

JOURNAL INTERNATIONAL DE TECHNOLOGIE, DE L'INNOVATION,
DE LA PHYSIQUE, DE L'ENERGIE ET DE L'ENVIRONNEMENT

Détermination de l'énergie de l'onde de souffle issue d'un plasma induit par claquage laser

T. Guillaumin, S. Rudz, J.-L. Hanus, M. Wartel, S. Pellerin



ISSN : 2428-8500

DOI : [10.52497/jitipee.v7i1.296](https://doi.org/10.52497/jitipee.v7i1.296)

Détermination de l'énergie de l'onde de souffle issue d'un plasma induit par claquage laser

Thibaud Guillaumin ^(1,2,3), Steve Rudz ⁽²⁾, Jean-Luc Hanus ⁽³⁾, Maxime Wartel ⁽²⁾, Stéphane Pellerin ⁽²⁾

⁽¹⁾ ENSTA Bretagne, 2 Rue François Verny, 29200 Brest, France

⁽²⁾ GREMI, UMR 7344, Université d'Orléans/CNRS, F-18020 Bourges Cedex, France

⁽³⁾ LaMé, EA 7494, INSA CVL/Univ. Orléans/Univ. Tours, F-18020, Bourges Cedex, France

steve.rudz@univ-orleans.fr

Résumé - La technique du claquage laser est envisagée comme alternative à la technique du fil explosé actuellement utilisée pour générer des ondes de souffle en champ libre. Elle permettra à l'avenir de réaliser des expériences de manière plus reproductible et sécurisante pour la recherche en prévention des risques. Cette technologie présente également un intérêt en propulsion terrestre et aérospatiale. L'objectif de ce travail est de mieux caractériser le dépôt d'énergie du claquage laser et particulièrement sa propension à la génération d'une onde de souffle sphérique dans l'air. Pour cela, l'ombroscopie et l'imagerie rapide sont utilisées afin d'obtenir une cinématographie de la propagation d'ondes de souffle issues de claquages laser dans l'air. Les images obtenues sont traitées avec un algorithme de détection de contours via Matlab permettant de déterminer la trajectoire du front de l'onde de souffle au cours du temps. L'analyse de ces trajectoires au moyen du modèle de Jones permet de remonter à l'énergie du choc. Le modèle original de 1968 a été révisé en supprimant l'hypothèse de choc fort à $t=0$ s., ce qui permet d'accroître la précision des résultats. Les énergies déduites du modèle permettent d'évaluer la proportion d'énergie associée à la formation de l'onde de souffle dans l'air.

Mots clés claquage laser, amorçage laser, onde de souffle, onde de choc, ombroscopie, strioscopie, modèle de Jones

DOI : 10.52497/jitipee.v7i1.296

Introduction

Dans le domaine de la prévention et de la maîtrise des risques industriels, il est nécessaire d'étudier les conséquences d'explosions sur les structures et notamment les effets mécaniques dus aux ondes de surpression (A noter qu'il n'est pas fait de distinction dans ce travail entre onde de choc et onde de souffle : une brève discussion sur ce point est donnée en annexe). Un des moyens de faire progresser la recherche dans ce domaine, en limitant les coûts, est de réaliser des expériences à échelle réduite : des ondes de souffle sont produites sur des tables d'explosions et on constate alors les dégâts sur des structures. Ces expériences sont dimensionnées au moyen de lois de similitude de sorte à reproduire, à échelle réduite, les effets sur une structure réelle [1]. Pour l'instant, la génération de ces ondes de souffle se fait par détonation ou déflagration d'un mélange réactif gazeux allumé grâce au dispositif du fil explosé. Ce dernier repose sur la vaporisation d'un filament de cuivre par décharge capacitive d'un condensateur chargé par une haute tension (7.5 kV, 3 μ F) [2]. Cependant, cette méthode soulève des questions de sécurité liées à la présence d'un courant de forte intensité à proximité directe de charges gazeuses. Par ailleurs, la caractérisation de l'énergie réellement déposée pour initier la détonation est difficile à obtenir puisqu'il est nécessaire d'utiliser des électrodes dans la chambre de combustion, ce qui engendre des pertes thermiques. La reproductibilité des essais en déflagration n'est pas non des plus aisées. Pour pallier ces inconvénients, on souhaite développer l'allumage par claquage laser. Cette technique d'allumage de mélanges gazeux est déjà étudiée depuis plusieurs décennies [3–8]. Le dépôt d'énergie par claquage laser est plus facile à caractériser, l'énergie déposée étant évaluée par différence entre l'énergie incidente du laser et l'énergie résiduelle. Très reproductible, le claquage laser est également plus sécurisant puisque la charge gazeuse est isolée du système électrique. Cependant, il existe encore à l'heure actuelle un manque de connaissances fines sur les effets induits par ce type de dépôt d'énergie, qui diffèrent de ceux générés par la technique du fil explosé. Enfin, lors du dépôt d'énergie la part mécanique transférée à l'onde de choc issue de la création du plasma est peu connue. Le travail proposé dans cet article aborde la quantification expérimentale de l'énergie mécanique, déduite de la mesure de l'évolution du rayon de l'onde de choc en fonction du temps par application du modèle de Jones [9] dont les hypothèses sont discutées.

1. Méthodologie expérimentale

Le montage est réalisé sur la plateforme Lasig (Laser ignition), cf figure 1.

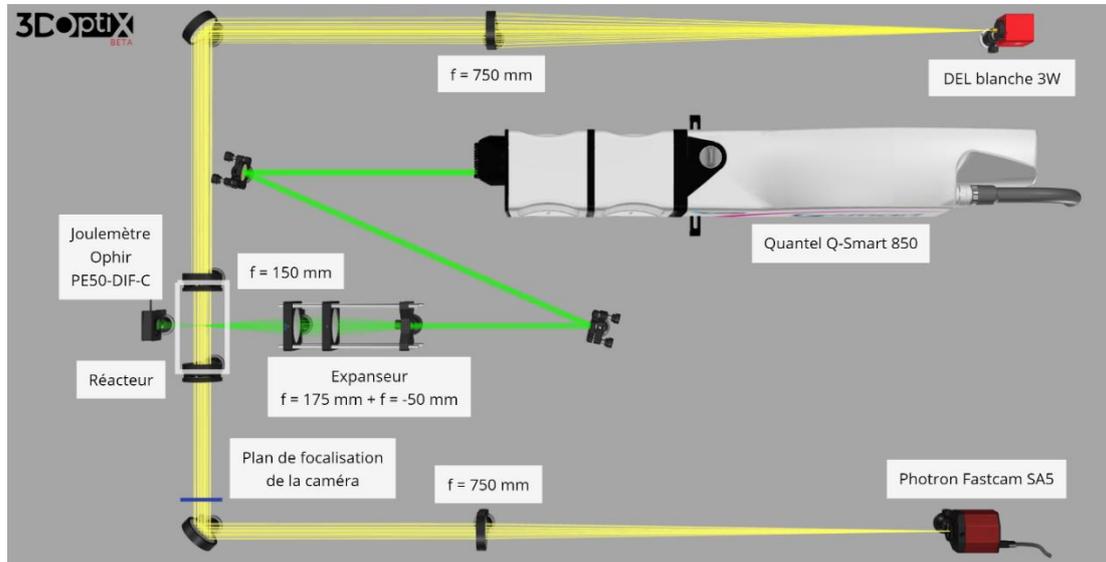


Figure 1. : Visuel de la plateforme d'essai Lasig.

1.1. Claquage laser

Dans le cadre de ces recherches, les claquages laser sont réalisés dans l'air à la pression atmosphérique avec un laser impulsif Nd:YAG Quantel (modèle Q-smart 850) générant un faisceau laser à une longueur d'onde fondamentale de 1064 nm. Deux modules supplémentaires sont positionnés sur le laser : un module atténuateur de faisceau permettant l'ajustement de l'énergie du faisceau laser en sortie, puis un module 2ω (doubleur de fréquence) permettant de générer la seconde harmonique à 532 nm (visible). Dans ces conditions, le diamètre du faisceau est de 9 mm, la durée de l'impulsion est $\tau_{FWHM} = 5$ ns et le facteur de qualité du faisceau est $M^2 = 1,5$. Avant son entrée dans le réacteur (figure 1), le faisceau laser est tout d'abord réfléchi sur deux miroirs plans afin de rattraper la différence de hauteur entre l'axe du laser et l'axe du réacteur. Ensuite, il est agrandi d'un facteur 3.5 à l'aide d'une lentille plan-concave ($f = -50$ mm et $\varnothing = 25,4$ mm) et d'une plan-convexe ($f = 175$ mm et $\varnothing = 50,8$ mm) puis focalisé à l'intérieur du réacteur par une lentille plan-convexe ($f = 150$ mm et $\varnothing = 50,8$ mm). Selon cette configuration optique, le rayon au col est $\omega_0 = 2,4$ μm . Toutes les optiques intervenant sur le trajet du laser ont reçu un traitement de surface adapté à la longueur d'onde de ce dernier.

Les énergies sont mesurées en deux temps à l'aide d'un joulemètre Ophir (modèle PE50-DIF-C, incertitude de calibration de $\pm 3\%$). L'énergie incidente E_{inc} est évaluée en positionnant le joulemètre à l'entrée du réacteur après la lentille de focalisation du faisceau laser. Le joulemètre est ensuite positionné derrière le réacteur pour mesurer l'énergie transmise E_t par le laser, après absorption de l'énergie incidente par le claquage. On en déduit l'énergie déposée par le laser selon la relation 1 :

$$E_{dep} = E_{inc} - E_t \quad (1)$$

Concernant la reproductibilité, pour une énergie incidente donnée, la variation de l'énergie déposée d'un tir à l'autre est d'environ 1% sur une série de 200 tirs consécutifs.

1.2. Montage ombroscopique

La visualisation des ondes de chocs est obtenue par un montage d'ombroscopie focalisée [10] dont les images sont enregistrées avec une caméra rapide Photron Fastcam SA5, cf figure 1. Le montage d'ombroscopie est réalisé sur une table optique. La source lumineuse utilisée est une DEL blanche de 3W (température de couleur = 8000 K). Le faisceau émis lumineux est collimaté grâce à une lentille plan-convexe de 750 mm de distance focale et de diamètre 2 pouces. Il est ensuite réfléchi par un miroir argenté vers le réacteur. L'intérieur du réacteur est cylindrique et il dispose de 4 ouvertures de 3 cm de diamètre, opposées deux-à-deux. Cette série d'essais étant réalisée dans l'air et à la pression atmosphérique, les hublots permettant d'étanchéifier le réacteur n'ont pas été montés. A la sortie du réacteur, le faisceau de lumière blanche est renvoyé vers différents miroirs argentés avant d'être focalisé par une deuxième lentille de focale 750 mm (identique à la première). Le faisceau est focalisé au niveau de l'objectif à focale variable de la caméra rapide. La distance parcourue entre les deux lentilles de focale 750 mm (section où le faisceau lumineux est collimaté) est d'environ 1,6 m. La caméra est cadencée à une fréquence d'acquisition de 105 000 images par seconde, et son temps d'ouverture est de $\sim 0,37 \mu\text{s}$ ($1/2713000 \text{ s}$).

Bien que dans la littérature on considère souvent des montages strioscopiques pour la visualisation des ondes de choc, l'ombroscopie s'avère suffisante et satisfaisante [10]. En effet, elle permet d'observer les variations de la dérivée seconde de l'indice optique ($\partial^2 n / \partial x^2$) alors que la strioscopie montre les variations de la dérivée première de l'indice optique ($\partial n / \partial x$). Cela signifie qu'un phénomène n'engendrant pas de forte variation de l'indice optique dans l'espace (par exemple un panache d'air chaud au-dessus d'une bougie) sera plus visible en strioscopie qu'en ombroscopie. A l'inverse, une onde de choc présente une forte variation du gradient de densité dans l'espace. Comme l'indice optique d'un gaz varie linéairement avec sa densité, il présente lui aussi une forte variation de son gradient dans l'espace. Ainsi, un phénomène caractérisé par des variations extrêmement rapides, cas de l'onde de choc, est bien mis en valeur par l'ombroscopie.

1.3. Synchronisation du laser et de la caméra rapide

La caméra rapide fonctionne grâce à une mémoire tournante dans laquelle des images défilent en permanence à la fréquence d'acquisition choisie. Pour déclencher l'enregistrement des images, la caméra est asservie au laser. L'intervalle de temps Δt entre le déclenchement du laser et l'enregistrement de l'image par la caméra est mesuré précisément à l'aide d'un oscilloscope (modèle LeCroy Waverunner LT584L) cadencé à 1 GHz (figure 2).

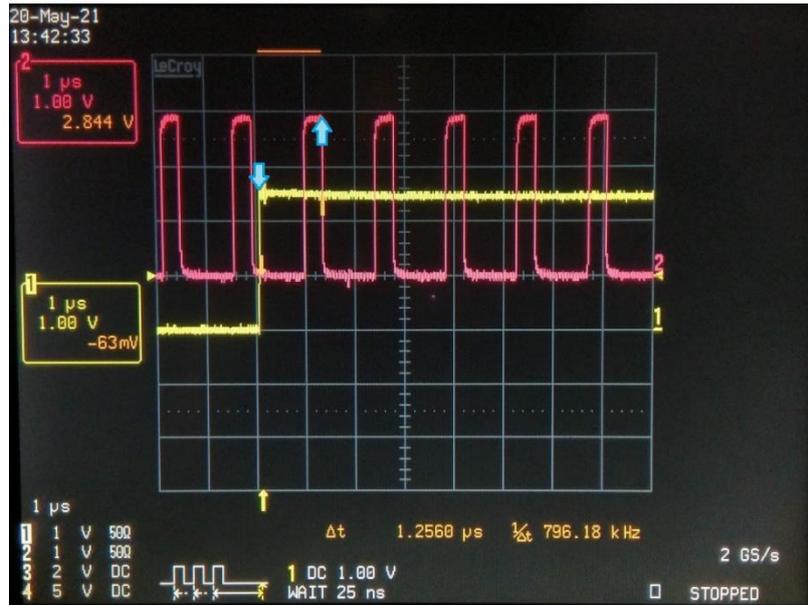


Figure 2. : Oscillogramme du signal de déclenchement Trigger TTL OUT du laser en jaune et du signal de durée d'exposition de la caméra en rose. Les flèches bleues pointent l'écart temporel entre le début du signal de trigger et la fin de la première durée d'exposition après le trigger. Pour cet oscillogramme, la caméra enregistrait à 700 000 i/s (environ 1,43 μs entre deux images), la durée d'exposition était de 1/2 713 000 s (environ 0,37 μs) et on observe sur l'oscilloscope que le Δt entre t_0 et t_{0bis} est de 1,256 μs pour ce tir.

1.4. Traitement des images

Les images récupérées de la caméra rapide sont des séries d'images au format tiff dont un exemple est présenté sur la figure 3. L'observation de ces images montre, pour toutes les conditions testées, une onde de souffle de forme sphérique. L'objectif du traitement des images est de récupérer l'évolution du rayon de l'onde de souffle en fonction du temps. Pour cela, on doit procéder à l'extraction des contours des ondes de souffles observées sur les images. Pour faciliter l'évaluation du rayon, on utilise un algorithme codé sur Matlab qui permet, à partir de six points identifiés manuellement, d'obtenir le cercle s'ajustant le mieux aux données expérimentales (voir la Figure 3.).

Chaque image est passée en revue et la position du front de l'onde de souffle est décrite par six points à chaque fois. En entrée du programme, on spécifie le facteur de conversion pixels-mètres des images, la fréquence d'acquisition, la durée d'exposition et la valeur du décalage temporel Δt . Ce programme renvoie alors un tableau donnant l'évolution du rayon de chaque cercle (en mètre) en fonction de l'instant (en seconde) auquel l'image a été prise.

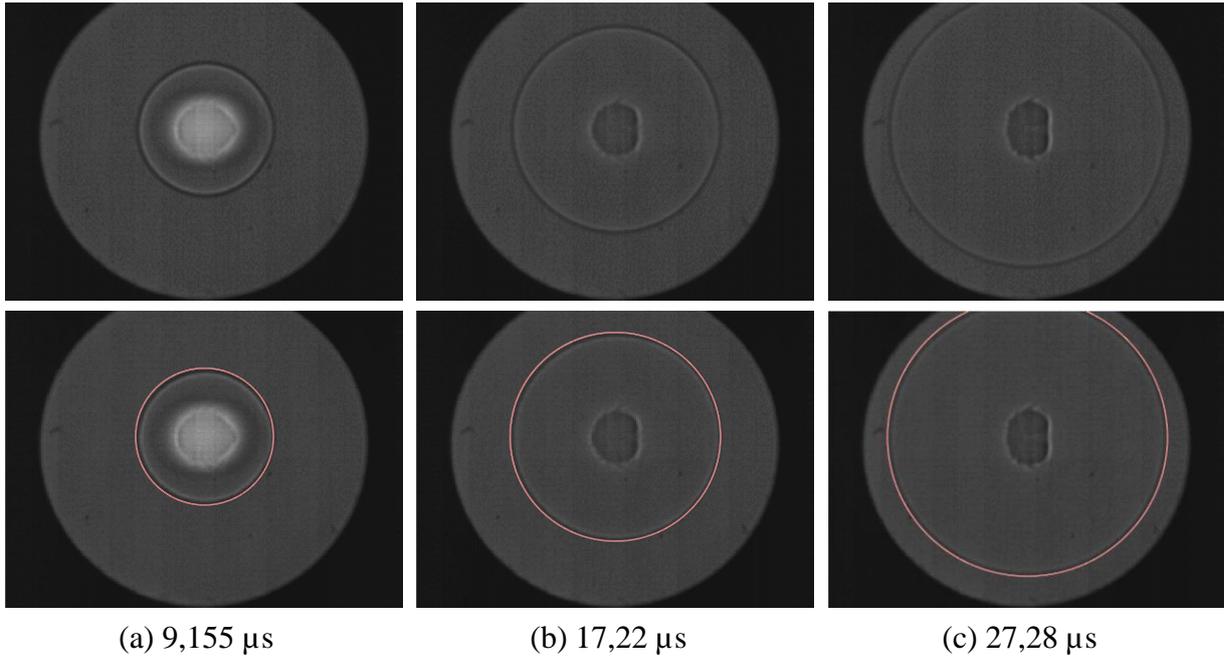


Figure 3. : Série de clichés d’ombroscopie montrant l’évolution de l’onde de souffle (en haut) et l’identification de son rayon (en bas). $E_{abs}=36,63$ mJ ; 124 000 i/s ; durée d’exposition = $1/2$ 713 000 s.

2. Résultats et analyse

Les résultats présentés ont été obtenus dans l’air environnant avec la gamme d’énergie laser suivante : $E_{inc} = \{5, 15, 26, 43, 61, 86, 109, 141, 173, 203\}$ mJ.

2.1. Présentation des résultats expérimentaux

La partie précédente a détaillé la méthodologie appliquée pour traiter les images brutes obtenues par ombroscopie. Ce post-traitement permet de suivre l’évolution de l’onde de souffle, caractérisée ici par son rayon, au cours du temps. La figure 4. présente des exemples de tracés du rayon en fonction du temps ainsi obtenus pour différents niveaux d’énergie incidente E_{inc} . Nous observons que ces points suivent une tendance bien définie que nous pouvons faire correspondre à un modèle. Ce graphe permet aussi de constater la répétabilité des tirs effectués du point de vue de l’onde de souffle générée. Prenons la série à 203 mJ pour illustrer. Chaque petit agrégat de points (les 4 derniers points isolés vers 25 μ s par exemple) est formé par des points venant chacun d’un tir différent (tous effectués à $E_{inc} \approx 203$ mJ mais ayant chacun un Δt différent). Ces points sont très cohérents entre eux et suivent la tendance. Pour une énergie incidente E_{inc} donnée, il faut donc entre 4 et 6 tirs laser seulement pour définir une trajectoire complète.

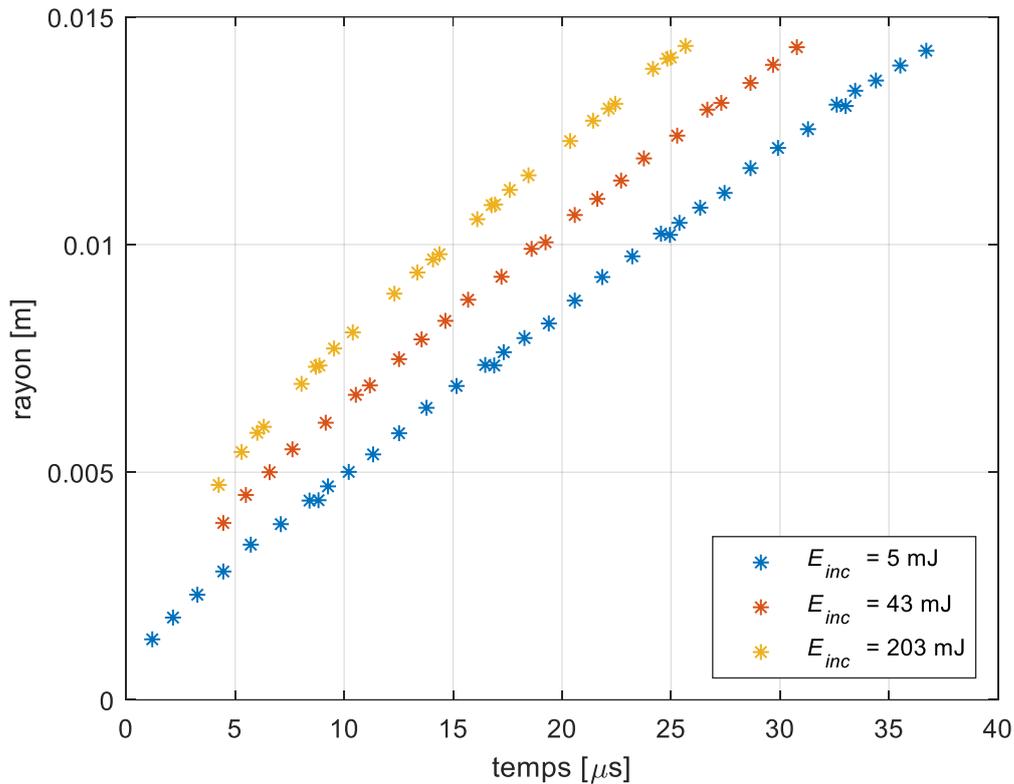


Figure 4. : Rayon de l’onde de souffle (obtenu par pointage des images d’ombroscopie) en fonction du temps, pour différents niveaux d’énergie incidente

2.2. Utilisation du modèle de Jones

Différents modèles ont été développés pour décrire l’onde de choc résultant de la libération brutale et localisée d’une importante quantité d’énergie dans un gaz. Peu après la seconde guerre mondiale et pendant la guerre froide, lorsque les effets des bombes atomiques étaient étudiés, trois chercheurs de nationalités différentes ont travaillé simultanément et de manière indépendante sur le sujet : les travaux de Taylor (UK) ont été publiés en 1950 [11], ceux de Von Neumann (USA) en 1958 (travaux déclassifiés écrits en 1947) [13] et ceux de Sedov (URSS) en 1959 [12]. Ils sont associés à un modèle que l’on connaît aujourd’hui sous le nom de modèle de Sedov-Taylor. C’est généralement ce modèle qui est utilisé pour déduire l’énergie d’une onde de souffle à partir de la trajectoire de celle-ci.

Cependant le modèle de Sedov-Taylor est conçu dans l’hypothèse particulière des chocs forts, où la surpression est au moins 10 fois supérieure à la pression ambiante. L’hypothèse réalisée est que la pression initiale $P_0 = 0$ (de telle sorte que la pression P_0 des équations de Rankine-Hugoniot est aussi considérée comme nulle). Si cette hypothèse demeure valide à grande distance dans le cas des explosions nucléaires, elle ne l’est plus dans le cas du choc généré par un claquage laser. Ce dernier est d’amplitude moyenne et subit rapidement de manière notable l’effet de la pression atmosphérique. Le modèle de Sedov-Taylor ne s’applique donc pas à l’onde de souffle d’un claquage laser.

A la suite du modèle de Sedov-Taylor, d'autres modèles ont vu le jour, en ajustant différentes hypothèses, telles que la géométrie du choc (sphérique, cylindrique ou plan) ou l'intensité de celui-ci. L'un d'entre eux convient particulièrement à ce projet : le modèle de Donald L. Jones, finalisé en 1968 [9]. Celui-ci s'applique aux chocs d'amplitude intermédiaire, c'est-à-dire lorsque la surpression est comprise entre la pression atmosphérique et 10 fois celle-ci. Il n'est pas spécialement conçu pour les claquages lasers mais Gebel [6] a montré que c'était le modèle qui correspondait le mieux au phénomène étudié. Cette observation a été confirmée pour de nombreux claquages laser dans la littérature [5,8]. Dans ce modèle, l'expansion de l'onde de souffle est définie comme suit :

$$\tau = 0,543 \left[\left(1 + 4,61 x(t)^{\frac{5}{2}} \right)^{\frac{2}{5}} - 1 \right] \quad (2)$$

Avec $\tau = c_0 \frac{t}{r_0}$ la variable temporelle, qui dépend de c_0 la vitesse du son dans le milieu ambiant et du rayon caractéristique r_0 . $x(t) = \frac{r(t)}{r_0}$ est la variable d'espace adimensionnelle déduite de la valeur du rayon (t) de l'onde, qu'on mesure grâce au traitement d'images, et où r_0 est le rayon caractéristique défini par :

$$r_0 = \left[\frac{6,25 E_0}{B \gamma P_0} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3)$$

C'est dans r_0 qu'on trouve l'énergie incidente de l'onde de souffle E_0 [J] que l'on cherche à caractériser dans ce projet. r_0 dépend également de B , un facteur géométrique lié au gaz dans lequel l'onde de souffle se propage, qui vaut 5,319 dans l'air. γ est le coefficient polytropique du gaz au repos et P_0 [Pa] sa pression initiale. 6,25 et 1/3 sont des coefficients dépendants de la géométrie du choc, ici sphérique.

L'optimisation de r_0 a été faite en utilisant une méthode de minimisation de réduction des moindres carrées de l'équation (2) avec contraintes sous Matlab, en imposant que l'énergie de l'onde de souffle E_0 ne peut pas être négative et ne peut pas excéder l'énergie déposée E_{dep} .

Dans l'équation de Jones, on trouve enfin les grandeurs numériques 0,543, 4,61, 5/2 et 2/5 qui sont des grandeurs numériques que Jones a déterminées à partir de deux hypothèses :

- à $t = 0$, le choc est considéré fort, c'est-à-dire que l'hypothèse est faite que $P_0 = 0$;
- à $t \rightarrow \infty$, la vitesse de l'onde de souffle est la vitesse acoustique du milieu.

L'ajustement d'une courbe aux points expérimentaux exposés dans la partie 2.1 avec le modèle de Jones décrit ci-dessus, est présenté dans la figure 5.

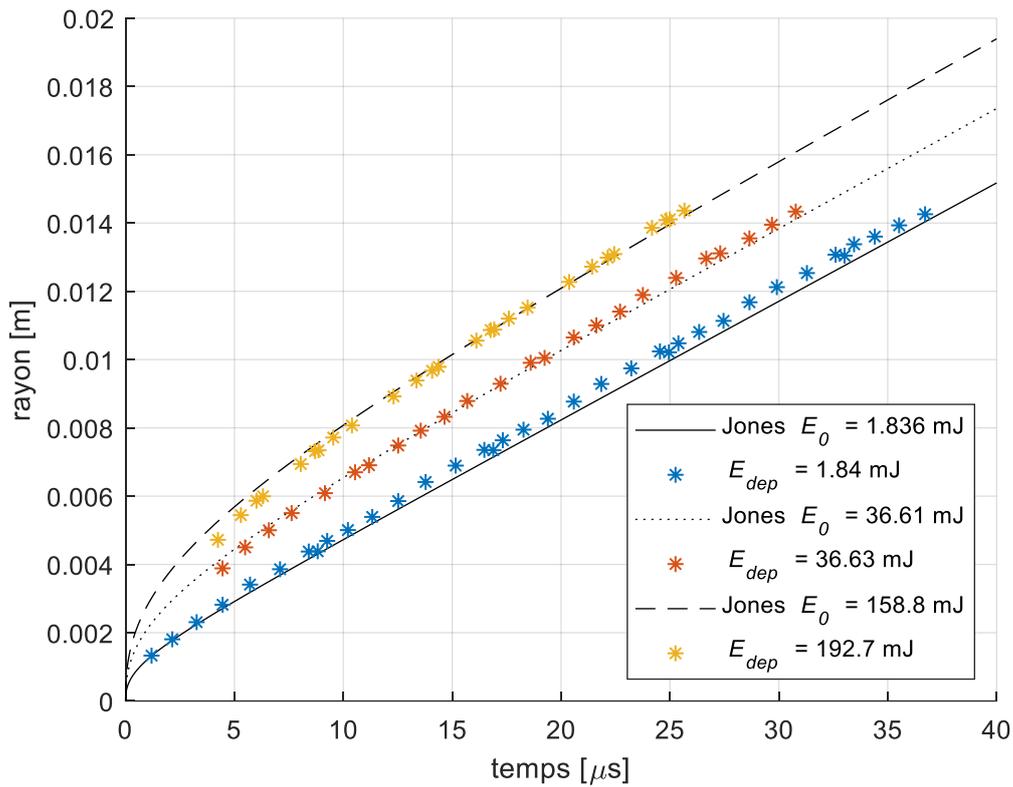


Figure 5. : Ajustement du modèle de Jones sur les séries de points expérimentaux donnant la trajectoire de l’onde de souffle

On constate que le modèle suit les points expérimentaux. Il permet de déduire E_0 l’énergie initiale de l’onde de choc. De cette valeur, on exprime ensuite la part énergétique que l’énergie du choc représente par rapport à l’énergie que le claquage laser a absorbé. Ces grandeurs sont récapitulées dans le tableau 1.

E_{inc} [mJ]	5.91	15.86	26.32	43.47	61.25	86.45	109.4	141.3	173.1	203.2
E_{dep} [mJ]	1.84	10.00	19.87	36.63	54.04	78.88	101.2	132.5	163.6	192.7
E_0 [mJ]	1.836	9.991	19.86	36.61	54.03	77.76	95.67	115.6	137.4	158.8
E_0/E_{dep} [%]	99.8	99.9	99.9	99.9	99.9	98.6	94.5	87.2	84.0	82.4

Tableau 1 : Résumé des valeurs d’énergie du choc que le modèle de Jones a permis de calculer ainsi que de la part d’énergie que cette énergie représente par rapport à l’énergie absorbée par le claquage laser. Les valeurs de E_0 sont calculées à partir des données extraites sans incertitude de la procédure d’ajustement sous Matlab.

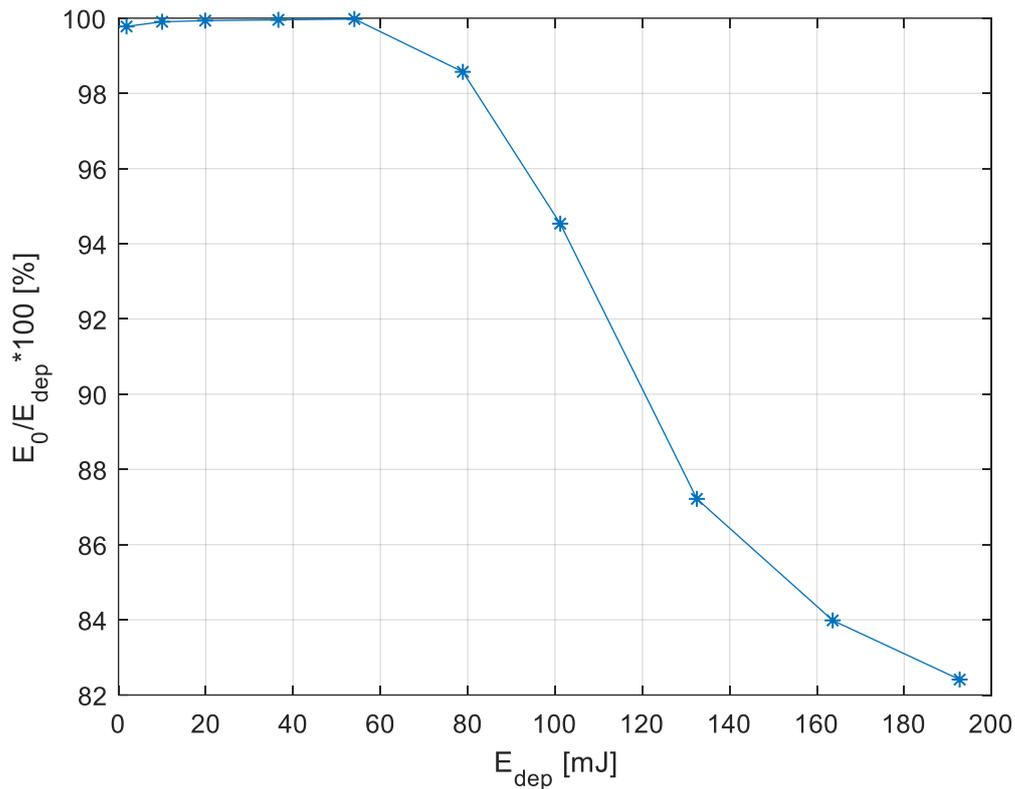


Figure 6. : Part de l'énergie initiale de l'onde de souffle par rapport à l'énergie absorbée par le claquage laser

La figure 6 révèle une tendance dans la part d'énergie du choc par rapport à l'énergie absorbée par le claquage : celle-ci diminue et semble tendre vers une asymptote quand l'énergie augmente.

2.3. Comparaison des résultats avec ceux de la littérature

Les résultats reportés sur la figure 5 montrent une assez bonne corrélation entre l'expérience et le modèle de Jones déjà rapportée dans la littérature [6], [8]. Toutefois, deux constatations, communes à toutes les séries de mesure, peuvent être faites :

- le modèle de Jones surestime systématiquement les mesures expérimentales aux premiers instants ;
- le modèle de Jones sous-estime systématiquement les mesures expérimentales aux derniers instants.

En cherchant à comparer nos résultats avec ceux de la littérature, nous avons constaté que ces observations n'avaient jamais été rapportées alors que celles-ci peuvent également être mises en évidence dans les travaux de Gebel *et al.* [6] et ceux de An *et al.* [8]. Dans le cas de Gebel *et al.* les mesures portent sur des durées élevées pouvant aller jusqu'à 100 μ s, ce qui permet de minimiser ces sur/sous estimations car le poids statistique donné à la vitesse asymptotique (égale à la vitesse du son) de l'onde de choc est beaucoup plus important.

2.4. Optimisation non linéaire des paramètres du modèle de Jones

Une interprétation proposée pour expliquer que le modèle de Jones surestime l'expérience aux premiers instants et qu'il la sous-estime aux derniers instants, est que le modèle de Jones est contraint par une tangente à l'origine trop verticale. Cela force la réponse du modèle à croître trop rapidement aux premiers instants, donc à surestimer l'expérience. Ensuite, la réduction des moindres carrés impose que la courbe s'infléchisse, traversant alors l'échantillon de points en le sous-estimant aux derniers instants.

Cette contrainte trouve son origine en étudiant la manière dont Jones a établi son modèle. Une des hypothèses utilisées par Jones pour fermer son modèle et aboutir à des calculs analytiques réalisables en 1968 est d'avoir supposé un choc fort à $t=0$ s. C'est cette hypothèse qui pose problème aux premiers instants dans le cas général des claquages laser. C'est ainsi que Pokrzywka *et al.* [14] ont montré que le modèle de Sedov-Taylor (hypothèse d'un choc fort) est mal adapté à la description d'un choc d'amplitude intermédiaire, en particulier dans le cas d'un claquage laser pour l'intervalle entre 200 ns et 1 μ s. Il semble donc légitime d'envisager le modèle de Jones sans cette hypothèse de choc fort aux premiers instants.

L'autre hypothèse utilisée par Jones pour fermer son modèle est que la vitesse de l'onde de souffle aux derniers instants est la vitesse acoustique du milieu. Cette hypothèse semble tout à fait valide au regard de tous les résultats obtenus et de ceux issus de la littérature. Elle était également déjà présente dans les travaux de von Neumann [13] dans la sous-section traitée par Bethe. Elle n'est donc pas remise en cause dans le travail présenté ici. Fort de ces constats, pour modifier le modèle de Jones, nous repartons de la solution générale proposée dans ses travaux [8]:

$$\tau = a [(1 + b x(t)^d)^e - 1] \quad (4)$$

La condition limite $t \rightarrow \infty$ se traduit mathématiquement par :

$$x = \frac{r(t)}{r_0} \rightarrow \infty \quad \text{et} \quad \tau = c_0 \frac{t}{r_0} = \frac{r(t)}{r_0} = x(t) \quad (5)$$

Pour cette condition limite, l'hypothèse conservée est que la vitesse de l'onde de souffle est la vitesse acoustique du milieu. L'équation 3.4 devient alors :

$$\tau = a b^e x^{de} \quad (6)$$

Puisque $\tau = x$ dans cette hypothèse, on doit avoir pour les exposants :

$$de = 1, \quad \text{soit} \quad e = \frac{1}{d} \quad (7)$$

et pour les coefficients :

$$ab^e = 1, \quad \text{ce qui revient à} \quad b = a^{-d} \quad (8)$$

Ainsi, grâce aux équations (7) et (8), sur les quatre variables initialement indéterminées de l'équation (4), seules deux sont à déterminer numériquement : a et d. La méthode de réduction des moindres carrés appliquée à l'équation (4) tenant compte des équations (7) et (8) avec les mêmes contraintes que précédemment concernant r_0 , est utilisée pour déterminer des valeurs pertinentes pour ces variables.

Elles sont récapitulées dans le tableau 2.

a	b	d	e
0,8181	1,4848	1,9688	0,5079

Tableau 2 : Valeurs numériques du modèle de Jones modifié, extraites sans incertitude de la procédure d’ajustement sous Matlab.

L'équation de trajectoire du modèle de Jones modifié prend ainsi la forme :

$$\tau = 0,818 [(1 + 1,485 x(t)^{1,969})^{0,508} - 1] \tag{9}$$

Les nouvelles trajectoires identifiées sont reportées sur la figure 7 avec les données expérimentales. On peut observer une nette amélioration de l’ajustement entre le modèle de Jones 1968 (figure 5) et le modèle de Jones modifié (figure 7).

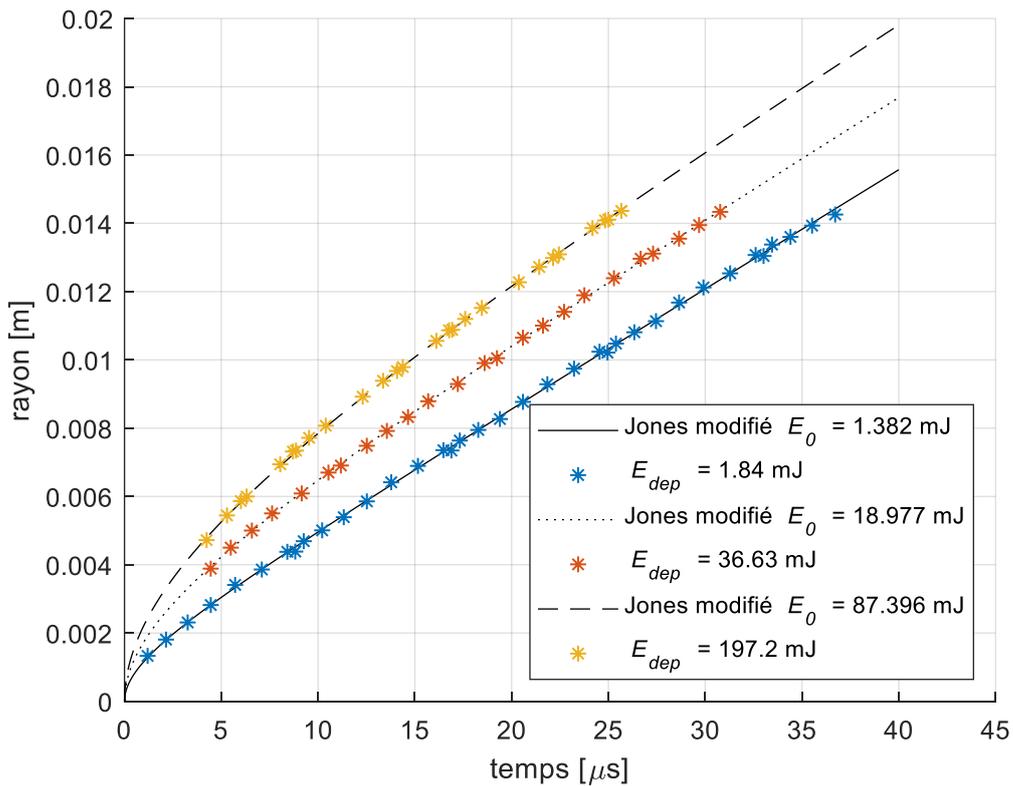
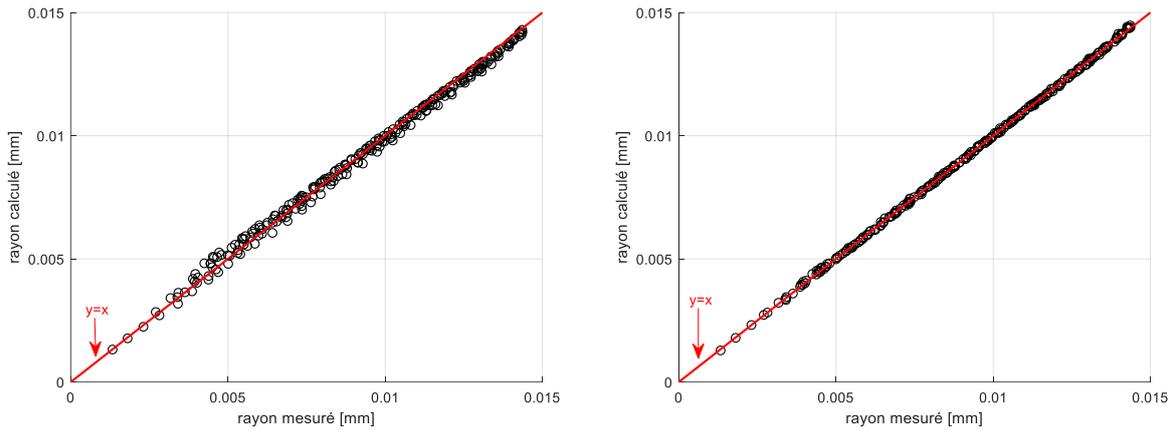


Figure 7. : Ajustement du modèle de Jones modifié sur les séries de points expérimentaux donnant la trajectoire de l’onde de souffle

Pour affiner la comparaison des deux modèles, un graphique de corrélation linéaire est proposé pour chaque modèle dans la figure 8. Ce graphe présente le rayon calculé avec le modèle en fonction du rayon mesuré avec l'extraction de contour. Plus le modèle est proche de l'expérience, plus les points se trouvent la droite d'équation $y = x$.



(a) Corrélation linéaire du modèle de Jones 1968

(b) Corrélation linéaire du modèle de Jones modifié

Figure 8. : Comparaison du graphe de corrélation linéaire entre le modèle de Jones proposé en 1968 et le modèle de Jones modifié après avoir enlevé l’hypothèse de choc fort à $t=0$

Sur le graphe figure 8.a on observe un léger décalage des points expérimentaux positionnés avec le modèle de Jones 1968 par rapport à la droite $y = x$. Sur le graphe figure 8.b du modèle de Jones modifié, ce décalage n’est plus. On a donc obtenu un modèle plus représentatif de la trajectoire réelle des ondes de souffle d’amplitude intermédiaire.

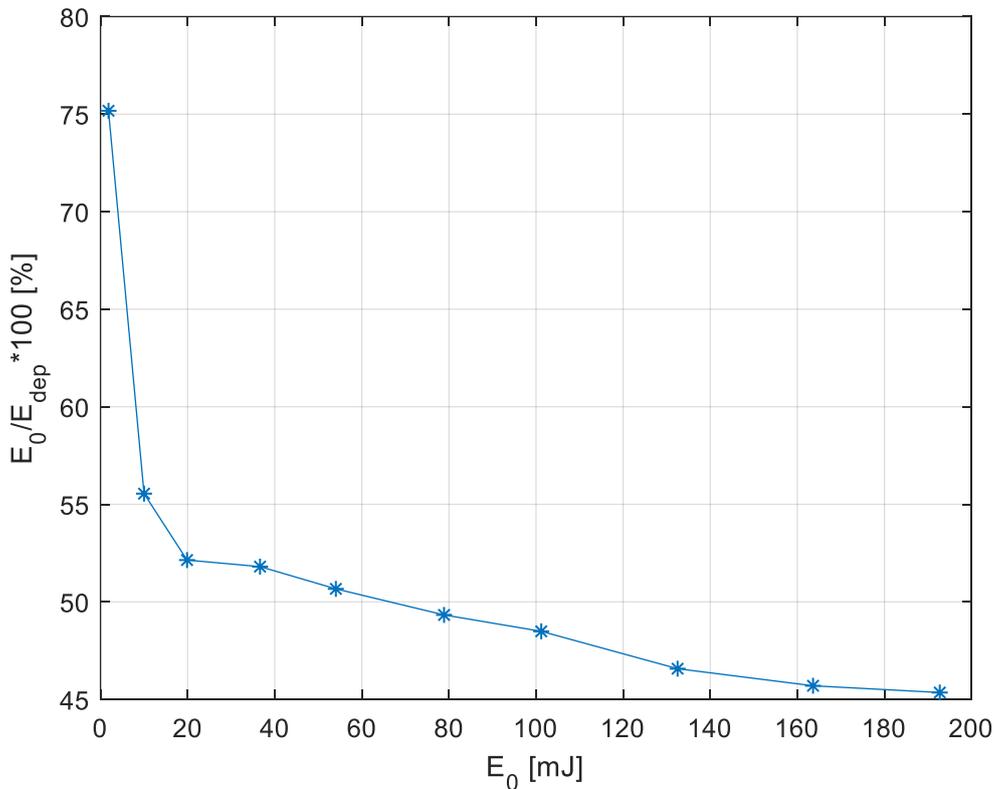


Figure 9. : Graphe de la part d’énergie associée à la génération de l’onde de souffle par rapport à l’énergie absorbée par le claquage laser, avec le modèle de Jones modifié

Avec ce modèle adapté, il nous est possible de réévaluer la part d'énergie associée à la génération de l'onde de souffle en fonction de l'énergie incidente (figure 9). On observe sur ce graphique que le comportement prédit par Gebel *et al.* [6] est retrouvé. Pour les plus faibles énergies, le choc représente 75% de l'énergie du claquage. Ensuite, l'énergie chute asymptotiquement et tend vers 45% de l'énergie du claquage aux hautes énergies, ce qui est de l'ordre de grandeur proposé par Gebel *et al.* [6] (50%).

Cette évolution de l'énergie du choc par rapport à l'énergie du claquage laser s'explique par le phénomène de saturation de l'énergie du claquage au-delà d'un certain niveau. Le plasma généré par un claquage à basse énergie n'a pas les mêmes propriétés qu'un plasma issu d'un claquage à haute énergie. En particulier, à haute énergie, augmenter l'énergie du laser ne provoque plus qu'une croissance du volume du plasma sans changer sa température et sa densité électronique [15].

Cette mise en évidence d'un seuil dans l'énergie du choc est particulièrement utile car elle permet de connaître très facilement l'énergie initiale du choc à partir de l'énergie incidente du laser. Ainsi, dans l'air, on pourrait estimer rapidement que chaque claquage laser (dans les mêmes conditions de focalisation) réalisé pour une énergie incidente supérieure à 160 mJ génère un choc d'énergie initiale égale à 45% de l'énergie incidente. Ce résultat facilitera la suite des expériences réalisées sur table d'explosion par exemple en permettant d'ajuster l'énergie apportée pour initier l'allumage d'une charge gazeuse en fonction de son rayon.

Conclusion

L'objectif de ce projet était de parvenir à une meilleure connaissance du claquage laser, en particulier concernant sa caractérisation énergétique. Grâce aux expériences d'imagerie rapide par ombroscopie, il a été possible d'obtenir des films d'ondes de souffle se propageant dans l'air générées à partir d'un claquage laser. L'analyse de ces images, au moyen d'un algorithme d'extraction de contours semi-manuel sur Matlab, a permis d'obtenir des tracés de trajectoire des ondes de souffle en fonction du temps pour différents niveaux d'énergie du laser. La modélisation par le modèle de Jones s'est montrée intéressante pour déduire l'énergie du choc à partir des tracés de trajectoire. Mais le modèle original de 1968 manquait de précision en raison de l'hypothèse d'un choc fort à $t=0$, non réaliste dans le domaine de claquage laser. La révision du modèle et le calcul de nouveaux paramètres en fonction des mêmes hypothèses à l'exclusion de celle du choc fort, ont alors permis d'obtenir un modèle de Jones modifié qui offre de meilleurs résultats, plus fidèles à l'expérience.

Les expériences réalisées ont été conduites dans l'air pour faciliter les manipulations, et notamment éviter d'avoir à remplir puis purger le réacteur après chaque tir. Cette étape était nécessaire pour maîtriser l'utilisation du modèle de Jones avec précision, et les résultats initiaux obtenus seront utiles à la poursuite des essais dans des milieux réactifs. La part d'énergie mécanique du claquage laser, associée à la génération de l'onde de choc, est ainsi désormais mieux connue.

Par la suite, il s'agira dans un premier temps d'effectuer des claquages laser dans l'argon dans le but de comparer les niveaux d'énergie obtenus avec ceux de la littérature dans des conditions standards. Dans un second temps, des tirs dans des milieux réactifs propane-air, mélange habituellement utilisé pour reproduire des explosions accidentelles [1,2] seront effectués.

Annexe : Note sur la terminologie employée

Il n'existe pas de consensus entre toutes les communautés scientifiques (physique, énergétique, mécanique, acoustique ...), voire au sein d'une communauté, sur les définitions précises de ce qu'est une onde de choc ou une onde de souffle. Nous avons retenu les définitions suivantes :

- Une explosion est vue comme une libération localisée d'une quantité d'énergie sur un temps court. Cette définition est cohérente avec celle du Groupement Français de la Combustion et des ouvrages de référence sur les explosions, tels que ceux de Baker et al [16] et Kinney & Graham [17].
- Une onde de choc est considérée comme la propagation d'une discontinuité mécanique et thermodynamique. Nous ne considérons pas ici, comme c'est parfois le cas, que le terme d'onde de choc est réservé aux chocs soutenus [18].
- La définition de l'onde de souffle est plus sujette à débat et varie même selon la langue ; son utilisation en français recouvrant un spectre plus large que celle usuelle associée au mot « blast » en anglais. C'est ainsi que l'onde de surpression générée par une déflagration à propagation subsonique, est également qualifiée d'onde de souffle au même titre que l'onde de surpression générée par une détonation à propagation supersonique.

Nous retenons comme définition de l'onde de souffle : l'onde de surpression se propageant dans l'air et résultant d'une explosion [19]. Dans le cas du claquage laser, cette définition de l'onde de souffle est également cohérente avec celle de Needham [20]).

- En raison de son expansion sphérique l'onde de souffle tend asymptotiquement vers une onde acoustique, donc sonique.

Forts de ces considérations, il n'est pas apparu nécessaire dans ce travail, de faire de distinction entre onde de choc et onde de souffle.

Références

- [1] D.H. Duong, J.L. Hanus, L. Bouazaoui, X. Régál, G. Prod'homme, E. Noret, T. Yalamas, M. Reimeringer, P. Bailly & O. Pennetier, (2012), « Response of a tank under blast loading – part II: experimental structural response and simplified analytical approach », *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, N°16, Vol. 9, p. 1042-1057.
DOI: <https://doi.org/10.1080/19648189.2012.699743>
- [2] L. Blanc, J.L. Hanus, M. William-Louis, B. Le-Roux, (2016), « Experimental and numerical investigations of the characterisation of reflected overpressures around a complex structure », *J. Appl. Fluid Mech.* Vol. 9, p. 121–129.
DOI: <https://doi.org/10.36884/jafm.9.SI1.25823>
- [3] J.H. Lee, R. Knystautas, « Laser spark ignition of chemically reactive gases, (1969), *AIAA J.* 7 312–317.
DOI: <https://doi.org/10.2514/3.5091>
- [4] F.J. Weinberg, J.R. Wilson, (1971), « Preliminary investigation of the use of focused laser beams for minimum ignition energy studies », *Proc Roy Soc Ser A Math Phys Sci.* Vol. 321, p 41–52.
DOI: <https://doi.org/10.1098/rspa.1971.0012>
- [5] N.D. Peters, D.M. Coombs, B. Akih-Kumgeh, (2018), « Thermomechanics of laser-induced shock waves in combustible mixtures, *Shock Waves* », Vol. 28, p 1039–1051.
DOI: <https://doi.org/10.1007/s00193-018-0850-0>
- [6] G.C. Gebel, T. Mosbach, W. Meier, M. Aigner, (2015), « Laser-induced blast waves in air and their effect on monodisperse droplet chains of ethanol and kerosene », *Shock Waves.* Vol 25, p 415–429.
DOI: <https://doi.org/10.1007/s00193-015-0564-5>
- [7] R.K. Prasad, S. Jain, G. Verma, A.K. Agarwal, (2017), « Laser ignition and flame kernel characterization of HCNG in a constant volume combustion chamber », *Fuel*, Vol. 190 p. 318–327.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2016.11.003>
- [8] B. An, Z. Wang, L. Yang, G. Wu, J. Zhu, X. Li, « Experimental investigation of the shock loss and temporal evolution of hot plume resulting from dual-pulse laser-induced breakdown in quiescent air », *J. Appl. Phys.* 122 (2017) 193301.
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4990096>
- [9] D.L. Jones, (1968), « Intermediate strength blast wave », *Phys. Fluids.*, Vol. 11, p 1664–1667.
DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1692177>
- [10] G.S. Settles, (2001), *Schlieren and Shadowgraph Techniques*, Springer.
DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-56640-0>
- [11] G.I. Taylor, (1950), « The formation of a blast wave by a very intense explosion. - II. The atomic explosion of 1945 », *Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci.*, Vol. 201, p 175–186.
DOI: <https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0050>
- [12] L.I. Sedov, (1959), « *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* », Academic Press Inc., New-York,
DOI: <https://doi.org/10.1088/0031-9112/11/6/008>
- [13] H.A. Bethe, K. Fuchs, J.O. Hirschfelder, J.L. Magee, R.E. Peierls, J. von Neumann, (1947), *Blast wave*.
<https://apps.dtic.mil/sti/citations/ADA384954>

- [14] B. Pokrzywka, A. Mendys, K. Dzierżęga, M. Grabiec, S. Pellerin, (2012) « Laser light scattering in a laser-induced argon plasma: Investigations of the shock wave », Spectrochim. Acta - Part B At. Spectrosc. Vol. 74–75, p. 24–30.
DOI: <https://doi.org/10.1016/j.sab.2012.06.015>
- [15] S. Rudz, M. Wartel, S. Pellerin, J.L. Hanus, (2019), « Prediction of the spatial location of a laser-induced breakdown in argon », J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 52, **52** 505204.
DOI: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab4324>
- [16] W. E. Baker, P. A. Cox, , J. J. Kulesz, R. A. Strehlow, P. S. Westine, (2012), « Explosion hazards and evaluation », Elsevier.
ISBN: 978-0-444-42094-7
- [17] G. F. Kinney, K. J. Graham, (2013), « Explosive shocks in air », Springer.
DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-86682-1>
- [18] C. E. Needham, (2018), « Blast waves », Springer.
DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-65382-2>
- [19] D. A. Crawl, (2010), « Understanding explosions », Vol. 16, John Wiley & Sons.
ISBN: 978-0-470-92528-7
- [20] S. Santana Herrera, J.L. Hanus, C. Renaud, B. Le-Roux, « Caractérisation simplifiée du chargement généré par une explosion sur un bâtiment industriel », Revue Construction métallique, n°2, 2016
<https://www.cticm.com/le-cticm/>