



**Utilisation d'une source laser pulsée à haute energie
comme source acoustique large bande en milieu liquide
Source acoustique générée par un laser pulsé intense**

Jean-Pierre Sessarego, Régine Guillermin, Amélie Jarnac, Aurélien Houard,
Yohann Brelet, Jérôme Carbonnel, Yves-Bernard André, André Mysyrowicz,
Dominique Fattaccioli

► **To cite this version:**

Jean-Pierre Sessarego, Régine Guillermin, Amélie Jarnac, Aurélien Houard, Yohann Brelet, et al..
Utilisation d'une source laser pulsée à haute energie comme source acoustique large bande en milieu
liquide Source acoustique générée par un laser pulsé intense. *Traitement du Signal*, 2016, 33 (1),
pp.95-111. 10.3166/ts.33.95-111 . hal-01317509

HAL Id: hal-01317509

<https://ensta-paris.hal.science/hal-01317509>

Submitted on 14 Jun 2016

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.

Utilisation d'une source laser pulsée à haute énergie comme source acoustique large bande en milieu liquide

Source acoustique générée par un laser pulsé intense

Jean-Pierre Sessarego¹, Régine Guillermin², Amélie Jarnac³, Aurélien Houard³, Yohann Brelet³, Jérôme Carbonnel³, Yves-Bernard André³, André Mysyrowicz³, Dominique Fattaccioli⁴

1: Parc Berger, Avenue campagne Berger, Marseille 13009, France
jp.sessarego@gmail.com

2. Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique
CNRS - UPR 7051, 4 impasse Nikola Tesla, CS 40006, 13453 Marseille Cedex 13

3. LOA, Laboratoire d'Optique Appliquée, ENSTA Paris-Tech
Ecole Polytechnique, CNRS, Palaiseau, France

4. DGA Techniques Navales
Avenue de la Tour Royale, BP 40915, 83050 Toulon cedex, France

RESUME. Ce travail est relatif à l'étude expérimentale d'un problème d'opto-acoustique non linéaire, consistant à générer un signal acoustique dans l'eau à partir d'un laser pulsé térawatt (TW). La source acoustique obtenue a pu être reliée au phénomène de filamentation qui produit une contraction du faisceau initial, accompagnée de la formation d'un plasma. Des travaux relativement récents ont montré que les lasers de ce type pouvaient être utilisés pour produire des sources acoustiques déportées, avec des applications intéressantes pour l'acoustique sous-marine. Le spectre de la source acoustique obtenue a été étudié à l'aide de plusieurs hydrophones couvrant une très large bande de fréquence, et le diagramme de directivité a été mesuré dans deux plans (plan du filament et plan perpendiculaire au filament). Le niveau acoustique de la source en fonction de l'énergie, de la durée, et de la longueur d'onde de l'impulsion laser, a également été étudié.

ABSTRACT. In this work the non-linear opto-acoustic problem which consists in generating an acoustic signal in water from an intense ultra short laser pulse has been studied. The acoustic source obtained could be related to the phenomenon of filamentation which produces a contraction of the initial beam accompanied by the formation of plasma. Relatively recent work has shown that lasers of this type could be used to produce remote acoustic sources with interesting applications to underwater acoustics. The spectrum of the sound source obtained was investigated and its directivity pattern in both planes (plane of the filament and plane perpendicular to the filament) was measured. The sound level of the source as a function of energy, duration, and wavelength of the laser pulse was also measured.

MOTS-CLES : laser femtosecondes, filamentation, claquage optique, optoacoustique non linéaire, source acoustique large bande

KEYWORDS: femtoseconds laser, filaments, optical breakdown, non linear optoacoustic, wide band acoustical source

Extended abstract

In this paper an experiment designed to generate an acoustic source by an intense pulsed laser is described. The final goal of this work was to study the possibility of using such a laser as a wide band acoustic source for underwater applications. The first objective of this study was to investigate the physical characteristics of the acoustic pulse. This was achieved by performing acoustical measurements in a large water tank equipped with hydrophones which can be displaced along X, Y and Z directions by a positioning system controlled by computer (step increment: 0.1 mm). In this experiment a Ti: Sapphire Chirped-Pulse Amplification laser which can deliver 300 mJ and 50 fs pulses at 800 nm was used. The initial laser beam was deflected in order to penetrate at normal incidence in water. The laser pulses were focused at different depths in the water tank (from 20cm to 50 cm) by using different lenses. The frequency range of the acoustic pulse was measured using several hydrophones covering all together a very wide frequency band [50 kHz-15 MHz]. The directivity of the acoustic

source in a filament plane and in the plane perpendicular to the filament was measured for different conditions of focalization of the laser beam.

In a second step, parameters affecting the efficiency of the opto-acoustic conversion were investigated. In order to get better laser propagation conditions in water the laser wavelength was changed from 800nm to 400nm. This was achieved by using a KDP crystal (second harmonic generation). The influence of optical pulse duration and total laser pulse energy on the level of the received acoustical signals were successively investigated. In this experiment three hydrophones were used, covering all together the frequency band [0-15 MHz]. Finally, some tests of sound source generation in a saline solution (35 g/l NaCl) were made in order to predict what would be the source level in a real sea experiment.

1. Introduction

Le premier à avoir eu l'idée d'utiliser une source lumineuse pour produire une onde sonore a probablement été A.G. Bell en 1881, mais cette idée n'est devenue réellement intéressante qu'avec l'invention du laser. Au cours des années 1970-1980 des travaux sur l'opto-acoustique ont été initiés à peu près en même temps par des chercheurs américains (Bell et Maccabee, 1974) et russes (Bunkin et Komissarov, 1973), (Gorodetskii *et al.*, 1978), (Naugolnykh *et al.*, 1999). Depuis les années 1980, ces travaux n'ont cessé de se développer aux USA, (Berthelot et Busch-Vishniac, 1985 ; Chotiros, 1985 ; 1988 ; Pierce et Hsieh, 1986 ; Maccabee, 1987 ; Jones, 1999) ; ils ont été conduits principalement au NRL (*National Research laboratory*) et à l'ARL (*Applied Research Laboratory*). Le but recherché était alors de comprendre les phénomènes de conversion opto-acoustique permettant de générer une onde acoustique large bande dans l'air ou dans l'eau à partir d'une impulsion laser très courte. Dès les années 2000, les travaux de He en Chine (He et Feng, 2002) et de Egerev en Russie (Egerev, 2003), de même que ceux de Jones (Jones *et al.*, 2003 ; 2006 ; 2007) et de McGhee aux USA (McGhee, 2008), ont montré, grâce à l'apparition de nouvelles générations de lasers, les applications particulièrement prometteuses de ces techniques dans le domaine de l'acoustique sous-marine (communications, détection de mines, contre mesures...).

Toutes ces études ont vu le jour, grâce à la constatation qu'une impulsion laser de forte intensité, focalisée à l'intérieur d'un liquide, peut chauffer et même ioniser le milieu, donnant naissance à une impulsion acoustique. Les premières expériences ont été réalisées au moyen de lasers avec des durées d'impulsion supérieures à 100 ns. Dans ces conditions, le réchauffement du milieu est relativement long. Il est suivi alors d'une expansion thermique produisant l'émission acoustique. L'apparition des lasers nanosecondes de forte intensité a permis d'obtenir un chauffage très rapide du milieu ionisé suivi d'une explosion conduisant à la génération d'une onde de choc. Pour les lasers d'impulsion femtoseconde, les intensités atteintes sont extrêmes ($I \sim 10^{13} \text{ W/cm}^2$). Dans la région focale, le dépôt de telles intensités génère localement un plasma d'électrons, qui, après expansion, donne naissance à une onde de choc (supersonique à ses débuts) et à des bulles de cavitation. Grâce à l'avènement de cette nouvelle génération de lasers à impulsions ultra-courtes, on a pu améliorer fortement le rapport de conversion opto-acoustique par rapport aux premières générations de lasers (Vogel *et al.*, 1999 ; 2008 ; (Schaeffer *et al.*, 2002). Le processus d'ionisation étant cette fois extrêmement rapide, on peut s'attendre à obtenir des signaux acoustiques très brefs.

Les lasers femtosecondes ouvrent des perspectives nouvelles pour générer des signaux acoustiques en milieu liquide, car il devient désormais possible de déposer en un temps très court une densité d'énergie beaucoup plus élevée qu'avec tous les autres types de lasers. Ceci est dû à la combinaison de plusieurs effets. Au-delà d'une puissance critique (plusieurs MW dans l'eau), un faisceau laser s'autofocalise par effet Kerr. L'implosion du faisceau est stoppée par la formation d'un plasma dans le milieu de propagation. La compétition entre autofocalisation et défocalisation dynamique dans le plasma, donne naissance à un mode de propagation non linéaire dans lequel une intensité élevée est maintenue au cœur du faisceau sur une distance dépassant la distance de Rayleigh (Saleh et Teich, 2007). Il apparaît alors une fine colonne de plasma qu'on appelle le filament. Dans l'eau le diamètre du filament est d'environ 50 microns. C'est au niveau de ce filament que prend naissance le phénomène opto-acoustique, conduisant à la génération d'une onde sonore large bande (Lauterborn et Vogel 2013 ; Potemkin *et al.*, 2014 ; 2015).

Dans cette étude on s'est intéressé principalement aux propriétés du signal acoustique obtenu avec un laser térawatt, focalisé à l'intérieur d'une cuve remplie d'eau douce. On a mesuré successivement le contenu spectral, et le niveau acoustique du signal reçu, ainsi que les propriétés de directivité de la source. On a également étudié l'influence des différents paramètres du faisceau laser sur les propriétés du signal acoustique obtenu. Enfin, on a étudié l'influence de la longueur d'onde du laser, ainsi que l'influence de la présence d'inhomogénéités à l'intérieur du liquide sur le rendement opto-acoustique.

2. Description du montage expérimental

Le laser utilisé dans cette expérimentation est le laser ENSTAMOBILE du LOA, (Laboratoire d'optique appliquée de l'ENSTA Palaiseau). C'est un laser pulsé femtoseconde de type CPA (*Chirped Pulse Amplification*), qui peut délivrer des impulsions d'une durée de 50 fs avec des énergies pouvant atteindre 300 mJ ; la cadence de répétition des tirs est de 10 Hz. La longueur d'onde de ce laser est de 800nm et le faisceau obtenu a un diamètre d'environ 35 mm. La durée des impulsions peut être facilement augmentée en désaccordant l'étage de compression du laser. Deux types d'essais ont été menés :

- Des essais acoustiques dans une cuve de grande dimension (3 m x 5 m x 2.5m) au Laboratoire de mécanique et d'acoustique (LMA) de Marseille, pour mesurer principalement les caractéristiques des signaux acoustiques émis. Cette cuve présentait l'avantage d'être équipée d'un système de positionnement de capteurs très précis. La précision sur les déplacements X, Y, Z est en effet de $1/10^6$ de mm. Une telle précision a pu être obtenue grâce à l'utilisation de moteurs à courant continu pilotés par une baie de commande, reliée elle-même à un ordinateur.

- Des essais en cuve de petite dimension au LOA pour étudier l'influence des paramètres du milieu (niveau acoustique émis dans de l'eau douce en présence d'hétérogénéités, niveau émis dans de l'eau salée,...) et des paramètres du laser (on a étudié en particulier l'influence de la longueur d'onde du laser). L'étude en petite cuve transparente a permis aussi de prendre des photos du filament et de constater l'apparition de bulles de cavitation au moment du choc.

2.1. Expérimentation conduite dans la grande cuve du LMA

Le faisceau du laser a été d'abord réfléchi à l'aide d'un miroir à 45° pour pouvoir pénétrer dans l'eau à incidence normale (figure 1). Une lentille convexe a été placée au dessus de la surface de l'eau afin de focaliser le faisceau. Deux lentilles à différentes longueurs focales ($f = 200$ mm et $f = 500$ mm) ont été utilisées. La distance h entre la lentille et la surface de l'eau a été ajustée entre 40 et 380 mm pour obtenir des focalisations à différentes profondeurs dans la cuve.

En ce qui concerne un éventuel retour de l'énergie du faisceau laser dans la chaîne après réflexion par la surface de l'eau et par la lentille, une rapide analyse nous a permis de voir que cet effet est négligeable. En effet, en incidence normale, le coefficient de réflexion (en puissance) à l'interface air-eau vaut environ 2 %. De plus, la faible portion de puissance réfléchie est distribuée dans toutes les directions car la surface de l'eau n'est pas parfaitement plane (on a pu observer de faibles mouvements microscopiques de la surface, liés au déplacement des hydrophones et différents capteurs). Enfin, le positionnement de la lentille se faisant manuellement, une infime inclinaison de la celle-ci est inévitable, et une réflexion par la lentille vers le laser semble donc improbable. Tout ceci permet de conclure que la réflexion du faisceau dans la chaîne laser peut être considérée comme négligeable.

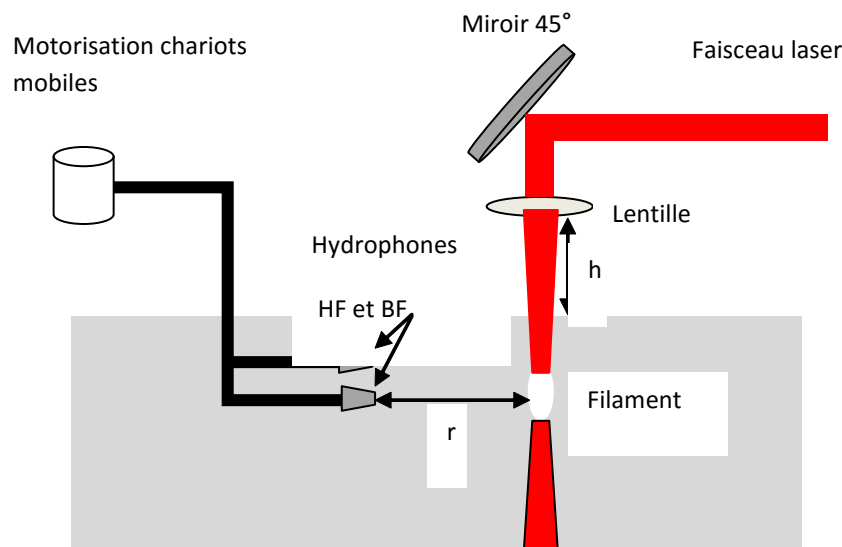


Figure 1. Schéma simplifié du montage expérimental

Deux hydrophones montés sur chariot mobile piloté par ordinateur ont été positionnés de manière à se trouver à la même immersion que le filament. On a utilisé un hydrophone haute fréquence fabriqué par « Acoustic Precision » qui permet de détecter des signaux sur la plage fréquentielle 1-15 MHz avec une sensibilité de -241 dB Réf 1V/ μ Pa à 3 MHz. Le 2^e hydrophone quant à lui est un hydrophone TC 4035 fabriqué par Reson qui permet de couvrir la bande 60-800 kHz avec une sensibilité de -215 dB Réf 1V/ μ Pa à 100 kHz. Les deux hydrophones possèdent un préamplificateur intégré dans un boîtier étanche, alimenté par un coupleur DC pour permettre une transmission à faible niveau de bruit. Un deuxième étage d'amplification avec un gain de 40 dB a été introduit dans la chaîne de mesure pour disposer de signaux convenables. Les hydrophones ont été positionnés à une distance de la source telle que $r > 40 \lambda$, où λ est la longueur d'onde acoustique. Compte tenu du fait que la fréquence la plus basse mesurée était de 60 kHz ($\lambda = 2.5$ cm), l'hydrophone TC4035 a été placé à environ 1 m de la source. On a vérifié qu'à partir de cette distance et pour des distances supérieures, la décroissance du champ acoustique obéissait bien à une loi en $1/r$, ce qui confirme qu'à ces distances la source peut être considérée comme ponctuelle. Pour l'hydrophone « Acoustic Precision » qui travaille beaucoup plus haut en fréquence ($\lambda < 1.5$ mm), on a vérifié qu'à partir de quelques dizaines de centimètres de la source seulement, on obtenait une décroissance du champ en $1/r$, caractéristique d'un rayonnement sphérique.

2.1.1. Mesure des caractéristiques physiques du signal acoustique obtenu

L'objectif de ces mesures était de déterminer le contenu fréquentiel ainsi que le niveau du signal acoustique obtenu. On a également mesuré les diagrammes de directivité dans un plan du filament et dans le plan perpendiculaire au filament. Ces mesures ont été faites avec différentes lentilles de focalisation, ce qui a permis non seulement de focaliser le faisceau laser à différentes profondeurs, mais aussi de mettre en évidence l'influence de la focalisation sur la directivité de la source acoustique (Brelet *et al.*, 2015).

2.1.1.1. Mesure du contenu fréquentiel et du niveau du signal acoustique obtenu

Le phénomène observé étant un phénomène très large bande, un seul hydrophone ne pouvait pas suffire pour mesurer le contenu spectral du signal. Nous avons donc utilisé deux hydrophones, de manière à couvrir la bande 60 kHz-15 MHz. La figure 2 donne un exemple de signal enregistré avec l'hydrophone HF (figure 2a) et sa densité spectrale d'amplitude (figure 2b). Ce signal temporel a été mesuré à, une distance de 31cm de la source pour l'hydrophone AP, l'énergie du laser étant de 290 mJ et la durée de l'impulsion étant de l'ordre de la picoseconde. Pour l'hydrophone Reson, nous nous sommes placés à 1m de la source acoustique, les réglages du laser étant identiques. L'échantillonnage des signaux a été effectué à l'aide d'une carte d'acquisition Spectrum directement insérée dans le PC de mesure. Pour les signaux revenant de l'hydrophone TC4035 on a pris une fréquence d'échantillonnage de 20 MHz et pour l'hydrophone haute fréquence « Acoustic Precision » la fréquence d'échantillonnage a été portée à 40 MHz.

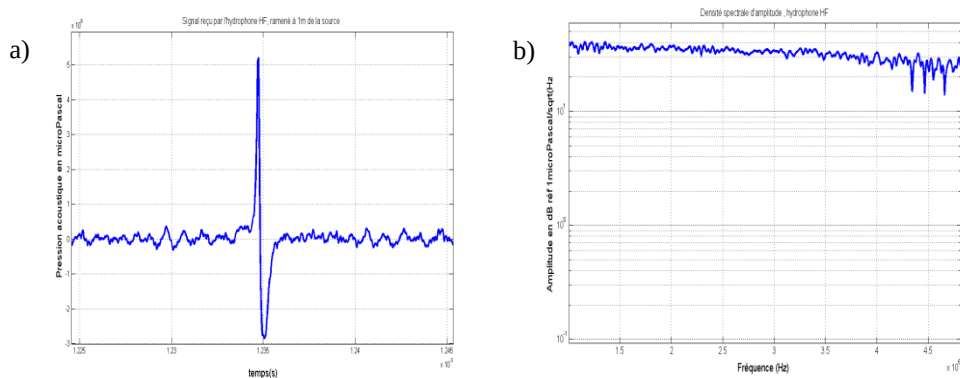


Figure 2. a) Signal acoustique reçu par l'hydrophone AP, ramené à 1 m de la source, et b) niveau acoustique calculé par FFT du signal reçu. (Correction par la réponse fréquentielle du transducteur)

Les signaux temporels présentés sur les figures 2a et 3a sont exprimés en μ Pa et représentent donc une pression acoustique. Pour cela, nous avons multiplié la tension mesurée en sortie de chaîne de traitement, par la sensibilité moyenne de l'hydrophone, en tenant compte du gain des différents amplificateurs. Ceci permet d'avoir une bonne approximation de la pression acoustique reçue. Les mesures ont été faites à 31 cm de la source pour l'hydrophone HF et à 1m de la source pour l'hydrophone BF, c'est-à-dire à des distances à partir desquelles nous avons vérifié auparavant qu'on avait bien un rayonnement sphérique. Les figures 2b et 3b représentent les densités spectrales d'amplitude obtenues par transformée de Fourier des signaux reçus sur les deux

hydrophones ; elles ont été corrigées par la réponse du transducteur, le calcul étant ramené dans les deux cas à 1 m de la source.

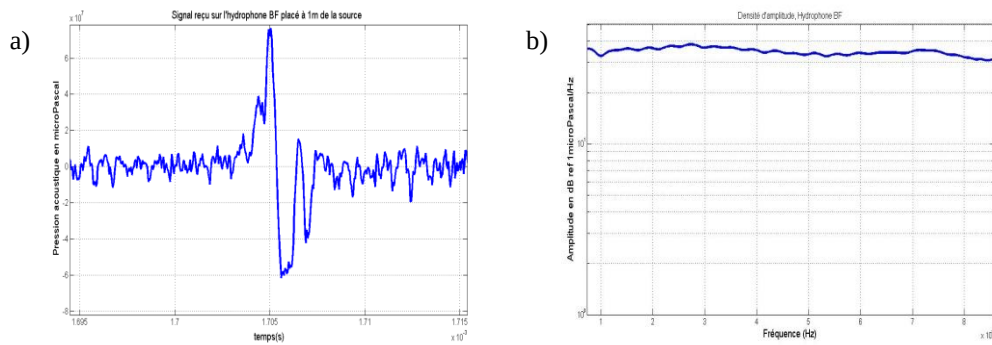


Figure 3. a) Signal acoustique reçu par l'hydrophone Reson TC4035 et
b) niveau acoustique calculé par FFT du signal reçu.
(Correction par la réponse fréquentielle du transducteur)

L'observation des figures 2 et 3 permet de conclure que la source créée par le laser, émet un signal acoustique possédant un très large spectre fréquentiel ; celui-ci couvre en effet plusieurs octaves. De plus, ce spectre est pratiquement plat sur la gamme [60 kHz-5 MHz]. A partir de la pression reçue sur les hydrophones, on a pu déterminer un niveau acoustique de crête. Le calcul a été fait pour une énergie laser de 290 mJ et une durée d'impulsion de 1ps. Ce niveau est donné par la relation :

$$L_p = 20 \log (p/p_0) \quad (1)$$

Où p_0 désigne le niveau de référence (en acoustique sous-marine il est de : 1 μ Pa), et p désigne l'amplitude maximale du signal reçu. Pour la mesure effectuée avec l'hydrophone Reson, on a trouvé un niveau « crête » de l'ordre de 158 dB Réf 1 μ Pa à une distance de 1 m, et pour l'hydrophone AP, un niveau crête de 174 dB Réf 1 μ Pa à une distance de 1 m. Il est à noter ici qu'avec des signaux impulsionnels de ce type, il est quasi impossible de définir un niveau acoustique de façon classique, c'est la raison pour laquelle nous avons choisi de définir un niveau « crête ».

Si l'on s'intéresse maintenant aux spectres représentés sur les figures 2b et 3b, on constate un petit écart de niveau entre les deux hydrophones pour la même zone de fréquence (zone autour de 1MHz). Cet écart de quelques dB n'a pas pu être expliqué clairement, mais il est probablement dû à un problème de stabilité de l'émission laser. On a mesuré en effet l'énergie délivrée par le laser, et on a pu vérifier que le niveau affiché de 290 mJ pouvait varier au cours des mesures d'une dizaine de mJ. Il n'en reste pas moins que les niveaux acoustiques obtenus, sont relativement intéressants pour les applications sous-marines, d'autant plus que l'on peut raisonnablement espérer obtenir des niveaux plus importants en jouant sur les paramètres du laser comme on va le voir dans la section suivante.

2.1.1.2. Mesure du diagramme de directivité

Le diagramme de directivité de la source a été mesuré de façon très précise, et avec des pas angulaires très fins ($\sim 1^\circ$) dans un plan vertical (plan passant par le filament). Dans le plan perpendiculaire au filament (plan horizontal), on a vérifié par quelques points de mesures que le diagramme était omnidirectionnel (voir figure 6). Les mesures du diagramme de directivité dans un plan du filament ont été effectuées pour différentes conditions de focalisation (focale à 200 mm et 500 mm) et à différentes fréquences.

Dans le domaine des « basses fréquences » ($50 \text{ kHz} < f < 600 \text{ kHz}$), et avec une lentille de focale 200 mm les résultats sont donnés sur la figure 4a. Ces diagrammes obtenus avec le transducteur TC4035 font apparaître une forte dissymétrie pour les plus basses fréquences $f < 200 \text{ kHz}$, dissymétrie qui tend à disparaître pour les fréquences plus élevées. La figure 4b donne les résultats de mesures obtenus avec l'hydrophone « hautes fréquences » Acoustic Precision. On note un décalage angulaire d'environ 2 degrés sur la position du maximum, décalage qui peut être attribué ici à une petite erreur sur l'origine de déplacement du capteur, mais contrairement au cas précédent, les diagrammes restent symétriques quelle que soit la fréquence.

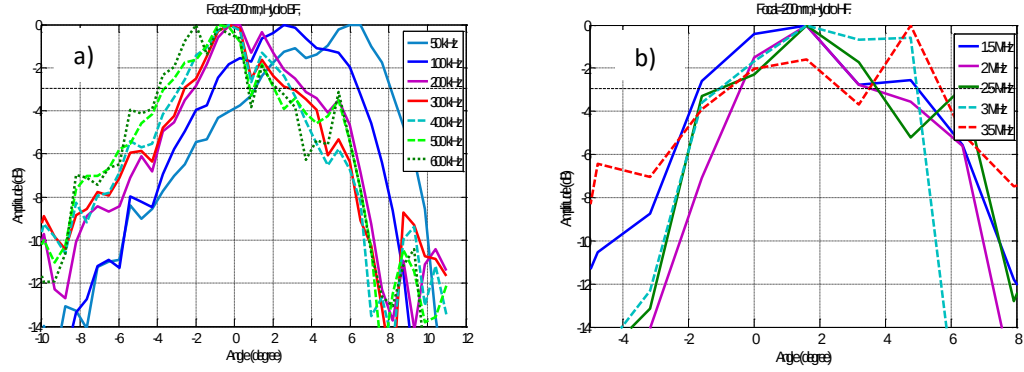


Figure 4. Directivité de la source dans un plan vertical ($f = 200$ mm),
a) hydrophone Reson TC4035, b) hydrophone Acoustic Precision

La dissymétrie observée pour les plus basses fréquences n'a pas encore reçu d'explications. Ce phénomène avait déjà été mentionné par les auteurs (voir Sessarego *et al.*, 2013).

Les mesures avec la lentille de focale 500 mm conduisent à des conclusions tout à fait analogues. Les résultats sont présentés en figure 5a et 5b. On notera cependant en comparant les figures 4 et 5 que, pour une fréquence acoustique donnée, la largeur du diagramme de directivité dépend du choix de la focale qui a été utilisée pour focaliser le faisceau laser. De façon générale, la lentille de focale 500 mm donne des largeurs du faisceau acoustique supérieures à celles obtenues avec la lentille de focale 200 mm, mais l'ouverture à -3 dB reste faible ($< 10^\circ$).

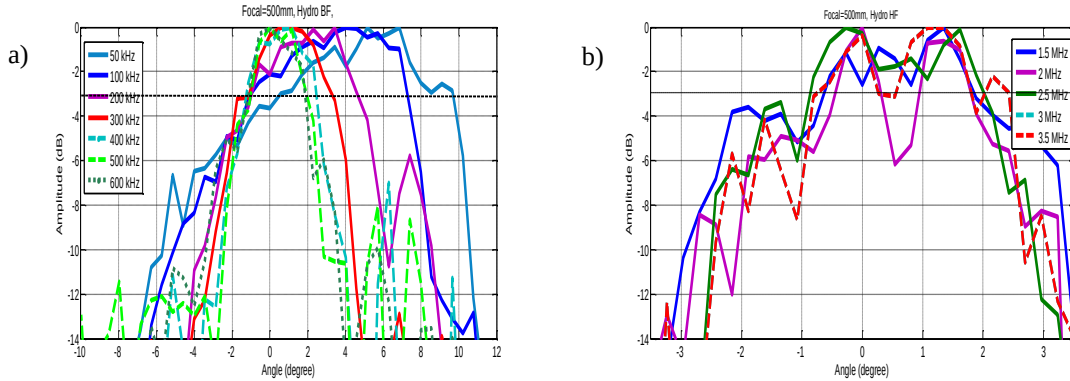


Figure 5. Directivité de la source dans un plan vertical ($f = 500$ mm),
a) hydrophone Reson TC4035, b) hydrophone Acoustic Precision

Tableau 1. Ouverture angulaire de la source acoustique dans le plan du filament (mesures en fonction de la fréquence)

Fréquence (kHz)	50	100	200	300	400	1500	2000	2500	3000
Ouverture à -3dB focale 200 mm	7°	7°	6°	6°	6°	5°	5°	5°	5°
Ouverture à -3dB focale 500 mm	9°	8°	6°	4°	3.5°	3°	3°	3°	3°

Le tableau 1 donne les valeurs mesurées de l'ouverture angulaire du faisceau, en fonction de la fréquence. Ces ouvertures sont données à -3 dB. On constate tout d'abord, que pour les mêmes conditions laser elles dépendent des focales utilisées, et donc des dimensions du filament. On constate également que l'ouverture du faisceau acoustique dans un plan du filament est très faible (quelques degrés seulement), et qu'elle varie très peu avec la fréquence, ce qui constitue une propriété intéressante pour les applications à l'acoustique sous-marine. On voit en effet sur le tableau 1, qu'avec une focale de 200mm l'ouverture angulaire du faisceau varie seulement de 2° sur une plage de fréquence extrêmement large [50 kHz-3 MHz]. Il est à remarquer ici qu'avec une antenne linéaire classique, il y aurait un facteur 60 entre les ouvertures à 50 kHz et à 3 MHz.

La figure 6 donne une vue 3D du faisceau acoustique engendré par la source où l'on voit bien la forme particulière du diagramme de directivité, omnidirectionnel dans le plan perpendiculaire au faisceau laser, et très pincé dans le plan du faisceau.

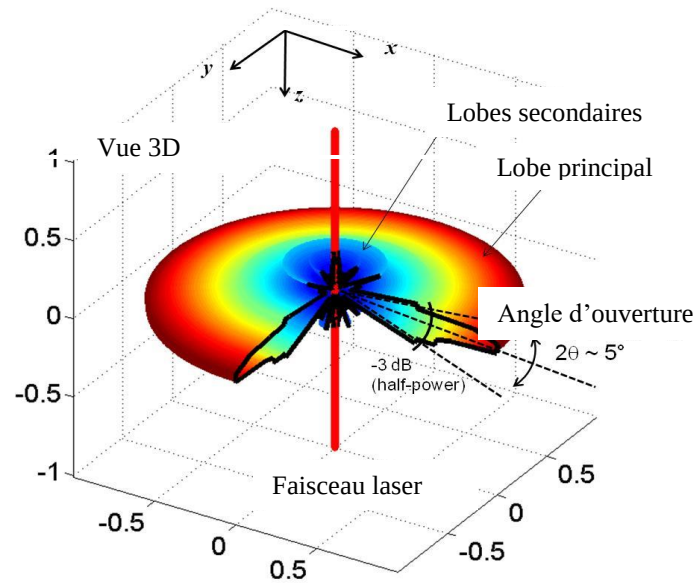


Figure 6. Diagramme 3D de la source acoustique pour la fréquence $f = 2$ MHz (paramètres laser : $E = 290$ mJ, durée d'impulsion $\tau = 1$ ps, focale = 200 mm)

2.2. Les mesures effectuées dans la petite cuve du LOA

De son côté, le LOA s'est doté d'une cuve en plexiglas de petites dimensions (0.6 m x 0.6 m x 0.7 m) qui a permis d'effectuer des essais qu'il aurait été difficile de réaliser dans la grande cuve du LMA. En particulier cette petite cuve a permis de mesurer l'influence des paramètres du milieu, ainsi que l'influence des réglages du laser (durée et énergie de l'impulsion, longueur d'onde...) sur les propriétés de la source acoustique.

2.2.1. Influence de l'énergie et de la durée de l'impulsion laser sur la conversion opto-acoustique

Nous avons étudié l'influence de l'énergie et de la durée de l'impulsion laser sur le niveau de la source acoustique, l'objectif étant de trouver le meilleur compromis pour obtenir le niveau le plus élevé pour le signal acoustique. Les résultats de ces mesures sont donnés sur la figure 7.

On observe qu'à faible énergie laser (3 mJ) l'amplitude du signal acoustique croît avec la durée de l'impulsion, mais on atteint une saturation pour des impulsions longues (> 20 ps).

Pour les énergies laser plus élevées, la durée de l'impulsion semble n'avoir que peu d'influence sur le rendement acoustique. L'effet de saturation est présent quelle que soit la durée de l'impulsion.

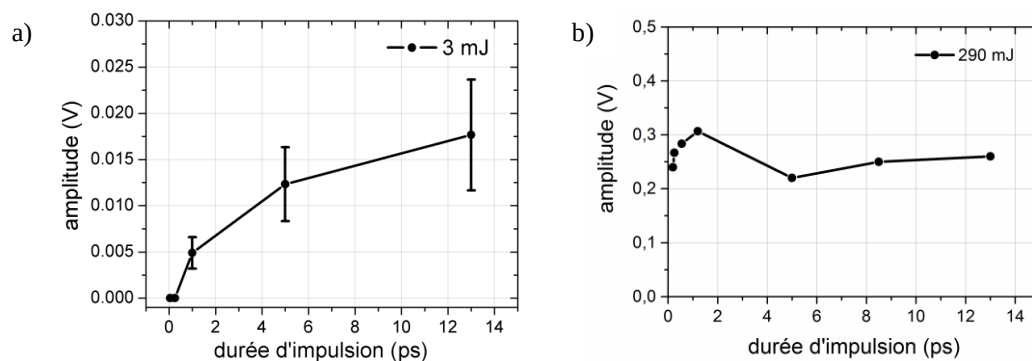


Figure 7. Amplitude signal acoustique en fonction de la durée d'impulsion laser a) faible énergie, b) énergie élevée

2.2.2. Influence de la longueur d'onde du laser

Le laser dans la version standard que nous avons utilisée possède une longueur d'onde de 800 nm. Cette longueur d'onde n'est pas réellement adaptée pour la propagation dans l'eau. En effet cette longueur d'onde est fortement absorbée lors de la propagation, et l'énergie déposée par le laser au plan focal est relativement faible comparée à un laser travaillant dans l'ultra violet. Pour obtenir un meilleur résultat il est souhaitable d'utiliser des longueurs d'ondes de l'ordre de 400 nm (laser violet). Nous avons donc effectué de nouveaux essais avec un cristal doubleur de fréquence pour nous permettre d'obtenir à partir de tirs laser à 800 nm, une longueur d'onde de 400 nm.

Le montage expérimental est décrit en figure 8. Le principe consiste à introduire un cristal de KDP sur le faisceau initial du laser. Avec un cristal convenablement orienté, on obtient environ 10 % de conversion en un faisceau à la fréquence double (second harmonique). Les fréquences sont ensuite séparées au moyen d'une lame dichroïque qui laisse passer la composante 800 nm et réfléchit la composante à 400 nm. C'est cette composante à 400 nm qui est envoyée dans la cuve après avoir été focalisée par une lentille placée juste devant celle-ci. L'entrée du faisceau laser dans la cuve se fait par l'intermédiaire d'un hublot de silice de qualité optique. Le filament peut alors être observé et éventuellement photographié, grâce aux parois transparentes de la cuve.

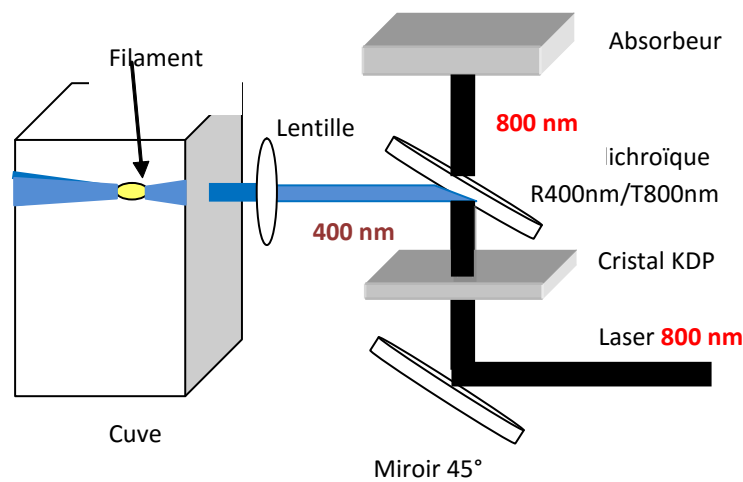


Figure 8. Schéma du montage expérimental pour changer la longueur d'onde (800 nm/400 nm) au moyen d'un cristal

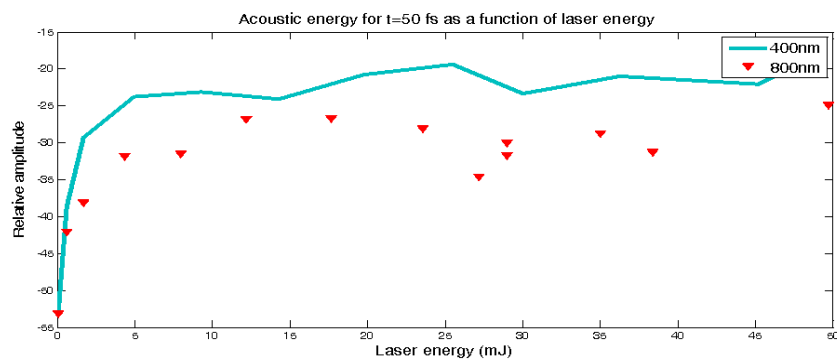


Figure 9. Amplitude du signal acoustique (dB) en fonction de l'énergie laser pour deux longueurs d'ondes différentes (400 nm et 800 nm).
La durée d'impulsion est de 50 fs

Les résultats expérimentaux sont donnés sur la figure 9 pour une durée d'impulsion laser fixée à 50 fs et sur la figure 10 pour une durée d'impulsion de 2 ps.

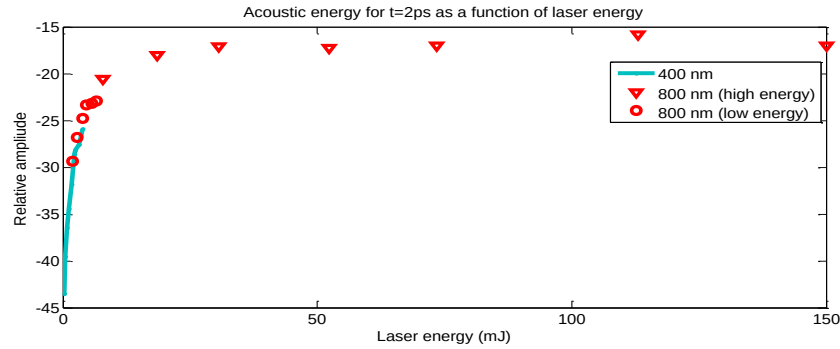


Figure 10. Amplitude du signal acoustique (dB) en fonction de l'énergie laser pour deux longueurs d'ondes différentes (400 nm et 800 nm). La durée d'impulsion est de 2 ps.

Sur ces figures on a comparé l'énergie acoustique obtenue avec le faisceau laser à 800 nm et celle obtenue avec le doublement de fréquence (longueur d'onde de 400 nm). Dans les deux cas, ces mesures ont été effectuées pour différentes énergies du faisceau laser. Conformément à ce qui était attendu, on voit sur la figure 9, que passer à la longueur d'onde 400nm avec des impulsions très brèves (~50 fs) permet d'obtenir un gain sur le signal acoustique pouvant atteindre la dizaine de dB dès que l'énergie du laser dépasse quelques mJ, ce qui est un résultat intéressant pour les applications au milieu marin.

La figure 10 montre les signaux acoustiques obtenus avec une impulsion laser de 2 ps. Pour de faibles énergies du laser ($E_{inc} < 10$ mJ), les niveaux acoustiques obtenus à 800 nm et à 400 nm sont du même ordre de grandeur. À ces faibles énergies laser il n'y a pas grand intérêt à travailler avec des longueurs d'ondes de 400 nm, plutôt que 800 nm. Il n'a pas été possible de mesurer le niveau acoustique avec des impulsions à 400nm d'énergies supérieures à quelques mJ, par crainte d'endommager le cristal doubleur. À ce stade, on ne peut donc pas conclure sur l'intérêt d'utiliser une impulsion laser à 400 nm de forte énergie et de longue durée pour optimiser le signal acoustique.

2.2.3. Quelques résultats de mesures effectuées dans de l'eau salée

Après avoir travaillé dans de l'eau douce, nous nous sommes intéressés à l'émission acoustique par filamentation laser dans le milieu marin. Pour cela nous avons préparé une solution saline avec une concentration de 35 ppm de chlorure de sodium. Le mélange a été préparé à température ambiante et remué longuement avec un agitateur. Comme précédemment nous avons effectué des mesures pour les longueurs d'ondes 400 nm et 800 nm, et nous avons mesuré le niveau acoustique obtenu. Les résultats de mesures sont donnés sur les figures 11 et 12. Sur la figure 11 on observe que la présence d'eau salée introduit une atténuation du faisceau laser à cause des molécules de chlorure de sodium en solution dans le milieu ; ceci entraîne une baisse de plusieurs dB du niveau acoustique.

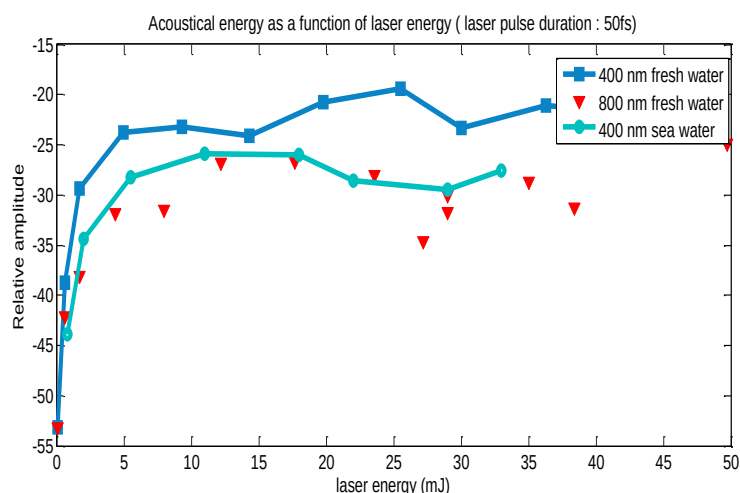


Figure 11. Amplitude du signal acoustique (en dB) reçue à différentes énergies laser, pour les longueurs d'onde 400 nm et 800 nm. Comparaison eau douce-eau salée

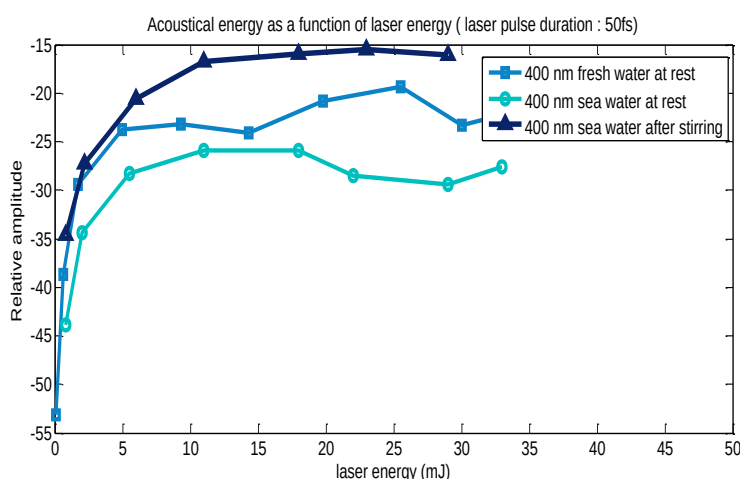


Figure 12. Amplitude du signal acoustique (en dB) reçue à différentes énergies laser, pour les longueurs d'onde 400 nm et 800 nm. Comparaison eau douce eau salée et influence de la remise en suspension des particules présentes dans le milieu

On a constaté cependant qu'en remuant la solution saline contenue dans la cuve, des particules (parmi lesquelles des particules de sel non dissous) se remettaient en suspension et passaient dans la zone du filament. Lorsque ce phénomène se produit il a été observé une augmentation sensible du niveau acoustique reçu sur les hydrophones.

La figure 12 met clairement en évidence ce phénomène et une augmentation d'une quinzaine de dB peut être obtenue lorsque le milieu est agité et que des particules passent dans le filament.

Pour confirmer cela, nous avons essayé d'injecter de fines particules de kaolinite dans le faisceau laser, et en particulier de les injecter au niveau du filament pour simuler des particules minérales en suspension dans le milieu marin. Le passage des particules dans le filament s'est immédiatement accompagné d'une augmentation du niveau acoustique, comprise entre 15 et 20 dB. La présence de nombreuses particules en suspension, aussi bien minérales que biologiques dans le milieu marin, laisse donc penser que l'on pourra atteindre des niveaux acoustiques élevés.

3. Conclusion

Cette étude a montré qu'un laser femtoseconde pouvait être utilisé pour produire des sources acoustiques immatérielles et déportées dans le milieu marin, ce qui peut conduire à de nombreuses applications potentielles

dans le domaine de l'acoustique sous-marine. Le niveau acoustique de la source ainsi créé peut atteindre un niveau crête de 170 dB Réf 1 μ Pa à 1 m, avec un laser 800 nm. Ce niveau acoustique a pu être augmenté en utilisant des longueurs d'ondes laser plus adaptées à la propagation en mer (laser violet), ce qui rend le principe de l'émission acoustique par laser pulsé, envisageable pour des applications à des systèmes sous-marins. De plus, le signal acoustique obtenu est très large bande, le spectre acoustique s'étendant sur plusieurs octaves.

Il a été observé également que le diagramme de directivité de la source possédait des propriétés extrêmement intéressantes. En effet il est omnidirectionnel dans le plan perpendiculaire au filament, et il est très pincé (quelques degrés d'ouverture seulement) dans un plan passant par le filament. Ce diagramme particulier pourrait s'avérer très intéressant pour certaines applications, comme par exemple, la détection d'objets près de la surface de l'eau. Il est à noter que ce diagramme de directivité dans un plan contenant le filament, ne varie que très peu avec la fréquence, ce qui ne correspond pas aux lois établies pour les antennes linéaires classiques, et montre que la source acoustique ne peut pas être décrite par des modèles simples ; des effets non linéaires liés entre autres au phénomène de filamentation, sont probablement la cause de ce comportement particulier.

Remerciements

Les auteurs tiennent à remercier DGA/TN pour le soutien financier et matériel sans lequel ce travail n'aurait pas pu se faire. Ils tiennent à remercier aussi le personnel technique du LMA et en particulier le SERM pour leur contribution efficace lors de l'installation du laser dans les locaux du LMA.

Bibliographie

- Bell C. E. et Maccabee B. S. (1974). Shock Wave Generation in Air and in Water by CO₂ TEA Laser Radiation. *Applied Optics*, vol. 13, n° 3, p. 605-609.
- Berthelot Y.H., et Busch-Vishniac I.J. (1985). Laser-induced thermoacoustic radiation. *The Journal of the Acoustic Society of America*, vol. 78, n° 6, p. 2074-2082.
- Brelet Y., Jarnac A., Carbonnel J., André Y-B., Mysyrowicz A., Houard A., Fattaccioli D., Guillermin R. et Sessarego J-P. (2015). Underwater acoustic signals induced by intense ultrashort laser pulse. *The Journal of the Acoustical Society of America Express letters*, vol 137 (4), p.-288.
- Bunkin F. V. et Komissarov V. M. (1973). Optical excitation of sound waves. *Sov. Phys. Acoust.* 19(3), p. 203-211.
- Chotiros N. P. (1985). Underwater sound generation by a high-intensity laser pulse. *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 78, n° S1, p. S26.
- Chotiros N. (1988). Nonlinear optoacoustic underwater sound source, *Actes du colloque SPIE*, San diego, CA, USA.
- Egrev S. V. (2003). In search of a noncontact underwater acoustic source. *Acoust. Phys.* 49, p. 51-61.
- Gorodetskii V.S., Egrev S.V., Esipov I.B., et Naugol'nykh K.A. (1978). Generation of sound by laser pulses. *Sov. J. Quantum Electron*, 8(11) November 1978, p. 1345-1347.
- He Huijuan et Feng Saosong (2002). Observation on laser-induced lens effect in sound generation under water using high-power ultrashort-pulse laser. *Proc. SPIE* vol. 4631, p. 280-283, "Gas and Chemical Lasers and Intense Beam Applications III", Steven J. Davis; Michael C. Heaven, Eds. A, 2002.
- Jones T.G., Grun J., et Manka C. (1999). *Feasibility Experiments for Underwater Shock and Bubble Generation with a High-Power Laser*. Naval Research Laboratory Technical Report, NRL/MR/6790-99-8317, April 1999.
- Jones T.G., Brun J., Bibee D., Manka C., Landsberg A., et Tam D. (2003). Laser-generated shocks and bubbles as laboratory-scale models of underwater explosions, *Shock and Vibration*, vol.10, p. 147-157.
- Jones T. G., Ting A., Penano J., Sprangle P., et DiComo G. (2006). Remote underwater ultrashort pulse laser acoustic source. CThA1, *Actes du colloque Conference on Lasers and Electro-Optics/Conference on Quantum Electronics and Laser Science*, Long Beach Californie, USA.
- Jones T. G., Ting A., Penano J., Sprangle P., et Bibee L. D. (2007). Remote intense laser acoustic source. *NRL Rev.*, p. 121-123.
- Lauterborn W. et Vogel A. (2013). Shock wave emission by laser generated bubbles, in *Bubble Dynamics and Shock waves*, Springer Berlin Heidelberg, p. 67-103.
- Maccabee B.S. (1987). Laser Induced Underwater Sound. *Actes du colloque Ultrasonics Symposium*, Denver, Colorado, USA.
- McGhee J. R. (2008). *Investigation of the Acoustic Source Characteristics of High Energy Laser Pulses*. Thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California.

- Naugolnykh K.A., Egerev S.V., Esipov I.B., et Matveev K.A. (1999). Nonlinear propagation of laser generated sound pulses in a water and granular medium. *J. Acoust. Soc. Am.* 106 (6), p. 3135-3142.
- Pierce A.D., Hsieh H.A. (1986). Underwater sound beams created by airborne laser systems, *Actes du colloque ICA Associated symposium on Underwater Acoustics*, Halifax (Canada).
- Potemkin F. V., Mareev E. I., Podshivalov A. A., et Gordienko V. M. (2014). Laser control of filament induced shock wave in water, *Laser Phys. Lett.* 11, 106001.
- Potemkin F. V., Mareev E. I., Podshivalov A. A. et Gordienko V. M. (2015). Highly extended high density filaments in tight focusing geometry in water: from femtoseconds to microseconds, *New J. Phys.* 17, 053010.
- Saleh B.E.A et Teich M.C. (2007). *Fundamentals of photonics*, J. Wiley & Sons, Inc. 2nd edition.
- Schaffer C. B., Nishimura N., Glezer E. N., Kim AM.-T., et Mazur E. (2002). Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds, *Optics Express* vol. 10, n° 3.
- Sessarego J.-P., Guillermin R., Jarnac A., Houard A., Brelet Y., Carbonnel J., André Y.B., Mysyrowicz A., et Fattaccoli D. (2013). A femtosecond laser as an acoustic source for underwater acoustic applications, *Actes du colloque UACE*, Corfou, Grèce.
- Vogel A., Linz N., Freidank S., et Paltauf G. (2008). Femtosecond-laser-induced nanocavitation in water: Implications for optical breakdown threshold and cell surgery, *Phys. Rev. Lett.* 100, 038102.
- Vogel A., Noack J., Nahen K., Theisen D., Busch S., Parlitz U., Hammer D. X., Noojin G. D., Rockwell B. A., et Birngruber R. (1999). Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales. *Appl. Phys. B* 68, p. 271-280.