiellement due à la viscosité du milieu où s'effectue la propagation. La dose d'énergie convertie en chaleur dépend du coefficient d'absorption; en première approximation, ce coefficient varie linéairement avec la fréquence [38, 39]. Le choix de la fréquence doit être guidé par la profondeur de pénétration souhaitée. Dans cette optique nous avons étudié les références bibliographiques.

Divers dispositifs ultrasonores peuvent être utilisés, cependant de nombreux chercheurs utilisent un disque plan en céramique piézo-électrique fonctionnant à des fréquences comprises entre 0,5 et 5 MHz. La plupart de ces dispositifs s'adressent à des tumeurs superficielles et facilement accessibles [40].

GORDON et al.(1980) [41] ont montré qu'on obtient une hyperthermie de 43,5° Celsius à l'aide d'ultrasons émettant à des fréquences proches de 1 MHz. Le taux de réussite est amélioré en utilisant cette technique comme adjuvant à une chimiothérapie ou aux rayons X.

D'après HILL (1982) [42], autour de 1 MHz, la longueur d'onde est suffisamment petite pour permettre d'obtenir un faisceau directif, avec une atténuation assez faible pour avoir une profondeur de pénétration suffisante.

CORRY et al. (1982) [43, 44] utilisent un transducteur de 5 cm fonctionnant à 2 MHz pour le traitement des tumeurs du sein. Avec une puissance de 1 watt par cm², la température peut atteindre 44° Celsius après 5 minutes d'irradiation.

HAAR et al. (1983) [45, 46] utilisent, eux, un transducteur fonctionnant à 0,75 MHz commandé par une puissance de 2 watt par cm² pour induire une hyperthermie à 4 cm de profondeur. Ce dispositif a été testé sur des tumeurs profondes dans une cuisse de porc.

SWINDELL (1986) [47] donne un abaque permettant de déterminer la fréquence,

connaissant le coefficient d'absorption et la profondeur de pénétration souhaitée. Ainsi en prenant un coefficient d'absorption moyen de 0,5 Np/cm et en souhaitant une profondeur de pénétration à -3 dB supérieure à 5 cm, la fréquence doit être choisie égale ou inférieure à 1MHz.

HYNYNEN et al. (1986) [33] ont développé un dispositif multi-éléments focalisant fonctionnant à 0,5 ou 1 MHz. Ils ont montré qu'on peut atteindre avec un tel système une profondeur de 10 cm dans les tissus des animaux. Le dispositif a notamment été testé chez les animaux sur certaines tumeurs des reins .

UNDERWOOD et al. (1987) [48] ont développé un applicateur formé de céramiques rectangulaires planes fonctionnant à 1MHz et ont montré que la profondeur de pénétration varie de 5 à 7 cm pour des tissus dont le coefficient d'absorption varie de 0,08 à 0,1 Neper par cm.

Substance	Absorption(Np/cm)	Célérité (m/s)	Pénétration (cm)
Plexiglass	0,34	2666	2,9
Gélatine	0,12	1500	8,3
Glycérine	0,24	1894	4,1
Vaseline	0,18	-----	----

Table N°I-1: Propriétés acoustiques, à 1MHz de quelques milieux
pouvant simuler les tissus biologiques

Une étude menée au Laboratoire d'Electronique de Nancy par OM PRAKASH (1979) [49] à des fréquences de 1, 2, 3, et 5 MHz montre que seule la fréquence de 1 MHz permet d'atteindre des profondeurs de pénétration supérieures à 3 cm. Les résultats sont résumés dans le tableau I-1. Depuis, des applicateurs fonctionnant à cette fréquence ont été utilisés au Laboratoire pour créer une hyperthermie localisée avec succès [50, 51].

Pour notre part nous avons choisi de travailler à 1MHz. En effet, à cette fréquence, la profondeur de pénétration d'une onde plane peut atteindre 12 cm. De plus, la longueur d'onde est de 1,5 mm ce qui engendre des faisceaux très directifs. Les propriétés de quelques tissus biologiques et de quelques milieux à cette fréquence sont résumés dans le tableau I-2.

Substance	Célérité	Impédance	Atténuation
	en m/s	$10^6 \text{Kg/m}^2/\text{s}$	Np/cm
Eau	1483,9	1,48	0,00025
Aluminium	6420	17	0,0021
Air	343	0,00045	1,38
Plexiglas	2670	3,2	0,23
Sang	1550	1,61	0,02
Foie	1570	1,65	0,045
Reins	1560	1,62	0,07
Graisse	1470	1,35	0,07
Muscle	1580	1,65-1,74	0,21
Os	3360	6	1,3

Tableau N°I-2: Propriétés acoustiques à 1 MHz de quelques tissus
et de certains milieux équivalents [52]

**CHAPITRE II : APPROCHE THEORIQUE DES
CARACTERISTIQUES DES CERAMIQUES:
CAS D'UN TUBE,D'UN DISQUE ET D'UNE
PLAQUE RECTANGULAIRE**

I-INTRODUCTION

L'analyse des caractéristiques d'une sonde ultrasonore se fait en deux parties:

- analyse de la distribution de l'intensité acoustique dans un milieu non absorbant (diagramme de rayonnement).

- étude de la transformation de l'énergie électrique en énergie acoustique (rendement, impédance électrique, bande passante).

Cette analyse doit répondre à un certain nombre de questions:

- comment se comporte la sonde ultrasonore vis à vis du générateur et du milieu de propagation?

- quelle est la dose d'énergie électrique convertie en puissance acoustique?

- comment cette puissance acoustique est-elle distribuée dans le milieu de propagation?

Différentes techniques peuvent être utilisées pour l'analyse d'une structure piézo-électrique. Ainsi, une sonde ultrasonore peut être modélisée comme un résonateur, une ligne de transmission, un microphone, une antenne ou tout autre système servant à l'émission ou la réception des micro-ondes. Malheureusement, aucune de ces techniques ne permet de faire une étude complète sans faire d'approximations dans les situations particulières [53].

Dans ce chapitre nous allons énumérer les différents paramètres acoustiques intervenant dans la caractérisation des sondes ultrasonores. La première partie sera consacrée à l'étude du diagramme de rayonnement dans l'eau. Dans la deuxième partie, nous nous intéresserons au processus de transduction piézo-électrique. Nous présentons cette étude pour des sondes cylindriques et des sondes planes circulaires ou rectangulaires.

II-PARAMETRES ACOUSTIQUES D'UN MILIEU

L'acoustique est la partie des sciences qui se propose d'expliquer la nature, la production, la propagation et la perception des vibrations mécaniques.

L'onde mécanique est associée à un mouvement oscillatoire d'un système vibrant. Sa propagation se fait grâce aux mouvements des particules du milieu. Certains milieux favorisent la propagation, d'autres la gêne; par exemple, le son ne se propage pas dans le vide.

Selon la fréquence du mouvement vibratoire, une onde est audible ou non. Le domaine des sons audibles par l'homme s'étale de 10 Hz à 20 kHz. Au delà des 20 kHz

on trouve les ultrasons, en deçà les infrasons. Les lois établies par l'acoustique s'appliquent dans ces trois domaines.

Lorsque, par un procédé quelconque, une particule d'un milieu subit un ébranlement autour de sa position de repos, ce mouvement est communiqué de proche en proche aux particules voisines, puis à tout le milieu. Cette propagation se fait à vitesse finie.

Le champ acoustique est caractérisé par des grandeurs physiques, fonction du lieu et du temps, appelées paramètres acoustiques, qui sont:

-l'élongation $x(t)$, variation de la position $r(t)$ de la particule à l'instant t par rapport à sa position au repos r_0 :

$$x(t)=r(t)-r_0 \quad (1)$$

-la vitesse de vibration de la particule se trouvant à la position r à l'instant t :

$$U(r,t) = \frac{\partial x(r,t)}{\partial t} \quad (2)$$

-la pression acoustique qui représente la différence entre la pression statique p_0 et la pression instantanée $p(r,t)$:

$$p = p(r,t) - p_0 \quad (3)$$

-l'impédance acoustique, produit de la masse volumique ρ par la célérité c des ultrasons dans le milieu:

$$Z = \rho c \quad (4)$$

Ces paramètres sont liés par les lois fondamentales de la physique [54, 55, notamment la loi de Newton:

$$\text{div}(p) = -\rho \frac{\partial U}{\partial t} \quad (5)$$

On définit le potentiel des vitesses ϕ par la relation:

$$\vec{U} = - \overrightarrow{\text{grad}(\varnothing)} \quad (6)$$

La pression acoustique s'obtient par:

$$p = \rho \frac{\partial \varnothing}{\partial t} \quad (7)$$

En exprimant chacun des termes de l'équation (5) en fonction de $\varnothing$, on obtient l'équation d'onde de la fonction $\varnothing$:

$$\Delta \varnothing + k^2 \varnothing = 0 \quad (8)$$

$$k = \frac{\omega}{c} \quad (9)$$

où ω représente la pulsation de l'onde acoustique.

Les changement de pression, densité et température sont proportionnels à l'intensité de l'onde acoustique. Celle-ci est définie, dans le cas général, par la moyenne du produit (pU):

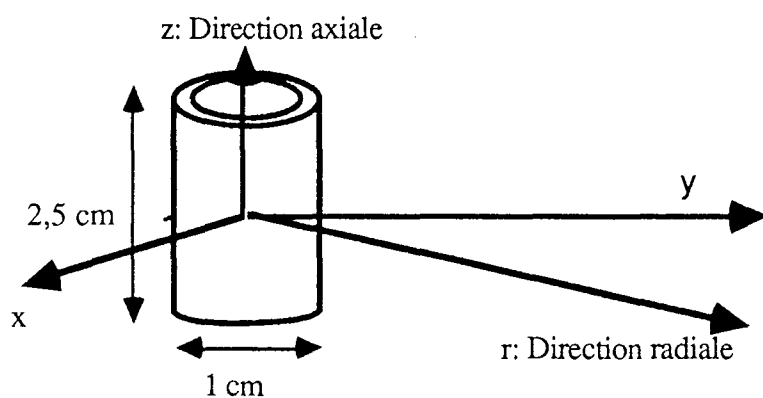
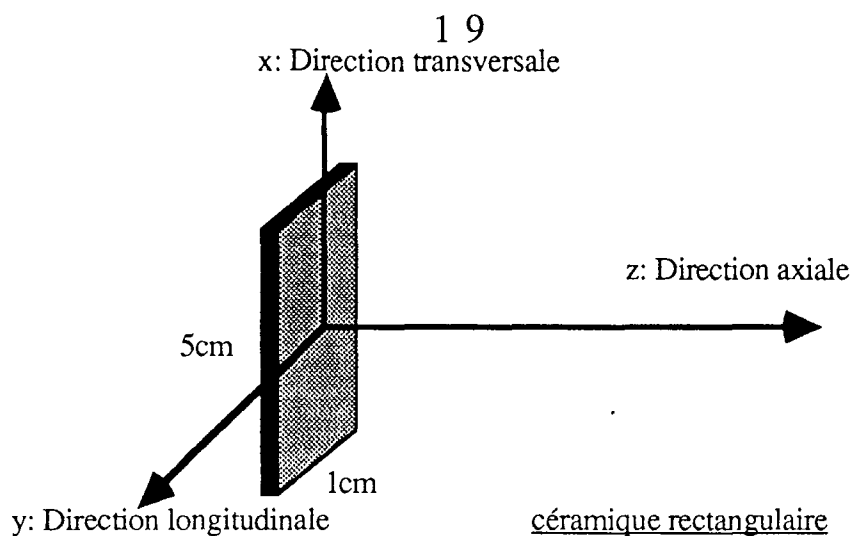
$$I = \langle p U \rangle \quad (10)$$

Dans le cas d'une onde plane, l'intensité est directement proportionnelle au carré de la pression acoustique.

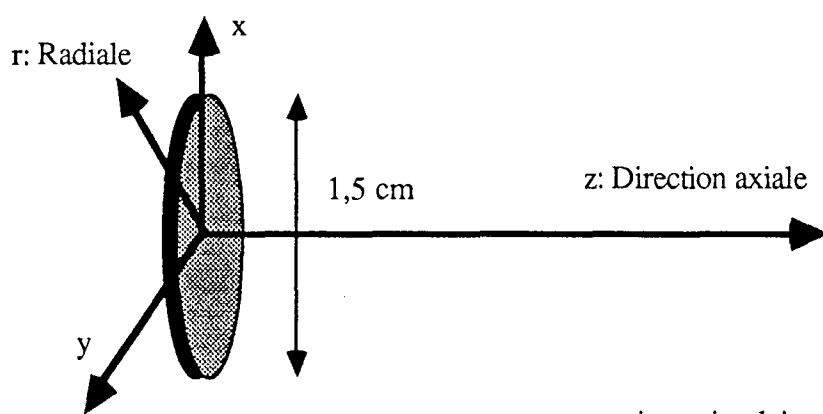
III-DIAGRAMME DE RAYONNEMENT

Pour déterminer le diagramme de rayonnement, il est nécessaire de connaître la pression ultrasonore en tout point de l'espace et ses variations au cours du temps. Pour cela, il faut résoudre l'équation d'onde de la fonction $\varnothing$ (8). Dans tous les cas où l'approximation linéaire est valable, la solution peut se mettre sous forme d'une intégrale de surface selon le principe de Huygens [56, 57, 48]:

$$\varnothing = \int_{\Sigma} U(R_0) \frac{e^{-jkR}}{R} ds \quad (11)$$



céramique tubulaire



ceramique circulaire

Fig.II-1-Coordonnées utilisées pour la représentation du diagramme de rayonnement des trois céramiques étudiées.

R représente la distance qui sépare l'élément de surface émetteur ds situé au point M et le point P où se calcule le champ acoustique et $R_0=OM$ (Figure II-1). $U(R_0)$ représente la vitesse de vibration à la surface de la source. En général, une solution analytique ne peut être obtenue qu'au prix de plusieurs approximations; cependant, il existe différentes méthodes numériques donnant une valeur approchée de l'intégrale avec une assez bonne précision. Dans notre cas nous avons utilisé la méthode de Simpson. Un programme simple, écrit en Turbo-Pascal et permettant de déterminer l'intensité acoustique en chaque point de l'espace, est élaboré sur un micro-ordinateur type IBM-PC 286.

Ainsi, pour chacune des trois céramiques utilisées, nous allons déterminer leur profondeur de pénétration et leur efficacité. La profondeur de pénétration représente la distance de la source à laquelle l'intensité acoustique émise est atténuée de moitié. L'efficacité est définie comme l'ouverture du faisceau.

III-1-CAS D'UN TUBE

Nous utilisons les coordonnées cylindriques comme le montre la figure II-1. Ainsi, la distance qui sépare l'élément de surface émetteur ds et le point de calcul du champ acoustique, est donnée par:

$$R = \sqrt{r^2 + a^2 - 2ra \cos(\varphi - \varphi_0) + (z - z_0)^2} \quad (12)$$

a étant le diamètre extérieur du tube.

Dans ce cas, nous avons remarqué que les résultats obtenus en supposant une vitesse de vibration constante sur la surface du cylindre émetteur ne correspondent pas à la réalité physique. Nous fûmes amenés à considérer une vitesse de vibration non uniforme sur la surface du cylindre. Nous avons supposé une vibration maximale au milieu du tube et aucune activité sur les bords. Pour simuler cette variation, nous avons utilisé une fonction de type cosinus:

$$U(R_0) = \cos\left(\frac{\pi z_0}{2h}\right) \quad (13)$$

où h est la hauteur du tube.

Nous avons étudié le diagramme de rayonnement de deux céramiques cylindriques que l'on désignera désormais par: céramique n°1 (diamètre extérieur égal à 1 cm et hauteur de 2,5 cm) et céramique n°2 (diamètre extérieur égal à 1,5 cm et hauteur de 4 cm).

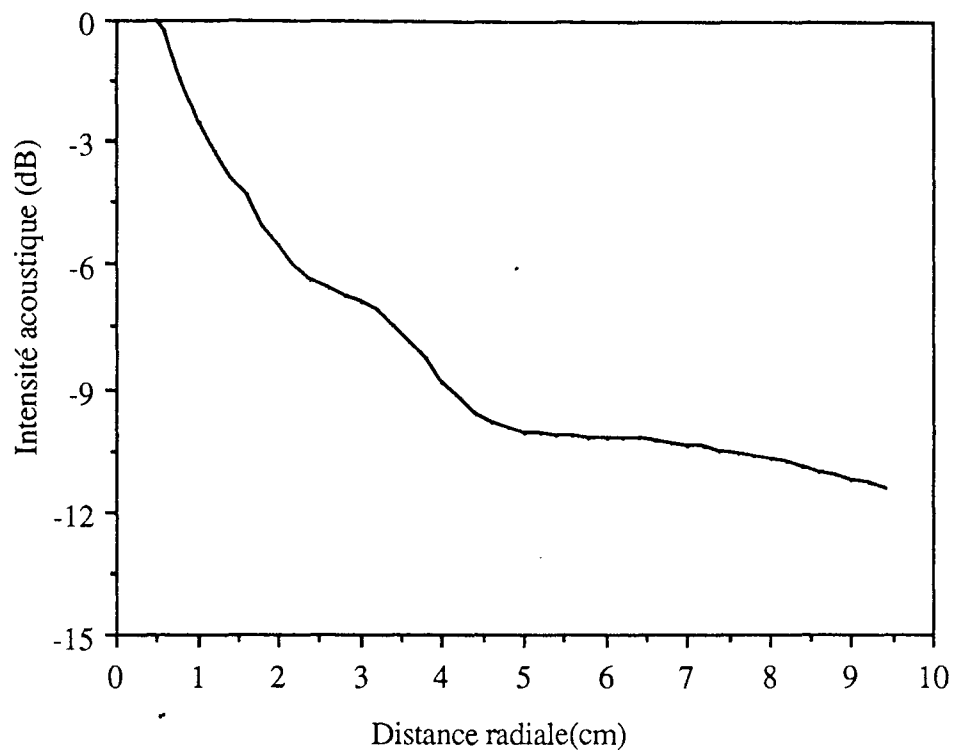


Fig. II-2-A: Distribution radiale de l'intensité acoustique pour la céramique n°1.

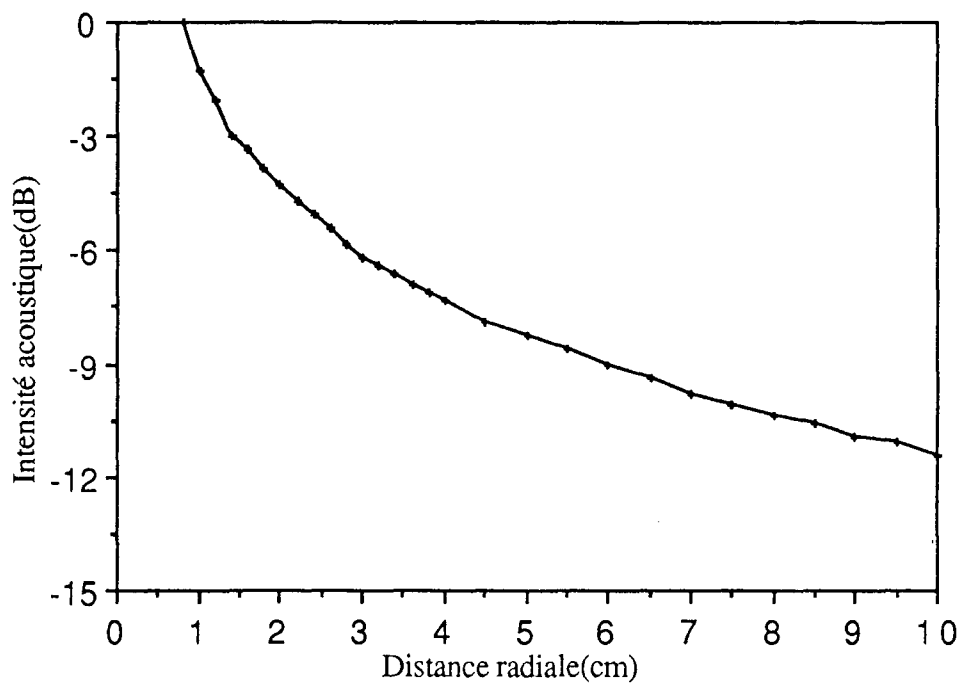


Fig. II-2-B: Distribution radiale de l'intensité acoustique pour la céramique n°2.

III-1-1-Distributions radiales

La distribution radiale représente les variations de l'intensité acoustique suivant l'axe de propagation. La figure II-2 montre la distribution radiale de l'intensité acoustique relative en décibels pour la céramique n°1 (figure II-2 A) et pour la céramique n°2 (figure II-2 B). Nous constatons une décroissance rapide de l'intensité dans la zone du champ proche qui est due à la structure cylindrique de l'onde acoustique. Cette zone s'étend jusqu'à 5 cm pour un tube de 1,5 cm de diamètre extérieur. Au delà, le front d'onde s'élargit et devient presque plan, ce qui rend la décroissance plus lente.

Une atténuation de 3 décibels est obtenue à une profondeur de 0,5 cm, c'est à dire quand $r=1$ cm pour la sonde de 1 cm de diamètre et 2,5 cm de long. Pour l'autre sonde cylindrique (1,5 cm de diamètre / 4 cm de long), la pénétration est de 0,75 cm. On constate que plus le diamètre du tube piézo-électrique est grand, plus la profondeur de pénétration est grande.

III-1-2-Distributions axiales

Les résultats sont présentés figures II-3 et II-4. Les distributions axiales de l'intensité acoustique sont tracées à une profondeur de 2 cm, c'est à dire pour une distance radiale $r=2,5$ cm. La figure II-3 montre les distributions axiales pour la céramique n°1 (figure II-3A) et pour la céramique n°2 (figure II-3 B). Les ouvertures du faisceau à -3 decibels sont respectivement de 1,2 cm et de 2,2 cm. On constate dans les deux cas que l'ouverture du faisceau représente environ 50% de la longueur du tube piézo-électrique. La figure II-4 représente les distributions axiales de l'intensité pour deux céramiques tubulaires identiques, la figure II-4-A pour une sonde composée de deux céramiques du type n°1 et la figure II-4-B pour celle composée de deux céramiques de type n°2. On obtient des ouvertures de 4 cm et 6,5 cm respectivement. Dans les deux cas, nous obtenons des faisceaux très directifs dans la mesure où les lobes secondaires sont fortement atténués et où l'ouverture du faisceau à -3dB représente environ 80% de la longueur totale de la sonde.

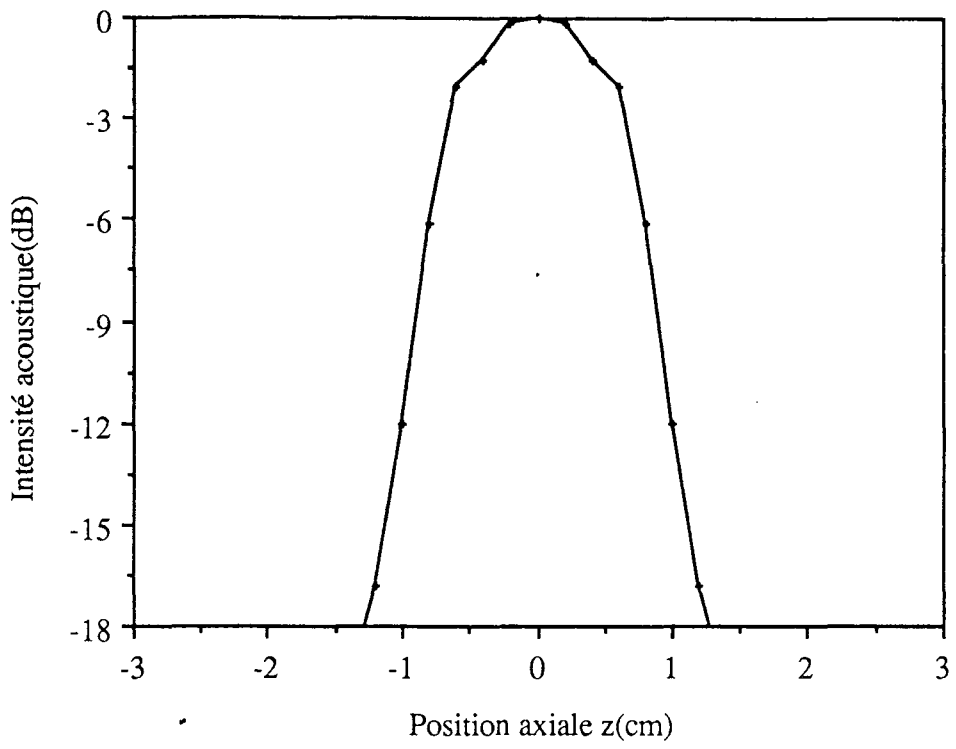


Fig.II-3-A: Distribution axiale pour la céramique n°1, à 2 cm de profondeur.

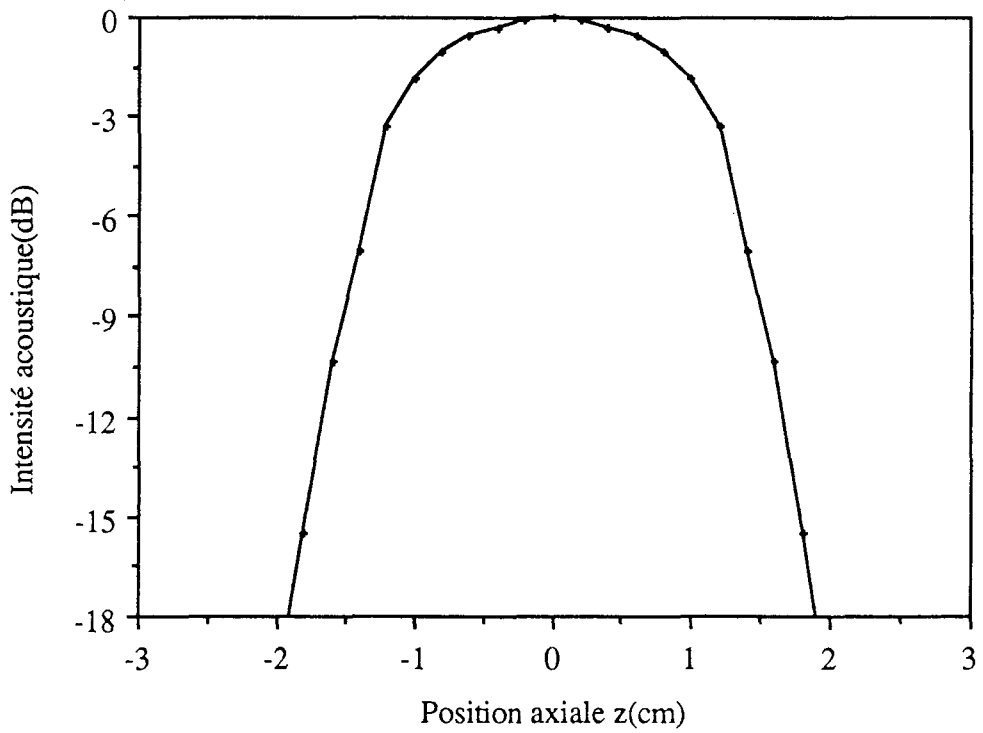


Fig.II-3-B: Distribution axiale pour la céramique n°2, à 2 cm de celle-ci.

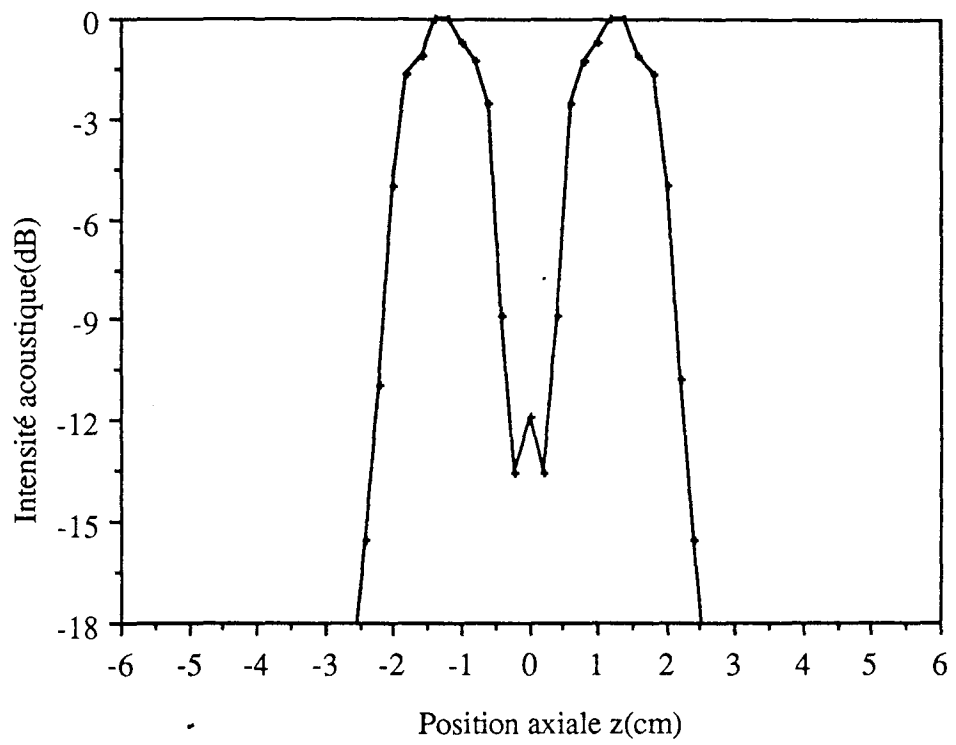


Fig.II-4-A: Distribution axiale pour une sonde formée de 2 céramiques n°1.

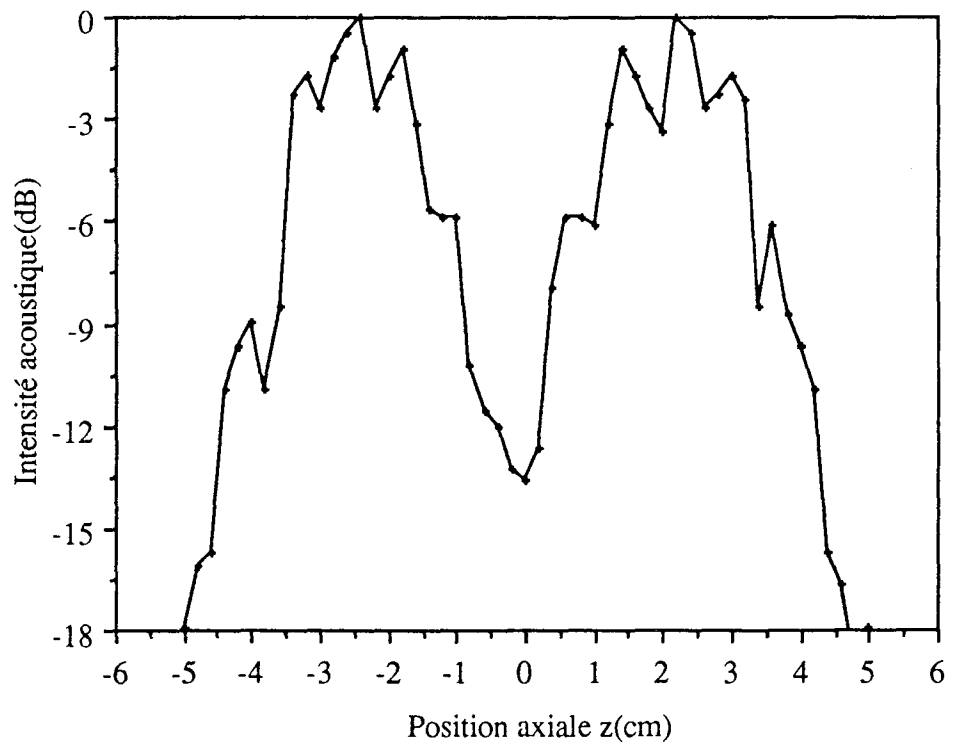


Fig.II-4-B: Distribution axiale pour une sonde formée de 2 céramiques n°2.

III-2-SONDE PLANE RECTANGULAIRE

Nous avons étudié le diagramme de rayonnement d'une céramique rectangulaire mesurant 5 cm de long et 1 cm de largeur. Les résultats sont comparés à ceux d'une céramique carrée de 1 cm de côtés. Nous avons utilisé des coordonnées cartésiennes. La distance qui sépare l'élément de surface émetteur ds et le point de calcul du champ acoustique est donnée par:

$$R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2} \quad (14)$$

Nous avons, dans un premier temps, supposé la vitesse de vibration constante sur la source, soit $U(R_0)=U_0$. Nous avons comparé ces résultats avec ceux où $U(R_0)$ varie suivant une fonction de type cosinus utilisée par d'autres auteurs [48] pour simuler l'amortissement de l'onde sur les bords de la céramique:

$$U(R_0) = \cos\left(\frac{\pi x_0}{2a}\right) \cos\left(\frac{\pi y_0}{2b}\right) \quad (15)$$

III-2-1-Distributions axiales

La distribution axiale représente les variations de l'intensité acoustique suivant l'axe de propagation Oz. La figure II-5 montre la distribution axiale de l'intensité acoustique relative en décibels pour la céramique rectangulaire, avec $U(R_0)$ constant sur toute la face émettrice (Figure II-5A), et $U(R_0)$ variant en cosinus (Figure II- 5B). La figure II-6 montre les mêmes résultats pour la céramique carrée. Nous constatons des fluctuations plus rapides dans la zone du champ proche limitée à 5 cm de la source. Nous obtenons un point maximal à une distance de 2 cm de la source pour les deux sondes. Ce maximum est moins net pour la céramique rectangulaire. Au-delà de ce maximum, l'intensité de la céramique rectangulaire présente des fluctuations locales ce qui n'est pas le cas pour une céramique carrée. De cela, nous pouvons déduire que la céramique rectangulaire se comporte comme un ensemble de céramiques carrées et que les fluctuations sont dûes à différences de phase entre les contributions des différents éléments. Dans le cas d'une distribution en cosinus de la vitesse de vibration sur la surface de la céramique rectangulaire, les fluctuations locales sont moins importantes du fait que la contribution des différents éléments n'est pas la même.

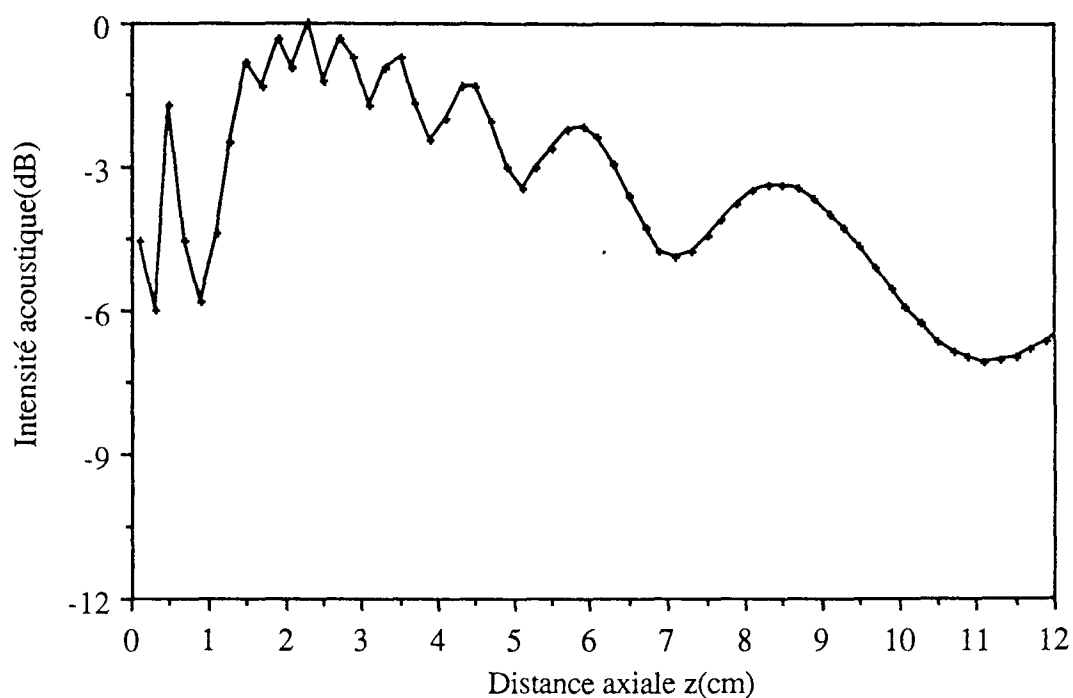


Fig.II-5-A: Distribution axiale de la ceramique rectangulaire avec $U=Cte$ sur la surface.

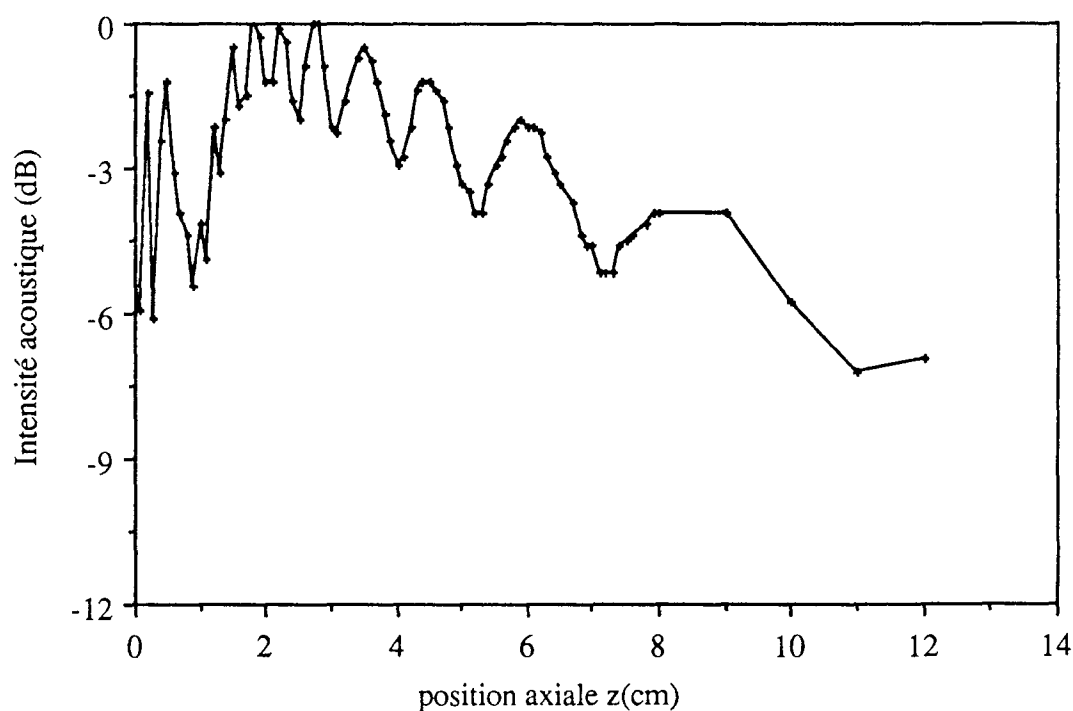


Fig.II-5-B: Distribution axiale de l'intensité acoustique rayonnée par la céramique rectangulaire, en supposant la vitesse de vibration à la surface variable en cosinus.

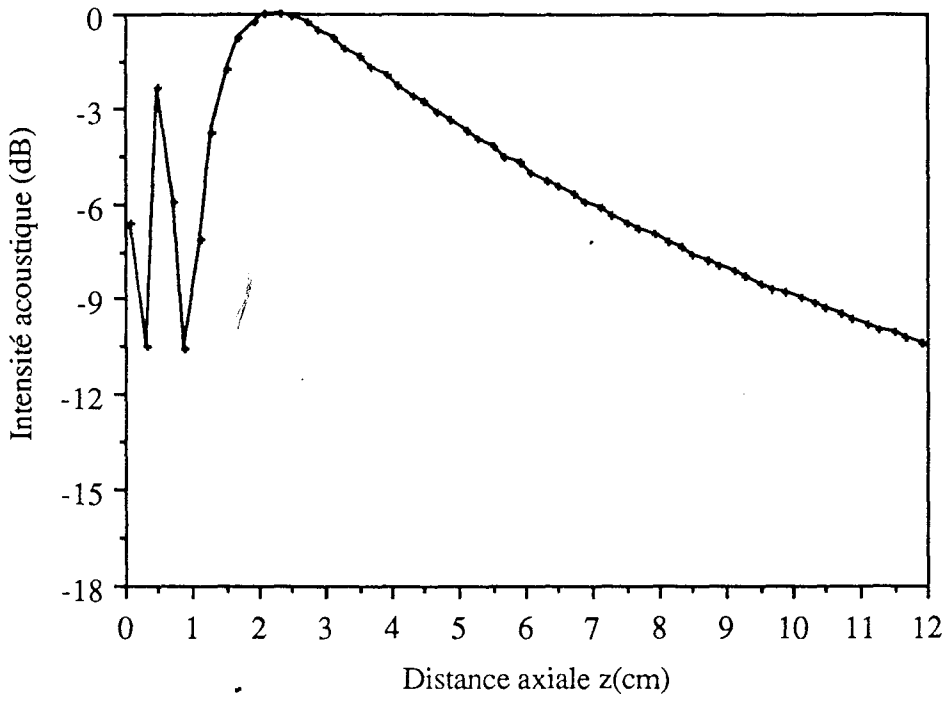


Fig.II-6-A: Distribution axiale pour la céramique carrée avec $U=Cste$.

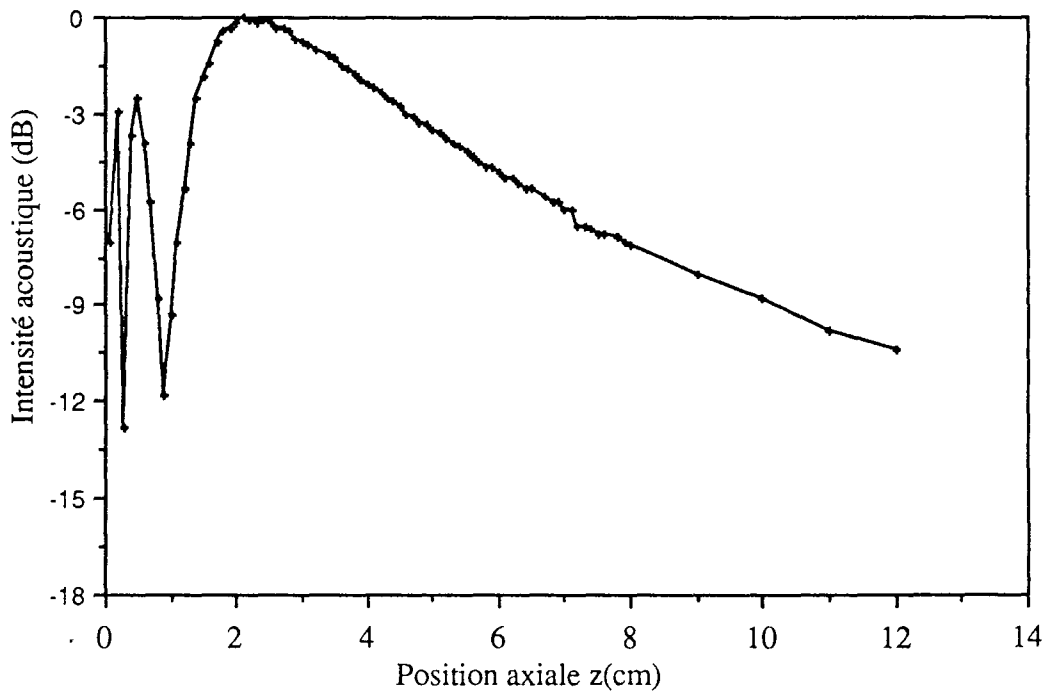


Fig.II-6-B: Distribution axiale pour une céramique carrée, avec une vibration à la surface en cosinus.

La profondeur de pénétration est de l'ordre de 5 cm dans l'eau. Dans le cas où $U(R0)$ varie selon un cosinus, la profondeur de pénétration est de 6 cm. On s'aperçoit que les deux sondes ont pratiquement la même profondeur de pénétration et le même point maximal. Cela montre que l'utilisation d'une céramique rectangulaire engendre un faisceau ultrasonore de grande ouverture sans pour autant modifier la profondeur de pénétration.

III-2-2-Distributions transversales et longitudinales

La distribution longitudinale représente les variations de l'intensité acoustique suivant Oy alors que la distribution transversale représente les variations suivant Ox. L'efficacité de la sonde est définie comme étant l'ouverture du faisceau engendré par la sonde.

Nous avons représenté la distribution transversale de l'intensité acoustique à différentes distances de la source (Figure II-7-A et II-7-B). Dans la zone du champ proche, il y a apparition de lobes secondaires dont l'intensité est de 12 decibels moins importante que celle du lobe principal. L'ouverture transversale du faisceau varie linéairement avec l'éloignement de la source (Figure II-7-C). Nous pouvons en conclure que le faisceau diverge à partir de la source, cette divergence étant due à la largeur de la céramique qui est trop petite.

Les figures II-8-a et II-8-B montrent les distributions transversales à différentes distances de la source. La distribution longitudinale de l'intensité acoustique montre des fluctuations locales dues à des différences de phase entre les contributions de chacun des points de la céramique. Dans ce cas, nous n'obtenons pas de lobes secondaires; cependant, l'ouverture longitudinale du faisceau décroît rapidement avant de se stabiliser (figure II-8-C).

L'analyse de ces résultats montre que la céramique est efficace, à 5 cm de profondeur, sur une surface de 3 cm^2 pour la céramique rectangulaire (5/1 cm) et de $0,64 \text{ cm}^2$ pour le carré piézo-électrique. Cependant la modélisation de $U(R0)$ par un cosinus rend l'ouverture du faisceau moins importante. Dans tous les cas, le faisceau ultrasonore est compris dans un cône de section elliptique [58].

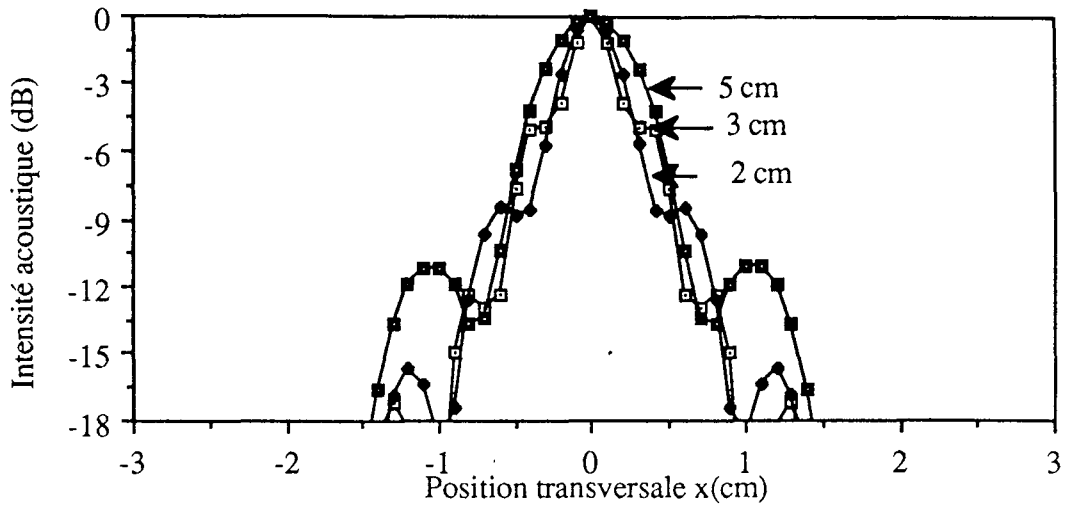


Fig.II-7-A: Distribution transversale à 2, 3 et 5 cm de la céramique rectangulaire.

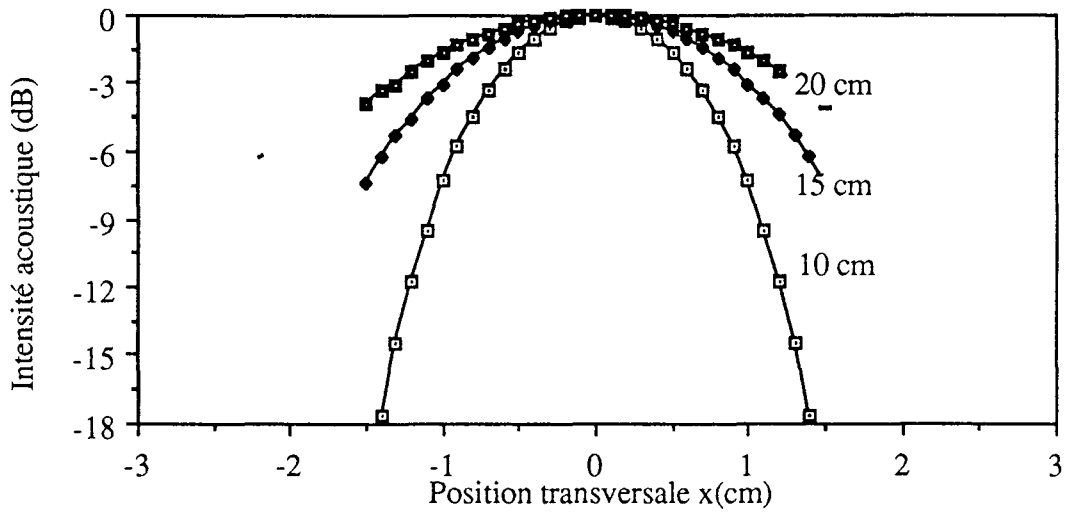


Fig.II-7-B: Distribution transversale à 10, 15 et 20 cm de la céramique rectangulaire.

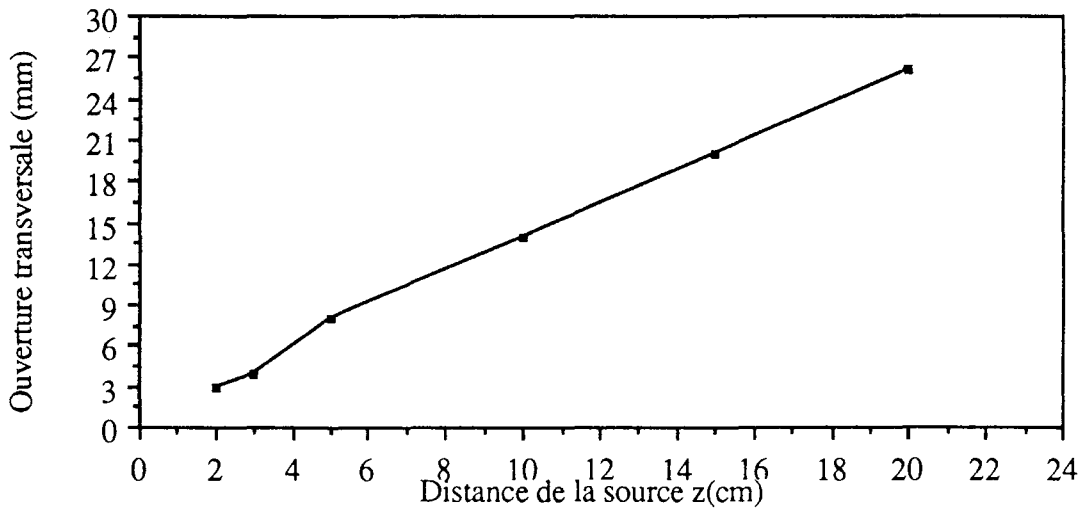


Fig.II-7-C: Ouverture transversale du faisceau en fonction de la distance à la source

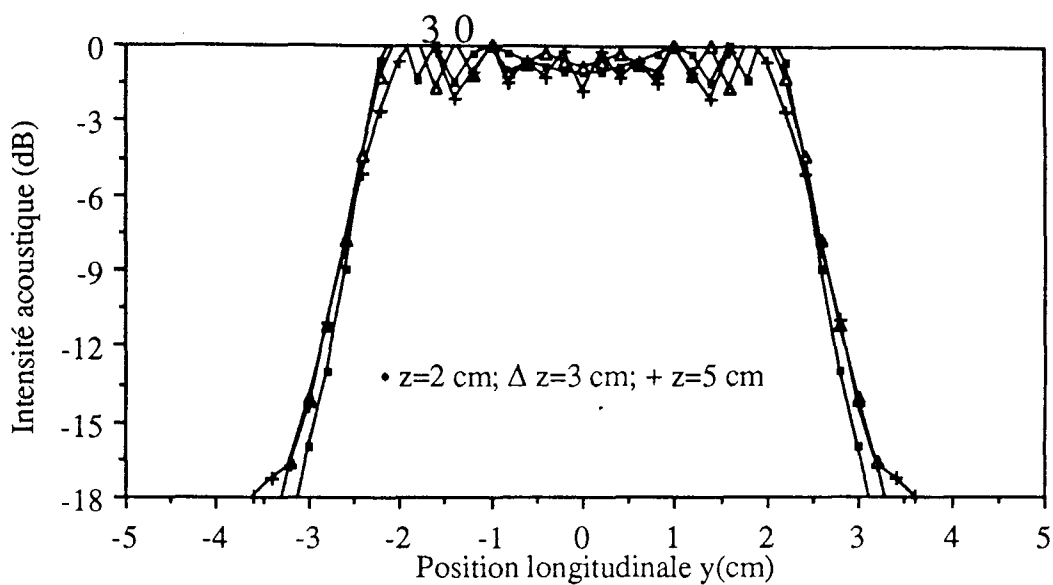


Fig.II-8-A: Distribution longitudinale à 2, 3 et 5 cm de la céramique.

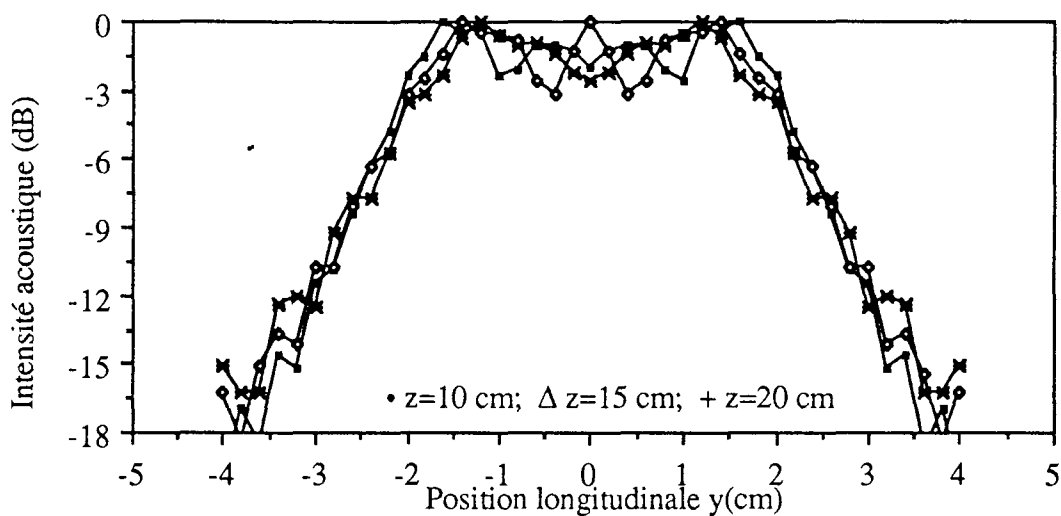


Fig.II-8-B: Distribution longitudinale à 10, 15 et 20 cm de la céramique.

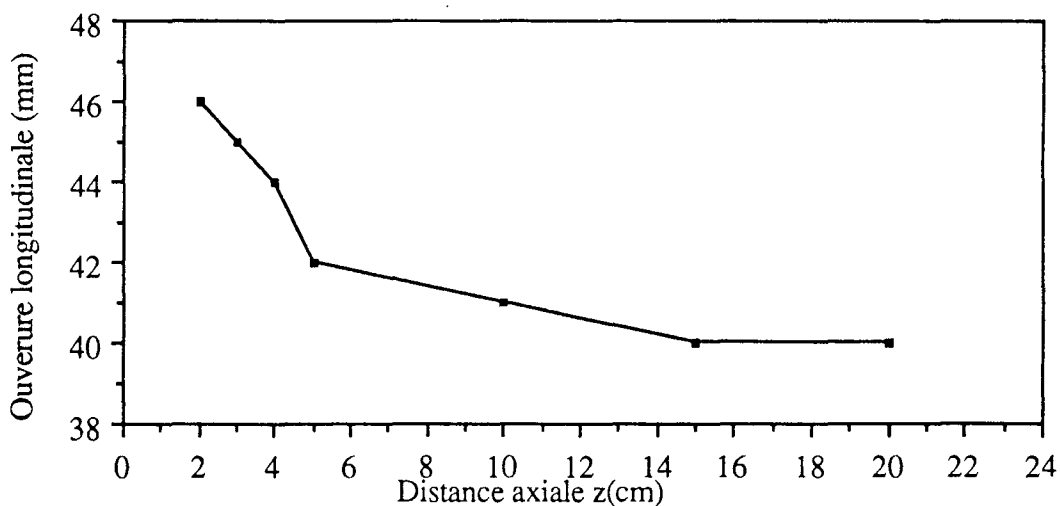


Fig.II-8-C: Ouverture longitudinale en fonction de la distance à la source

III-3-SONDES PLANES CIRCULAIRES

Le disque piézo-électrique est le transducteur le plus utilisé, donc le plus étudié. Des études récentes ont permis de simplifier l'expression de la fonction $\emptyset$ qui représente le potentiel des vitesses par une simple intégrale [53, 59]. Les résultats obtenus en utilisant cette approche sont comparés à ceux obtenus par le principe de Huygens et sont présentés en coordonnées cylindriques (figure II-1). Dans ce cas, la distance R est donnée par la relation:

$$R = \sqrt{r^2 + r_0^2 + z^2 - 2 r r_0 \cos(\emptyset - \emptyset_0)} \quad (16)$$

La distribution axiale suivant l'axe de propagation (Figure II-9) montre des fluctuations importantes dans la zone du champ proche. Le dernier maximum est situé à 3,75 cm de la sonde comme prévu par la relation $z=a^2/\lambda$ (a =rayon du disque et λ =longueur d'onde); à partir de ce maximum, une baisse de 3 décibels est notée à 8 cm de profondeur.

La distribution radiale (Figure II-10-A) est déterminée au point focal situé donc à 3,75 cm de la sonde. L'ouverture à -3 décibels est de 4 mm, c'est à dire environ de 1/3 du diamètre du disque. Les lobes secondaires ont une intensité inférieure de 80% par rapport au lobe principal, ce qui montre le pouvoir focalisant d'un disque. Les résultats obtenus selon les deux approches théoriques concordent. L'ouverture du faisceau à 50% s'élargit en s'éloignant de la source à partir du point focal (Figure II-10-B). On peut en conclure que le faisceau ultrasonore est compris dans un cône, avec, cependant , une variation d'ouverture non linéaire.

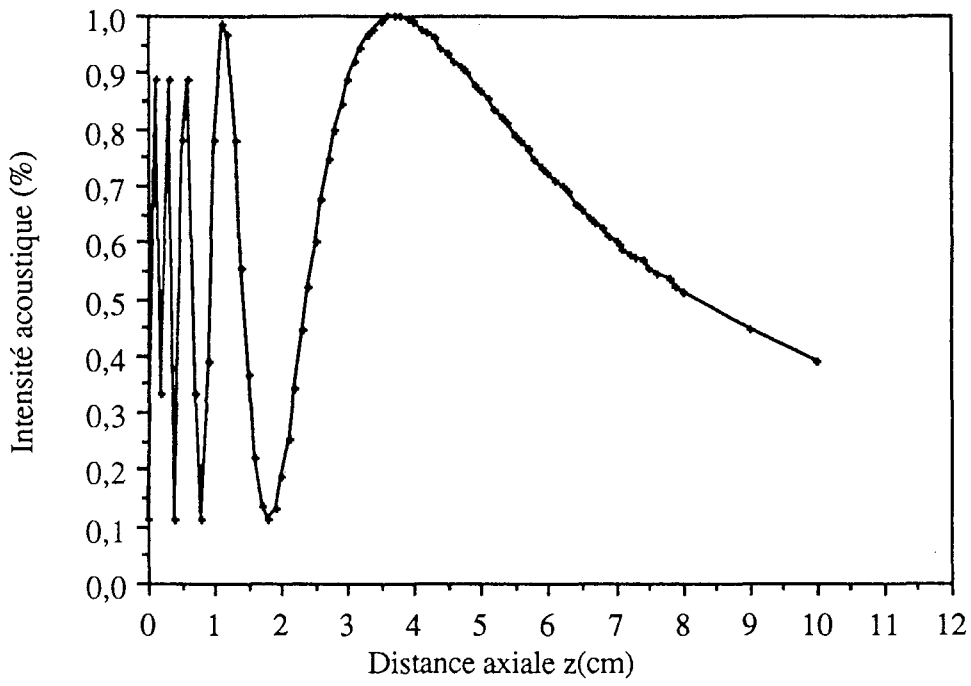


Fig.II-9-A: Distribution axiale de l'intensité acoustique du disque; obtenue par la méthode [26].

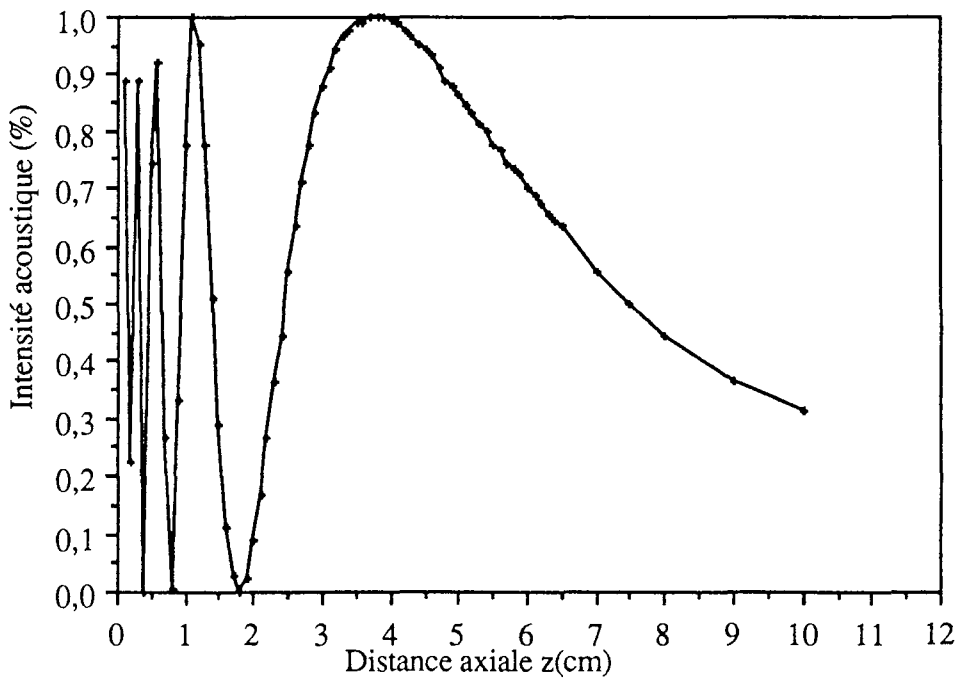


Fig.II-9-B: Distribution axiale de l'intensité acoustique rayonnée par le disque; obtenue en utilisant le principe de HUYGENS

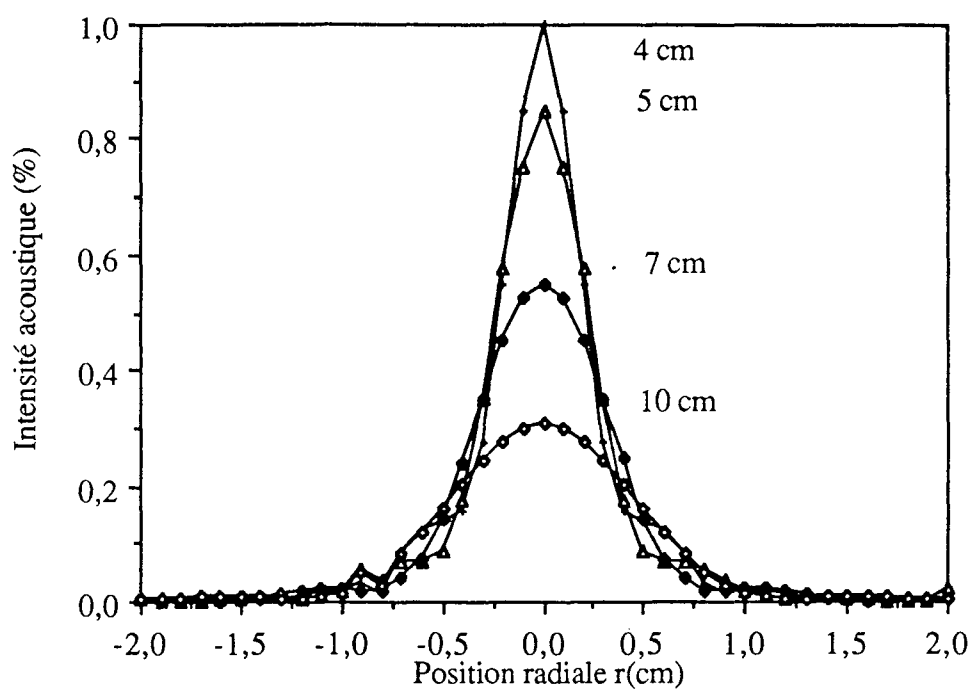


Fig.II-10-A: Distribution radiale du disque à $z=4, 5, 7$ et 10 cm de la source.

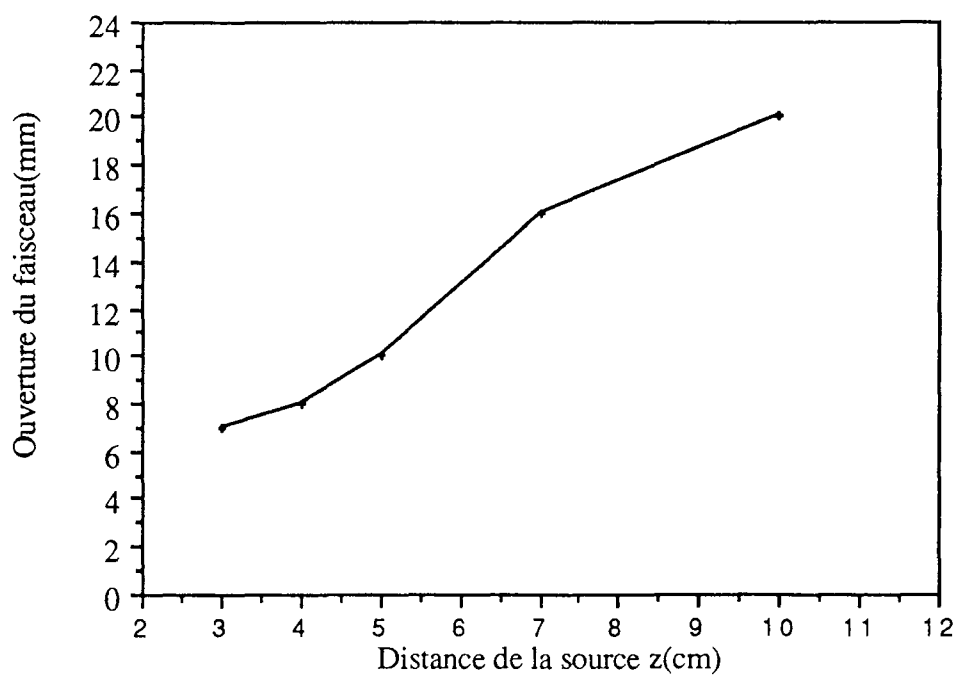


Fig.II-10-B: Ouverture du faisceau en fonction de la distance à partir de la source

IV-REPOSE DE LA CERAMIQUE

IV-1-EQUATIONS PIEZO-ELECTRIQUES

Une sonde ultrasonore est généralement constituée d'un élément piézo-électrique monté sur un support de telle sorte que la face émissive soit en contact direct avec le milieu de propagation, l'autre face étant chargée par un milieu d'amortissement (Figure II-11-a). La caractérisation d'une telle sonde ultrasonore destinée à fonctionner dans le domaine médical consiste à déterminer:

- la fréquence de résonance F_r qu'on appelle aussi fréquence de résonance série, c'est à dire la fréquence de résonance du circuit série (L_m , C_m , R_m) constituant la branche motionnelle du circuit électrique équivalent (figure II-11-c),
- la fréquence d'antirésonance F_a définie comme la fréquence de résonance parallèle,
- la résistance à la résonance R_m ,
- la résistance à l'antirésonance R_a ,
- le rendement η qui représente le rapport de la puissance acoustique totale transmise au milieu de propagation à la puissance électrique d'excitation de la céramique,
- la sensibilité, ainsi que la résolution spatiale de la sonde.

Ces deux dernières caractéristiques concernent surtout les sondes utilisées en imagerie médicale. Dans le cas des applicateurs destinés à induire une hyperthermie, ce sont les grandeurs F_r , F_a , R_a , R_m et η qui sont les plus importantes. Toutes ces caractéristiques varient en fonction du type du transducteur piézo-électrique utilisé et de son montage sur le support. Pour cela, nous avons étudié l'amplitude de vibration et l'impédance ainsi que leurs variations avec la fréquence, le milieu de propagation et le milieu d'amortissement. L'impédance d'une structure piézo-électrique peut être déterminée par deux méthodes différentes:

- soit directement, à partir des équations piézo-électriques reliant les grandeurs électriques (E , le champ électrique et D , le déplacement électrique) et les grandeurs mécaniques (T , la contrainte mécanique et S , la déformation), ces quatre grandeurs étant reliées par les équations piézo-électriques; dans le cas d'une céramique vibrant en épaisseur dont les dimensions latérales sont suffisamment larges devant l'épaisseur et en supposant qu'il n'y a pas de déplacement latéral, on peut écrire [54, 57, 60]:

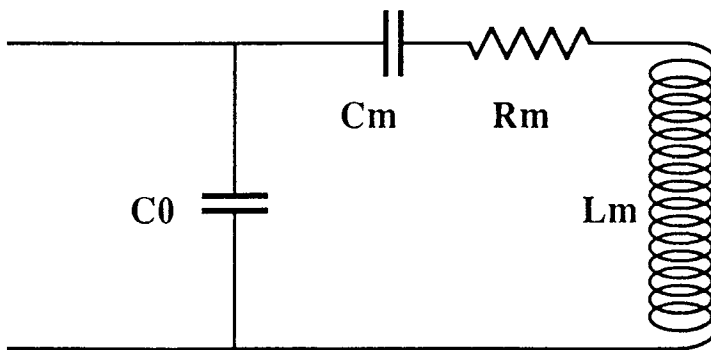
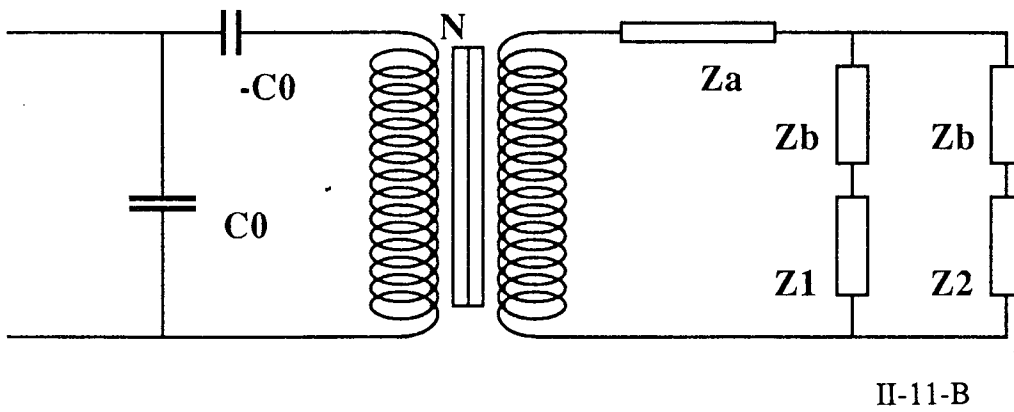
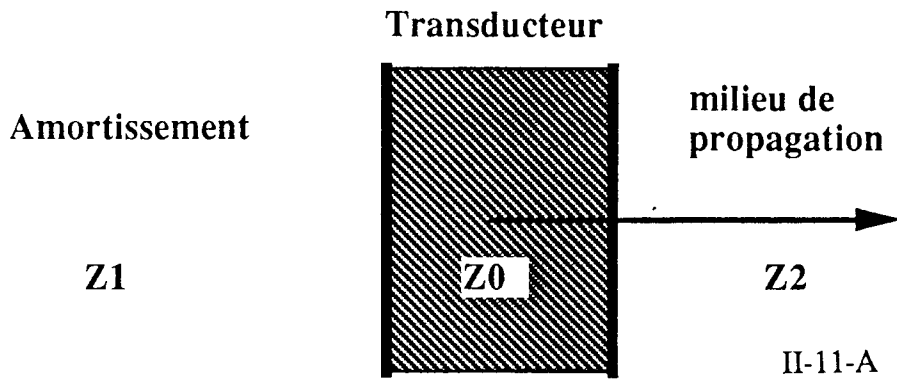


Figure II-11: Transducteur piézo-électrique: Modèle unidimensionnel (A) Circuit électrique équivalent (B) d'après MASON [54] et Circuit électrique simplifié (C).

$$\begin{aligned}
T_3 &= c_{33}^D S_3 - h_{33} D_3 \\
E_3 &= -h_{33} S_3 + \beta_{33}^S D_3 \\
S_3 &= \frac{\partial X}{\partial x_3}
\end{aligned}
\tag{17}$$

où x_3 est la direction concernée par la vibration,

X représente l'élongation et est déterminé à partir de l'équation d'onde,

-soit en représentant le transducteur par un circuit électrique équivalent (figure II-11-b) d'après [54, 61].

IV-2-RENDMENT DE LA CERAMIQUE

Le champ électrique appliqué entre les deux électrodes met en vibration le transducteur. La connaissance de l'amplitude de vibration permet de déterminer la puissance élastique Π fournie au milieu de propagation selon la relation [57, 62]:

$$\Pi = \frac{1}{2} Z_2 \Sigma \omega^2 |A_m|^2 \tag{18}$$

où A_m représente l'amplitude de vibration en mètre, ω la pulsation en radian, Z_2 l'impédance acoustique du milieu de propagation en $\text{Kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ et Σ la surface du transducteur.

En utilisant le modèle unidimensionnel représenté (figure II-11-a) et en respectant les conditions aux limites qui s'imposent sur chaque face du transducteur, on obtient [54]:

$$A_m = \frac{2 j e V}{\omega d Z_2 M} \tag{19}$$

avec: V =tension d'excitation
 d =épaisseur de la céramique
 e =module piézo-électrique

$$M = \frac{\cos(\alpha) + j X_2 \sin(\alpha)}{\left(\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right)^2}$$

$$X_2 = \frac{Z_p}{Z_2} \quad \text{ET} \quad \alpha = \frac{\omega d}{c} \quad (20)$$

Les sondes que nous avons étudié sont composées de céramiques type P7-62 dont les caractéristiques sont fournies par le constructeur [63]:

Masse volumique	7,55 10 ³	Kg m ⁻³
Module de Young Y ₃₃ ^D	111 10 ⁹	N m ⁻²
Constante diélectrique ε ₃₃	6 10 ⁻⁹	F m ⁻¹
Chaleur spécifique	400	J (Kg °C) ⁻¹
Conductivité thermique	2	W (m °C) ⁻¹
Température de curie	300	°C
Champ limite	1500	V mm ⁻¹
Coefficient de charge d ₃₃	300 10 ⁻¹²	m V ⁻¹
Coefficient de tension g ₃₃	26 10 ⁻³	Vm N ⁻¹
Coefficient de couplage K _t	0,47	
Coefficient de fréquence N _{3t}	2050	KHz mm
Facteur de qualité mécanique Q _m	≥600	

Tableau II-1: Caractéristiques piézo-électrique du type de céramiques utilisées[63].

Nous avons calculé les variation de l'amplitude de vibration A_m en fonction de la fréquence quand l'émission se fait dans l'eau (Z₂=1,5 MRayl), l'air (Z₁=400 Rayl) étant le milieu d'amortissement. Les résultats obtenus pour la céramique rectangulaire (5/1 cm) sont montrés figures II-12-A. Pour une tension d'excitation de 100 V d'amplitude, on peut atteindre une amplitude de vibration de 0,2 microns. La variation de l'amplitude de vibration en fonction de l'excitation est linéaire (figure II-12-B).

Le rendement est défini par le rapport de la puissance élastique transmise dans le milieu à la puissance électrique fournie à la céramique:

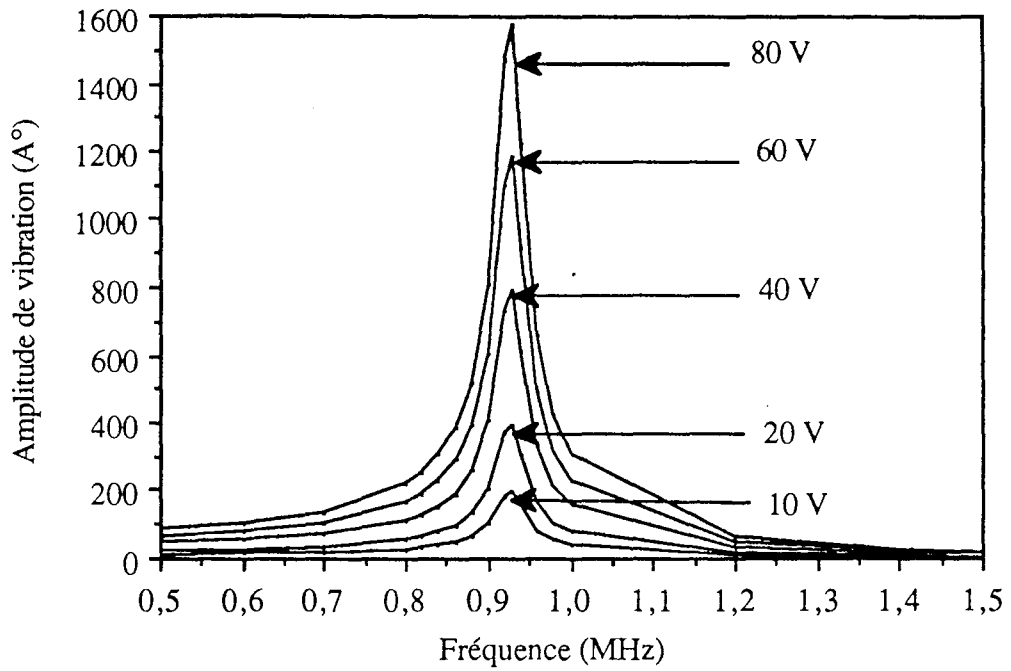


Fig.II-12-A: Amplitude de vibration pour 10, 20, 40, 60 et 80V d'excitation

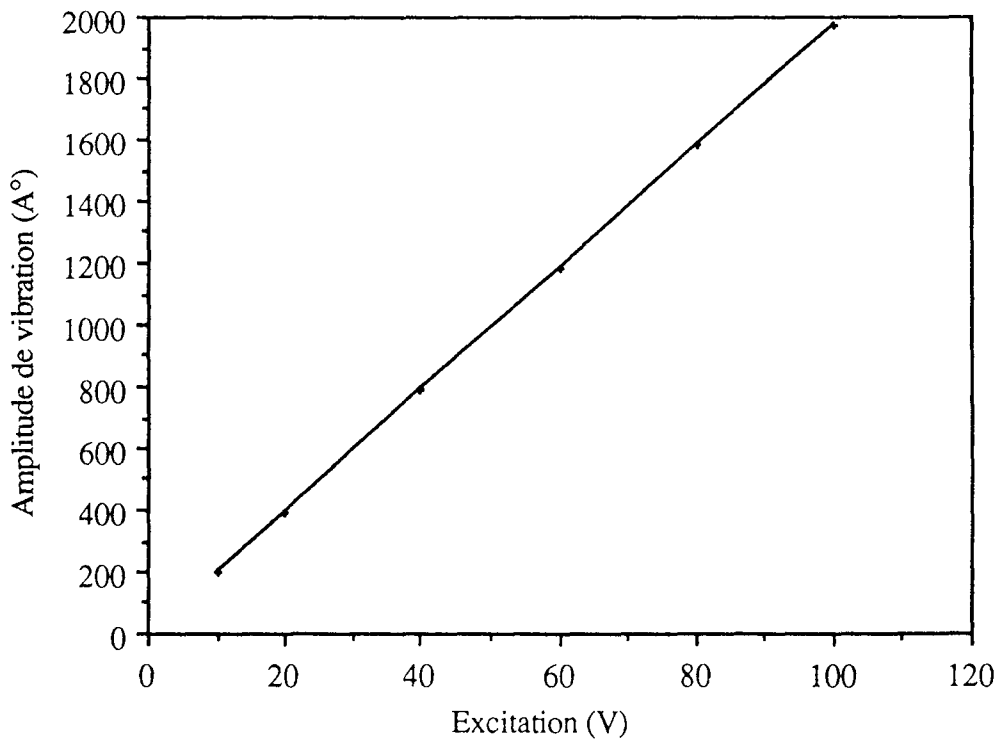


Fig.II-12-B: Amplitude de vibration en fonction de l'excitation

$$\eta = \frac{2 \Sigma R_m e^2}{Z_2 d^2} \quad (21)$$

Le rendement augmente avec la résistance de la céramique à la résonance mais diminue quand l'impédance acoustique du milieu de propagation augmente. Nous obtenons ainsi un rendement de 60 % lorsque l'émission a lieu dans l'eau .

IV-3-IMPEDANCE ET CIRCUIT ELECTRIQUE EQUIVALENT:

Dans notre cas, nous avons étudié l'impédance en supposant une vibration sinusoidale suivant l'épaisseur. La solution de l'équation d'onde se met alors sous la forme d'une combinaison linéaire d'une onde progressive et d'une onde régressive:

$$X = (A \sin(k x_3) + B \cos(k x_3)) e^{j \omega t} \quad (22)$$

$$U(x_3) = j \omega (A \sin(k x_3) + B \cos(k x_3)) e^{j \omega t} \quad (23)$$

A et B sont déterminés en supposant la continuité des vitesses sur les deux faces du transducteur (figure II-11-a), c'est à dire:

$$U_1 = U(0) \text{ et } U_2 = - U(d) \quad (24)$$

On obtient:

$$\begin{aligned} A &= - \frac{1}{j \omega} \left(\frac{U_1}{\operatorname{tg}(\alpha)} + \frac{U_2}{\sin(\alpha)} \right) e^{-j \omega t} \\ B &= \frac{U_1}{j \omega} e^{j \omega t} \end{aligned} \quad (25)$$

En remplaçant les grandeurs dans le système d'équations (17), on obtient la relation entre paramètres électriques (V, tension électrique et I, courant électrique) et grandeurs mécaniques (F_i , U_i force et vitesse sur les faces, où $i=1$ pour la face milieu d'amortissement-transducteur ou 2 pour la face transducteur-milieu de propagation) sous la forme [54]:

$$\begin{aligned}
F_1 &= Z_{11} U_1 + Z_{12} U_2 + Z_{13} I \\
F_2 &= Z_{21} U_1 + Z_{22} U_2 + Z_{23} I \\
V &= Z_{31} U_1 + Z_{32} U_2 + Z_{33} I
\end{aligned} \tag{26}$$

avec

$$\begin{aligned}
Z_0 &= \frac{c_{33}^D k \Sigma}{j \omega} \\
Z_{22} &= -Z_{11} = \frac{Z_0}{\operatorname{tg}(\alpha)} \\
Z_{21} &= -Z_{12} = \frac{Z_0}{\sin(\alpha)} \\
-Z_{23} &= Z_{13} = Z_{31} = Z_{32} = -\frac{h_{33}}{j \omega} \\
Z_{33} &= -\frac{d}{j \omega \Sigma \epsilon_{33}}
\end{aligned} \tag{27}$$

En supposant la force proportionnelle à la vitesse de propagation, on peut déduire U_1 et U_2 en fonction de l'intensité du courant I à partir des deux premières équations du système (26).

$$\begin{aligned}
U_2 &= -\frac{Z_{13}(Z_{21} - Z_{11} + Z_1)}{\Delta} I \\
U_1 &= \frac{Z_{13}(Z_{22} - Z_2 - Z_{12})}{\Delta} I \\
\Delta &= (Z_{11} - Z_1)(Z_{22} - Z_2) - Z_{21} Z_{12}
\end{aligned} \tag{28}$$

En remplaçant dans la troisième équation du système (26) on obtient l'impédance électrique à l'entrée du transducteur:

$$Z = -\frac{Z_{32} Z_{13}(Z_{21} - Z_{11} + Z_1)}{\Delta} + \frac{Z_{31} Z_{13}(Z_{22} - Z_2 - Z_{12})}{\Delta} + Z_{33} \tag{29}$$

Les résultats obtenus par calcul numérique sont présentés figures II-13, II-14 et II-15 pour la céramique rectangulaire (1/5 cm). On obtient une résistance faible à la résonance F_r et une résistance importante à l'antirésonance F_a . La figure II-13 montre l'effet de l'impédance du milieu de charge sur l'impédance (figure II-13-A) et sur

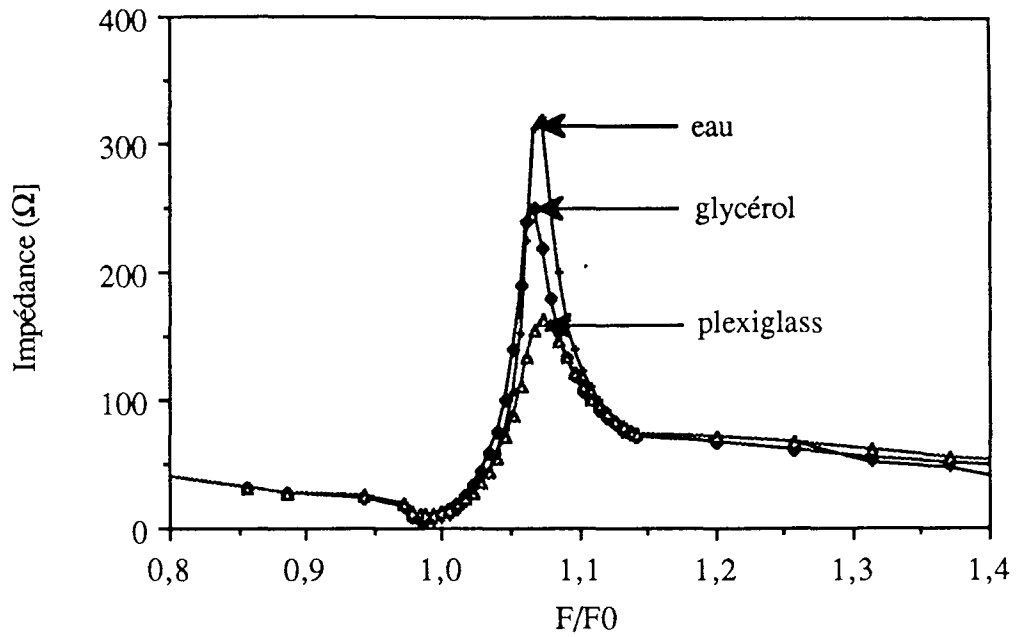


Fig.II-13-A: Effet du milieu de charge sur l'impédance de la sonde rectangulaire amortie par une cavité d'air.

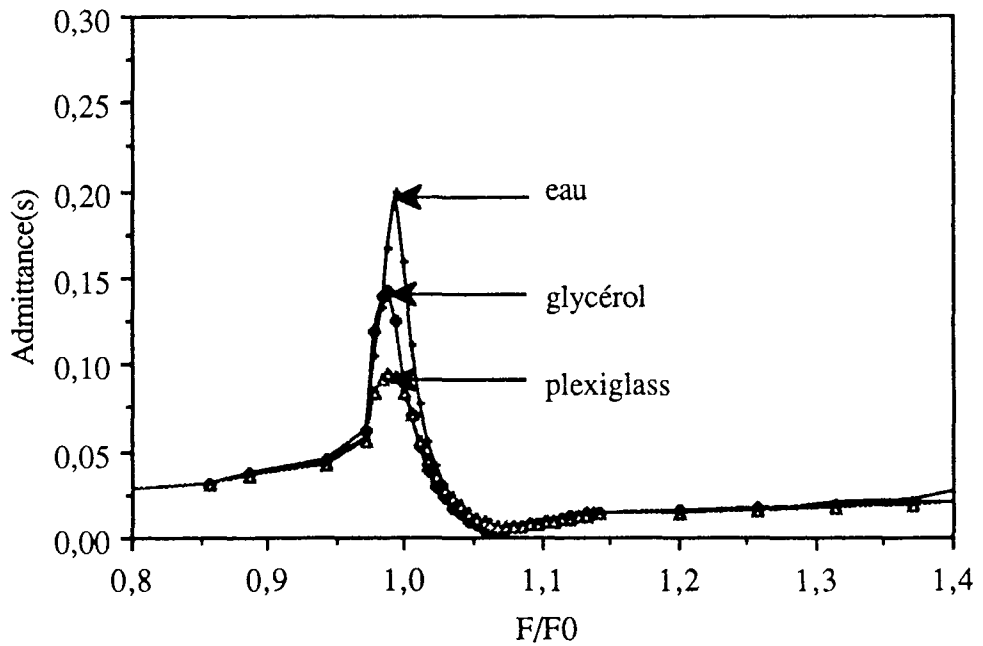


Fig.II-13-B: Effet du milieu de charge sur l'admittance de la sonde rectangulaire amortie par une cavité d'air.

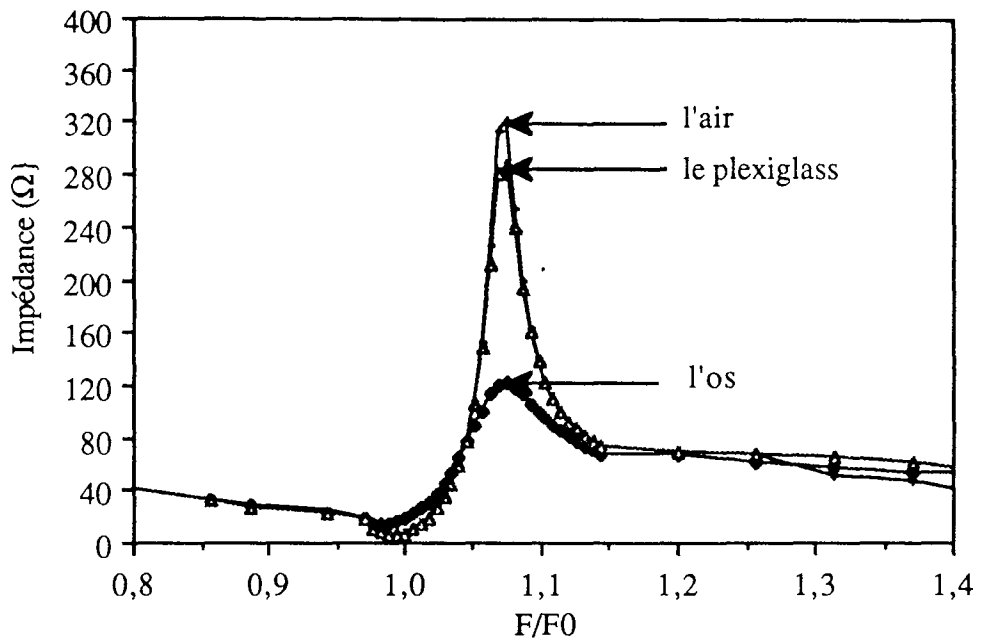


Fig.II-14-A: Effet du milieu d'amortissement sur l'impédance du transducteur rectangulaire dans l'eau.

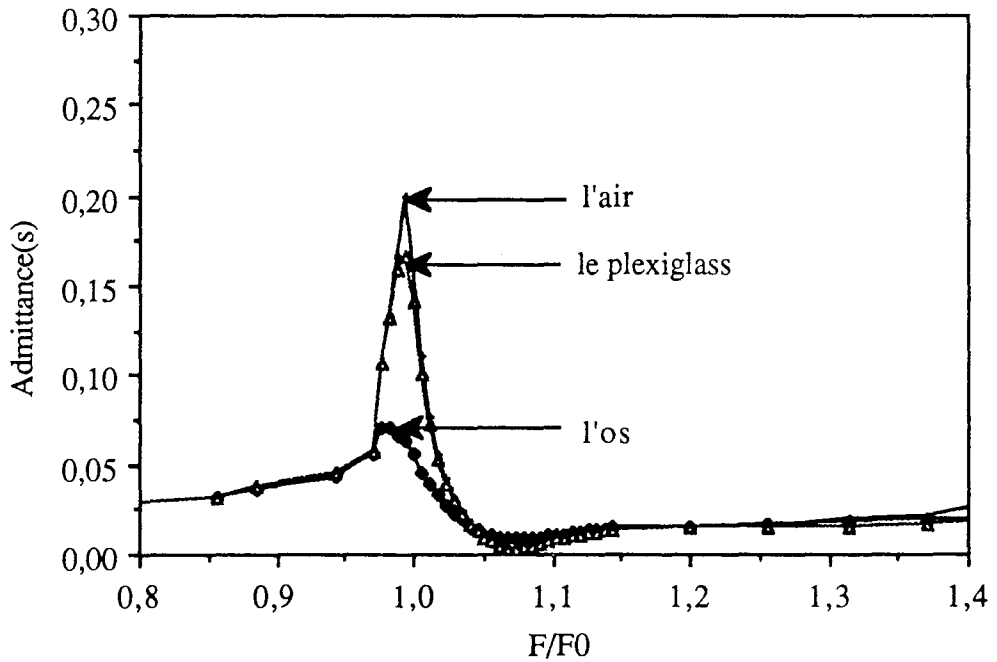


Fig.II-14-B: Effet du milieu d'amortissement sur l'admittance de la sonde dans l'eau.

l'admittance (Figure II-13-B), le milieu d'amortissement étant l'air, d'impédance acoustique $Z_1=414$ Rayl. Nous constatons que plus l'impédance du milieu de charge est grande, plus la résistance à la résonance est grande (figure II-15-B). Cela offre deux avantages: premièrement, la résistance du transducteur se rapproche de celle du générateur donnant une meilleure adaptation; deuxièmement, on obtient une meilleure transmission de l'énergie acoustique au milieu de charge. La bande passante est déterminée à partir de la courbe d'admittance par une chute de 3 décibels à partir du maximum. La figure II-15 montre les variations de la bande passante, de R_m et de R_a en fonction de l'impédance du milieu de charge (Z_2). La bande passante, ainsi que la résistance à la résonance R_m , varient linéairement, alors que la résistance à l'antirésonance R_a décroît rapidement.

Cependant le milieu d'amortissement, de par son impédance acoustique Z_1 , a une influence sur l'impédance et sur la bande passante du transducteur. Plus Z_1 est grand, plus la résistance à la résonance est grande, mais les pertes sont importantes de par la propagation dans ce milieu de l'onde arrière; cependant, cela améliore la sensibilité du transducteur [64, 60]. Par contre, la résistance à l'antirésonance diminue comme dans le cas précédent.

On obtient des résultats semblables pour un disque (Figure II-16-A) et pour un cylindre (Figure II-16-B).

Le circuit électrique équivalent (figure II-11-b) est donné par [54]. Ce schéma est transformé en supposant la force nulle sur la face 1 chargée par de l'air et l'autre face chargée par l'impédance acoustique Z_2 du milieu de transmission, en général de l'eau. On aboutit finalement au circuit équivalent de la figure II-11-c. avec:

$$C_0 = \frac{E_{33}^s S}{d} \quad (30)$$

$$C_m = \frac{8 C_0 y_{33} E_{33}^s g_{33}^2}{\pi^2} \quad (31)$$

$$L_m = \frac{\rho d^3}{8 \Sigma (g_{33} y_{33} E_{33}^s)^2} \quad (32)$$

$$R_m = \frac{Z_2}{(2 h_{33} C_0)^2} \quad (33)$$

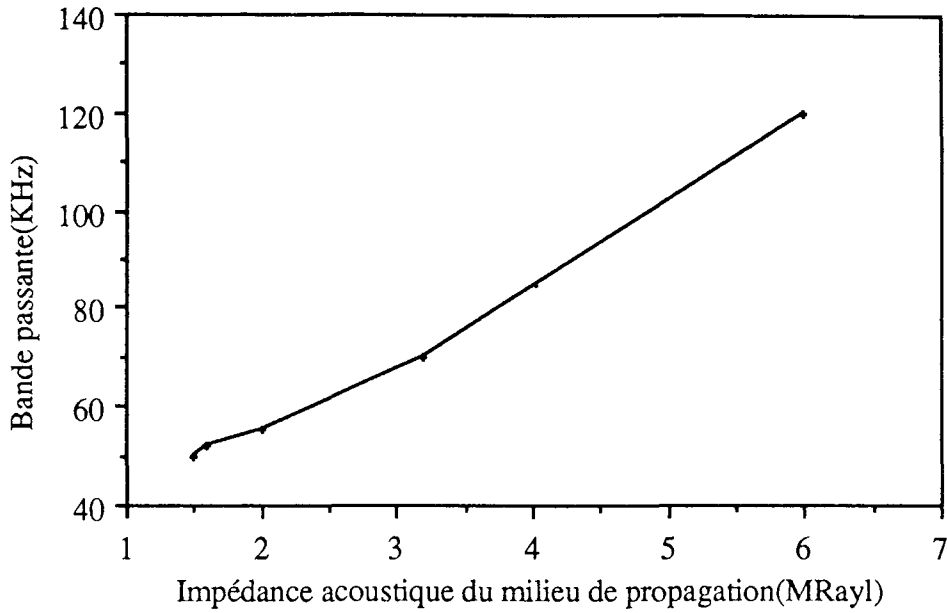


Fig.II-15-A: Variation de la bande passante en fonction de l'impédance acoustique du milieu de propagation.

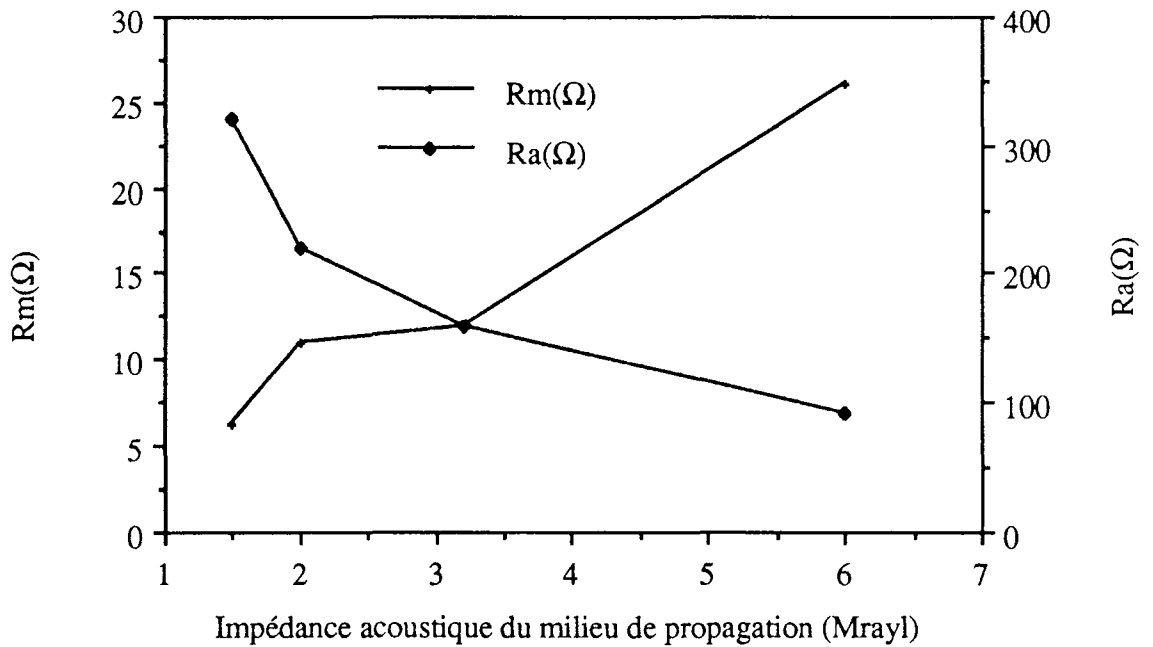


Fig.II-15-B: Variation des résistances à la résonance R_m et à l'antirésonance R_a en fonction de l'impédance acoustique du milieu de charge

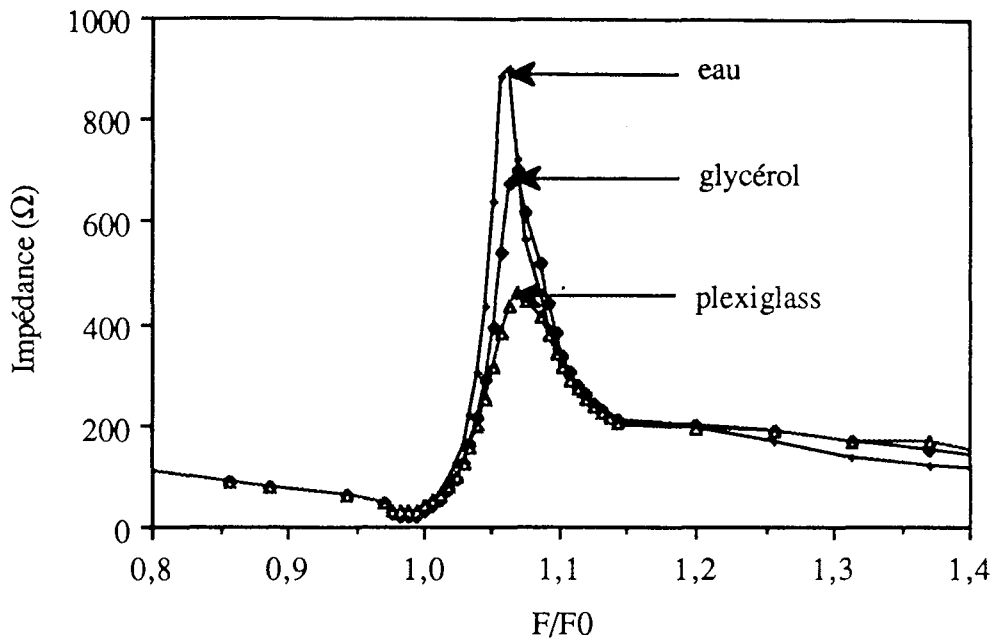


Fig.II-16-A: Effet du milieu de charge sur l'impédance du disque amorti par l'air.

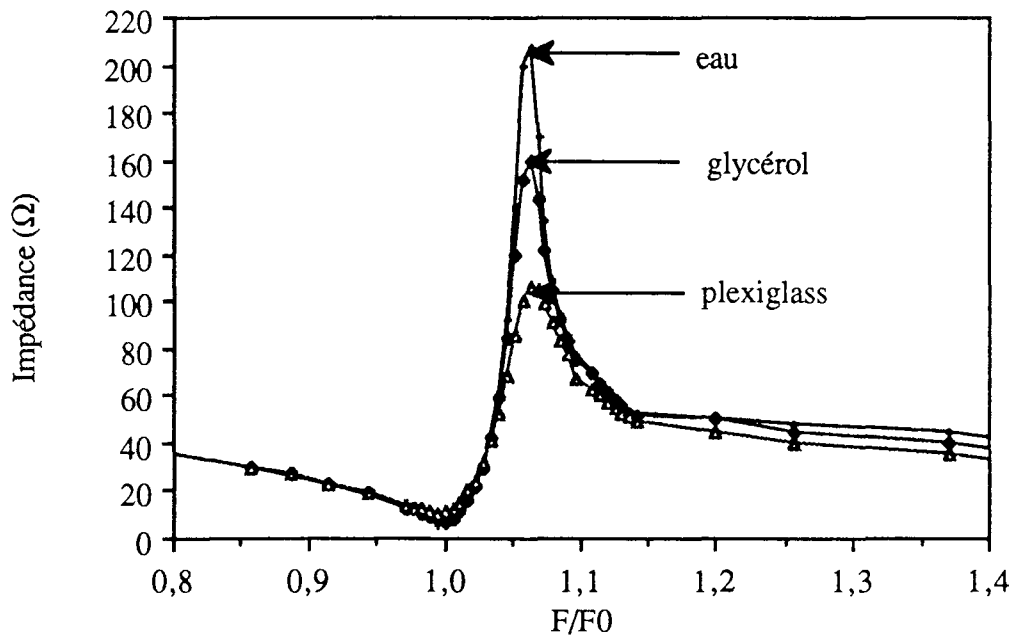


Fig.II-16-B: Effet du milieu de charge sur l'impédance de la sonde cylindrique amortie par une cavité d'air.

Les résultats pour les trois types de céramiques sont résumés tableau II-2:

transducteur	disque (1,5 cm)	plaque(5/1 cm)	tube(2,5/1 cm)
$C_0(\text{nF})$	0,53	1,5	2,34
$C_m(\text{nF})$	0,2	0,55	0,8
$L_m(\mu\text{H})$	150	50	35
$R_m(\Omega)$	30	15	15

Tableau II-2: Valeurs théoriques des éléments composant le circuit électrique équivalent de la figure II-11-c.

V-DISCUSSION

Pour l'analyse théorique du diagramme de rayonnement des différents transducteurs, nous avons utilisé le principe de Huygens qui stipule que chaque point de la surface vibrante est considéré comme une source d'ondes sphériques. Un programme en turbo-Pascal, basé sur la méthode d'intégration de Simpson, a été établi. Ce programme permet l'étude de la distribution de l'intensité acoustique dans un milieu en fonction des dimensions, de la forme et des caractéristiques piézo-électriques de la sonde. Le cas d'un disque ou d'un anneau piézo-électrique est le plus étudié dans la littérature [53, 59, 64, 65, 66]. Cela est certainement dû aux diverses applications de ce type de sonde et surtout à sa capacité de focalisation. A cet effet, des anneaux [67] et des transducteurs ayant une forme de coupole elliptique, sphérique ou parabolique [68] ont fait l'objet d'études récentes pour leurs meilleures propriétés de focalisation. Les plaques carrées ont fait l'objet d'une étude dans [48]; les résultats que nous avons obtenus concordent avec ceux publiés par cette même équipe. En ce qui concerne les tubes cylindriques, les résultats correspondent à ceux prévu par la théorie pour un cylindre infini [58]. Cette étude permet de choisir les dimensions, la forme et la fréquence de résonance du transducteur en fonction de la distribution de l'intensité acoustique souhaitée.

Pour connaître la dose d'énergie électrique réellement convertie en énergie acoustique, nous avons déterminé le rendement. Celui-ci dépend surtout de la qualité de la céramique utilisée et de son montage sur un support.

Nous avons déterminé l'impédance du transducteur à partir des équations piézo-

électriques. Les résultats obtenus concordent avec ceux observés en utilisant des méthodes différentes [69, 70, 71, 72]. Nous constatons notamment une variation linéaire de la résistance à la résonance et de la bande passante en fonction de l'impédance acoustique du milieu de charge. Le milieu d'amortissement doit avoir une impédance acoustique (414 Rayl pour l'air) très faible devant celle du transducteur (29 MRayls) dans le but d'éviter toute perte due à la propagation de l'onde arrière dans ce milieu. Cela augmente la quantité d'énergie acoustique transmise au milieu, mais la sensibilité de la sonde s'en trouve diminuée [69, 61, 73, 60]. Enfin, nous avons déduit un schéma électrique équivalent à partir du circuit classique de Mason [54] qui est utilisé par plusieurs auteurs [74, 75, 61]. Connaissant les valeurs des éléments composant le circuit équivalent, on peut réaliser une adaptation d'impédance entre l'adaptation électrique du générateur ($50\ \Omega$) et l'adaptation mécanique du milieu de transmission. L'adaptation électrique se fait à l'aide d'une bobine constituant un circuit résonant parallèle avec la capacité C_0 et d'un transformateur permettant de ramener l'impédance de la sonde (R_m) à $50\ \Omega$ [76]. L'adaptation mécanique est obtenue en déposant plusieurs couches d'épaisseur $\lambda/4$ constituées de différents matériaux sur la face émissive du transducteur [69].

DEUXIEME PARTIE:
ETUDE EXPERIMENTALE

INTRODUCTION

La deuxième partie est constituée de deux chapitres.

Dans le chapitre III, nous décrivons les sondes. Nous présentons les mesures des diagrammes de rayonnement dans l'eau (milieu non absorbant des ultrasons) et dans le glycérol. Ces mesures ont été effectuées en utilisant un capteur piézo-électrique de petite taille ou un thermocouple. Les résultats obtenus sont comparés aux calculs numériques. L'effet de la modulation en fréquence sur la distribution de l'intensité acoustique a été étudié. D'autre part, nous avons mesuré le rendement de la céramique rectangulaire en utilisant la méthode de la balance.

Dans le chapitre IV, nous décrivons le matériel et la méthode thermométrique utilisée pour le contrôle de l'hyperthermie. Les mesures des distributions des variations de température dans la gélatine et le glycérol pour différentes puissances d'émission sont présentées. La vitesse de variation de l'échauffement est étudiée ainsi que l'effet du refroidissement des sondes sur l'échauffement en profondeur.

**CHAPITRE III:
CARACTERISATION EXPERIMENTALE
DES SONDES: COMPARAISON
AVEC LA THEORIE**

I-INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous présentons les résultats expérimentaux des caractéristiques de sondes. Le rendement, l'impédance ainsi que le diagramme de rayonnement sont mesurés. Le rendement a été mesuré, quand l'émission se fait dans l'eau, en utilisant la méthode de la balance. L'impédance de la sonde, chargée par différents milieux utilisés pour la simulation des tissus biologiques, est mesurée par un impédancemètre type HP4960; les valeurs des éléments composant le schéma électrique équivalent sont ainsi déterminés. Les fréquences série et parallèle sont déduites du diagramme de l'admittance. La distribution spatiale de la pression acoustique rayonnée dans l'eau est mesurée par un détecteur piézo-électrique de petite taille rendu mobile par l'intermédiaire d'une table traçante. Les résultats obtenus sont comparés aux mesures faites par la méthode thermométrique. Nous avons étudié l'effet de la modulation en fréquence du signal d'excitation des sondes sur l'ouverture, la profondeur de pénétration et l'homogénéité du faisceau ultrasonore. Les résultats obtenus sont comparés à la théorie.

II-REALISATION

II-1-TYPE DE CERAMIQUES UTILISEES

Les céramiques utilisées pour réaliser nos sondes sont du type P7-62, en titanate zirconate de plomb vendues par la société QUARTZ & SILICE. Ce sont des céramiques de puissance à faible coefficient de pertes et de coefficient de qualité mécanique élevé (supérieur à 600); la vibration se fait en épaisseur. Les caractéristiques de telles céramiques sont données au chapitre II dans le tableau n°II-1. Ces valeurs sont mesurées [63] à 20°C et varient très peu avec la température jusqu'à 80°C.

II-2-MONTAGE DE LA SONDE CYLINDRIQUE

Elle est formée d'une ou plusieurs céramiques tubulaires montées sur un support en téflon, comme le montre la figure III-1. Le tube piézo-électrique est fixé sur deux bagues et l'ensemble vissé sur une tige en duralumin mesurant 5 mm de diamètre. Cette disposition permet de monter plusieurs céramiques sur un même support, ce qui fait varier la surface soumise au rayonnement ultrasonore selon les besoins cliniques.

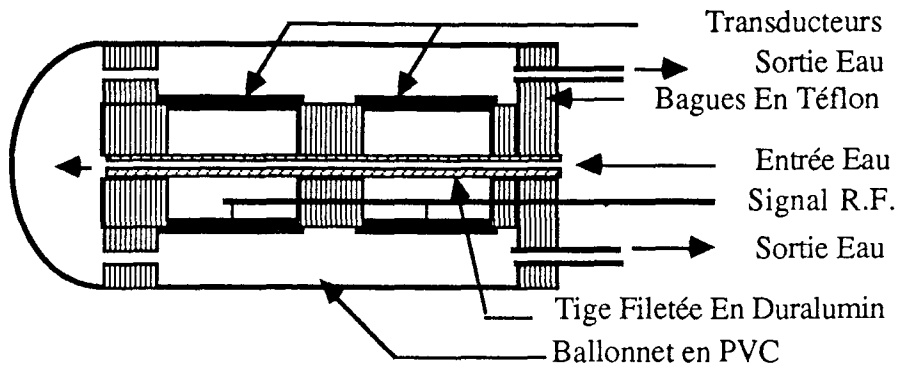


Fig.III-1: Schéma descriptif du montage de la sonde cylindrique

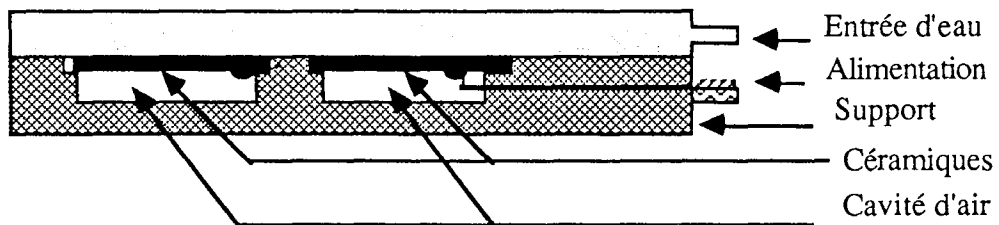


Fig.III-2: Diagramme schématique du montage de la sonde plane

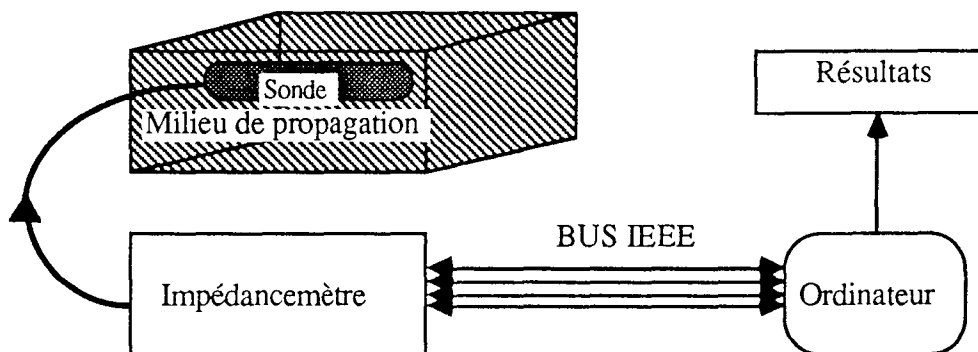


Fig.III-3: Banc de mesure du diagramme d'impédance

La sonde est entourée d'un ballonnet en PVC ou en mylar pour le refroidissement en surface. La circulation d'eau de refroidissement est assurée à volume et pression constants à travers deux petits canaux (2 mm de diamètre) pratiqués dans le support, le premier se prolongeant jusqu'à l'extrémité de la sonde, l'autre s'ouvrant avant la première céramique.

Nous avons réalisé des sondes comportant une ou deux céramiques tubulaires mesurant chacune 25 mm de longueur et un diamètre extérieur de 10 mm, et une sonde composée de deux céramiques de même type mesurant chacune 40 mm de longueur et de 15 mm de diamètre extérieur, l'épaisseur du tube piézo-électrique étant fixée par le choix de la fréquence de résonance.

II-3-MONTAGE DE LA SONDE PLANE

Elle se compose d'une céramique rectangulaire ayant 5 cm de longueur et 1 cm de largeur. Elle est fixée sur un support en plexiglas ou en téflon, comme le montre la figure III-2. La face vibrante est en contact direct avec le milieu de propagation tandis que l'autre face se trouve devant une cavité d'air pratiquée dans le support. Nous avons utilisé l'air comme milieu d'amortissement au vu de son impédance acoustique très faible par rapport à celle de la céramique, ce qui permet une réflexion quasi-totale de l'onde arrière vers le milieu de propagation et donc augmentant la puissance transmise à celui-ci. La sonde est entourée d'une poche en mylar permettant la circulation d'eau de refroidissement.

Sur le même principe nous avons réalisé une sonde composée de disques piézo-électriques de 15 mm de diamètre résonant à la fréquence de 1 MHz.

III-COMPORTEMENT VIS A VIS DU GENERATEUR

III-1-MATERIELS ET METHODES

Pour étudier le comportement électrique des sondes, nous avons mesuré l'impédance électrique de celles-ci lorsqu'elles sont chargées par un milieu. La mesure est réalisée par un impédancemètre HP4960. L'acquisition des données se fait automatiquement par un ordinateur type AMSTRAD via un bus IEEE, grâce à un programme écrit en turbo-Pascal. Le synoptique complet du dispositif de mesure est donné figure III-3.

III-2-RESULTATS

III-2-1-Impédance et schéma électrique équivalent

Nous avons représenté les variations du module de l'impédance et de l'admittance en fonction de la fréquence pour chaque sonde. Les courbes sont montrées figure III-4 pour la sonde plane, figure III-5 et III-6 pour les deux sondes cylindriques respectivement (2,5 cm / 1 cm) et (4 cm / 1,5 cm). Cela permet de connaître avec précision la fréquence de résonance F_r et la fréquence d'antirésonance F_a des céramiques après montage, ainsi que les valeurs des éléments composants le schéma électrique équivalent; la bande passante autour de la résonance est déterminée à partir de la courbe de l'admittance. Les résultats sont présentés dans la tableau numéro III-2.

Type de sonde	Sonde plane	Sondes cylindriques	
		2,5/1 cm	4/1,5 cm
$F_r(\text{MHz})$	0,994	0,999	0,956
$F_a(\text{MHz})$	1,089	1,108	1,075
$C_0(\text{nF})$	1,5	2,34	10
$C_m(\text{nF})$	0,35	0,5	2,5
$L_m(\mu\text{H})$	70	45	11
$R_m(\Omega)$	36	17	6
$\Delta F(\text{MHz})$	1,05 - 0,8	1,05 - 0,9	1,05 - 0,9

Tableau N°III-1: Propriétés électriques des sondes

On remarque que la fréquence de résonance varie légèrement, de 5% environ, après le montage de la céramique sur un support. Dans les trois cas, la fréquence est inférieure ou égale à la fréquence de résonance donnée par le constructeur.

La résistance à la résonance est de 36 Ω pour la sonde plane (mesurant 5 cm de long et 1cm de large) alors qu'elle est de 17 Ω pour la première sonde cylindrique (mesurant 2,5 cm de long et 1 cm de diamètre extérieur) et de 6 Ω pour la deuxième (mesurant 4 cm de long et 1,5 cm de diamètre extérieur). Nous pouvons en conclure que la valeur de cette résistance dépend surtout de la forme de la céramique et du montage de

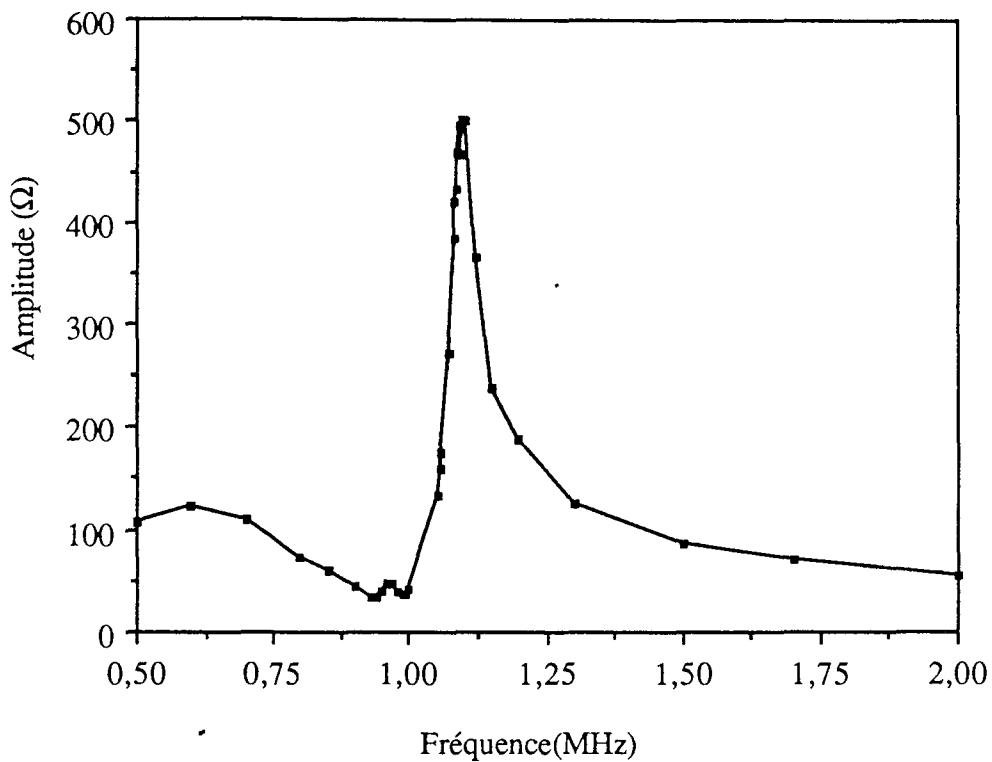


Fig.III-4-A: Impédance électrique de la sonde rectangulaire (5/1cm), dans l'eau

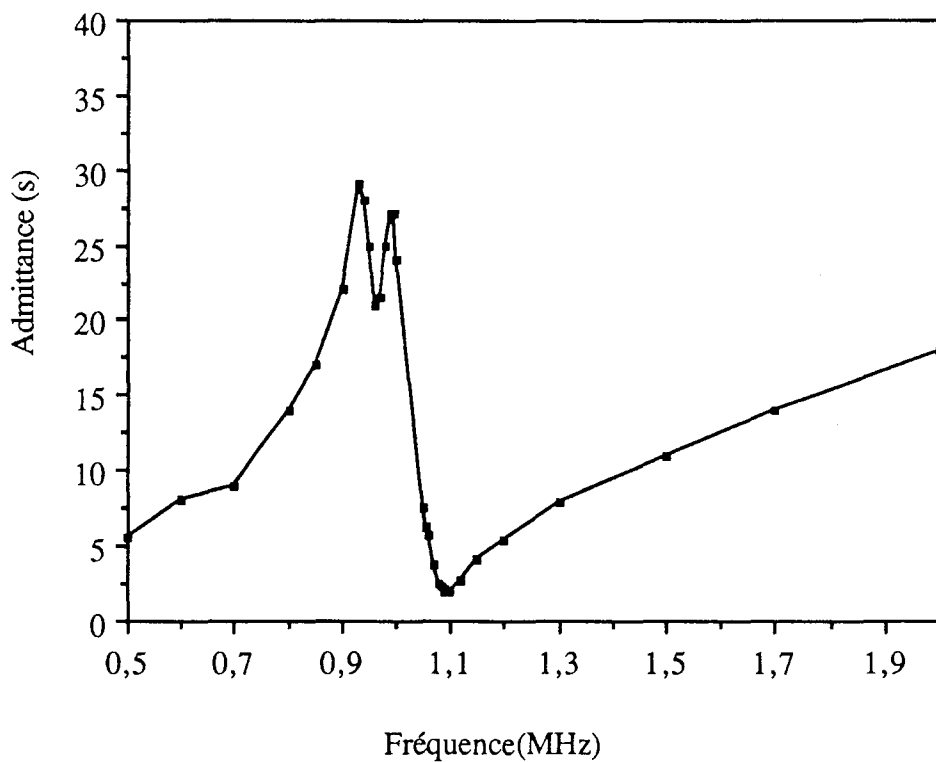


Fig.III-4-B: Admittance de la sonde rectangulaire (5/1cm), dans l'eau

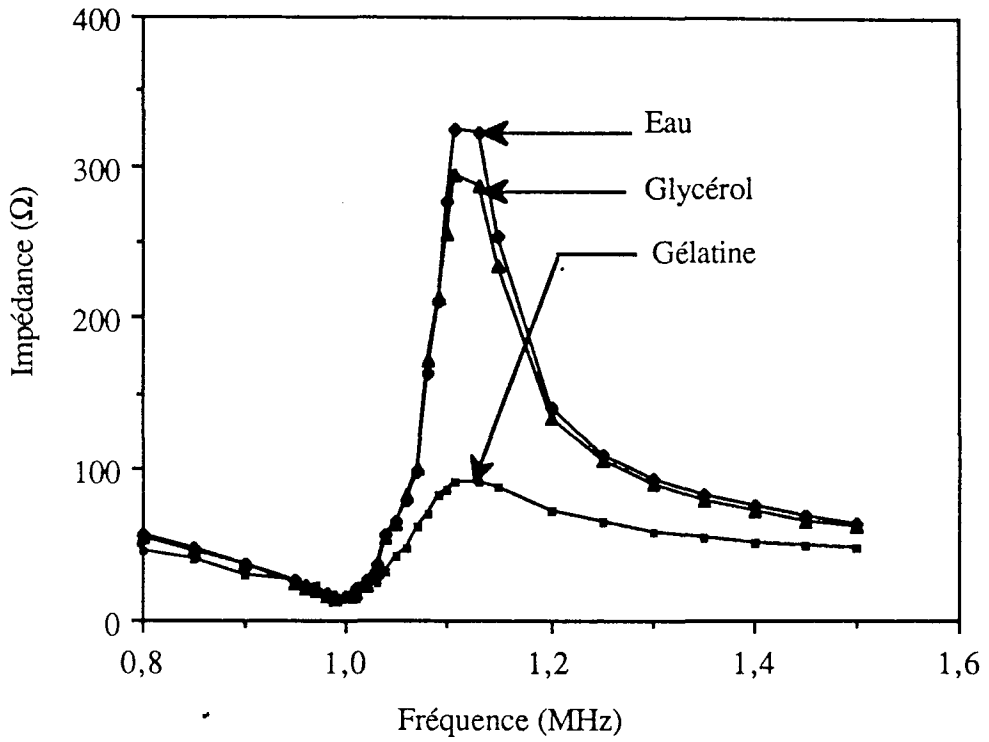


Fig.III-5-A: Impédance de la sonde cylindrique (2,5/1cm) dans différents milieux

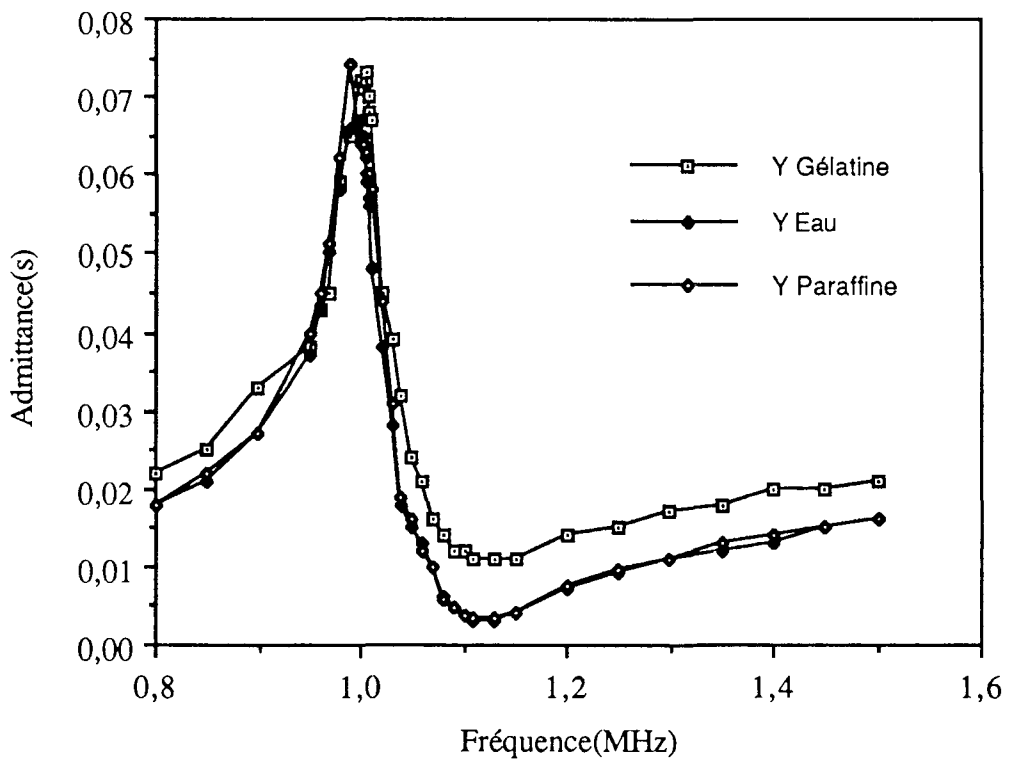


Fig.III-5-B: Admittance de la sonde cylindrique (2,5/1cm) dans différents milieux

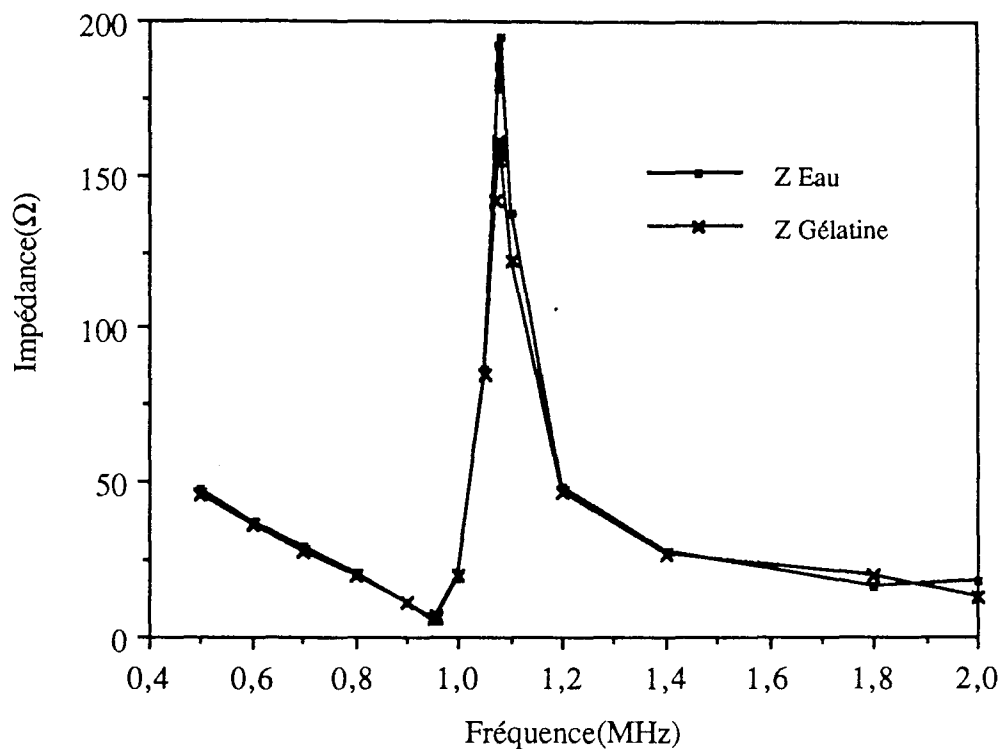


Fig.III-6-A: Impédance de la sonde cylindrique (4cm/1,5cm) dans différents milieux

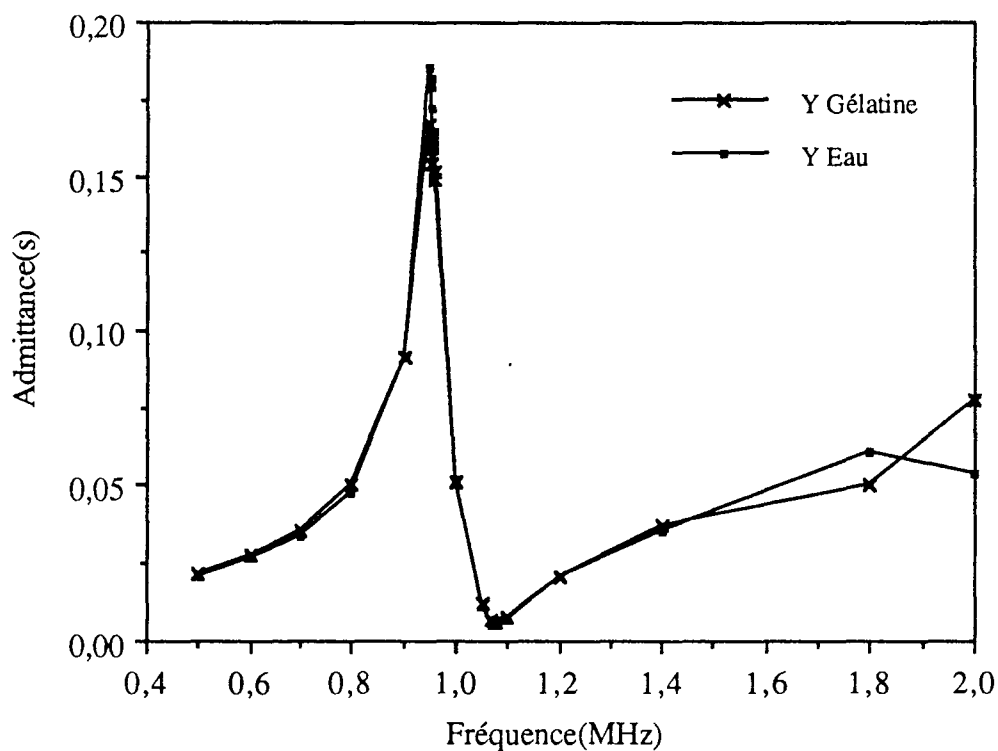


Fig.III-6-B: Admittance de la sonde cylindrique (4/1,5cm) dans l'eau et la gélatine

celle-ci sur un support. Nous constatons que cette résistance a pratiquement la même valeur, pour une sonde cylindrique, quel que soit le milieu dans lequel se fait l'émission ultrasonore (Figure III-5-A et III-5-B).

La courbe d'admittance présente un maximum à la fréquence de résonance et on détermine la bande passante ΔF par une baisse de 3 dB à partir de ce maximum. La largeur de cette bande augmente, comme il été prévu théoriquement, avec l'impédance acoustique du milieu de propagation. La bande est très étroite, ce qui montre que les céramiques utilisées sont très sélectives, donnant donc un meilleur rendement quand elles fonctionnent à leur fréquences de résonance. La résistance à la résonance varie très peu dans cette plage de fréquence, ce qui montre que la céramique y garde un fonctionnement normal.

La résistance à la fréquence d'antirésonance est très élevée pour toutes les sondes; elle est de 500 Ω pour la sonde plane, de 350 pour la première sonde cylindrique et de 200 Ω pour la deuxième. Les pertes électriques par effet joule sont importantes, ce qui réduit le rendement de la céramique à cette fréquence. Cependant cette résistance est faible quand la propagation se fait dans un milieu solide comme la gélatine par rapport aux liquides, comme la paraffine ou de l'eau. Ceci concorde avec les résultats théoriques (chp.II figure II-19-B), qui montre que la résistance à la fréquence d'antirésonance diminue avec l'impédance acoustique du milieu de propagation. De plus, l'impédance acoustique dépendant de la masse volumique de ce milieu, elle plus grande pour les solides qui ont des masses volumiques importantes.

III-2-2-Adaptation de l'impédance

L'adaptation électrique est faite à l'aide d'un transformateur torique. Pour réaliser les transformateurs, nous avons utilisé deux types de fils électriques: des fils émaillé et des fils multibrins. Le rapport de transformation est tel que l'impédance d'entrée du générateur soit égale à son impédance de sortie. L'inductance du bobinage secondaire est telle [76] que celle-ci constitue un circuit résonant à 1 MHz avec la capacité C0 entre les deux électrodes de la céramique.

III-2-3-Rendement en puissance

Nous appelons rendement le rapport de la puissance élastique totale fournie au milieu de propagation à la puissance électrique d'excitation de la sonde. Pour le mesurer, nous avons utilisé la méthode de la balance comme le montre la figure III-8. L'un des plateaux de la balance est remplacé par une plaque en duralumin mesurant 3 mm

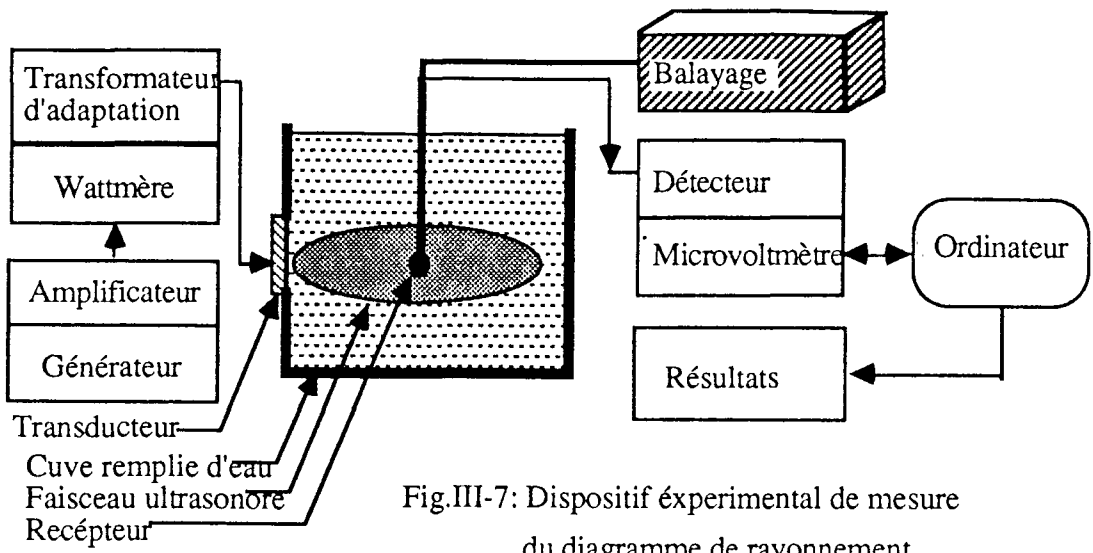


Fig.III-7: Dispositif expérimental de mesure
du diagramme de rayonnement

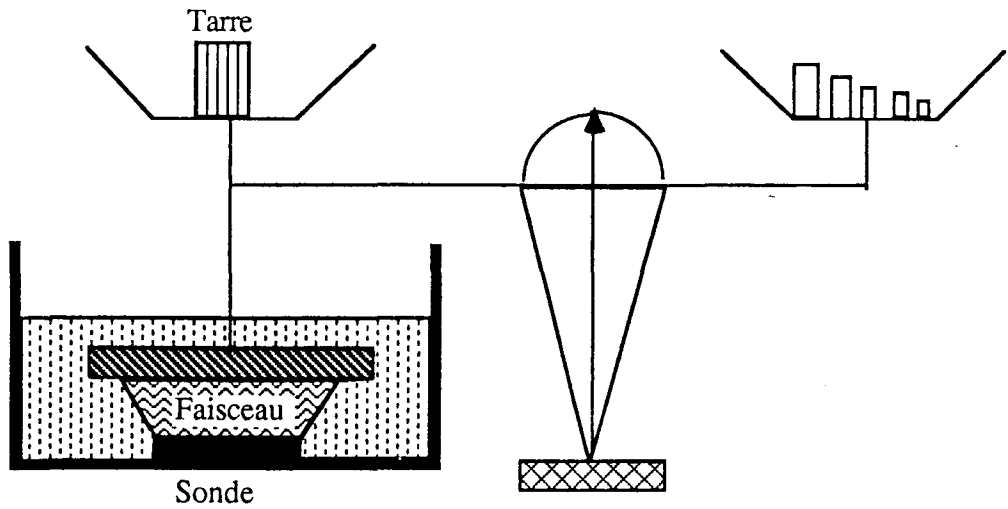


Fig.III-8: Mesure de l'intensité ultrasonore
par la balance

d'épaisseur et dont la surface est supérieure à celle du transducteur pour couvrir toute l'ouverture du faisceau ultrasonore. Nous avons choisi une plaque en duralumin pour avoir un coefficient de réflexion au niveau de l'interface eau-duralumin presque égal à 1. La plaque, se trouvant face au transducteur émetteur, est fixée sur un bras soudé au fléau de la balance. La balance est préalablement équilibrée à l'aide d'une tare et de masses étalonnées. La poussée due à la pression ultrasonore est compensée en enlevant ces masses étalonnées préalablement mises dans le deuxième plateau de la balance.

Nous avons représenté les variations de l'intensité acoustique $I(z)$ dans l'eau en fonction de la puissance d'excitation P_0 de la sonde pour différentes distances z entre celle-ci et la plaque réfléchissante (figure III-9-A). On note une variation linéaire de l'intensité acoustique en $W\ cm^{-2}$ en fonction de P_0 (Watt) qui peut se traduire par une relation:

$$I=0,0358+ 0,0628 P_0.$$

Cela montre que la sonde fonctionne normalement jusqu'à une puissance d'excitation supérieure à 50 watt. Un oscilloscope permet de surveiller le signal d'excitation de la sonde et aucune distorsion n'est notée dans cette plage de puissances. Nous pouvons conclure que, d'une part le déphasage entre le courant et la tension aux bornes de la sonde est constant et qu'il n'y a aucune apparition d'harmoniques, d'autre part. En effet, la visualisation de la composition spectrale du signal d'excitation à l'aide d'un analyseur de spectre montre qu'il y a pas apparition d'harmoniques et que la fréquence de résonance est très stable. D'un autre côté, en examinant les courbes de la figure III-9-A, on constate qu'on obtient des intensités acoustiques même pour des puissances d'émission inférieures à 2 W. Cela montre que la méthode de la balance est très sensible.

Pour déterminer le rendement, nous avons représenté les variations de l'intensité acoustique en fonction de la distance z qui sépare la sonde de la plaque interceptant le faisceau ultrasonore pour une puissance d'excitation P_0 donnée (figure III-9-B). L'approximation de cette fonction décroissante par un polynôme d'ordre 3 permet de connaître l'intensité acoustique $I(z=0)$ disponible à la sortie de la céramique. Le rendement est défini par le rapport:

$$\eta = \frac{I_0}{P_0}$$

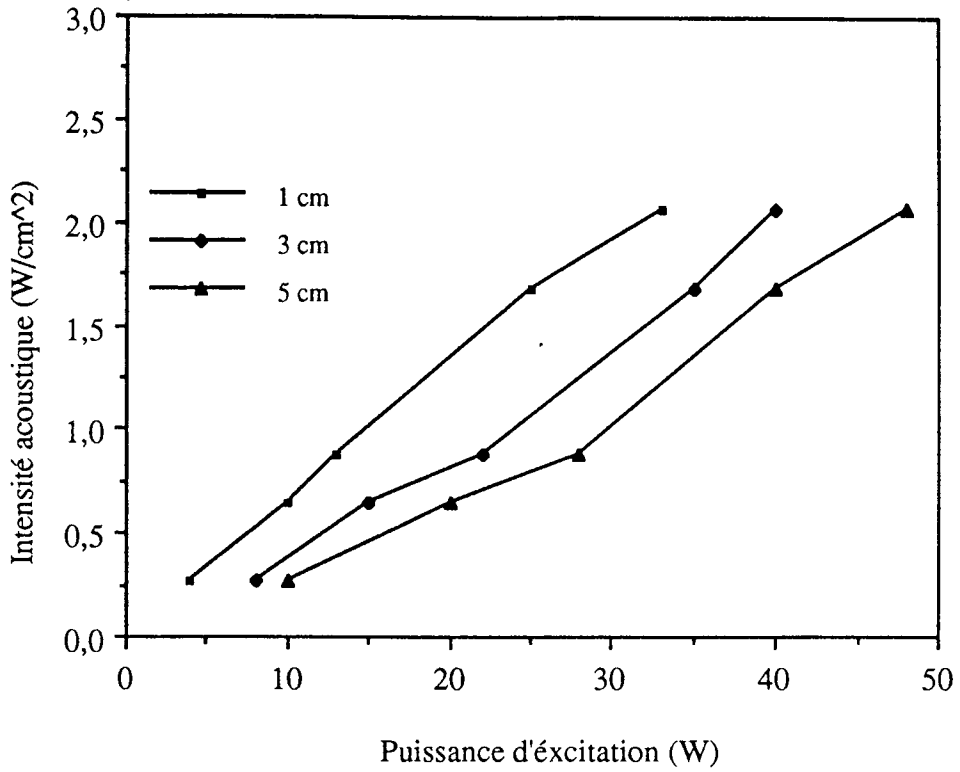


Fig.III-9-A: Variation de l'intensité acoustique en fonction de l'excitation, à 1, 3 et 5 cm de la céramique; mesurées par la méthode de la balance.

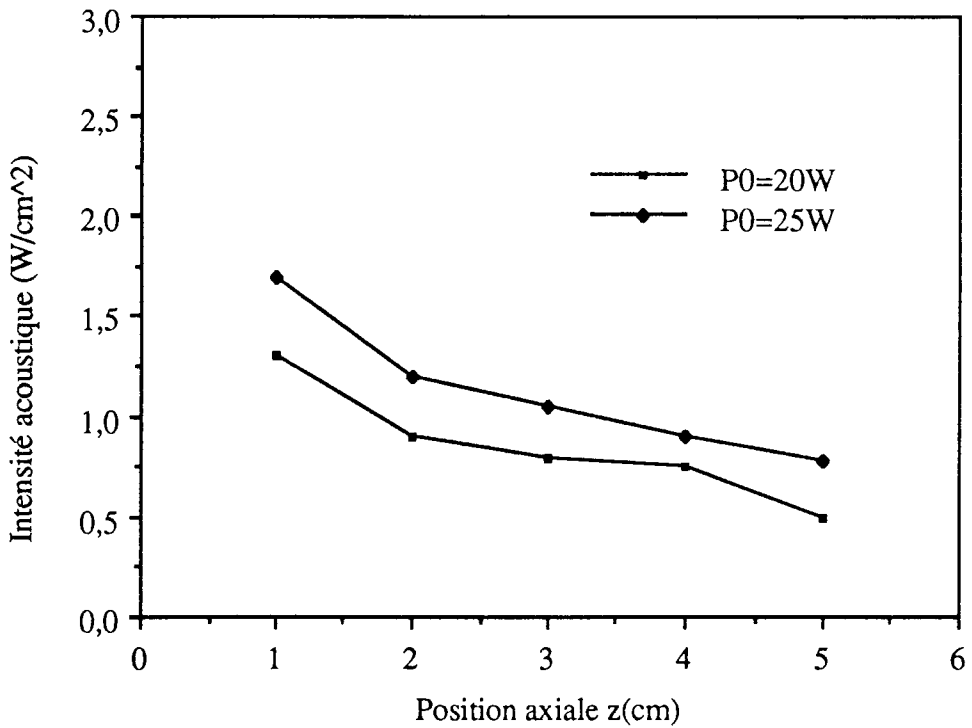


Fig.III-9-B: Distribution axiale de l'intensité acoustique mesurée par la balance

On trouve $\eta=56\%$ pour une puissance d'émission égale 20 W et $\eta=53\%$ pour 25 W. Cette variation est due aux pertes du faisceau ultrasonore par divergence du lobe principal et par augmentation des niveaux des lobes secondaires d'une part et par le coefficient de réflexion n'est pas tout à fait égal à l'unité, d'autre part .

IV-DIAGRAMME DE RAYONNEMENT

IV-1-INTRODUCTION

Il existe différentes méthodes permettant de mesurer le diagramme de rayonnement dans un milieu non absorbant des ultrasons. Freeman a passé en revue les différentes techniques utilisées pour la mesure du champ acoustique dans un milieu [77]. On peut citer quatre méthodes:

- la méthode calorimétrique [78 - 82] mesure directement l'élévation de température due au rayonnement ultrasonore; cette méthode utilise en général des thermocouples comme capteur, thermocouples ayant un diamètre parfois inférieur à quelques dizaines de micromètre, ce qui augmente notablement la résolution spatiale; cependant , en plus des problèmes de thermométrie, il existe des risques d'interférences entre le dispositif de mesure et la champ acoustique notamment dans les milieux non absorbants;

- la méthode mécanique utilisant surtout la balance [83], qui est la seule donnant une mesure absolue de la pression acoustique; le principe consiste à mesurer le poids équivalent à cette pression qui est proportionnel à la surface soumise au rayonnement; depuis, de nombreux auteurs se sont employés à trouver et à mettre au point des dispositifs permettant de déterminer l'intensité absolue du faisceau ultrasonore dans le milieu de propagation.

M.J. Farmery et T.A. Whittingham ont proposé une balance portable où la pression de radiation ultrasonore est équilibrée par une force magnétique [84], P.L. Carson et al utilisent une microbalance et une cible absorbante [85], V.N.Bindal et al ont étudié la balance à jauge de contrainte [86], G. Kossof a étudié cette technique avec des cibles réfléchissantes et des cibles absorbantes [87];

- la méthode optique [88 - 90], basée sur le principe de l'interaction de l'onde acoustique avec une onde lumineuse donne une loi quantitative sur la distribution de l'intensité acoustique dans le milieu. Avec cette méthode, on obtient rapidement l'image du faisceau ultrasonore dans le milieu, mais c'est une technique difficile à mettre en œuvre. L'utilisation d'une fibre optique comme détecteur [99] permet de mesurer la

pression acoustique avec une meilleure résolution spatiale (80 μ m). La réponse de ce capteur reste linéaire jusqu'à une puissance émise de 200 watts, ce qui permet de caractériser le rayonnement des transducteurs fonctionnant à ces puissances;

-l'utilisation d'un détecteur piézo-électrique qui est une technique simple à mettre en œuvre. Cependant il peut y avoir des problèmes d'accord en fréquence et d'interférences possibles entre l'émetteur et le récepteur et, pour avoir une bonne résolution spatiale, on utilise des hydrophones pouvant avoir un diamètre de 1 mm. Certains auteurs utilisent des capteurs multi-éléments pour éviter la perturbation des mesures par le déplacement du capteur dans le milieu. Pour palier au problème d'accord en fréquence, on utilise des hydrophones dont la bande passante est assez large pour contenir la fréquence de résonance de l'émetteur. On rencontre dans la littérature des hydrophones fonctionnant entre 0,5 à 5 voire 7 MHz. Dans ce cas, les caractéristiques de l'hydrophone doivent rester constantes dans toute la gamme de fréquences, ce qui est très difficile. On peut s'affranchir de ce problème en réalisant une calibration de l'hydrophone dans une bande de fréquences réduite autour de la résonance de l'émetteur.

IV-2-MATERIELS ET METHODES

IV-2-1-Production des ultrasons

Les sondes génératrices d'ultrasons sont alimentées par un amplificateur de puissance (AMPLIFIER RESEARCH 50 A15) délivrant un signal alternatif à la fréquence de résonance. L'amplificateur est attaqué par un générateur de fonction à fréquence variable (PHILIPS P.M. 5134). La puissance efficace fournie par l'amplificateur est mesurée par un wattmètre (DAIWA).

IV-2-2-Détection des ultrasons

Parmi les différentes méthodes de détection d'un champ acoustique figure celle à l'aide d'un élément piézo-électrique. Nous avons retenu cette méthode pour sa simplicité de mise en œuvre. Les résultats obtenus seront comparés aux mesures du diagramme de rayonnement par la méthode thermométrique utilisant un thermocouple comme capteur.

IV-2-2-1-Capteur

Le capteur utilisé se compose d'un disque mesurant 3 mm de diamètre en céramique piézo-électrique résonant à 1 MHz. La céramique est directement fixée sur un support en plexiglas qui joue aussi le rôle de milieu d'amortissement; en effet, son coefficient d'absorption est élevé et l'onde arrière est ainsi complètement absorbée, ce qui permet d'améliorer nettement la sensibilité du capteur. D'autre part, celui-ci est utilisé à sa fréquence d'antirésonance pour avoir une résistance élevée permettant une bonne adaptation électrique avec les circuits de mesure.

IV-2-2-2-Détecteur de crête

Pour avoir l'amplitude de la tension électrique aux bornes du capteur, nous avons réalisé un détecteur de crête. Le schéma du circuit est donné figure III-10 . Il se compose d'un filtre RC passe-haut, d'un étage adaptateur ayant une impédance d'entrée très élevée où nous avons utilisé un amplificateur opérationnel de type TL081 monté en amplificateur non inverseur et d'un écrêteur à base d'amplificateur opérationnel de type HA2539 qui possède une bande passante importante. Nous avons mesuré la fonction de transfert de ce détecteur de crête. Cette fonction est linéaire par morceau, ce qui fausse les mesures. Nous avons pallié à ce problème en ajoutant une boucle dans le programme d'acquisition, permettant la correction automatique de la linéarité.

IV-2-2-3-Programme d'acquisition

L'acquisition et le traitement des données sont effectués par un ordinateur IBM-PC doté d'un microprocesseur 16 bits modèle 80286. Une carte d'extension a été installée pour permettre la communication avec l'extérieur via un bus IEEE. Ce bus parallèle permet une acquisition rapide pouvant atteindre 1 Mbits par seconde. D'autre part, il peut accepter jusqu'à 15 appareil de mesures. Le programme d'acquisition est écrit en TurboPascal 4.0.

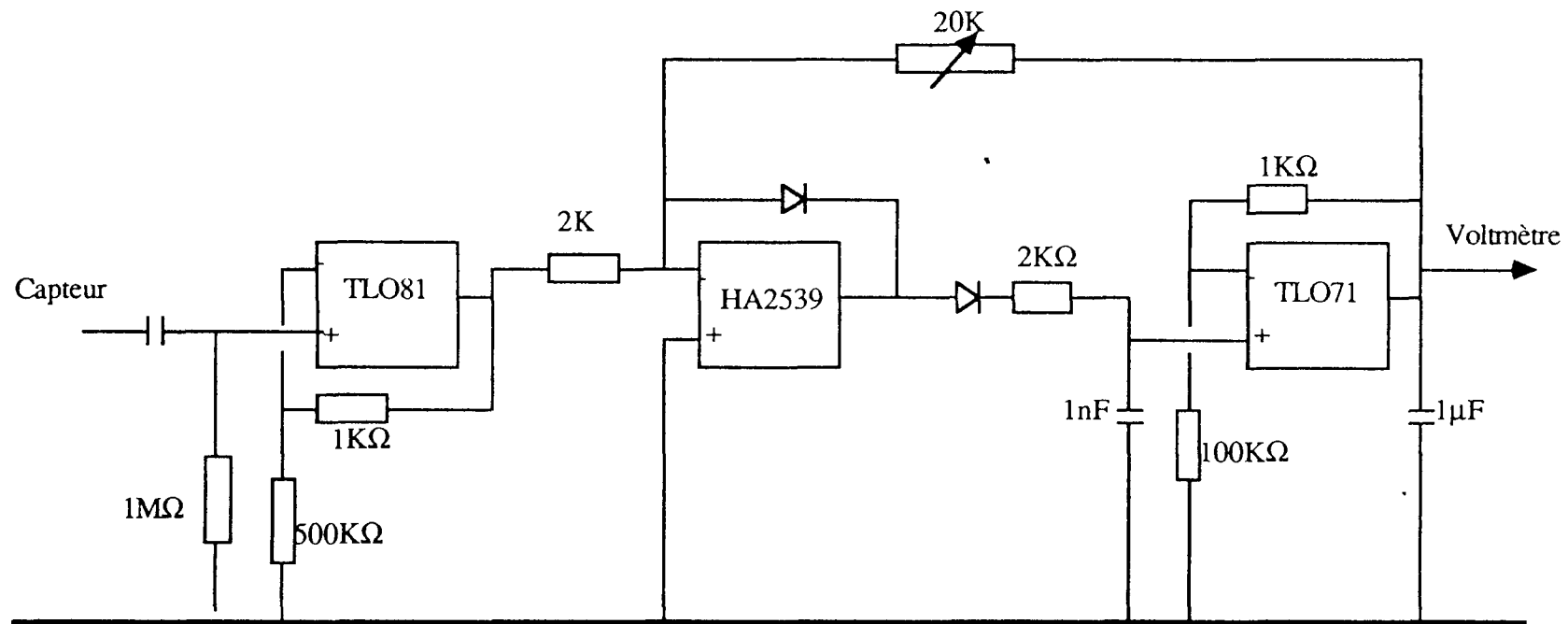


Fig.III-10: Détecteur de crête

IV-2-3- Méthodes

Le diagramme de rayonnement a été étudié dans l'eau, milieu considéré comme non absorbant des ultrasons. Les sondes émettrices des ondes ultrasonores sont placées dans une cuve en plexiglas de dimensions (50*30*30 cm) pour la sonde plane et de (30*30*15 cm) pour les sondes cylindriques. Dans les deux cas, les parois des cuves sont recouvertes d'absorbant pour éviter toute réflexion. Le capteur se trouvant face à la sonde émettrice est solidaire d'un bras mécanique soudé à une table traçante (IFELEC 3802) qui sert à le mouvoir dans la direction de balayage souhaitée. La tension électrique aux bornes du capteur est échantillonnée puis enregistrée, soit par la table traçante directement, soit par un ordinateur via un voltmètre programmable (KEITHLEY). Le schéma du dispositif complet est montré figure III-7.

IV-3- DIAGRAMME DE RAYONNEMENT DE LA SONDE CYLINDRIQUE

IV-3-1- Réponse du capteur

Etant donné la structure cylindrique de l'onde ultrasonore émise par la sonde, nous avons utilisé un capteur piézo-électrique de 3 mm de diamètre au lieu de 5 mm utilisé pour les autres sondes. Il est monté sur un support suivant le principe déjà décrit au paragraphe 1-2-1. La sonde émettrice est fixe en un point et orientée par ses coordonnées cylindriques (O, r, θ, z). L'axe Oz , dont l'origine est située à mi-hauteur, est dirigé suivant la longueur du tube cylindrique. L'axe radial Or , dont l'origine est fixée au milieu du tube, représente l'axe de propagation de l'onde cylindrique.

Nous montrons dans la figure III-11-A la réponse en tension du capteur pour différentes distances à partir de la face de vibrante de la céramique. Nous constatons une parfaite linéarité des variations de la tension reçue en fonction de l'excitation de la sonde émettrice. Cela démontre que l'intensité acoustique en un point du milieu (représentée par le carré de la tension reçue en ce point) est proportionnelle à la puissance d'excitation de la sonde émettrice.

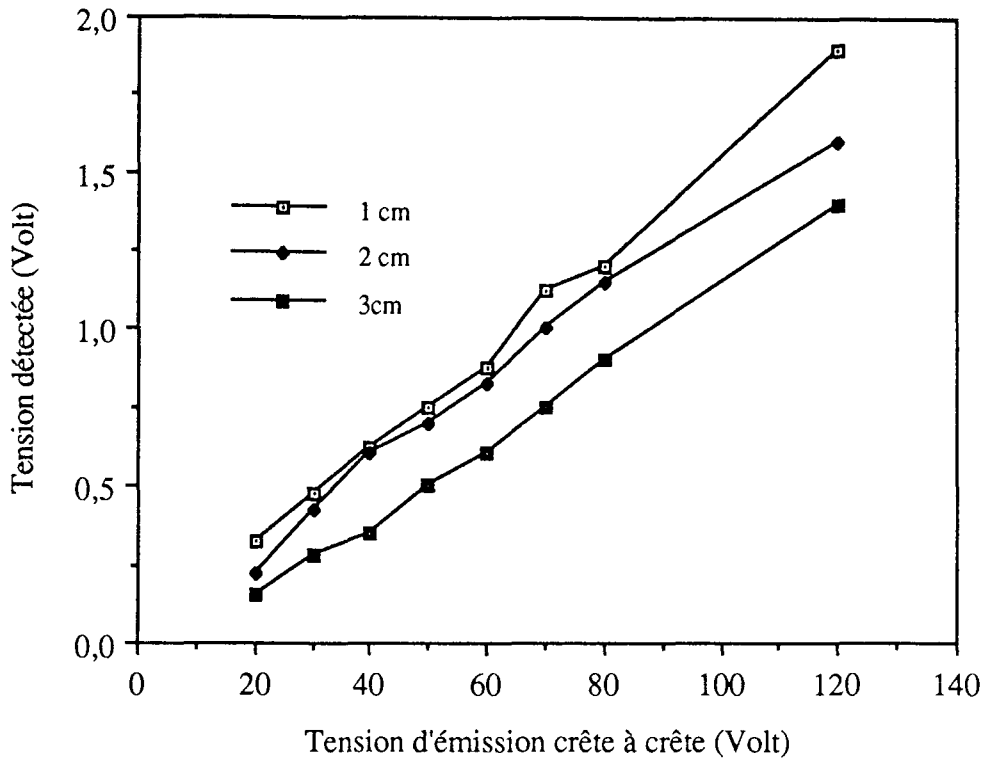


Fig.III-11-A: Réponse du capteur; à 1, 2 et 3 cm de la source.

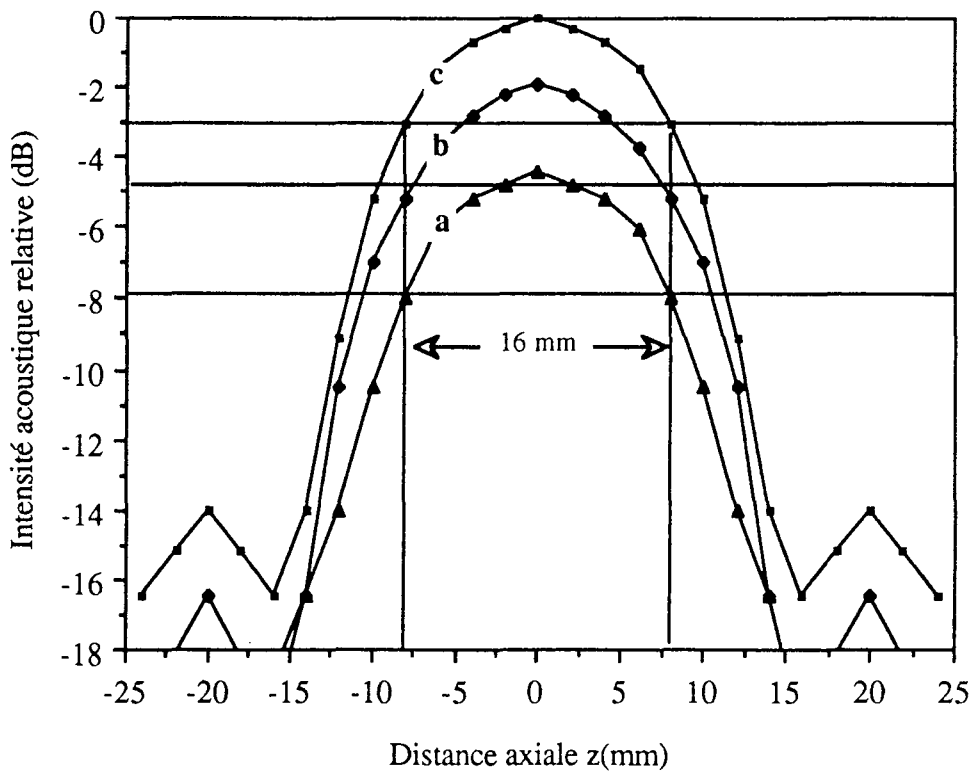


Fig.III-11-B: Distribution axiale de l'intensité acoustique à 2 cm de la sonde pour différentes tensions d'excitation: a-40V; b-50V; c-60V.

IV-3-2-Profondeur de pénétration du faisceau ultrasonore

La profondeur de pénétration est définie comme étant la distance, mesurée sur l'axe de propagation, qui sépare la surface de la source du point où l'intensité acoustique est atténuée de moitié. Nous avons étudié la distribution radiale, de l'intensité acoustique relative en décibels (figure III-12-A) pour un tube (2,5/1 cm) et (figure III-12-B) pour celui (4/1,5 cm). Toutes les courbes montrent une décroissance rapide de l'intensité acoustique dans la zone du champ proche qui s'étend jusqu'à 5 cm de la surface du transducteur, et puis une chute plus lente. Ce résultat est très différent de celui observé avec les transducteurs plans. La structure cylindrique de l'onde ultrasonore est à l'origine de cette décroissance rapide du champ proche; au delà de 5 cm, le front d'onde s'élargit et devient de plus en plus plan, ce qui diminue l'affaiblissement de l'onde. Nous obtenons une profondeur de pénétration, pour un amortissement de 3 décibels dans l'eau, de l'ordre de 1 cm pour la sonde de 2,5 cm de long et 1 cm de diamètre et de 1,25 cm pour la sonde de 4 cm de long et 1,5 cm de diamètre.

IV-3-3-Directivité du faisceau

Pour étudier la directivité du faisceau ultrasonore dans l'eau, nous avons mesuré la distribution axiale des intensités acoustiques dans la zone du champ proche. Toutes les mesures ont été effectuées à 2 cm de la surface de la sonde émettrice.

Les résultats sont montrés dans la figure III-13 pour des sondes cylindriques équipées d'un seul élément piézo-électrique. Dans les deux cas, le faisceau ultrasonore est très directif et les lobes secondaires sont fortement atténués (13 dB). La détermination de l'ouverture à -3 décibels donne 1,2 cm pour une sonde de 2,5 cm de long et 3,6 cm pour une sonde de 4 cm. La figure III-14 montre qu'on peut doubler l'ouverture du faisceau en juxtaposant deux tubes piézo-électriques sur le même support. On obtient une ouverture à -3 décibels de 3,5 cm pour une sonde équipée d'éléments mesurant 2,5 cm de long chacun et de 5,2 cm pour celle équipée d'éléments de 4 cm de long. Dans ce dernier cas, on note des fluctuations locales de l'intensité acoustique. Cela est dû aux variations de phase qui sont importantes quand la longueur de la céramique tubulaire devient importante. Les figures III-11-B montrent l'effet de l'excitation de la sonde émettrice (2,5/1 cm) sur le faisceau ultrasonore.

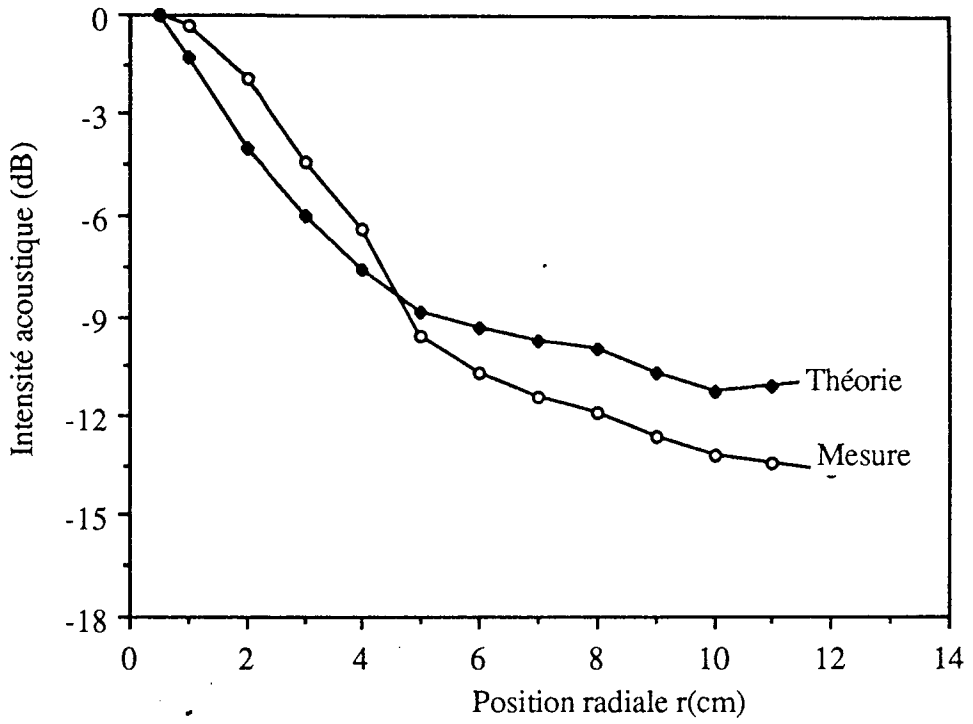


Fig.III-12-A: Distribution radiale de l'intensité pour la sonde cylindrique (1/2,5 cm).

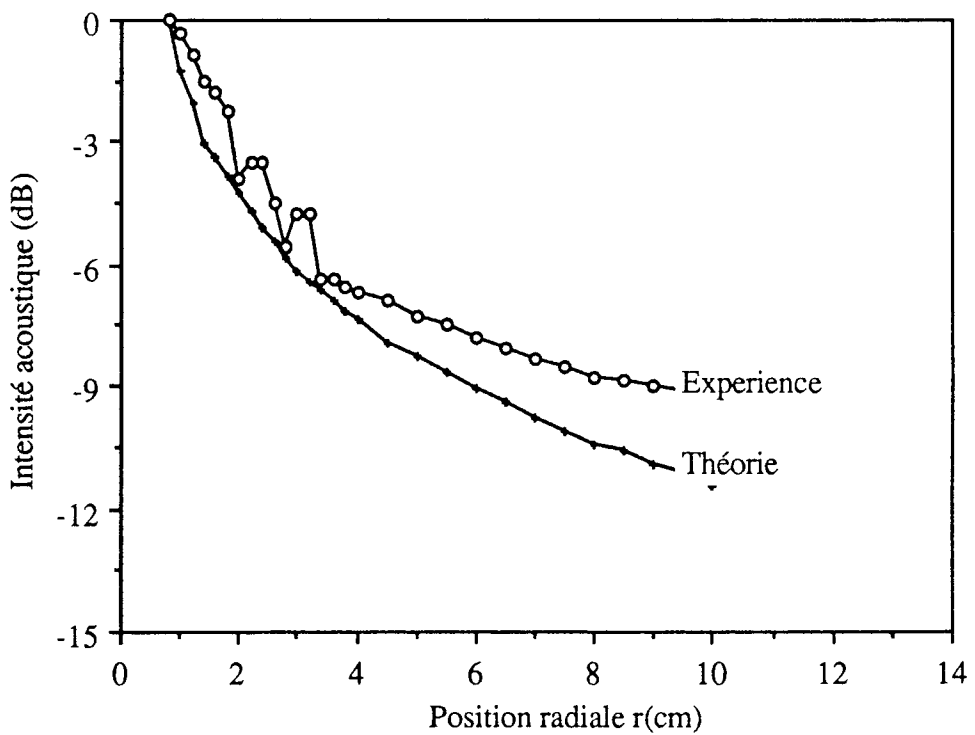


Fig.III-12-B: Distribution radiale de l'intensité pour la sonde cylindrique(4/1,5 cm)

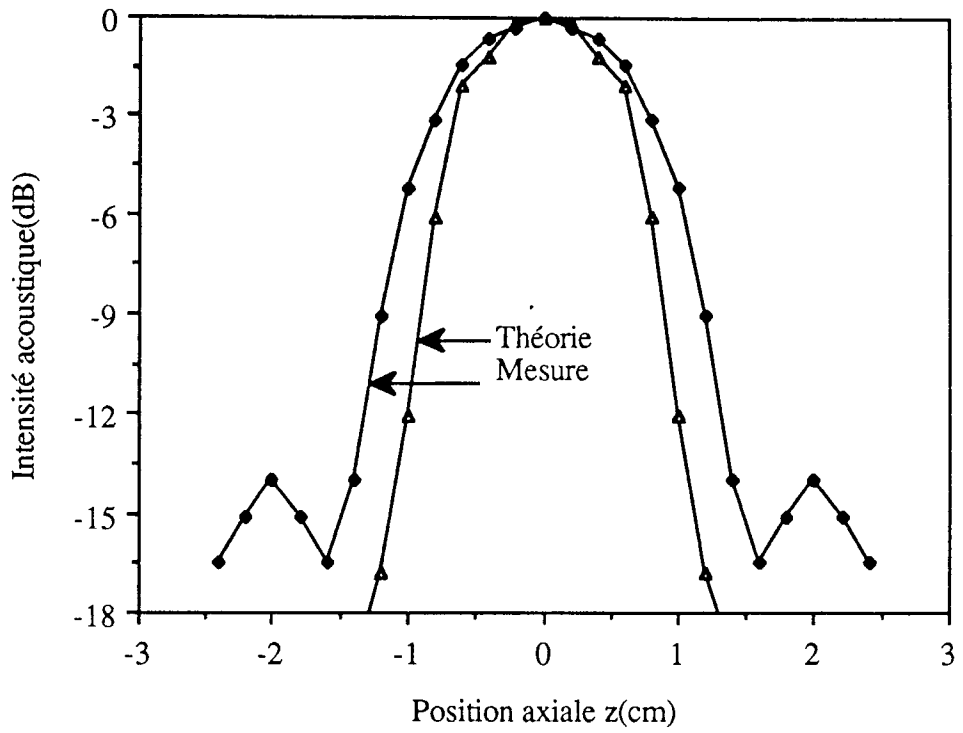


Fig.III-13-A: Distribution axiale de l'intensité acoustique à 2 cm du tube piézo-électrique(2,5/1 cm)

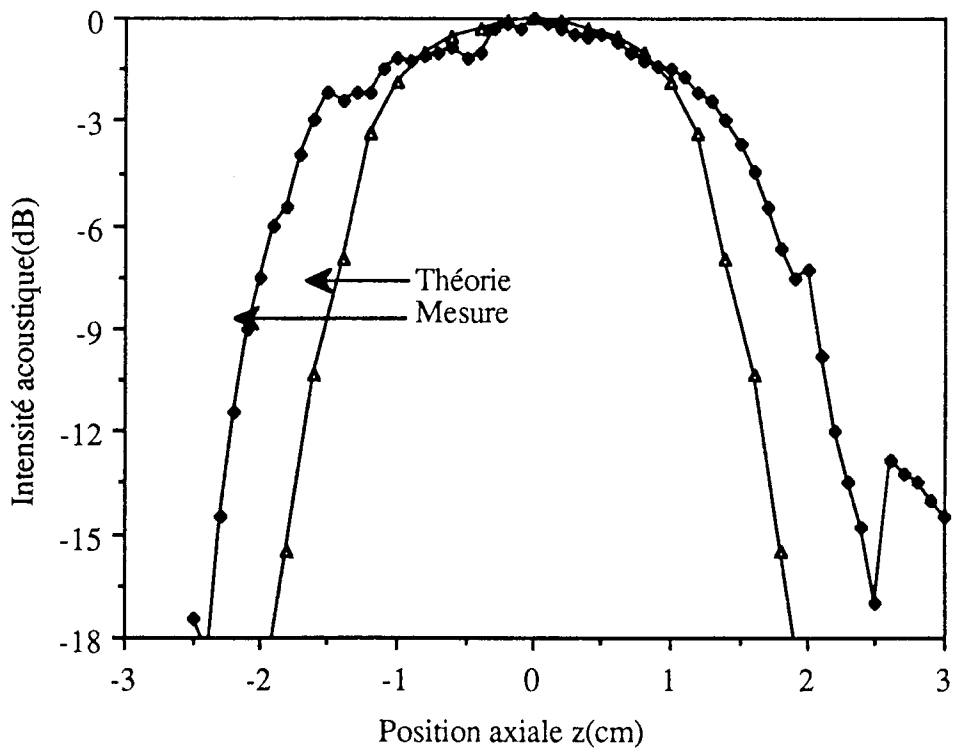


Fig.III-13-B: Distribution axiale de l'intensité acoustique,à 2 cm du tube piézo-électrique (4/1,5 cm).

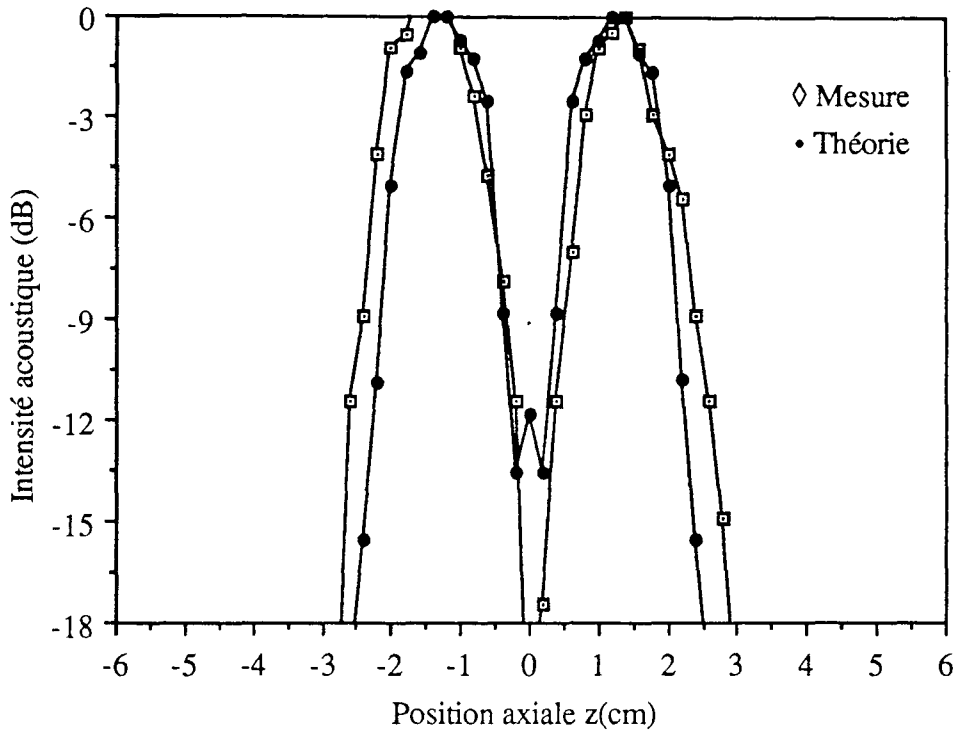


Fig.III-14-A: Distribution axiale de l'intensité acoustique pour 2 tubes (2,5/1cm); à 2 cm de profondeur.

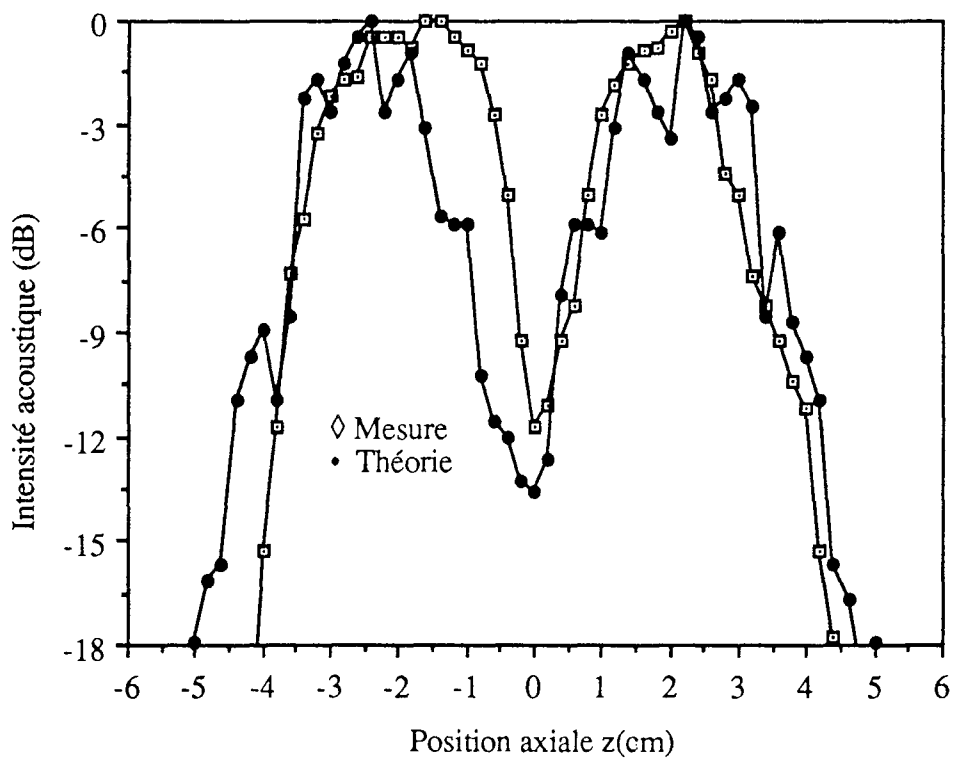


Fig.III-14-B: Distribution axiale de l'intensité acoustique pour deux tubes (4/1,5 cm); à 2 cm de profondeur.

Le fait d'augmenter la puissance d'émission n'altère aucunement la directivité du faisceau. Les lobes secondaires ont une intensité de 13 dB par rapport au maximum du lobe principal. De même la figure III-15-A montre que l'ouverture du faisceau à -3 décibels est pratiquement la même dans la zone du champ proche, c'est à dire à des distances inférieures à 5 cm de la sonde. A l'intérieur de l'ouverture du faisceau, les résultats théoriques coïncident avec l'expérience. Cependant, en dehors de cette zone, nous constatons une légère différence, plus importante dans le cas d'un tube assez long. Cela est dû au fait qu'en pratique, la distribution de l'amplitude de vibration sur la face émettrice n'est pas rigoureusement représentée par une fonction de type cosinus telle que celle utilisée pour la théorie.

IV-3-4-Homogénéité du faisceau

Nous avons montré qu'une modulation en fréquence du signal d'excitation de la céramique permet d'augmenter l'ouverture du faisceau et d'améliorer son uniformité sur toute cette ouverture. En effet, une modulation de 5% autour de la résonance permet d'augmenter l'ouverture de 12 à 20 mm pour une sonde de 25 mm de long (figure III-15-B). L'excursion en fréquence du signal d'excitation ne doit pas dépasser la bande passante de la céramique ΔF , cela parce que, d'une part, la résistance de la céramique varie peu dans cette bande, ce qui diminue les pertes par effet joule dans la céramique (pertes importantes à la fréquence d'antirésonance) et que, d'autre part, une excursion qui dépasse ΔF réduit le rendement de la céramique. Les mêmes résultats ont été observés pour des sondes multi-éléments (figure III-16). De ces résultats, nous pouvons conclure qu'un tube piézo-électrique peut être considéré comme une juxtaposition d'anneaux ayant chacun sa propre fréquence de résonance. Ainsi en utilisant une modulation, les différents anneaux ont un rendement maximal parce que le signal d'excitation contient toutes leurs fréquences de résonance. Cependant, vu les effets de bords, l'amplitude de vibration n'est pas la même pour tous les anneaux.

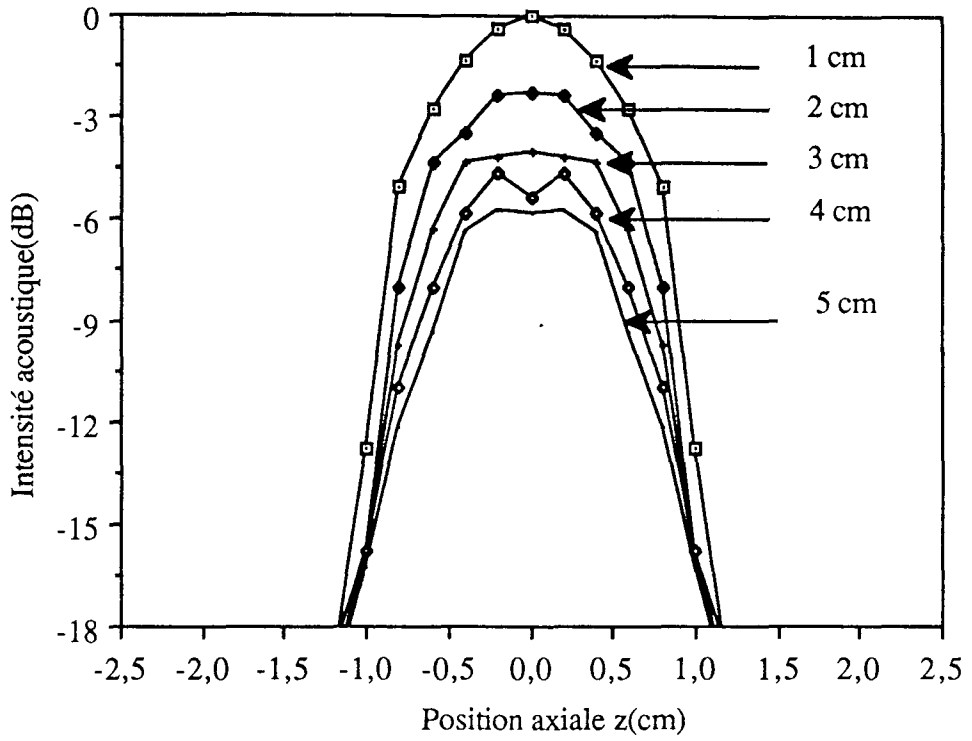


Fig.III-15-A: Distribution axiale de l'intensité acoustique à 1,2,3,4 et 5 cm de la sonde cylindrique (2,5/1 cm).

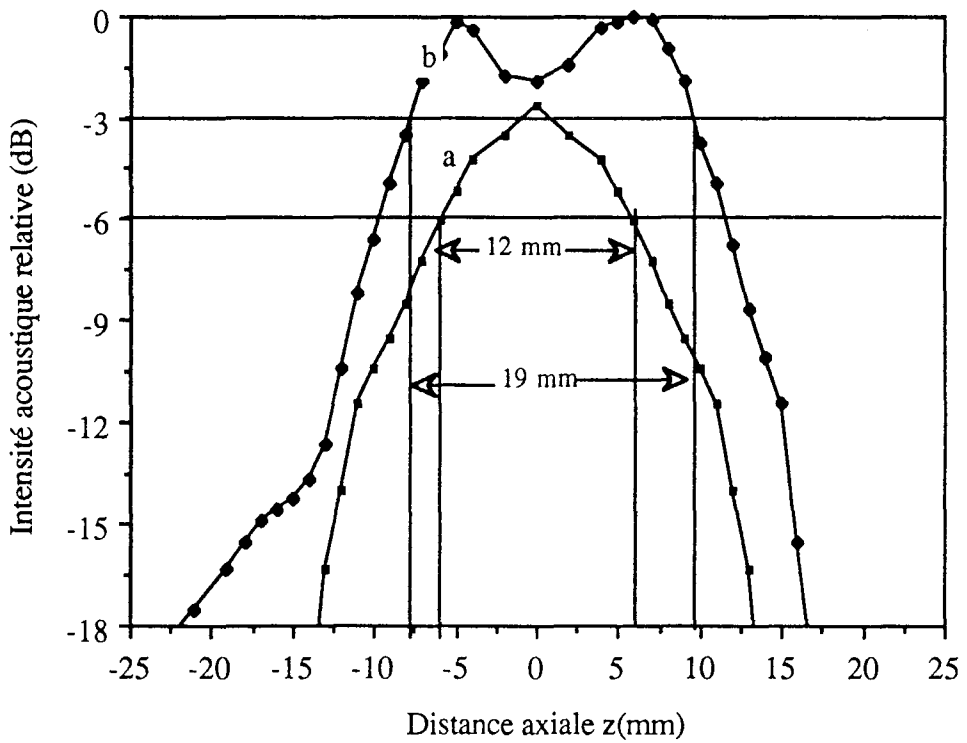


Fig.III-15-B: Distribution axiale de l'intensité acoustique mesurée à 1 cm de la sonde; à 1 MHz (a) et en vobulant entre 0,95 et 1,05 MHz (b).

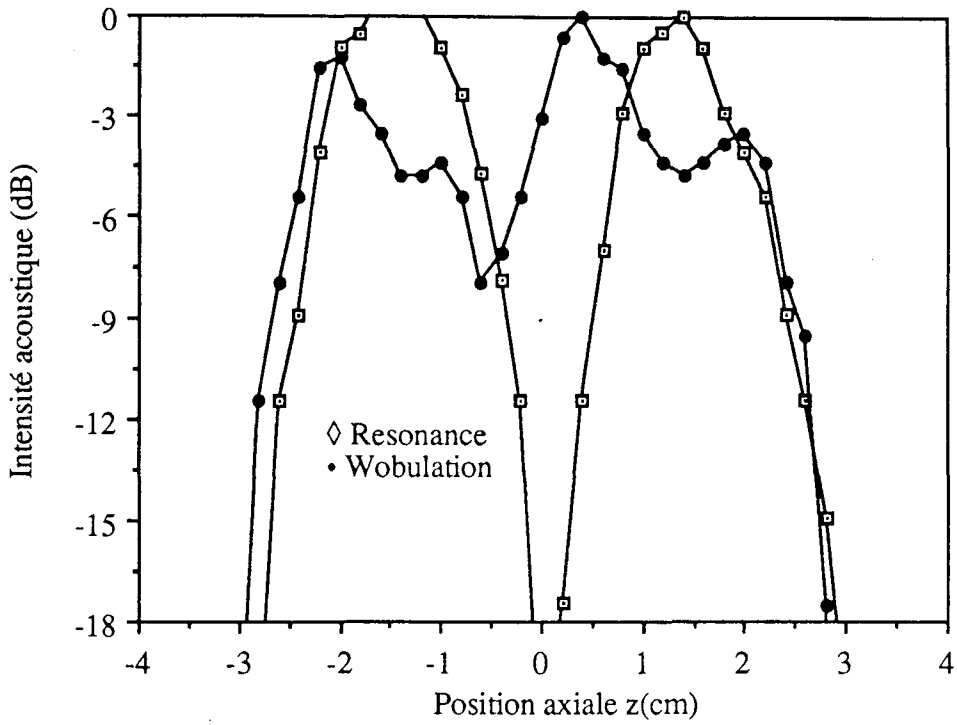


Fig.III-16-B: Effet d'une wobulation de 5% sur la distribution axiale de 2 tubes (4/1,5 cm), à 2 cm de la sonde.

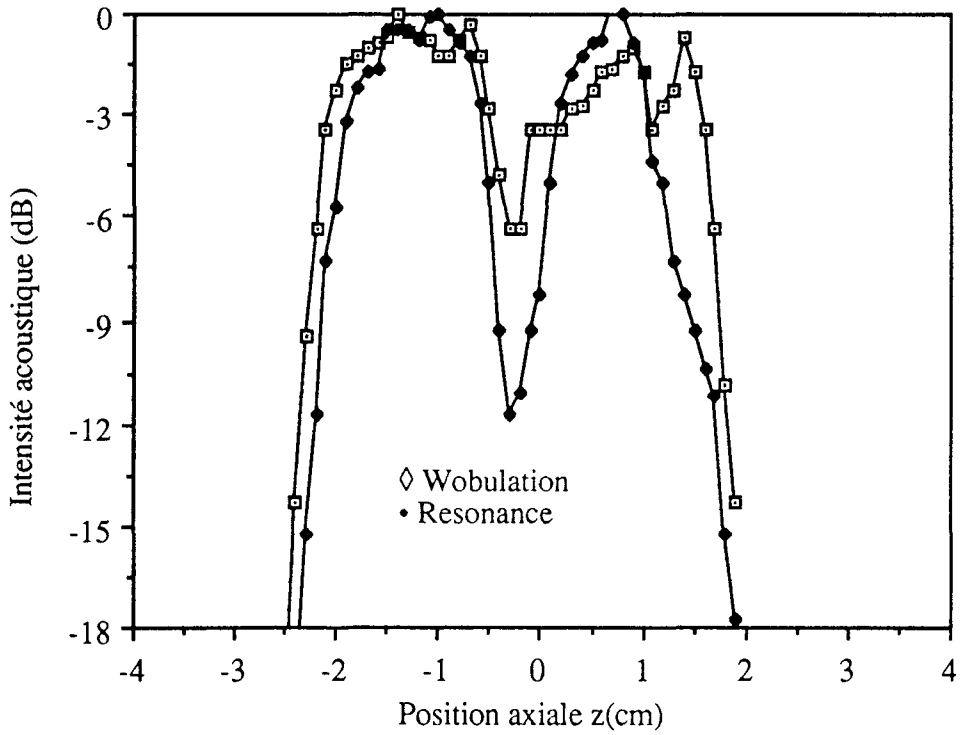


Fig.III-16-A: Effet d'une wobulation de 5 % sur la distribution axiale de 2 tubes(2,5/1 cm); à 2 cm de la sonde.

IV-4-DIAGRAMME DE RAYONNEMENT DE LA SONDE PLANE RECTANGULAIRE

IV-4-1-Etude du faisceau dans l'eau

IV-4-1-1-Réponse du capteur

Dans le cas des sondes planes, nous avons utilisé comme capteur un disque en céramique piézo-électrique de 5 mm de diamètre. Nous avons représenté les variations du carré de la tension électrique reçue à ses bornes en fonction de la puissance d'excitation de la sonde émettrice (figure III-17). La nature de ces courbes montre que la conversion de l'énergie électrique en onde acoustique se fait linéairement. En effet, dans cette plage de puissance, il n'y a ni saturation ni distorsion fréquentielle. L'équation de la réponse du capteur qui représente les variations du carré de la tension reçue V_r à ses bornes en fonction de la puissance d'excitation P_0 de l'émetteur, peut se mettre sous la forme:

$$V_r^2 = - 0,5 + 0,87 P_0$$

On constate que le capteur ne répond que quand l'émission dépasse 1 watt. Cela montre qu'il y a des pertes par effet joule à l'émission, mais cela ne permet pas de conclure quant à la sensibilité du capteur.

IV-4-1-2-Profondeur de pénétration

La détermination complète du champ rayonné dans l'eau implique sa connaissance pour toutes les directions de pression ultrasonore. Dans le cas d'un système rectangulaire, on peut définir une surface caractéristique du rayonnement. Pour notre part, nous avons étudié les projections suivant les deux axes de cette surface.

La sonde plane, fixée sur l'une des faces à la cuve remplie d'eau, est liée à un repère cartésien (O,x,y,z). L'axe Oz, dont l'origine est fixée sur la face parlante de la céramique, est dirigé suivant la direction de propagation, l'axe Ox est dirigé suivant la largeur de la céramique, alors que l'axe Oy est dirigé suivant la longueur.

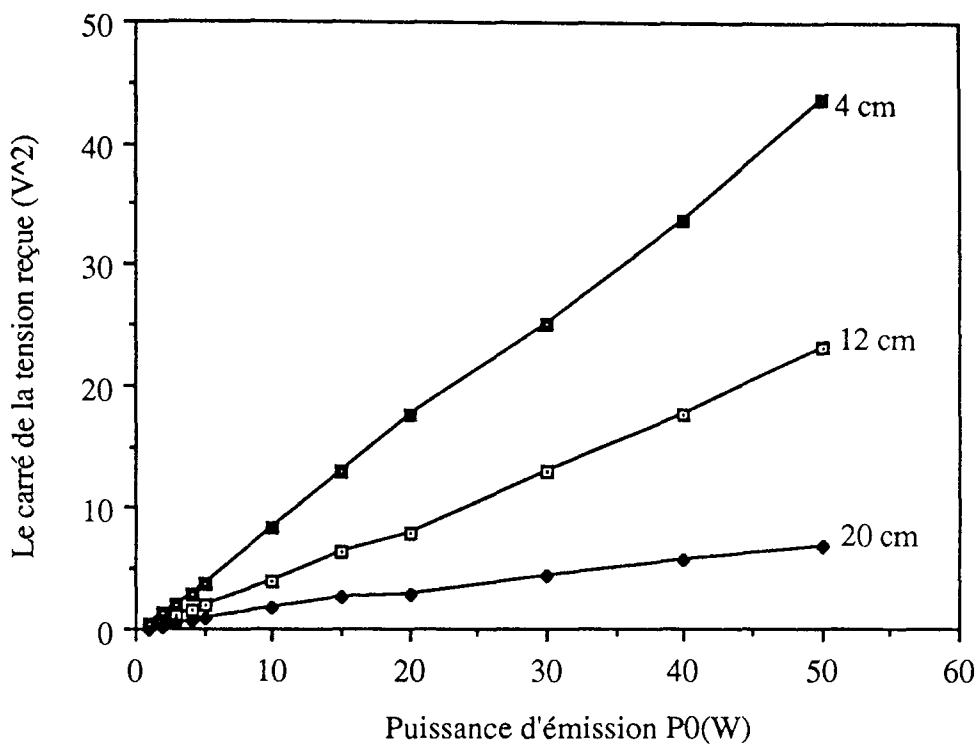


Fig.III-17: Réponse du capteur placé à 4, 12 ou 20 cm de la source

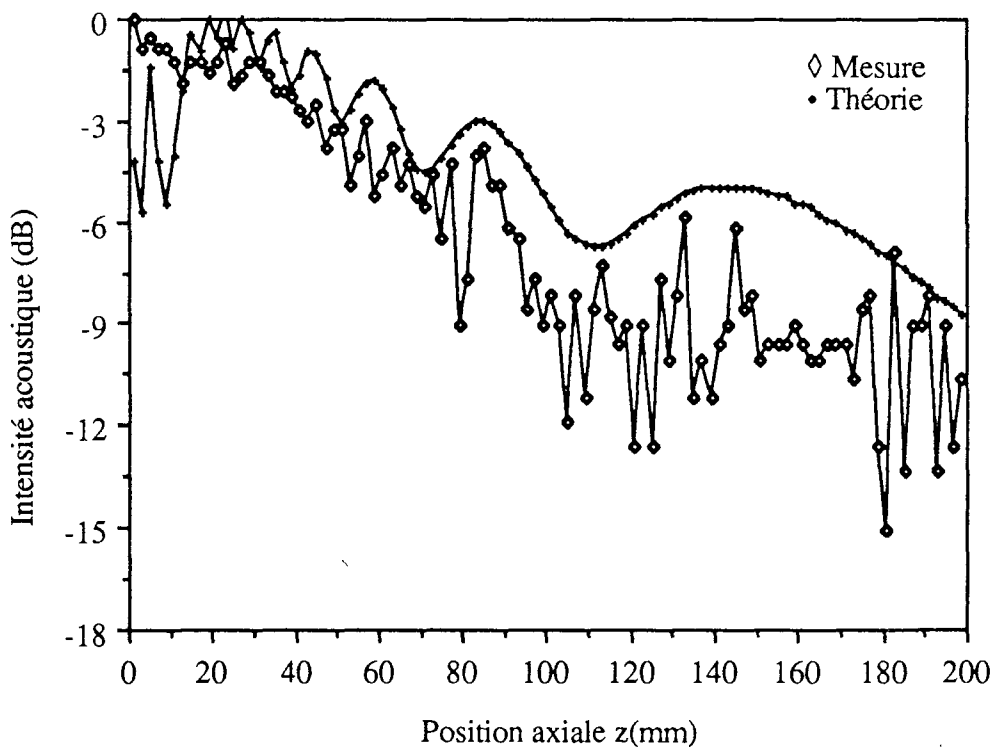


Fig.III-18: Distribution axiale de l'intensité acoustique pour la sonde rectangulaire

Nous avons représenté les variations de l'intensité acoustique relative en décibels suivant la direction de propagation (figure III-18). Cette courbe montre une décroissance de l'intensité acoustique en fonction de la distance de la source avec présence de variations locales. La courbe théorique page 27 présente un maximum à une distance de 2 cm de la sonde émettrice. Ce maximum n'a pas été détecté par l'expérience à cause des réflexions multiples entre émission et réception. Au delà, les ondes stationnaires dues aux réflexions s'estompent et les analyses théorique et expérimentale donnent, globalement, une même décroissance de l'intensité acoustique. Nous avons déterminé la profondeur de pénétration à - 3 dB. Nous obtenons une valeur théorique de 6,5 cm, alors qu'avec l'expérience elle est de 5 cm. Cette différence est certainement due aux impuretés contenues dans l'eau non dégazée que nous avons utilisée au cours de nos expériences. Ces impuretés jouent un rôle important dans la modification du coefficient d'absorption de l'eau.

IV-4-1-3-Directivité

Nous avons tracé les projections suivant Ox et Oy du diagramme de rayonnement dans le plan (Ox,y) à une distance $z=5$ cmn, correspondant à la profondeur de pénétration (figures III-19).

Nous constatons que la directivité est élevée, ce qui montre que la plus grande partie de du rayonnement est canalisée dans le lobe principal, donc dans un angle solide restreint. Les lobes secondaires sont plus importants dans la direction transversale Ox par rapport à ceux suivant l'axe longitudinal Oy, mais dans les deux cas ils sont fortement atténués.

La distribution transversale de l'intensité acoustique relative suivant Ox présente un maximum au milieu de la largeur de la céramique, c'est-à-dire au point $x=0$. Cette distribution correspond à la fonction théorique valable dans la zone du champ lointain. L'ouverture du faisceau à - 3 décibels est de 12 mm. Cette divergence du faisceau est due à la largeur de la céramique qui est égale à 10 mm.

L'analyse de la distribution longitudinale suivant Oy montre une très bonne directivité, avec des lobes secondaires très faibles. Cela est dû à la longueur de la céramique qui est très supérieure à la longueur d'onde. On note une ouverture à -3 dB de 45 mm. Cependant, le faisceau n'est pas uniforme et il est nettement différent de la distribution prévue dans la zone du champ lointain qui est une fonction sinus cardinal. Cette irrégularité du faisceau est due à deux phénomènes très importants; d'une part, à 5 cm de profondeur, on est dans les champs proches pour une céramique mesurant 5 cm de

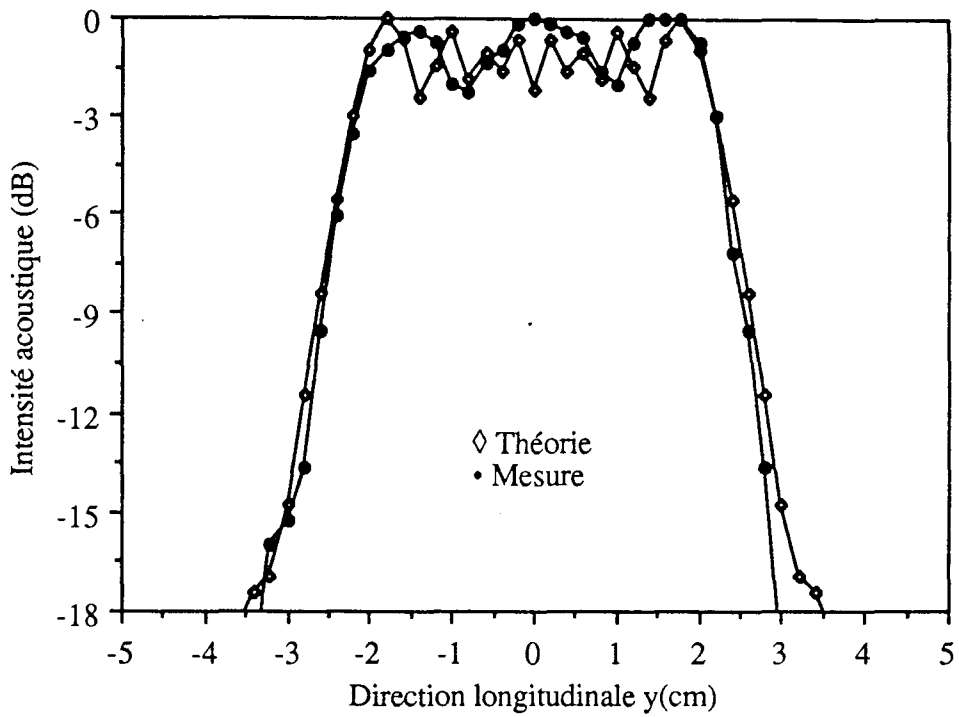


Fig.III-19-A: Distribution longitudinale de l'intensité acoustique, à 5 cm de la sonde plane rectangulaire (5/1 cm).

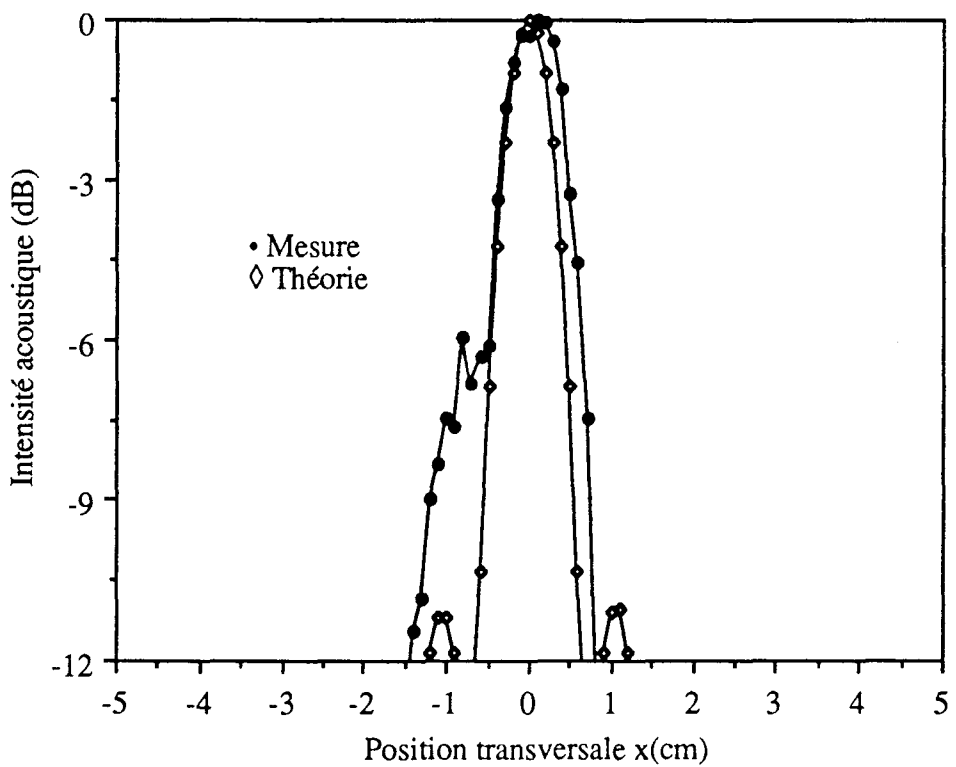


Fig.III-19-B: Distribution transversale de l'intensité acoustique, à 5 cm de la sonde rectangulaire (5/1 cm).

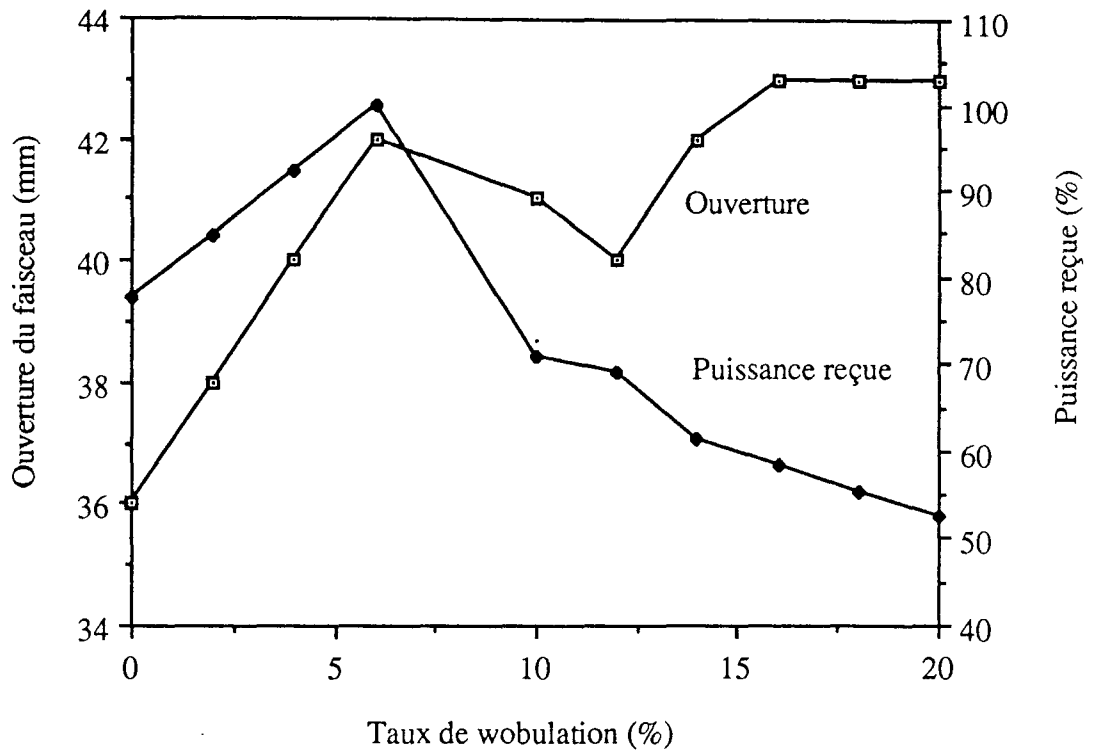


Fig.III-20-A: Effet de la wobulation sur le rendement de la céramique rectangulaire et sur l'ouverture du faisceau ultrasonore.

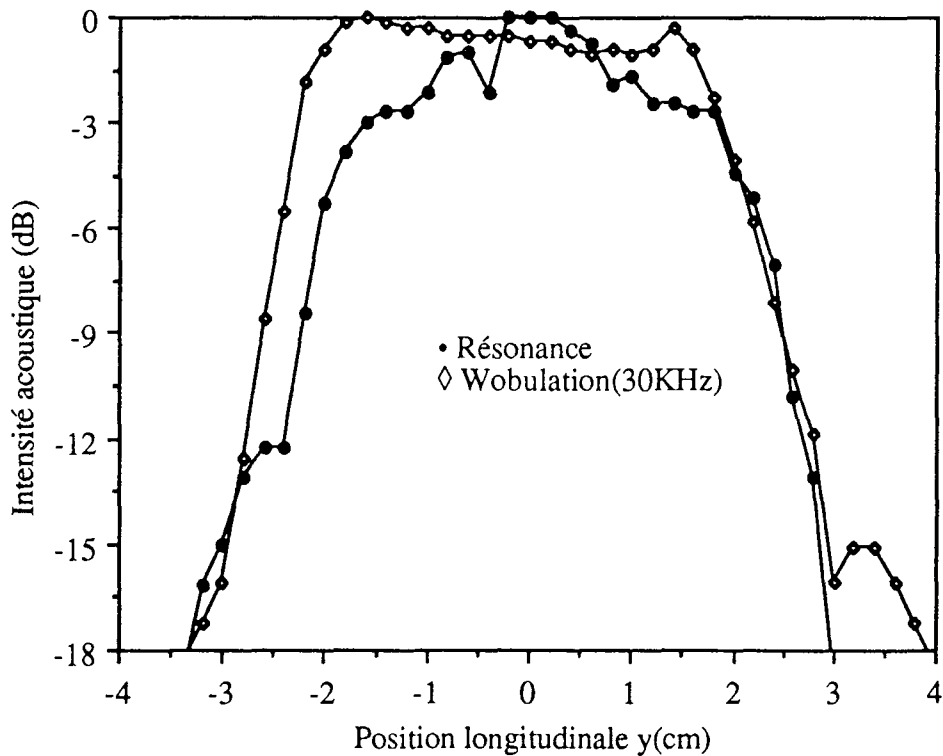


Fig.III-20-B: Effet d'une wobulation de 30 KHz sur la distribution longitudinale, à 5 cm de la sonde plane rectangulaire(5/1 cm).

longueur, d'autre part à la distribution du courant sur les deux faces de la céramique. En effet, la vitesse de vibration de la face parlante n'est pas constante sur toute la surface. Dans le plan (Ox,y), les résultats expérimentaux concordent assez bien avec les calculs numériques du diagramme de rayonnement.

IV-4-1-4-Homogénéité du faisceau

Nous avons cherché à améliorer l'ouverture et l'homogénéité du faisceau en excitant la céramique avec un signal modulé en fréquence. Les résultats sont montrés figure III-20. La variation de l'ouverture du faisceau en fonction du taux de modulation suit une loi exponentielle (figure III-20-A). La plus grande ouverture est obtenue pour un taux de modulation de 20%, qui correspond à une excursion de 100 KHz de part et d'autre de la résonance. Cependant, le rendement de la céramique décroît dès que le taux de modulation en fréquence dépasse les 6% (figure III-20-A), c'est-à-dire pour une excursion de 30 KHz de part et d'autre de la résonance. L'effet de ce taux de modulation sur l'homogénéité et l'ouverture du faisceau est montré figure III-20-B. L'ouverture du faisceau à -3 dB passe de 3,6 cm à la résonance à 4,5 cm avec une modulation de 6%.

IV-4-2-Etude du faisceau dans le glycérol

La réponse du capteur (figure III-21) dans le glycérol donne des résultats semblables à ceux obtenus lors de l'émission dans l'eau. Cependant, il faut noter deux points qui diffèrent:

1) dans la zone du champ proche ($z < 5\text{cm}$), la réponse du capteur n'est pas linéaire parce que, d'une part, plus la puissance émise augmente, plus les pertes par absorption augmentent et, d'autre part, parce que la partie de l'onde réfléchie au niveau du capteur devient non négligeable;

2) si on se limite à des puissances d'émission inférieures à 20 W, pour minimiser ces effets, on constate que les valeurs obtenues dans le glycérol dans la zone du champ proche sont plus grandes que celles obtenues dans l'eau; cela est dû à une meilleure transmission de l'énergie acoustique au glycérol vu son impédance acoustique plus élevée. Cependant, au delà de 5 cm, ces valeurs sont inférieures de par l'absorption dans le glycérol.

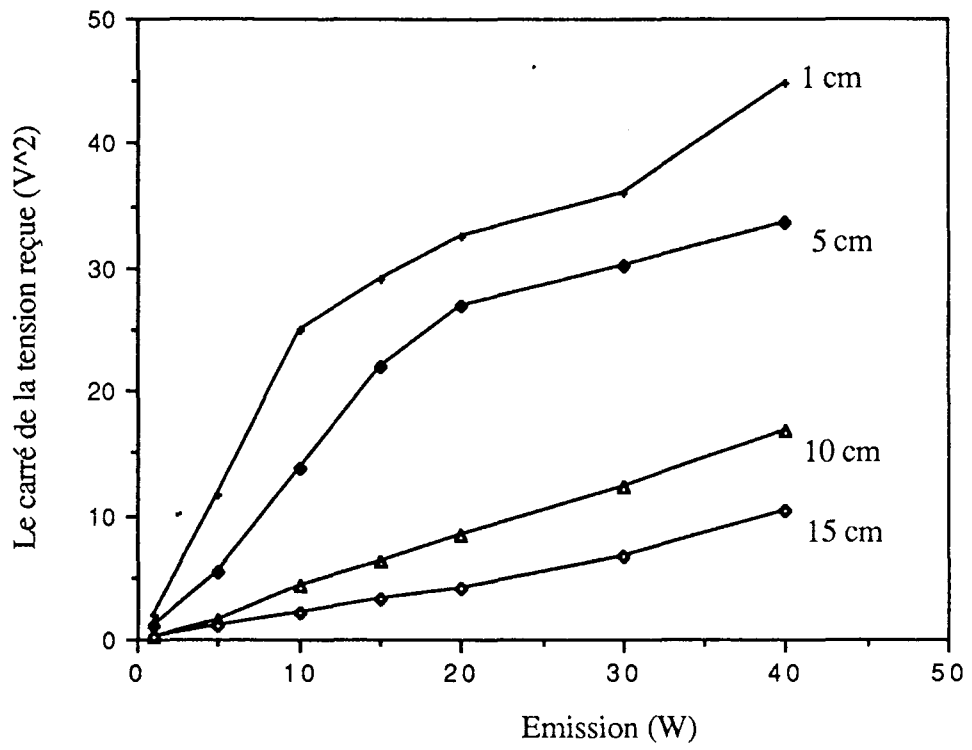


Fig.III-21: Réponse du capteur dans le glycerol; à 1, 5, 10 et 15 cm
de la céramique rectangulaire

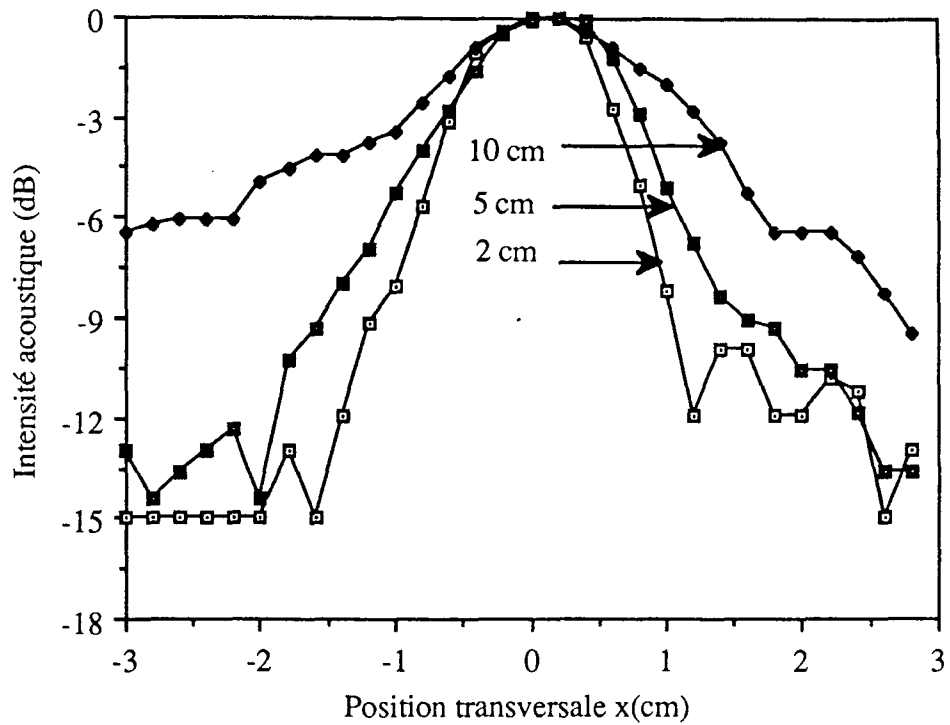


Fig.III-22-A: Distribution transversale dans le glycérol; à 2, 5 et 10 cm de la céramique rectangulaire.

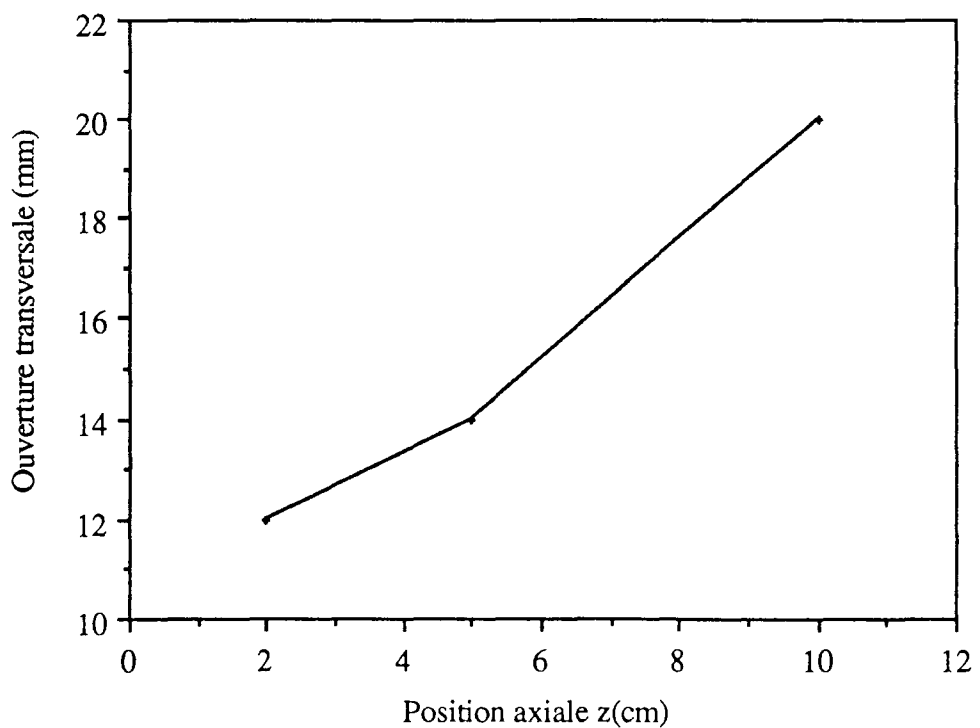


Fig.III-22-B: Ouverture transversale du faisceau suivant la distance de la source

La figure III-22-A montre les distributions transversales à différentes distances de la source. On constate que l'ouverture du faisceau augmente lentement dans la zone du champ proche, ce qui montre que le faisceau est y très directif. Au delà, l'ouverture augmente rapidement et linéairement (figure II-22-B). Comparée à l'ouverture du faisceau dans l'eau, la divergence est plus importante dans le glycérol, l'ouverture du faisceau à 5 cm de la sonde étant de 2 cm. L'ouverture du faisceau suivant l'axe longitudinal est de 4 cm, à 5 cm de la sonde (figure III-23-A). Là aussi, on remarque qu'il y a plus de divergence que dans l'eau. Cette légère augmentation de la divergence du faisceau est due au fait que la longueur d'onde dans le glycérol ($\lambda=2$ mm) est supérieure à celle dans l'eau ($\lambda=1,5$ mm). La figure III-23-B donne les variations de l'ouverture longitudinale du faisceau suivant l'éloignement de la source. Dans la zone du champ proche, l'ouverture longitudinale diminue en fonction de l'éloignement de la source; au delà, le faisceau diverge légèrement.

Les courbes de la figure III-24 montrent que l'ouverture reste inchangée quelle que soit la puissance d'émission si elle reste inférieure à 30W. La modulation en fréquence du signal d'excitation permet surtout d'uniformiser le champ sur toute l'ouverture (figure III-25). La distribution axiale de l'intensité acoustique relative (figure III-26) montre une décroissance plus importante que dans l'eau. Les fluctuations locales de l'intensité acoustique sont moins significatives, quoique présentes, dans la zone du champ proche. L'allure des courbes est la même pour des puissances d'émission différentes.

IV-5-DIAGRAMME DE RAYONNEMENT DE LA SONDE PLANE CIRCULAIRE

IV-5-1-Etude du faisceau émis dans l'eau

Dans le cas de ces sondes, nous avons choisi de présenter les résultats en valeurs relatives, en pour-cent.

IV-5-1-1-Distribution axiale

La figure III-27 montre la distribution axiale théorique et expérimentale de l'intensité acoustique relative en pour-cent pour un disque de 1,5 cm de diamètre. Dans la zone du champ proche limitée à 3 cm, la courbe théorique présente des maxima et des minima qu'on n'observe pas avec la mesure du fait des interférences entre la source et le capteur. Au delà, les courbes théorique et expérimentale donnent des

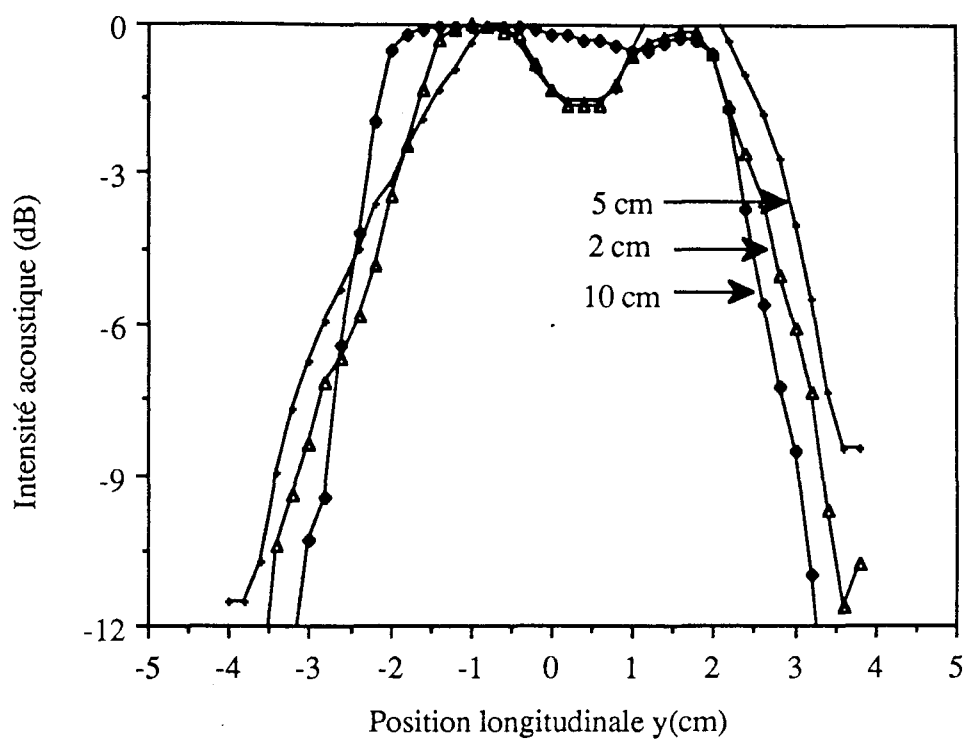


Fig.III-23-A: Mesure de la distribution longitudinale dans le glycérol;
à 2, 5 et 10 cm de la source

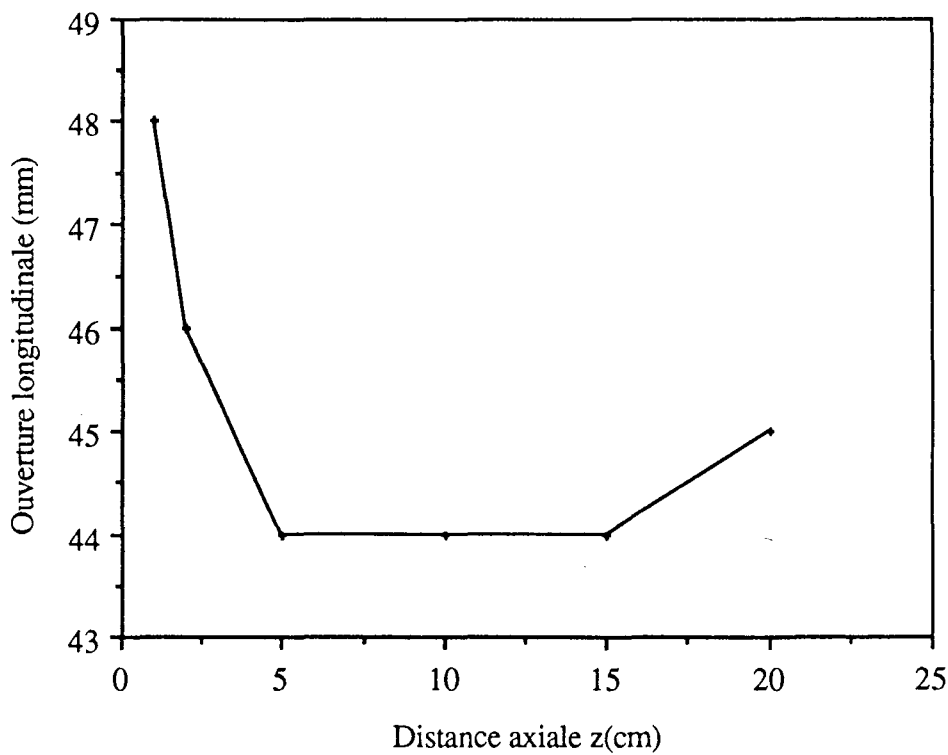


Fig.III-23-B: Ouverture longitudinale, dans le glycérol en fonction de la profondeur.

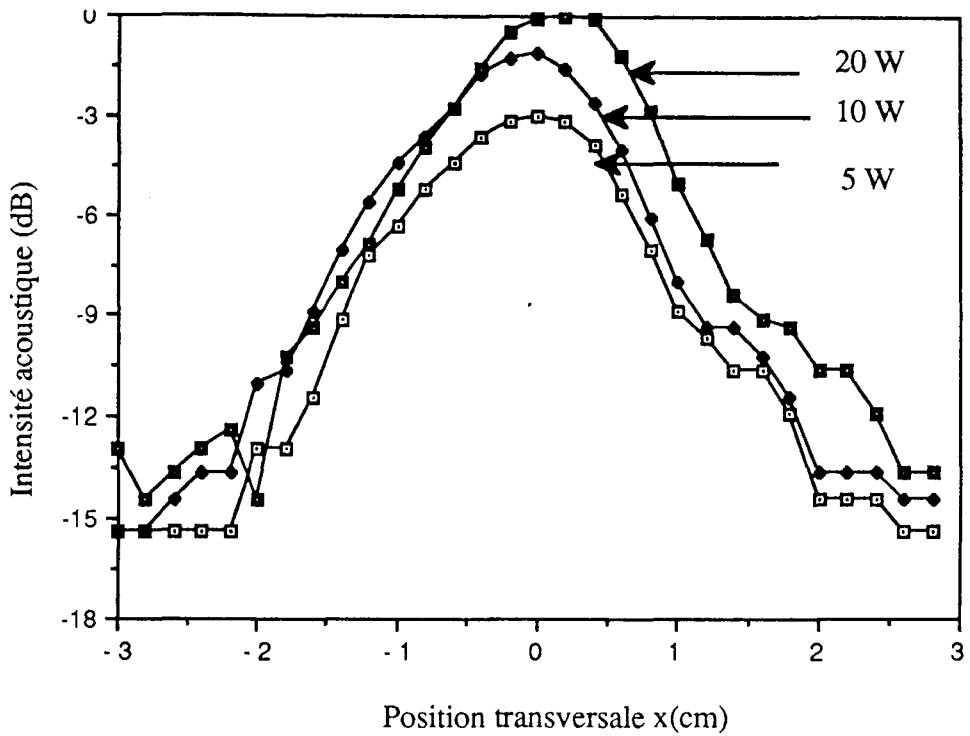


Fig.III-24-A: Distribution transversale dans le glycérol à 5 cm de la source;
pour 5, 10 et 20 W d'émission.

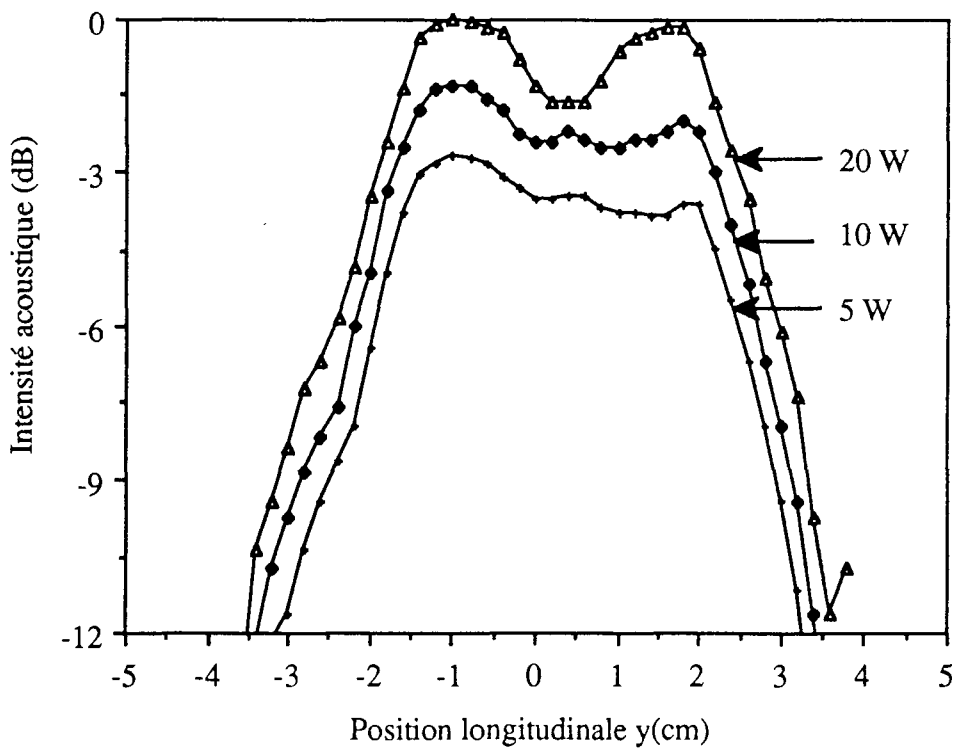


Fig.III-24-B: Distribution longitudinale dans le glycérol, à 5 cm de profondeur
et pour différentes puissances

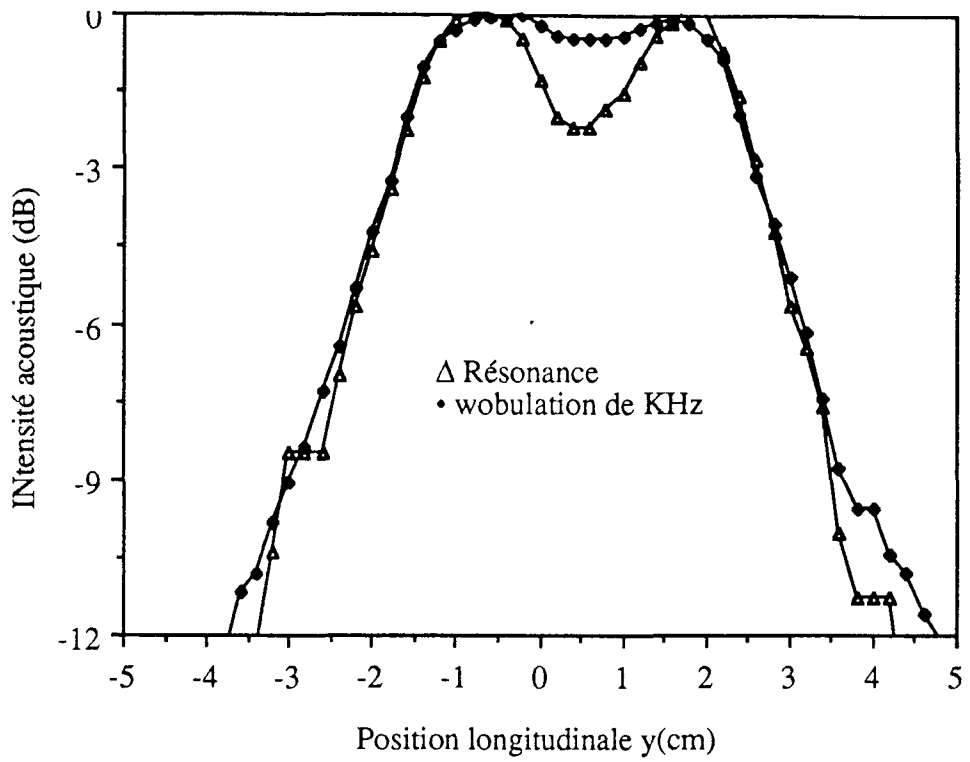


Fig.III-25: Effet de la wobulation sur la distribution longitudinale mesurée dans le glycérol, à 5 cm de la source

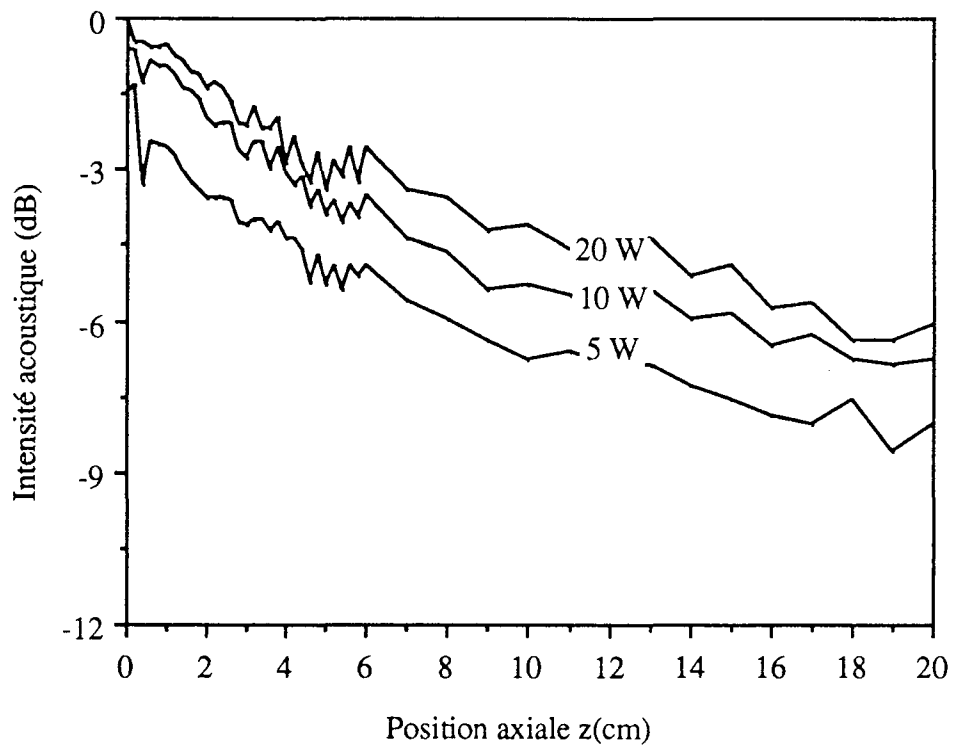


Fig.III-26: Mesure de la distribution axiale dans le glycérol; pour 5, 10 et 20 W.

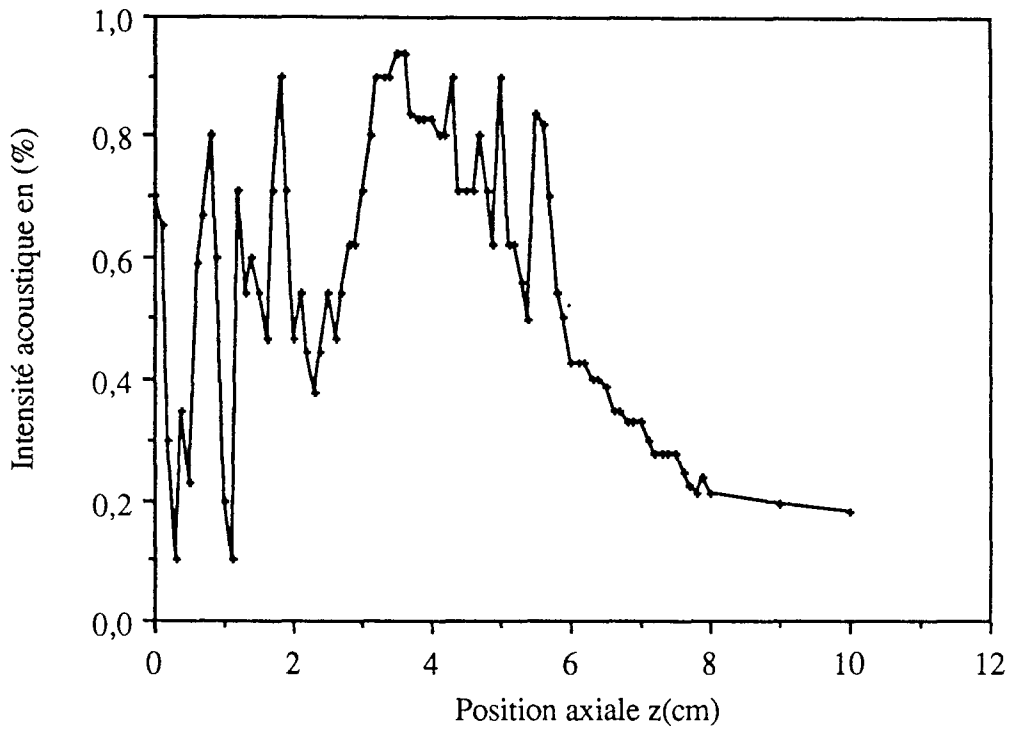


Fig.III-27-A: Mesure de la distribution axiale de l'intensité acoustique du disque dans l'eau

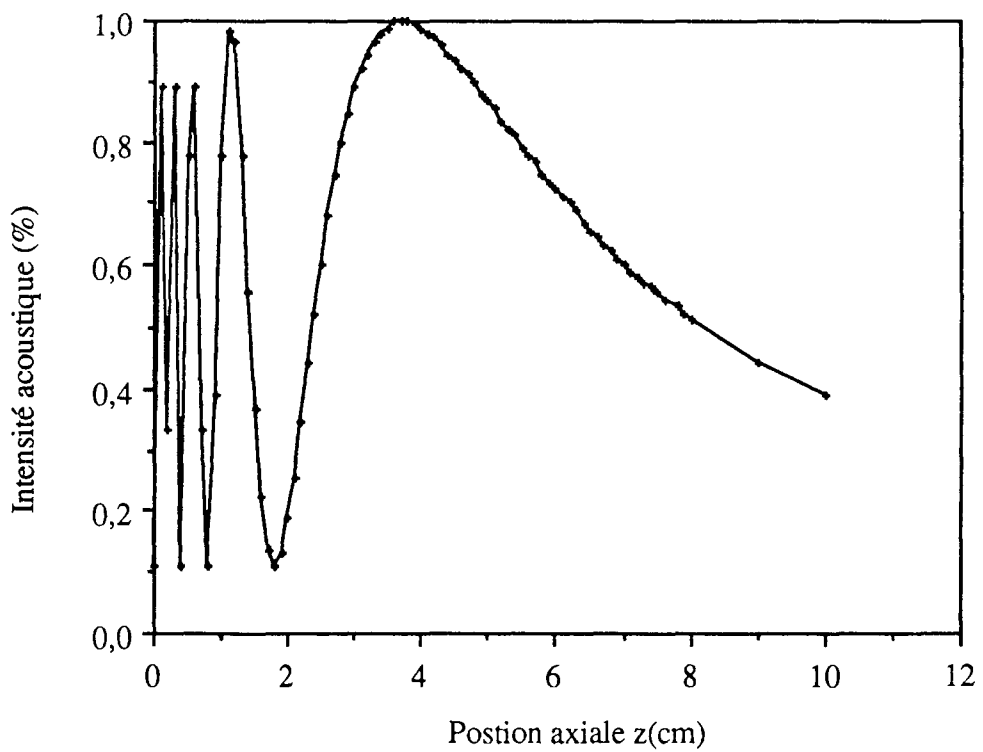


Fig.III-27-B: Simulation de la distribution axiale du disque dans l'eau.

résultats concordants. Ainsi, on obtient le point focal à 3,75 cm de la sonde, comme prévu par la relation $z=a^2/\lambda$. Un amortissement de 50 % est noté à une profondeur de 8 cm de la sonde sur la courbe théorique, alors qu'elle est de 6 cm sur la courbe expérimentale; cela s'explique par le fait que l'absorption n'est pas égale à zéro dans l'eau. Dans l'axe de propagation, la zone focale expérimentale mesure 3 cm de long.

IV-5-1-2-Distribution radiale

La figure III-28-A donne les résultats pour une sonde composée d'un seul disque. On peut constater que les résultats théoriques et expérimentaux concordent; on note également la bonne directivité du faisceau, dans la mesure où les lobes secondaires n'existent pratiquement pas. La largeur du faisceau à 50 % est environ de 4 mm pour un disque de 1,5 cm de diamètre, c'est-à-dire que la tache focale forme un cercle de 2 mm de rayon; cela prouve le pouvoir focalisant de ce type de sonde. Si on suppose l'ouverture du faisceau constante sur l'étendue de la tache focale suivant l'axe de propagation, on peut dire que le volume de cette tache est de $12 \pi \text{ cm}^3$.

La figure III-28-B montre les résultats obtenus pour une sonde composée de cinq éléments piézo-électriques. Vu la difficulté de réalisation, les disques sont séparés par 4 mm de distance sur le support, ce qui explique des intensités nulles entre les disques.

IV-5-1-3-Effet de la vobulation

Dans le but d'agrandir la tache focale, nous avons étudié l'effet de la modulation en fréquence du signal d'excitation sur le diagramme de rayonnement. La figure III-29-B montre qu'un taux de modulation de 1%, c'est-à-dire une excursion de 10KHz autour de la résonance, fait déplacer la zone focale vers le champ lointain. Mais l'intensité au point focal est inférieure à sa valeur à la résonance. Un taux de vobulation de 5% , c'est-à-dire une excursion de 50 Khz de part et d'autre de la résonance, donne de meilleurs résultats (figure III-29-C). Cependant, la modulation n'a qu'un effet très léger sur la distribution radiale. La vobulation a peu d'effets sur l'ouverture du faisceau ultrasonore produit par un disque, d'autant moins que ce disque est de petit diamètre.

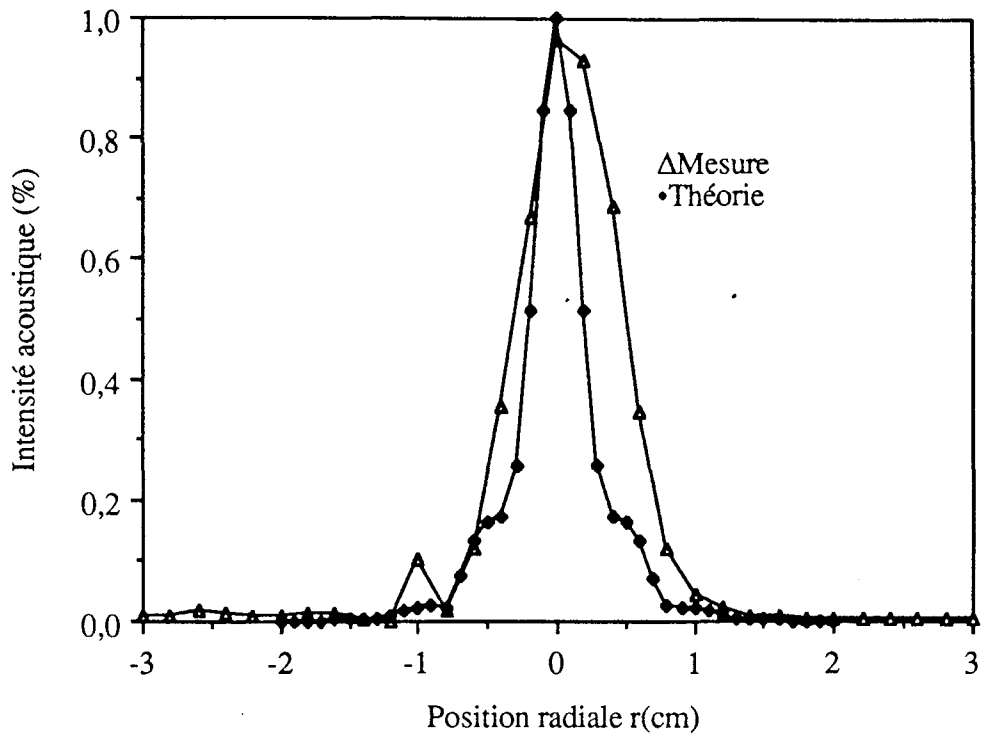


Fig.III-28-A: Distribution radiale de l'intensité d'un disque au point focal ($z=3,75\text{cm}$) dans l'eau: Théorie et mesure

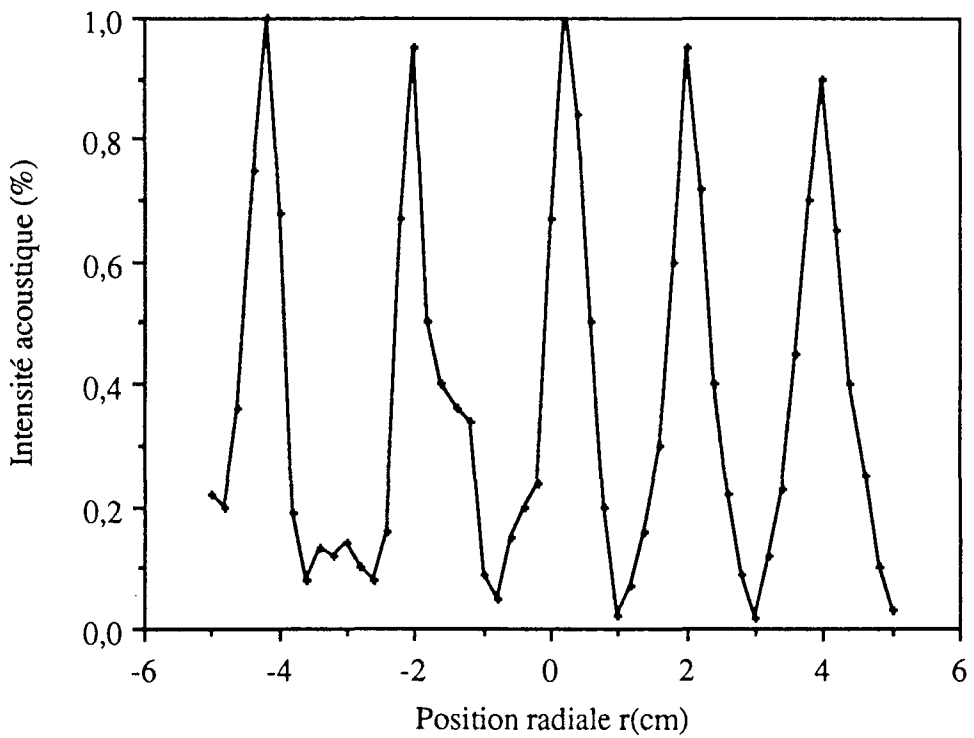


Fig.III-28-B: Mesure de la distribution radiale; au point focal($z=3,75\text{ cm}$) pour une sonde formée de 5 disques

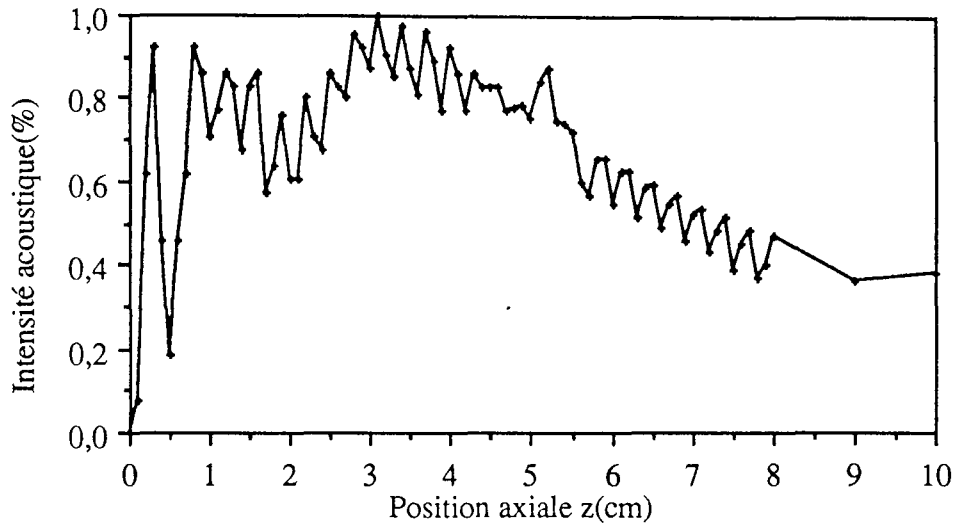


Fig.III-29-A: Distribution axiale de l'intensité du disque mesurée à 1 MHz

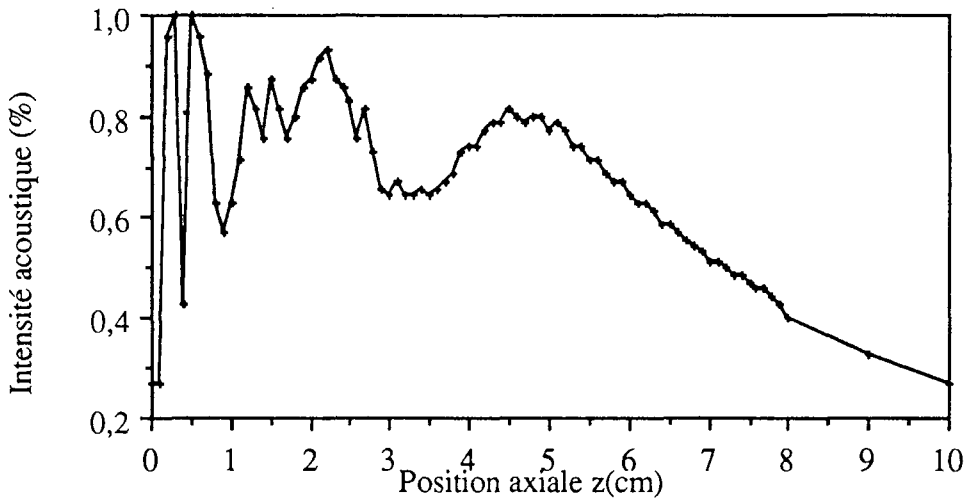


Fig.III-29-B: Effet d'une wobulation de 10 KHz sur la distribution axiale du disque mesurée dans l'eau.

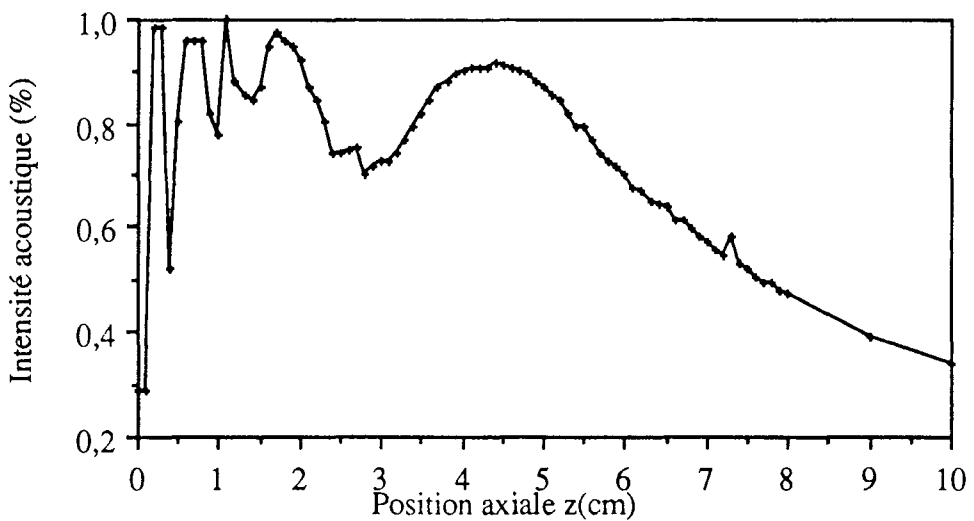


Fig.III-29-C: Effet d'une wobulation de 50 KHz sur la distribution axiale d'un disque, mesurée dans l'eau.

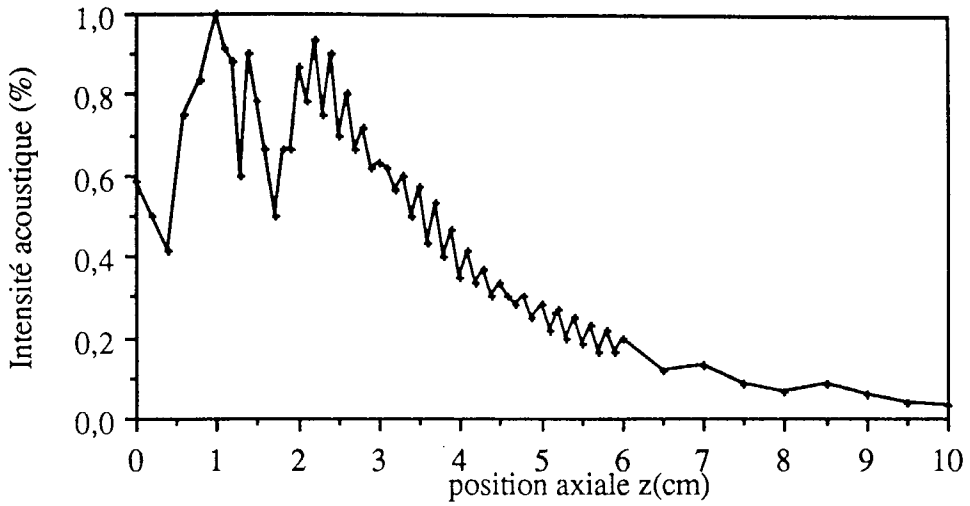


Fig.III-30-A: Mesure de la distribution axiale de l'intensité dans le glycérol, à la résonance

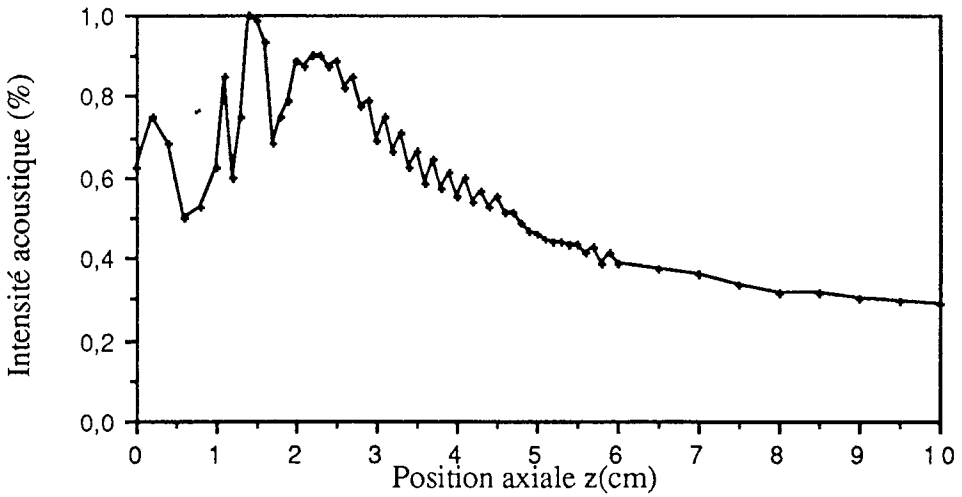


Fig.III-30-B: Effet d'une wobulation de 10KHz sur la distribution axiale de l'intensité mesurée dans le glycérol.

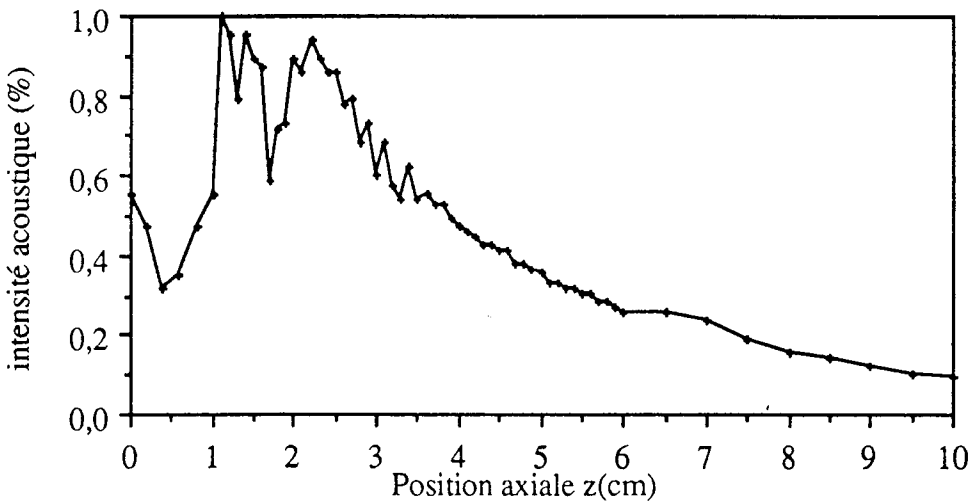


Fig.III-30-C: Effet d'une wobulation de 70 KHz sur la distribution axiale de l'intensité du disque mesurée dans le glycérol.

Par contre, suivant l'axe de propagation, on peut faire deux remarques importantes:

-il n'y plus de fluctuations locales de l'intensité acoustique,

-il y a déplacement du point focal et élargissement de la zone focale. En effet, si la fréquence varie comme:

$$f=f_0 + M \cos(\Omega t)$$

alors la distance focale se met sous la forme:

$$z_0 = \frac{a^2}{\lambda}$$

où λ est la longueur d'onde.

IV-5-2-Etude du faisceau émis dans le glycérol

Nous n'avons remarqué aucune différence sur les distributions radiales par rapport à celles tracées dans l'eau. Le point focal se trouve à $z_0=2,8$ cm de la source. La décroissance est plus rapide et les fluctuations moins importantes. Par contre, les distributions axiales (figure III-30) montrent une décroissance plus rapide et des fluctuations locales moins importantes. Une baisse de l'intensité de 50% est obtenue à 3,5 cm de la source quand la céramique fonctionne à la résonance. Un taux de modulation de 1% permet d'atteindre 5 cm de profondeur (figure III-30-B).

V-MESURE DU DIAGRAMME DE RAYONNEMENT PAR LA METHODE THERMOMETRIQUE

Le synoptique du montage est identique à celui de la figure en remplaçant le capteur piézo-électrique par un thermocouple. Il s'agit d'un thermocouple cuivre constantan d'environ 50 μm de diamètre, ce qui permet de mesurer l'intensité acoustique avec une meilleure résolution spatiale. Le thermocouple est recouvert d'une goutte d'altuglass qui absorbe les ultrasons; il est introduit dans l'eau perpendiculairement à l'axe de propagation de l'onde ultrasonore. La température mesurée étant proportionnelle à la densité de puissance acoustique au point considéré, elle est convertie en décibels par la relation:

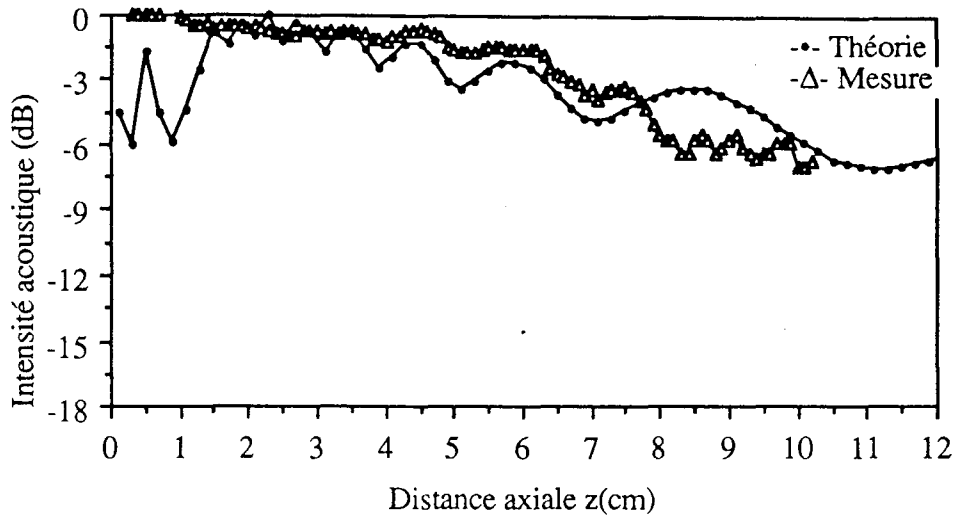


Fig.III-31-A: Distribution axiale, de la sonde rectangulaire: Comparaison des calculs avec les mesures par thermocouple

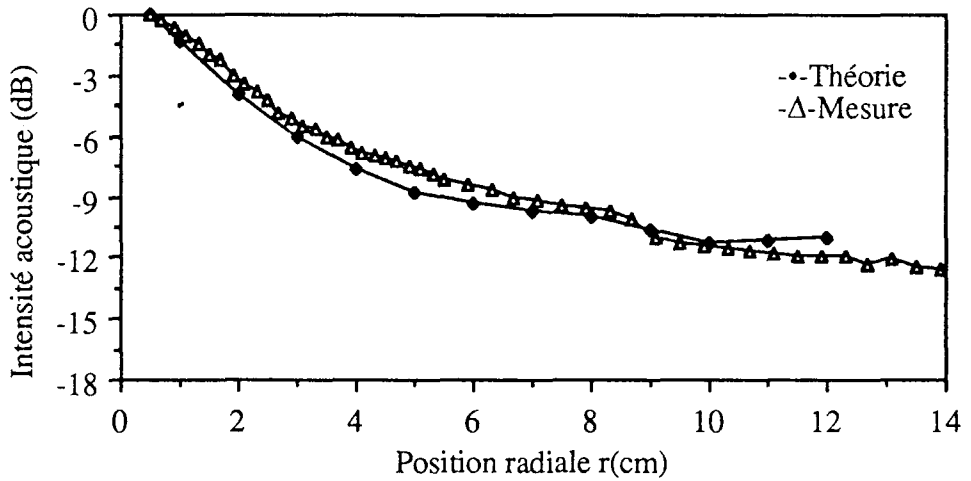


Fig.III-31-B: Distribution radiale pour la sonde cylindrique (1/2,5 cm): comparaison des résultats théoriques aux mesures faites par thermocouple

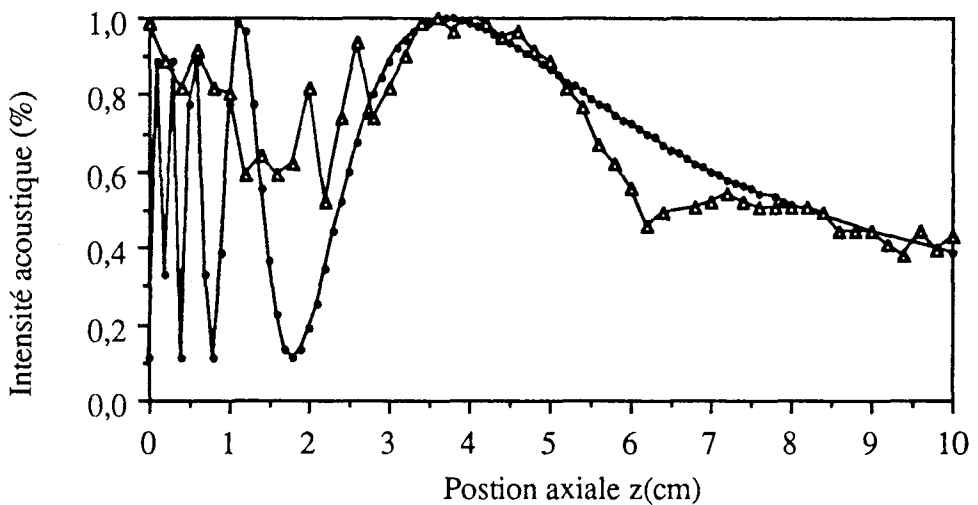


Fig.III-31-C: Distribution axiale de l'intensité acoustique rayonnée par le disque: Comparaison théorie(-.-) et mesure par thermocouple(-Δ-).

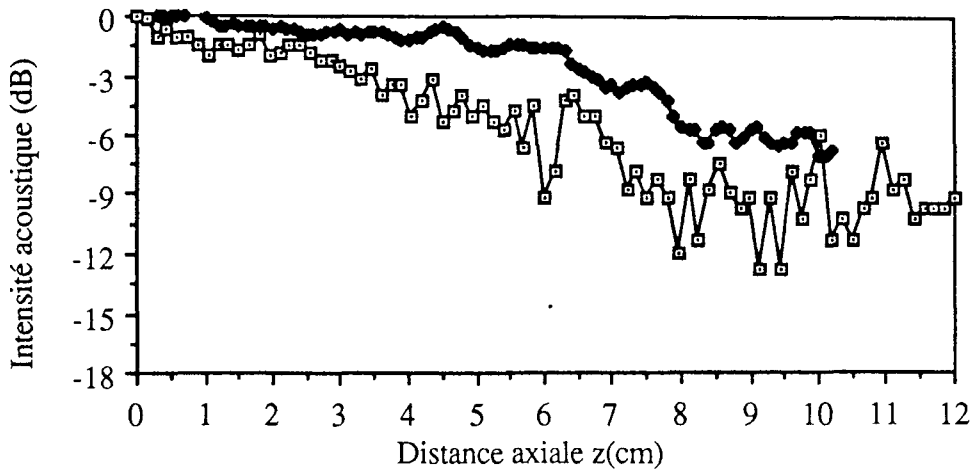


Fig.III-32-A: Distribution axiale de l'intensité acoustique émise par la sonde rectangulaire mesurée par thermocouple (a) et par un piézo-électrique(b).

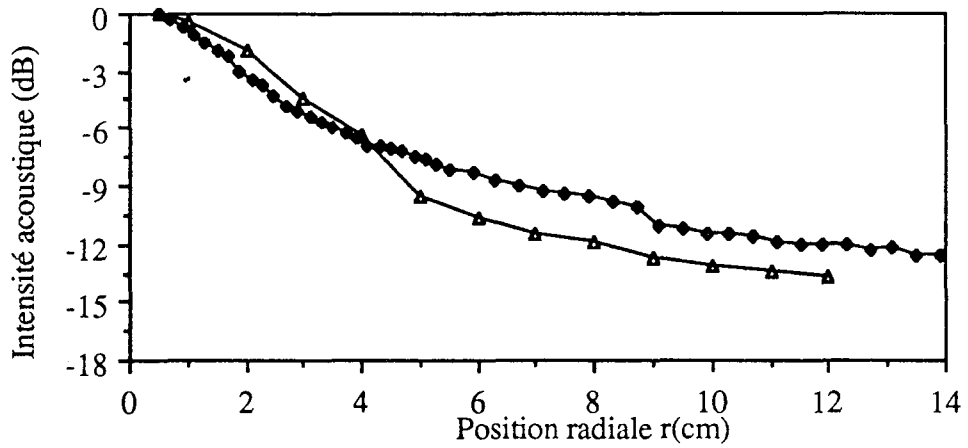


Fig.III-32-B: Mesure de la distribution radiale pour la sonde cylindrique par thermocouple(-•-) et par capteur piézo-électrique(-Δ-).

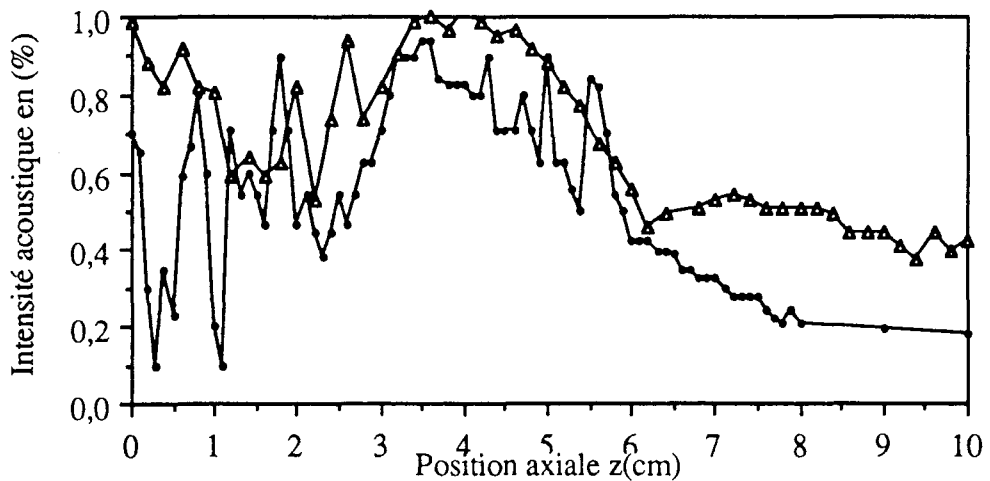


Fig.III-32-C: Mesure de la distribution axiale de l'intensité acoustique du disque par un capteur piézo-électrique (-•-) et par un thermocouple(-Δ-).

$$I = 10 \log \left(\frac{T}{T_0} \right)$$

Nous avons tracé les distributions de l'intensité acoustique relative suivant l'axe de propagation pour chacune des trois céramiques utilisées. Les résultats sont comparés d'une part, aux calculs théoriques (figure III-31) et ,d'autre part, aux diagrammes mesurés par un capteur piézo-électrique (figure III-32).

VI-DISCUSSION

Dans ce chapitre, nous avons mesuré les caractéristiques des trois sondes réalisées et les résultats obtenus sont comparés à la théorie. Les céramiques ont été fixées sur un support en plexiglass de telle façon que la face émettrice soit en contact direct avec le milieu de propagation, l'autre face se trouvant devant une cavité d'air pratiquée dans le support. Nous avons utilisé l'air comme milieu d'amortissement pour éviter toute propagation de l'onde arrière. En effet, l'impédance acoustique de l'air est très inférieure à celle du transducteur, ce qui permet de réfléchir l'onde arrière vers le milieu de propagation: cela augmente ainsi la quantité d'énergie transmise à ce milieu.

Nous avons mesuré l'impédance quand les sondes sont chargées par différents milieux tels que l'eau le glycérol et la gélatine. La variation de l'impédance n'est pas très importante. D'un autre côté, les valeurs prévues par la théorie sont supérieures à celles mesurées. Cela vient du fait qu'en pratique, les bords des céramiques sont fixés sur le plexiglass.

Nous avons mesuré le rendement de la céramique rectangulaire en utilisant la méthode de la balance. On obtient un rendement de 56% au lieu de 60% prévu par la théorie. Cette différence peut être dû à deux phénomènes:

- 1) soit qu'une partie du faisceau, notamment les lobes secondaires, se trouve en dehors du plateau,
- 2) soit que le coefficient de réflexion au niveau du plateau est inférieur à l'unité.

Pour la mesure du diagramme de rayonnement, nous avons utilisé un capteur piézo-électrique ayant la même fréquence de résonance que l'émetteur. Les résultats obtenus correspondent à la théorie et à ceux obtenus par d'autres équipes utilisant des méthodes différentes [59, 53, 41, 91]. Cette méthode, très simple à mettre en œuvre, permet d'étudier la distribution de l'intensité acoustique dans le milieu avec une assez bonne précision. L'inconvénient majeur est celui de l'accord en fréquence entre l'émetteur et le récepteur.

De la comparaison entre l'émission dans le glycérol et l'eau, on peut constater que:

- 1) le couplage entre la source d'onde ultrasonore et le glycérol est meilleur parce que son impédance acoustique s'approche de celle du transducteur,
- 2) l'atténuation de l'onde est nettement supérieure dans le glycérol vu son coefficient d'atténuation,
- 3) les faisceaux ultrasonores divergent plus dans le glycérol et les fluctuations locales de l'intensité y sont moins importantes.

CHAPITRE IV:
MESURE DE L'ECHAUFFEMENT DANS
DES FANTOMES "EQUIVALENT"
TISSUS BIOLOGIQUES

I-MATERIELS ET METHODE

Le dispositif expérimental complet est présenté figure IV-1. Les sondes introduites dans un fantôme de gélatine ou de glycérol sont alimentées par un amplificateur de puissance attaqué par un générateur de fonctions à fréquence variable. Un circuit à base de transformateur permet de réaliser l'adaptation d'impédance des sondes à celle du générateur (50Ω). Dans le cas de sondes multi-éléments, un multiplexeur permet d'exciter indépendamment les différentes céramiques. Le contrôle de l'hyperthermie est assuré par un ordinateur type IPC réalisant l'acquisition et le traitement des données, via un thermomètre programmable.

I-1-ALIMENTATION DES SONDES

I-1-1-Le générateur de fonction

Il s'agit d'un appareil MARCONI type 2022C capable de générer des signaux de fréquence pouvant aller de 10 KHz à 1 GHz et d'amplitude allant de $0,1\ \mu\text{V}$ à 1 V. On peut obtenir une modulation en fréquence entre 0 et 100 KHz avec une précision de 5%. Le signal peut être modulé en amplitude avec un taux de modulation variable de 0 à 100%. Le générateur est entièrement programmable via un bus IEEE 488.

I-1-2-L'amplificateur de puissance

Il est du type AMPLI-REASERCH modèle 50A15 avec une bande passante allant de 20KHz à 15 MHz. La puissance de sortie sur une impédance de 50Ω est de 50 Watts pour une puissance d'entrée égale à 1 milliwatt. Le gain est ajustable de 27 à 47 décibels. L'amplificateur est constitué de deux étages, un préamplificateur amplifiant le signal d'entrée de 30 dB et un amplificateur de puissance classe A. Ce dernier contient trois étages push-pull. La sortie de chaque étage est reliée à un transformateur; les secondaires de tous les transformateurs sont reliés en série et connectés à la prise de sortie.

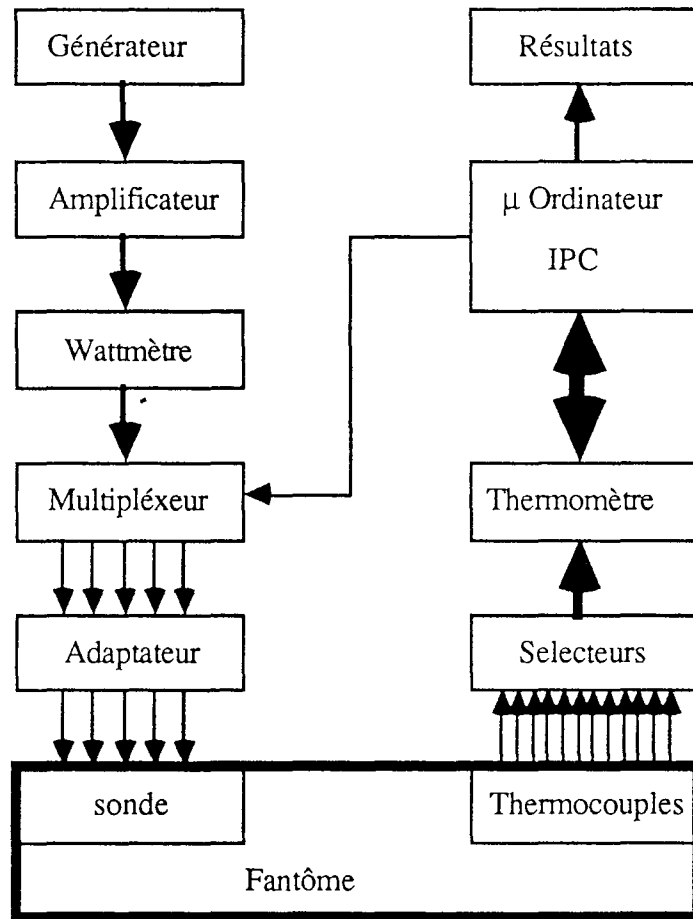


Figure IV-1: Dispositif de mesure des températures

I-1-3-Adaptation et le multiplexage

L'adaptation est réalisée par un transformateur à base de tores en ferrites. Nous avons utilisé un fil électrique multibrins de 2 mm de diamètre. Le nombre de spires au secondaire est fixé de telle façon que sa self inductance constitue un circuit résonant parallèle avec la capacité C0 entre les électrodes de la céramique.

Le multiplexage est fait par des relais. Le circuit électrique de la carte de multiplexage est donné figure IV-2. Elle est composée:

- d'un buffer type 74HC4050 qui permet la mise en forme des signaux de commande envoyés par l'ordinateur,

- d'un étage amplificateur pour chaque céramique qui permet le déclenchement des relais de puissance,

- de relais type .

Ainsi, on peut commander indépendamment les différents éléments piézo-électriques de la sonde.

I-1-4-Refroidissement

Les sondes sont entourées d'une poche en PVC très fine perméable aux ultrasons. Le refroidissement se fait par circulation d'eau à volume et pression constants grâce à une pompe MASTERFLEX. Un radiateur permet l'échange de chaleur avec un milieu extérieur dont la température est maintenue constante. Le schéma descriptif du montage est montré figure IV-3. L'asservissement de la température est assuré par un circuit de régulation dont le montage électrique est donné figure IV-4-A . Il est réalisé à base d'un circuit de commande de triac type TDA1023. Le schéma fonctionnel de ce circuit est donné figure IV-4-B. Il contient:

- une alimentation stabilisée,
- deux étages adaptateurs d'entrée,
- un comparateur à hystérésis ajustable,
- un circuit de translation permettant d'étaler le réglage de la température sur toute la plage du potentiomètre de consigne,
- un générateur de rampe,
- un comparateur de détection d'anomalies,
- un détecteur de passage à zéro synchronisant l'impulsion de sortie au passage à zéro du secteur,

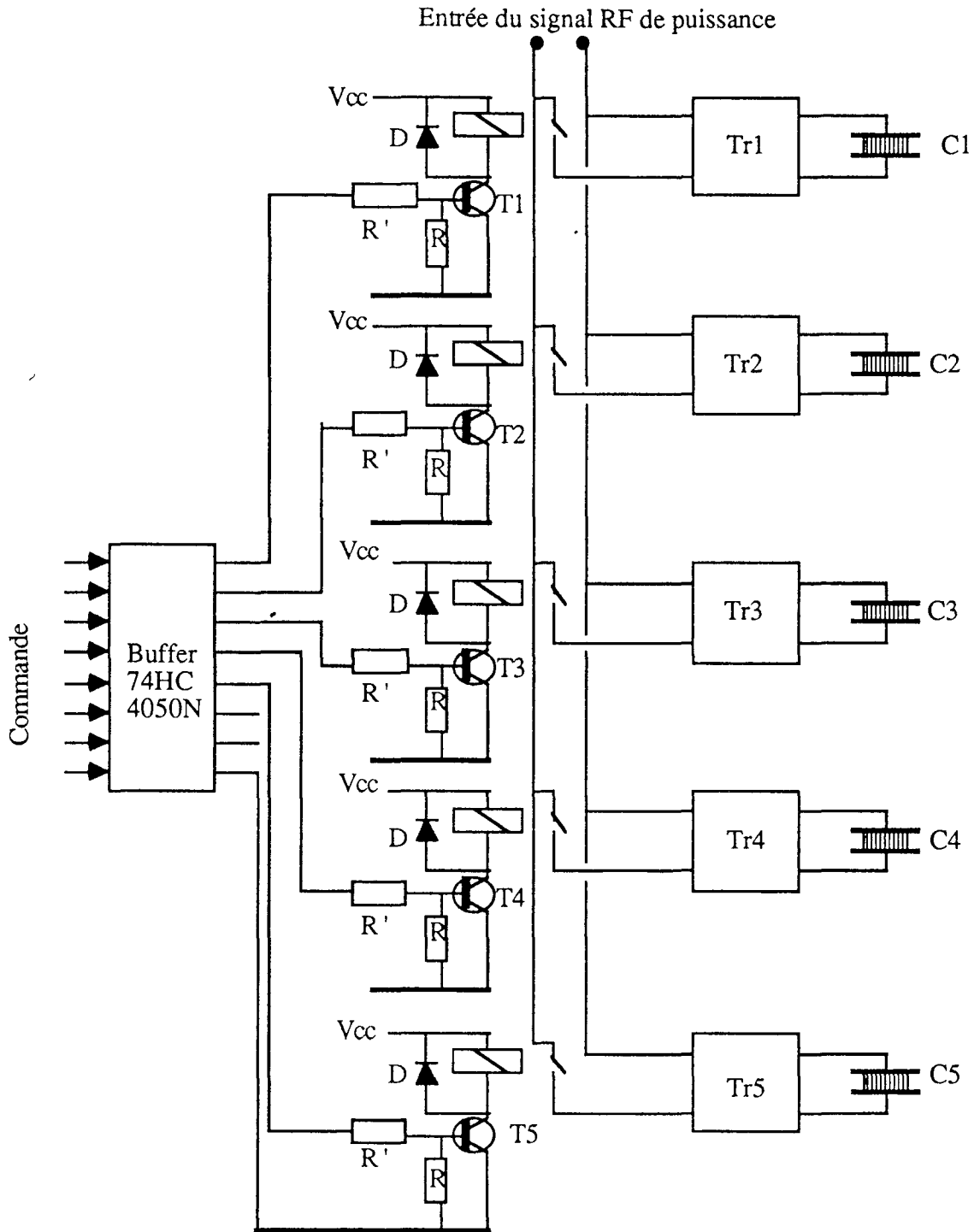


Figure IV-2: Schémas électrique du multiplexeur de puissance

T1, T2, T3, T4 et T5: 2N2222

$R=2K\Omega$, $R'=100\Omega$, $V_{cc}=12V$ et D: 1N4007

C1, C2, C3, C4 ET C5: Transducteurs

Tr1, Tr2, Tr3, Tr4 et Tr5: Transformateurs d'adaptation

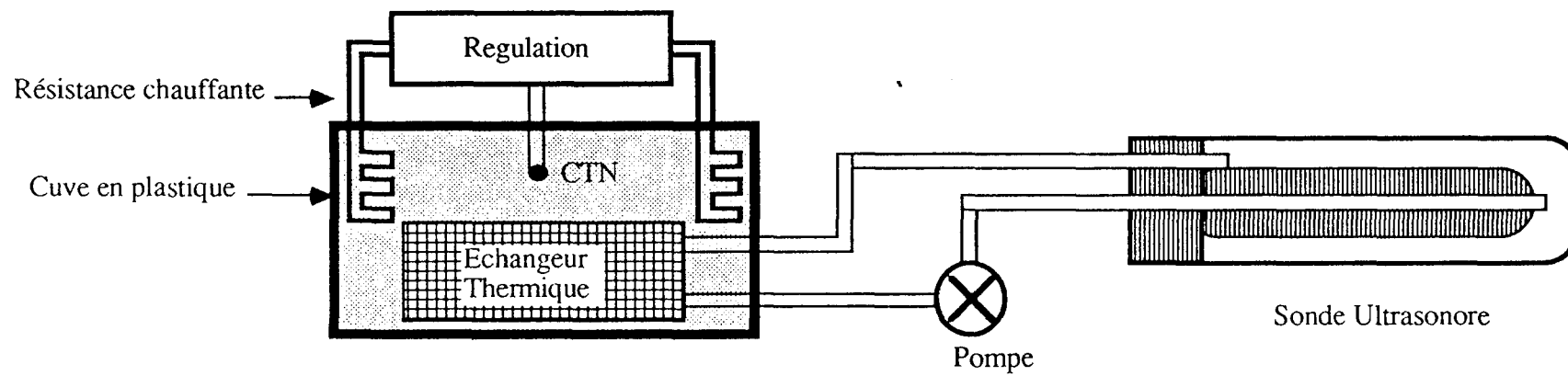


Figure IV-3: circuit de refroidissement à eau

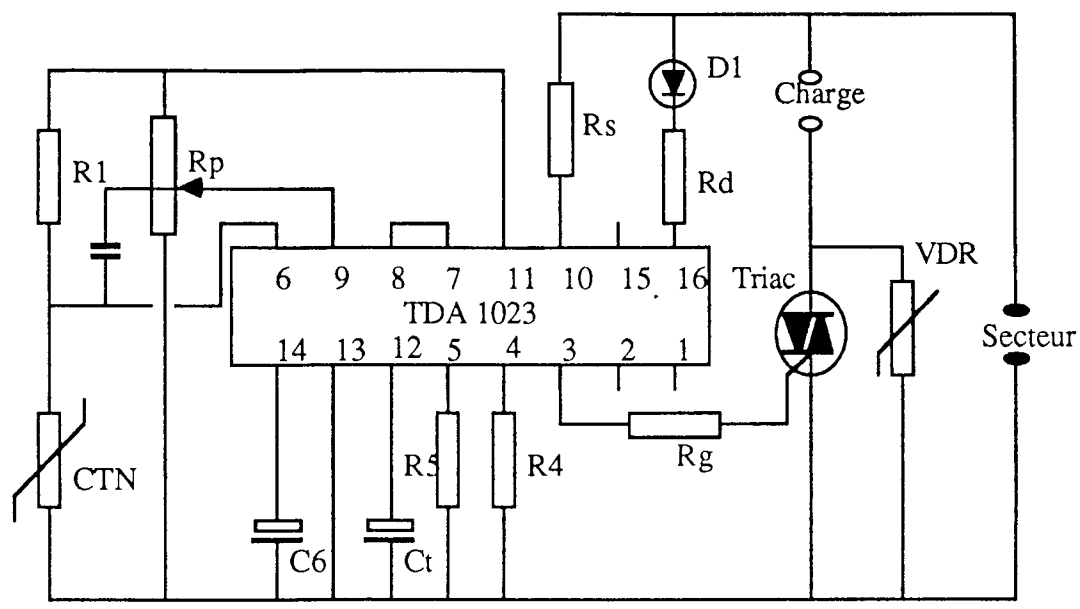


Figure IV-4-A: circuit de regulation de temperature

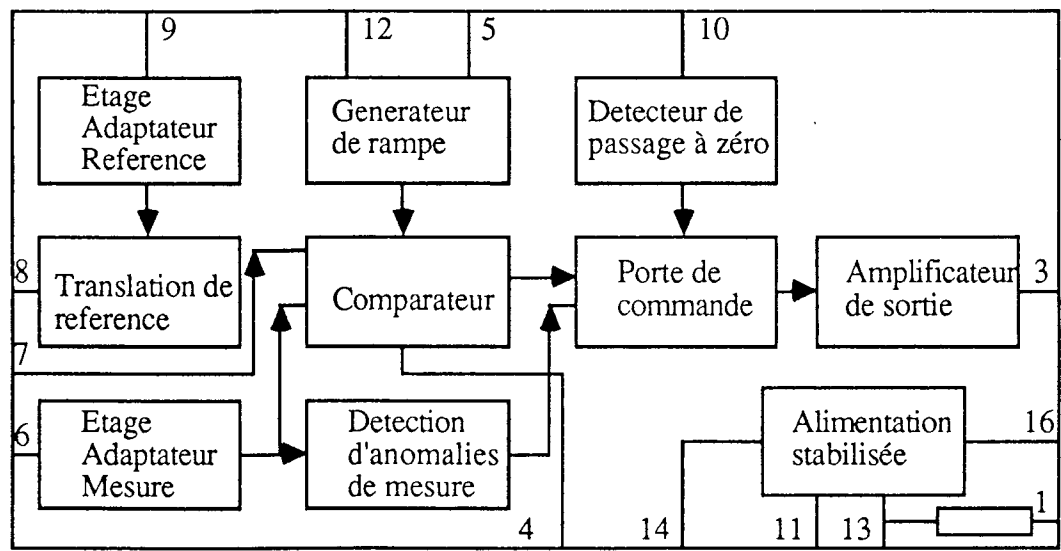


Figure IV-4-B: schemas fonctionnel du tda 1023

- une porte de commande ne laissant passer l'impulsion de sortie que si le détecteur de passage à zéro est actif et le détecteur d'anomalies inactif,
- un amplificateur de sortie permettant l'attaque directe du triac par des impulsions positives à 200 mA maximum.

I-2- CONTROLE DE L'HYPERTHERMIE

I-2-1-Thermomètre

Les mesures thermométriques ont été effectuées par un thermomètre type FLUKE modèle 2190A. C'est un thermomètre digital utilisant comme capteur des thermocouples type J, K ou T. Nous avons utilisé des thermocouples de type J (Cuivre-Constantan) dont le diamètre est d'environ 50 μm . Le thermomètre est multi-points dans la mesure où il dispose d'un sélecteur multi-points pouvant recevoir jusqu'à 10 capteurs. La plage de mesure s'étale de -252°C à 2471°C avec une résolution de $0,1^{\circ}\text{C}$. Le thermomètre se compose de trois parties principales (figure IV-5):

- la partie analogique, comprenant: un filtre RC et des diodes de protection, la compensation de soudure froide, une référence de tension, un amplificateur de tension, un intégrateur, un comparateur et une combinaison de switches FET,
- le microcontrôleur, dont le rôle est de convertir le signal analogique en signal numérique linéaire et de gérer les communications avec l'ordinateur; il contient notamment un programme dans sa mémoire ROM lui permettant d'envoyer les données sur le bus IEEE.

I-2-2-L'acquisition et le traitement

L'acquisition et le traitement des données se fait par ordinateur type IBM-PC. La communication avec les périphériques est réalisée grâce à deux cartes d'extension. La carte IEEE488 permet de recevoir ou d'envoyer des données sur le bus parallèle IEEE. Ce bus parallèle se compose de 24 fils électriques dont 8 servent à la transmission des données et 16 à la gestion du transfert. La carte d'entrée-sortie universelle permet d'envoyer un signal sur l'un de ses ports d'entrée-sortie. Elle possède 6 ports d'entrée-sortie numériques et une entrée analogique. Elle se compose de:

- un tampon de bus qui permet la communication de la carte avec l'ordinateur tout en garantissant une isolation optimale,
- un décodeur d'adresse qui convertit les messages de l'ordinateur en signaux de commande destinés aux circuits intégrés de la carte,

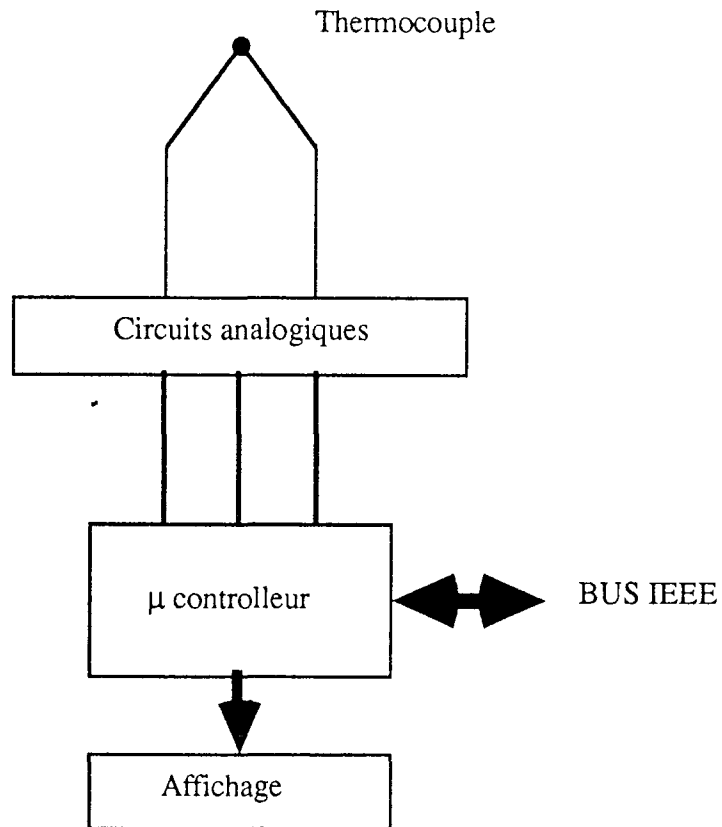


Figure IV-5: Schémas du thermomètre

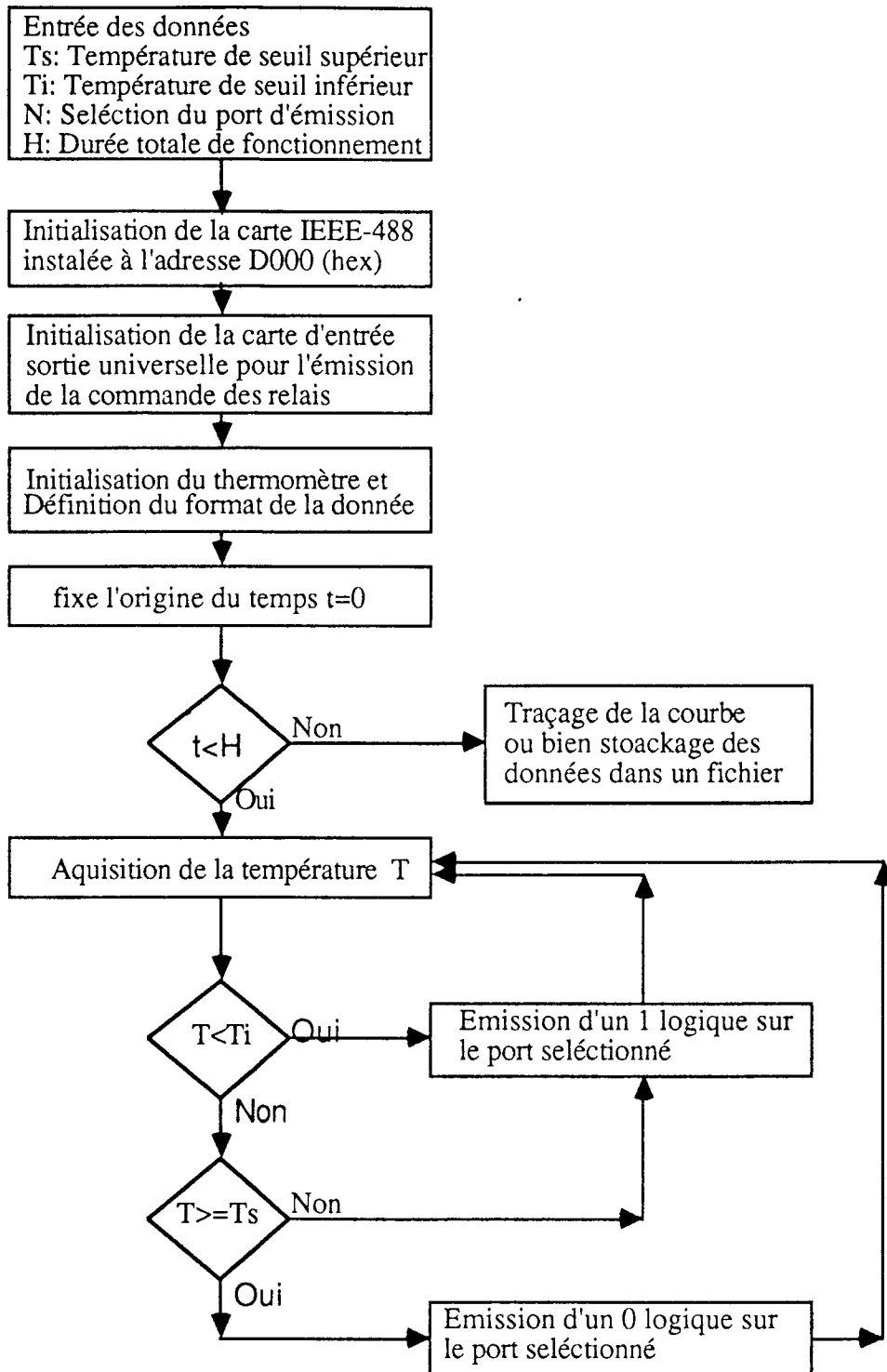


Figure IV-6: Organigramme du programme d'acquisition et de regulation de temperature

- un compteur d'intervalles programmable PIT 8253,
- un interface programmable pour périphériques PPI8254,
- un convertisseur analogique-numérique et un convertisseur numérique-analogique,
- un multiplexeur permettant la sélection de l'une des 8 entrées analogiques.

L'organigramme du programme d'acquisition et de régulation est donné figure IV-6.

I-3-MILIEU EQUIVALENT TISSU BIOLOGIQUE

Le choix d'un milieu équivalent-tissu biologique repose sur les trois paramètres acoustiques suivants: l'impédance acoustique du milieu, la vitesse de propagation et l'atténuation de l'onde ultrasonore dans le milieu. Comme il a été précédemment montré [49, 82], des fantômes de gélatine ou de glycérol peuvent être utilisés pour simuler certains tissus biologiques. P.E. Schuwert (1982) a montré que les fantômes de gélatine ont des propriétés voisines de celles des tissus biologiques [100]. Les gels contiennent de petits obstacles pour simuler la diffusion. Ainsi, le pourcentage de gélatine diluée dans l'eau et le nombre d'obstacles permettent de simuler les différents tissus biologiques. Pour notre part, nous avons utilisé le glycérol (PROLABO) et un gel préparé en diluant de la poudre de gélatine (Grénétine PROLABO) dans de l'eau à 50°C, dans des proportions de 50 grammes par litre après conservation et refroidissement 24 heures à 4°C.

II-RESULTATS

Pour chacune des sondes nous avons étudié l'évolution des températures dans la gélatine et le glycérol. Nous avons également étudié différentes puissances d'émission, ce qui permet de connaître la puissance garantissant un gradient thermique de 8°C au bout d'un temps très court. Les distributions spatiales des élévations de températures permettent de connaître le volume chauffé à plus de 5°C, c'est-à-dire dont la température dépasse les 42 °C nécessaires pour l'hyperthermie.

II-1-SONDE CYLINDRIQUE [92 - 95]

II-1-1-Echauffement dans la gélatine

II-1-1-1-Evolution de l'échauffement dans le temps.

La figure IV-7 donne des exemples de l'évolution de l'élévation de température en fonction du temps d'irradiation par les ultrasons. La figure IV-7-A donne l'évolution pour différents points situés sur l'axe radial, pour une puissance d'émission égale à 15 watts. Au bout de 10 minutes, on obtient un échauffement de 13, 10 et 5°C respectivement à 1, 2 et 3 cm de la sonde. On constate que l'échauffement est presque linéaire dans le temps. En respectant cette approximation, on peut dire que la variation de température peut se mettre sous la forme:

$$\Delta T = A(r, P_0)t \quad \text{où}$$

$A(r, P_0)$ est le coefficient directeur de la droite qui dépend du point considéré (r) et de la dose d'énergie disponible en ce point, donc de la puissance d'émission. On obtient, par exemple, pour $P_0=15$ watts:

$$A(r=1,5 \text{ cm})=0,01 \text{ }^\circ\text{C/s}$$

$$A(r=2,5 \text{ cm})=0,017 \text{ }^\circ\text{C/s}$$

$$A(r=3,5 \text{ cm})=0,022 \text{ }^\circ\text{C/s}$$

La figure IV-7-B montre l'influence de la puissance d'émission sur l'échauffement obtenu à 1 cm de la sonde, c'est-à-dire à $r=1,5$ cm. On obtient au bout de 5 minutes d'irradiation ultrasonore 3°C pour 15W, 11°C pour 21W et environ 15°C pour 30W. Si on suppose l'échauffement linéaire dans le temps, on obtient pour $A(r, P_0)$ les valeurs suivantes:

$$A(15\text{W})=0,01^\circ\text{C/s}$$

$$A(21\text{W})=0,037^\circ\text{C/s}$$

$$A(30\text{W})=0,05^\circ\text{C/s}$$

On constate que A augmente non linéairement avec la puissance d'émission. Cependant, sur la courbe correspondant à 30 watts, l'échauffement est linéaire au début de l'irradiation, puis la courbe s'incurve de plus en plus jusqu'à donner un gradient thermique presque nul. Cela est dû aux différentes dissipations thermiques propres au milieu soumis au rayonnement ultrasonore. On peut donc dire que l'élévation de température en un point dépend de:

- la puissance d'émission qui régle le flux d'énergie acoustique déposée en ce point,

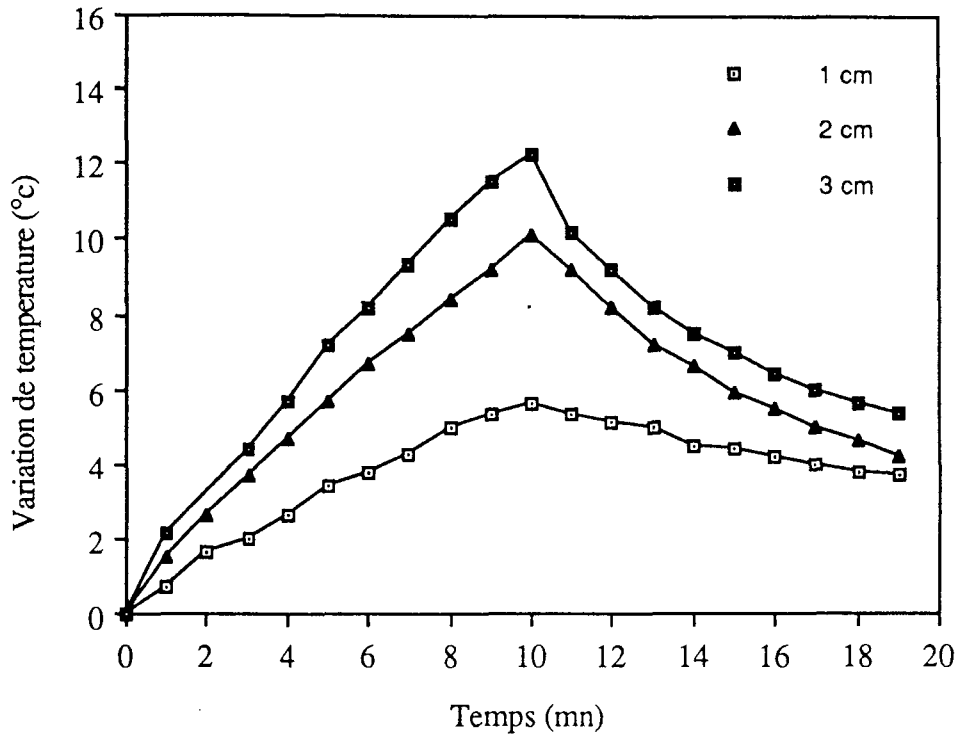


Fig.IV-7-A: Variation des températures en fonction du temps dans la gélatine, à 1, 2 et 3 cm de la sonde et pour 15 W d'émission

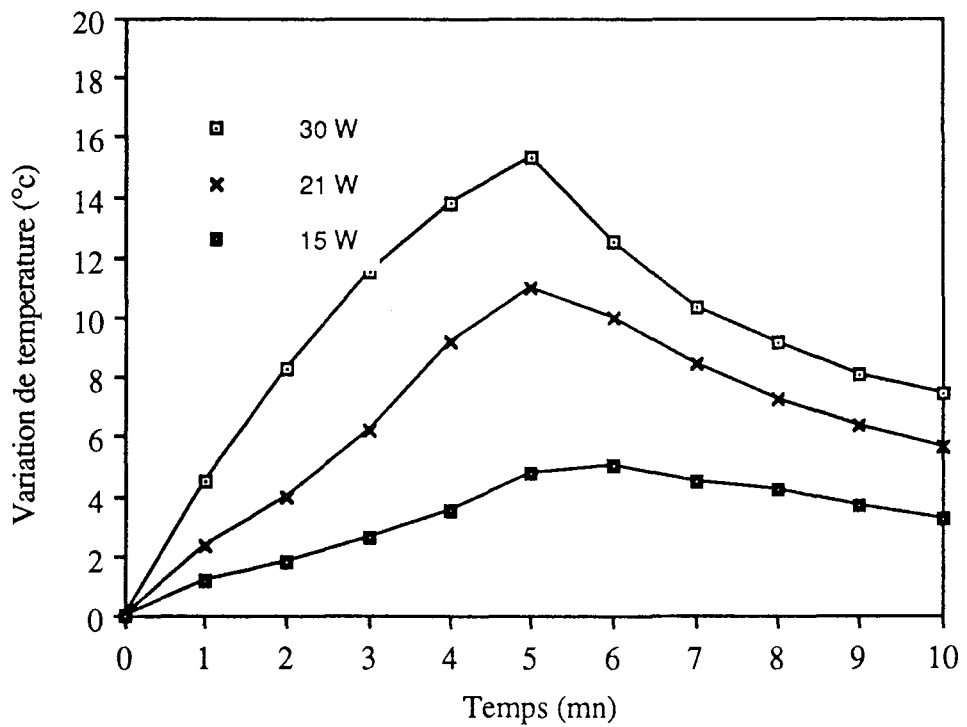


Fig.IV-7-B: variation des températures en fonction du temps d'irradiation dans la gélatine, à 1 cm de la sonde et pour différentes puissances d'émission

- du coefficient d'absorption du milieu qui exprime la dose d'énergie convertie en chaleur,
- de la température du point en question; en effet, plusieurs paramètres du milieu varient avec la température, notamment le coefficient d'absorption,
- enfin, de la conductivité thermique du milieu qui régit la dissipation thermique propre au milieu. Cette dissipation dépend beaucoup des températures des zones avoisinantes, donc également de la distribution de l'intensité acoustique dans le milieu.

II-1-1-2-Distributions radiales

Les distributions des élévations de température suivant l'axe radial de la sonde sont données figure IV-8. La figure IV-8-A montre la décroissance radiale des variations de température après 10 minutes d'irradiation ultrasonore à 8 et 15 watts. La décroissance est très rapide au voisinage de la sonde ($r < 2,5$ cm). L'isotherme 5°C se limite à 1 cm de la sonde pour 15 watts d'émission. On constate un échauffement très important à la surface du transducteur. Cet échauffement est dû, d'une part, à la conversion de l'énergie électrique en onde acoustique et à l'effet joule dû à l'échauffement de la céramique. Cela montre, en tout cas, qu'un refroidissement en surface de la sonde est nécessaire. Cela permet, comme le montre la figure IV-8-B, d'induire un échauffement maximum en profondeur. Après 30 minutes d'émission à 20 watts, on atteint 7°C à 2,2 cm de la sonde. L'isotherme 50% est limité à 4 cm de la sonde.

La figure IV-9 montre l'évolution du gradient thermique $\Delta\theta = \Delta T/\Delta t$ suivant l'axe radial dans la gélatine (Figure IV-9-A) et dans le glycérol (Figure IV-9-B). En faisant une approximation exponentielle, on peut mettre cette courbe sous la forme:

$$\Delta\theta = \theta_0 \text{Exp}(-2 \beta(r-a))$$

où θ_0 représente le gradient thermique à la surface de la sonde ($^{\circ}\text{C/s}$), a le rayon du cylindre utilisé (0,5 cm). On obtient $\beta=20$ Np/m dans le glycérol et $\beta=16$ Np/m dans la gélatine. En effet il a été montré [91] que l'interaction thermique entre une onde cylindrique et le milieu chauffé est régi par l'équation différentielle suivante:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial T}{r \partial r} + \frac{q}{K} = 0$$

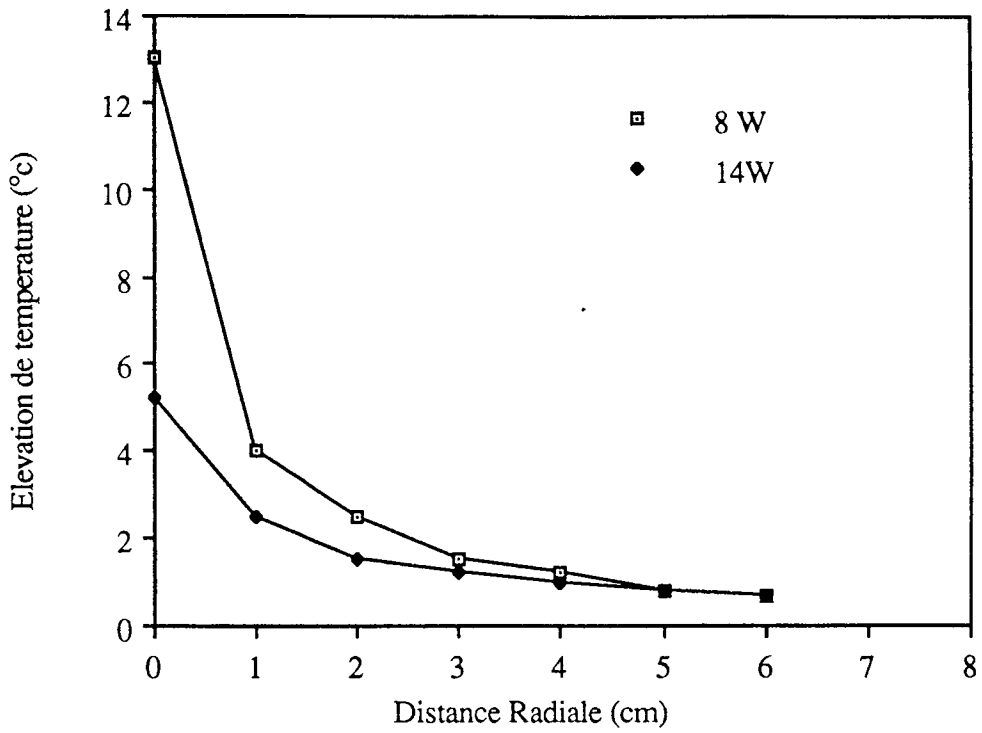


Fig.IV-8-A: Distributions radiales des températures après 10 mn d'échauffement dans la gélatine à 8 et 14 W.

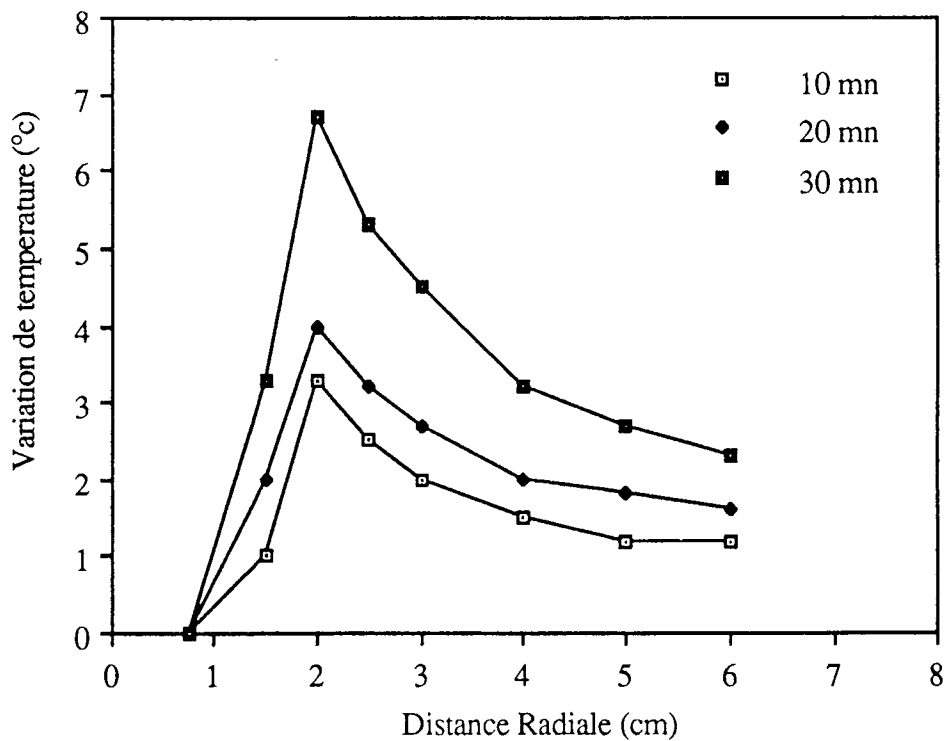


Fig.IV-8-B: Effet du refroidissement sur la distribution radiale des températures dans la gélatine après 10, 20 et 30 mn d'échauffement à 20W.

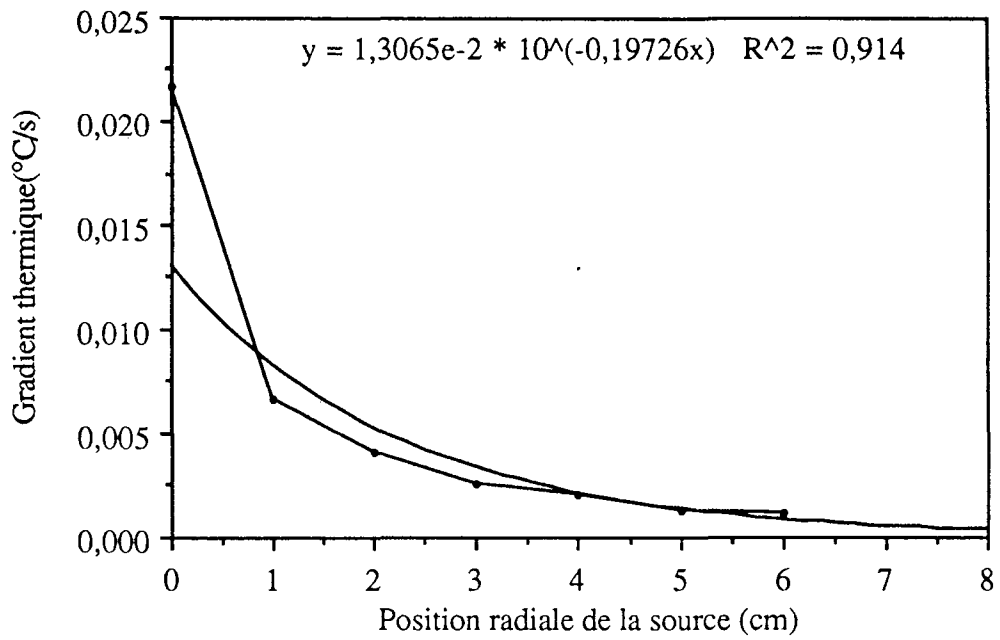


Fig.IV-9-A: Distribution radiale du gradient thermique dans la gélatine pour 8 W d'émission: Approximation par une loi exponentielle.

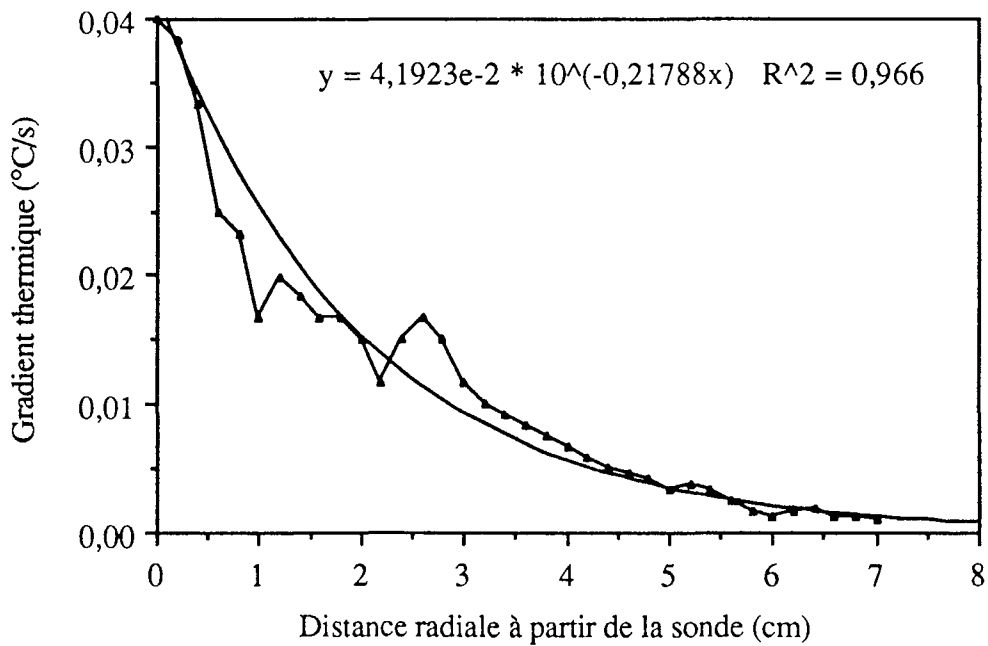


Fig.IV-9-B: Distribution radiale du gradient thermique dans le glycérol pour 20 W d'émission: Approximation par une loi exponentielle.

où q représente la dose d'énergie par unité de volume autour de la position r . Elle est donnée par la relation suivante:

$$q = \frac{d(I r)}{r dr}$$

où I est l'intensité acoustique en fonction de r .

Si on suppose que la sonde est un cylindre infini, I peut se mettre sous la forme [91]:

$$I = I_0 \frac{a}{r} \text{Exp}(-2\beta (r-a))$$

β représente le coefficient d'absorption.

Ainsi la dose d'énergie par unité de volume déposée au point r peut s'écrire sous la forme:

$$q = 2\beta I_0 \frac{a}{r} \text{Exp}(-2\beta (r-a))$$

Si, dans l'équation différentielle régissant la distribution des températures dans l'espace, on néglige le terme en $\partial^2 T / \partial r^2$ on obtient:

$$\Delta T = I_0 \frac{a}{K} \text{Exp}(-2\beta (r-a))$$

En supposant que la variation des températures est linéaire dans le temps, nous pourrions mettre le gradient thermique en un point sous la forme:

$$\Delta \theta = I_0 \frac{a}{K} \text{Exp}(-2\beta (r-a))$$

On constate que la distribution radiale dépend du rayon de la céramique cylindrique, de la conductivité thermique (K) et de l'intensité acoustique disponible à la surface de la céramique (I_0). A partir des approximations de la figure IV-9 on obtient:

$\beta = 0,156 \text{ Np/cm}$ dans la gélatine

$\beta = 0,210 \text{ Np/cm}$ dans le glycérol

II-1-1-3-Distributions axiales

La figure IV-10 donne les distributions axiales des variations de température. La figure IV-10-A montre l'influence du temps d'irradiation ultrasonore sur la distribution axiale à 2 cm de la sonde. L'isotherme 50% couvre une longueur de 2 cm, c'est-à-dire 80% de la longueur totale du tube piézo-électrique utilisé. Cette ouverture est la même pour des durées d'échauffement de 1, 5 ou 10 minutes. Une modulation en fréquence de 5% du signal d'émission permet d'agrandir l'ouverture et de rendre l'échauffement homogène sur celle-ci (Figure IV-10-B). L'analyse des courbes de la figure IV-10-C permet de conclure que, plus la puissance d'émission est importante, plus l'ouverture de l'isotherme 50% est grande.

La figure IV-11 montre que l'on peut élargir le champ d'action de la sonde en mettant deux céramiques tubulaires sur un même support; dans ce cas, la modulation en fréquence permet d'obtenir un échauffement non nul sur la zone située en face du point de jonction des deux céramiques.

II-1-2-Echauffement dans le glycérol

Des résultats semblables ont été obtenus dans le glycérol. Il faut noter que l'échauffement est plus important que dans la gélatine vu le coefficient d'absorption qui y est supérieur. L'échauffement est plus rapide et on atteint la saturation au bout de 5 mn d'irradiation ultrasonore (Figure IV-12-A). Au delà, la température est assez élevée, ce qui diminue le coefficient d'absorption, donc l'apport thermique, et augmente la dissipation thermique. Cette dissipation, favorisée par la conductivité thermique du glycérol, entraîne parfois des baisses de températures pour des puissances relativement importantes (figure IV-12-B).

Les courbes de la figure IV-13-A montrent l'influence du temps d'irradiation ultrasonore à 30 W sur la distribution radiale. Après un temps très court, la décroissance est rapide. L'échauffement en surface n'augmente pratiquement pas alors que l'échauffement en profondeur augmente avec le temps d'irradiation. Cela s'explique par deux phénomènes:

- 1) la transmission de la chaleur par conduction aux zones moins chaudes situées au delà de 1 cm de la sonde.
- 2) le fait que la zone avoisinant la sonde voit sa température augmenter diminue l'absorption; donc, il y a plus d'énergie transmise en profondeur.

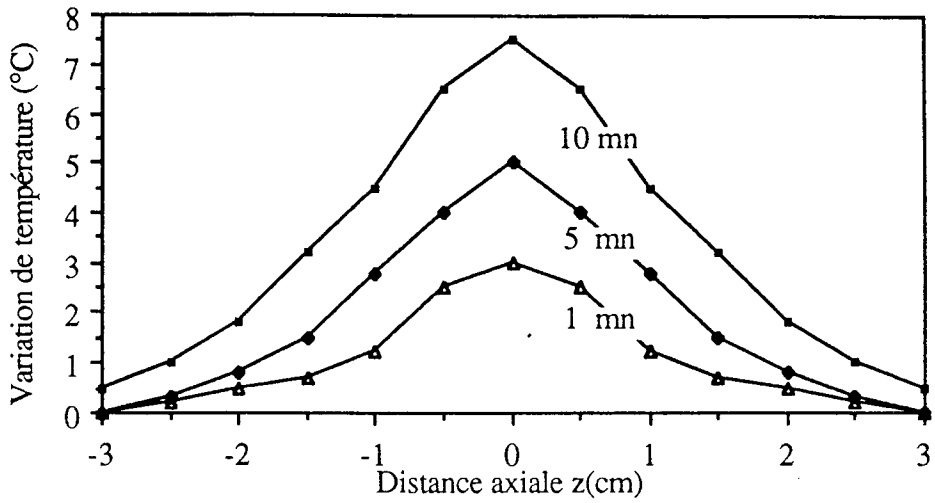


Fig.IV-10-A: Effet du temps d'émission, à 20 W sur la distribution axiale dans la gélatine à 2 cm de la sonde.

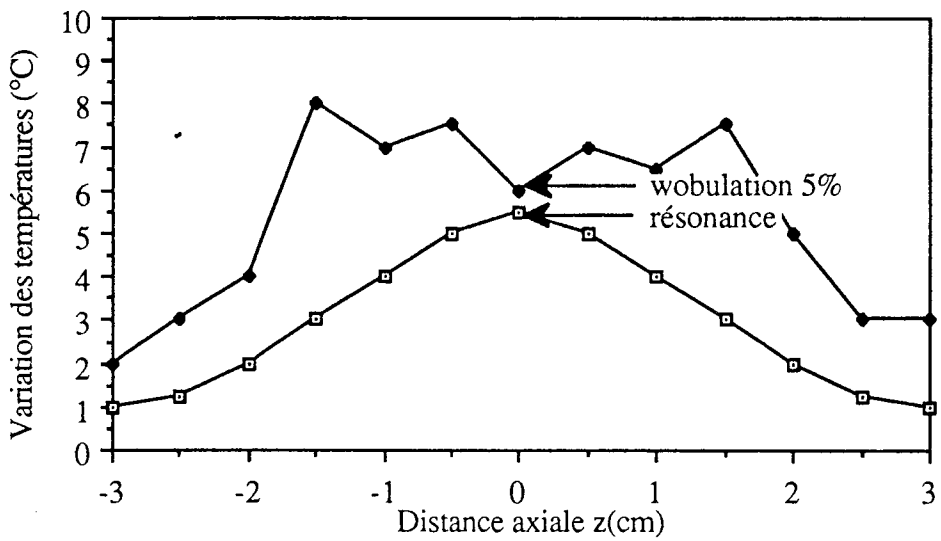


Fig.IV-10-B: Distribution axiale des variations de températures après 5mn d'échauffement à 20 W dans la gélatine: Effet de la wobulation

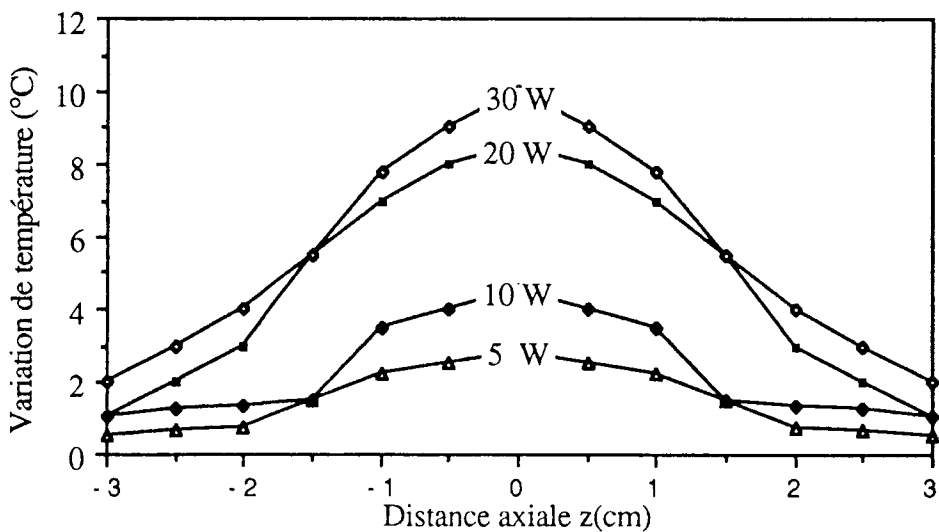


Fig.IV-10-C: Effet de la puissance d'émission sur la distribution axiale des températures dans la gélatine; à 2 cm de la sonde.

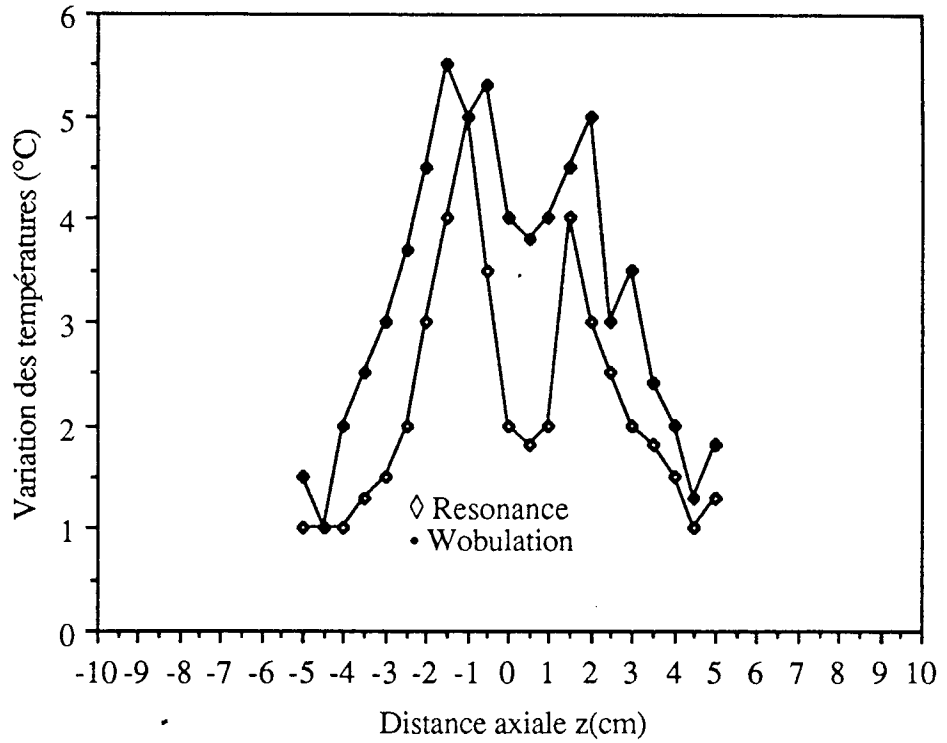
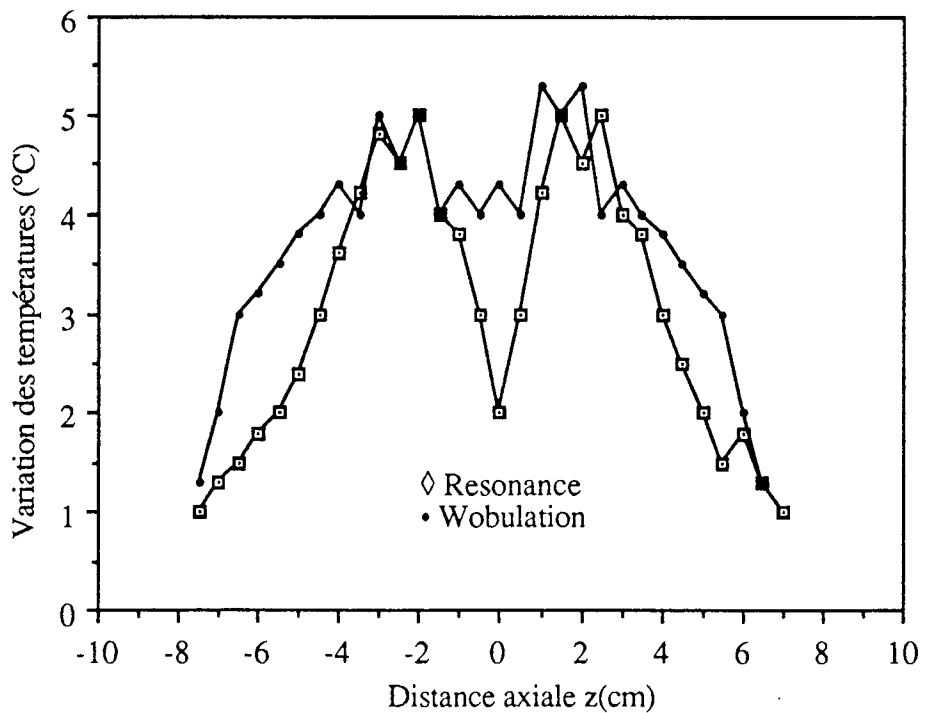


Fig.IV-11-A: Distribution axiale après 10mn d'irradiation dans la gélatine, à 2 cm de la sonde composée de 2 tubes(2,5/1 cm): Effet de la wobulation



ig.IV-11-B: Effet d'une wobulation de 5% sur la distribution axiale après 10mn dans la gélatine à 2 cm da la sonde formée de 2 tubes(4/1,5 cm).

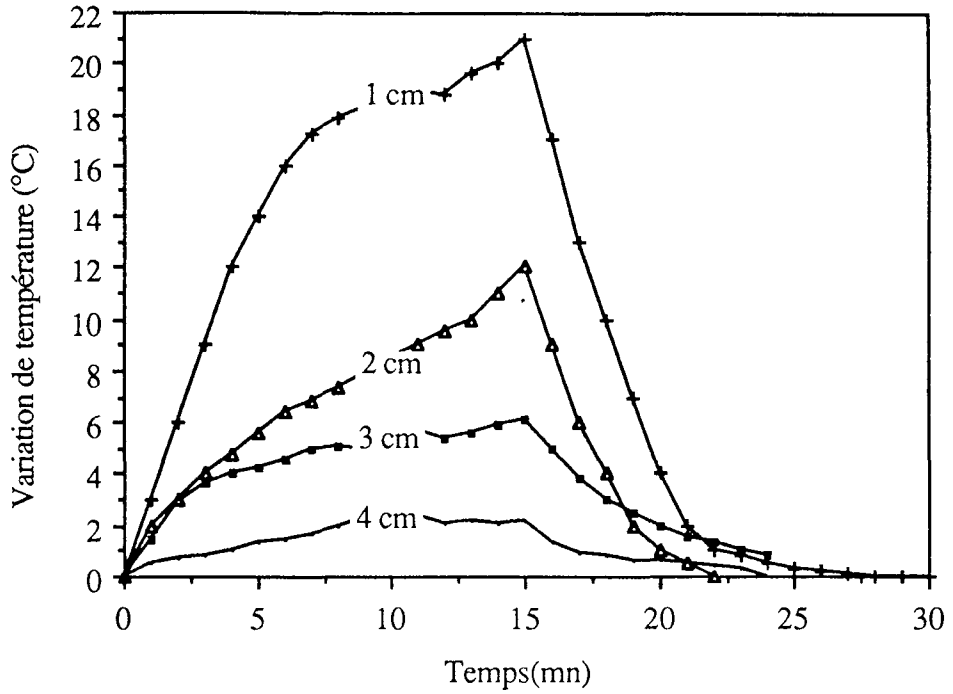


Fig.IV-12-A: Evolution des températures en fonction du temps d'émission à 20W, dans le glycérol à 1, 2, 3 et 4 cm de la sonde.

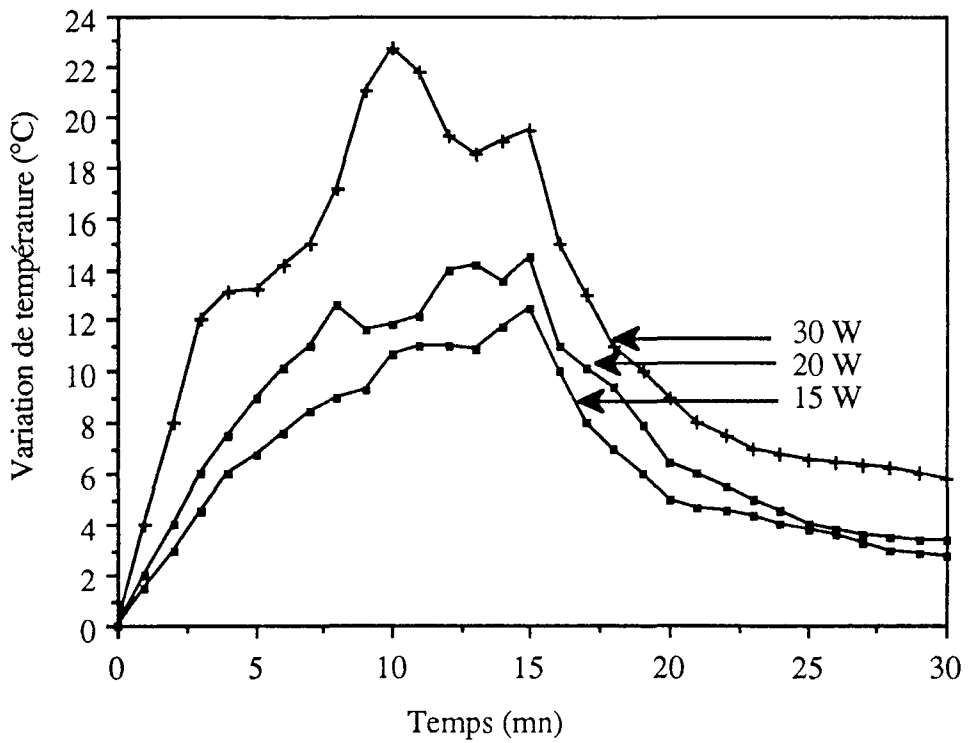


Fig.IV-12-B: Variation des températures dans en fonction du temps d'émission ultrasonore dans le glycérol, à 2 cm de la sonde

La figure IV-13-B montre que l'échauffement en surface augmente avec la puissance. Cela confirme le fait que cet échauffement est dû la conversion de l'énergie électrique en énergie acoustique et à l'effet joule. En effet, si on calcule le rapport Δq à la puissance d'émission, on obtient:

1,67E-3 °C/W s pour 10 watt, 2,03E-3 °C/W s pour 20W et 2E-3 °C/W s pour 30W.

Le refroidissement en surface (figure IV-13-C) permet d'obtenir un échauffement en profondeur (à 3cm de la sonde contre 2 cm dans la gélatine). Cette différence est due au fait que le glycérol a une conductivité thermique qui favorise le refroidissement. Cependant, en faisant le rapport $\Delta q/P_0$ au point maximum, on remarque que ce rapport reste constant. Cela montre que l'apport thermique en un point est varié de façon linéaire en fonction de la puissance d'émission. On peut donc dire que l'effet joule est réduit par le refroidissement de la sonde, ce qui permet un meilleur fonctionnement des céramiques.

II-2-SONDE PLANE RECTANGULAIRE [94 - 96]

II-2-1-Dans la gélatine

II-2-1-1-Evolution des températures dans le temps.

La figure IV-14-A montre l'évolution de l'échauffement en un point situé à 6 cm sur l'axe Oz pour des puissances d'émission égales à 10 ou 20 W. On obtient 4,5 °C à 10 watts et 6°C à 20 watts. L'échauffement est presque linéaire pour 10 watt. Par contre, la courbe d'augmentation de température pour 20 watts montre une croissance linéaire au début de l'irradiation ultrasonore ($t < 5$ minutes). Au delà, le processus de conduction thermique à l'intérieur du milieu devient rapidement important et la courbe s'incurve jusqu'à donner une variation de température pratiquement nulle. De plus, le coefficient d'atténuation diminue avec la température, ce qui réduit l'apport thermique au point considéré. Ce processus de dissipation thermique propre au milieu devient important après une durée de 5 minutes d'irradiation à 20 watts comme le montre la figure IV-14-B.

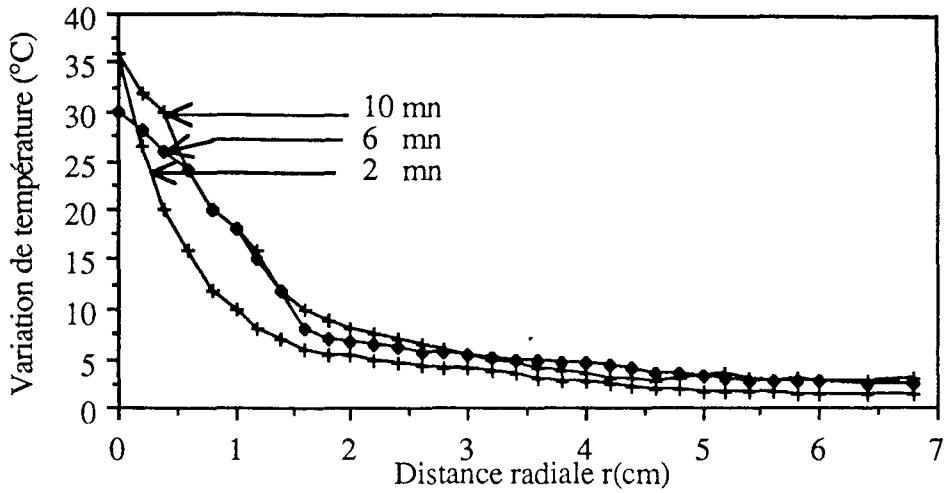


Fig.IV-13-A: Distribution radiale obtenue dans le glycérol après 2, 6 et 10 mn d'émission à 30W.

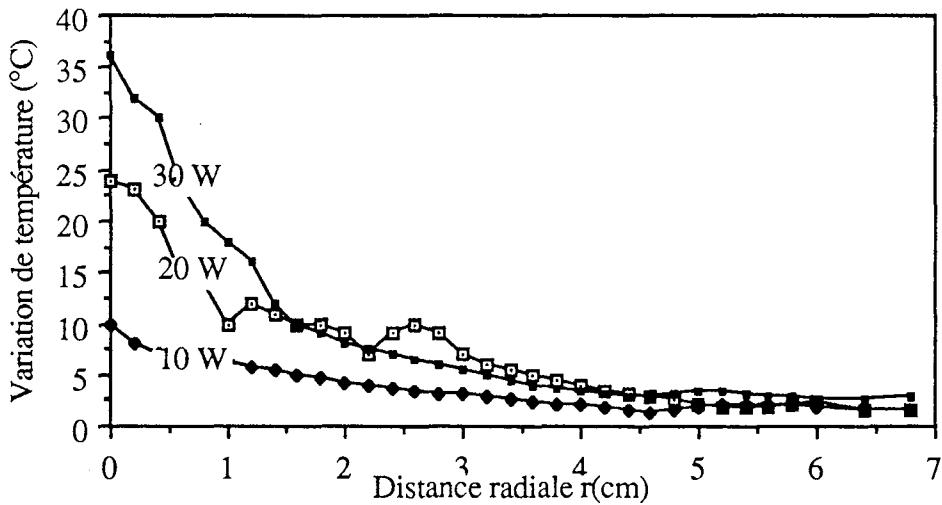


Fig.IV-13-B: Distributions radiales dans le glycérol après 10mn d'irradiation à 10, 20 et 30W électrique.

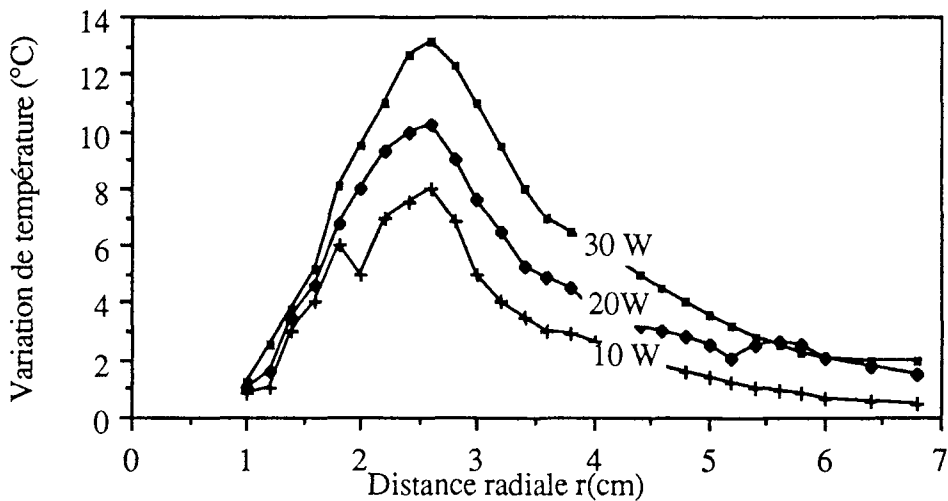


Fig.IV-13-C: Distribution radiale dans la glycérol avec refroidissement et après 10 mn d'émission à 10, 20 et 30W.

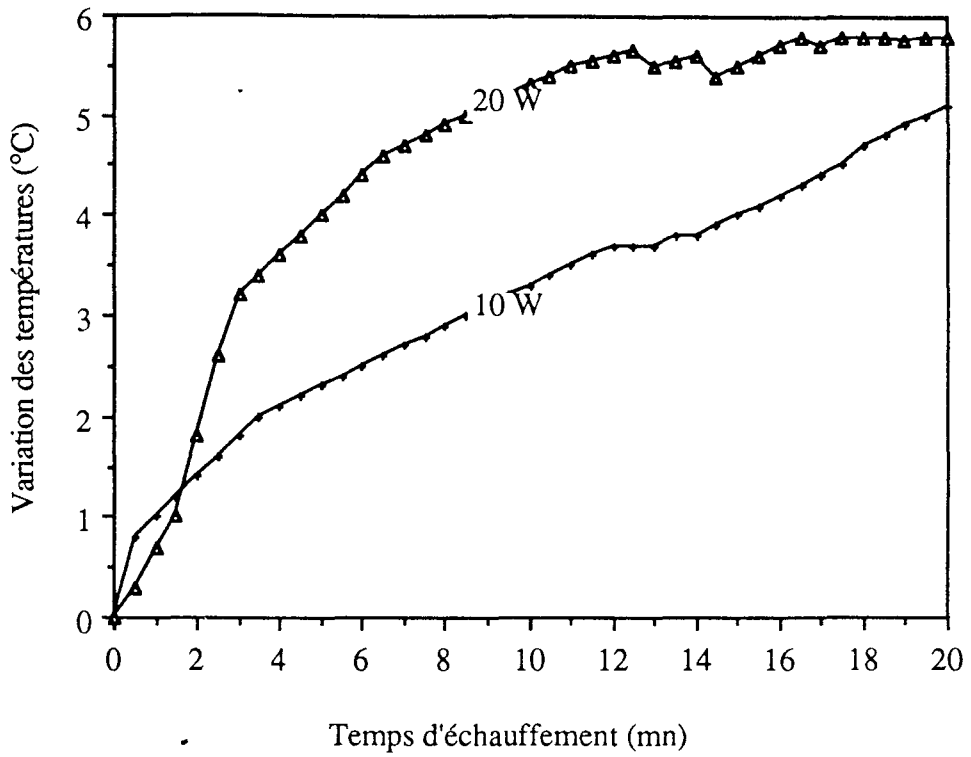


Fig.IV-14-A: Variation des températures dans la gélatine, à 6cm de la source pour 10 et 20 W d'émission.

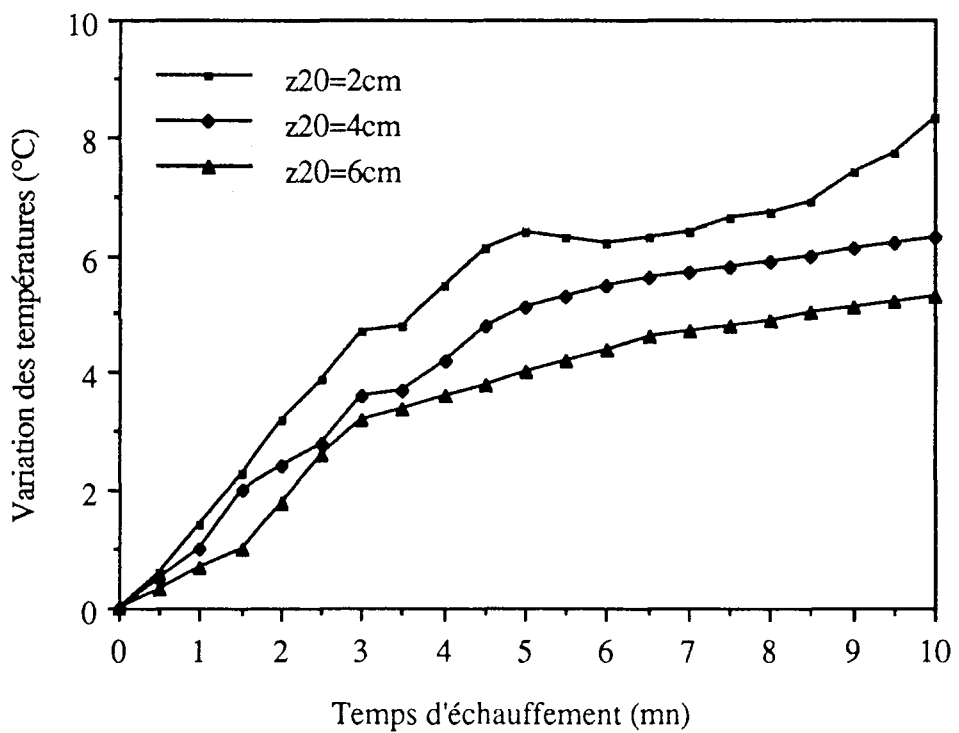


Fig.IV-14-B: Evolution temporelle des températures dans la gélatine pour 20 W d'émission, à 2, 4 et 6 cm de la sonde.

II-2-1-2-Distribution axiale

Nous avons mesuré la distribution axiale de l'élévation de température après 10 mn d'irradiation à différentes puissances (figure IV-15-A). L'échauffement en surface est très important, ce qui justifie le refroidissement. Cependant, la décroissance est moins importante que pour une onde cylindrique. Cela est probablement dû à la structure de l'onde ultrasonore. En effet, l'isotherme 50% est situé à environ 3 cm de la sonde pour une puissance d'émission de 20 watts. Les résultats obtenus avec refroidissement en surface sont présentés figure IV-15-B. On obtient un échauffement maximum à 3 cm de la source. La croissance des élévations de température en ce point est donnée figure IV-15-C. La vitesse de croissance est moins importante que celle obtenue sans refroidissement de la sonde. En ce point, on atteint 3,5°C, 6°C et 9°C pour des puissances respectives de 10, 20 et 30 watts.

II-2-1-3-Distributions longitudinales

La figure IV-16 donne les distributions thermiques suivant la longueur de la céramique (5 cm). On constate que l'isotherme 50% (figure IV-16-A) couvre une longueur de 8 cm, c'est-à-dire 3 cm de plus que la longueur de la céramique. Cela est dû à la diffusion de l'onde plane sur les bords de la céramique. Ce phénomène était moins important dans le cas de l'irradiation par des ondes cylindriques. La figure IV-16-B montre l'influence d'une modulation en fréquence de 6%, ce qui correspond à une excursion de 30 KHz de part et d'autre de la résonance (1MHz). La modulation en fréquence augmente l'échauffement, aussi bien sur la zone en face de la céramique que sur les côtés. Cela revient à augmenter les effets de bords.

II-2-2-Dans le glycérol

On obtient des résultats semblables dans le glycérol (Figures IV-17). L'échauffement est beaucoup plus important et plus rapide que dans la gélatine. On atteint la saturation plus facilement (au bout de 2 minutes d'irradiation). La figure IV-17-A donne les distributions axiales des élévations de température obtenues après 10 mn d'échauffement. L'échauffement en surface est inférieur à celui observé dans la gélatine pour les mêmes conditions. Cela est dû à un meilleur couplage entre la céramique et le glycérol. Cependant, cet échauffement superficiel reste important, imposant un refroidissement. Cela permet d'induire un échauffement maximum à 3,6 cm de la sonde

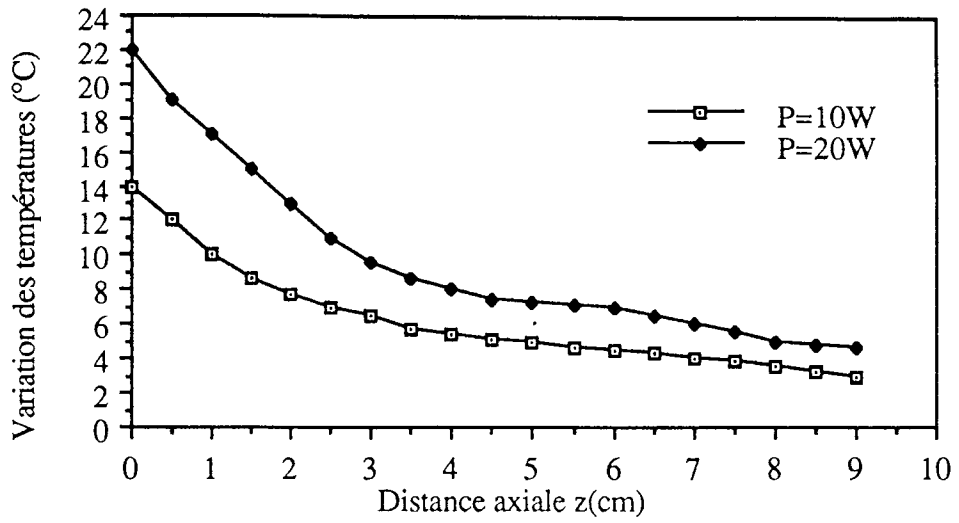


Fig.IV-15-A: Distributions axiales des températures après 20 mn d'irradiation dans la gélatine, à 10 et 20 W d'émission.

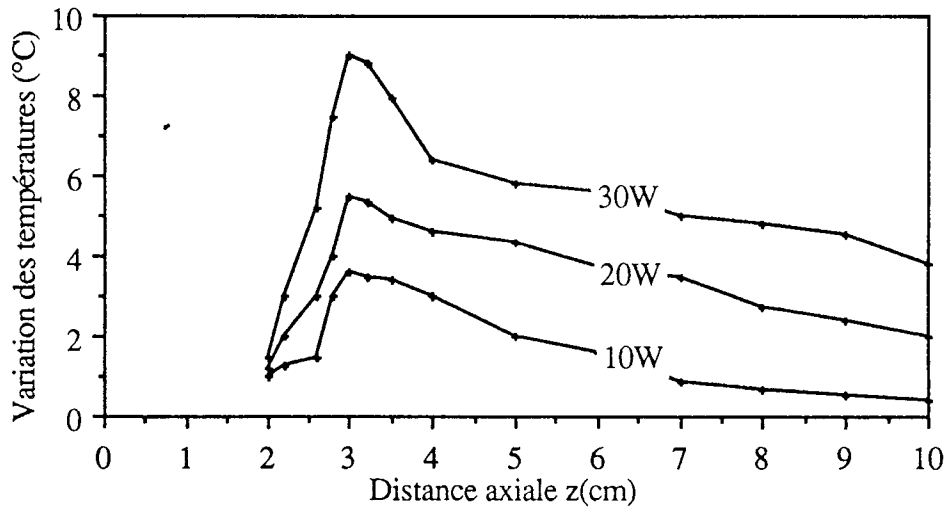


Fig.IV-15-B: Effet du refroidissement sur la distribution axiale des températures dans la gélatine après 10 mn d'émission à 10, 20 et 30W.

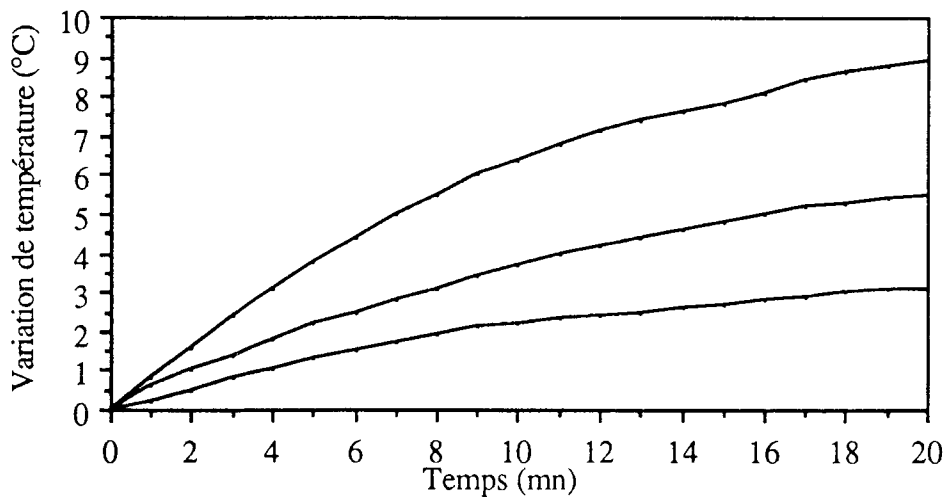


Fig.IV-15-C: Evolution temporelle des températures dans la gélatine au point maximum (z=3cm) pour 10, 20 et 30 W et avec refroidissement.

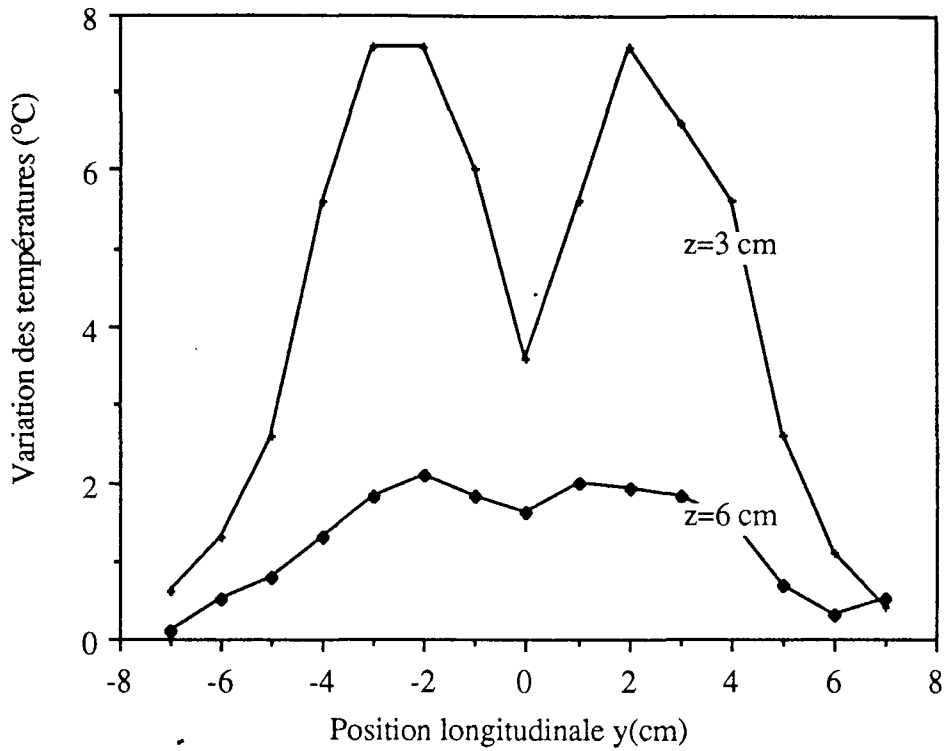


Fig.IV-16-A: Distribution longitudinales des températures dans la gélatine après 10 mn d'émission à 10 W et à 3 et 6 cm de la sonde.

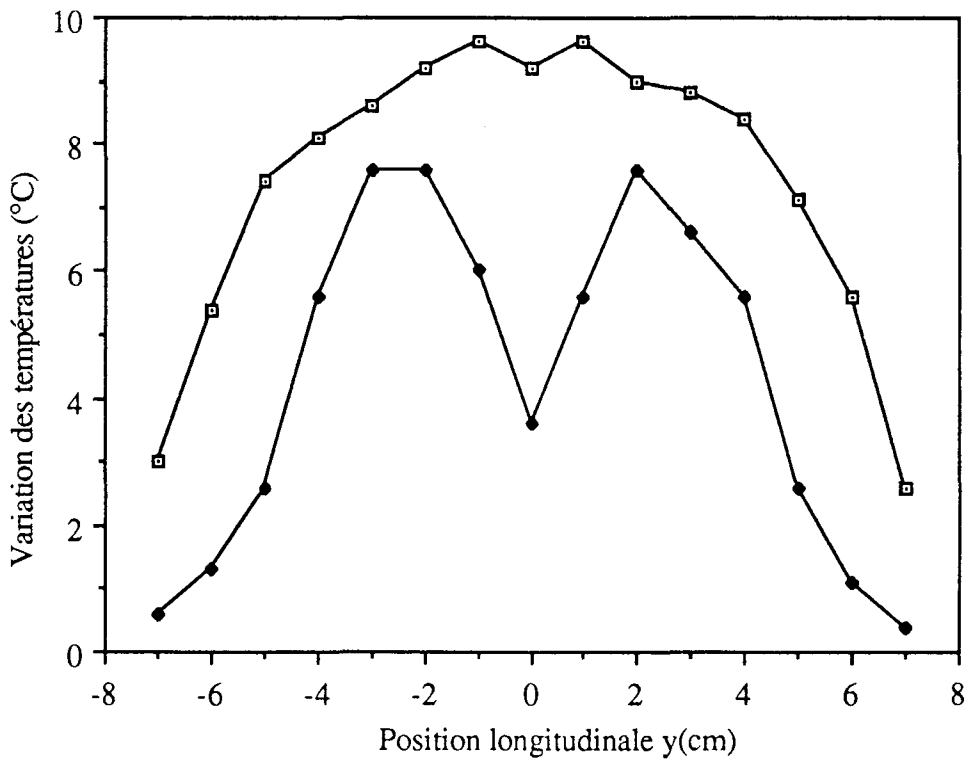


Fig.IV-16-B: Effet de la wobulation sur la distribution longitudinale dans la gélatine, à 3 cm de la sonde.

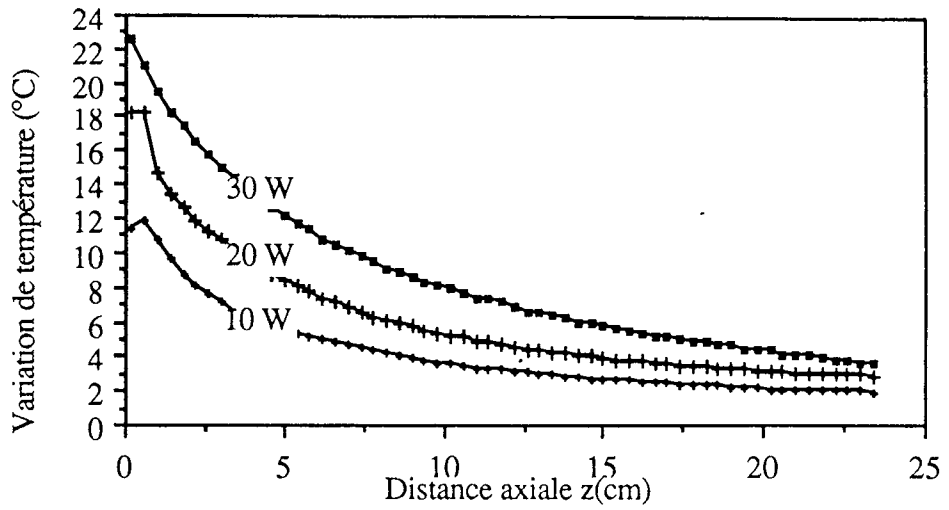


Fig.IV-17-A: Distribution axiale des températures dans le glycérol après 10mn d'émission à 10, 20 et 30 W.

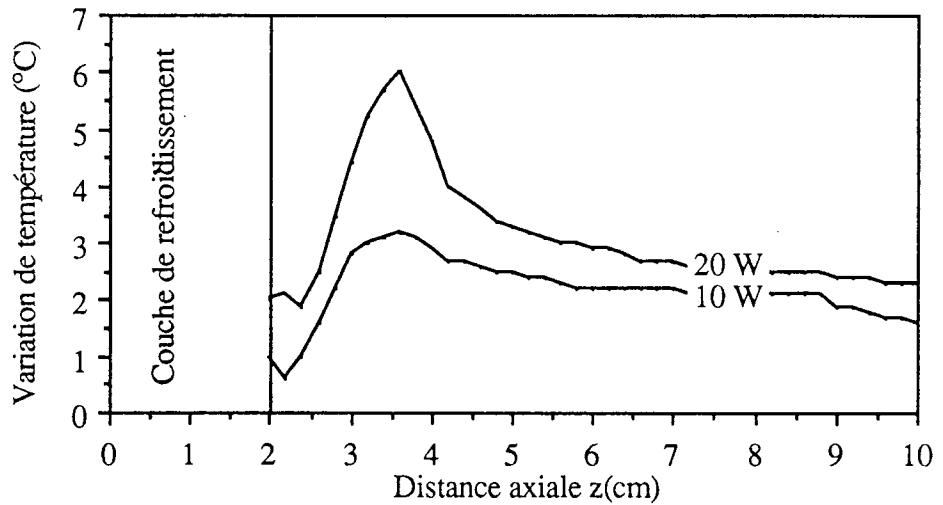


Fig.IV-17-B: Distribution axiale des températures dans le glycérol, avec refroidissement et après 10 mn d'émission à 10 et 20 W.

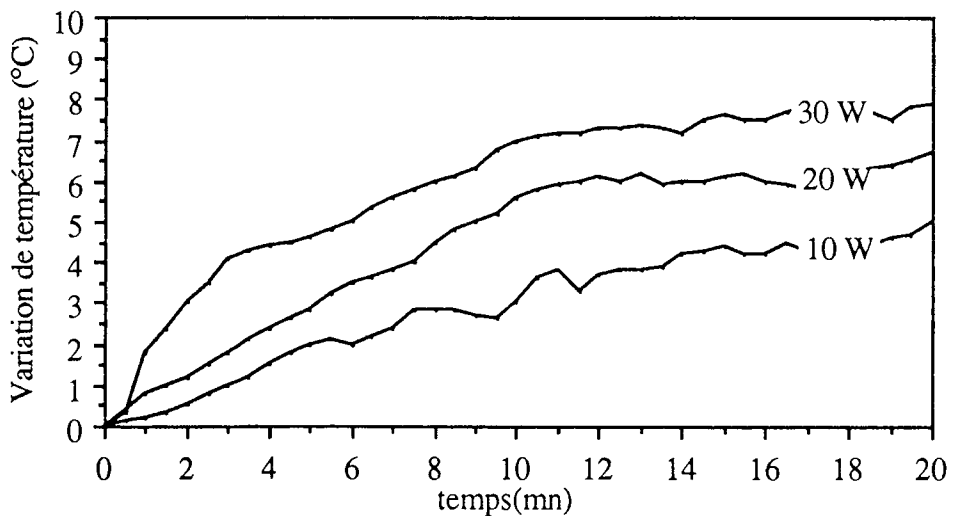


Fig.IV-17-C: Influence du refroidissement sur l'évolution temporelle des températures dans le glycérol au point maximum($z=3,6\text{cm}$), pour 10, 20 et 30 W d'émission.

contre 3 cm seulement dans la gélatine (figure IV-17-B). L'évolution temporelle des températures en ce point est donnée figure IV-17-C. Avec une puissance de 30 watts, on peut atteindre une élévation de température avoisinant les 10°C au bout de 10 mn. La vitesse de croissance thermique est inférieure à celle observée sans refroidissement. En effet, une partie de l'énergie est perdue dans la couche de refroidissement par phénomènes de réflexion. Cela montre qu'une partie de l'onde est réfléchie au niveau de l'interface entre l'eau de refroidissement et le milieu chauffé. Ces réflexions sont moins importantes lors de l'émission dans la gélatine; dans les mêmes conditions expérimentales, on obtient 5°C avec un système de refroidissement, alors qu'on arrive à 6°C sans refroidissement. Par contre, dans le glycérol, cet abaissement peut atteindre parfois 50%.

II-3-SONDE PLANE CIRCULAIRE

II-3-1-Dans le glycérol

La figure IV-18-A présente un exemple d'évolution des augmentations de température au point focal ($z=2,8$ cm). On obtient les mêmes conclusions qu'avec la sonde plane rectangulaire. Cependant, cette sonde circulaire focalisante permet d'obtenir des augmentations de température supérieures à 5°C avec des puissances moins importantes.

La figure IV-18-B présente la distribution radiale pour une sonde équipée de 5 disques piézo-électriques. L'analyse de ces courbes montre que seul l'échauffement dans la zone focale des différents disques est important. En dehors de ces zones, l'échauffement augmente très peu en fonction du temps d'irradiation.

Les distributions axiales (Figure IV-19) donne une décroissance des élévations de température à partir de la sonde. Là aussi, l'échauffement en surface est important. L'effet focalisant se traduit par une décroissance moins rapide, voire un léger maximum (Figure IV-19-A). D'autre part, la figure IV-19-B montre que ce maximum est plus net pour des puissances modérées (10 watts). Le fait d'augmenter la puissance d'émission augmente l'échauffement de la zone située entre le point focal et la sonde. Au delà du point focal l'échauffement est moins important.

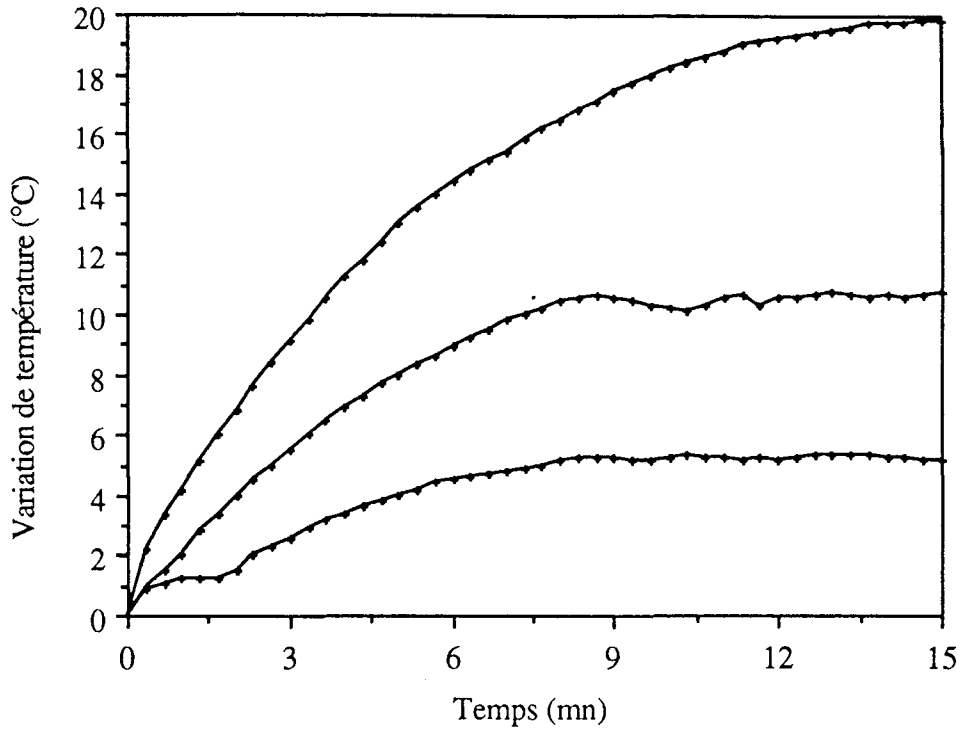


Fig.IV-18-A: Evolution temporelle des variations des températures dans le glycérol au point focal ($z=2,8$ cm).

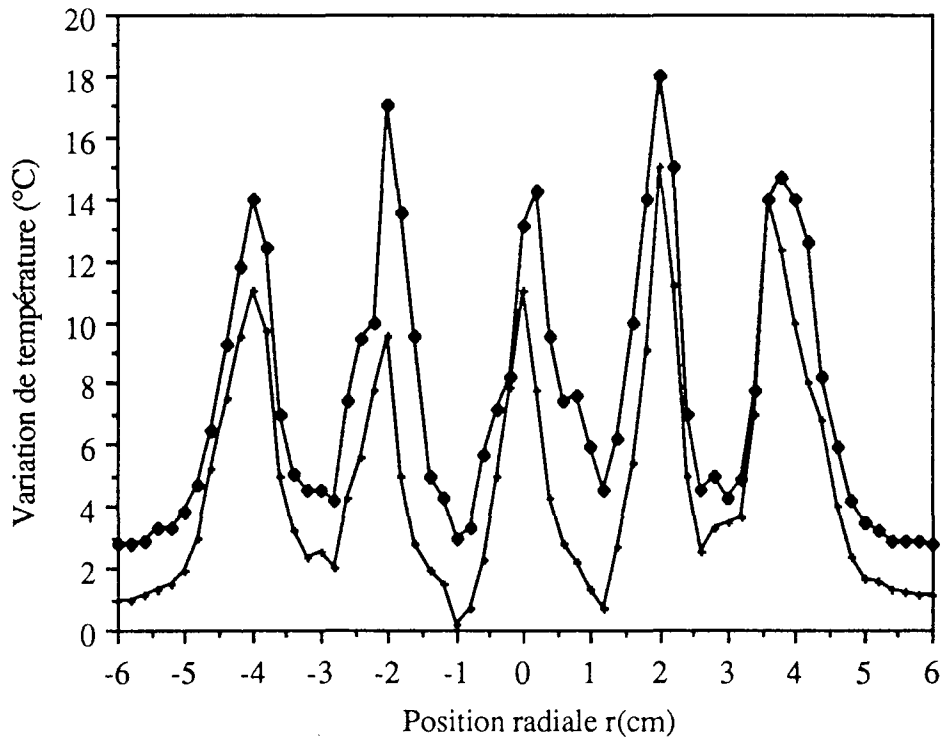


Fig.IV-18-B: Distribution radiale dans le glycérol, au point focal, après 10 et 30 d'émission à 15 W.

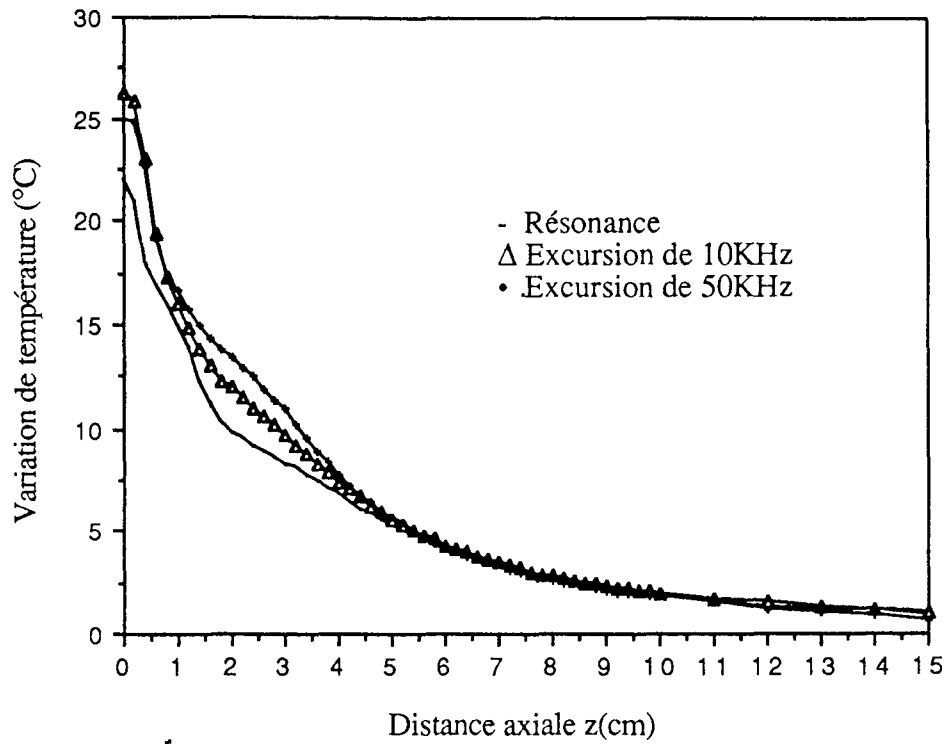


Fig.IV-19-A: Effet de la wobulation en fréquence sur la distribution axiale des des températures dans le glycérol.

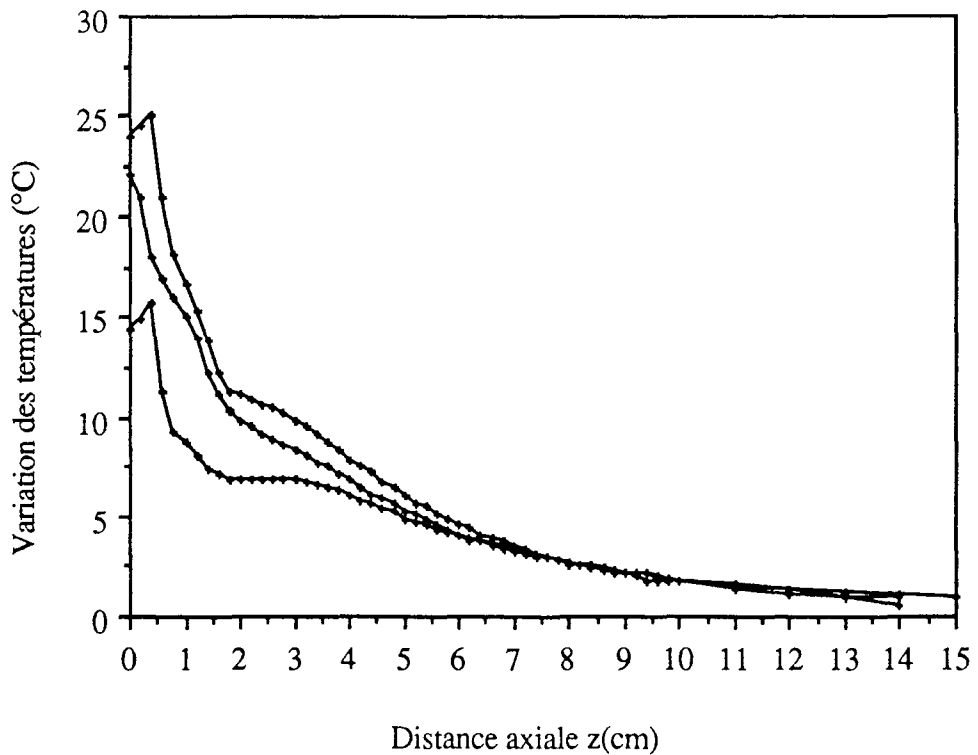


Fig.IV-19-B: Distributions axiales des températures après 10mn d'émission à 10, 15 et 20 W, dans le glycérol.

III-CONCLUSION

L'échauffement dans le glycérol est supérieur à celui obtenu dans la gélatine. L'augmentation des températures est plus rapide dans le glycérol que dans la gélatine, mais le processus de dissipation thermique propre au milieu devient très important. A cause de cela, on atteint plus rapidement la saturation dans le glycérol.

L'échauffement en surface des différents transducteurs est important. Il s'explique par deux faits: l'effet joule dû aux pertes électriques dans le transducteur et la conversion de l'énergie électrique en puissance acoustique. Dans tous les cas, le refroidissement en surface est indispensable. Il permet d'induire un échauffement maximum en profondeur. La position du point d'échauffement maximum dépend beaucoup de la conductivité thermique du milieu soumis au rayonnement ultrasonore. Une puissance de 20 watt permet d'atteindre, en ce point, des élévations de température avoisinant 10°C. Ce refroidissement assure un meilleur fonctionnement des céramiques dans la mesure où l'effet joule est considérablement réduit.

La table N°1 montre les températures obtenues après 10 minutes d'irradiation à 20 watts avec un refroidissement en surface. Avec une sonde cylindrique ou circulaire, on atteint, au maximum, une température de 30°C c'est à dire un gradient thermique de 10°C. Cependant la décroissance de température à partir de ce maximum est plus rapide pour la sonde cylindrique. Cela est dû à la distribution de l'intensité acoustique dans le milieu et la structure de l'onde. Dans le cas de la sonde rectangulaire, la température du point maximum est inférieure à 30 °C. En effet, cette sonde a une surface assez importante, ce qui diminue la densité de puissance dans le milieu de propagation et augmente les réflexions au niveau de l'interface eau de refroidissement-milieu soumis au rayonnement ultrasonore.

CONCLUSION GENERALE

De cette étude menée au Laboratoire d'Instrumentation Electronique de Nancy, nous pouvons dégager plusieurs conclusions:

1- sur l'avantage des ultrasons pour induire une hyperthermie localisée suffisante au sein de certaines tumeurs cancéreuses situées dans les cavités naturelles du corps humain.

En effet:

- le dispositif est simple à mettre en œuvre et donc moins coûteux,
- des puissances inférieures à 30 watts, qui correspondent à 3 W/cm^2 effectives transmises au milieu de propagation, sont largement suffisantes,

- la bonne directivité des faisceaux ultrasonores permet un contrôle de la région réellement soumise au rayonnement. Celle-ci peut être améliorée en utilisant une vobulation en fréquence. Nous avons montré que des taux de vobulation inférieurs à 5% produisent un champ uniforme sur toute l'ouverture du faisceau. K.M. Quan [98] remarque des effets similaires en utilisant un signal d'excitation composé de deux fréquences,

- la zone traitée peut être facilement élargie de deux manières différentes: soit en utilisant des céramiques de grandes dimensions, (des tubes ou des lames piézo-électriques assez longs) sans pour autant être obligé de changer la fréquence de résonance (ce qui n'est pas le cas pour les ondes électromagnétiques); dans ce cas, la directivité est moins bonne mais elle peut être améliorée par une vobulation en fréquence du signal d'excitation de la céramique autour de la résonance, soit en mettant plusieurs petites céramiques sur le même applicateur; dans ce cas, il est plus rentable d'utiliser un multiplexage permettant d'alimenter les différents éléments de l'applicateur par le même générateur,

- l'échauffement en profondeur est possible grâce à un système de refroidissement par circulation d'eau froide. Ce système permet, d'une part, un meilleur fonctionnement des céramiques et d'éviter les brûlures en surface et, d'autre part, de faire épouser la forme de la cavité naturelle par la sonde, donc d'éviter d'éventuelles poches d'air entre la sonde et le milieu traité,

- les systèmes de thermométrie classique à thermocouples et à thermistances sont utilisables. Cependant, des problèmes d'interférences entre le dispositif de mesure et l'onde acoustique peuvent rendre les mesures erronées. Ce problème est prépondérant, surtout dans les milieux très visqueux tel que la vaseline. Dans ce cas, il est nécessaire d'arrêter l'émission avant de faire la mesure;

2- une étude théorique préalable permet de choisir les dimensions de la céramique les plus convenables. Nous avons utilisé des modèles simples pour étudier le comportement de la céramique, le diagramme de rayonnement qui permet de connaître la profondeur de pénétration, la directivité et l'homogénéité du faisceau ultrasonore. La

détermination des éléments du circuit électrique équivalent permet de réaliser une adaptation d'impédance. L'étude du rapport de conversion de l'énergie électrique en énergie acoustique permet de doser la puissance effectivement transmise au milieu de propagation;

3- les résultats obtenus sont très encourageants et laissent présager l'application de chacune de ces sondes au traitement de certaines tumeurs cancéreuses intracavitaires.

Vu l'émission radiale et circonférentielle des sondes cylindriques, celles-ci peuvent être utilisées pour le traitement des tumeurs vaginales ou du rectum. Les sondes planes, quant à elles, sont destinées au traitement des tumeurs de la prostate.

Le matériel a été réalisé et testé au L.I.E.N.. Il permet d'induire une hyperthermie suffisante localisée à une profondeur pouvant atteindre 4 cm. Nous avons insisté sur les caractéristiques des faisceaux ultrasonores engendrés. Par une étude théorique simple, on peut prévoir le diagramme de rayonnement et donc choisir le type, les dimensions et le nombre des céramiques qui doivent équiper une sonde destinée à un traitement déterminé. Les mesures du diagramme de rayonnement sont reproductibles et concordent avec celles obtenues par d'autres équipes utilisant des méthodes différentes [41, 49, 59, 66, 91, 64, 82]. Les mesures de l'échauffement dans le glycérol et la gélatine mettent en évidence la production par ultrasons de l'hyperthermie localisée. Nous avons utilisé une fréquence ultrasonore de 1 MHz pour bénéficier d'une profondeur de pénétration tissulaire satisfaisante. La localisation de l'hyperthermie recouvre toute l'ouverture du faisceau et se situe à une profondeur allant de 2 à 4 cm, ceci tant que la durée d'irradiation n'excède pas 30 minutes. La localisation en profondeur peut être modulée par le changement de la température de l'eau de refroidissement.

Avant le passage au stade clinique, ces résultats doivent être vérifiés sur l'animal.

manuscrit

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - SHORT G.Jr., TURNER P.F.; Physical hyperthermia and cancer therapy; IEEE Proc., Vol. 68, Pt. A, N°1, January 1980.
- 2 - STROHBEHN J.W. and DOUPLE E.B.; Hyperthermia and cancer therapy A review of biomedical engineering contribution and challenges; IEEE on Biomed. Engineering, Vol. BME 31, N°12, Dec. 1984.
- 3 - GIAUX; Méthodes Générales de l'hyperthermie; 1er séminaire hyperthermie, 11-13 Mai 1987, WISSEMBOURG
- 4 - HAND J.W.; Electromagnetic techniques in cancer therapy by hyperthermia; IEEE Proc., Vol. 128, Pt. A, N°9, Dec. 1981.
- 5 - BECH A.J.; Electromagnetic Heating; Dans Physical Techniques in Clinical Hyperthermia, Edited by J.W. HAND and J.R. JAMES, Research Studies Press, 1986, 288.
- 6 - NUSSBAUM G.H.; Commercial hyperthermia competetion in the united states; dans Hyperthermie en cancérologie, 1er séminaire hyperthermie, 11-13 Mai 1987, WISSEMBOURG.
- 7 - ESCANYE J.M., ITTY C., ROBERT J.; Description and test of a 1,3 GHz Microwave Hyperthermia Generator; Int., Symposium, on biomed., Thermology, Strasbourg, 1981.
- 8 - ESCANYE J.M., ITTY C., ROBERT J.; 434 Microwave generator for localized hyperthermia; Int., Symposium, on biomed., Thermology, Strasbourg, 1981.
- 9 - GUENDOUZ L., Appicateur 27 MHz à épaulement et application en hyperthermie anticancéreuse; Doctorat de l'université de Nancy I, 1986.
- 10 - AUDET J., BOLOMEY J.C., PICHOT C., N'GUYEN D.D., ROBILLARD M., CHIVE M., LEROY Y.; Electrical characteristics of waveguide applicators for medical applications; J. Microwave Power, 15(3), 1980, 177.
- 11 - CHIVE M., PLANCOT M., GIAUX G., PREVOST B.; Microwave hyperthermia controlled by microwave radiometry: technical aspects and first clinical results; J. Microwave Power, 19(4), 1984, 233.
- 12 - LEDEE R., CHIVE M., PLANCOT M.; Microstrip microslut antennas for biolmedical applications: frequency analysis of different prametr of this type of applicator; Electronics Letters, 21(7), 1985.
- 13 - LEDEE R., PRIBETICH P., KENNIS P., CHIVE M.; Approch to modelling of microstrip microslot applicator; Electronics Letters, 23, 1987, 829.
- 14 - CHRISTENSEN D.A., DURNEY C.M., Hyperthermia production for cancer therapy: A review of fundamentals and methods, J. of Microwave Power 16(2), 89, 1981

- 15 - CHIVE M.; Hyperthermie superficielle et semi-profonde; 1er séminaire hyperthermie, 11-13 Mai 1987, WISSEMBOURG
- 16 - HAGMANN M.J. And LEVIN R.L.; aberrant Heating: A Problem in regional hyperthermia; IEEE on Biomed. Engineering, Vol. BME 33,N°4, April 1986.
- 17 - BENSEVAL I.M.; Hyperthermie localisée dans le traitement des tumeurs profondes; La presse médicale, Fev. 1984, N°8, 13.
- 18 - KREMKAU F.W.; Cancer therapy with ultrasound: A historical review; J. Clin. Ultrasound, 7 August 1979, 287-300.
- 19 - KREMKAU F.W.; Research in cancer therapy with ultrasound; Ultrasonics Symposium Proceeding 1977.
- 20 - ASTRAHAN M.A., SAPOZINK M.D., COHEN D., LUXTON G., KAMPP T.D., BOYD S., PETROVICH Z.; Microwave applicator for transurethral hyperthermia of benign prostatic hyperplasia; Int. J. Hyperthermia, vol.5, N°3, 283-296, 1989.
- 21 - MENDECKI J., FRIEDENTHAL E., BOTSTEIN C., PAGLIONE R., STREZGER F.; Microwave applicators for localized hyperthermia treatment of cancer of the prostate; Radiation Oncology Biology Physics, vol.6, N°11, 1980.
- 22 - HAND J.W., BLAKE P.R., HOPEWELL J.W., LAMBERT H.W., FIELD S.B., A Coaxial applicator for intracavitary hyperthermia of carcinoma of the cervix, Biomedical Thermology, p 635-639, 1982.
- 23 - VALDAGNI R., AMICHETTI M., CRISTOFORETTI L., Intracavitary hyperthermia: Construction and heat patterns of individualized vaginal prototype applicators, Int. J. Hyperthermia, vol.4, n°5, p 457, 1988
- 24 - FABRE J.J., CHIVE M., Intracavitary Multiapplicators For Microwave Hyperthermia and Radiometry, I.T.B.M., Vol.9, 116, 1988
- 25 - LI D.J., CHOU C.K., LUK K.H., XIE C.F., McDUGALL J.A., HUANG G.Z., Design of intracavitary microwave applicators for the treatment of uterine cervix carcinoma and its preliminary clinical applications, In Hyperthermic Oncology 1988 Ed.T.SUGAHARA and M.SAIT Taylor and Francis, 604-605.
- 26 - BUCK W., Slotted cylinder antenna for selective electromagnetic heating inside the human body, Journal of Microwave power, 17(3), 548, 1987
- 27 - KEIICHI FUJIWARA, ICHIRO KOHNO, KAORN SEKIBA, Therapeutic Effect of Hyperthermia Combined With chemotherapy on vulvar and vaginal carcinoma, Acta Med 41,2, 55, 1987
- 28 - TREMBLY B.S.; The effects of driving frequency and antenna length on power deposition within a microwave antenna array used for hyperthermia; IEEE Transactions on Biomedical Engineering, vol. 32, N°2, 1985.
- 29 - BROCHAT S.L., CHOU C.K., LUK K.H., ISHIMARU A.W. GUYA.; An

- insulated dipole applicator for intracavitary hyperthermia; IEEE Transactions on Biomedical Engineering, vol. 35, N°3, 1988.
- 30 - HAAR G.T., HOPEWELL J.N., The induction of hyperthermia by ultrasound: its value and associated problem, single,static, plane; Phy. Med. Biol. , vol.28, n°8, 889, 1983.
 - 31- LELE P.P., Hyperthermia by ultrasound, Proc. of Int. Symposium in cancer therapy by hyperthermia and radiation, April 28-30, Washington, 168, 1975
 - 32- TOBIAS J., HYNYNEN K., ROEMER R., GUTHKELCH A.N., FLEISCHER A.S, SHIVELY J.; An ultrasound window to perform scanned, focused ultrasound hyperthermia treatments of brain tumors, Med. Phy., 14(2), 228, Mar-Apr 1987
 - 33 - HYNYNEN K., ROEMER R., ANHALT D., JOHNSON C., XU Z.X., SWINDELL W., CETAS T.; A scanned focused multiple transducer ultrasonic system for localized hyperthermia treatment; Int. J. Hyperthermia, Vol. 3, n°1, 21-25, 1987
 - 34 - BURDETTE E.C., S.A.GOSS, C.A.CAIN, R.L.MAGIN, L.A.FRIZZELL, M.M.CHEN, K.R.HOLMES; Integrative systems concept for clinical ultrasound hyperthermia;
 - 35 - SARVAZYAN A.P.; Acoustic properties of tissues relevant to therapeutic applications;
 - 36 - GOSS S.A., JOHNSTON R.L., DUNN F.; Comprehensive compilation of empirical ultrasonic properties of mammalian tissues II; J. Acous. Soc. Am., 64(2), 423, 1987.
 - 37 - GOSS S.A., JOHNSTON R.L., DUNN F.; Compilation of empirical ultrasonic properties of mammalian tissues II; J. Acous. Soc. Am., 68(1), 93, 1987.
 - 38 - WAAG R.C.; A review of tissue characterization from ultrasonic scattering; IEEE Tras. Actions on Biom. Eng., 1984, Vol.31, N°12, 884.
 - 39-FEI D.Y., K.K.SHUNG, T.M.WILSON; Ultrasonic backscatter from bovine tissue: Variation with pathology; J. Acous. Soc. Am., 81(1), 167, 1987.
 - 40 - MARMORD J.B. POUNDS, POSTIC T.B. , HAHN G.M. ; Treatment of superficial neoplasmas by local hyperthermia induced by ultrasound; Cancer, 43, 1979, 188-97.
 - 41 - GORDON SHORT J., P.F.TURNER; Physical hyperthermia and cancer therapy; Proc. IEEE, Vol. 68, N°1,1980, 133.
 - 42 - HILL C.R.; Ultrasound biophysics: A perspective; Br. J. Cancer, 45, 46, 1982.
 - 43 - CORRY P.M.; Combined ultrasound treatment of human superficial tumors; Radiology, 145, 1982, 165-169.
 - 44 - CORRY P.M.; Ultrasound induced hyperthermia for the treatment of human

- superficial tumors; J.Radiology Oncology Biology Physics, Vol.3, 1225-1229, 1982.
- 45 - HAAR G.T., HAND J.W. ; A review article: Heating technique in hyperthermia;
- 46 - HAAR G.T., J.W.HOPEWELL; The induction of hyperthermia by ultrasound: Its value and associated problem; Phys.Med., Vol.28, N°8, 889-896, 1983.
- 47 - SWINDELL W., dans Physical techniques in clinical hyperthermia, Edited by J.W. HAND and J.R. JAMES, Research Studies Press, 1986, 288.
- 48 - UNDERWOOD H.R., E.C.BURDETTE; A multielement ultrasonic hyperthermia applicator with independent element control; Int. J. of Hyperthermia, Vol.3, N°8, 1987, 257-267.
- 49 - OM PRAKASH; Approche experimentale de l'hyperthermie induite par ultrasons et microondes dans les milieux biologiques; Thèse de l'université de Nancy I, 1979.
- 50 - AGHDAEI M.H.; Dispositif ultrasonore pour hyperthermie localisée dans le traitement des tumeurs cancéreuses; Docteur ingénieur en génie électrique, 1982.
- 51 - MARCHAL C., P.BEY, M.L.GAULARD, J.ROBERT; Treatment of superficial human cancerous nodules by local ultrasound hyperthermia; Br. J. Cancer, 45, 243, 1982.
- 52 - SHUNG K.K.; General engineering principles in diagnostic ultrasound; IEEE Eng. in Med. and Biol Mag., Dec 1987, 7.
- 53 - MAIR H.D., D.A.HUTCHINS, P.A.PUHACH; Intensity fields of continuous wave axisymmetric transducers; J. Acous. Soc. Amer. 81(2), 1987, 328.
- 54 - MASON W.P.; Physical Acoustics: Principles and Methods; I-A, Academic Press New York, 1964.
- 55 - ROSSI M.; Electroacoustique ; Traité d'électricité d'électronique et d'électrotechnique, DUNOD 1986.
- 56 - HAND J.W., J.R.JAMES; Physical techniques in hyperthermia; Research Studies Press, England, JOHN WILY & SONS INC., New York 1986.
- 57 - DIEULSAINTE E., D.ROYER; Ondes élastiques dans les solides: Application au traitement de signal; Masson & Cie Editeurs, 1974.
- 58 - MORSE P.M., K.U.INGARD; Theoretical acoustics; Mc Graw-Hill Company, New York, 1968.
- 59 - HUTCHINS D.A., H.D.MAIR, P.A.PUHACH, A.J.OSEI; Continuous wave pressure fields of ultrasonic transducers; J. Acous. Soc. Amer. 80(1), 1986, 1.
- 60 - KAZYS R., A.LUKOSEVICIUS; Optimization of the piezoelectric transducer response by means electrical correcting circuits; Ultrasonics, May 1977, 111.
- 61 - KOSSOFF G.; The effect of backing and matching on the performance of piezoelectric ceramic transducers; IEEE Trans.on Sonics and Ultrasonics, SU-13(1), 1966, 20.

- 62 - BROWN B., J.E.GOODMAN; Ultrasons de haute intensité: Applications industrielles; DUNOD, PARIS, 1971
- 63 - CATALOGUE QUARTZ & SILICE; Céramiques piézoélectriques
- 64 - DJELOUAH H., BABOUX J.C., PERDIX M.; The transient field of planar ultrasonic transducer coupled to a lens: Experiments and simulations; J., Acoust. Soc. Am., 87(1), 1990, 76.
- 65- BERKTAY H.O., M.J. LANCASTER; An analytical expression for the near field of a circular piston radiator; J. of Sound and Vibration, 137(2), 1990, 319-25.
- 66 - MASON W.P., R.N.THUTSTON; Physical acoustics: principles and methods; Vol XIV, Academic Press New York, 1979.
- 67 - SONG T.K., S.B. PARK; A closed form field analysis of a broad band annular array; IEEE, Trans. on Ultras. Ferroelec. and Freq. Contr., 36(6), 1989, 661.
- 68 - SUNG S.H.; Acoustic wave analysis of ultrasonic transducers; J., Acoust. Soc. Am., 86(4), 1989, 1595.
- 69 - RENAUD P., J.Y.CHAPELON, D.CATHIGNOL, J.JOSSINET; Estimation des caractéristiques électromécaniques du transducteur ultrasonore: Confrontation théorie expérimentation; RBM, 7(6), 1985, 369.
- 70 - DOMARKAS V.I., R.I.Yu KAZHIS; Matching of a piezoelectric transducer with the working medium; Soviet Phys. Acous., 20(5), 1975, 435.
- 71 - NAILLON N., R.H. COURSANT, F.BESNIER; Analyse des structures piézoélectriques par la méthode des éléments finis; Acta Electronica, 25(4), 1983, 341.
- 72 - LEGOUIS T., J.NICOLAS; Phase gradient method of measuring the acoustic impedance of materials; J.Acous.Soc.Amer., 81(1), 1987, 44.
- 73 - DENKMANN W.J., R.E.NICKELL, D.C.STICKLER; Analysis of structural acoustic interaction in metal-ceramic transducers; IEEE trans. Audio. and Electroacoustical, AU-21(4), 1973, 317.
- 74 - RIMOLZ R.K., D.A.LEEDOM, G.L.MATTHAEI; New equivalent circuit for elementary piezoelectric transducers; Electronics Letters, 6(13), 1970, 399.
- 75 - LEEDOM D.A., R.K.RIMOLZ, G.L.MATTHAEI; Equivalent circuit for having arbitrary even or odd symmetry piezoelectric excitation; IEEE Trans. on Sonics and Ultras., SU-18(3), 1971, 128.
- 76 - BILTZ J.; Fundamentals of ultrasonics; London Butterworths 1963.
- 77 - FREEMANN F.; Measurement of liquider borne ultrasonic power; Ultrasonics, jan-March, 1963, 27-34.
- 78 - ZIENIUK J., CHIVERS R.C., Measurement of ultrasonic exposure with radiation force and thermal methodes, Ultrasonics, 1976

- 79 - FRY W.J., FRY R.B., Determination of absolute sound levels and acoustic absorption coefficients by thermocouples probes-Theory, J. Acoustical Society of America, vol.26, n°3, 294, 1954
- 80 - FRY W.J., FRY R.B., Determination of absolute sound levels and acoustic absorption coefficients by thermocouples probes-Experiments, J. Acoustical Society of America, vol.26, n°3, 311, 1954
- 81 - MARTIN C.J., LAN A.NR., The use of thermistor probes to measure energy distribution in ultrasound fields, Ultrasonics, 127, 1980.
- 82 - TOSSER A., M.L. GAULARD; Création par ultrasons d'une hyperthermie localisée, étude des paramètres physiques et biologiques; Compte Rendu de Fin d'Etude de Recherche, 1979.
- 83 - FLORISSON C.; Procédé de mesure absolue de la puissance acoustique d'un flux d'ultrasons dans un liquide; C.R. Acad. Sc. Paris, 235, 27, 1952.
- 84 - FARMERY M.J., WHITTINGHAM T.A.; A portable radiation-force balance for use with diagnostic ultrasonic equipment; Ultrasound in Med. and Biol., 3, 1978, 373-9.
- 85 - CARSON P.L., FISHELLA P.R., OUGGHTON T.V.; Ultrasonic power and intensities produced by diagnostic ultrasound equipment; Ultrasound in Med. and Biol., 3, 1978, 341-50.
- 86 - BINDAL V.N., SINGH V.R.? GURMUKH SINGH; Acoustic power measurement of medical ultrasonic probes using strain gauge technique; Ultrasonics, 18(1), 1980, 28-32.
- 87 - KOSSOF K.; Balance technique for the measurement of very low ultrasonic power outputs; Acustica, 12, 1962, 84-90.
- 88 - KLEIN E.; Absolute sound measurements in liquids; J. Acoustical Society of America, 10, 105, 1938.
- 89 - NEUBAUER W.G. dans Physical acoustics: Principles and methods; Vol. X, Edited by W.P. MASON and R.N. THURSTON, Academic Press, 1973, p61.
- 90 - MAZE G.; Contribution à l'étude de la réflexion des ondes ultrasonores sur une interface "eau-métal"; Doctorat de 3^e cycle de physique de solide Université de Rouen, 1974.
- 91 - DIEDERICH C.J., HYNYNEN K.; Induced hyperthermia using an intracavitary multi-element ultrasonic applicator; IEEE, Trans. Biol. Eng., April, 1989.
- 92 - PRIEUR G., M.NADI, C.MARCHAL, A.CHITNALAH,,BEY; A cylindrical ultrasound probe; Congrès IEEE N.O. 1987.
- 93 - MARCHAL C., A.CHITNALAH, M.NADI, G.PRIEUR, BEY; Cylindrical ultrasound probe for intracavitary hyperthermia, Amsterdam 1988.

- 94 - CHITNALAH A., G.PRIEUR, C.MARCHAL; Développement de sondes ultrasonores cylindriques pour hyperthermie intracavitaire; ITBM , Vol.11, N°2,154, 1990.
- 95 - CHITNALAH A., A.THIELTGEN, G.PRIEUR, C.MARCHAL; Développement of ultrasonic probes for intracavitary hyperthermia; Soumis à publication dans Int. J. of Hyperthermia.
- 96 - CHITNALAH A., C.MARCHAL, G.PRIEUR; Sonde plane ultrasonre pour hyperthermie intracavitaire; FORUM JEUNES CHERCHEURS ITBM 1990.
- 98 - QUAN K.M., SHIRIAN M., WATIMOUGH D.J.; Applicators for generating ultrasound-induced hyperthermia in neoplastic tumors and for use in ultrasound physiotherapy; Phys. Med. Biol., 34(11), 1989, 1719-31.
- 99 - CHAN H.L.W., CHIANG K.S., PRICE D.C., GARDNER J.L.? BRINCH J.; Use of a fibre optic hydrophone in measuring acoustic parametrs of high power hyperthermia transducers; Phys. Med. Biol., 34(11), 1989, 1609-22.
- 100 - SCHUWERT P.E.; Characteristics of tissue equivalent gels intended for passive test procedures of ultrasonic scanner performance; Ultrasonics, Nov 1982, 275.
- 101 - MARMOR J.B., DOUGLAS P., HAHN N., HAHN G.M.; Treating spontanuous tumors in dogs and cats by ultrasound-induced hyperthermia; Int. J. Radiol. Oncol. Phys., 4, 1978, 967-77.
- 102 - MARMOR J.B., HAHN G.M.; Ultrasound heating in previously irradiated sites; Int. J. Radiol. Oncol. Phys., 4, 1978, 1029-32.
- 103 - HILL R.C.; The possibilty of hazards in medical and industrial applications of ultrasound; Br. J. Radiol., 41, 1968, 561-69.
- 104 - CLARKE P.R., HILL C.R., ADAMS K.; Synergism between ultrasound and X-rays in tumours therapy; Br. J. Radiol., 43, 1970, 97-99.
- 105 - SCHMITT F.O., UHLEMEYER B.; The mechanism of the lethal effects of ultrasonic radiation; Proc. Soc. Exp.Biol. Med., 1969, 626.
- 106 - DUNN F., MACLEOD R.M.; Effects of intense non cavitating ultrasound on selected enzymes; J. Acoust. Soc. Am., 44(4), 1968, 932.
- 107 - NAUTS H.C.; Pyrogen therapy of cancer: A historical overview and current activities; Acta. Med. Scand. Suppl., 1, 1953, 239.

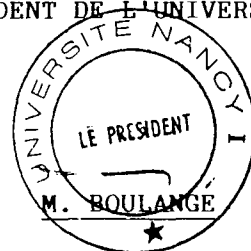
NOM DE L'ETUDIANT : CHITNALAH AHMED

NATURE DE LA THESE : DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I
EN METROLOGIE, AUTOMATIQUE ET ELECTROTECHNIQUE

VU, APPROUVE ET PERMIS D'IMPRIMER

NANCY, le 18 DEC. 1990 / 2630

LE PRESIDENT DE L'UNIVERSITE DE NANCY I



Résumé

Notre travail concerne l'étude, la réalisation et la caractérisation des sondes ultrasonores pour le traitement des tumeurs cancéreuses vaginales, prostatiques ou du rectum; par hyperthermie intracavitaire.

La première partie présente l'approche théorique des caractéristiques des différentes céramiques utilisées. Nous avons étudié le rendement, l'impédance électrique et le circuit électrique équivalent. Un algorithme, utilisant la méthode d'intégration de SIMPSON, permet le calcul numérique du diagramme de rayonnement.

La deuxième partie présente la méthodologie et les résultats expérimentaux.

La distribution spatiale de l'intensité acoustique dans l'eau et le glycérol a été mesurée par un détecteur piézo-électrique de petite taille. Ainsi la directivité et la profondeur de pénétration des faisceaux ultrasonores ont été déterminés. Il est montré qu'une vibration permet d'améliorer l'homogénéité du faisceau sur toute son ouverture. Ainsi ont été étudiés les variations des gradients thermiques dans l'espace, en fonction du temps et de la puissance d'émission. Le refroidissement des applicateurs en surface permet de produire un échauffement en profondeur.

Mots Clés: Acoustique, Ultrasons, Transducteurs, Distributions thermiques, Hyperthermie intracavitaire, Cancérologie.

Abstract

Our work concerns conception, realization and characterization of ultrasonic probes fitted for use in treatment of vaginal, prostatic or rectal cancerous tumors by the way of intracavitary hyperthermia.

In a first part, a theoretical approach of the characteristics of the ceramics is done. Efficiency, electric impedance and the equivalent circuit studied. An algorithm, using SIMPSON's integration method, allows to calculate the beam diagram.

The second part is devoted to the methodology and the experimental results.

The spatial distribution of acoustic intensity has been measured in water and glycerol by means of a low dimension piezoelectric detector. So the directivity and the penetration depth of the ultrasonic beam have been determined. We have shown that wobbling improves the beam homogeneity on its whole width. Variations of thermic gradients in space are shown as function of time and emission powers. Superficial cooling allows to produce a maximum of hyperthermia in depth.

Key Words: Acoustic, Ultrasonic, Transducer, Thermic distribution, Intracavitary hyperthermia, Oncology.