

TITRE :

**ANALYSE PAR ONDES GENEREES PAR LASER IMPULSIONNEL
DU COMPORTEMENT ACOUSTIQUE DE CIBLES IMMERGEES DANS
L'EAU.**

AUTEURS :

**J.P LONGUEMARD, H. EL MEKKI, and Y. MEVEL.
Laboratoire Electronique, Physique Appliquée &
Productique.Ecole Centrale de Paris, Grande Voie des
Vignes, 92290 Châtenay-Malabry.**

ABSTRACT

The present work describes two methods for the detection of immersed samples in water, based on generation of ultrasounds by a pulsed CO₂ laser. The first is with emission by laser and detection by hydrophone and the second is with emission and detection by laser. This methods wich are able to generate ultrasounds, in wide range of frequency, are different of the classic techniques (transducer in generation and discharge of capacity able to product shock waves between two electrodes in contact with the water with transducer in detection).

This system of inspection is without contact and compatible with the water in generation and detection.

RESUME

La détection d'anomalie du comportement acoustique d'un milieu quelconque repose généralement sur la détection d'ondes provoquées par une rupture d'impédance, ce qui se traduit par un écho. L'analyse de ce dernier renseigne sur la nature et la position de l'anomalie. Plusieurs méthodes sont possibles pour générer les ondes acoustiques, elles dépendent généralement de la portée souhaitée, mais elles font toujours appel à un contact avec le milieu. Ce dernier est soit mécanique pour les transducteurs piézoélectriques, soit électrique (décharge de capacité à travers l'eau créant par là même une conversion d'énergie).

Le système proposé par les auteurs peut être sans contact pour la génération et la détection des ondes. Deux voies sont alors possibles :

- émission avec laser et détection avec un hydrophone,
- émission et détection avec laser.

L'émission large bande du point de vue acoustique est à même de permettre une analyse fréquentielle étendue.

I INTRODUCTION

La génération d'ondes acoustiques dans les fluides peut se faire suivant plusieurs processus physiques, (conversion thermoélastique, ablation, vaporisation ou phénomènes d'ionisation...). La première méthode étant plus favorable à la création d'ondes transversales, ne pouvant se propager dans l'eau, nous chercherons donc à travailler en régime d'ablation qui génère une onde acoustique par éjection de matière provoquant ainsi une force de réaction d'où une contrainte mécanique à l'interface air-eau qui durera aussi longtemps qu'il y aura évaporation de l'eau.

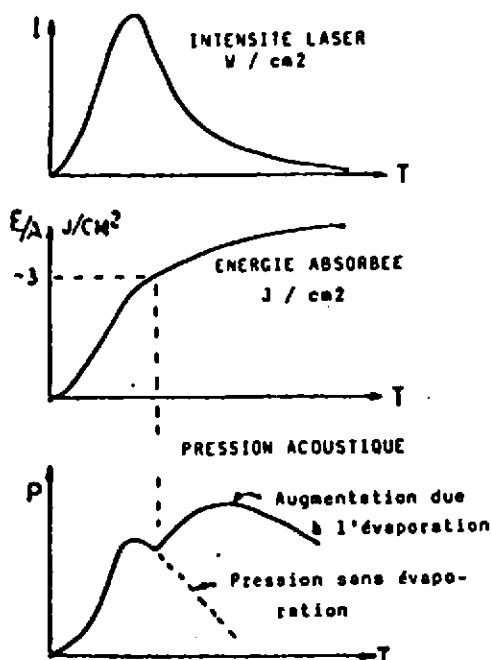


Figure n°1 Intensité acoustique en du temps (effet de l'évaporation sur le pic de pression)

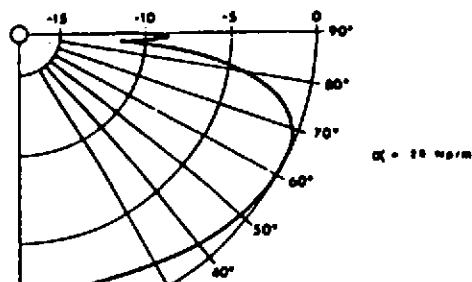


Figure n°2 Lobe de fonction rayonnement d'une onde de compression créée par laser

Pour une intensité importante il y a création d'un plasma qui en fait peut faire écran entre le point d'impact et le faisceau, donc réfléchir l'énergie avant son arrivée au contact de l'eau. Cependant, si le point de focalisation optique a lieu sous interface eau-air, le rendement de la conversion d'énergie optique en énergie acoustique peut être très élevé (10 à 30%). Nous avons choisi, pour émettre, une source CO₂ TEA fournissant 15 mJ en 0,09 microsecondes avec une focale de 52 mm. Cette configuration conduit à une puissance crête de 170 Kw appliquée

sur une section circulaire d'émission initiale de 0,4 mm de diamètre. La densité d'énergie incidente en surface est proche de 1,2 MW/mm² ce qui conduit à coup sûr au régime d'ablation.

La détection est faite, dans un premier temps par un hydrophone fig n°3) permettant de valider le comportement acoustique de l'eau puis par une sonde interférométrique de type Mac Zender.

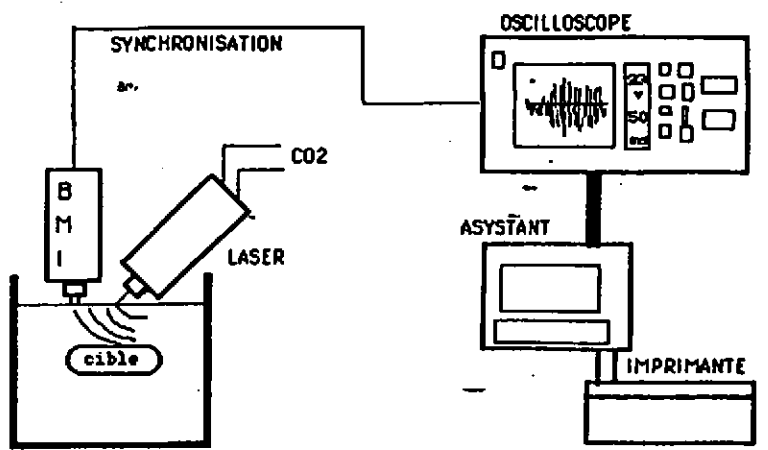


Figure n° 3 Montage expérimental

II COMPORTEMENT ACOUSTIQUE

La faible profondeur de pénétration des ondes optiques δ de 10,6 mm de longueur d'onde, que ce soit dans les fluides conducteur comme l'eau de mer ou dans l'eau courante ou encore dans les matériaux fait qu'un très faible volume de matière sera concerné (de quelques dizaines de nanomètres de profondeur pour une section nettement inférieure au mm²) ce qui, même pour un fort coefficient de réflexion R des ondes optiques aux interfaces (ex : cas des métaux où R est compris entre 95% et 99% à température ambiante), induit une contrainte σ définie par:

$$\sigma = \frac{I^2}{\rho (L + C(T_v - T_i)^2)}$$

où

I est la densité énergétique absorbée en surface,
L est la chaleur latente de vaporisation,
 T_v est la température de vaporisation,
 T_i est la température initiale,
C est la chaleur spécifique,
 ρ est la masse volumique.

Une très haute énergie focalisée dans l'air (par exemple pour un CO₂ TEA) serait à même de provoquer une détonation dont les effets seraient comparables à une thermoablation) mais d'un moins bon rendement global.

Nous sommes en présence d'une force mécanique dont la durée d'émission est très courte (inférieure à 0,1 microseconde). Le spectre de fréquence, émis si l'on considère que la pression initiale P_0 est constante durant toute l'émission de durée τ est définie par :

$$P_0(\omega) = \frac{P_0 \tau \sin\left(\frac{\omega \tau}{2}\right)}{\left(\frac{\omega \tau}{2}\right)}$$

Chacune des ondes de fréquences ω_m se propagera (source d'émission ponctuelle) suivant la direction θ sous la forme :

$$P_m(t, \theta) = \frac{P_0(\omega_m)}{r} \exp(-\delta(\omega_m)r) \exp[j(\omega_m t - k_m r)] U_L(\theta_m)$$

où

r est la distance parcourue par l'onde,

k est le nombre d'onde,

$U_L(\theta_m)$ est la directivité défini par rapport à la normale au point d'impact, à la fréquence m ,

δ est le décrément logarithmique d'atténuation, croissant avec la fréquence ω_m .

Un élément métallique immergé dans l'eau recevra une énergie acoustique correspondant à la section d'interaction soit, pour l'ensemble des fréquences, et suivant la direction θ_n , associée au trajet r_n ,

$$P = \sum_m \sum_n P_0(\omega_m, r_n) U_L(\theta_{n,m})$$

$$P = \sum_m \sum_n \frac{P_0(\omega_m)}{r_n} \exp(-\delta(\omega_m)r_n) \exp[j(\omega_m t - k_m r_n)] U_L(\theta_{n,m})$$

Cette énergie incidente provoquera des ondes diffusées (ou réfléchies pour une section plane), des ondes absorbées qui, à l'intérieur du corps, auront un comportement fonction de la forme et de la nature de celui-ci. En effet, outre la réflexion directe de l'énergie qui peut être captée suivant une méthode traditionnelle d'échographie, la cible vibrera sur ses modes propres et de ce fait réémettra également selon ces modes.

Les fréquences de résonance pour des cylindres en métal de longueur L et de diamètre d , tel que ($L > d$) sont définies, pour les ondes transversales, ainsi que pour les ondes de compression, par le rapport longueur cylindre en regard de la longueur d'onde acoustique.

Ces fréquences seront généralement faibles par rapport à la fréquence centrale émise par le pulse laser. Les signaux acoustiques captés seront, pour un hydrophone, représentatifs des modes de résonance, pour une sonde optique, représentatifs de l'ensemble mais dans ce cas l'acquisition des données pourra être limitative (cas de très hautes fréquences).

III ANALYSE EXPERIMENTALE

La chaîne expérimentale comprend une source laser TEA CO₂, une détection, soit par hydrophone immergé, soit par une sonde interférométrique pour le fonctionnement aérien complétés par une acquisition numérique. Les expériences sont conduites dans une cuve de 1 mètre de côté, de grandes dimensions par rapport aux grandeurs des cibles et des longueurs d'ondes acoustiques utilisées. Le fond de cette dernière est recouvert de sable et les parois sont absorbantes, (- 12 à 20 dB suivant les fréquences). Plusieurs cylindres furent testés (cf tableau ci dessous) dans l'air en suspension et posés sur le fond.

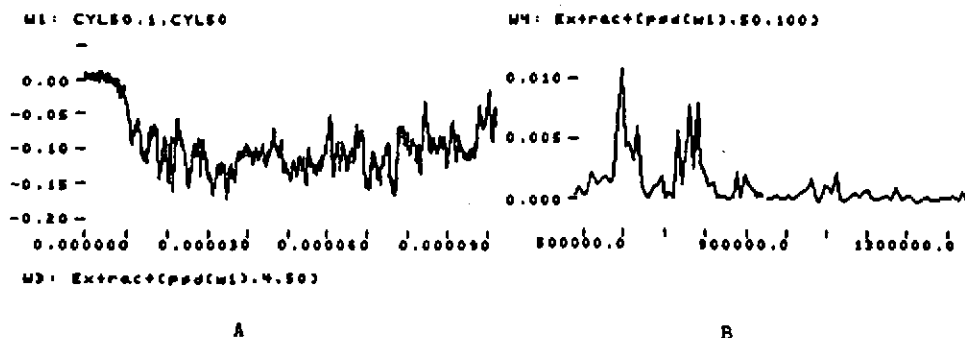


Figure n° 4. a) Réponse temporelle d'un cylindre dans l'air b) Réponse fréquentielle associée

Cylindre n°	L Mm	d Mm	Fréquences modales	Nature	Position expérience
1	50	20	≈ 60KHzL	Al	en suspension
2	50	20	≈ 60 KHzL	Ac	en suspension
3	50	20	≈ 64 KHzL 32 KHzT	Ac	en suspension
4	14,5	6,9	37 KHzL 16 KHzT	laiton	en appui sur le fond

TABLEAU N°1 Expériences réalisées

	0,8	1	1,2	1,5	1,8	2	décroît avec
E_{MW}/mm^2							
Niveau mesuré Après amplification en volt	0,5	4	10	12	5	0,5	focalisation au dessus de l'eau
Distance lentille eau mm	30	35	40	45	50	foc	55

**TABEAU n° 2 Effet de la densité d'énergie sur le niveau
acoustique**

angle (°) d'incidence	0	10	20	30	40	50	60	70	80
niveau capté V25	5	5	4,5	5,5	5	5	5	4V	3

**TABEAU n° 3 Relation angle incidence du faisceau laser niveau
acoustique**

Pour une énergie donnée les paramètres pouvant intervenir sur le niveau acoustique capté sont :

- la densité énergétique,
- l'angle d'incidence que fait l'axe du faisceau laser par rapport à l'interface.

a) influence des paramètres à l'émission

Pratiquement le niveau acoustique en fonction de la densité énergétique est maximal lorsque le point théorique de focalisation se trouve à quelques millimètres au dessous de la surface.

Ce phénomène s'explique par la création d'un plasma qui protège l'eau lorsque la focalisation se fait dans l'air. Ce dernier semble peut affecter par l'incidence du rayon laser. En plaçant la source de telle façon qu'il n'y ait pas de plasma nous obtenons les résultats suivants (tableau n° 3) qui montrent que ce paramètre est peu important sur le niveau capté (écho) et ce jusqu'à une incidence de 70 degrés.

Cette possibilité permettra donc d'illuminer la zone de travail sous l'impact de la sonde optique de contrôle sans avoir pour autant à réaliser une tête colinéaire (émission détection sans contact).

b) détection de cylindres immergés, contrôle avec hydrophone.

La bande passante de ce dernier (de quelques Kz à 100 Khz) compte tenu de la dimension des cibles, ne permet que l'exploitation en bande étroite (fig n° 2). Les signaux captés par le récepteur comprennent le premier écho, ou signal direct, puis l'écho du à la cible, ensuite les échos multiples fig n°5. La distinction entre les deux premiers échos est nette mais nous n'observons pas de différences très nettes en ce qui concerne les échos suivants les niveaux relatifs des 1er écho et 2ème

écho sont pratiquement égaux à l'unité pour l'aluminium et l'acier.

Cependant ce rapport dépasse 1,4 pour la cible n°3 en laiton. Le niveau capté, dû aux cibles est de 15 dB supérieur au niveau du bruit et des échos multiples présents dans la cuve d'essais.

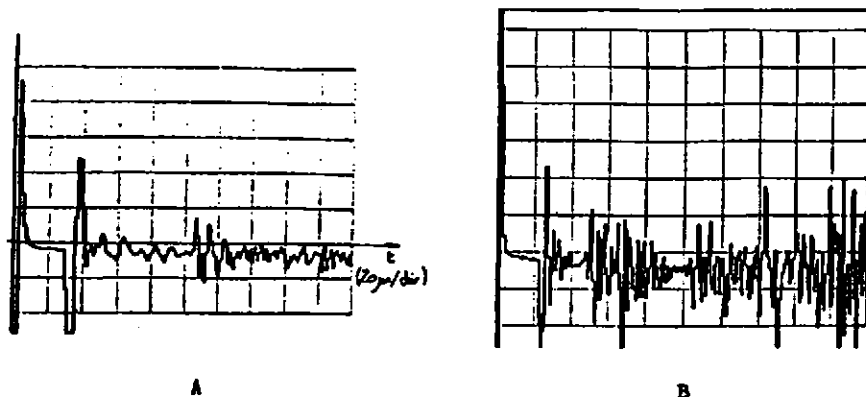


Figure n°5 Réponse temporelle mesurée par hydrophone a) cuve sans cylindre b) cuve avec cylindre

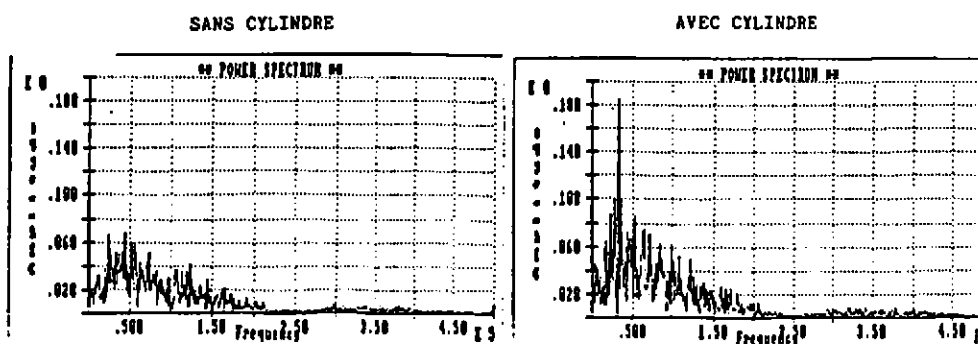


Figure n°6 Différence de réponse spectrale dans la cuve avec et sans cylindre, avec émission détection laser

c) essais en émission-détection laser.

Le contrôle des modes de résonance de ces petits cylindres dans l'air confirme la présence d'un mode aux alentours de 60 KHz pour les ondes de compression, et de 32 KHz pour les ondes de cisaillement pour des cylindres de 50 mm de long, ce qui correspond aux calculs préliminaires et aux essais dans l'air.

Le premier mode fut retrouvé lorsque les cibles furent mises dans l'eau. L'orientation du cylindre par rapport à l'axe de détection du laser joue un rôle assez difficile à mettre en évidence mais nous avons pu détecter la présence d'une anomalie même pour une cible en appui sur le fond où le premier mode longitudinal de la cible apparaît très nettement.

IV CONCLUSION

Ces essais de faisabilité ont montré que la génération d'ultrasons par laser TEA CO₂ impulsif est tout à fait possible pour détecter une anomalie dans l'eau. Il semble que la densité de puissance la plus favorable se situe aux alentours de 1,2-1,5 MW/mm².

L'orientation de l'axe du faisceau laser d'émission par rapport au plan d'eau n'a pas une grande importance entre zéro et soixante dix degrés, ce qui va dans le sens d'une génération possible par différents états de mer. Le lobe de rayonnement sous l'interface, en régime d'ablation, étant lui même très régulier soit une seule foliole de grande ouverture.

Les modes basses fréquences observées dans l'air sur des cylindres ont été retrouvés lorsque ceux-ci étaient immergés dans l'eau avec émission et détection laser par sonde interférométrique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. BRUCE, MACCABEE Laser induced underwater sound, Ultrasonics symposium Proceedings, vol. 2, 1987, p.1099-1108.
- [2] B.R. TITMAN, L.J. GRAHAM, R.LINERBAGER Laser induced acoustic shock waves, Ultrasonics Symposium. Proceeding, vol 2, 1987, p.1121-1123.
- [3] Y.H. BERTHELOT, I.J. BUSCH-VISHNIAC Laser induced thermoacoustic radiation, J. acoust. Soc. am, 1985, p. 2074-2082.
- [4] J.P. MONCHALIN. Optical detection of ultrasounds, IEEE Transactions on Ultrasonics, ferroelectrics, and Frequency Control, vol UFFC- 33, n°5, septembre 1986, pp. 485-499.
- [5] J.P. LONGUEMARD, J. CHAARI, A. TARRATS, B. DUPONT. Génération d'ultrasons dans les matériaux par laser impulsif CO₂, Application à la métrologie sans contact. 1er congrès Français d'acoustique, J de Phys, Fasc 2, C2 1990.
- [6] J.P. MONCHALIN, J.D. AUSSEL, R. HEON, J.F. BUSSIERE, P. BOUCHARD, J. GUEVREMONT, and C. PADIOLEAU. Laser-Ultrasonic developments towards industrial application, Ultrasonics Symposium 1989, National Research Council of CANADA, Industrial Research Institute, p. 1041-1044.
- [7] Y.H. BERTHELOT, I.J. BUSCH, VISHINIAC, laser induced thermoacoustic radiation. J. acoust. Soc. Am., 1985, p.2074-2082.
- [8] R.S. LARSON, Optoacoustic Interactions in fluids, Applied Research Laboratories, Texas 1974.
- [9] R.S. LARSON, P.J. WESTERVELT, Laser excited broadside array, J. Acoustical society of America, vol. 54, 1973, p.121-122.