



**HAL**  
open science

# Développement de nouvelles sources laser pour l'allumage et rallumage en altitude des turboréacteurs

Martin Maillard

► **To cite this version:**

Martin Maillard. Développement de nouvelles sources laser pour l'allumage et rallumage en altitude des turboréacteurs. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2024. Français. NNT : 2024BORD0018 . tel-04549561

**HAL Id: tel-04549561**

**<https://theses.hal.science/tel-04549561>**

Submitted on 17 Apr 2024

**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.

THÈSE PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE  
**DOCTEUR**  
**DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUE ET DE L'INGÉNIEUR

SPECIALITÉS : LASERS, MATIÈRES, NANOSCIENCES

Par **Martin MAILLARD**

*Développement de nouvelles sources laser pour l'allumage et le rallumage en altitude des turboréacteurs*

Sous la direction de : **Eric FREYSZ**

Soutenue le 08/02/2024

Membres du jury :

M. Jérôme Degert	Professeur des universités	Université de Bordeaux, laboratoire LOMA	Président
M. Gabi-Daniel STANCU	Professeur des universités	CentraleSupélec, laboratoire EM2C	Rapporteur
M Richard MONCORGE	Professeur des universités	Université de Caen, laboratoire CIMAP	Rapporteur
M. Marc BELLENOUE	Professeur des universités	ISAE-ENSMA, laboratoire PPRIME	Examineur
M. Eric FREYSZ	Directeur de Recherche	Université de Bordeaux, laboratoire LOMA	Directeur

Membres invités :

M. Mikaël ORAIN	Ingénieur de recherche	ONERA	Co-encadrant
M. Claude BÉRAT	Chef du service combustion	SAFRAN Helicopter Engines	Invité

# Remerciements

Pour commencer, je souhaiterais remercier mon jury de thèse, particulièrement Gabi Daniel Stancu et Richard Moncorgé pour avoir accepté d'être rapporteur. Également je voudrais remercier Jérôme Degert pour avoir accepté le rôle de président du jury et Marc Bellenoue pour avoir accepté d'être examinateur. Un remerciement tout particulier à Claude Berat d'avoir accepté mon invitation à mon jury de thèse, son support pour la collaboration avec l'entreprise Safran Helicopter Engine a été crucial à de nombreux points de vue.

Maintenant je voudrais exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance à Eric Freysz mon directeur et Mikaël Orain mon encadrant, qui m'ont accepté pour faire partie de l'aventure LAMA. Merci à tous les deux d'avoir été aussi présent. Merci Éric d'avoir toujours pris beaucoup de temps pour discuter avec moi afin de partager ton savoir et pour m'avoir énormément aidé lors de mes différentes rédactions d'articles et de thèse. Sans ton soutien j'aurais eu beaucoup plus de mal à compléter ces étapes. Grâce à toi, j'aurais toujours plaisir à revenir au LOMA, je te souhaite plein de réussite pour tous les projets futurs (et sois prudent à vélo). Mikaël, merci d'avoir toujours été franc et honnête avec moi. Tes conseils et ton soutien ont été indispensables pour la rédaction de ma thèse. J'ai notamment beaucoup aimé réaliser les essais sur MERCATO avec toi. Nos longues discussions ont permis d'éviter l'ennui et on bien animé les campagnes. Merci encore pour tout et j'ai hâte de te recroiser à Cauterets.

Je souhaite remercier les membres de l'ONERA avec qui j'ai partagé de très bons moments même si je n'étais pas sur site. Merci à toute l'unité MH du Fauga, notamment Mikaël, Sébastien, Sébastien, Lola, Pierre et Julien. Merci également à ceux avec qui j'ai pu vivre ma première conférence, notamment Philippe, Loïc, Olivier, Emmanuel et Guillaume. Et enfin merci Chrystelle d'avoir toujours répondu à mes questions avec gentillesse.

Mon arrivée au Laboratoire Ondes et matière d'Aquitaine s'est faite dans une ambiance toute particulière puisque nous sortions à peine du premier confinement. Les interactions avec les différents membres du laboratoire étaient alors compliquées, mais malgré cela, j'ai tout de suite été bien accueillie au sein du groupe PULS. Je tiens donc à remercier, Eric, Jérôme, Emmanuel, Laetitia, Valérian, Minh, Thiêt, Raphaël, Muhammad, Mathias, Amin, Olivia et bien sûr Gabriel pour avoir été présent à mes côtés dès le début. Je tiens également à remercier les différents services du LOMA qui ont été d'une grande aide pour le bon déroulement de ma thèse. Merci au service informatique, au service gestion, au service électronique et au service mécanique pour leur aide. Merci, Anne et Sébastien, d'avoir toujours répondu présent à nos demandes, surtout que celles-ci avaient souvent des délais relativement courts.

Le LOMA c'était également une aventure sportive pour moi. Merci à mes collègues coureurs avec qui j'ai pu parcourir de long en large le parc de Thouars. Merci Antoine, Thomas, Clément, Anne et Yoann, grâce à vous j'ai pu nettement améliorer mon niveau et bientôt, quand je gagnerai les marathons, je penserai à vous. Merci également, Fabien, Benjamin et Nicolas, pour toutes ces parties de squash. Notre tournoi va me manquer et je regrette de ne pas avoir pu le remporter... mais grâce à vous j'ai eu le plus beau de tous les trophées.

J'aimerais remercier mes collègues thésards qui sont devenus des amis au cours de nos différentes sorties. Merci Nicolas, Yoann, Julien et Benjamin. Merci, les gars, d'avoir bien animé nos discussions lors de nos repas, pause-café et sorties au bar pour supporter les équipes de France de football et rugby. Avec vous je me suis bien marré et j'espère qu'on va continuer à se voir. Félicitations Benjamin pour avoir obtenu ta thèse au pays du gouda un jour avant moi et bon courage aux trois autres pour la fin de leur thèse.

J'aimerais finir cette partie sur le LOMA mentionnant à nouveau des personnes importantes pour moi. Merci, Olivia et Amin, d'avoir partagé tant de moment avec moi. Nos discussions sur la culture française, ses aberrations et nos différences vont me manquer. Et surtout

plus que tout, je tiens à remercier Gabriel. Ce jeune docteur ayant déjà traversé la tempête de l'allumage laser avant moi a su me guider sur tous les aspects de ma vie de thésard. Juste merci, tu as été « pixel perfect » pendant ces trois années. Tu as été pour moi un mentor et un ami, j'étais fier d'être ton padawan. Je sais que je pouvais être obstiné lorsqu'il s'agissait de rédiger au passif, mais je crois que cette obstination nous la partageons et c'est ce qui rendait nos débats si amusants. Merci pour tout encore une fois.

Enfin, je souhaiterais remercier ma famille pour m'avoir supporté trois années de plus en tant qu'étudiant, merci à mes parents Maryline et Jean-Louis, merci à mon frère Matthieu, à sa femme Lydia et merci à ma « petite » sœur jumelle Manon. C'est en grande partie grâce à vous si aujourd'hui je suis Docteur. Merci également à mes amis, qui m'ont également bien aidé, et ce tout au long de ma vie étudiante. Je pense notamment à Charlotte, Philippe, Estelle, Romain B ainsi qu'à Rémi, Victor et Léo qui me suivent depuis le lycée. Merci à Romain L, Margot, Guillaume et Eliora qui m'accompagnent depuis l'école d'ingénieur. Votre présence à tous au cours de ces années a été cruciale. Enfin, je souhaiterais dire merci à une personne qui a une place particulière dans mon cœur. Merci Chryseis de m'avoir accompagné, supporté et aidé au cours de ces derniers mois de thèse. Merci de m'avoir fait garder le sourire tous les jours et de m'avoir permis de ne pas baisser les bras. Grâce à toi, aujourd'hui je suis un homme heureux, sportif et j'ai hâte d'entamer ma prochaine aventure à tes côtés.



# Table des matières

<b>Table des sigles et acronymes</b>	<b>xix</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l'art</b>	<b>5</b>
1.1 Comment fonctionne l'allumage d'un moteur aéronautique? . . . . .	6
1.2 Quelques rappels sur les lasers . . . . .	11
1.3 Qu'est-ce que l'allumage laser? . . . . .	17
1.4 Les origines du projet LAMA . . . . .	32
<b>2 Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude</b>	<b>43</b>
2.1 Description de l'architecture et des composants de la bougie laser . . . . .	45
2.2 L'allumeur laser LAMA, caractéristiques des impulsions et des plasmas . . . . .	55
<b>3 Étude de l'effet de l'amplification optique sur la propagation du faisceau laser.</b>	<b>69</b>
3.1 Problématique de lentille thermique et lentille de population. . . . .	71
3.2 Mesure de la déformation du front d'onde d'une impulsion laser lors de son amplification dans un barreau de Nd :YAG. . . . .	76

3.3	Modélisation de l'effet de lentille induit par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG. . . . .	84
<b>4</b>	<b>Mise en œuvre et caractérisation du système d'allumage laser.</b>	<b>101</b>
4.1	Le banc MERCATO . . . . .	103
4.2	Allumage laser d'une maquette de chambre de combustion d'hélicoptère. . . .	112
<b>5</b>	<b>Allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G de la société SAFRAN Helicopter Engine et étude de l'influence de la position de l'étincelle laser sur l'allumage.</b>	<b>131</b>
5.1	Étude de l'allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G . . . . .	133
5.2	Impact de la position de l'étincelle laser sur l'allumage de la chambre de combustion MERCATO. . . . .	144
	<b>Conclusion</b>	<b>165</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>177</b>



# Table des figures

1.1	Photo d'une bougie à arc électrique Champion Aerospace. . . . .	6
1.2	Propagation du noyau de flamme au sein de la chambre de combustion [3]. . .	8
1.3	Les sept critères caractérisant un allumage réussi. a) La carburation doit assurer la présence des conditions de flammabilité. b) Le claquage doit assurer le dépôt de l'EMA. c) Le noyau doit commencer à brûler avant la diffusion de l'énergie déposée lors du claquage. d) La convection doit se faire vers le centre de la chambre et non vers les parois. e) Une flamme turbulente doit se développer. f) Sa vitesse de propagation doit excéder la vitesse du fluide pour atteindre les injecteurs. g) La flamme doit se stabiliser à proximité des injecteurs. [4]. . .	9
1.4	Écoulement moyen dans le brûleur KIAI-Spray. À gauche : vitesse axiale moyenne (PIV, section centrale), avec des vecteurs de vitesse superposés et des structures de l'écoulement. À droite : Probabilité d'allumage expérimentale Pign avec des lignes de courant superposées. Les croix indiquent où la visualisation de l'évolution du noyau de flamme a été réalisée. Les SP# correspondent aux emplacements d'allumage étudiés expérimentalement (en rouge) et numériquement (en vert) en détail. [5]. . . . .	10
1.5	Schéma de principe d'une cavité laser. . . . .	12
1.6	Schéma de principe du claquage laser non résonant. . . . .	21
1.7	Profil temporel du dépôt d'énergie laser dans le claquage laser et dans le plasma résultant [2]. . . . .	22

1.8	Á gauche : premier allumeur multipoints. Au centre : photo de l'allumeur monopoint. Á droite : schéma de l'allumeur monopoint [39, 40]. . . . .	23
1.9	(a) Schéma de l'allumeur laser. (b) Photo des plasmas générés par cet allumeur laser [17]. . . . .	25
1.10	(1) Comparaison des allumages en fonction du nombre de points, 2(a) comparaisons des temps d'allumage en fonction de la pression initiale, (2)(b) observation de la réduction du temps d'allumage, (3) comparaison des maxima de pression en fonction de la pression initiale [17]. . . . .	26
1.11	Photo de la deuxième génération du laser HiPoLas [42]. . . . .	27
1.12	(a) barreau de Nd :YAG/Cr :YAG 4mm de diamètre, (b) génération IV (à gauche) et V (à droite) des têtes laser, (c) schéma du montage de la tête laser sur la chambre de combustion, (d) schéma du double allumeur HiPoLas [43]. . . . .	28
1.13	Courbes des énergies laser incidentes minimums permettant un allumage pour la configuration SLP et la configuration DLP [47]. . . . .	30
1.14	Microlaser Crylas DPSS 1064-Q2 [1]. . . . .	33
1.15	Schéma du premier étage d'amplification. [1]. . . . .	34
1.16	Schéma du second étage d'amplification. [1]. . . . .	34
1.17	Photo du montage Standa-Taranis-Northrop (STN) [2]. . . . .	35
1.18	Profil temporel de l'impulsion pour : le Standa seul (noir), le Standa+Taranis (rouge), Standa+Taranis+NG (bleu et vert) [2] . . . . .	36
1.19	Plasma obtenu avec une lentille de 50 mm et des impulsions de 20 mJ [2]. . . . .	37

1.20	Photo du montage expérimental, maquette trisecteur (à gauche) système STN (à droite)[2]. . . . .	37
1.21	Photo du système de focalisation (à gauche, du fourreau d'une bougie conventionnelle, et du plasma créé en chambre)[2]. . . . .	38
1.22	Exemple d'un domaine d'allumage obtenu à température ambiante et pour des impulsions laser ayant une énergie de 20 mJ. . . . .	39
1.23	– Succès d'allumage pour un couple de pression et de débit d'air donné à température ambiante et énergie incidente constante. Un allumage instantané correspond à un temps d'allumage inférieur ou égal à 1,2 s, un allumage normal à un temps compris entre 1,2 s et 2,3 s, enfin un allumage tardif correspond à un temps d'allumage supérieur à 2,3 s [2]. . . . .	40
1.24	Succès d'allumage pour un couple de pression et de débit d'air donné à –30 °C réalisé avec une bougie à arc conventionnelle (extrait de la thèse de G.Linassier [49] partie 5.11 p. 218) [2]. . . . .	41
2.1	Principe de fonctionnement d'un système MOPA. . . . .	45
2.2	Microlaser Standa. . . . .	48
2.3	Amplificateur Taranis . . . . .	48
2.4	Amplificateur Northrop Grumman. . . . .	49
2.5	Schéma du système d'allumage laser LAMA. . . . .	50
2.6	Photo du système d'allumage laser . . . . .	51
2.7	Photo de la baie d'alimentation. . . . .	52

2.8	Schéma de l'électronique de contrôle et commande du système laser. . . . .	53
2.9	(a) Énergie en sortie de la bougie laser en fonction de celle en sortie de l'étage de pré-amplification,(b) Durée des impulsions laser en fonction de leur énergie.	55
2.10	Spectre du Microlaser Standa . . . . .	56
2.11	Profil du faisceau laser collimaté en sortie de la bougie laser. . . . .	57
2.12	Mesure du $M^2$ des impulsions. . . . .	57
2.13	Schéma de principe de la tête de focalisation. . . . .	59
2.14	Photo de la tête de focalisation. . . . .	61
2.15	Énergie seuil de claquage laser en fonction de l'inverse de la pression pour une lentille de focale 60 mm. . . . .	62
2.16	Photos du plasma laser avec une lentille de focale 48 mm (a) et une de focale 60 mm (b). . . . .	63
2.17	Méthode de mesure du déplacement du barycentre du plasma et de son volume.	64
2.18	Mesures du carré du déplacement du barycentre du plasma ( $\Delta x$ ) et de son volume en fonction de l'énergie des impulsions laser. . . . .	66
3.1	Diagramme d'énergie des ions $Nd^{3+}$ [56]. . . . .	71
3.2	Principe de fonctionnement d'un analyseur de front d'onde. . . . .	75
3.3	Schéma du montage utilisé pour mesurer la lentille thermique induite dans le milieu amplificateur. . . . .	76

3.4	(a) Spectre de la source laser injectée et de l'émission spontanée du Nd :YAG, (b) Synchronisation des différents évènements lors d'une mesure temporelle de lentille induite par pompage optique. . . . .	78
3.5	(a) Calibration du montage expérimental à 532 nm, (b) Calibration du montage expérimental à 1064 nm. . . . .	79
3.6	Comparaison entre l'évolution temporelle de la focale induite à 1064 nm (en bleu) avec le créneau de pompage (en violet), avec le gain optique (en vert) et avec l'évolution normalisée de la population des ions $\text{Nd}^{3+}$ excités (en orange). . . . .	81
3.7	Évolution temporelle des effets de lentille induite avec un laser sonde à 1064 nm, pour une durée de pompage de 500 $\mu\text{s}$ et pour plusieurs courants. . . . .	82
3.8	Évolution temporelle des effets de lentille induite avec un laser sonde à 1064 nm, pour un courant de 100 A et pour plusieurs durées de pompage. . . . .	82
3.9	Comparaison entre l'évolution temporelle de la focale induite à 532 nm (en bleu) avec le créneau de pompage (en violet), avec le gain optique (en vert) et avec l'évolution de la population des ions $\text{Nd}^{3+}$ excités (en violet). La courbe rouge correspond à la régression exponentielle de la relaxation. . . . .	84
3.10	(a) Maillage du barreau de Nd :YAG. (b) Évolution radiale de la source de chaleur $Q_0(r, \Delta t)$ . (c) Évolution temporelle de la source de chaleur au centre du barreau $Q_0(0, t)$ . . . . .	87
3.11	(a) Distribution de température dans le barreau de Nd :YAG. (b) Distribution radiale de la température (bleu) et fit polynomial du second ordre (rouge). (c) Évolution temporelle du gradient de température dans le barreau. . . . .	89

3.12	Évolution de la polarisabilité des ions $Nd^{3+}$ en fonction de la longueur d'onde de la source laser (vert). Évolution de la partie imaginaire de la susceptibilité en fonction de la longueur d'onde (violet). Spectre du laser avec (rouge) et sans (bleu) amplification. . . . .	92
3.13	Évolution temporelle de l'intensité des diodes de pompes (rouge), de la longueur d'onde centrale du laser (bleu) et de la polarisabilité du milieu vue par le laser (vert). . . . .	94
3.14	Simulation des gradients d'indices thermiques et électroniques appliquées aux cas des mesures à 1064 nm et 532 nm. . . . .	95
3.15	Comparaison entre la focale simulée et la focale mesurée dans le cas où les impulsions sont à 532 nm. . . . .	97
3.16	Comparaison entre la focale simulée et la focale mesurée dans le cas où les impulsions sont à 1064 nm et pour différents paramètres de pompages. . . . .	98
4.1	Photo de la maquette trisecteur du banc MERCATO et de son instrumentation. . . . .	104
4.2	Schéma d'une chambre annulaire (a) et de la maquette trisecteur (b) [49]. . . . .	106
4.3	Photo de la maquette trisecteur prise par le hublot de sortie de chambre. . . . .	106
4.4	Photo d'un fourreau de bougie électrique. . . . .	107
4.5	Photo du montage expérimental des essais d'allumage. . . . .	108
4.6	(a) Chronogramme d'un essai d'allumage. (b) Évolution temporelle du débit kérosène en cas de dépassement de la consigne de débit (phénomène relativement rare et erratique). . . . .	110

4.7	Évolution temporelle de la pression en chambre lors d'un allumage réussi à température ambiante et pression atmosphérique (a) et lors d'un allumage multiple (b). . . . .	111
4.8	Domaine d'allumage obtenu avec le système laser STN [2]. . . . .	113
4.9	Domaine d'allumage du laser à température ambiante, position du plasma fixé à $Z_{LSP} = 18\%$ et pour une énergie par impulsion de 3 mJ. . . . .	114
4.10	Domaine d'allumage laser du trisecteur à température ambiante, position du plasma fixé à $Z_{LSP} = 18\%$ et pour une énergie par impulsion de 20 mJ. . . . .	116
4.11	Domaine d'allumage laser du trisecteur à température ambiante, position du plasma fixé à $Z_{LSP} = 18\%$ et pour une énergie par impulsion de 40 mJ. . . . .	117
4.12	Domaine d'allumage du trisecteur avec une bougie électrique. . . . .	118
4.13	Domaine d'allumage laser (système ECLAIR) de la maquette trisecteur, pour une température de l'air de $T_{air} = -40\text{ °C}$ et une température du carburant $T_{fuel} = 25\text{ °C}$ [2]. . . . .	119
4.14	Domaine d'allumage laser (système LAMA) de la maquette trisecteur, pour des impulsions de 20 mJ, une température de l'air de $T_{air} = -40\text{ °C}$ et une température du carburant $T_{fuel} = 25\text{ °C}$ . . . . .	120
4.15	Domaine d'allumage laser (système LAMA) de la maquette trisecteur, pour des impulsions de 40 mJ, une température de l'air de $T_{air} = -40\text{ °C}$ et une température du carburant $T_{fuel} = 25\text{ °C}$ . . . . .	121

4.16	Domaine d'allumage laser (système LAMA) de la maquette trisecteur, pour des impulsions de 40 mJ, une température de l'air et du carburant de $T_{air} = T_{fuel} = -40\text{ °C}$ . . . . .	122
4.17	Domaines d'allumage laser du trisecteur à température ambiante, avec une énergie par impulsion $E = 40\text{ mJ}$ et pour différentes positions du plasma. . . .	124
4.18	Évolution du minimum d'énergie nécessaire à l'allumage en fonction de la pression dans la chambre de combustion et de la température. La lentille utilisée a une focale de 48 mm et la position du plasma est $Z_{LSP} = 18\%$ . Cette EMA a été définie pour un débit d'air de 10%. . . . .	126
5.1	Schéma d'un turboréacteur d'hélicoptère [3]. . . . .	134
5.2	Photo du montage expérimental des essais d'allumage d'un moteur ARDIDEN 3G. . . . .	136
5.3	Schéma du montage des essais d'allumage. . . . .	138
5.4	Protocole de démarrage d'un turboréacteur. . . . .	139
5.5	Évolution de l'énergie nécessaire à l'allumage d'un turboréacteur ARDIDEN 3G en fonction de la position de l'étincelle dans la chambre de combustion. . . . .	141
5.6	Photo du montage expérimental de caractérisation du spray dans le trisecteur. . . . .	145
5.7	Schéma du montage expérimental sur le banc MERCATO. . . . .	146
5.8	Exemple de vidéo du spray de l'injecteur de démarrage. . . . .	147



5.9	Domaine d'allumage laser de la maquette trisecteur en fonction de la position de l'étincelle dans la chambre de combustion, à pression atmosphérique, température ambiante, énergie laser maximale et débit carburant fixé. . . . .	148
5.10	Photomontage d'images prises par la caméra rapide montrant le spray de carburant, les plasmas laser à différentes positions et la zone de génération du plasma de la bougie à arc électrique. . . . .	148
5.11	Méthode de calcul de l'angle d'ouverture du spray de carburant. . . . .	150
5.12	Exemple d'évolution temporelle de l'angle d'ouverture $\theta$ . . . . .	151
5.13	Impact des conditions de la chambre de combustion sur le spray de carburant. . . . .	152
5.14	Méthodologie de traitement des vidéos prises par la caméra rapide. (a) Image complète du spray, (b) Image de la zone d'intérêt, (c) Image binaire de la zone d'intérêt, (d) Cartographie de la densité de goutte normalisée, (e) cartographie de la distance inter-gouttes normalisée. . . . .	153
5.15	Étude paramétrique pour le choix de $R_{goutte}$ . La première image correspond à une section de notre zone d'intérêt et les autres images correspondent à l'image binarisée pour un seuil d'intensité fixé et pour différents rayons de filtre morphologique. . . . .	156
5.16	Étude paramétrique pour le choix de $I_{seuil}$ . La première image correspond à une section de notre zone d'intérêt et les autres images correspondent à l'image binarisée pour un rayon de filtre morphologique fixé et différentes intensités seuil. . . . .	157
5.17	Évolution de la densité de gouttes et de la distance entre celles-ci le long du faisceau de l'allumeur laser. . . . .	159

5.18	Nombre d'objets aberrants vus par le faisceau laser au cours de sa propagation dans la chambre de combustion en fonction de la position de l'étincelle dans celle-ci. . . . .	162
5.19	Comparaison entre le nombre d'objets aberrants, la densité de gouttes et le domaine d'allumage en fonction de la position. . . . .	163

# Liste des tableaux

1.1	Énergie laser minimum à fournir pour une probabilité d'allumage de 100% en fonction de la température du carburant [47]. . . . .	30
3.1	Paramètres de la simulation. . . . .	88
3.2	Description des niveaux excités des ions $Nd^{3+}$ [63]. . . . .	91



# Table des sigles et acronymes

<b>LOMA</b>	Laboratoire Ondes et Matières d'Aquitaine
<b>ONERA</b>	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
<b>LAMA</b>	Laser pour l'Allumage de Moteurs Aéronautiques
<b>CALAS</b>	Cellule d'Allumage Laser Autonome Sécurisée
<b>ECLAIR</b>	Étude d'une Cellule Laser d'Allumage Infra-Rouge
<b>MERCATO</b>	Moyen Expérimental et de Recherche en Combustion Aérobie par Techniques Optiques
<b>MOPA</b>	Master Oscillator Power Amplifier
<b>EMA</b>	Énergie Minimum d'Allumage
<b>ROC</b>	Radius Of Curvature



# Introduction

L'aviation moderne est confrontée à des défis sans précédent en matière de durabilité et d'efficacité. L'une des principales préoccupations est la réduction de l'impact environnemental des turbomoteurs, ce qui nécessite une optimisation de la consommation de carburant. Dans cette quête incessante d'efficacité, il est devenu essentiel de développer des technologies permettant d'éteindre temporairement les moteurs pendant certaines phases de vol. Toutefois, pour que cette avancée soit possible, il est impératif de s'assurer de la fiabilité de l'allumage des moteurs dans les conditions critiques de vol notamment en altitude.

L'allumage traditionnel des moteurs aéronautiques repose largement sur les bougies à arc électrique. Bien que fiable et robuste, ces dispositifs sont limités technologiquement, notamment en raison de la production de noyau d'allumage à proximité de la paroi de la chambre de combustion. De plus, leurs cadences de répétition limitées à quelques hertz ne permet pas d'assurer un rallumage rapide du moteur dans des situations critiques. Ainsi, la mise au point de nouvelles technologies d'allumage se révèle nécessaire pour relever ces défis complexes.

Cette thèse découle d'une collaboration fructueuse entre le Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine (LOMA) et l'Office National des Études et de la Recherche Aéronautique (ONERA), qui perdure depuis 15 ans. Cette collaboration débuta avec le projet CALAS [1] et se poursuivit avec le projet ECLAIR [2]. Ces projets permirent d'explorer l'allumage laser et de démontrer les performances et la fiabilité de ce genre de système. Néanmoins, les laser jusqu'alors développés présentaient certaines limites en termes de domaine d'allumage. Par conséquent, l'objectif central de cette thèse est de développer une source laser dont les performances surpassent celles obtenues précédemment. Il s'agit notamment de démontrer la capacité d'un système laser relativement compact à allumer avec fiabilité une chambre de combustion à

0,4 bar et  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ , ce qui correspond à des conditions de 7000 m d'altitude.

Mon travail s'articule autour du projet financé dans le cadre des projets ANR ASTRID Maturation intitulé "Laser pour l'Allumage de Moteurs Aéronautiques" ayant pour acronyme LAMA. L'idée centrale du projet était de développer un système comprenant un module laser et un module de focalisation capable d'allumer un écoulement diphasique kérosène/air issu d'un injecteur aéronautique en conditions d'altitude ( $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 0,4 bar). Le développement de ce système s'appuie sur les savoir-faire et les résultats novateurs acquis au cours du projet ANR ASTRID "ECLAIR". La partie optique et mécanique du système laser a été développée en collaboration avec la société Fibercryst tandis que l'électronique de pompage et de synchronisation de la source laser, fonctionnant sous 24 V, a été réalisée par le LOMA. Ce système laser fournit à une cadence de 100 Hz des impulsions ayant une durée inférieure à 1,5 ns quasi gaussienne ( $M^2 < 1,5$ ) centrées à 1064 nm ayant une énergie supérieure ou égale à 40 mJ. Ces impulsions ont été focalisées dans la chambre de combustion par un module de focalisation dédié, conçu et réalisé au LOMA. Au point de focalisation, ces impulsions créent un plasma induisant un noyau de flamme et elles amorcent l'allumage de la chambre. En parallèle, nous avons caractérisé le spray de kérosène dans le trisecteur Ardiden de SAFRAN HE installé sur le banc MERCATO de l'ONERA, dans différentes conditions de fonctionnement, afin de connaître l'influence de celles-ci sur la répartition du carburant liquide dans la chambre. Une meilleure connaissance des paramètres du spray en fonction de la température et de la pression visait notamment à améliorer le caractère prédictif des codes de calculs de dynamique des fluides et d'optimiser les conditions d'allumage des moteurs Ardiden de SAFRAN HE. Des tests d'allumage ont alors été réalisés sur ce trisecteur sur le banc MERCATO, la référence française des études sur l'allumage des foyers aéronautiques en conditions représentatives. Les performances de notre allumeur laser ont été déterminées à l'aide des diagnostics optiques développés précédemment (imagerie laser haute cadence) et comparées à celle d'une bougie à arc



conventionnelle servant de référence. Finalement, des tests d'allumage avec notre système laser ont été réalisés sur un banc moteur installé à Bordes chez SAFRAN HE. Nous souhaitons ainsi tester la capacité de notre solution laser à allumer une chambre annulaire complète d'un moteur ARDIDEN 3G dans différentes conditions de fonctionnement. Ce manuscrit détaillera l'ensemble de ces différents points.

Nous débuterons par une présentation de l'état de l'art, dans lequel nous explorerons le fonctionnement de l'allumage d'un moteur aéronautique, le rôle crucial des laser comme future technologie d'allumage, ainsi que les origines du projet LAMA autour duquel s'est articulé mon travail.

Dans le chapitre 2, nous présenterons en détail la source laser que nous avons développée, en expliquant les choix qui ont sous-tendu sa conception et en mettant en évidence ses performances.

Le chapitre 3 sera dédié à une étude approfondie des problématiques de lentilles thermique et de gain induites par l'amplification du milieu actif du laser. Nous exposerons les mesures effectuées, ainsi que les simulations réalisées pour une meilleure compréhension de ces phénomènes.

Les essais d'allumage sur le banc MERCATO de l'ONERA constitueront le sujet du chapitre 4. Ils viseront à démontrer la capacité du laser à allumer une chambre de combustion représentative d'un foyer aéronautique dans des conditions variées, qu'il s'agisse de conditions au sol (pression atmosphérique, température ambiante) ou bien en altitude (basse température et basse pression). Les résultats obtenus mettront en évidence la robustesse et la performance du laser, égalant dans certaines conditions, dépassant dans d'autres, les bougies à arc électrique.

Enfin, le chapitre 5 marquera un jalon important, car il présentera les premiers allumages

laser d'un turbomoteur ARDIDEN 3G de la société Safran HE, une avancée inédite à l'échelle mondiale. Ces essais révéleront l'existence d'une position optimale pour l'allumage laser, suivi par une étude approfondie de l'interaction entre le spray de carburant et le laser.

À travers cette thèse, nous entrerons dans le monde fascinant de l'allumage laser pour les moteurs aéronautiques, en explorant ses avantages et ses défis, et en montrant comment cette technologie peut contribuer de manière significative à l'amélioration de la durabilité et de la performance de l'aviation moderne.

# État de l'art

---

## Sommaire

---

1.1	Comment fonctionne l'allumage d'un moteur aéronautique? . . .	6
1.2	Quelques rappels sur les lasers . . . . .	11
1.3	Qu'est-ce que l'allumage laser? . . . . .	17
1.4	Les origines du projet LAMA . . . . .	32

---

Pour commencer cette thèse portant sur l'allumage laser d'un moteur d'hélicoptère, nous allons réaliser un état de l'art du fonctionnement de l'allumage des moteurs aéronautiques. Puis nous présenterons sommairement le fonctionnement des lasers et leurs applications à l'allumage des moteurs. Nous aborderons également les avantages concrets et les défis de l'allumage laser. Enfin, nous retracerons les origines du projet LAMA, autour duquel s'est articulée ma thèse.



FIGURE 1.1 – Photo d'une bougie à arc électrique Champion Aerospace.

## 1.1 Comment fonctionne l'allumage d'un moteur aéronautique ?

La chambre de combustion d'un turbomoteur est un élément crucial de celui-ci. C'est dans cette chambre que le carburant introduit sous forme d'un brouillard de gouttes ("spray" en anglais) et l'air sont brûlés pour produire de la chaleur et de l'énergie cinétique qui permettront d'actionner les étages propulsifs (turbine, boîtier de transmission, etc.) et de faire voler l'engin. Plus la température des gaz chauds dans la chambre est élevée, plus la dilatation de ceux-ci est importante et plus la poussée générée sur les aubes de la turbine est grande, conduisant alors à une puissance moteur élevée. Ainsi, afin d'améliorer le rendement des moteurs, les constructeurs cherchent donc à augmenter la température de la combustion, leur seule limitation étant la tenue mécanique des composants du moteur et leur survie ou durabilité dans ces conditions hostiles.

Actuellement, l'allumage des foyers aéronautiques est assuré par des bougies à arcs électriques (voir Figure 1.1). Celles-ci sont composées de deux électrodes aux bornes desquelles on applique un fort potentiel électrique afin de générer une décharge. Ainsi, pour que cette décharge allume le brouillard de gouttes de carburant dans la chambre de combustion, il faut

que les électrodes soient elles-mêmes placées dans le voisinage immédiat de ce brouillard. En pratique, elles sont positionnées en paroi de la chambre. Les principaux avantages de cette technologie résident dans sa robustesse (technologie simple) et son faible coût ( $\sim 5k\text{€}$ ). On notera cependant que le principe de fonctionnement des bougies, ainsi que leur positionnement en paroi, génère une dégradation et un vieillissement de celles-ci. Par exemple, la décharge entre les électrodes conduit à une érosion de celles-ci. De plus, la forte température au sein de celle-ci génère une dégradation et un vieillissement des bougies d'autant plus rapidement que la température est élevée. Au-delà de la position en paroi, pas forcément optimale pour l'allumage du brouillard de gouttes, la bougie possède une cadence de répétition très faible (entre 0,5 et 3 Hz) qui limite ses capacités d'allumage rapide de la chambre. Notons que pour des concepts prospectifs de moteurs aéronautiques basés sur la détonation tournante ou la combustion à volume constant, qui nécessitent un allumage répétitif à une cadence élevée, les bougies actuelles ne seront plus adaptées. En conséquence, les constructeurs aéronautiques cherchent de nouveaux systèmes d'allumage.

### **Comment s'allume une chambre de combustion ?**

L'allumage d'une chambre de combustion d'hélicoptère est illustré sur la figure 1.2. L'allumage est initié à  $t = 0$  ms par la création d'un noyau d'allumage localisé en un point de la chambre de combustion. Ce noyau est par la suite propagé vers les injecteurs principaux placés tout autour de la chambre. L'allumage est un succès si des flammes sont stabilisées à proximité de chacun des injecteurs (figure 1.2, photo  $t = 60$  ms).

Pour que l'allumage soit réussi, il faut qu'il réunisse les sept critères rappelés dans la figure 1.3. Dans le cadre de cette thèse, ce sont les critères 2), 3) et 4) qui nous intéressent. Il faut que le système d'allumage soit capable de créer un noyau d'allumage, que ce noyau d'allumage

soit suffisamment chaud pour compenser les pertes par convection lors de son accroissement et il doit diffuser vers le centre de la chambre. De nombreuses études furent menées sur la position du claquage permettant de générer un noyau d'allumage viable [5-7].

En 2020, J.Marrero-Santiago et al [5] réalise une cartographie de la probabilité d'allumage d'un injecteur "swirlé" qui pulvérise un cône creux de carburant dans la chambre de combustion. L'un des principaux résultats de leur étude est illustré en figure 1.4. Ces résultats sont acquis en générant à différentes positions dans le spray un noyau d'allumage obtenu en focalisant des impulsions de 405 mJ fournies par un laser nanoseconde. Ils mesurent alors l'impact de la position du noyau dans la chambre de combustion sur la capacité à générer une flamme stabilisée à proximité de l'injecteur. Ils notent que la position à laquelle le noyau de flamme se développe le plus facilement se situe sur le bord du cône de spray, à l'endroit où le mélange air carburant est le plus efficace, et suffisamment loin de la paroi pour éviter son refroidissement prématuré. Bien que ce résultat soit spécifique à ce type d'injecteur, il souligne que certaines positions du noyau d'allumage dans la chambre de combustion sont plus favorables à l'allu-

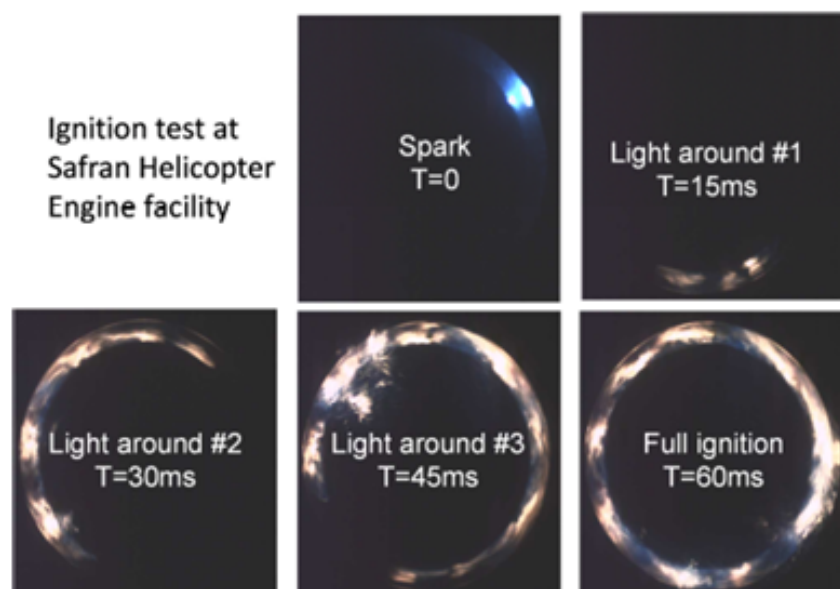


FIGURE 1.2 – Propagation du noyau de flamme au sein de la chambre de combustion [3].

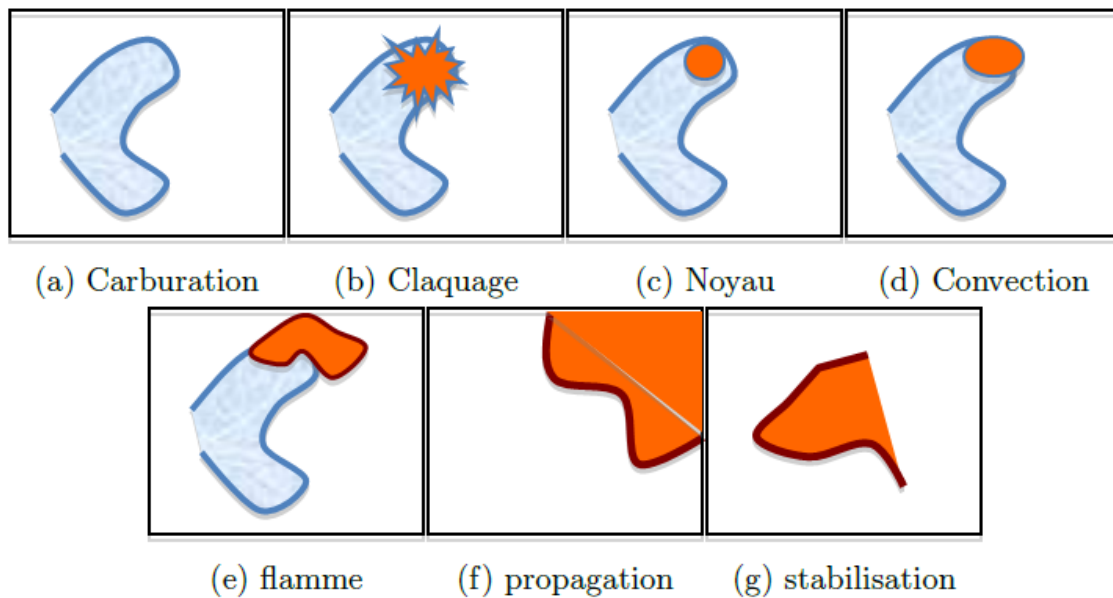


FIGURE 1.3 – Les sept critères caractérisant un allumage réussi. a) La carburation doit assurer la présence des conditions de flammabilité. b) Le claquage doit assurer le dépôt de l'EMA. c) Le noyau doit commencer à brûler avant la diffusion de l'énergie déposée lors du claquage. d) La convection doit se faire vers le centre de la chambre et non vers les parois. e) Une flamme turbulente doit se développer. f) Sa vitesse de propagation doit excéder la vitesse du fluide pour atteindre les injecteurs. g) La flamme doit se stabiliser à proximité des injecteurs. [4].

mage d'un injecteur. Par ailleurs, les positions les plus favorables ne sont pas accessibles à une bougie à arc électrique. En effet, par nature, celle-ci ne peut générer des étincelles que proche de la paroi de la chambre de combustion. Ainsi, les motoristes recherchent des technologies qui permettent de réaliser un allumage à une position optimisée dans la chambre de combustion.

Les motoristes cherchent également de nouveaux systèmes d'allumage permettant de réduire le coût de fonctionnement des moteurs. Cela passe naturellement par une diminution de la consommation de carburant. Pour ce faire, ils souhaitent être capables d'éteindre et de rallumer très rapidement un moteur sur deux lorsque l'aéronef est en croisière (à haute altitude donc) dans certaines configurations de vol (haute altitude, faible richesse du mélange, etc.). Or, les bougies à arc électrique rencontrent des difficultés à rallumer une chambre de

combustion à basse température et basse pression. Pour réussir dans ces conditions, l'énergie disponible aux bornes de la bougie doit être très importante (de l'ordre de 1 à 10 Joules selon les moteurs), ce qui entraîne une diminution de la cadence de répétition ainsi qu'un vieillissement accéléré des électrodes. Ainsi, un système d'allumage fonctionnant dans ces conditions difficiles avec une cadence de répétition élevée et une meilleure durée de vie permettrait d'atteindre ces objectifs de réduction de consommation de carburant.

Parmi les technologies explorées, on peut citer l'allumage par retournement temporel de micro-ondes [8], par plasma micro-ondes [9] (notamment dans l'automobile), par décharge de radiofréquence [10], par décharge plasma nanoseconde [11, 12] et bien sûr par laser. Cette dernière méthode est la plus mature et elle a été largement étudiée pour l'allumage de différents types de combustion. Dans la suite nous nous focaliserons sur cette technique.

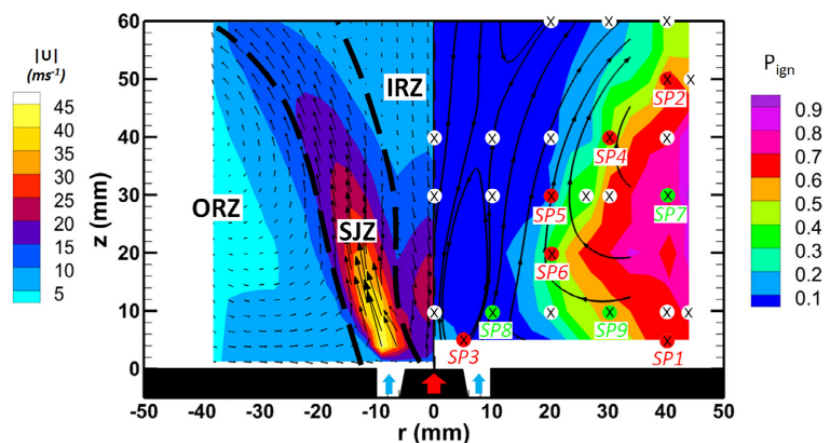


FIGURE 1.4 – Écoulement moyen dans le brûleur KIAI-Spray. À gauche : vitesse axiale moyenne (PIV, section centrale), avec des vecteurs de vitesse superposés et des structures de l'écoulement. À droite : Probabilité d'allumage expérimentale  $P_{ign}$  avec des lignes de courant superposées. Les croix indiquent où la visualisation de l'évolution du noyau de flamme a été réalisée. Les SP# correspondent aux emplacements d'allumage étudiés expérimentalement (en rouge) et numériquement (en vert) en détail. [5].



## 1.2 Quelques rappels sur les lasers

Les lasers, dont l'acronyme signifie "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation", sont des dispositifs qui ont marqué l'histoire de la science et de la technologie depuis leur création. Ils se démarquent par leur capacité à générer un faisceau de lumière intense, monochromatique parfaitement cohérent. Cette caractéristique unique a ouvert la voie à une multitude d'applications révolutionnaires, allant des communications optiques ultrarapides à la chirurgie de haute précision en médecine. Ces dernières années, les secteurs de l'automobile, de l'aéronautique et de l'industrie spatiale ont intensifié leurs efforts de recherche autour du développement de systèmes d'allumage laser. Leurs objectifs affichés sont l'amélioration des performances moteur et la réduction des émissions de gaz polluants.

### Comment fonctionne une cavité laser ?

Pour comprendre le fonctionnement d'un laser, il faut rappeler les trois mécanismes en jeu dans une cavité comprenant un milieu optiquement actif. Il s'agit de l'absorption, de l'émission spontanée et de l'émission stimulée. Le premier, bien nommé, désigne l'absorption d'un photon par un atome du milieu actif. Le second phénomène, aussi appelé fluorescence, désigne la relaxation d'un atome excité via l'émission d'un photon. Enfin, le dernier phénomène est celui sur lequel repose l'effet laser. Il s'agit de la relaxation d'un atome dans un état excité induite par un photon incident qui stimule l'émission d'un nouveau photon en tout point similaire. Comme nous le verrons ci-dessous, une cavité optique placée autour du milieu actif favorise ce phénomène. On peut ainsi obtenir un signal lumineux, composé de photons tous identiques, spatialement et temporellement cohérents.

Pour que l'effet laser ait lieu, il faut que l'émission stimulée soit prépondérante. Pour ce

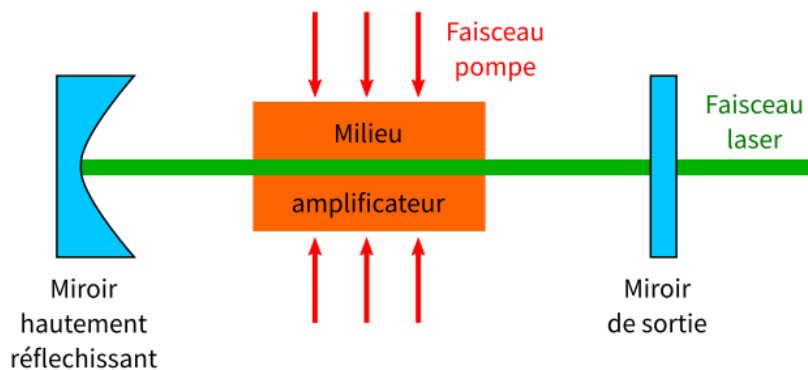


FIGURE 1.5 – Schéma de principe d'une cavité laser.

faire, on utilise une cavité optique, dans laquelle on va amplifier les photons émis par émission spontanée. Le schéma d'un résonateur optique est montré sur la figure 1.5. Un laser comprend un milieu amplificateur, soumis à une excitation lumineuse (le faisceau pompe), autour duquel on place une cavité optique. La cavité est composée d'un ou plusieurs miroirs hautement réfléchissants à la longueur d'onde du laser et d'un miroir ou coupleur de sortie ayant un coefficient de réflexion plus faible permettant d'extraire une partie des photons stockés dans la cavité. Si le gain du signal dans le milieu amplificateur est supérieur aux pertes de la cavité, notamment celles liées au coupleur de sortie, alors l'effet laser se produit.

Une notion importante lorsque l'on parle de cavité laser est la notion de "mode". Les différents modes d'un laser correspondent aux différentes façons dont la lumière se propage au sein de la cavité laser. Il existe deux types de modes, les modes longitudinaux et les modes transversaux. Les premiers correspondent aux longueurs d'onde qui peuvent résonner dans la cavité laser. Lorsqu'on parle d'un laser monomode longitudinal, c'est qu'il est monochromatique (une seule longueur d'onde est émise). Les seconds représentent la répartition spatiale de l'intensité lumineuse perpendiculairement à sa direction de propagation longitudinale. L'idée dans un laser est d'avoir le moins de modes possible dans la cavité afin de maximiser le gain d'un mode en particulier. Pour une cavité à symétrie cylindrique, le mode permettant de

concentrer le plus efficacement l'énergie est le mode  $TEM_{00}$ . Ce mode correspond à une distribution spatiale gaussienne. Pour quantifier la qualité modale d'un faisceau laser, Siegmann définit un coefficient que l'on appelle  $M^2$ . Ce coefficient évalue le rapport entre le profil réel du faisceau laser et le profil d'un faisceau gaussien parfait. Il se calcul de la manière suivante :

$$M^2 = \theta w_0 \lambda / \pi \quad (1.1)$$

avec  $\theta$  la divergence du faisceau,  $w_0$  le col du faisceau (beam waist) et  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau. On le retrouve dans la loi de propagation d'un faisceau laser :

$$w(z) = w_{0,ideal} \sqrt{M^2 \left( 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_{0,ideal}^2} \right)^2 \right)} \quad (1.2)$$

où  $w(z)$  est le rayon du faisceau au point  $z$  le long de l'axe de propagation et  $w_{0,ideal}$  le beam waist du faisceau si celui-ci était parfaitement gaussien. Ainsi, si  $M^2 = 1$ , alors le faisceau au point focal à un rayon  $w_0$  et il est considéré comme parfaitement gaussien et pourra être de fortement focalisé au voisinage des limites imposées par la diffraction.

### Qu'est-ce qu'un milieu amplificateur laser ?

Le milieu amplificateur d'un laser est un matériau capable d'absorber et de stocker de l'énergie issue d'un faisceau pompe et de la libérer sous forme de lumière cohérente. Il peut être de différente nature, gazeuse, liquide ou solide. Chaque type de milieu amplificateur a des propriétés optiques et des caractéristiques de fonctionnement spécifiques qui déterminent les propriétés du faisceau laser produit, notamment sa longueur d'onde, sa puissance et sa stabilité.

Les caractéristiques importantes d'un milieu amplificateur sont ses spectres d'absorption et d'émission, le nombre (3 ou 4 en général) et la durée de vie de ses niveaux excités et son rendement quantique. En effet, il est important que le milieu amplificateur absorbe efficacement le faisceau pompe et qu'il soit capable de restituer le maximum d'énergie au laser. De plus, plus le temps de vie des niveaux excités est élevé et plus il est possible de stocker d'énergie dans le milieu, donc de générer des impulsions de forte puissance crête.

L'un des milieux amplificateurs solides les plus couramment utilisés est le Nd :YAG. Il s'agit d'une matrice cristalline de YAG (grenat d'yttrium et d'aluminium) dopé par des ions  $Nd^{3+}$ . Ces ions ont une forte section efficace d'absorption à 808 nm ( $\sigma_{abs} = 7,8 \times 10^{-20} cm^2$ ) et d'émission à 1064 nm ( $\sigma_{em} = 2,8 \times 10^{-19} cm^2$ ). Ainsi, en utilisant des diodes laser à 808 nm, communes sur le marché, il est facile d'obtenir l'effet laser avec le Nd :YAG. De plus, le temps de fluorescence des ions  $Nd^{3+}$  est de l'ordre de 230  $\mu s$  pour une concentration de dopant de 1 %. Cette valeur est indépendante de la température (pour  $T \in [50 - 300]$  K) [1]. Ainsi il est possible de stocker beaucoup d'ions dans le niveau d'énergie excité, quelles que soient les conditions extérieures, ce qui implique que l'énergie laser disponible est également importante. Cependant, en raison de son rendement quantique ( $\eta = \frac{\lambda_{pompe}}{\lambda_{laser}} = 0.76$ ), ce matériau s'échauffe rapidement lorsqu'il est pompé optiquement. Près d'un quart de l'énergie stockée dans le matériau se dissipe sous forme de chaleur, ce qui peut entraîner des variations de l'indice optique du milieu, et donc perturber la cavité laser. Cette présentation sommaire du Nd :YAG souligne qu'il est important de parfaitement connaître les différentes propriétés du milieu amplificateur utilisé pour réaliser un laser.

## Laser continu ou impulsionnel ?

Les lasers peuvent être rangés en deux catégories : d'un côté les lasers continus et de l'autre les lasers impulsionnels [13].

Les premiers émettent un faisceau continu. Aujourd'hui, grâce à leur puissance moyenne élevée et leur stabilité, les sources laser continues sont déployées dans des domaines très variés allant de la découpe à la soudure en passant par la spectroscopie haute résolution, etc.

Les seconds émettent des impulsions lumineuses plus ou moins courtes et intenses à des cadences de répétition variables. Ils sont utilisés pour diverses applications touchant des domaines appliqués, notamment la chirurgie au laser, la science des matériaux, des expériences de physique fondamentale, ou encore des diagnostics optiques pour l'étude des écoulements. La capacité des lasers impulsionnels à fournir des impulsions de haute intensité pendant une période très courte est souvent exploitée pour des applications nécessitant des interactions laser-matière précises et contrôlées et/ou nécessitant beaucoup d'énergie.

Il existe de nombreuses manières de générer des impulsions laser. Une des méthodes les plus courantes consiste à moduler les pertes d'énergie laser dans la cavité laser. Cela peut être réalisé en utilisant des modulateurs actifs (acousto-optiques (AOM) ou des électro-optiques (EOM)) ou passifs (notamment un SESAM : SEMiconductor Saturable Absorber Mirrors). Ainsi, avec ces systèmes, il est possible de bloquer la phase des différents modes longitudinaux de la cavité (mode-locked lasers) afin d'obtenir un effet laser. Ces lasers génèrent des impulsions très courtes (de l'ordre de la dizaine de femtosecondes), avec des puissances crêtes très élevées, mais ils sont très complexes à utiliser et sensibles aux perturbations mécaniques et thermiques.

Une autre méthode dite de "Q-switching" permet de générer des impulsions nanosecondes

énergétiques. Elle consiste à induire de fortes pertes dans la cavité pendant le pompage du milieu amplificateur et à les réduire très rapidement une fois le pompage terminé. Le nom "Q-switch" provient de la lettre "Q" qui fait référence au facteur de qualité (Q) de la cavité laser. Ce facteur mesure la capacité du résonateur à stocker l'énergie lumineuse. Là aussi, il existe des modulateurs Q-switch actifs et passifs. Dans le premier cas, ce sont des modulateurs actifs de type électro-optique ou acousto-optique qui permettent de moduler électroniquement et très rapidement les pertes de la cavité laser. Dans le deuxième cas, la cavité comporte un absorbant saturable ou un SESAM. Ces matériaux optiques présentent la propriété de devenir de moins en moins absorbant ou de plus en plus réfléchissant à mesure que l'intensité de la lumière qui les traverse augmente. Cette propriété est due à un effet de saturation, qui se produit lorsque les niveaux d'énergies électroniques du matériau sont complètement remplis par des électrons excités. À des intensités lumineuses élevées, les électrons sont rapidement excités vers des niveaux d'énergie élevés. La population des niveaux excités augmente rapidement et s'approche du niveau de saturation. Ils ne peuvent plus absorber davantage d'énergie lumineuse. Cette saturation de la population des niveaux excités, se traduit par une diminution de son absorption et le matériau devient de plus en plus transparent à la lumière incidente.

Un des absorbants saturables les plus utilisés en combinaison avec le Nd:YAG est le Cr:YAG. En effet, l'absorption des ions  $Cr^{4+}$  est très forte à 1064 nm. Ainsi, lorsque la puissance du laser Nd:YAG dépasse le seuil d'absorption du Cr:YAG, la transparence de celui-ci augmente, générant alors une impulsion. La durée des impulsions est fixée par les caractéristiques du Cr:YAG comme sa concentration de dopant ( $Cr^{4+}$ ) et la longueur de la cavité laser. Avec cet absorbant, il est possible de générer des impulsions allant de la picoseconde à la dizaine de nanosecondes. De manière générale, les systèmes Q-switch passifs sont compacts et robustes, mais ils ne permettent pas de générer des impulsions avec de hautes puissances crête.

## 1.3 Qu'est-ce que l'allumage laser ?

La toute première observation d'un claquage laser induit par les impulsions centrées à 693 nm d'un laser à rubis "Q-Switché" date de 1963 [14]. Une impulsion laser d'environ un Joule et d'une durée  $\sim 30$  ns focalisée dans de l'hélium gazeux a permis de générer un plasma observable pendant environ 50 microsecondes. Il est important de noter que l'hélium est un atome particulièrement stable ayant une énergie d'ionisation de 24 électrons-volts (eV). Cette énergie est à comparer avec les 1,7 eV d'un photon centré à 693 nm généré par un laser à rubis. Cette observation a soulevé de nombreuses questions, notamment parce que l'ionisation multiphotonique ne suffisait pas à expliquer cette observation. Depuis cette première observation, de nombreuses recherches ont été menées, témoignant de l'intérêt suscité par cette expérience [2, 15-17]. Dans la suite, notre attention se portera principalement sur les principes physiques qui régissent le déclenchement de l'allumage laser. Lorsque l'on parle d'allumage, l'énergie minimum d'allumage (EMA) est une grandeur souvent utilisée, car elle permet de donner une idée objective de la "facilité" à allumer un mélange. En fonction des domaines, l'EMA peut être exprimée en unité d'énergie ou en densité d'énergie. Cependant, l'EMA dépend de nombreux paramètres. Parmi ceux-ci, citons la composition et la richesse (stœchiométrie) du mélange, la convection ainsi que la géométrie de l'enceinte contenant le mélange. La pression et la température initiale ainsi que la présence de turbulences jouent également un rôle crucial. De plus, le volume dans lequel l'énergie laser est déposée, sa position dans l'enceinte, la durée du dépôt, etc., doivent être également pris en compte. Ainsi, on ne peut comparer réellement les EMA que lorsque les conditions d'utilisations sont à peu près similaires.

En pratique, les énergies minimales d'allumage pour la plupart des hydrocarbures se situent généralement entre 1 et 10 mJ [1]. Cependant, ces valeurs sont obtenues dans des conditions opérationnelles idéales, qui ne reflètent que rarement les conditions auxquelles les mo-

toristes aéronautiques sont confrontés. En conséquence, les bougies d'allumage classiques utilisées dans les avions sont souvent surdimensionnées et fournissent en réalité plusieurs centaines de millijoules par étincelle pour garantir un allumage fiable. Nous montrerons que l'utilisation d'une bougie laser peut contribuer à réduire significativement cette EMA.

## Les différents types d'allumages laser

Dans la littérature, différents types d'allumages laser furent testés :

1. **L'allumage laser thermique** consiste à envoyer un faisceau laser infrarouge sur une cible afin d'augmenter sa température en excitant des modes vibrationnels et/ou rotationnels. Ceci peut être réalisé de plusieurs manières.

On peut par exemple envoyer le faisceau laser dans un gaz absorbant. Ceci permet de casser les liaisons chimiques des molécules du gaz excité, créant ainsi des radicaux libres qui conduisent à un allumage [18, 19]. Bien que non intrusive, cette technique ne permet pas de localiser l'allumage à une position fixée dans la chambre de combustion. Par ailleurs, comme le faisceau laser ne doit pas être focalisé afin d'exciter un très grand nombre de molécules, l'EMA est généralement très importante. De plus, le délai d'allumage peut s'avérer plus élevé qu'avec une bougie classique.

On peut également focaliser le faisceau laser sur des cibles solides en contact avec le mélange à allumer. Par exemple, on peut utiliser des billes d'aluminium [20] ou même une plaque métallique [16]. Le matériau métallique absorbant le faisceau laser s'échauffe rapidement entraînant l'allumage. Cette méthode est malheureusement intrusive et elle peut complexifier l'injection du carburant. De plus, dans le cas de l'échauffement d'une plaque métallique solide, l'ablation générée par le laser limite la durée de vie de la cible, ce qui rend l'usage de cette méthode compliqué pour les motoristes aéronau-



tiques. Par ailleurs, les laser infrarouges (longueur d'onde autour de 10  $\mu\text{m}$ ) jusqu'alors utilisés sont plutôt encombrants.

2. **L'allumage laser photochimique** consiste à envoyer un faisceau laser, à une longueur d'onde spécifique, afin de dissocier certaines espèces chimiques du mélange. Cette dissociation va alors entraîner une réaction chimique exothermique qui allumera le mélange. Les lasers utilisés fonctionnent généralement dans l'UV. Les photons UV absorbés transforment une espèce chimique en son radical. En 1991, Chou et Zukowski [21] travaillent sur l'allumage de mélange  $NH_3/H_2/O_2$ ,  $NH_3/H_2/air$  et  $NH_3/CH_4/O_2$  en utilisant un laser  $ArF$  opérant à 193 nm pour dissocier des molécules de  $NH_3$ . Leur expérience est réalisée à pression et température ambiante pour des richesses variant de 0,3 à 0,35. Ils montrent que l'énergie minimum d'allumage du mélange  $N_2/H_2/NH_3$ , est de l'ordre de  $140 \text{ mJ.cm}^{-2}$  et dépend faiblement de la richesse du mélange. La quantité de radicaux nécessaire à l'allumage avec ce genre de technique est de l'ordre de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  [22, 23]. Ce type d'allumage laser présente plusieurs avantages. Il n'est pas intrusif, son EMA est faible et dépend faiblement de la richesse du mélange. Il présente cependant quelques inconvénients. Le laser fonctionnant dans l'UV doit fournir des impulsions soit accordables en longueur d'onde, soit avec une large bande spectrale. Ceci nécessite le développement de systèmes coûteux et encombrants. Sa mise en œuvre sur un foyer aéronautique semble donc difficile à envisager.
3. **L'allumage laser par claquage résonant** est une technique peu répandue, principalement étudié par Forch et Miziolek [24-26]. Le principe est le suivant. Le faisceau laser est focalisé dans le mélange, il dissocie les molécules présentes par absorption multiphotonique, créant des radicaux qui sont à leur tour ionisés par absorption multiphotonique. Enfin, les électrons sont accélérés par effet Bremsstrahlung inverse, ce qui conduit à la création d'un plasma qui amorce la combustion du mélange. Ici encore, le laser utilisé doit être dans l'UV et accordable en longueur d'onde afin d'atteindre la ré-

sonance des atomes d'oxygène et d'hydrogène, respectivement à 225,6 nm et 243 nm. Ainsi, même si des énergies inférieures au millijoule ont suffi à allumer le mélange, l'encombrement et le coût d'un laser UV accordable rend difficile l'utilisation de cette méthode dans l'industrie aéronautique.

4. **L'allumage laser par claquage non résonant** est de loin celui qui fait l'objet du plus grand nombre d'études [1, 2, 27, 28]. Il consiste à focaliser un faisceau laser dans un mélange afin d'y générer un plasma par avalanche électronique et absorption multiphotonique. Comme il s'agit du type d'allumage que j'ai étudié lors de ma thèse, il sera décrit plus en détail dans la partie suivante. Cette technique ne nécessite pas un laser fonctionnant à une longueur d'onde précise, mais requiert une EMA plus élevée. Le laser typiquement utilisé pour ces expériences est le Nd :YAG fonctionnant à 1064 nm ou 532 nm. Ces systèmes sont très courants, leurs prix sont modérés et leur compacité s'améliore d'année en année.

### Allumage laser par claquage non résonnant

Comme mentionné précédemment, l'allumage laser par claquage non résonnant repose sur le mécanisme d'avalanche électronique et absorption multiphotonique [29]. Pour produire ces effets, on focalise fortement un faisceau laser. Au voisinage du point focal, lorsque la densité d'énergie dépasse les  $10^{13} W/cm^2$  [30], un phénomène d'ionisation par absorption multiphotonique se produit. Les électrons libres générés absorbent une partie du rayonnement laser. L'électron voit son énergie cinétique augmenter par effet Bremsstrahlung inverse. Si son énergie cinétique est suffisante, il peut ioniser les molécules du gaz lors de collisions avec celles-ci. Ceci produit de nouveaux électrons libres, qui vont à leur tour accroître leur énergie via l'effet Bremsstrahlung inverse. Ceci conduit à une avalanche (ou cascade) électronique. Le plasma d'électrons et d'ions ainsi généré absorbe alors une grande partie de l'énergie laser et

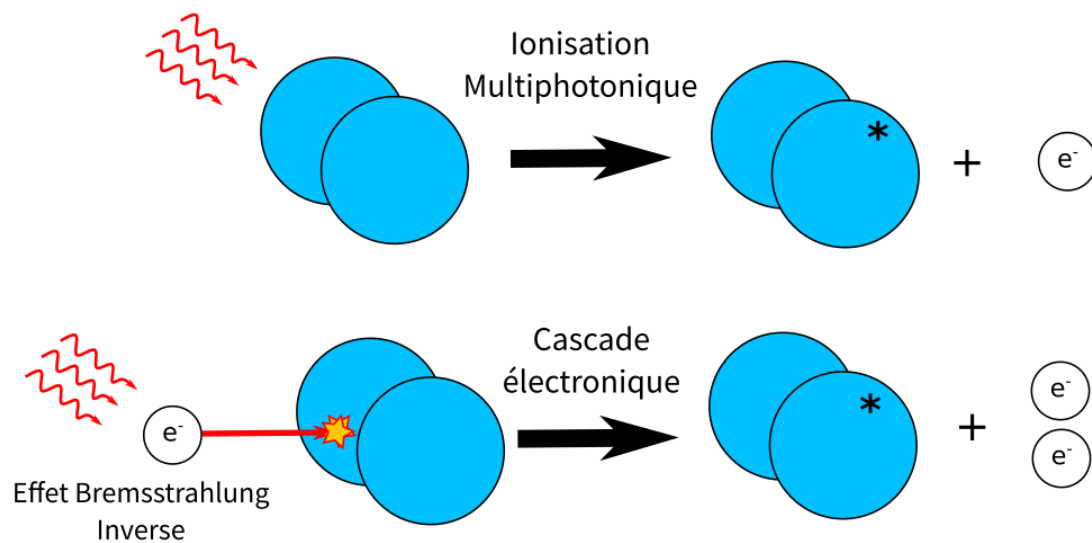


FIGURE 1.6 – Schéma de principe du claquage laser non résonant.

conduit à la génération d'un plasma relativement chaud.

Le temps caractéristique de ces phénomènes est de l'ordre de 10 ns [31]. La température et la pression à l'intérieur du plasma peuvent aller jusqu'à  $10^6$  K et  $10^3$  atm [31, 32]. Enfin, au moment de l'apparition du plasma, une onde de choc est générée, dissipant ainsi de façon mécanique une grande partie de l'énergie déposée dans le plasma [33].

Le claquage laser non résonant ne se produit donc qu'une fois que la densité de puissance critique est atteinte. C'est ce que l'on appelle le seuil de claquage. Par abus de langage, le seuil de claquage peut être exprimé en termes d'énergie plutôt qu'en termes de puissance, car nous travaillons avec des impulsions dont la durée ( $\tau$ ) est fixée. On comprend alors facilement que pour générer un claquage laser avec des impulsions de faible énergie, il faut qu'elles aient une durée plus courte. Cependant, les impulsions doivent être suffisamment longues pour permettre aux collisions électrons-molécules de se produire. Ce temps est directement relié à la pression  $P$  du gaz. Dans la littérature, on définit plusieurs critères liés au produit  $\tau * P$ . Ainsi, si  $\tau * P < 10^{-7}$  Torr.s, c'est l'ionisation du gaz qui prédomine alors que si  $\tau * P > 10^{-7}$  Torr.s, c'est l'effet de cascade électronique qui est prépondérant. Phuoc dans

ses travaux recommande d'utiliser une valeur de  $\tau * P > 10^{-9}$  Torr.s [32]. Cela signifie qu'à pression ambiante, la durée des impulsions doit être de l'ordre de la nanoseconde. Par définition, le claquage laser non résonant ne nécessite pas un laser fonctionnant à une longueur d'onde ( $\lambda$ ) particulière. En revanche, la taille de la tâche focale (tâche d'Airy) au foyer d'une lentille est proportionnelle à  $\lambda$ . Ainsi, plus  $\lambda$  est petit et plus il est possible d'augmenter la densité de puissance au point focal. Cela favorise alors l'absorption multiphotonique. Cependant, l'effet Bremsstrahlung inverse possède une dépendance en  $1/\lambda^2$ . Ainsi, le phénomène de cascade électronique perd en efficacité lorsqu'on diminue la longueur d'onde. Le compromis le plus souvent utilisé pour la génération d'un plasma par claquage non résonant est alors de travailler avec des lasers dans le visible ou le proche infrarouge [27].

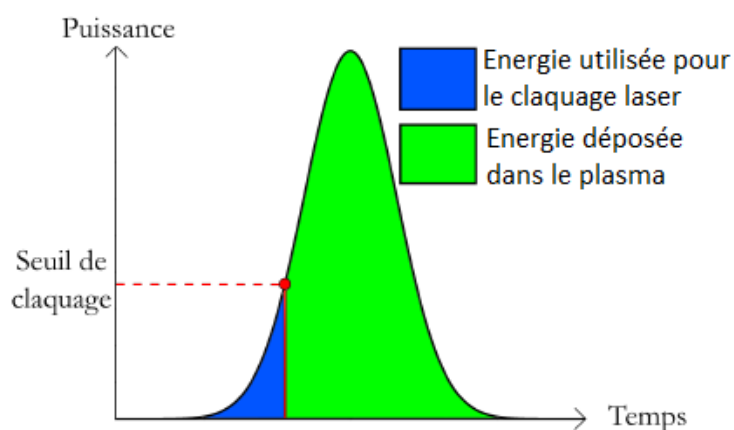


FIGURE 1.7 – Profil temporel du dépôt d'énergie laser dans le claquage laser et dans le plasma résultant [2].

Dans le cas d'un milieu diphasique (air + kérosène), la génération d'un plasma laser ne suffit pas à déclencher un allumage. Si le plasma n'est pas suffisamment chaud et qu'il ne transmet pas suffisamment d'énergie à son environnement pour vaporiser partiellement le carburant liquide, les conditions de richesse (rapport des quantités de carburant et d'air) locale nécessaires à l'allumage ne sont pas réunies et le noyau de flamme ne se forme pas. Il existe donc une énergie d'allumage seuil. Celle-ci dépend de la façon dont l'énergie des impulsions laser est absorbée par le plasma. Si l'on considère que l'énergie des impulsions  $E_{pulse}$  se divise

en une énergie utilisée  $E_{plasma}$  pour la création du plasma et en une énergie absorbée par ce dernier  $E_{abs}$  (figure 1.7) alors l'énergie  $E_{plasma}$  correspond au seuil de claquage. Celle-ci varie avec la pression et de la température du milieu, la taille du volume focal, l'énergie d'ionisation des espèces, la longueur d'onde du laser et de la durée des impulsions. Une étude détaillée de l'allumage laser par claquage non résonant dans un milieu diphasique est présentée dans la thèse de R.George [28]. La littérature mentionne que le plasma absorbe  $\sim 80\%$  de l'énergie des impulsions laser. Seulement 20 % de ces 80 % sont utilisés pour chauffer le milieu (et conduire éventuellement à l'allumage), le reste est transféré à l'onde de choc [34-36].

### Quelques exemples d'allumage laser par claquage non résonant

Au cours de la dernière décennie, de nombreux systèmes d'allumage laser par claquage non résonant ont été développés, notamment pour les besoins de l'industrie automobile et pour l'industrie spatiale [17, 37-39].

#### Allumage laser dans l'industrie automobile :



FIGURE 1.8 – À gauche : premier allumeur multipoints. Au centre : photo de l'allumeur monopoint. À droite : schéma de l'allumeur monopoint [39, 40].

Depuis dix ans, N. Pavel et son équipe travaillent sur l'allumage laser [17, 27, 39-41]. Le premier allumeur laser (figure 1.8) qu'ils ont construit en 2011, au sein de l'équipe de T. Taira, était un allumeur multipoints. Afin d'augmenter la probabilité d'allumage, ce système génère

plusieurs plasmas en utilisant plusieurs faisceaux pompes. Le milieu amplificateur du laser est un cristal de Nd :YAG dopé à 1,1 %, collé optiquement avec un cristal de Cr :YAG qui sert d'absorbant saturable. La transmission initiale de celui-ci est de 30 %. La surface du Cr :YAG est directement traitée pour avoir une transmission de 50 % à 1064 nm. Celle du Nd :YAG est traitée pour avoir une réflectivité maximum à 1064 nm. Le milieu amplificateur est pompé par une diode fibrée de haute puissance ( $> 100$  W), centrée à 808 nm, de manière impulsionnelle (durée des impulsions 500 ns, cadence 50 Hz). Chaque impulsion laser ainsi générée a une énergie de 2,4 mJ, une durée de 0,7 ns pour un facteur de qualité  $M^2 = 1.4$ .

Ce système a été utilisé pour effectuer l'allumage d'un moteur à combustion interne Toyota [15]. Par la suite, ils ont développé une bougie laser pour tester l'allumage laser monopoint d'un moteur Renault [39]. En faisant fonctionner le moteur à 1500 tours/min, ils ont montré que les bougies laser permettaient de réduire les émissions d'hydrocarbures imbrûlés ( $CO$  et  $HC$ ) de l'ordre de 20 % par rapport aux bougies à arcs électriques classiques. Ils ont également noté une meilleure stabilité du moteur, car le moment de l'allumage du mélange varie beaucoup moins qu'avec une bougie électrique. En revanche, ils ont observé qu'avec l'allumage laser, la production de  $NO_x$  et de  $CO_2$  augmentait très légèrement.

Fort de ces résultats prometteurs, N.Pavel et son équipe ont continué leurs travaux sur l'allumage laser de moteur à combustion interne. En 2017, ils ont réalisé une étude comparative des performances d'un moteur utilisant une bougie laser ou une bougie à arc électrique. Ils ont mesuré les performances d'un moteur pour différents facteurs d'air de mélange ( $\lambda$ ). Ils ont démontré que la puissance développée pour un facteur d'air  $\lambda = 1$  (mélange à la stœchiométrie) était la même entre les deux bougies. En revanche, pour un mélange pauvre,  $\lambda = 1.2$ , le rendement du moteur était meilleur avec la bougie laser par rapport à celui d'une bougie à arc. Ce résultat est intéressant, car les motoristes automobiles travaillent constamment à la réduction de la consommation de carburant de leurs véhicules. L'allumage laser pourrait être

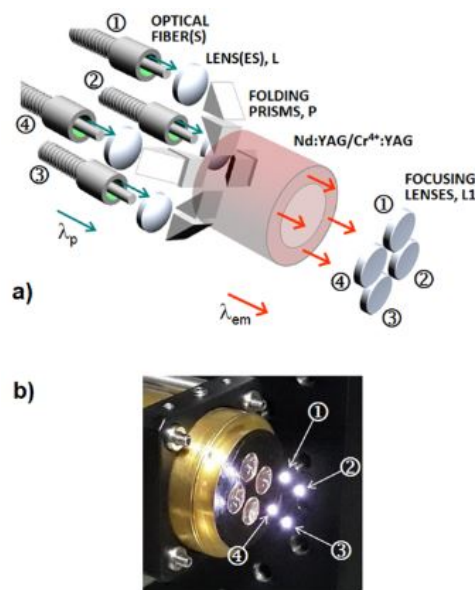


FIGURE 1.9 – (a) Schéma de l'allumeur laser. (b) Photo des plasmas générés par cet allumeur laser [17].

une solution pour brûler des mélanges plus pauvres.

En 2021, Vasile et Pavel [17] ont publié une étude comparant un allumage laser monopoint avec un allumage laser multipoints. Pour réaliser cette étude, ils ont mis au point un nouveau système laser présenté sur la figure 1.9. Ce nouvel allumeur est composé de quatre diodes laser à 807 nm couplées à des fibres optiques qui guident les faisceaux pompes dans un barreau de Nd :YAG collé optiquement à un cristal de Cr :YAG. Les impulsions laser sont ensuite focalisées à l'aide de quatre lentilles dans la chambre de combustion. Le Nd :YAG est dopé à 1,1 % et sa surface est traitée pour avoir une réflexion de 99.9 % à 1064 nm et une transmission de 98 % à la longueur d'onde de la pompe. La transmission initiale du Cr :YAG est de 40 % et sa surface est traitée pour réfléchir 50 % des photons laser. Chaque impulsion de pompe a une durée de 250  $\mu$ s et dépose une énergie de 50 mJ. L'énergie des impulsions laser est de 3,8 mJ, pour une durée de 0,9 ns à une cadence de répétition de 2 Hz. Le facteur de qualité des faisceaux laser est d'environ  $M^2 = 4,8$ .

L'intérêt de ce système est la possibilité de contrôler l'influence du nombre de points d'allumage sur les performances du moteur. La chambre de combustion utilisée est une maquette sur laquelle ont été installés plusieurs capteurs permettant de mesurer l'évolution de la pression et de la température. Les paramètres les plus intéressants sont la rapidité d'allumage et la pression maximum. Le rendement du moteur est d'autant plus important que la pression dans la chambre est élevée.

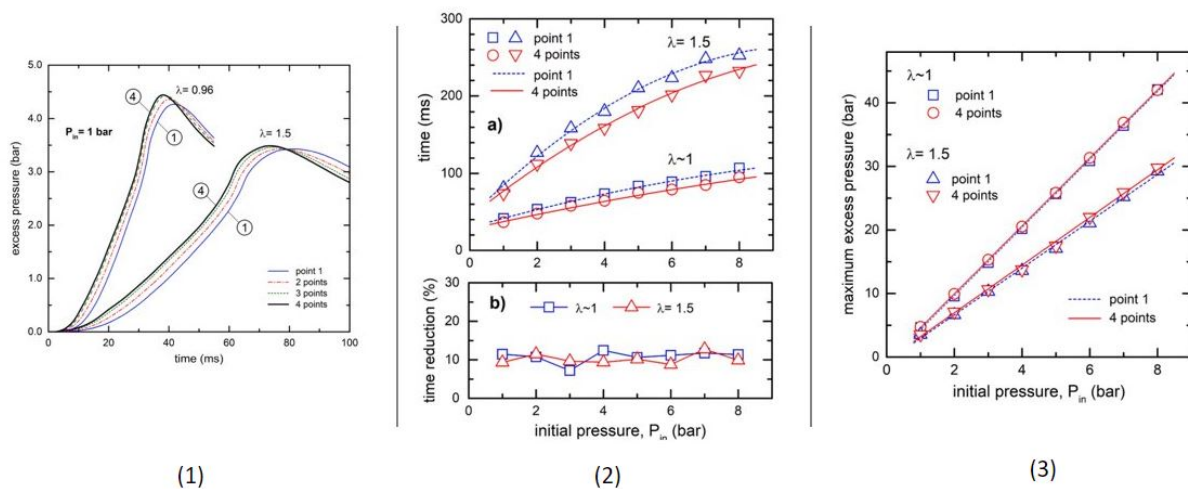


FIGURE 1.10 – (1) Comparaison des allumages en fonction du nombre de points, 2(a) comparaisons des temps d'allumage en fonction de la pression initiale, (2)(b) observation de la réduction du temps d'allumage, (3) comparaison des maxima de pression en fonction de la pression initiale [17].

La figure 1.10 présente les différents résultats obtenus. Tout d'abord, la courbe (1) montre que plus le nombre de points d'allumage est élevé et plus l'allumage est rapide et efficace (déplacement du maximum de pression vers la gauche et le haut). Notons également que cette évolution dépend peu de la richesse du milieu et que 3 ou 4 points d'allumage semblent avoir la même efficacité. Les courbes 2-a et 2-b montrent indépendamment de la richesse et de la pression initiale dans la chambre de combustion, l'allumage avec quatre points est 10% plus rapide que l'allumage avec un seul point. Pour finir, la courbe (3) souligne que pour un



mélange riche, un ou quatre points d'allumage ne modifient pas la pression maximum. Pour un mélange appauvri, le gain en pression maximum est de l'ordre de 3%. Ce gain est plutôt significatif puisqu'il a lieu lors de chaque cycle de combustion.

Pour conclure, l'allumage laser multipoints permet d'améliorer la rapidité d'allumage et diminue les émissions de polluants. Ces gains sont intéressants pour l'industrie automobile dans lequel le processus d'allumage des moteurs est très répétitif.

### HiPoLas : un laser pour le spatial

À l'origine, le laser HiPoLas fut développé pour l'industrie automobile par une équipe du Carinthian Tech Research (CTR) dirigé par Gerhard Kroupa. Par la suite, il a été adapté pour assurer l'allumage de propulseurs cryogéniques utilisant un mélange d'oxygène liquide et d'hydrogène gazeux  $LO_x/GH_2$  ou d'oxygène liquide et méthane gazeux  $LO_x/GCH_4$  [38, 42]. L'idée pour le domaine spatial est qu'il faut être capable d'allumer le moteur plusieurs fois pour pouvoir réaliser des changements de trajectoire ou bien désorbiter un engin. Le laser HiPoLas a donc été modifié afin de survivre aux conditions critiques du spatial. La seconde génération de ce laser est illustrée sur la figure 1.11 et la dernière version de ce laser est montrée en figure 1.12.



FIGURE 1.11 – Photo de la deuxième génération du laser HiPoLas [42].

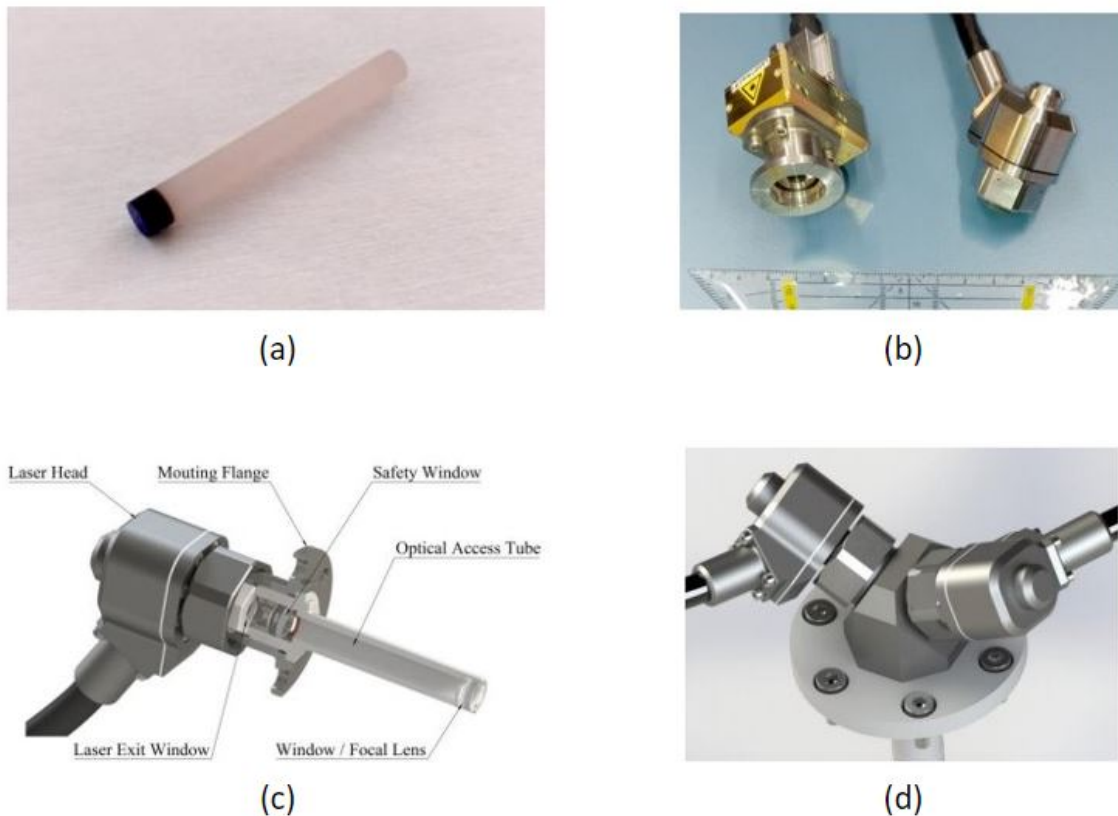


FIGURE 1.12 – (a) barreau de Nd :YAG/Cr :YAG 4mm de diamètre, (b) génération IV (à gauche) et V (à droite) des têtes laser, (c) schéma du montage de la tête laser sur la chambre de combustion, (d) schéma du double allumeur HiPoLas [43].

HiPoLas est un laser Nd :YAG fonctionnant à 1064 nm. Il est composé d'un barreau de Nd :YAG auquel est collé optiquement un barreau Cr :YAG. Ce deuxième barreau se comporte comme un absorbant saturable. Les extrémités du barreau sont traitées pour servir de miroir à la cavité laser. Il génère des impulsions ayant une durée comprise entre 2 et 3 ns. Le barreau de Nd :YAG est pompé de manière transverse par des barrettes de diodes stabilisées en longueur d'onde par des réseaux de Bragg. Ainsi, le système peut fonctionner entre 280 et 320 K sans nécessiter de contrôle de la température. Notons que le CTR a également prévu une double tête laser assurant la redondance requise pour les systèmes aérospatiaux.

Des essais de résistance aux vibrations et aux variations de température du système ont

été réalisés chez Ariane Group. Les résultats montrent que le système est parfaitement stable et ne vieillit pas dans le temps. Á une cadence de 100 Hz, l'énergie des impulsions de 3 ns fournie par le laser HiPoLas de cinquième génération est en moyenne de 33 mJ avec un écart type de 0,8 mJ. Son profil spatial est Top-Hat avec un  $M^2 \sim 5$ . Des essais ont également été menés à l'European Research and technology Test Facility de l'institut de propulsion spatial (DLR) basé en Allemagne. Durant ces essais, l'allumeur laser a réalisé 60 allumages consécutifs, séparés chacun de 30 s. Ceci souligne la capacité de cet allumeur laser à effectuer des rallumages fiables.

### **Et dans l'aéronautique ?**

L'allumage dans le domaine aéronautique se déroule dans un milieu diphasique et relativement peu de travaux d'allumage ont été réalisés dans ces conditions. Dans la littérature, on recense l'allumage de brouillards de gouttes académiques dans des conditions expérimentales relativement simples (température ambiante ou même air préchauffé) [44-46], mais les études en conditions froides sont extrêmement rares.

Seuls Oldenborg et al. [47] ont travaillé sur l'allumage laser d'un brouillard de kérosène/air froid dans une turbine aéronautique. Ils ont comparé les performances d'un allumage simple pulse intitulé SLP (Single Laser Pulse) et double pulse dénommé DLP (Dual Laser Pulse). Pour la configuration SLP, ils ont utilisé un laser Nd :YAG à Q-switch passif, délivrant des impulsions de 550 mJ d'une durée de 12 ns. Le seuil de claquage mesuré avec ce laser était de 80 mJ. Pour la configuration DLP, le laser SLP a été utilisé en association avec un deuxième laser Cr :LiSAF, délivrant des impulsions de 450 mJ d'une durée de 85 ns à une longueur d'onde de 850 nm. Le délai entre les deux impulsions était fixé à 100 ns suite à une étude préliminaire. Les résultats de leur étude sur l'allumage laser d'un spray en fonction de la température sont résumés dans

Température	SLP	DLP
7 °C	120 mJ	120 mJ (120 mJ + 0 mJ)
-5 °C	300 mJ	200 mJ (120 mJ + 80 mJ)
-18 °C	>550 mJ	270 mJ (120 mJ + 150 mJ)
-40 °C	>550 mJ	400 mJ (120 mJ + 280 mJ)

TABLE 1.1 – Énergie laser minimum à fournir pour une probabilité d'allumage de 100% en fonction de la température du carburant [47].

le tableau 1.1.

Ces résultats représentent l'énergie minimale nécessaire pour assurer un allumage dans 100% des cas. On remarque que pour une température inférieure à  $-18^{\circ}\text{C}$ , la configuration SLP est incapable d'assurer 100 % des allumages. En revanche, en configuration DLP, l'allu-

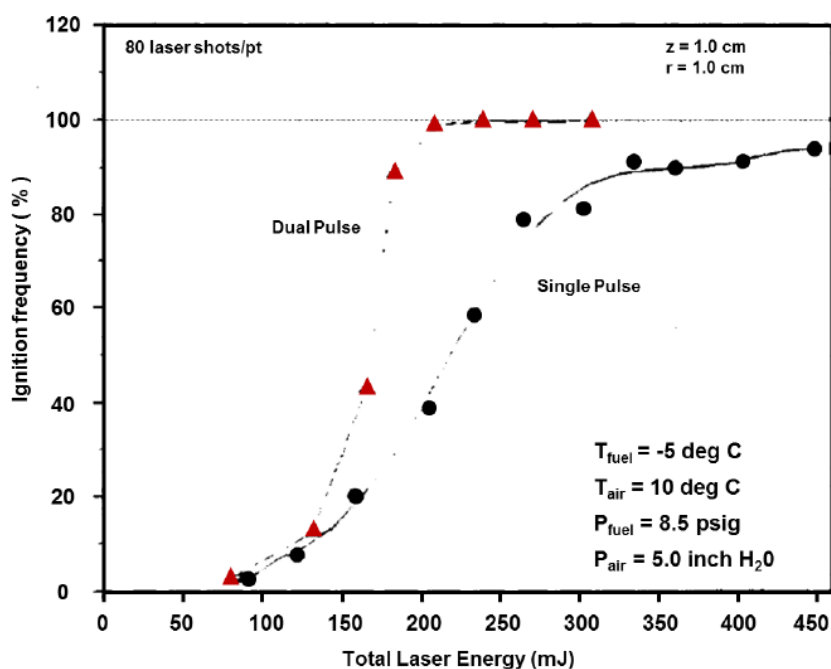


FIGURE 1.13 – Courbes des énergies laser incidentes minimums permettant un allumage pour la configuration SLP et la configuration DLP [47].

mage est possible jusqu'à  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ . R. Oldenborg et son équipe ont ensuite étudié l'évolution de la probabilité d'allumage en fonction de l'énergie totale des impulsions laser, pour une température de  $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$  pour le carburant et  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  pour l'air. La figure 1.13 montre les résultats de cette étude. Ici encore, l'allumage double impulsion est bien plus efficace que l'allumage simple impulsion puisqu'il permet d'atteindre les 100 % d'allumage réussis avec une énergie totale plus faible. Les auteurs expliquent cette différence par une meilleure absorption de l'énergie laser par le plasma dans le cas DLP.

Citons également l'étude menée par Moesl et al [48] dont l'objectif était de comparer l'allumage laser d'un injecteur de kérosène avec l'allumage d'une bougie à arc. Leur laser délivrait des impulsions de plusieurs nanosecondes, d'une énergie de 100 mJ avec un profil spatial top-hat. Ces auteurs montrent qu'à pression atmosphérique et pour des températures d'air comprises entre 300 et 473 K, l'allumage laser permet d'allumer des mélanges air/kérosène plus pauvres qu'avec une bougie à arc. La principale raison invoquée est que le noyau de flamme est positionné à un endroit plus favorable dans la chambre de combustion.

Au travers des différents travaux présentés dans cette partie, nous avons vu que l'allumage laser par claquage non résonant offre de nombreux avantages, notamment un meilleur contrôle de la combustion ou encore une réduction des émissions de polluants. En revanche, les systèmes développés répondent aux contraintes de leurs industries respectives (automobile, spatial) très différentes de celles des turboréacteurs pour l'aéronautique. Dans le cas des travaux sur l'allumage de spray dans les conditions d'un foyer aéronautique, les études se limitent à des allumages à pression ambiante. Or, réaliser une étincelle laser dans un milieu en dépression peut s'avérer très difficile. Ainsi, les travaux réalisés par mon équipe se sont focalisés sur l'allumage laser d'un foyer aéronautique en dépression. La partie suivante aborde ces travaux.

## 1.4 Les origines du projet LAMA

Depuis une quinzaine d'années, l'ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aéros spatiales) et le LOMA (Laboratoire Ondes et Matières d'Aquitaine) coopèrent autour de la conception d'allumeurs laser de turboréacteur. L'objectif est de concevoir des allumeurs laser fonctionnant à haute altitude (basse température et basse pression) afin de remplacer, à terme, les allumeurs actuels (bougies + boîtier haute énergie) dont les performances ne sont pas adaptées à la future génération de foyers aéronautiques. Ce travail réalisé dans le cadre des projets CALAS (Cellule d'Allumage Laser Autonome Sécurisée) et ECLAIR (Étude d'une Cellule Laser d'Allumage Infra-Rouge) est en grande partie détaillé dans les thèses de Guillaume Tison [1] et Gabriel Amiard-Hudebine [2]. Cette collaboration s'est poursuivie dans le cadre du projet LAMA (Laser pour l'Allumage de Moteurs Aéronautiques) qui a pris fin en décembre 2022 et qui est au centre de ma thèse.

### Le projet CALAS

L'objectif du projet CALAS (2009-2011) était de construire un allumeur laser fonctionnant dans des conditions dégradées rencontrées lors d'un vol en altitude. Ce système devait permettre d'allumer une maquette de chambre de précombustion installée sur le banc MERCATO (Moyen Expérimental et de Recherche en Combustion Aérobie par Techniques Optiques) de l'ONERA.

Le système CALAS, réalisé durant la thèse de Guillaume Tison [1], est composé d'une source laser suivie de deux étages d'amplifications. La source primaire est un microlaser de chez Crylas (figure 1.14) délivrant des impulsions de 1 ns à 1064 nm. Ses impulsions sont polarisées linéairement et possèdent une énergie de 6  $\mu$ J. Les impulsions délivrées par le microlaser sont



FIGURE 1.14 – Microlaser Crylas DPSS 1064-Q2 [1].

alors amplifiées comme indiqué sur la figure 1.15. Elles sont injectées dans un isolateur optique puis une fibre passive 25/250 à maintien de polarisation. Elles sont ensuite amplifiées dans un étage d'amplification fibré. Celui-ci est construit autour d'une fibre de 110 cm de long, à double gaine (25  $\mu\text{m}$  de cœur dopé ytterbium et 250  $\mu\text{m}$  de gaine) large mode et à maintien de polarisation. Cet étage d'amplification est pompé par deux diodes fibrées (105/125) de 25 W centrées à 915 nm. Cette longueur d'onde de pompe permet d'assurer que le gain de cet étage d'amplification est peu sensible aux variations de température. En effet même si l'absorption des ions ytterbium est plus faible à 915 nm qu'à 976 nm, la largeur spectrale de la bande d'absorption est bien plus importante. Compte tenu de l'absorption de la fibre amplificatrice à 915 nm, seuls 20 % de la pompe est absorbée par le milieu amplificateur. L'énergie des impulsions en sortie de cet étage d'amplification peut atteindre les 350  $\mu\text{J}$ .

Les impulsions sont alors envoyées dans un isolateur optique, traversent une lame demi onde, un polariseur couche mince (Thin Film Polarizer = TFP, appelée "séparatrice") avant d'être injectées dans un second étage d'amplification (voir figure 1.16). Après son double passage dans le barreau de Nd :YAG et une lame quart d'onde, l'impulsion dont la polarisation a tourné de 90 ° est réfléchiée par le TFP (positionné à l'angle de Brewster) puis envoyée vers

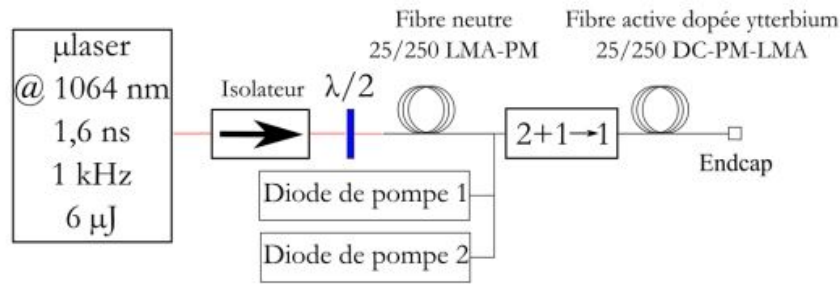


FIGURE 1.15 – Schéma du premier étage d'amplification. [1].

la sortie du système. Cet amplificateur double passage est conçu pour être placé aux abords immédiats d'une chambre de combustion. Il doit donc résister aux vibrations et aux variations de température. Il est construit autour d'un barreau de Nd:YAG ayant une section de 10 x 4 mm dopé à 0,6 % d'ions  $Nd^{3+}$ . Le barreau est pompé par une diode laser, dont les impulsions sont guidées par une fibre multimode de 800 µm de diamètre, délivrant des impulsions quasi continues à 808 nm. À la sortie de l'étage, les impulsions ont une énergie allant jusqu'à 10 mJ à une cadence de 10 Hz.

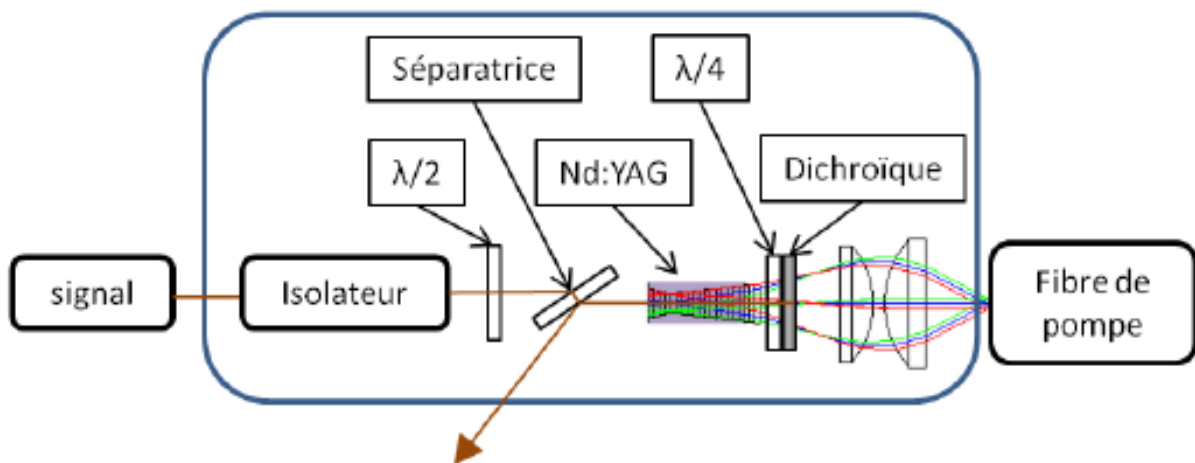


FIGURE 1.16 – Schéma du second étage d'amplification. [1].

La capacité d'allumage du système CALAS a été testé sur le banc MERCATO de l'ONERA. Ce banc, décrit dans le chapitre 4, est dédié à l'allumage de chambres représentatives de



foyers aéronautiques dans les conditions d'altitudes. Les résultats obtenus ne furent pas très concluants, car seuls 25% des essais réalisés à température ambiante ont conduit à des allumages réussis. Cependant, ces mesures démontrent qu'à température et pression ambiante l'énergie minimale d'allumage doit être comprise entre 8 et 14 mJ. Des essais double-impulsions furent également menés. Les deux impulsions étaient alors séparées de 500  $\mu$ s à une cadence de 10 Hz. Le taux d'allumage était alors 100 % pour des richesses de mélange élevées. Ce résultat met en lumière l'importance de l'entretien du plasma laser dans le temps.

Forts de ces résultats et dans le cadre du projet ECLAIR, l'ONERA et le LOMA se sont associés avec la société Fibercryst pour améliorer le système CALAS. L'objectif principal était d'accroître la cadence de répétition du système de 10 à 100 Hz, tout en maintenant la durée ( $\sim$  1 ns) et l'énergie (10 mJ) des impulsions.

## Le projet ECLAIR

Le projet ECLAIR (2014-2017) [2] a permis la mise au point d'un système d'allumage laser délivrant à une cadence de 100 Hz des impulsions ayant une énergie de 20 mJ et une durée de 1,3 ns. Ce système sera dénommé STN (Standa-Taranis-Northrop) dans la suite du manuscrit.

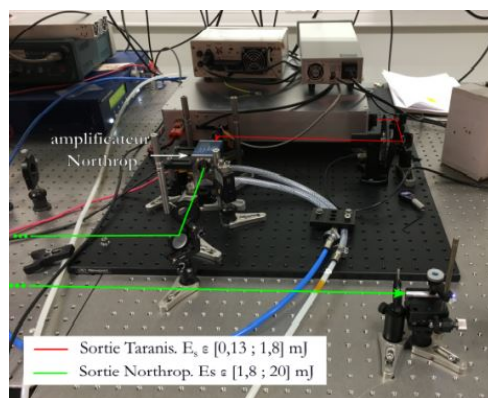


FIGURE 1.17 – Photo du montage Standa-Taranis-Northrop (STN) [2].

Ce système est composé d'un micro-laser laser commerciale Standa, d'un étage de pré-amplification TARANIS développé par Fibercryst et d'un dernier étage d'amplification Northrop-Grumann. La figure 1.17 présente une photo du système complet. La source laser est un micro-laser (modèle Standa-Q1) qui délivre des impulsions de 800 ps centrées à 1064 nm ayant une énergie de 130  $\mu\text{J}$ . Le profil spatial des impulsions linéairement polarisées délivrées par cette source est remarquable ( $M^2 < 1,3$ ). Ces impulsions sont amplifiées dans un module Taranis développé par la société Fibercryst. Cet amplificateur, utilisé en configuration simple passage, est constitué d'un barreau de Nd :YAG de 1,5 mm de diamètre. À la sortie de cet étage d'amplification, les impulsions ont une énergie de 1,8 mJ et une durée de 1 ns.

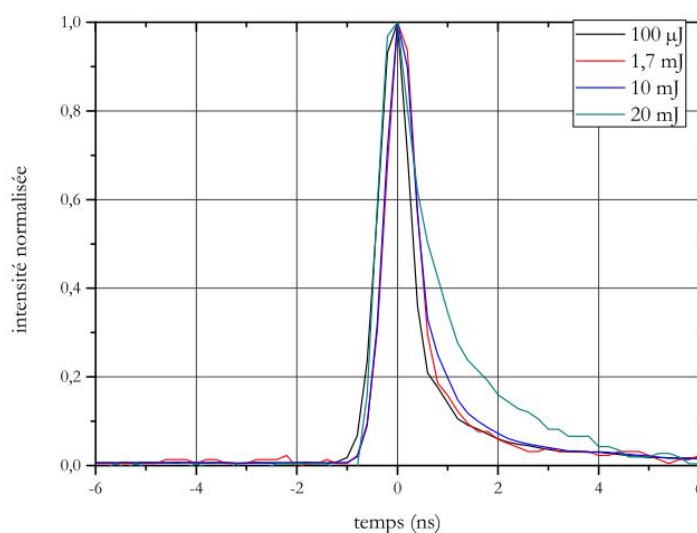


FIGURE 1.18 – Profil temporel de l'impulsion pour : le Standa seul (noir), le Standa+Taranis (rouge), Standa+Taranis+NG (bleu et vert) [2]

Ces impulsions sont ensuite amplifiées dans un module Nd :YAG commercial développé par la société Northrop-Grumann (NG). Dans ce module, le barreau de Nd :YAG est pompé transversalement à une cadence de 100 Hz par des barrettes de diodes centrées à 808 nm. Ceci permet d'accroître l'énergie des impulsions de 1,8 mJ à 20 mJ. La durée des impulsions est alors d'environ 1,3 ns (voir la figure 1.18) et sa qualité modale est de  $M^2 \sim 1,3$ . Le diamètre

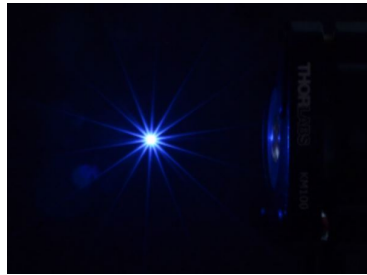


FIGURE 1.19 – Plasma obtenu avec une lentille de 50 mm et des impulsions de 20 mJ [2].

du faisceau à la sortie immédiate du module NG est alors de  $625\ \mu\text{m}$  à mi-hauteur. Cependant, le faisceau initialement collimaté sortant du système STN est focalisé en raison de l'effet de lentille thermique induit dans le module NG. La focale de la lentille thermique induite est non négligeable et de l'ordre de 440 mm. Cette lentille thermique est compensée par un couple de lentilles.

L'énergie et la durée des impulsions générées par le système STN, permettent de réaliser un claquage laser en utilisant des lentilles avec des focales allant jusqu'à 100 mm. L'utilisation de lentilles ayant de telles focales permet d'explorer facilement différentes positions d'allumage laser dans les chambres de combustion du banc MERCATO. La figure 1.19 montre une photo du plasma laser généré.

Ce système a été utilisé pour réaliser des essais d'allumage laser sur la maquette trisecteur



FIGURE 1.20 – Photo du montage expérimental, maquette trisecteur (à gauche) système STN (à droite)[2].



FIGURE 1.21 – Photo du système de focalisation (à gauche, du fourreau d'une bougie conventionnelle, et du plasma créé en chambre)[2].

du banc MERCATO (cf. figure 1.20). Cette chambre reproduit fidèlement l'écoulement dans un secteur de moteur d'hélicoptère ARDIDEN en vol via un contrôle de la température de 20 à  $-40^{\circ}\text{C}$  et de la pression de 1 à 0,4 bar de l'air dans la chambre de combustion. Ce banc permet également de contrôler la richesse du mélange injecté dans la chambre.

La focalisation des impulsions laser dans la chambre était initialement réalisée grâce au système présenté en figure 1.21. Il est constitué d'une lentille saphir ayant une focale de 6 mm insérée dans le fourreau d'une bougie conventionnelle. Cette lentille a malheureusement été endommagée dès l'installation en raison des fluences laser élevées auxquelles elle était soumise. Elle a été remplacée par une lentille plan-convexe d'un pouce placée à l'extérieur de la chambre avec une focale de 45 mm.

### Qu'est-ce qu'un domaine d'allumage

De manière générale, les résultats des essais d'allumage sont présentés sous la forme de domaine d'allumage. Ceux-ci sont représentés comme illustrés dans la Figure 1.22. Les axes vertical et horizontal représentent respectivement les débits et les pressions d'air utilisés. Dans ce référentiel, pour une énergie des impulsions fixée et une position de l'étincelle laser dans la chambre, les points rouges et noirs indiquent respectivement les allumages réussis ou défaillants. On notera qu'à pression fixée, plus le débit d'air injecté dans le trisecteur aug-

mente, plus l'allumage est difficile. En mesurant le débit maximal au delà duquel l'allumage laser est inefficace, on peut déterminer le domaine d'allumage du laser. En pratique, la limite est déterminée en moyennant les trois débits les plus élevés ayant produit un allumage réussi. La Figure 1.22 illustre clairement que, au-delà de cette limite, les essais d'allumage échouent, tandis qu'en deçà, ils réussissent. Une limite de débit d'air élevée indique qu'il est possible d'allumer le moteur alors qu'il fonctionne à des régimes de vitesse élevés. Ceci est particulièrement avantageux lors d'une séquence de démarrage durant laquelle le moteur est mis en rotation et accéléré par un démarreur. Comme lors de cette phase le débit d'air augmente continûment, un allumage laser garanti sur une large plage de fonctionnement du moteur améliore les chances d'allumage. Pour des raisons de confidentialité, tous les débits d'air sont normalisés. Cette normalisation est réalisée en divisant le débit d'air par la limite d'allumage obtenue à l'aide d'une bougie électrique à pression atmosphérique et température ambiante.

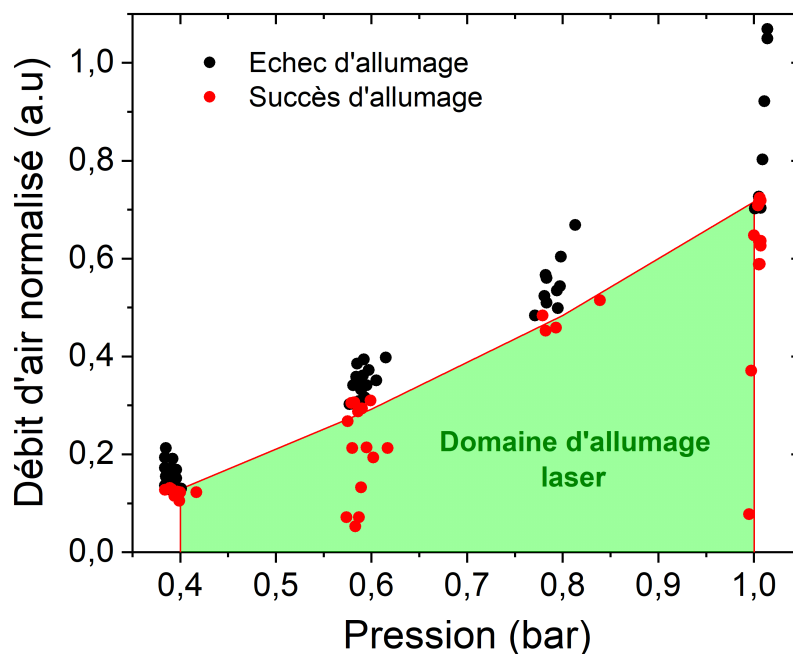


FIGURE 1.22 – Exemple d'un domaine d'allumage obtenu à température ambiante et pour des impulsions laser ayant une énergie de 20 mJ.

Une autre manière de définir le domaine d'allumage laser dans des conditions de pression, température et débit d'air données consiste à mesurer l'énergie minimale des impulsions laser nécessaire pour allumer le brouillard de gouttes de kérosène. Cette définition, propre aux systèmes d'allumages laser, dépend de la durée des impulsions. Néanmoins si la durée des impulsions est fixée, cette définition est très intéressante, car en règle générale plus l'énergie nécessaire à l'allumage est faible, moins les systèmes d'allumage laser sont complexes.

#### 1.4.0.1 Le domaine d'allumage laser mesuré dans le cadre du projet ECLAIR

Les résultats d'allumage laser obtenus dans le cadre du projet ECLAIR à température ambiante et à  $-40\text{ °C}$  sont respectivement résumés sur les figures 1.23 et 1.24. On note qu'à température ambiante, l'augmentation d'énergie des impulsions de 13 à 20 mJ permet d'accroître

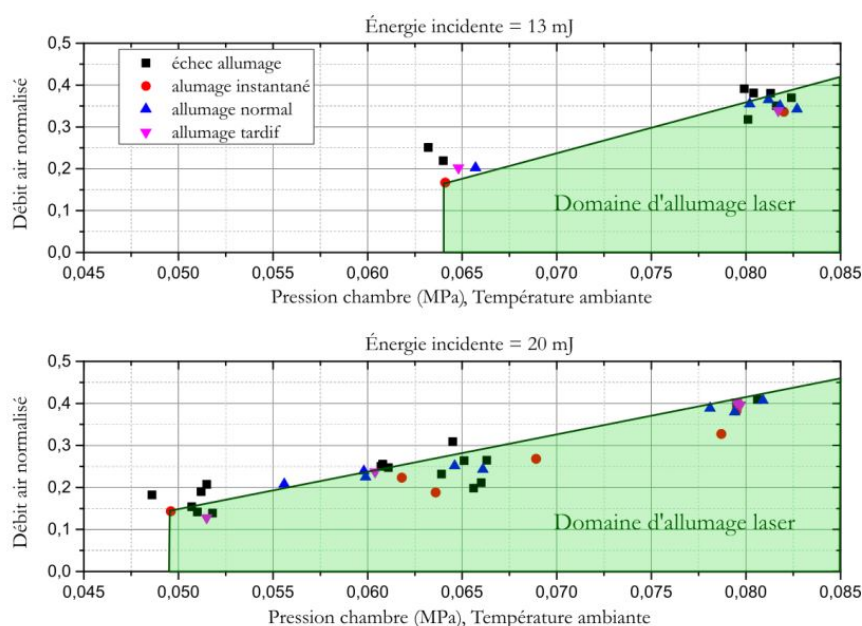


FIGURE 1.23 – Succès d'allumage pour un couple de pression et de débit d'air donné à température ambiante et énergie incidente constante. Un allumage instantané correspond à un temps d'allumage inférieur ou égal à 1,2 s, un allumage normal à un temps compris entre 1,2 s et 2,3 s, enfin un allumage tardif correspond à un temps d'allumage supérieur à 2,3 s [2].

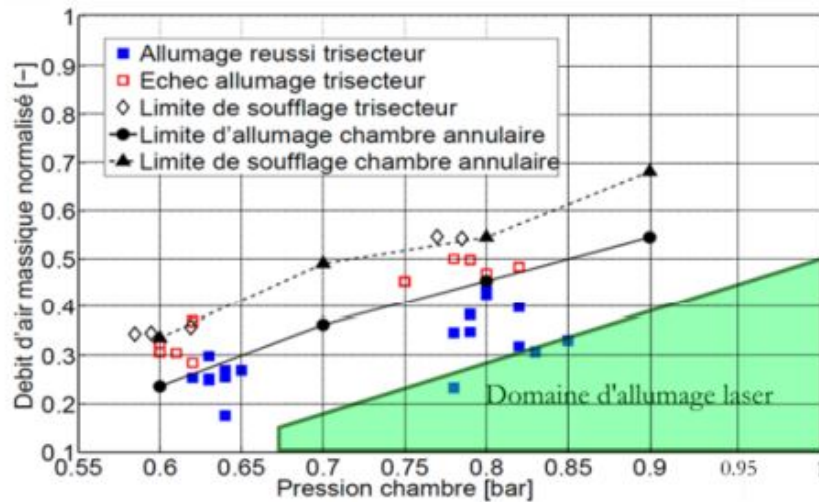


FIGURE 1.24 – Succès d’allumage pour un couple de pression et de débit d’air donné à  $-30\text{ °C}$  réalisé avec une bougie à arc conventionnelle (extrait de la thèse de G.Linassier [49] partie 5.11 p. 218) [2].

la zone d’allumage du laser. Les impulsions ayant une énergie de 20 mJ permettent d’allumer le mélange à faible débit d’air (donc à richesse élevée) et à basse pression (0,5 bar). Pour les essais réalisés à  $-40\text{ °C}$ , un allumage laser est enregistré à 0,67 bar pour de faibles débits d’air. Même si le domaine d’allumage est moins étendu que celui obtenu avec des bougies à arc conventionnelles, ces résultats, très encourageants, soulignent que ce différentiel peut être compensé en augmentant l’énergie des impulsions de 20 à 40 mJ (cf. chapitre 2).

Ainsi, à l’issue du projet ECLAIR, un nouveau projet appelé LAMA a été initié avec pour principal objectif d’augmenter encore l’énergie des impulsions, tout en conservant une bonne qualité modale du faisceau laser, afin d’étendre le domaine d’allumage laser du module trisecteur au banc MERCATO. C’est dans le cadre de ce projet que se sont déroulés mes travaux de thèse.





# Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Description de l'architecture et des composants de la bougie laser</b>	<b>45</b>
2.1.1	Une architecture MOPA pour un allumeur laser . . . . .	45
2.1.2	Description des différents composants du laser LAMA . . . . .	47
2.1.3	Système final, l'allumeur laser LAMA . . . . .	50
2.1.4	Électronique de contrôle et commande du système laser . . . . .	53
<b>2.2</b>	<b>L'allumeur laser LAMA, caractéristiques des impulsions et des plasmas . . . . .</b>	<b>55</b>
2.2.1	Performances du système d'allumage laser . . . . .	55
2.2.2	Système de focalisation des impulsions laser . . . . .	59
2.2.3	Caractérisation du plasma induit par laser. . . . .	60

---

## **Chapitre 2. Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude**

Dans l'état de l'art, nous avons mentionné que les projets CALAS [1] et ECLAIR [2] sont le point de départ de cette thèse. Celle-ci s'articule autour du projet LAMA (Laser pour l'Allumage de Moteurs Aéronautiques) avec pour objectif de dépasser les limites atteintes lors du projet ECLAIR. Pour rappel, dans ce projet, un laser de type MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) a été développé. Appelé STN, il délivre des impulsions d'une durée de 1 ns, d'une énergie allant jusqu'à 20 mJ, à une cadence de 100 Hz avec une longueur d'onde centrée à 1064 nm. Ce laser permet l'allumage d'un foyer aéronautique (maquette trisecteur décrite dans le chapitre 4) où le carburant est à température ambiante, l'air à basse température ( $T_{air} = -40\text{ °C}$ ) et en dépression à  $P = 0,67\text{ bar}$ . Ces résultats bien qu'encourageants ne sont pas encore au niveau des attentes des motoristes aéronautiques. Ainsi, l'objectif du projet LAMA était d'allumer un foyer aéronautique avec une température de l'air et du carburant de l'ordre de  $-40\text{ °C}$  et une pression de l'air  $P = 0,4\text{ bar}$ . Ces conditions sont représentative d'une altitude de vol à 7000 m.

Pour atteindre cet objectif, nous sommes repartis du laser STN et nous avons cherché à augmenter l'énergie de ses impulsions. En effet, plus celle-ci est élevée, et plus le plasma généré par le laser sera chaud et aura de chances de créer un noyau d'allumage capable de survivre aux conditions critiques. Pour évaluer l'énergie nécessaire au nouveau laser, nous nous sommes basés sur les travaux de Ballal et Lefebvre [50-52]. En considérant que la taille des gouttes du spray de kérosène est indépendante de la pression  $P$  dans la chambre de combustion, alors, à température constante, l'énergie minimale nécessaire à l'allumage  $E_{min} \propto P^{-1}$ . En se basant sur les résultats du projet ECLAIR et en faisant une règle de trois, on peut alors calculer  $E_{min}$  nécessaire pour allumer une chambre à 0,4 bar et  $-40\text{ °C}$ , soit  $E_{min} = \frac{0,7}{0,4} \times 20\text{ mJ} = 35\text{ mJ}$ . Ainsi, dans le projet LAMA nous avons pour objectif de développer un laser délivrant des impulsions d'une durée de 1 ns, d'une énergie de 40 mJ, à une cadence de 100 Hz. Notons que nous avons délibérément opté pour des impulsions ayant de plus fortes énergie par rap-

port à la valeur estimée via les travaux de Ballal et Lefebvre [50-52]. Par ailleurs, les impulsions délivrées par cette source laser devaient avoir une bonne qualité modale ( $M^2 < 1,5$ ) afin de focaliser de façon optimale le faisceau laser et ainsi maximiser l'énergie laser absorbée par le plasma. Ce chapitre est dédié à la description de la source laser LAMA, ainsi qu'à ses performances globales (durée d'impulsion, qualité de faisceau, énergie, etc.)

## 2.1 Description de l'architecture et des composants de la bougie laser

Pour commencer ce chapitre, nous allons justifier les différents choix réalisés lors de la conception du système laser LAMA, afin d'obtenir une source laser délivrant les impulsions requise par le cahier des charges. Pour la conception du laser, comme lors du projet ECLAIR, le LOMA et Fibercryst ont mis en commun leurs compétences pour obtenir un laser compact, robuste et délivrant des impulsions avec une bonne qualité modale tout en ayant une puissance crête élevée ( $P_{crête} \sim 40$  MW). Ainsi, comme pour les projets CALAS [1] et ECLAIR [2], nous avons choisi une architecture MOPA pour le laser. Nous commencerons par ce point.

### 2.1.1 Une architecture MOPA pour un allumeur laser

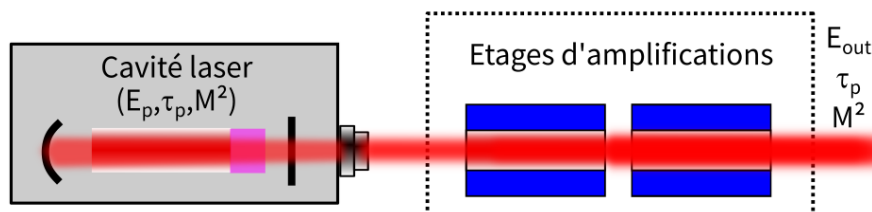


FIGURE 2.1 – Principe de fonctionnement d'un système MOPA.

## **Chapitre 2. Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude**

Dès le projet CALAS, le choix d'une architecture MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) s'est imposée, car elle permet d'obtenir des impulsions laser très énergétiques tout en préservant leur bonne qualité modale. Un système d'allumage laser doit faire face à de nombreuses contraintes. Par exemple, il se doit d'être résistant aux grandes variations de température (de  $-40\text{ °C}$  à  $20\text{ °C}$ ), de permettre de générer un plasma dans l'air sur une large gamme de pression (de 0,4 bar à 1 bar pour les hélicoptères) et enfin, il doit être relativement compact. Le fonctionnement sur une large plage de température impose que le milieu amplificateur utilisé soit solide. En effet, ceux-ci sont moins sensibles aux variations de température que les milieux gazeux ou liquide. Dong et al. [53] ont montré que la section efficace d'émission et la durée de fluorescence du Nd:YAG varient très peu avec la température. En effet, la première varie de 10 % pour une variation de 100 K et la seconde ne dépend pas de la température.

Par ailleurs, générer un plasma laser dans l'air à basse pression impose que la puissance crête des impulsions laser soit suffisamment élevée car le seuil de claquage est inversement proportionnel à la densité du milieu. Afin d'obtenir une forte puissance crête, des impulsions courtes ( $\sim 1\text{ ns}$ ) et énergétiques sont requises. De plus, pour maximiser la densité de puissance au point focal et ainsi maximiser l'absorption de l'énergie laser par le plasma, ces impulsions doivent avoir une bonne qualité modale ( $M^2 < 1,5$ ). Un système de type Q-switch (actif ou passif) suffit pour obtenir des impulsions ayant une durée de l'ordre de 1 ns. L'inconvénient de ce type de système, relativement simple à mettre en place, est qu'il ne supporte pas les hautes intensités (problème d'émission multi-impulsionnelle). Une architecture laser de type MOPA permet de générer des impulsions nanosecondes, avec de forte énergie tout en contournant cette limite. Elle consiste à injecter dans différents étages d'amplifications, les impulsions nanosecondes de faible énergie délivrées par un microlaser.

Une architecture laser MOPA, schématisée sur la figure 2.1, est composée d'un micro-laser générant des impulsions de faible énergie ( $E_p$ ) avec une durée d'impulsion donnée ( $\tau_p$ ) ayant

une bonne qualité modale  $M^2 < 1,2$ . Les impulsions laser sont ensuite amplifiées dans plusieurs étages d'amplification. Lorsque le système est bien aligné, la durée et la qualité modale des impulsions sont peu affectées durant la traversée des différents étages d'amplification. Cependant et de manière générale, pour limiter la dégradation du profil spatial des impulsions, chaque étage d'amplification doit fournir au maximum un gain de  $\sim 20$  dB (un facteur 100). Ainsi plus on veut accroître l'énergie des impulsions, plus on doit multiplier le nombre d'étages d'amplification et plus on augmente l'encombrement du système. La dégradation du profil spatial du faisceau est d'autant plus limitée que l'on s'assure de la compensation des effets thermo-optiques des différents milieux amplificateurs. Ce sujet fera l'objet du chapitre 3.

Ainsi, le laser conçu lors du projet LAMA reprend les éléments utilisés lors du projet ECLAIR, tout en modifiant la manière d'amplifier les impulsions pour que celles-ci atteignent des énergies plus élevées que celles générées par le système STN [2]. Tout comme le laser STN, le laser LAMA utilise comme oscillateur un laser Standa, un préamplificateur développé par Fibercryst et un amplificateur Northrop Grumman.

### **2.1.2 Description des différents composants du laser LAMA**

#### **Le microlaser**

L'oscillateur utilisé pour le laser LAMA est un microlaser de la société lituanienne Standa, il s'agit du système STA-01-7-OEM (figure 2.2). Ce micro-laser Nd:YAG monomode longitudinal à  $\lambda = 1064,5$  nm utilise une technologie de Q-switch passif. Il est pompé par une diode laser à 808 nm et délivre à une cadence de 1 kHz, des impulsions linéairement polarisées ayant une durée de 0,8 ns avec une énergie de 200  $\mu$ J. Les impulsions fournies sont une qualité modale



FIGURE 2.2 – Microlaser Standa.

quasi-gaussiennes avec un  $M^2 \sim 1,1$ . L'énergie initiale de ces impulsions permet de n'avoir à utiliser que deux étages d'amplification par la suite, ce qui permet de d'augmenter la compacité du système final.

### **L'étage de pré-amplification**

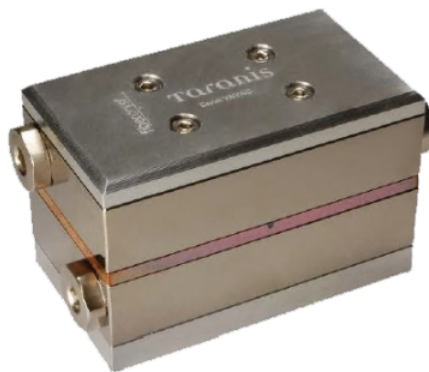


FIGURE 2.3 – Amplificateur Taranis

La société française Fibercryst, partenaire du projet LAMA, a développé l'amplificateur Taranis (Figure 2.3), un amplificateur optique de type "Single Crystal Fiber" (SCF). Il s'agit d'un système utilisant un barreau de Nd :YAG de petites dimensions (diamètre d'environ 1,5 mm) pompé longitudinalement par une diode fibrée à 808 nm. Ce type d'amplificateur est parfaitement adapté aux systèmes MOPA, car le faible diamètre du milieu amplificateur permet de limiter les effets thermo-optiques liés au pompage. De plus, il offre un gain optique consé-

quent pour des cadences de répétition allant de quelques Hertz à 100 kHz. Cet étage a permis d'amener l'énergie des impulsions délivrées par le micro-laser de 200  $\mu$ J à 2,5 mJ. Nous avons ainsi pu amplifier et en simple passage les impulsions fournies par notre microlaser de plus d'un ordre de grandeur, tout en préservant leur durée et leur qualité modale.

## L'étage d'amplification

Pour accroître de 2,5 mJ à 40 mJ l'énergie des impulsions à la sortie du Taranis, nous avons utilisé un deuxième étage d'amplification. Cet étage a été construit autour du module RBAT-34 de la société américaine Northrop-Grumman. Ce module avait déjà été utilisé dans le projet ECLAIR (figure 2.4). Il est composé d'un barreau de Nd :YAG de 3 mm de diamètre, et de 7 cm qui peut supporter des puissances crêtes élevées. Le pompage transverse du barreau de Nd :YAG est effectué par des diodes laser de forte puissance centrées à 808 nm. Ce module permet de stocker une grande quantité d'énergie dans le barreau (jusqu'à 300 mJ pour un rapport cyclique de 0,05). Lors du projet ECLAIR, ce module était utilisé en configuration d'amplification simple passage et permettait d'accroître l'énergie des impulsions de 1,8 mJ à 20 mJ. En configuration d'amplification par double passage, le gain optique accessible dans ce module permet d'accroître l'énergie des impulsions jusqu'à 40 mJ. Cependant, comme déjà mentionné dans la thèse de G.Amiard-Hudebine [2], ce module souffre d'importants effets



FIGURE 2.4 – Amplificateur Northrop Grumman.





tion. Le microlaser est incorporé dans l'étage de pré-amplification avec le module Taranis. Un isolateur Faraday permet de bloquer d'éventuels retours du module Taranis vers le microlaser. Afin d'optimiser la transmission de l'isolateur, une lame demi-onde est insérée sur le trajet du faisceau du micro-laser. À la sortie de l'étage de pré-amplification, les impulsions ont une énergie d'environ 2,5 mJ. Ces impulsions sont alors envoyées vers l'étage d'amplification.

Dans l'étage d'amplification, l'énergie des impulsions est augmentée lors d'un double passage des impulsions dans le module Northrop. Pour ce faire, nous avons utilisé un polariseur couche mince (PCM). Ce polariseur permet de transmettre totalement une polarisation (par exemple polarisation s) et de réfléchir, presque parfaitement, la polarisation orthogonale (Polarisation p). Ainsi en s'assurant que la polarisation incidente sur le PCM est s, puis en la tournant de  $90^\circ$  grâce à l'aller-retour dans la lame quart d'onde, le PCM transmet puis réfléchit très efficacement le faisceau laser. Il est ainsi possible de maximiser le gain dans le module d'amplification Northrop. Cette méthode qui nous permet de doubler l'énergie des impulsions par rapport au module STN. Cependant, l'optimisation du double passage dans le barreau de Nd :YAG nécessite des réglages fins notamment pour minimiser la déformation spatiale le faisceau incident.

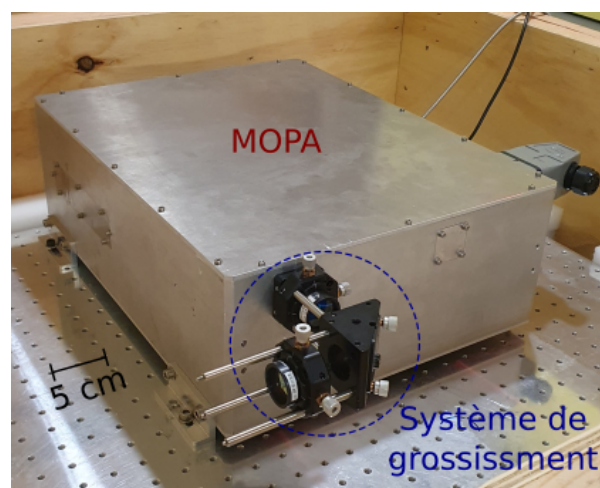


FIGURE 2.6 – Photo du système d'allumage laser

## Chapitre 2. Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude

Afin d'ajuster continuellement l'énergie des impulsions laser sans changer le courant de pompage des diodes laser du module Northrop, la lame demi-onde en sortie de l'isolateur est motorisée. Ce faisant et en modifiant la polarisation incidente, il est possible de contrôler précisément l'énergie transmise par le PCM, et donc celle en sortie du dernier étage d'amplification. Un couple de lentilles ( $L_D$ ,  $L_c$ ) est utilisé pour collimater le faisceau à la sortie du module Northrop et partiellement compenser les effets de lentille thermique induits dans ce module.

La figure 2.6 présente la version robuste et relativement compacte de notre système laser. La dimension finale du système ( $30 \times 40 \times 30$ ) cm et à comparer avec celle du module éclair  $60 \times 80 \times 20$  cm. Notons que si nécessaire, ce système peut être rendu beaucoup plus compact, car de nombreux espaces de diagnostics sont initialement prévus pour d'éventuelles améliorations.

Ce système a été installé sur les différents bancs d'essai sans nécessiter de réalignements majeurs. Le système afocal, composé de deux lentilles, installé à l'extérieur du boîtier laser nous permet d'adapter la taille du faisceau dans les différents environnements des campagnes

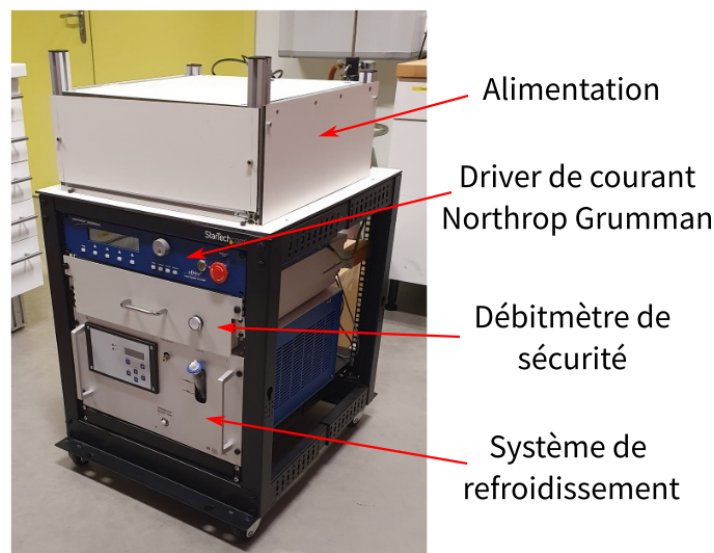


FIGURE 2.7 – Photo de la baie d'alimentation.

d'allumage. La baie de commande et d'alimentation de notre système laser est présentée sur figure 2.7. Elle est composée d'un système de refroidissement, d'un débitmètre qui permet de contrôler le bon fonctionnement du système de refroidissement, du driver de courant Northrop Grumman et des diverses alimentations. Pour contrôler et synchroniser les différents étages d'amplification, nous avons développé une électronique de commande, présentée dans la partie suivante.

### 2.1.4 Électronique de contrôle et commande du système laser

Afin de faire fonctionner ensemble les différents éléments du système laser, nous avons développé un module de commande (figure 2.8). Celui-ci s'articule autour d'un Raspberry Pi 3 qui pilote un ensemble de lignes à retards permettant de synchroniser tous les éléments et de contrôler les différentes impulsions de pompes (gain, durée d'impulsion). Alimenté en 12 V, ce module envoie des signaux TTL (0 – 5 V) vers les différents éléments de notre système laser. Le laser Standa est mis en fonctionnement à une cadence de 1 kHz afin de travailler dans son

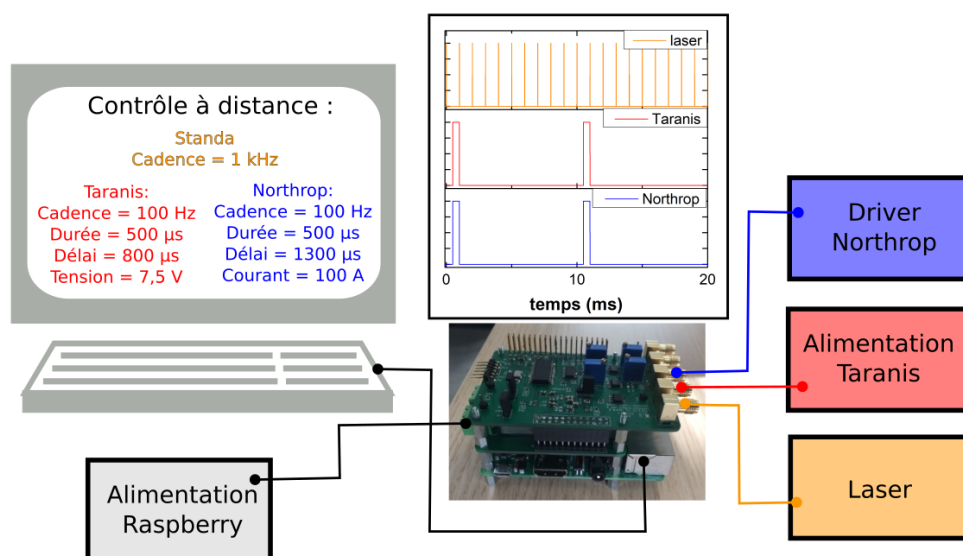


FIGURE 2.8 – Schéma de l'électronique de contrôle et commande du système laser.

## **Chapitre 2. Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude**

54

régime optimal. En revanche, les modules Taranis et Northrop sont cadencés à 100 Hz. Ainsi, seule une impulsion sur dix délivrée par le micro-laser est amplifiée et servira à générer le plasma.

Pour faire varier les différents paramètres, une interface homme/machine (IHM) a été développée sous python. Cette interface permet, à l'aide d'un ordinateur portable connecté avec un câble RS232 ou via une liaison Bluetooth, d'ajuster les différents paramètres. Nous pouvons ainsi gérer avec précision la synchronisation entre les différents étages, et compenser les différents déphasages induits par les différentes électroniques. Les paramètres ajustables sont : la durée du pompage des étages d'amplification, le délai entre l'impulsion pompe et l'horloge du Raspberry, la tension de commande du Taranis et le courant de commande du Northrop. Les ions  $N_d^{3+}$  ayant une durée de vie de l'ordre de 236  $\mu s$  dans l'état excité  $^4F_{3/2}$ , nous avons choisi de pomper les milieux amplificateurs durant 500  $\mu s$  soit environ deux fois la durée de vie de ce niveau pour stocker un maximum d'énergie dans les milieux amplificateurs. Le délai est différent pour chaque module, car pour chacun le temps de réponse du système de commande électronique est légèrement différent. La configuration présentée en figure 2.8 est celle utilisée pour produire des impulsions de 40 mJ.

Deux méthodes permettent de faire varier l'énergie des impulsions délivrées par notre système laser. La première, déjà expliqué précédemment, consiste à faire tourner, avec une platine motorisée contrôlée à l'aide d'un logiciel spécifique, la lame demi-onde placée devant l'isolateur optique inséré entre les deux étages d'amplification. La deuxième consiste à faire varier les différents délais entre les pompes des étages d'amplification et les impulsions laser. Ces méthodes nous permettent de contrôler notre laser à distance. Ceci est nécessaire pour nos campagnes d'essais durant lesquelles, pour des raisons de sécurité, les utilisateurs doivent être en dehors du hall d'expérience durant les essais.

## 2.2 L'allumeur laser LAMA, caractéristiques des impulsions et des plasmas

### 2.2.1 Performances du système d'allumage laser

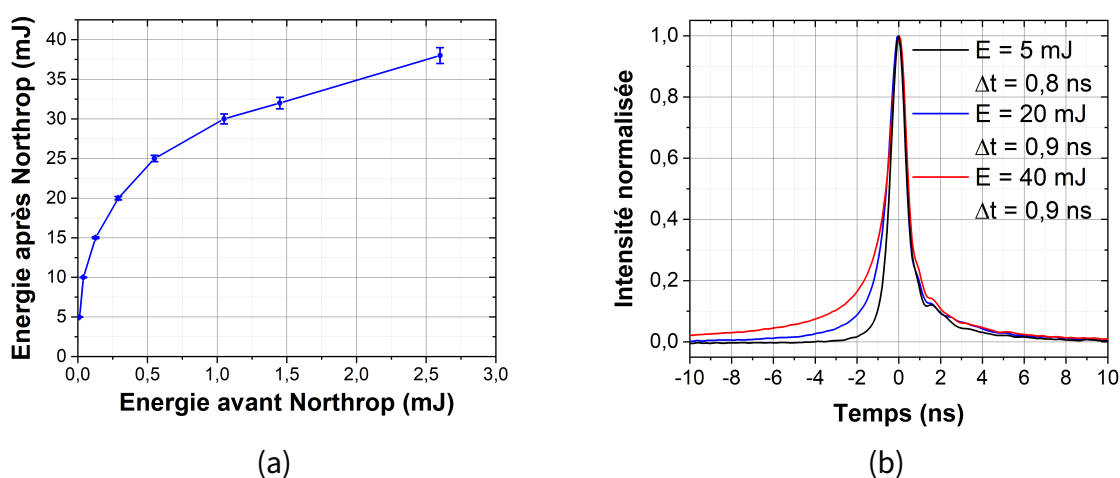


FIGURE 2.9 – (a) Énergie en sortie de la bougie laser en fonction de celle en sortie de l'étage de pré-amplification, (b) Durée des impulsions laser en fonction de leur énergie.

Pour caractériser notre système laser, nous avons mesuré l'évolution de l'énergie des impulsions laser à la sortie du module Northrop en fonction de celle à son entrée (Figure 2.9(a)). Pour ce faire, nous avons utilisé un puissance mètre S440C de Thorlabs. Sur cette figure nous observons que lorsque l'énergie des impulsions délivrées par le module Taranis est maximale ( $\sim 2,6$  mJ), l'énergie des impulsions à la sortie de système d'allumage est de  $38 \pm 1$  mJ. Cette valeur est très proche de celle spécifiée dans le cahier des charges (40 mJ). Sur la figure 2.9(b) nous avons reporté l'évolution de la durée des impulsions ( $\Delta t$ ) laser en fonction de leur énergie. La mesure a été réalisé à l'aide d'un oscilloscope de bande passante 1 GHz et une photodiode rapide PBM42 de Thorlabs. On observe qu'à mi-hauteur, la durée de l'impulsion varie très peu. Elle passe de 0,8 ns lorsque les impulsions ont une énergie de 5 mJ à 0,9 ns lorsque

## Chapitre 2. Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude

les impulsions ont une énergie de 40 mJ. En revanche, on note qu'une partie de plus en plus importante de l'énergie est répartie dans les pieds de l'impulsion. En calculant l'aire sous la courbe à 20 % de l'énergie maximale, on remarque que pour une impulsion de 5 mJ, 20 mJ et 40 mJ, l'énergie contenue dans les pieds de l'impulsion est respectivement de 26 %, 30 % et 43 % de l'énergie totale. Cette énergie peut être perdue si à 20 % de l'énergie maximale le seuil de génération plasma (aussi appelé seuil de claquage) n'est pas atteint. Ceci est d'autant plus important que ce seuil dépend de nombreux paramètres comme la pression dans la chambre de combustion ou la composition du mélange. Le seuil de claquage dans l'air à pression et température ambiante a été évalué à  $I_{\text{seuil}} \sim 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$  par Tambay et al [30].

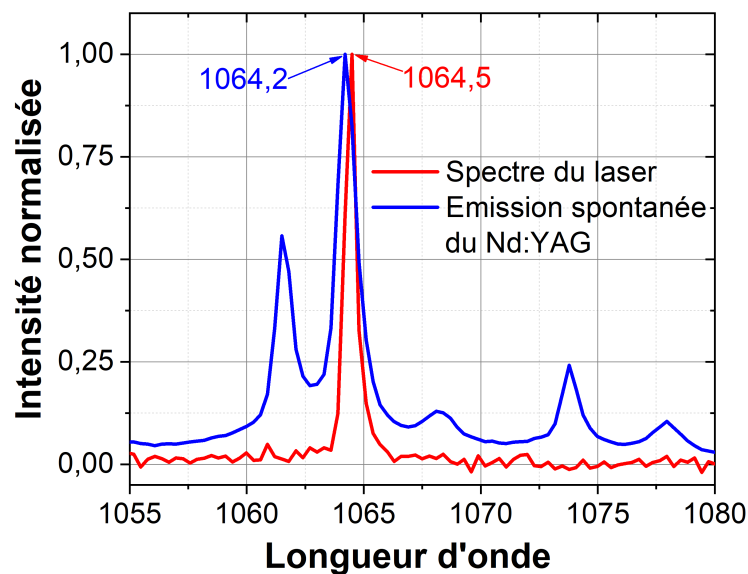


FIGURE 2.10 – Spectre du Microlaser Standa

Nous avons également mesuré le spectre du microlaser à l'aide d'un analyseur de spectre OSA202C de thorlabs. Celui-ci est présenté figure 2.10. On peut noter que son maximum d'émission est légèrement décalé en longueur d'onde par rapport au pic d'émission spontanée du cristal de Nd :YAG.

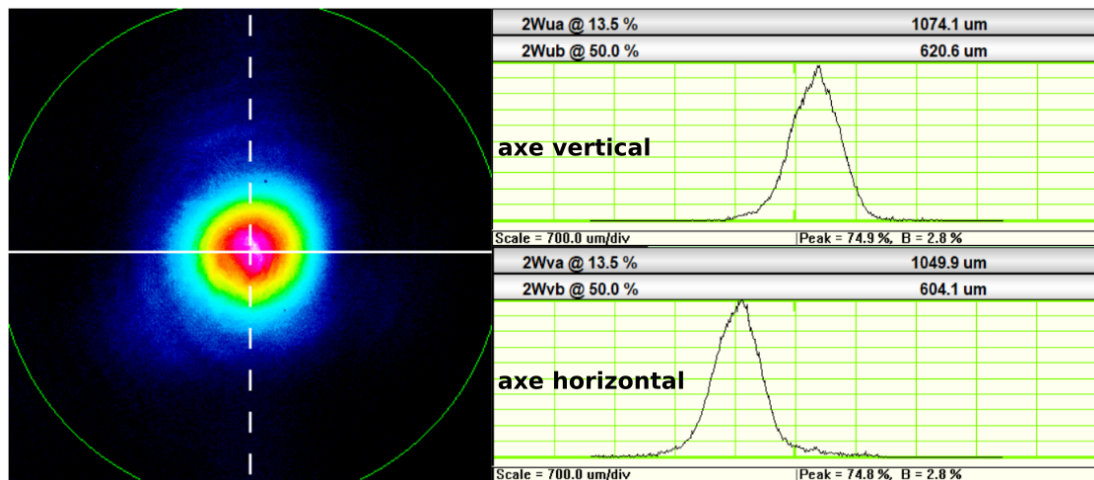
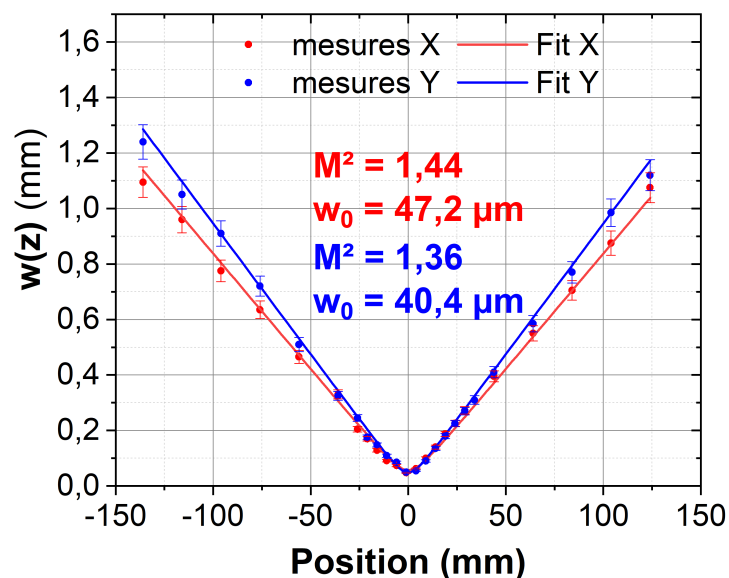


FIGURE 2.11 – Profil du faisceau laser collimaté en sortie de la bougie laser.

Comme à énergie des impulsions fixée, le seuil de claquage est d'autant plus faible que la qualité modale des impulsions est bonne. Il est donc important de maîtriser ce dernier un paramètre. Afin de quantifier la qualité modale des impulsions, nous avons réalisé des mesures à l'aide d'une caméra WinCamD-LCM – 1" CMOS Beam Profiler. Un exemple du profil spatial

FIGURE 2.12 – Mesure du  $M^2$  des impulsions.

## **Chapitre 2. Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude**

des impulsions collimatées ayant une énergie de ( $E \sim 38$  mJ) générées par notre système est présenté sur la figure 2.11. Le profil du faisceau est quasi-gaussien. Une forme triangulaire en bleu profond apparaît légèrement. Elle est induite lors du pompage du barreau de Nd :YAG par les trois barrettes de diodes du module Northrop Grumman. Pour qualifier le profil spatial du faisceau nous avons réalisé une mesure du  $M^2$  du faisceau. Pour ce faire, nous avons tout d'abord diminué le diamètre du faisceau à l'aide d'un système afocal. Nous avons alors mesuré l'évolution de la taille du faisceau après sa propagation au travers d'une lentille de 300 mm de focale. L'évolution du beam waist du faisceau est présentée sur la figure 2.12. La loi d'évolution du beam waist d'un faisceau gaussien est la suivante :

$$w(z) = w_0 \sqrt{M^2 \left( 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right)} \quad (2.1)$$

où  $w(z)$  est le rayon du faisceau au point  $z$  le long de l'axe de propagation,  $w_0$  le col du faisceau (beam waist),  $\lambda$  la longueur d'onde du laser et  $M^2$  est le facteur de qualité du faisceau. Lorsque  $M^2 = 1$ , le faisceau est parfaitement gaussien. En paramétrant nos données expérimentales avec la loi de propagation suivant les axes X et Y, nous trouvons  $M^2 = 1,4 \pm 0.05$ . Le profil spatial des impulsions les plus énergétiques produites par notre système est donc bien quasi-gaussien.

En résumé, nous avons développé un système laser MOPA délivrant des impulsions ayant une énergie de 38 mJ, une durée à mi-hauteur de 0,9 ns et un  $M^2 = 1,4 \pm 0.05$ . Le cahier des charges fixé pour le projet LAMA est donc respecté.



### 2.2.2 Système de focalisation des impulsions laser

Pour générer un plasma laser dans la chambre de combustion nous avons conçu et réalisé une tête de focalisation. Ce système doit guider et focaliser les impulsions afin de générer un plasma laser à l'endroit souhaité dans la chambre de combustion. La figure 2.13 résume notre problématique. Dans le cadre de notre étude, le système de focalisation devait être fixé sur un orifice normalement réservé aux bougies à arc. Afin de ne pas perturber les écoulements d'air dans la chambre de combustion, nous avons décidé de conserver le fourreau censé accueillir la bougie d'allumage conventionnelle. Ceci impose un diamètre maximum pour le faisceau laser. De plus, pour assurer que l'on n'introduisait pas de fuites dans la chambre, nous avons scellé l'ouverture de la bougie à l'aide d'une fenêtre en saphir. La longueur du fourreau de la lentille ajoutée à celle de la fenêtre en saphir impose une distance minimale  $e$  pour la distance focale de la lentille. Comme nous voulions être capables de déplacer l'étincelle dans la chambre de combustion d'une distance  $\Delta l$ , il fallait que la distance focale ait au minimum une focale de  $\Delta l + e$ .

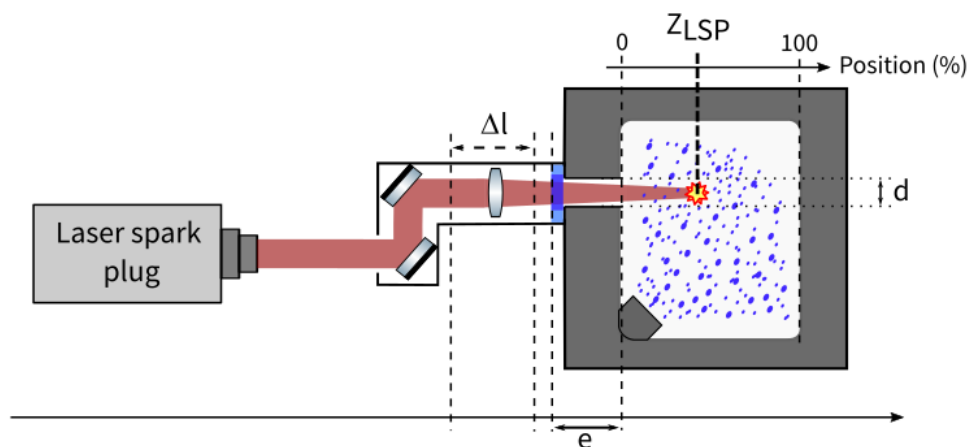


FIGURE 2.13 – Schéma de principe de la tête de focalisation.

L'autre problématique à laquelle nous devons faire face était que le seuil de claquage des impulsions laser dépendait de la focale et du diamètre du faisceau. Ce dernier paramètre étant

## **Chapitre 2. Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude**

60

fixé, seule la focale de la lentille pouvait être ajustée. Notons que plus celle-ci est grande, plus la tâche de focalisation est grande et plus il est difficile de générer un plasma. Pour nos essais, nous avons utilisé deux lentilles différentes. La première, d'une focale de 48 mm, permettait d'initier un claquage dans l'air lorsque l'énergie des impulsions est supérieure à 1,8 mJ. Cependant, cette lentille ne permettait pas de focaliser, et donc d'explorer l'allumage laser, au delà du premier quart de la profondeur de la chambre de combustion (position du point focal  $Z_{LPS}$  entre 0 et 28%). La deuxième lentille utilisée avait une focale de 60 mm. Avec celle-ci, bien que le seuil de claquage soit plus élevé (3 mJ), nous pouvions déplacer la position du point de focalisation des impulsions sur environ la moitié de la profondeur de la chambre de combustion ( $Z_{LPS}$  entre 0 et 40%).

La figure 2.14(a) est une image du système de focalisation réalisé. Il est composé de plusieurs articulations permettant de s'adapter aux différents environnements rencontrés durant nos diverses campagnes d'essais. Il comprend deux miroirs permettant de régler l'axe de propagation du faisceau laser dans la lentille de focalisation. La lentille est montée dans un barillet hélicoïdal qui permet de la déplacer le long de l'axe de propagation du faisceau. Après cette lentille, une fenêtre en saphir et un joint en cuivre assurent l'étanchéité de la chambre de combustion. Les figures 2.14(b) et (c) illustrent les positions extrêmes de l'étincelle laser. Ce système de focalisation permet d'induire un plasma laser (aussi appelé étincelle) dont les caractéristiques sont présentées dans la partie suivante.

### **2.2.3 Caractérisation du plasma induit par laser.**

De nombreuses études ont déjà été menées sur les plasmas générés par claquage laser non-résonant [14, 28-33]. Dans cette partie, nous allons présenter quelques unes des caractéristiques du plasma laser induit avec nos impulsions. Nous allons tout d'abord présenter

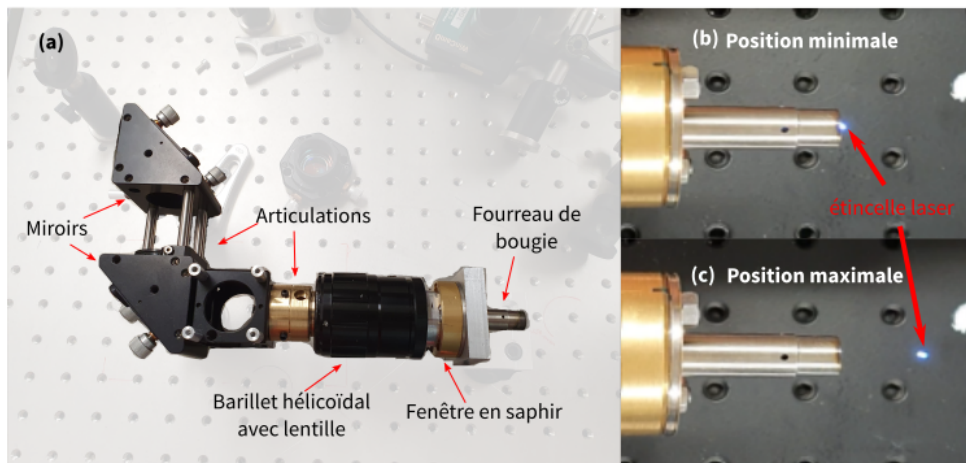


FIGURE 2.14 – Photo de la tête de focalisation.

l'évolution de l'énergie minimale des impulsions nécessaire pour générer un plasma en fonction de la pression de l'air. Cette étude nous permet également de déterminer l'évolution de la taille et de la position du plasma généré en fonction de l'énergie des impulsions laser.

Tout d'abord, nous devons assurer la capacité de notre système laser à générer un plasma dans l'air dans les conditions de pression et de température de fonctionnement d'une chambre de combustion. Comme nous l'avons souligné dans l'état de l'art, le claquage laser non-résonant repose principalement sur deux mécanismes. L'absorption multi-photonique et l'effet de cascade électronique. Ce dernier est considéré comme le phénomène prépondérant en présence d'impulsions laser nanoseconde. Cependant le seuil de claquage dépend fortement de la pression du milieu et de l'énergie des impulsions laser. Comme nous l'avons souligné dans l'état de l'art, pour une impulsion nanoseconde d'énergie donnée, il est plus difficile d'initier un plasma non-résonant avec une lentille de grande focale ou lorsque la pression diminue.

La figure 2.15 présente l'évolution du seuil de claquage induit en fonction de l'inverse de la pression lors de la focalisation dans l'air de nos impulsions avec une lentille de 60 mm. Comme attendu le seuil de claquage est inversement proportionnel à la pression. Avec cette lentille et à pression ambiante, le seuil de claquage est d'environ 3 mJ. Il augmente lorsque la pression

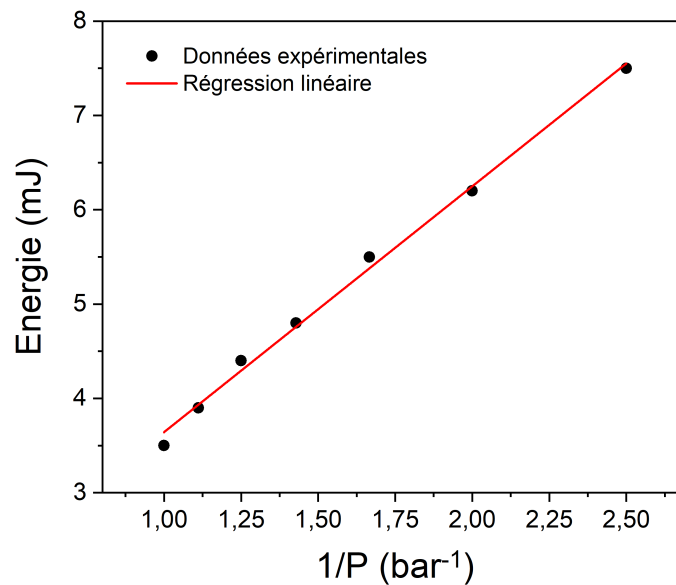


FIGURE 2.15 – Énergie seuil de claquage laser en fonction de l'inverse de la pression pour une lentille de focale 60 mm.

diminue et il est d'environ 7,5 mJ à 0,4 bar. Ainsi, en focalisant les impulsions ayant des énergies de 40 mJ fournies par notre système laser avec une lentille de 60 mm focale, nous sommes assurés de générer une étincelle laser dans la chambre de combustion en fonctionnement.

Dans sa thèse [28], R.Georges a étudié en détail le développement du plasma. Il a notamment comparé différents modèles théoriques avec ses mesures expérimentales. Dans notre cas, nous sommes plus particulièrement intéressés par l'influence de l'énergie des impulsions sur la taille et la position du plasma. En effet, comme nous souhaitons évaluer l'impact de la position de l'étincelle laser dans la chambre de combustion sur la capacité de cette dernière à allumer le mélange air/gouttelettes de kérosène, il est nécessaire de connaître avec précision ( $\pm 1$  mm) la position exacte du plasma laser dans la chambre de combustion. Or, nous avons observé que la taille et le centre de masse du plasma généré augmente et se déplace avec l'énergie des impulsions. Pour quantifier ce phénomène, nous avons imagé la tâche plasma à l'aide d'un appareil photo muni de filtres à densité neutre.

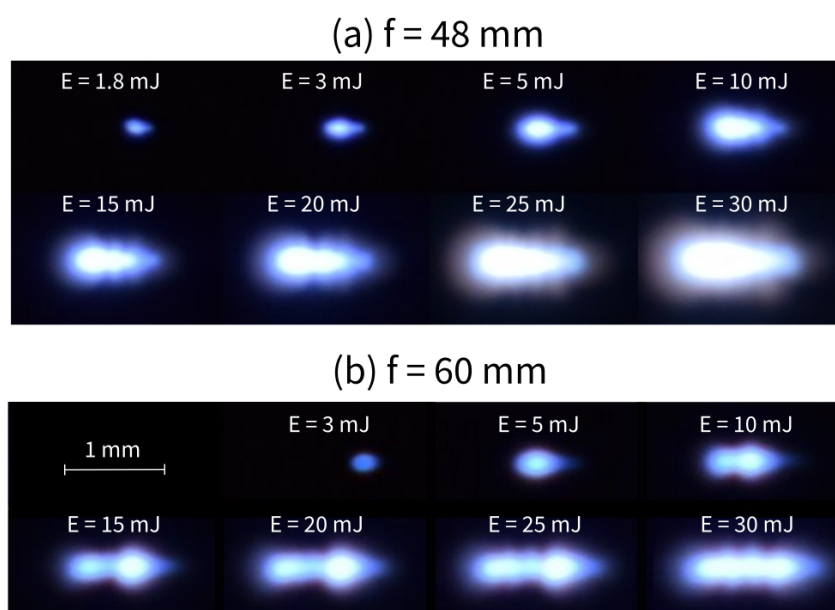


FIGURE 2.16 – Photos du plasma laser avec une lentille de focale 48 mm (a) et une de focale 60 mm (b).

La figure 2.16 montre les tâches plasmas obtenues en utilisant nos deux lentilles de focalisation en fonction de l'énergie des impulsions. Nous observons bien une augmentation de la taille et de la luminosité du plasma avec l'énergie des impulsions laser. La comparaison des plasmas obtenus avec nos deux lentilles révèle que ceux générés avec la lentille 60 mm de focale sont plus allongés et moins lumineux. Cela s'explique simplement. Le paramètre confocal du beam waist obtenue avec la lentille de 60 mm est plus grand que celui de la lentille de 48 mm. En effet, en supposant qu'au point focal, la taille du faisceau est limité par diffraction, il s'écrit :

$$w_0 = 1,22 \frac{\lambda f}{D} \quad (2.2)$$

où  $\lambda$  la longueur d'onde du laser,  $D$  le diamètre du faisceau laser sur la lentille et  $f$  la focale de cette lentille. Le paramètre confocal, correspondant au double de la distance de Rayleigh ( $z_R$ ), s'écrit :

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.3)$$

**Chapitre 2. Conception d'un système de bougie laser capable d'allumer une chambre de combustion de turboréacteur dans des conditions d'altitude**

Ce paramètre correspond à la longueur sur laquelle on peut considérer que le diamètre faisceau du faisceau varie peu ( $w(z_r) = \sqrt{2}w_0$ ). Il est directement lié à la focale utilisée. Ainsi avec une lentille de focale de 48 mm nous avons  $w_0^{48} \sim 52,0 \mu\text{m}$  et  $z_R^{48} \sim 8 \text{ mm}$  alors qu'avec une lentille de focale de 60 mm nous avons  $w_0^{60} \sim 64 \mu\text{m}$  et  $z_R^{60} \sim 12,4 \text{ mm}$ . Cette différence explique l'allongement du plasma avec la lentille de 60 mm. L'augmentation de la distance de focalisation avec la lentille de 60 mm a pour conséquence l'augmentation du volume de focalisation que nous définissons de la manière suivante :

$$V_{foc} = \pi w_0^2 z_R \tag{2.4}$$

Cela signifie que la densité volumique d'énergie laser est plus faible aux alentours du point focal avec la lentille de focale 60 mm qu'avec la lentille de focale 48 mm. Cela explique qualitativement pourquoi les plasmas observés figure 2.16 (a) sont plus gros que ceux observés figure 2.16 (b).

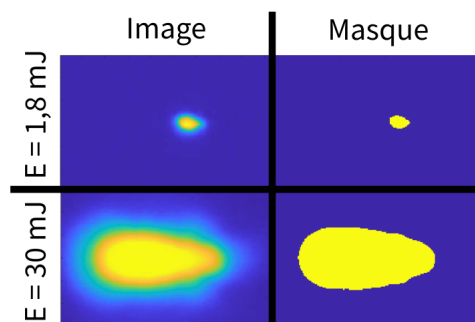


FIGURE 2.17 – Méthode de mesure du déplacement du barycentre du plasma et de son volume.

Afin de mesurer plus précisément l'impact de l'énergie des impulsions sur les caractéristiques géométriques du plasma, nous avons réalisé un traitement d'image des photos présentées sur la figure 2.16. Ce traitement d'image consiste à effectuer une détection d'un objet morphologique et un seuillage d'intensité. Le seuil d'intensité est choisi de telle sorte que le plasma généré par l'impulsion de plus faible énergie soit entièrement détecté. Avec cette

condition, la taille de l'objet binaire correspond visuellement à celle de l'objet sur la photo. La figure 2.17 présente le résultat du traitement. L'image obtenue étant une image binaire, il est alors facile de déterminer le barycentre du plasma et son volume. Le barycentre se calcule de la manière suivante :

$$\begin{cases} x_{bar} = \frac{1}{S} \sum \sum x \times M_{x,y} \\ y_{bar} = \frac{1}{S} \sum \sum y \times M_{x,y} \end{cases} \quad (2.5)$$

où  $(x_{bar}, y_{bar})$  sont les coordonnées du barycentre  $(x, y)$  sont les coordonnées d'un pixel,  $M_{x,y}$  la valeur de l'image binaire associée à ce pixel et  $S$  la somme de tous les pixels. Par la suite, pour calculer le déplacement du barycentre du plasma, nous avons pris comme origine le barycentre du plasma de plus faible intensité. Pour calculer le volume de la tâche focale, nous avons supposé que le plasma possédait une symétrie de révolution autour de l'axe  $x$  (axe de propagation du laser). Dans ce cas, le volume du plasma est :

$$V = p \sum \pi R(x)^2 \quad (2.6)$$

avec  $p$  la taille d'un pixel sur l'image ( $p = 12 \mu\text{m}$ ) et  $R(x)$  le rayon du plasma à la position  $x$ .

La figure 2.18 présente l'évolution du volume et du barycentre du plasma généré obtenu en utilisant cette méthode de calcul. Pour les deux lentilles de focalisation utilisées, nous mesurons une évolution du barycentre (en bleu) et du volume (en rouge) du plasma en fonction de l'énergie des impulsions laser. Tout d'abord, nous notons que le volume du plasma évolue quasi linéairement avec l'énergie des impulsions. L'écart à la linéarité est plus prononcée pour la lentille de 48 mm de focale. Le déplacement du barycentre ( $\Delta x$ ) varie comme la ra-

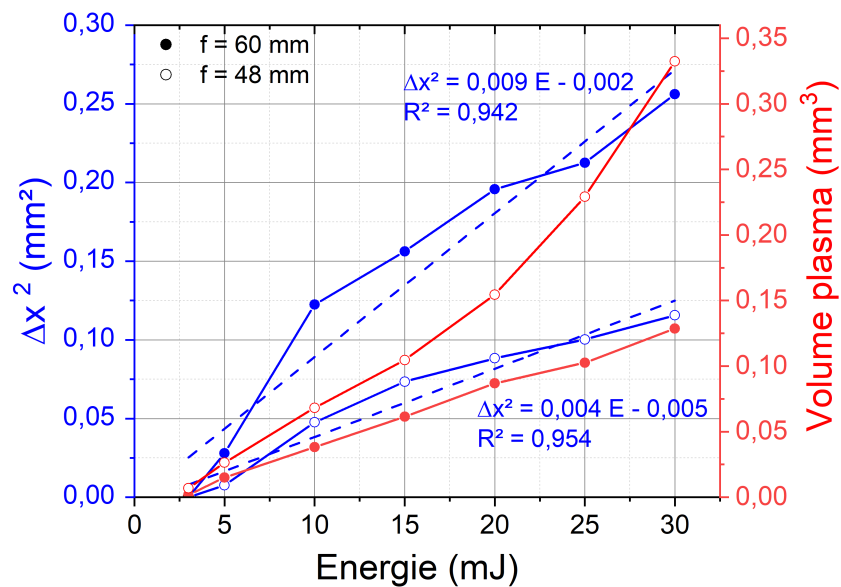


FIGURE 2.18 – Mesures du carré du déplacement du barycentre du plasma ( $\Delta x$ ) et de son volume en fonction de l'énergie des impulsions laser.

cine carrée de l'énergie des impulsions, puisque  $\Delta x^2 = a \times E + b$ . Notons également que pour la plus courte focale, le volume du plasma est plus important tandis que le déplacement du barycentre est moindre, ce qui est en accord avec les photos de la figure 2.16. Un volume plus gros, donc un rayonnement plus important, signifie que le plasma a absorbé plus d'énergie et donc qu'il est plus chaud, ce qui le rend plus efficace pour la génération d'un noyau de flamme. Quoiqu'il en soit, il est important de souligner que quelle que soit la focale  $f$  de lentille utilisée, l'erreur  $\Delta p$  sur la position annoncée du plasma laser est faible et de l'ordre de  $\Delta p \sim \pm 0.008 f$ . Celle-ci étant inférieure à  $\Delta p < \pm 0,5$  mm, nous considérerons dans la suite de cette thèse que le plasma est situé au point focal de la lentille.

Dans ce chapitre, nous avons détaillé les différents éléments du système d'allumage laser développé dans le cadre du projet LAMA. Nous avons décrit son principe de fonctionnement et les caractéristiques des impulsions laser fournies. Par la suite, nous avons présenté le système de focalisation des impulsions qui permettra de réaliser des essais d'allumage en



étant dans des configurations similaires à celle des bougies électriques classiques. Enfin, nous avons rapidement présenté les plasmas obtenus avec notre système afin d'avoir un ordre de grandeur de la taille de ces derniers. Dans cette partie, nous avons volontairement évité le sujet de la propagation du faisceau laser dans les milieux amplificateurs. En effet, un travail plus approfondi sur les effets de lentille induite par pompage optique est présenté dans la partie suivante. Il a fait l'objet d'une publication scientifique [54]



# Étude de l'effet de l'amplification optique sur la propagation du faisceau laser.

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Problématique de lentille thermique et lentille de population.</b>	<b>71</b>
<b>3.2</b>	<b>Mesure de la déformation du front d'onde d'une impulsion laser lors de son amplification dans un barreau de Nd :YAG.</b>	<b>76</b>
3.2.1	Montage expérimental	76
3.2.2	Mesure de la lentille induite à une longueur d'onde amplifiée dans le barreau de Nd :YAG.	80
3.2.3	Mesure de la lentille induite à une longueur d'onde non-amplifiée dans le barreau de Nd :YAG.	83
<b>3.3</b>	<b>Modélisation de l'effet de lentille induit par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG.</b>	<b>84</b>
3.3.1	Modélisation des effets thermiques	85
3.3.2	Modélisation des effets de population des états excités du $Nd^{3+}$ sur l'indice de réfraction du Nd :YAG	90
3.3.3	Modèle complet et comparaison avec les résultats expérimentaux.	96

---

La qualité modale des impulsions émises par une chaîne laser est une caractéristique cruciale, en particulier dans le contexte de l'allumage laser. Pour maximiser l'absorption d'énergie laser par le plasma, il est important de focaliser les impulsions dans le volume le plus petit possible. Ce volume dépend de l'ouverture numérique du faisceau, de sa longueur d'onde et du facteur de qualité  $M^2$ . Plus ce dernier se rapproche de 1 (correspondant à un faisceau gaussien), plus la focalisation des impulsions est importante. Pour garantir que le mode des impulsions se rapproche autant que possible du mode gaussien  $TEM_{00}$ , il est impératif de comprendre parfaitement et de maîtriser l'impact des différents éléments optiques insérés dans la cavité laser et la chaîne d'amplification.

L'un de ces éléments clés est le milieu à gain utilisé dans l'oscillateur et les amplificateurs. Son influence sur le profil spatial des impulsions dépend de plusieurs paramètres, notamment de la manière dont est déposée l'énergie du faisceau pompe. En général, un milieu amplificateur solide est constitué d'un matériau cristallin, appelé la matrice, dopé avec des ions tels que  $Nd^{3+}$ ,  $Yb^{3+}$ ,  $Ti^{3+}$ , etc. Ces ions absorbent le rayonnement du faisceau de pompe, stockant ainsi de l'énergie dans le milieu amplificateur. Ensuite, cette énergie est principalement libérée sous forme de fluorescence ou d'émission stimulée. L'énergie des photons émis dépend des niveaux électroniques des ions excités. La fraction de l'énergie absorbée par le milieu amplificateur et restituée de manière radiative est désignée par le rendement quantique  $\eta_h$ . La part d'énergie qui n'est pas restituée par l'émission de photons est dissipée sous forme de chaleur dans la matrice cristalline. Cette dissipation non radiative provoque un effet de lentille thermique déjà évoqué par L.M.Osterink dès 1968 et elle affecte la propagation du faisceau laser à l'intérieur du milieu amplificateur [55]. Par conséquent, c'est l'ensemble des effets associés à l'amplification dans un milieu à gain qui doivent être pris en considération lors de la conception de notre système laser. Ce chapitre rend compte nos travaux sur ce sujet.

### 3.1 Problématique de lentille thermique et lentille de population.

Le milieu amplificateur utilisé dans notre laser est le Nd :YAG. Il s'agit d'une matrice de grenat d'yttrium et d'alumine que l'on appelle plus communément YAG. Cette matrice est dopée avec des ions  $Nd^{3+}$ . Ce matériau permet de stocker une grande quantité d'énergie. Lorsque ces ions sont excités par des diodes lasers centrées à 808 nm, les principaux niveaux électroniques impliqués dans l'amplification laser à 1064 nm sont les niveaux  ${}^4I_{9/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$ ,  ${}^4F_{3/2}$ ,  ${}^4F_{5/2}$  respectivement notés (0),(1),(2) et (3) sur la figure 3.1.

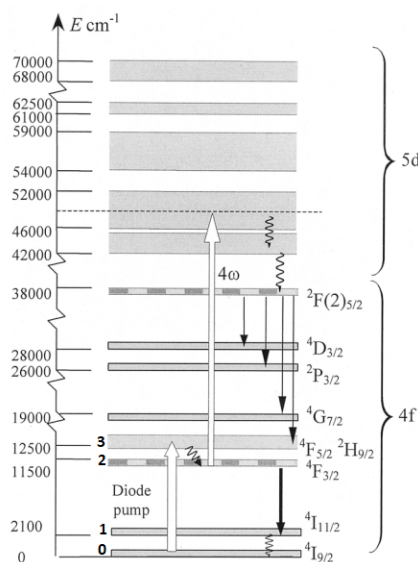


FIGURE 3.1 – Diagramme d'énergie des ions  $Nd^{3+}$  [56].

Comme il est indiqué sur cette figure, les transitions des niveaux électroniques (0)  $\rightarrow$  (3) et (2)  $\rightarrow$  (1) sont radiatives. Les transitions (3)  $\rightarrow$  (2) et (1)  $\rightarrow$  (0) sont non-radiatives. L'énergie associée aux transitions non radiatives est dissipée sous forme de chaleur dans le cristal. Le rapport entre l'énergie des photons émis sous forme radiative et l'énergie des photons pompe absorbée est appelée le rendement quantique ( $\eta_h$ ) ou défaut quantique ( $1 - \eta_h$ ). Comme le

rendement quantique  $\eta_h < 1$ , les ions excités sont une source de chaleur et induisent une augmentation de la température du milieu amplificateur. Cette élévation de température modifie ses propriétés optiques. L'inhomogénéité de la température conduit également le milieu amplificateur à se comporter comme une lentille. Dans son article de 1968, Osterink et al. [55] mesurent la focale induite par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG. Ils notent que cette focale est inversement proportionnel à l'énergie déposée dans le barreau liant ainsi cette focalisation au gradient de température induit dans le barreau de Nd :YAG. Des modèles furent alors développés afin de pouvoir caractériser précisément cet effet.

W.Koechner [57] dans son article de 1970 met en équation l'effet de lentille thermique. Il démontre que le gradient de température et le gradient d'indice optique sont liés via plusieurs facteurs. Tout d'abord, la variation de température dans le cristal entraîne une variation de son volume et donc de sa densité d'atome. Elle induit aussi une variation de la polarisabilité des atomes de la matrice cristalline. De plus, la contraction ou la dilatation de cette dernière est à l'origine d'effets de stress et de contraintes qui peuvent entraîner une biréfringence du matériau. Pour finir, un effet de bombage des faces du cristal peut également apparaître, ce qui peut également entraîner un gradient d'indice. Tous ces effets sont en général pris en compte dans un coefficient thermo-optique que l'on nomme  $\left(\frac{dn}{dT}\right)_{eff}$ . Il faut noter que ce coefficient peut être positif ou négatif. En conséquence, la focale de la lentille engendrée est positive (lentille convergente) ou négative (lentille divergente). Cet effet est très important et il est couramment appelé l'effet de lentille thermique.

L'ensemble de ces phénomènes ont fait l'objet de nombreuses études [58-62]. Certains auteurs ont essayé d'en tirer profit. C'est le cas de P.Shang [62] qui utilise une cavité laser initialement instable qui devient stable lorsque le milieu amplificateur est pompé optiquement et subit une élévation de température. Ce faisant, il modifie fortement le facteur de qualité de sa cavité lui permettant d'obtenir un régime Q-switché. Il génère ainsi des impulsions laser d'une

énergie d'environ 12 mJ ayant une durée de 15 ns à une cadence de 100 Hz. Le gros avantage de cette méthode est qu'elle ne nécessite pas une utilisation de composants optiques supplémentaire pour assurer un régime Q-switché.

Comme mentionné précédemment, le phénomène de lentille induite fut très rapidement identifié. Cependant, il prend uniquement en compte l'effet thermique dans le milieu amplificateur essentiellement, relié aux propriétés physiques de la matrice cristalline. Or, lors du pompage optique du milieu amplificateur, les ions  $Nd^{3+}$  sont également impactés puisqu'ils changent d'état électronique. Antipov et al. [63] sont parmi les premiers à quantifier l'impact de la population des états excités des ions  $Nd^{3+}$  sur la modulation de l'indice d'un barreau de Nd :YAG. En enregistrant l'évolution temporelle de l'indice d'un barreau de Nd :YAG lors d'un pompage optique à 100 Hertz, ils notent que l'un des temps caractéristiques de la fonction réponse correspond au temps de vie des ions  $Nd^{3+}$  dans leur état excité. Ils démontrent ainsi que la population des états excités des ions  $Nd^{3+}$  contribue également à la variation d'indice de réfraction du barreau de Nd :YAG. Un gradient de population des ions excités dans le milieu amplificateur peut alors entraîner un gradient d'indice et ainsi conduire ce milieu à se comporter comme une lentille nommée "lentille électronique" ou "lentille de population" [60, 61, 63-66].

Pour les matériaux dopés à l'ytterbium dont le défaut quantique est très faible ( $\sim 6\%$ ), le milieu amplificateur est peu chauffé et l'effet électronique prédomine sur l'effet thermique [67-69]. Dans le cas de matériaux dopés au néodyme, le défaut quantique est plus important ( $\sim 24\%$ ) et l'amplitude relative des deux phénomènes dépend de la cadence de pompage [56, 70-72]. Aux basses cadences (quelque hertz), le milieu amplificateur évacue efficacement la quantité de chaleur générée entre deux impulsions de pompe. Comme nous le verrons dans la suite, le gradient de température au sein du barreau et la lentille thermique associée sont alors faibles. En revanche, si on augmente la cadence de pompage ou que l'on pompe le barreau en

régime continu, un fort gradient thermique s'établit dans le milieu amplificateur. Ceci entraîne la formation d'une lentille de courte focale. Mentionnons que l'effet de lentille électronique dépend moins de la cadence de pompage, car sa dynamique est gouvernée par la cinétique de population et relaxation des états excités du  $Nd^{3+}$  dont le temps caractéristique est  $\tau \simeq 236 \mu s$ . Comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, lorsqu'on pompe optiquement un barreau de Nd :YAG à une cadence de 100 Hertz les deux effets de lentille sont facilement mesurables.

Plusieurs méthodes peuvent être utilisés pour mesurer les effets de lentille thermique et de population. L'une des plus simples est la méthode de Z-scan [60, 73]. Le principe de cette méthode consiste à déplacer une pupille le long de l'axe de propagation du faisceau laser et à mesurer la puissance transmise. La puissance est maximale lorsque la pupille est au point focal du système. Ainsi en mesurant l'évolution de la position du point focal avec et sans amplification, il est possible de relier l'intensité du pompage à l'effet de focalisation. Cette méthode a l'avantage d'être simple, mais elle suppose que les effets de lentilles sont similaires à ceux induits par lentille mince sans aucune d'aberrations. De plus, la précision de la mesure est limitée. Enfin, il est difficile de mesurer l'évolution temporelle du gradient d'indice.

Les mesures réalisées par interférométrie permettent de dépasser certaines de ces limitations. Cette mesure détermine le déphasage subit par le faisceau amplifié en utilisant un interféromètre, de type Fizeau par exemple [64]. Cette technique permet l'évaluation précise de l'effet de lentille induite et son évolution temporelle. Cette technique reste cependant relativement complexe et peu adaptée au milieu amplificateur de faible diamètre.

Une méthode précise, et aujourd'hui facile à mettre en œuvre, consiste à utiliser un analyseur de front d'onde (AFO) [74]. La figure 3.2 présente son principe de fonctionnement. Il consiste à envoyer un faisceau laser sur une matrice de micro-lentilles au foyer desquelles est placé une caméra CMOS. Il suffit alors de mesurer la déviation des différents spots sur la ca-



méra CMOS par rapport à ceux obtenus en utilisant un faisceau collimaté de référence. Cette méthode permet de calculer les polynômes de Zernike, associés aux aberrations optiques du faisceau, et en particulier mesurer le rayon de courbure global du faisceau laser. Ainsi, en utilisant un AFO, il est possible de mesurer précisément à la fois le rayon de courbure et les aberrations induites par le pompage du milieu amplificateur. Cette technique est celle retenue pour l'étude de la focale induite par le pompage de notre amplificateur. Le montage que nous avons utilisé pour mesurer l'évolution temporelle de la focale induite par pompage optique est présenté dans la partie suivante.

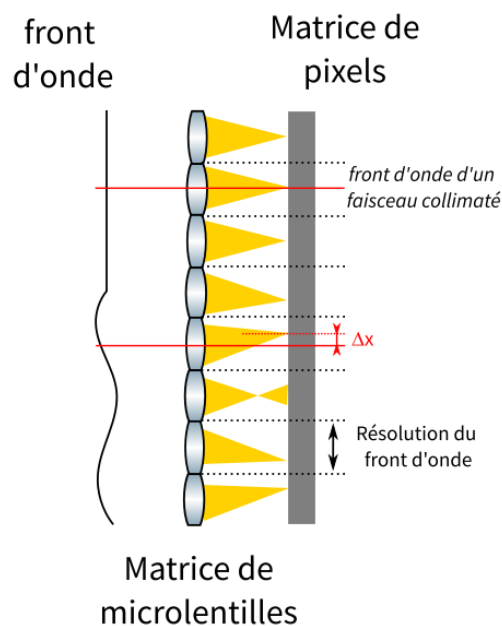


FIGURE 3.2 – Principe de fonctionnement d'un analyseur de front d'onde.

## 3.2 Mesure de la déformation du front d'onde d'une impulsion laser lors de son amplification dans un barreau de Nd :YAG.

Mesurer l'impact de l'amplification du barreau Nd :YAG sur la propagation du faisceau laser nous permettra de compenser au mieux les effets de lentille thermique et de population. Pour réaliser cette mesure, nous nous sommes inspiré du montage expérimental de S.Chenais [74] que nous avons adaptée afin d'obtenir l'évolution temporelle de la focale du barreau de Nd :YAG. Cette partie présente donc le montage expérimental que nous avons utilisé ainsi que les résultats obtenus.

### 3.2.1 Montage expérimental

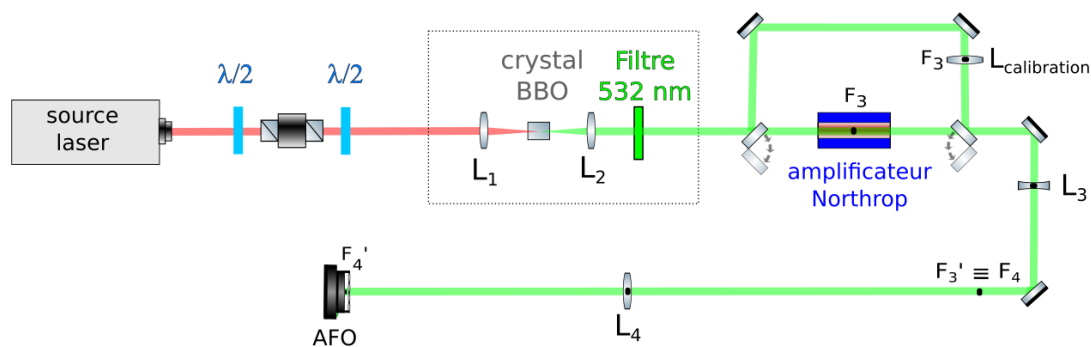


FIGURE 3.3 – Schéma du montage utilisé pour mesurer la lentille thermique induite dans le milieu amplificateur.

La figure 3.3 présente le montage expérimental utilisé pour mesurer l'évolution temporelle de la focale induite lors du pompage optique d'un cristal de Nd :YAG. Ce montage utilise un analyseur de front d'onde pour mesurer la variation du rayon de courbure (ROC) du faisceau laser lors de sa traversée du milieu amplificateur. L'analyseur de front d'onde utilisé est le

WFS40-5C de Thorlabs. Il s'agit d'une caméra de type Schack-Hartmann composée d'une matrice de  $73 \times 73$  microlentilles couplées à un capteur CMOS de  $2048 \times 2048$  pixels. Ainsi, chaque lentille éclaire une zone de  $28 \times 28$  pixels. En se basant sur un front d'onde de référence venant d'une source collimatée, nous déterminons les variations d'un autre front d'onde. En mesurant ces variations, nous mesurons les coefficients de Zernike et le ROC du faisceau laser. La précision de la mesure est bonne lorsque la taille du faisceau à analyser est adaptée à la taille du capteur CMOS de la caméra. Mesurer les variations de ROC pendant le pompage optique du milieu amplificateur est difficile car la taille du faisceau amplifié évolue continûment lors de sa propagation dans le milieu amplificateur durant son pompage optique. Pour pallier ce problème de taille, nous avons inséré un couple de lentilles ( $L_3, L_4$ ) à la sortie du milieu amplificateur. Elles permettent d'accroître la taille du faisceau au niveau de l'AFO et de conjuguer les plans du milieu amplificateur et du capteur. Ainsi, quelle que soit la modification du front d'onde induite par la traversée du milieu amplificateur, la taille du faisceau amplifié reste inchangée sur le capteur CMOS.

Le milieu amplificateur employé est l'amplificateur Northrop Grumman présenté dans le chapitre 2. Le barreau de Nd :YAG a une longueur de  $L = 7$  cm et diamètre de  $D = 2R = 3$  mm. Pour étudier l'évolution de la lentille thermique induite lors du pompage optique de cet amplificateur, nous mesurons la déformation du front d'onde d'impulsions amplifiées délivrées par le microlaser Standa (chapitre 2). Cette source délivre des impulsions centrées à 1064,5 nm. Le spectre de ces impulsions est décalé d'environ 0,3 nm par rapport au spectre d'émission du Nd :YAG dont le pic est à 1064,2 nm (figure 3.4(a)).

Nous souhaitons également mesurer la déformation du front d'onde d'une impulsion non amplifiée lors de sa traversée du milieu amplificateur. Pour ce faire, nous avons doublé en fréquence les impulsions en insérant un module de doublage en fréquence dans notre montage expérimental (voir la partie encadrée en pointillé sur la figure 3.3). Comme indiqué sur cette

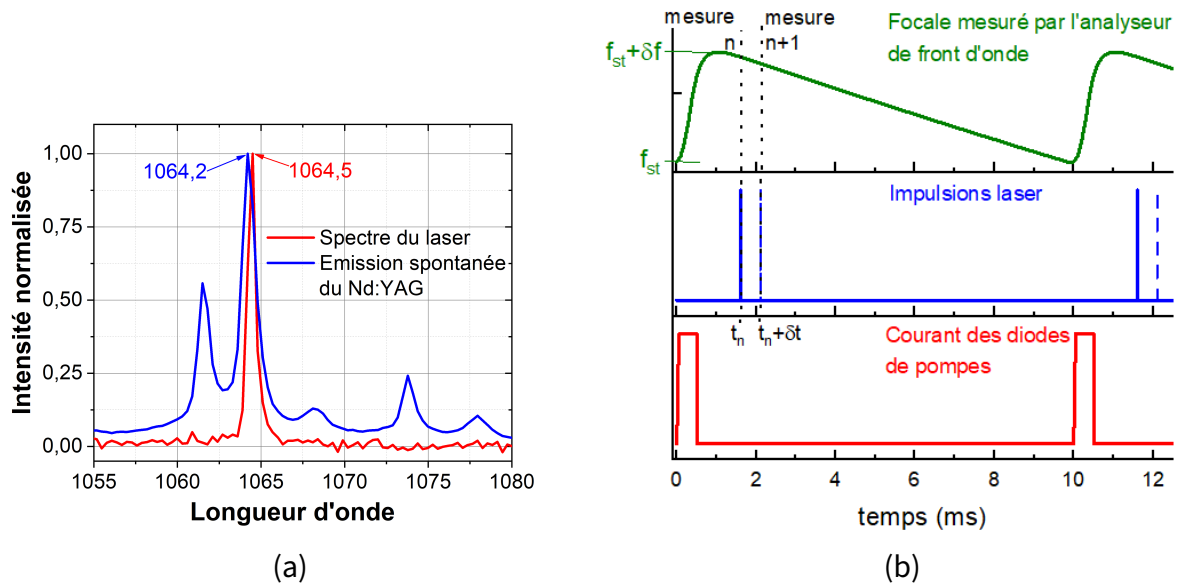


FIGURE 3.4 – (a) Spectre de la source laser injectée et de l'émission spontanée du Nd :YAG, (b) Synchronisation des différents évènements lors d'une mesure temporelle de lentille induite par pompage optique.

figure, l'impulsion est focalisée avec la lentille  $L_1$  dans le cristal de BBO ( $\beta$ -Borate de Baryum) ayant une longueur de 10 mm puis re-collimatée grâce à la lentille  $L_2$ . Pour la génération de second harmonique de type I choisie à 532 nm, l'acceptance angulaire et le coefficient non linéaire dans notre cristal de BBO sont respectivement de 1.15 mrad.cm et ( $D_{eff}$ ) est de 2 pm/V. A la sortie de ce module de doublage, un filtre passe-bande centré  $532 \pm 5$  nm permet de rejeter le reste de l'impulsion centrée à 1064,5 nm.

Le principe utilisé pour réaliser une mesure de l'évolution temporelle de l'effet de focalisation est résumé en figure 3.4(b). Nous considérons que la durée de l'impulsion laser ( $\tau_p \sim 1$  ns) est instantanée par rapport aux temps caractéristiques des phénomènes observés ( $\tau_c > 10$   $\mu$ s). Le front d'onde enregistré par l'AFO est ainsi associé à la déformation du front d'onde à l'instant où le laser traverse le milieu amplificateur. En décalant dans le temps l'impulsion laser par rapport au pompage optique du milieu amplificateur, nous pouvons alors enregistrer la déformation dynamique du front d'onde. Nous pouvons notamment reconstruire l'évolution

### 3.2. Mesure de la déformation du front d'onde d'une impulsion laser lors de son amplification dans un barreau de Nd :YAG.

temporelle du ROC des impulsions et ainsi déterminer l'évolution de la focale induite dans le milieu amplificateur par le pompage.

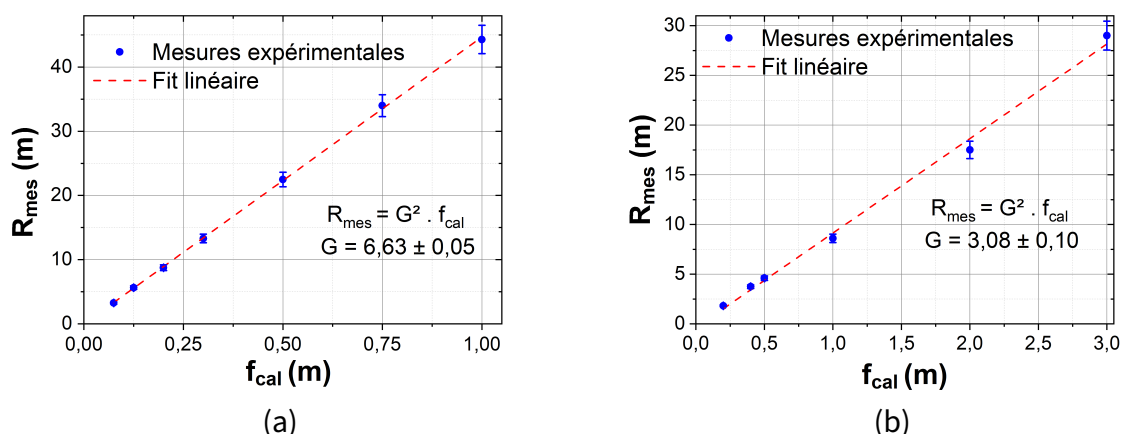


FIGURE 3.5 – (a) Calibration du montage expérimental à 532 nm, (b) Calibration du montage expérimental à 1064 nm.

Pour s'assurer du bon fonctionnement de notre montage expérimental, nous avons calibré notre appareil. Pour cela, nous avons modifié le trajet optique des impulsions. Celles-ci ne traversent plus le barreau de Nd :YAG (figure 3.3). Sur ce nouveau trajet, au point focal objet de la lentille  $L_3$  (à la distance nominale du module Northrop Grumman), nous avons inséré différentes lentilles de focales fixées connues. L'objectif était de déterminer le rayon de courbure (ROC) des faisceaux ayant traversé ces lentilles. En théorie :

$$ROC = G^2 \cdot f \tag{3.1}$$

avec  $f$  la focale de la lentille insérée et  $G$  le grandissement du système constitué des lentilles  $L_3$  et  $L_4$ .

$$G = \frac{f_4}{f_3} \tag{3.2}$$

où  $f_3$  et  $f_4$  sont les focales respectivement des lentilles  $L_3$  et  $L_4$ . Il est important de men-

tionner que la taille des faisceaux des impulsions centrées à 532 nm et à 1064 nm est différente. Pour optimiser la taille des faisceaux sur l'AFO nous avons du adapter le couple de lentilles ( $L_3, L_4$ ). Pour les impulsions centrées à 532 nm,  $f_3 = 150$  mm,  $f_4 = 1000$  mm tandis que pour celles centrées à 1064 nm,  $f_3 = 250$  mm,  $f_4 = 750$  mm. Ainsi le grandissement à 532 nm et 1064 nm est respectivement  $G_{th}^{532} = 6,67$  et  $G_{th}^{1064} = 3$ . La figure 3.5 présente le résultat de nos mesures de calibration. En premier lieu, on note que l'évolution du ROC est bien linéaire en fonction de la focale insérée. Cela atteste du bon alignement du montage expérimental. De plus, un paramétrage linéaire de nos mesures (figure 3.5) souligne bien que comme attendu que  $G_{exp}^{532} = 6,63 \pm 0,05$  et que  $G_{exp}^{1064} = 3,08 \pm 0,10$ .

### **3.2.2 Mesure de la lentille induite à une longueur d'onde amplifiée dans le barreau de Nd :YAG.**

Avec le montage présenté, nous avons étudié l'effet de lentille induite à 1064 nm lors du pompage optique de notre barreau de Nd :YAG. Cette longueur d'onde est résonnante avec l'une des transitions électroniques des ions  $Nd^{3+}$  (cf. figure 3.1). Cette mesure visait à définir la fenêtre temporelle permettant d'optimiser le gain dans le barreau de Nd :YAG tout en minimisant les aberrations.

En premier lieu, nous avons mesuré l'évolution du gain et la focale induite dans le milieu amplificateur en pompant à une cadence de 100 Hertz le barreau de Nd :YAG durant  $\Delta t = 500 \mu s$  en fixant le courant maximum des diodes de pompe à la valeur maximale ( $I = 100$  A). La figure 3.6 présente les résultats de ces mesures, pour des impulsions centrées à 1064,5 nm. Durant le créneau de pompage (en violet), le gain du milieu amplificateur (en vert) croit régulièrement pour atteindre une valeur  $g \sim 12$  à la fin du créneau de pompage. La focale induite dans le barreau (en bleu) comprend une valeur quasi-stationnaire  $f_{qs} \sim 0,53$  m à laquelle se

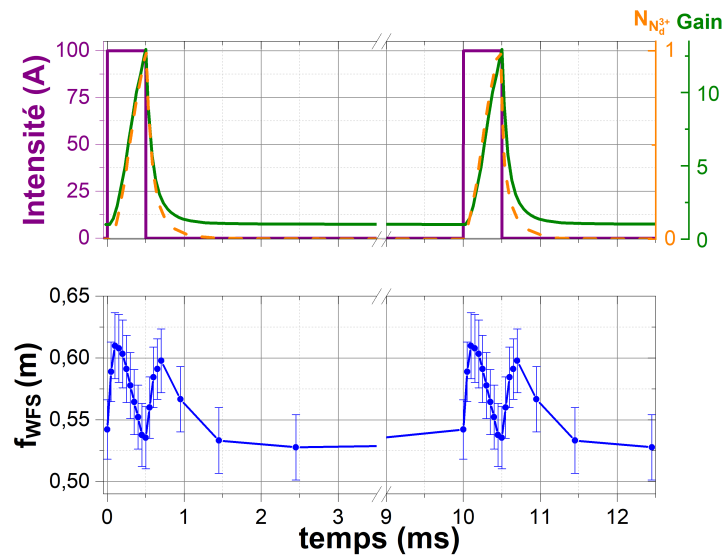


FIGURE 3.6 – Comparaison entre l'évolution temporelle de la focale induite à 1064 nm (en bleu) avec le créneau de pompage (en violet), avec le gain optique (en vert) et avec l'évolution normalisée de la population des ions Nd<sup>3+</sup> excités (en orange).

rajoute une modulation temporelle  $\delta f(t)$ . De façon surprenante,  $\delta f(t)$  augmente puis diminue au cours du pompage puis augmente à nouveau avant de diminuer après le créneau de pompe. Ce comportement est très différent des mesures interférométriques réalisées par Antipov et al. [63]. Les mesures réalisées par ces auteurs indiquent que l'indice augmente puis relaxe continûment durant et après la phase de pompage du milieu amplificateur. Pour mieux cerner l'impact du pompage du milieu amplificateur sur l'amplitude et la cinétique des grandeurs que nous venons de décrire, nous avons fait varier différents paramètres des impulsions de pompage du barreau de Nd :YAG.

La figure 3.7 présente l'évolution temporelle de la focale du milieu amplificateur lorsque nous fixons la durée des impulsions de pompe à  $\Delta t = 500 \mu s$  et que nous varions le courant des diodes de pompe. Cette figure souligne que  $f_{qs}$  décroît avec le courant des diodes de pompe. En diminuant le courant des diodes de pompe, on diminue le gain dans le milieu amplificateur et la quantité de chaleur induite dans le barreau de Nd :YAG. En effet, en accord avec l'analyse de Koechner [57] : plus le courant des diodes de pompe est faible et plus l'am-

plitude des effets thermiques est faible et donc plus la focale de la lentille thermique statique  $f_{qs}$  induite dans le barreau est grande. En revanche, il est important de noter que la variation du courant des diodes de pompe modifie peu  $\delta f(t)$ .

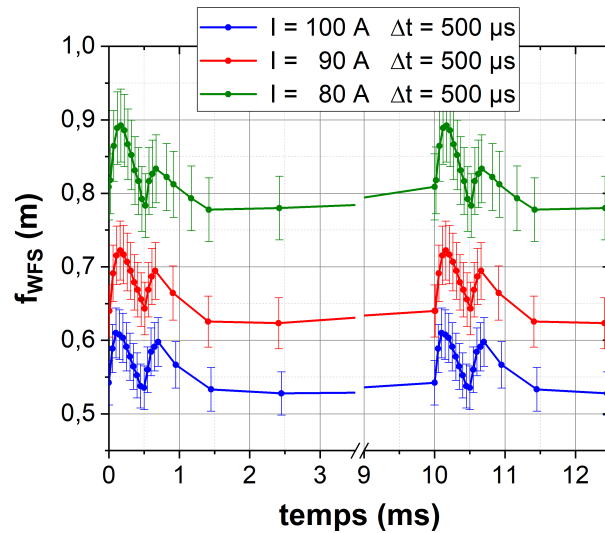


FIGURE 3.7 – Évolution temporelle des effets de lentille induite avec un laser sonde à 1064 nm, pour une durée de pompage de 500  $\mu$ s et pour plusieurs courants.

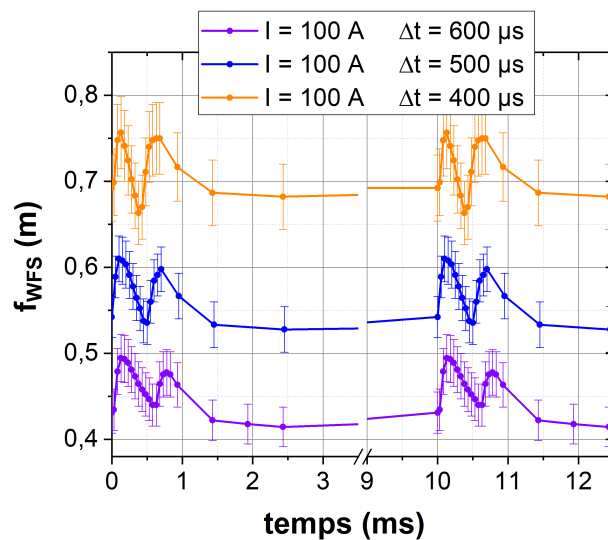


FIGURE 3.8 – Évolution temporelle des effets de lentille induite avec un laser sonde à 1064 nm, pour un courant de 100 A et pour plusieurs durées de pompage.

Nous avons également réalisé des mesures en fixant le courant des diodes à  $I = 100$  A,



tout en faisant varier la durée des impulsions de pompe. La figure 3.8 présente les résultats obtenus. Elle souligne que plus la durée de pompage est élevée et plus  $f_{qs}$  diminue. Ce comportement est là aussi en accord avec le modèle de W.Koechner. En effet, en allongeant la durée de pompage, on augmente l'énergie (donc la chaleur) déposée dans le milieu et ainsi sa température moyenne. Notons également que immédiatement après l'arrêt du pompage,  $\delta f(t)$  augmente systématiquement. Ces différentes mesures indiquent que l'évolution de  $f_{qs}$  dépend de l'énergie moyenne déposée dans le milieu tandis que l'évolution de  $\delta f(t)$  dépend plus précisément du niveau de gain du milieu amplificateur. Il est important de noter que l'oscillation de  $\delta f(t)$  n'a, à notre connaissance, jamais été reporté dans la littérature. Pour aller plus loin, nous avons réalisé des mesures en utilisant les impulsions doublées en fréquence délivrées par notre microlaser.

### **3.2.3 Mesure de la lentille induite à une longueur d'onde non-amplifiée dans le barreau de Nd :YAG.**

La figure 3.9 présente l'évolution temporelle de la focale induite par le pompage optique du barreau de Nd :YAG lorsqu'il est traversé par une impulsion centrée à  $\lambda = 532$  nm. Á cette longueur d'onde, le gain optique du milieu amplificateur est de 1. L'évolution temporelle de la focale induite dans le barreau à  $\lambda = 532$  nm est proche de celle décrit par Antipov et al. [63]. Durant la phase de pompage, la focale induite dans le milieu amplificateur décroît de façon quasi-linéaire. Après la phase de pompage, elle croît doucement et tend vers sa valeur quasi-statique. Cette relaxation est bien paramétrée par une loi bi-exponentielle, dont les temps caractéristiques sont :  $\tau_1 = 236 \pm 10$   $\mu$ s et  $\tau_2 = 8,0 \pm 0,2$  ms (courbe rouge). Remarquons que le temps  $\tau_1$  est très proche du temps de relaxation des ions Nd<sup>3+</sup> de l'état  $^4F_2$  vers l'état  $^4I_{11/2}$ . Le temps  $\tau_2$  est associé à la diffusion de la chaleur dans le barreau de Nd :YAG. Il faut noter

qu'alors que les conditions de pompage sont les mêmes, la valeur quasi stationnaire  $f_{qs}$  est différente à 1064 nm et 532 nm. Cette différence vient d'un problème expérimental. Effet, une surchauffe des diodes de pompe a eu lieu entre les mesures à 1064 nm et à 532 nm suite à un problème électrique. Cette avarie a induit un décalage de la longueur d'onde centrale d'émission de 808,0 nm à 803,7 nm et par conséquent, une diminution d'efficacité d'absorption du barreau de Nd :YAG. Ceci s'est traduit par un échauffement moins important du barreau et une diminution de  $f_{qs}$ .

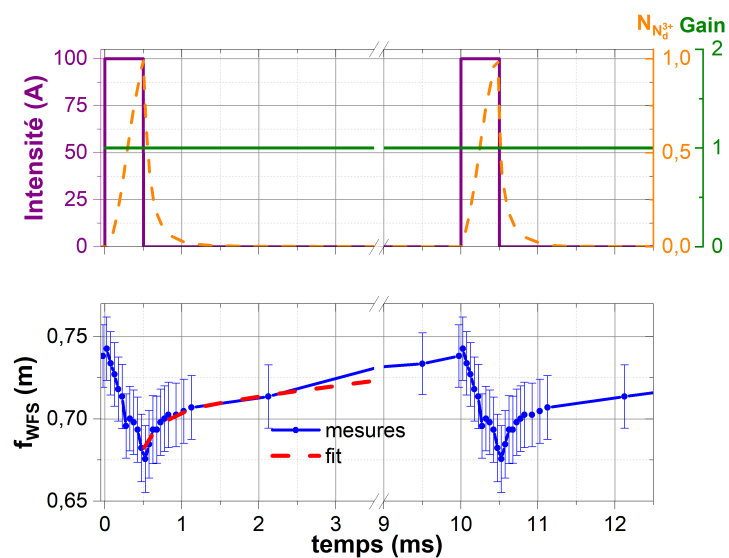


FIGURE 3.9 – Comparaison entre l'évolution temporelle de la focale induite à 532 nm (en bleu) avec le créneau de pompage (en violet), avec le gain optique (en vert) et avec l'évolution de la population des ions  $Nd^{3+}$  excités (en violet). La courbe rouge correspond à la régression exponentielle de la relaxation.

### 3.3 Modélisation de l'effet de lentille induit par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG.

Pour mieux comprendre les phénomènes décrits dans la partie précédente, nous avons développé une simulation des effets thermo-optiques de l'amplification sur le barreau de Nd :YAG.

**3.3.1 Modélisation des effets thermiques**

Comme déjà mentionnés, les effets thermiques sont principalement liés au défaut quantique des ions Nd<sup>3+</sup>. Il se calcule de la manière suivante [57] :

$$\eta_{th} = 1 - \frac{\lambda_{pompe}}{\lambda_{laser}} = 24\% \tag{3.3}$$

Ainsi, lorsqu'il est pompé à 808 nm, 24 % de l'énergie de la pompe absorbée par le barreau de Nd :YAG diffuse thermiquement. Dans son article W.Koechner montre que la modulation de l'indice de réfraction  $\delta n_{th}$  est directement proportionnelle au gradient thermique induit dans le barreau de Nd :YAG [57]. Elle s'écrit :

$$\delta n_{th}(t) = \left( \frac{dn}{dT} \right)_{eff} \Delta T(t) \tag{3.4}$$

avec R le rayon du barreau,  $\Delta T(t) = T(0, t) - T(R, t)$  et  $\left( \frac{dn}{dT} \right)_{eff}$  le coefficient thermo-optique du milieu. Ce coefficient prend en compte l'effet thermo-optique, la déformation photoélastique, les effets de contraintes et les effets de déformation du cristal de YAG. Ainsi, pour connaître  $\delta n_{th}$  il suffit de calculer  $\Delta T$ . Comme  $R \ll L$ , nous simplifierons nos calculs en négligeant les échanges thermiques aux extrémités du barreau. L'équation de la chaleur s'écrit :

$$K_c \nabla^2 T + Q(r, t) = \rho_{YAG} C_p \frac{\partial T}{\partial t} \tag{3.5}$$

avec  $r$  la coordonnée de rayon,  $t$  le temps,  $K_c$  la conductivité thermique du YAG,  $\rho_{YAG}$  la masse volumique du YAG,  $C_p$  la chaleur massique du YAG et  $Q(r, t)$  le terme de source de chaleur dans le milieu. Par ailleurs, nous imposons deux conditions aux limites suivantes. Premièrement nous supposons que le barreau de YAG est refroidi sur ses extrémités donc  $T(R, t) = 298$  K. Deuxièmement nous considérerons, qu'avant le déclenchement de la pompe, le barreau est à

température ambiante ( $T(r, 0) = 298 \text{ K}$ ).

La façon dont l'énergie se dépose dans le milieu amplificateur est importante, puisqu'elle a une influence directe sur  $\Delta T(t)$ . Nous choisissons de la définir de la manière suivante :

$$Q(r, t) = Q_0(t) e^{-\frac{r^2}{2\sigma_p^2}} \quad (3.6)$$

avec  $\sigma_p$  la taille de la pompe et  $Q_0(t)$  l'évolution temporelle de la source de chaleur au centre du barreau. Cette évolution suit l'évolution temporelle de la densité d'ions  $Nd^{3+}$  excités  $N_{ex}$ . Cette densité s'écrit :

$$N_{ex}(t) = N_0 \left( 1 - e^{-\frac{R^2}{2\sigma_p^2}} \right) \begin{cases} 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} & \text{if } t < \tau_p \\ \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} \right) e^{-\frac{t-\Delta t}{\tau}} & \text{if } \Delta t < t < \frac{1}{f_{rep}} \end{cases} \quad (3.7)$$

avec  $\Delta t$  la durée de pompage,  $\tau$  la durée de vie dans l'état excité des ions  $Nd^{3+}$ ,  $f_{rep}$  la cadence de répétition du laser et  $N_0$  la densité maximale d'ions excités. Cette densité dépend du taux d'absorption  $\eta_{abs}$  et s'écrit :

$$N_0 = \eta_{abs} N_{tot} \quad (3.8)$$

avec  $N_{tot}$  la densité totale d'ions  $Nd^{3+}$ . Pour définir la source de chaleur induite par le pompage optique du barreau, seules les transitions  ${}^4F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$  et  ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  sont considérées (figure 3.1). Durant le pompage optique, les niveaux 3 et 1 sont peuplés et représentent un défaut quantique de  $\eta_h = \eta_h^{32} + \eta_h^{10} = 24\%$ . Durant la relaxation seul le niveau 1 se dépeuple et donc le défaut quantique vaut  $\eta_h^{10} = 13\%$ . Ainsi, le terme source s'écrit :

$$Q_0(t) = \frac{N_0 h c f_{rep}}{\lambda_{pompe}} g(t) \quad (3.9)$$

### 3.3. Modélisation de l'effet de lentille induit par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG.

avec  $g(t)$  :

$$g(t) = \begin{cases} \eta_h(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) & \text{if } t < \Delta t \\ \eta_h^{10} \left(1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}}\right) e^{-\frac{t-\Delta t}{\tau}} & \text{if } \Delta t < t < \frac{1}{f_{rep}} \end{cases} \quad (3.10)$$

avec  $h$  et  $c$  respectivement la constante de Planck et la vitesse de la lumière dans le vide. Nous avons donc tous les paramètres régissant l'équation de la chaleur dans le barreau de Nd :YAG. Cette équation est résolue numériquement en utilisant le logiciel de simulation multiphysique COMSOL. Avec ce logiciel, nous avons défini le barreau de Nd :YAG (cf. figure 3.10(a)) et son maillage, de telle sorte que le temps de calcul soit raisonnable ( $\sim 30$  s par pas de temps). Les figures 3.10 (b) et (c) représentent la source de chaleur telle que définie précédemment. Le tableau 3.1 résume les différents paramètres utilisés.

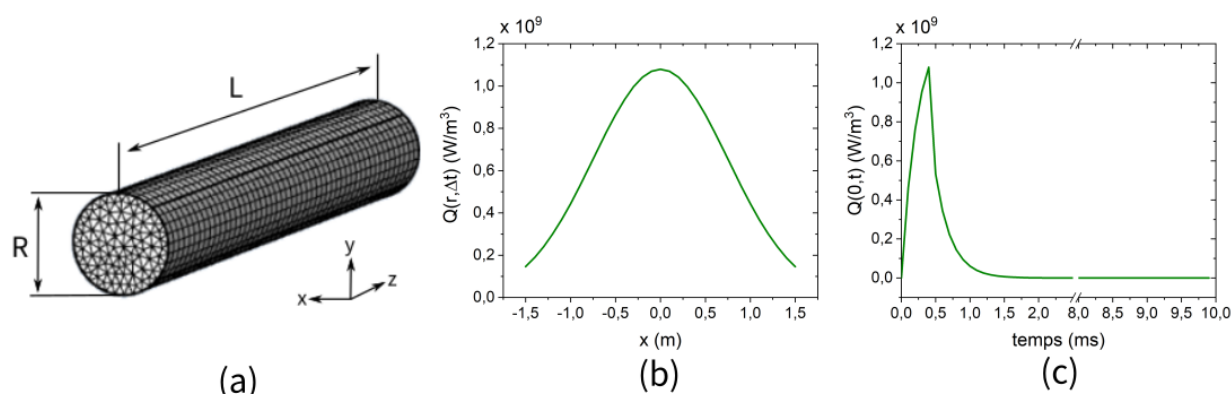


FIGURE 3.10 – (a) Maillage du barreau de Nd :YAG. (b) Évolution radiale de la source de chaleur  $Q_0(r, \Delta t)$ . (c) Évolution temporelle de la source de chaleur au centre du barreau  $Q_0(0, t)$ .

Deux critères dictent le choix du pas de temps dans nos simulations. Premièrement, il faut être capable d'observer les effets de variations de la température durant le pompage. Le pas de temps doit donc être inférieur à 500  $\mu s$ . Deuxièmement, le pas de temps ne doit pas être trop court pour s'assurer que le calcul converge vers une solution stable. En effet, au départ du calcul, le barreau est à température ambiante et chauffe lentement. Cette élévation de température est liée à la diffusion de la chaleur vers le circuit de refroidissement, qui est plus lente que la production de chaleur par le pompage optique. Il faut donc plusieurs secondes au barreau

	Symbole	Valeur	Unité
Rayon	$R$	1,5	$mm$
Longueur	$L$	7	$cm$
Masse Volumique	$\rho_{YAG}$	4,55	$g.cm^3$
Conductivité thermique	$K_c$	10,5	$W.(m.K)^{-1}$
Chaleur massique	$C_p$	0,59	$J.(g.K)^{-1}$
Durée de vie des ions $Nd^{3+}$ excités	$\tau$	230	$\mu s$
Coefficient thermo-optique	$\left(\frac{dn}{dT}\right)_{eff}$	$7,3.10^{-6}$	$K^{-1}$
densité d'ion $Nd^{3+}$ pour un dopage de 1%	$N_{tot}^{1\%}$	$1,38.10^{23}$	$cm^{-3}$
densité d'ion $Nd^{3+}$ pour un dopage de 0,6%	$N_{tot}$	$8,28.10^{22}$	$cm^{-3}$
Cadence laser	$f$	100	$Hz$
Ecart-type de la pompe	$\sigma_{pompe}$	0,75	$mm$
Longueur d'onde de la pompe	$\lambda_{pompe}$	808	$nm$
Longueur d'onde du laser	$\lambda_{laser}$	1064,5	$nm$
Défaut quantique	$\eta_h$	24	$\%$
Efficacité d'absorption à 808,0 nm	$\eta_{abs}^{808,0}$	7,5	$\%$
Efficacité d'absorption à 803,7 nm	$\eta_{abs}^{803,7}$	5,5	$\%$

TABLE 3.1 – Paramètres de la simulation.

pour atteindre un équilibre entre le refroidissement à la périphérie du barreau et la production périodique de chaleur dans le barreau. Ainsi, pour nous assurer de la fiabilité de la solution numérique, l'évolution de la température du barreau est calculée pendant dix secondes avec un pas de temps de 0,1 ms. Tous les résultats présentés dans la suite de ce chapitre sont donc calculés après 10 s de pompage optique à une cadence de 100 Hz.

La figure 3.11 résume le résultat des simulations. Les figures 3.11 (a) et (b) montrent la distribution de température stationnaire dans le barreau. La distribution radiale de la température est bien paramétrée par un polynôme du second ordre. Nous pouvons donc écrire :

$$T(r) = -\frac{\Delta T}{R^2}r^2 + T_0 \quad (3.11)$$

### 3.3. Modélisation de l'effet de lentille induit par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG.

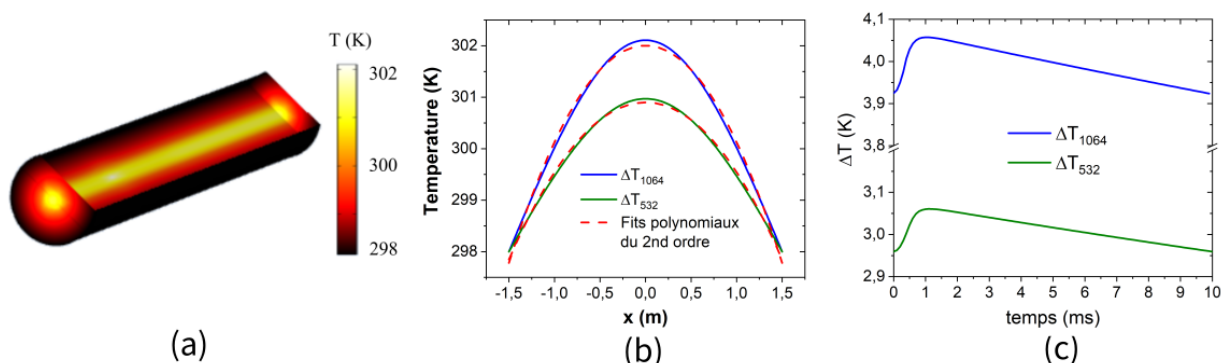


FIGURE 3.11 – (a) Distribution de température dans le barreau de Nd :YAG. (b) Distribution radiale de la température (bleu) et fit polynomial du second ordre (rouge). (c) Évolution temporelle du gradient de température dans le barreau.

avec  $T_0 = T(0, t)$  et  $\Delta T = T_0 - T(R, t)$ . La figure 3.11 (c) présente l'évolution temporelle du gradient thermique  $\Delta T$ . Nous observons qu'il varie très peu autour d'une valeur stationnaire de 4 K. Dans la suite, on appellera cette valeur quasi stationnaire  $\Delta T_{QS}$ . Ses variations, notées  $\delta T$ , de l'ordre de 0,14 K soit environ 3,5 %, sont considérés comme négligeable. À partir de l'équation 3.4, nous déduisons donc le gradient d'indice lié à l'effet thermique. Or d'après W.Koechner [57], nous calculons la focale thermique  $f_T$  de la manière suivante :

$$f_T = -\frac{1}{2L \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2}\right)_{r=0}} \quad (3.12)$$

où

$$\left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2}\right)_{r=0} = \left(\frac{dn}{dT}\right)_{eff} \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}\right)_{r=0} \quad (3.13)$$

donc d'après les équations 3.11 et 3.13 :

$$f_T = -\frac{R^2}{2L \left(\frac{dn}{dT}\right)_{eff} \Delta T_{QS}} \quad (3.14)$$

Ainsi, en calculant la focale liée au gradient thermique quasi stationnaire, nous trouvons

$f_T = 0,54$  m. Cette focale correspond à la valeur moyenne expérimentale présentée sur la figure 3.6. Cependant, si nous prenons en compte l'amplitude des variations de la focale, notée  $\delta f$ , on a  $\frac{\delta f}{f_T} \simeq \frac{\delta T}{\Delta T_{QS}} \simeq -3,5\%$ . Cette valeur est très différente de celle mesurée expérimentalement  $\frac{\delta f}{f_T} \simeq +10\%$ .

Nous avons également simulé les expériences réalisées à 532 nm. Dans ce cas, le coefficient d'absorption  $\eta_{abs}$  est modifié due au problème électrique mentionné précédemment qui a changer la longueur d'onde de nos diode de pompe à 803,7 nm. Nos simulations indiquent que  $\Delta T_{QS} \sim 3$  K et que  $\delta T \sim 0,1$  K. Là aussi, la valeur quasi statique  $f_T \simeq 0,74$  m est en très bon accord avec nos expériences (cf. figure 3.9), mais ce n'est pas le cas pour  $\delta f(t)$ . En effet, dans le cas de la simulation nous avons  $\frac{\delta f}{f_T} \simeq -3\%$  alors que dans nos conditions expérimentales nous trouvons  $\frac{\delta f}{f_T} \simeq -8\%$ .

Notre modélisation des effets thermiques décrit bien l'évolution de la focale quasi statique ( $f_{qs} \simeq f_T$ ), mais elle ne permet pas de prendre en compte la dynamique d'évolution de la focale induite par pompage optique. Dans le paragraphe suivant, nous verrons qu'il est nécessaire de prendre en compte les effets de populations des niveaux excités pour rendre compte de l'évolution de  $\delta f(t)$ .

### **3.3.2 Modélisation des effets de population des états excités du $Nd^{3+}$ sur l'indice de réfraction du Nd :YAG**

Dans leur article, Antipov et al. [63] mesurent les petites variations d'indice de réfraction d'un barreau de Nd :YAG en régime quasi stationnaire en utilisant un interféromètre de Jamin-Lebedev et en excitant un cristal de Nd :YAG à l'aide de diodes de pompes centrées à 808 nm et à 266 nm. Il montre que la cinétique des variations d'indice  $\delta n$  présente deux temps caractéristiques. Le premier temps de  $\tau = 6 \pm 0,4$  ms est attribué aux effets thermiques. Le deuxième



### 3.3. Modélisation de l'effet de lentille induit par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG.

91

temps de  $\tau = 238 \pm 9 \mu\text{s}$  est relié à la réponse électronique des ions  $Nd^{3+}$ . La variation d'indice liée à la variation de polarisabilité et à la population des états excités du  $Nd^{3+}$  est obtenue via la relation suivante :

$$\delta n_e(\nu, t) = \frac{2\pi F_L^2}{n_0} \Delta p(\nu(t)) N_{ex}(t) \quad (3.15)$$

où  $\delta n_e$  représente la variation d'indice optique lié aux effets électroniques,  $F_L = \frac{n_0^2 + 3}{2}$  est le facteur de Lorentz et  $n_0$  est l'indice optique de la matrice de YAG.  $\Delta p(\nu)$  correspond à la variation de polarisabilité des ions  $Nd^{3+}$  à la fréquence  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ .  $N_{ex}$  correspond à la densité d'ions  $Nd^{3+}$  excités dans le milieu. Notons que cette expression ne prend pas en compte les effets de dispersion d'indice du réseau hôte considérés comme négligeables. La polarisabilité caractérise l'interaction entre le champ électromagnétique, à la fréquence  $\nu$ , et le nuage électronique des ions  $Nd^{3+}$ , elle s'écrit pour un niveau électronique :

$$p_q(\nu) = \frac{\lambda n_0}{8\pi^2 F_L^2} \sum_i \frac{\sigma_{qi} \nu \Delta \nu_{qi} (\nu_{qi}^2 - \nu^2)}{(\nu_{qi}^2 - \nu^2)^2 + (\nu \Delta \nu_{qi})^2} \quad (3.16)$$

Transition	$\lambda$ (nm)	$\Delta \nu_i$ (cm <sup>-1</sup> )	$\sigma_i \cdot 10^{-19}$ (cm <sup>2</sup> )	Transition	$\lambda$ (nm)	$\Delta \nu_i$ (cm <sup>-1</sup> )	$\sigma_i \cdot 10^{-19}$ (cm <sup>2</sup> )	Transition	$\lambda$ (nm)	$\Delta \nu_i$ (cm <sup>-1</sup> )	$\sigma_i \cdot 10^{-19}$ (cm <sup>2</sup> )
${}^4F_{3/2}$ ↓ ${}^4I_{9/2}$				${}^4F_{3/2}$ ↓ ${}^4I_{11/2}$	1052.1	4.5	0.95	${}^4F_{3/2}$ ↓ ${}^4I_{13/2}$	1318.7	4.0	0.95
	869	13	0.41		1054.9	4.5	0.06		1320.4	4.6	0.23
	875.4	10	0.11		1061.5	4.6	2.50		1333.5	4.6	0.44
	879.2	18	0.13		1064.2	5.0	3.00		1335.1	3.3	0.54
	884.4	19	0.42		1064.4	4.2	1.45		1338.1	4.0	1.00
	885.8	19	0.35		1068.2	6.5	0.60		1341.9	6.0	0.36
	891.1	10	0.24		1073.7	4.6	1.65		1353.3	4.0	0.28
	893.4	31	0.05		1079.9	7	0.77		1357.2	4.0	0.73
	900.0	31	0.12		1105.5	11	0.16		1415.0	8.5	0.20
	938.6	10	0.48		1111.9	10.2	0.36		1427.1	7.0	0.08
956.1	9	0.51	1115.8	10.6	0.42	1432.0	10.0	0.13			
				1122.5	9.9	0.40	1444.4	9.0	0.28		

TABLE 3.2 – Description des niveaux excités des ions  $Nd^{3+}$  [63].

avec  $\nu_{qi}$ ,  $\Delta\nu_{qi}$  et  $\sigma_{qi}$  respectivement la fréquence de la transition, la largeur spectrale de la transition et la section efficace d'absorption de la transition entre le niveau  $q$  et les niveaux  $i$  possibles de l'ion  $Nd^{3+}$ , en supposant que ces raies aient un profil lorentzien, ce qui est admis dans [56] et qui est reporté dans la Table 3.2.

Une grande variation de polarisabilité entraîne une grande variation d'indice optique (equation 3.15). Or l'équation 3.16 souligne que la polarisabilité est très grande pour des fréquences optiques proches des transitions optiques. C'est notamment le cas pour notre laser à 1064,5 nm qui est très proche de la transition à 1064,2 nm. On parle alors de variation d'indice dites "résonantes". L'équation 3.16 montre également que dans le cas de transitions avec une forte section efficace d'absorption, notamment pour les transitions optiques dites f-d situés dans le proche UV, alors une variation d'indice dite "non-résonante" peut aussi être notée.

L'équation 3.16 indique ainsi qu'à 633 nm comme à 532 nm, i.e. à des longueurs d'onde du domaine visible non absorbées par les ions  $Nd^{3+}$  (en tout cas dans  $Nd:YAG$ ), mais éga-

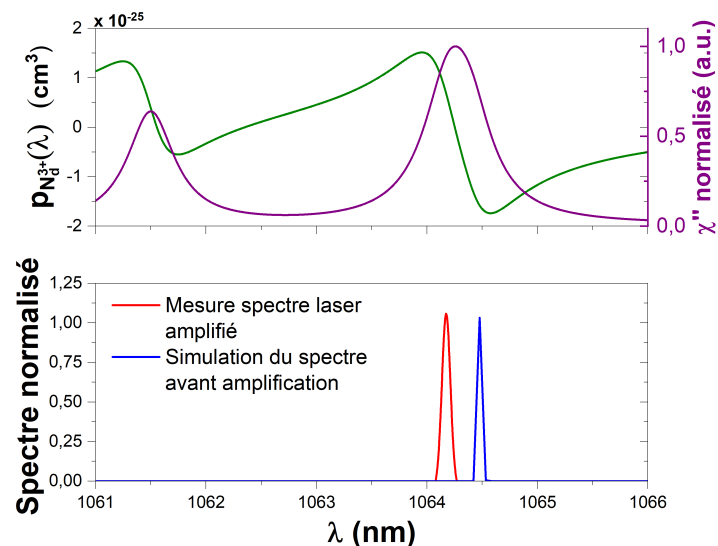


FIGURE 3.12 – Évolution de la polarisabilité des ions  $Nd^{3+}$  en fonction de la longueur d'onde de la source laser (vert). Évolution de la partie imaginaire de la susceptibilité en fonction de la longueur d'onde (violet). Spectre du laser avec (rouge) et sans (bleu) amplification.

lement, dans le domaine proche-infrarouge, aux longueurs d'onde correspondant à des pics de transition optiques (la longueur d'onde de la transition laser à 1064,2 nm par exemple), la variation de polarisabilité  $\Delta p(\nu)$  (dite non-résonnante) entre niveaux fondamental et excité de l'ion  $Nd^{3+}$ , suite à un pompage optique (voir figure 3.1), dépend surtout des bandes f-d situées dans le proche-UV (expression (5) de l'article d'Antipov [56]) avec des valeurs à 532, 633 et 1064,2 nm relativement constantes comprises entre 3 et  $4 \cdot 10^{-26} cm^3$  [56, 71, 72]. En revanche, à  $\lambda \sim 1064,5$  nm, proche d'une transition électronique, la polarisabilité dépend très fortement de la longueur d'onde. La figure 3.12 présente l'évolution de la polarisabilité des ions de  $Nd^{3+}$  entre 1064,0 nm et 1064,5 nm. Sur cette plage relativement étroite en longueur d'onde, le signe et l'amplitude de la polarisabilité varie rapidement de  $p_{Nd^{3+}} = 1,5 \times 10^{-25} cm^3$  à  $p_{Nd^{3+}} = -1,7 \times 10^{-25} cm^3$ . Sur la même figure, nous avons reporté le spectre des impulsions laser avant et après amplification dans le barreau de Nd :YAG. Nous avons pu voir sur la figure 3.4 que la longueur d'onde centrale du laser non amplifié était décalé par rapport au spectre d'émission spontané du Nd :YAG. Or, lorsqu'on mesure à l'aide d'un spectromètre (OSA202C) la longueur d'onde du laser amplifié, on remarque que la longueur d'onde centrale de passe de  $\lambda_l \sim 1064,5$  nm avant l'amplification à  $\lambda_l \sim 1064,2$  nm après amplification. Ce décalage s'explique par le fait que le maximum de gain du milieu amplificateur est décalé spectralement par rapport à la longueur d'onde centrale de l'impulsion. Pour connaître l'évolution temporelle de la polarisabilité à la longueur d'onde amplifiée dans le barreau de Nd :YAG, il faut donc connaître l'évolution temporelle et spectrale du gain du milieu amplificateur. Celui-ci s'écrit [13] :

$$G(\omega) = \exp\left(\frac{\omega L \chi''(\omega)}{c}\right) \quad (3.17)$$

avec  $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ ,  $c$  la vitesse de la lumière dans ce milieu et  $\chi''$  la partie imaginaire de la susceptibilité du matériau. On suppose les transitions électroniques Lorentzienne. Pour une

transition électronique à la fréquence  $\omega_0$ , la susceptibilité s'écrit :

$$\chi''(\omega) = \frac{\chi_0''}{1 + (2(\omega - \omega_0)/\Delta\omega_0)^2} \quad (3.18)$$

ou  $\chi_0''$  s'écrit :

$$\chi_0'' = \frac{\sigma c N_{ex}}{\omega} \quad (3.19)$$

À l'aide des expressions précédentes, nous avons calculé donc  $G(\omega)$  à tout instant pendant et après le pompage optique du milieu amplificateur. En multipliant le gain spectral au spectre du laser, nous avons pu déterminer numériquement le spectre du laser amplifié. Nous avons ainsi déterminé le décalage de la fréquence centrale  $\Delta\lambda(t)$  de l'impulsion laser au court et après le pompage optique du milieu amplificateur. Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 3.13. En très bon accord avec nos données expérimentales figure 3.12, le décalage spectral est maximal à la fin du créneau de pompe, et vaut à  $\Delta\lambda = 0,26$  nm. Nous avons alors

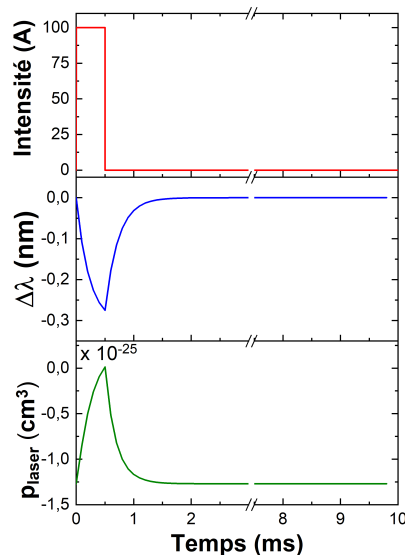


FIGURE 3.13 – Évolution temporelle de l'intensité des diodes de pompes (rouge), de la longueur d'onde centrale du laser (bleu) et de la polarisabilité du milieu vue par le laser (vert).

### 3.3. Modélisation de l'effet de lentille induit par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG.

calculé l'évolution temporelle de la polarisabilité des ions de  $Nd^{3+}$  associé à ce décalage spectral. Nos résultats sont présentés sur la figure 3.13. Au court de l'amplification de l'impulsion, nous notons que cette dernière croît de  $p_{Nd^{3+}} = -1,5 \cdot 10^{-25} cm^3$  à  $p_{Nd^{3+}} \sim -1 \cdot 10^{-27} cm^3$ . Connaissant l'évolution temporelle de la polarisabilité, nous avons calculé l'évolution de  $\delta n_e(t)$ .

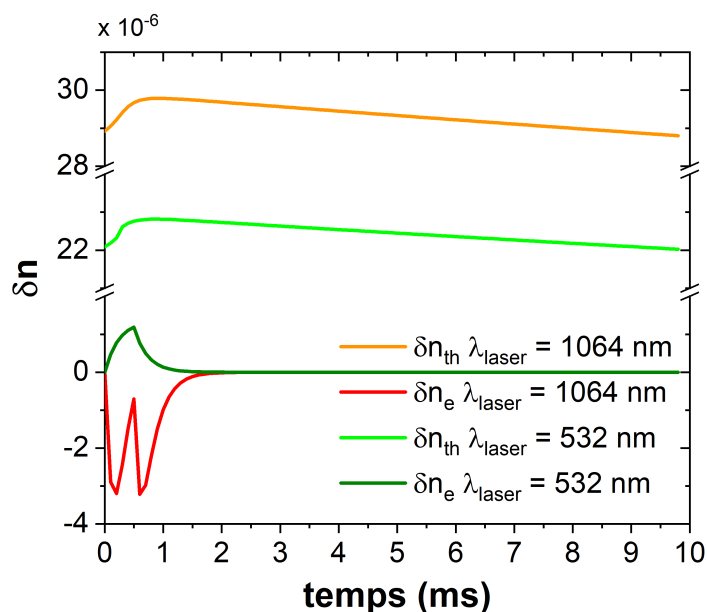


FIGURE 3.14 – Simulation des gradients d'indices thermiques et électroniques appliquées aux cas des mesures à 1064 nm et 532 nm.

En prenant en compte la variation de polarisabilité, nous avons alors calculé l'évolution des indices de réfraction liés aux effets thermiques et électroniques, à nos deux longueurs d'onde de mesure. La figure 3.14 représente le résultat de ces calculs. Sur cette figure nous observons trois phénomènes.

Premièrement, les gradients d'indices liés aux effets thermiques sont beaucoup plus importants que ceux liés aux effets électroniques. Cela confirme le fait que la valeur moyenne de la lentille induite par le pompage optique correspond à la lentille thermique. Notons également que la lentille thermique à 532 nm est plus faible que celle à 1064,5 nm. Cela est dû au décalage spectral des diodes de pompes expliqué précédemment.

Deuxièmement, dans le cas des impulsions laser à 532 nm, les effets thermiques et électroniques sur l'indice de réfraction s'additionnent. Au contraire, dans le cas où elles sont à 1064,5 nm, les deux effets se soustraient. En se basant sur l'Eq 3.15, nous comprenons que cette différence de comportement est dû au changement de signe de  $\Delta p$  qui est positif dans le premier cas ( $\Delta p(532nm) = 4 \times 10^{-26} cm^3$ ) et négatif dans le deuxième ( $\Delta p(1064.5nm) = -1.7 \times 10^{-25} cm^3$ ).

Troisièmement, nous remarquons que dans le cas à 532 nm, l'évolution temporelle de  $\delta n_e$  suit parfaitement l'évolution de la population des ions  $Nd^{3+}$  dans leurs états excités. Ce n'est pas le cas à 1064,5 nm. Pour expliquer cette différence de comportement, il faut se rappeler que  $\Delta p$  dépend de la longueur d'onde du laser, et qu'il varie énormément autour des transitions (figure 3.12). Or, au cours du pompage, les impulsions à 1064,5 nm sont amplifiées et leur longueur d'onde centrale tend vers le maximum d'amplification situé à 1064,2 nm. Ce faisant, la polarisabilité varie (figure 3.13). C'est la compétition entre cette dernière et l'évolution de la population des ions excités qui engendre l'effet d'oscillation de  $\delta n_e(t)$  autour de 1064 nm. Ainsi, en prenant en compte tous ces effets, nous pouvons décrire nos observations expérimentales. La partie suivante présente le modèle complet.

### **3.3.3 Modèle complet et comparaison avec les résultats expérimentaux.**

Connaissant l'impact des effets thermiques et électroniques sur l'indice de réfraction du milieu amplificateur, nous pouvons calculer la lentille induite par le pompage optique de ce dernier. Nous avons déjà vu que dans le cas de la distribution radiale de l'indice thermique, on peut approcher cette distribution par un polynôme du second ordre. La même remarque peut être faite pour la répartition radiale de l'indice électronique (Éq.3.7). Ainsi, d'après W.Koechner [57], la focale induite  $f$  s'écrit :

$$f = -\frac{1}{2L \left( \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right)_{r=0}} \quad (3.20)$$

Or comme on a des distributions polynomiales :

$$\left( \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right)_{r=0} \simeq \left( \frac{\partial^2 n_{th}}{\partial r^2} \right)_{r=0} + \left( \frac{\partial^2 n_e}{\partial r^2} \right)_{r=0} \simeq \frac{\delta n_{th} + \delta n_e}{R^2} \quad (3.21)$$

D'où :

$$f = -\frac{R^2}{2L(\delta n_{th} + \delta n_e)} \quad (3.22)$$

Les figures 3.15 et 3.16 présentent l'évolution temporelle de la focale résultant de cette l'équation pour nos deux longueurs d'onde.

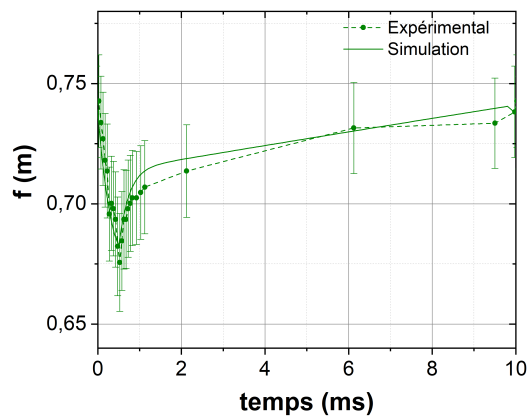


FIGURE 3.15 – Comparaison entre la focale simulée et la focale mesurée dans le cas où les impulsions sont à 532 nm.

Nous observons une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et notre simulation. Ainsi, cette dernière prend bien en compte les deux effets qui perturbent la propagation d'un faisceau laser dans un milieu amplificateur.

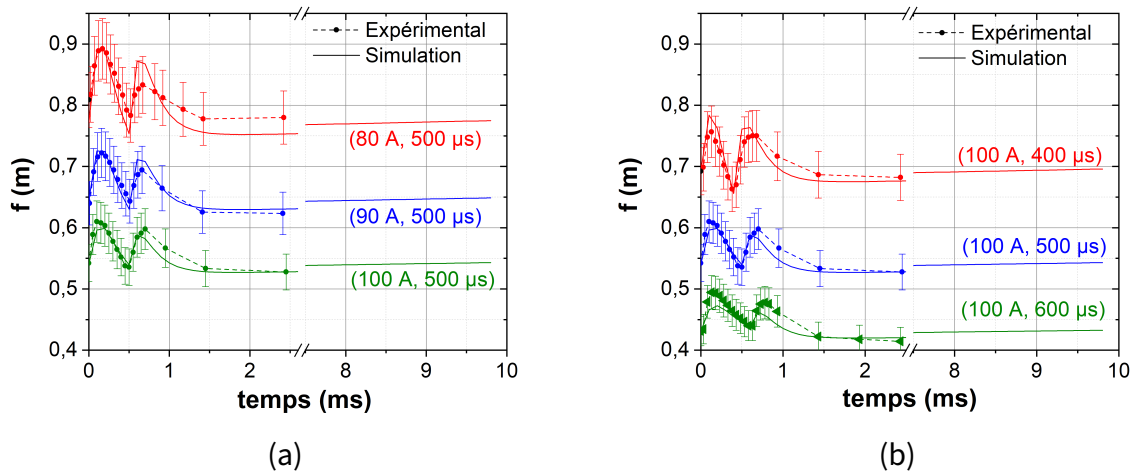


FIGURE 3.16 – Comparaison entre la focale simulée et la focale mesurée dans le cas où les impulsions sont à 1064 nm et pour différents paramètres de pompages.

Au travers de ce chapitre, nous avons démontré que pour bien comprendre l'effet de focalisation induite par le pompage optique, il faut prendre en compte deux phénomènes. Le premier est l'effet thermique. Il est le plus prépondérant dans notre cas, car le milieu amplificateur est pompé optiquement à une cadence plus rapide que la diffusion de la chaleur dans ce dernier. C'est donc cet effet qui doit être principalement compensé pour prévenir d'éventuels endommagements et ainsi obtenir une source laser délivrant des impulsions ayant une bonne qualité modale. Le second effet est lié à la variation d'états électroniques des ions  $Nd^{3+}$  lors de leur excitation. Cet effet a une dynamique bien plus rapide puisqu'il suit l'évolution temporelle de la population des niveaux excités des ions  $Nd^{3+}$ . Dans le cas d'un laser fonctionnant à plus basse cadence, cet effet pourrait être du même ordre de grandeur que l'effet thermique et pourrait même le compenser si la longueur d'onde de la source laser est bien choisie.

Grâce à cette étude, nous avons pu compenser la lentille induite par pompage optique du barreau de Nd :YAG du module Northrop-Grumman. Ceci nous a permis de dimensionner la



### **3.3. Modélisation de l'effet de lentille induit par le pompage optique d'un barreau de Nd :YAG.**

**99**

---

focale des lentilles  $L_D$  et  $L_C$  (figure 2.5) et de finaliser l'intégration de notre système laser. C'est avec ce laser LAMA que nous avons réalisé des trois campagnes d'essais dédiés à l'allumage laser de mélanges air-kérosène dans différentes conditions thermodynamiques.



# Mise en œuvre et caractérisation du système d'allumage laser.

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Le banc MERCATO . . . . .</b>	<b>103</b>
4.1.1	Présentation générale . . . . .	103
4.1.2	Maquette trisecteur . . . . .	105
4.1.3	Montage et protocole expérimental des essais d'allumage . . . . .	107
<b>4.2</b>	<b>Allumage laser d'une maquette de chambre de combustion d'hélicoptère. . . . .</b>	<b>112</b>
4.2.1	Influence de l'énergie des impulsions sur le domaine d'allumage laser.	113
4.2.2	Domaine d'allumage laser dans des conditions de faible température.	118
4.2.3	Influence de la position du plasma dans la chambre de combustion sur le domaine d'allumage du laser. . . . .	123
4.2.4	Étude du minimum d'énergie nécessaire à l'allumage. . . . .	125

---

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté le système d'allumage laser, son architecture ainsi que ses caractéristiques. Ce système délivre des impulsions nanosecondes ( $1 \pm 0,1$  ns), ayant une énergie de ( $40 \pm 4$  mJ) à une cadence de répétition élevée (100 Hz). Pour maximiser l'énergie déposée dans le plasma par les impulsions laser, un soin particulier a été apporté à la qualité modale du faisceau laser ( $M^2 < 1,4$ ). Les résultats acquis dans le cadre du projet ECLAIR [2], indiquent que ce système devrait allumer une chambre de combustion, représentative d'un foyer aéronautique dans les conditions d'une altitude de 7000 m, soit  $P = 0,4$  bar et  $T = -40$  °C. Afin de tester la capacité de notre laser à allumer une chambre de combustion dans de telles conditions, nous avons réalisé plusieurs campagnes d'essai d'allumage sur le banc MERCATO du centre du Fauga-Mauzac de l'ONERA. Ces campagnes ont conduit à plus de 2000 tentatives d'allumages dans des conditions très variées.

Ce chapitre est divisé en deux parties. La première concerne tout d'abord la présentation du banc MERCATO, son fonctionnement, ainsi que celui de la chambre de combustion, aussi appelée maquette trisecteur. Nous présenterons ensuite le montage et le protocole expérimental utilisé pour réaliser nos essais d'allumage, avant de conclure par une définition du domaine d'allumage. Dans la seconde partie, nous présenterons les résultats obtenus lors des campagnes d'essais d'allumage du trisecteur dans différentes conditions (pression, température, énergie des impulsions, position de l'étincelle). Nous soulignerons notamment l'impact de l'énergie des impulsions sur le domaine d'allumage et l'évolution ce domaine lorsque la chambre de combustion est à basse température. Par la suite, nous mentionnerons brièvement l'impact de la position de l'étincelle sur le domaine d'allumage du laser. Enfin, nous conclurons ce chapitre en présentant l'évolution du minimum d'énergie laser (EMA) nécessaire à l'allumage de la chambre de combustion en fonction de la pression  $P \in [0,4 \text{ bar}; 1,0 \text{ bar}]$  et température  $T \in [-40 \text{ °C}, 30 \text{ °C}]$ .

## 4.1 Le banc MERCATO

### 4.1.1 Présentation générale

Le banc MERCATO (Moyen Expérimental et de Recherche en Combustion Aérobie par Techniques Optiques) est situé à l'ONERA, au centre du Fauga-Mauzac. Il est conçu pour étudier et caractériser l'allumage et l'atomisation de carburants liquides dans des conditions critiques de haute altitude. Ce dispositif possède une grande modularité et permet l'installation de différentes chambres de combustion reproduisant les écoulements présents dans les foyers de combustion aéronautiques. Il est notamment utilisé par Safran Helicopter Engine pour l'étude de nouvelles géométries de foyers, ainsi que l'allumage de nouveaux carburants.

Chaque chambre de combustion est équipée d'accès optiques, ce qui permet des mesures non-intrusives du milieu, notamment la caractérisation des écoulements, du brouillard de gouttes et de la topologie de la flamme. Dans notre cas, nous utilisons une caméra rapide pour visualiser la séquence d'allumage de la chambre, incluant la formation du plasma, la naissance et le développement du noyau de flamme, ainsi que la propagation de la flamme dans toute la chambre.

Le banc MERCATO reproduit divers régimes de sortie de compresseur, ce qui permet de simuler les conditions de démarrage en haute altitude. L'approvisionnement du banc en air est assuré par un compresseur relié à un réservoir tampon et une vanne de régulation, permettant ainsi de piloter le débit massique. L'air est alors injecté en continu dans la chambre de combustion et son débit est mesuré à l'aide d'un débitmètre massique à effet Coriolis.

Un échangeur à azote liquide est utilisé pour recréer les conditions de basse température (caractéristique d'un allumage en altitude). Il permet de réduire la température de l'air jusqu'à  $-40^{\circ}\text{C}$ . Enfin, un éjecteur supersonique, appelé également "trompe" est installé à la sortie de

la chambre de combustion. Celui-ci permet de réduire la pression de l'air dans la chambre jusqu'à 0,3 bar, correspondant à une altitude proche de 9000 mètres.

Le carburant est fourni par deux lignes, chacune étant pilotée de manière indépendante et reliée à un réservoir pressurisé. Leur débit massique est piloté par une vanne de régulation et mesuré à l'aide d'un débitmètre massique à effet Coriolis. Une électrovanne de sectionnement est installée juste en amont de la maquette d'essais afin d'injecter le carburant uniquement lors de la séquence d'allumage. Dans le cadre de notre étude, nous avons utilisé le carburant classique des moteurs aéronautiques, il s'agit du Jet A-1. Le kérosène pouvait également être refroidi jusqu'à  $-40\text{ °C}$ .

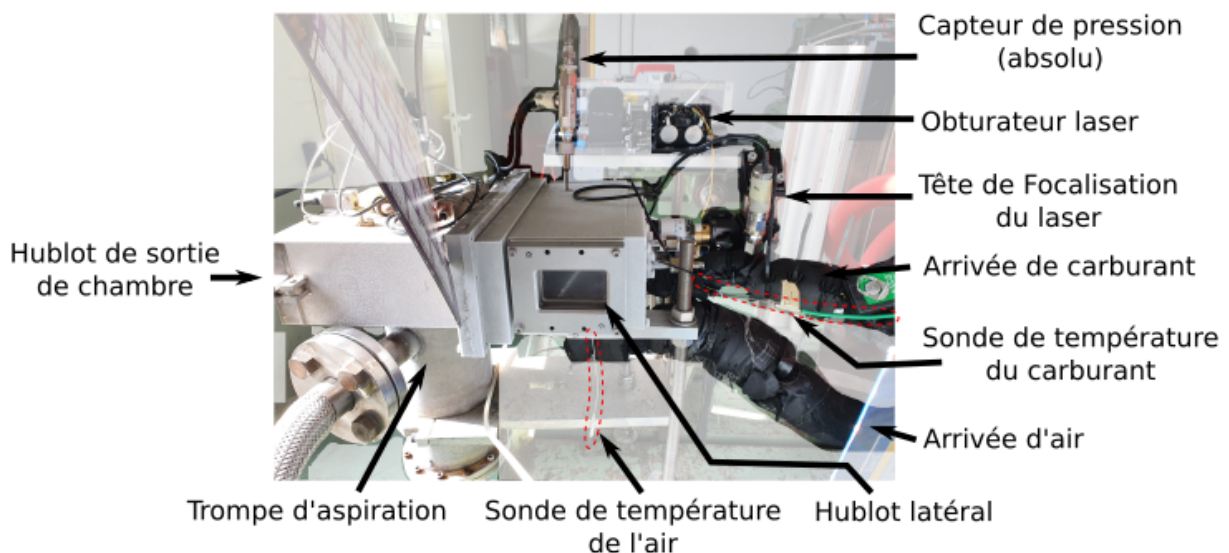


FIGURE 4.1 – Photo de la maquette trisecteur du banc MERCATO et de son instrumentation.

Le banc est équipé de plusieurs capteurs analogiques qui mesurent la pression à l'intérieur de la chambre, la pression d'injection du carburant, la température, ainsi que les débits des différents fluides (air et carburant). Un logiciel de contrôle commande situé dans le poste de pilotage permet d'acquérir toutes les mesures, de contrôler et de séquencer l'ensemble des événements de la chaîne d'allumage du banc MERCATO.

La figure 4.1, nous montre une photo de la maquette d'essais installée sur le banc MERCATO au cours de nos campagnes d'essais ainsi que les différents capteurs mentionnés précédemment. Le banc MERCATO et son instrumentation ayant été présenté dans les grandes lignes, nous allons maintenant nous intéresser à la chambre de combustion utilisée lors de nos essais, la maquette trisecteur.

#### 4.1.2 Maquette trisecteur

Les chambres de combustion utilisées sur le banc MERCATO ont pour vocation de reproduire le plus fidèlement possible les conditions (écoulement, propagation de flamme, etc.) d'un moteur aéronautique, et dans notre cas, celles d'un moteur d'hélicoptère ARDIDEN. Les foyers aéronautiques sont équipés d'une chambre annulaire compacte, conçue pour résister aux hautes températures issues de la combustion, grâce à des systèmes de refroidissement pariétaux. Ce type de chambre de combustion sera présenté dans le chapitre 5. Cette chambre de combustion annulaire qu'on trouve dans les moteurs d'hélicoptère est composée principalement de deux éléments. Le carter, par lequel transite l'écoulement d'air issu du compresseur, et le tube à flamme dans lequel a lieu la combustion. Pour instrumenter la maquette à l'aide de diagnostics optiques pour caractériser l'allumage du brouillard de gouttes de kérosène, il a été nécessaire de modifier la structure de la chambre de combustion comme montré en figure 4.2. Cependant, l'espacement entre le carter et le tube à flamme de la chambre a été choisi pour être le plus représentatif possible d'un moteur d'hélicoptère ARDIDEN.

La chambre de combustion développée spécifiquement pour le banc MERCATO, en collaboration avec Safran, que l'on appelle aussi la maquette trisecteur, représente un secteur redressé d'une chambre annulaire. Le secteur choisi est composé de 3 injecteurs principaux, d'un injecteur relais et d'un injecteur de démarrage coplanaire à la bougie électrique. L'idée

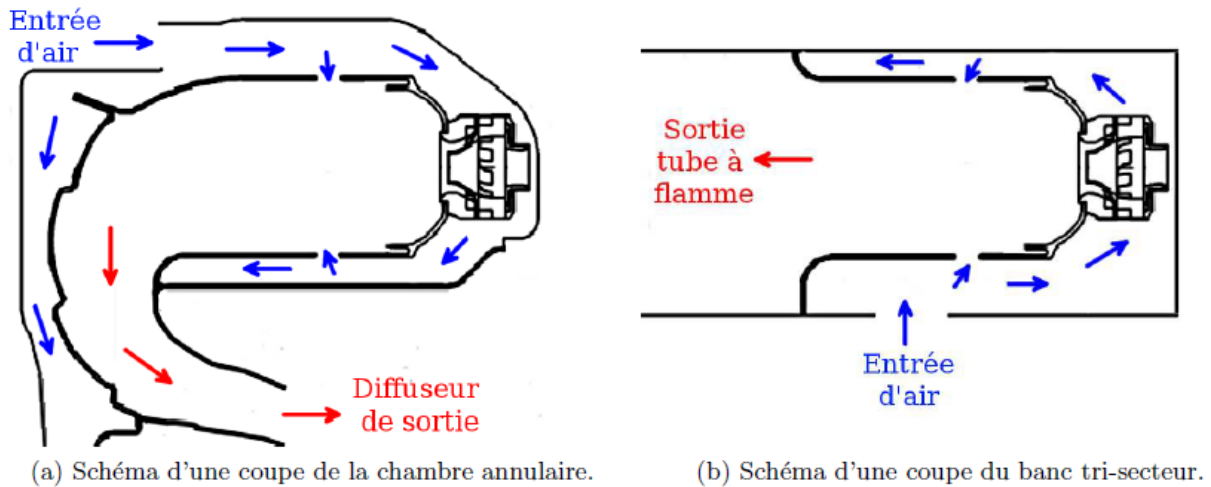


FIGURE 4.2 – Schéma d'une chambre annulaire (a) et de la maquette trisecteur (b) [49].

de cette maquette est de reproduire fidèlement une séquence d'allumage se déroulant de la manière suivante : la bougie électrique crée un plasma qui initie un noyau de flamme dans le spray de kérosène produit par l'injecteur de démarrage, celui-ci allume le brouillard de gouttes issu de l'injecteur relais, puis celui des injecteurs principaux qui délivrent la puissance moteur nécessaire.

La photo 4.3 montre l'intérieur de la maquette trisecteur. Dans le fond on aperçoit le tube

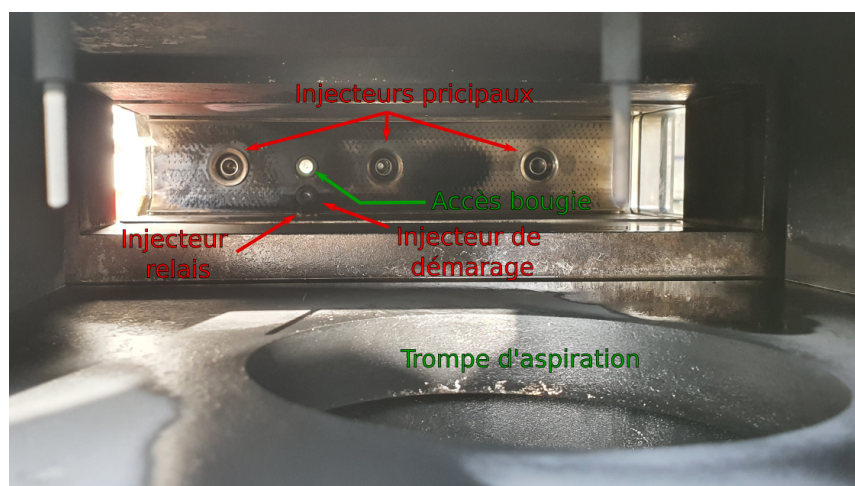


FIGURE 4.3 – Photo de la maquette trisecteur prise par le hublot de sortie de chambre.





FIGURE 4.4 – Photo d'un fourreau de bougie électrique.

à flamme avec les trois types injecteurs, ainsi que l'ouverture réservée à la bougie électrique. C'est à cet endroit que le fourreau de la bougie électrique (figure 4.4) est installé. Le faisceau laser générant l'étincelle d'allumage se propage au centre de ce fourreau. On peut également remarquer que le tube à flamme est multiperforé. Cette multiperforation a pour objectif d'injecter de l'air froid au travers de la paroi afin d'assurer le refroidissement de cette dernière. Enfin, au premier plan de la photo, on observe l'entrée de la trompe d'aspiration qui, par effet Venturi, va créer une dépression au sein de la chambre de combustion. C'est sur ce banc MERCATO et avec la maquette trisecteur que les essais d'allumage laser ont été réalisées. Nous allons maintenant présenter le montage et le protocole des essais d'allumage permettant de déterminer le domaine d'allumage de la maquette trisecteur avec le laser.

### 4.1.3 Montage et protocole expérimental des essais d'allumage

La figure 4.5 est une photo de l'installation de notre système laser sur le banc MERCATO. Le faisceau laser, au premier plan, se propage dans l'air et est envoyé via trois miroirs plan vers la tête de focalisation. Le long du chemin optique, nous avons placé un obturateur mécanique. Son ouverture et sa fermeture sont pilotées par système de contrôle du banc MERCATO. Nous sommes ainsi capables de synchroniser l'apparition de l'étincelle laser avec l'injection de l'air et du carburant dans la chambre de combustion. La tête de focalisation est directe-

ment fixée sur le fourreau de la bougie électrique (figure 4.4), lui même fixé sur la chambre de combustion. Ainsi, après avoir atteint la tête de focalisation, le faisceau laser est focalisé dans la chambre de combustion pour générer l'étincelle laser. La position de cette dernière peut être ajustée dans la chambre à l'aide du barillet hélicoïdal de la tête de focalisation, décrite précédemment au chapitre 2.

Comme le faisceau laser se propage sur de longues distances (4 à 5 m) et que le banc MERCATO est ouvert sur l'extérieur pour évacuer les gaz de combustion, on pourrait s'inquiéter de la stabilité notre dispositif expérimental. En pratique, même si la température et l'humidité de la salle du banc n'étaient pas contrôlées, nous avons rarement eu à intervenir sur le laser ou son alignement durant nos campagnes. Quelques problèmes sont apparus à basse température en raison de la pollution de la fenêtre en saphir résultant de la condensation la vapeur d'eau et du dépôt de vapeurs de carburant. Cette fenêtre, installée après le système

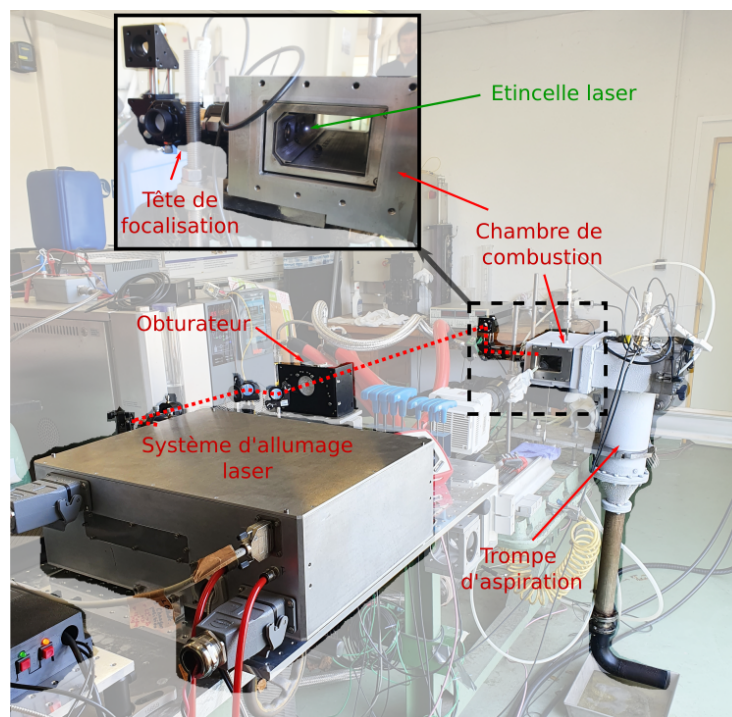


FIGURE 4.5 – Photo du montage expérimental des essais d'allumage.

de focalisation, permet d'assurer l'étanchéité de la chambre de combustion. Ces problèmes ponctuels ont facilement été résolus en nettoyant la fenêtre en saphir. Ainsi à l'usage, notre montage expérimental s'est révélé robuste et il nous a permis de réaliser de nombreux essais d'allumage.

Le protocole utilisé pour réaliser les essais était le suivant :

1. **Réglage de la température du kérosène :** Mise en température du kérosène ( $T_{fuel} = T_a$  ou  $T_{fuel} = -40\text{ °C}$ ).
2. **Réglage de la température de la maquette :** Mise en température de l'air et de la maquette en y faisant circuler de l'air froid pour les essais à basse température.
3. **Réglage de la pression :** Ajustement de la pression dans la chambre de combustion en contrôlant le débit d'air envoyé dans la trompe d'aspiration.
4. **Réglage de l'énergie du Laser :** Fixation de l'énergie des impulsions laser en ajustant la lame demi-onde (cf. chapitre 2).
5. **Réglage du débit d'air initial :** Réglage du débit d'air dans le trisecteur afin d'être dans une configuration d'allumage impossible avec le laser.
6. **Procédure d'essais d'allumage (résumé figure 4.6(a)) :**
  - Injection du carburant dans la chambre de combustion.
  - Attente de 2 s pour éviter tout dépassement éventuel de la consigne de carburant (figure 4.6(b)).
  - Ouverture de l'obturateur mécanique pour injecter le faisceau laser dans la chambre et générer une étincelle laser.
  - Attente de 12 s pour observer l'allumage ou non de la chambre.
  - Arrêt de l'injection de carburant et fermeture de l'obturateur mécanique.
  - Arrêt de l'injection d'air dans la trompe.

7. **Correction en cas d'échec** : Si l'allumage échoue, réduction du débit d'air injecté dans la maquette et retour à l'étape 6.
8. **Détection d'un allumage** : Si l'allumage réussit, attente d'environ 10 min pour refroidir la chambre de combustion avant le prochain essai d'allumage.

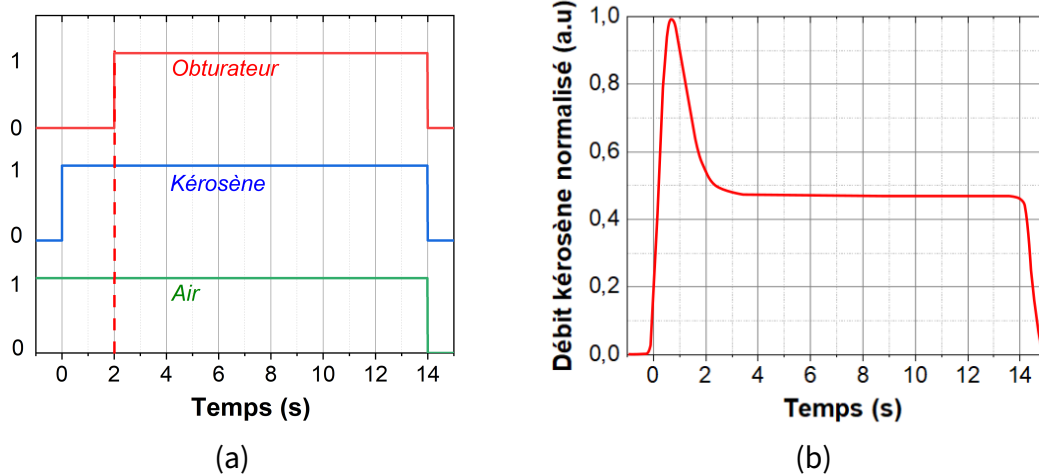


FIGURE 4.6 – (a) Chronogramme d'un essai d'allumage. (b) Évolution temporelle du débit kérosène en cas de dépassement de la consigne de débit (phénomène relativement rare et erratique).

C'est en suivant ce protocole, que nous avons étudié le seuil d'allumage laser de la maquette trisecteur. Pour déterminer le succès ou l'échec d'un allumage, nous utilisons le signal généré par le capteur de pression inséré dans la chambre de combustion. Cette méthode permet de déterminer précisément le moment de l'allumage dans la séquence de démarrage. La figure 4.7 illustre l'évolution temporelle de la pression dans la chambre de combustion lors d'un allumage réussi. Comme l'indique la figure 4.7(a), l'allumage se manifeste par l'apparition d'un pic de pression à  $t = 2,2$  s, ainsi qu'à la légère augmentation de la valeur moyenne de la pression à l'intérieur de la chambre. Lors de certains essais, un noyau d'allumage se forme, mais ne survit pas aux conditions d'écoulement dans la chambre. On dit que le noyau est soufflé. Ceci signifie qu'il n'a pas réussi à croître suffisamment rapidement pour induire la combus-

tion de l'ensemble du brouillard de gouttes issu de l'injecteur de démarrage. Comme l'illustre la Figure 4.7(b), ce type de phénomène est détecté par le capteur de pression. Un premier allumage se produit à  $t = 2,4$  s. Il est suivi d'une extinction (diminution de pression) à  $t = 3,6$  s, puis d'un autre allumage à  $t = 4,1$  s. Dans ces situations, l'allumage est considéré comme réussi si la chambre de combustion reste allumée à la fin de la procédure.

Pour caractériser les capacités de notre système d'allumage laser, nous avons effectué des mesures dans différentes conditions (au sol, en altitude, à froid, etc.) et ainsi déterminer des domaines d'allumage. Ces conditions ont été reproduites en ajustant les paramètres suivants : la température de l'air et du carburant, la pression dans la chambre de combustion et le débit d'air injecté dans cette dernière. Ce dernier est directement lié au régime moteur caractérisé par sa vitesse de rotation. Un faible débit d'air correspond à un moteur fonctionnant au ralenti, en phase de démarrage, tandis qu'un débit d'air élevé correspond à un moteur tournant à grande vitesse. La pression et la température de l'air, quant à elles, sont directement liées à l'altitude de fonctionnement du moteur : plus ces valeurs sont faibles, plus l'altitude est éle-

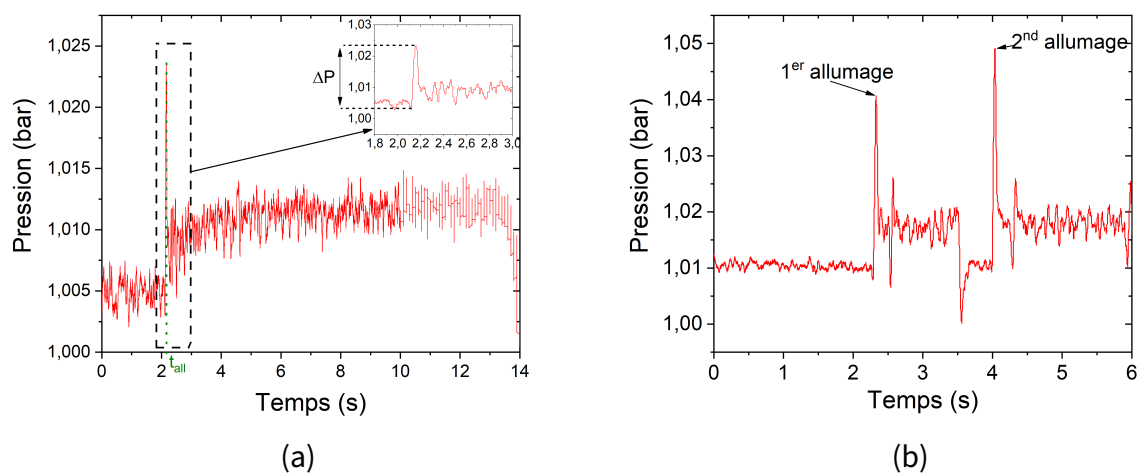


FIGURE 4.7 – Évolution temporelle de la pression en chambre lors d'un allumage réussi à température ambiante et pression atmosphérique (a) et lors d'un allumage multiple (b).

vé. Enfin, la température du carburant permet de simuler l'effet d'un moteur resté à l'arrêt pendant une longue période ou que l'on cherche à redémarrer après une extinction en vol. Ainsi, pour simuler un allumage au sol, l'essai doit être réalisé à faible débit d'air, à pression atmosphérique, et à température ambiante pour l'air et le carburant. Pour un allumage en altitude, il faut imposer une faible pression, une température froide pour l'air et le carburant, et un faible débit d'air. Pour un rallumage en vol, il faut fixer une basse température du carburant (mais pas nécessairement de l'air en raison de l'inertie thermique du moteur encore chaud), une pression réduite et un débit d'air élevé. Nous avons évalué le domaine d'allumage laser de la chambre de combustion pour chacune de ces conditions.

## **4.2 Allumage laser d'une maquette de chambre de combustion d'hélicoptère.**

Lors des campagnes d'essais réalisées sur le banc MERCATO nous avons voulu évaluer l'influence de différents paramètres sur le domaine d'allumage. Afin de démontrer l'intérêt de l'allumage laser, toutes nos mesures de domaine d'allumage ont été comparées avec celles obtenues à l'aide d'une bougie à arc électrique, la technologie de référence pour l'allumage de moteurs aéronautiques. Nous avons effectué les premières mesures à température ambiante. Nous avons tout d'abord mesuré l'influence de l'énergie des impulsions sur la capacité du laser à allumer le brouillard de gouttes de kérosène. Nous avons ensuite réalisé les mêmes expériences en abaissant la température de l'air et du carburant. Pour démontrer l'existence de positions préférentielles des noyaux d'allumage dans la chambre de combustion nous avons également étudié l'impact de la position l'étincelle laser sur le domaine d'allumage. Enfin, nous avons mesuré l'évolution de l'énergie minimum d'allumage (EMA) en fonction de la pression et de la température dans la chambre de combustion. L'objectif de ces mesures était de

déterminer l'EMA laser pour assurer l'allumage d'un moteur ARDIDEN au sol et en condition d'altitude.

**4.2.1 Influence de l'énergie des impulsions sur le domaine d'allumage laser.**

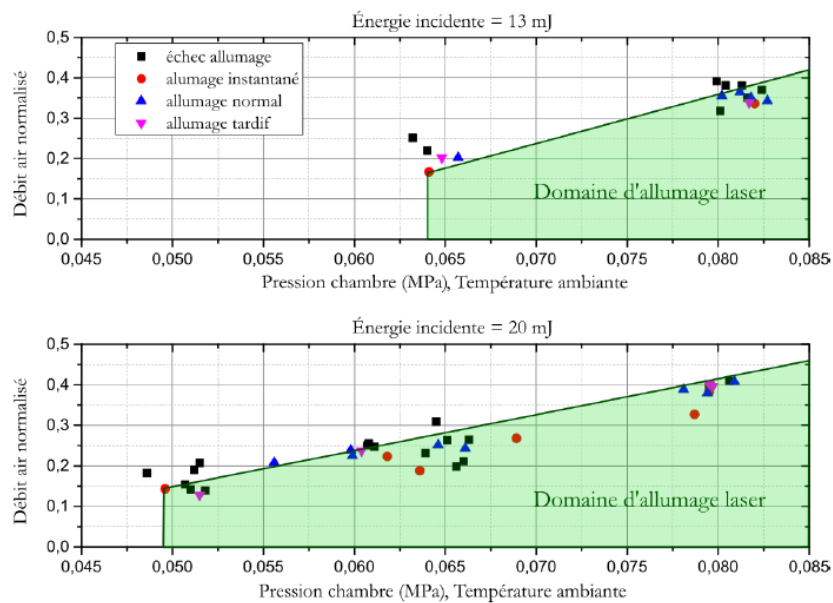


FIGURE 4.8 – Domaine d'allumage obtenu avec le système laser STN [2].

Dans sa thèse, G.Amiard-Hudebine [2] a étudié l'influence de l'énergie des impulsions sur le domaine d'allumage laser. Il a observé un net élargissement de celui-ci lorsque l'énergie des impulsions augmentait de 13 mJ à 20 mJ (figure 4.8). Ses résultats indiquent également que quelle que soit la pression et la température de la chambre de combustion, un allumage laser nécessite que les impulsions délivrées par son système laser doivent à minima avoir une énergie supérieure à 6 mJ. Les caractéristiques de mon système laser étant très similaires à celles utilisé par G.Amiard-Hudebine, son travail (projet ECLAIR) est un point de comparaison intéressant pour souligner l'évolution des performances du laser durant le projet LAMA.

Pour obtenir un point de comparaison avec les mesures du projet ECLAIR, nous avons tout d'abord déterminé l'EMA de la chambre avec notre laser à pression atmosphérique et température ambiante ( $P_a, T_a$ ). Pour rappel, un barillet hélicoïdale permet de déplacer continûment la position de l'étincelle laser en chambre (cf. chapitre 2). Pour cette mesure, une lentille de focale  $f = 48$  mm a été choisie pour positionner l'étincelle dans la chambre à une distance  $Z_{LSP} = 18\%$ . A cette position et dans des conditions similaires à celles rencontrées par G.Amiard-Hudebine, des impulsions ayant une EMA de 3 mJ ont permis d'initier la combustion dans la chambre. Cette EMA est deux fois plus faible par rapport à celle rapportée par G.Amiard-Hudebine. Ce résultat s'explique par la meilleure caractérisation du plasma en amont (cf. chap 1), ainsi que par le soin apporté à l'optimisation de ce dernier. Par ailleurs, il faut mentionner que lors du projet ECLAIR, la lentille initiale de focalisation avait été endommagée durant l'alignement sur le banc MERCATO. Elle avait dû être remplacée à la hâte par une lentille de focale plus grande et de diamètre plus important. Aucun soin particulier n'avait pu être apporté pour optimiser la tâche focale dans la chambre de combustion. Men-

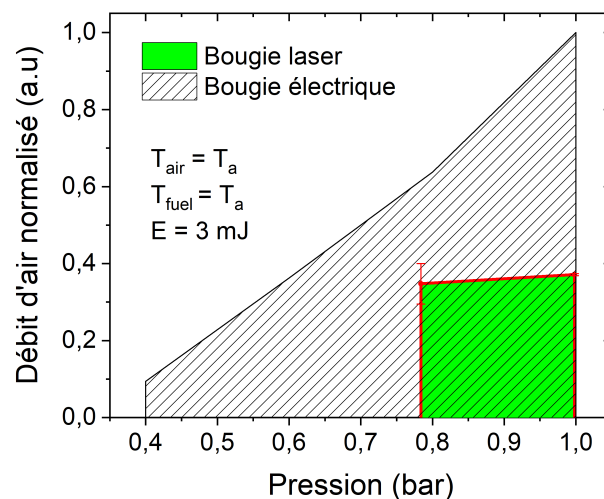


FIGURE 4.9 – Domaine d'allumage du laser à température ambiante, position du plasma fixé à  $Z_{LSP} = 18\%$  et pour une énergie par impulsion de 3 mJ.



tionnons que malgré cela, l'EMA de 6 mJ mesurée était deux fois plus petite que celle obtenue lors de précédents travaux de l'équipe (projet CALAS) [1]. Cette EMA de 3 mJ souligne l'importance de l'optimisation de la tâche focale sur le dimensionnement du système laser. Pour aller plus loin, nous avons également déterminé le domaine d'allumage laser pour des impulsions de 3 mJ et nous l'avons comparé au domaine d'allumage d'une bougie à arc (voir Figure 4.9). Nous observons qu'avec cette énergie, le domaine d'allumage est considérablement réduit. Ceci n'est pas surprenant. À basse pression, il est plus difficile de générer un plasma dans l'air. Nos mesures indiquent qu'à une pression de 0,8 bar la génération d'un plasma dans l'air avec notre système de focalisation nécessite une énergie minimale d'environ 2,5 mJ. Au voisinage de ce seuil, le plasma généré absorbe donc au maximum 0,5 mJ de l'énergie des impulsions, ce qui ne permet pas de générer un noyau de flamme assez chaud pour initier la combustion. Si l'on réduit encore la pression, l'énergie minimale nécessaire à la création du plasma augmente, l'énergie absorbée par ce plasma diminue et le noyau de flamme n'est plus suffisamment chaud pour allumer le brouillard de gouttes issu de l'injecteur de démarrage. Par ailleurs, au fur et à mesure le débit d'air augmente, le noyau de flamme est plus rapidement éloigné des zones riches en kérosène limitant ainsi la probabilité d'allumage.

Pour comparer notre système laser avec celui développé lors du projet ECLAIR [2], nous avons mesuré le domaine d'allumage laser de la chambre de combustion pour des impulsions ayant une énergie de 20 mJ. Ce domaine est représenté sur la figure 4.10. Notons d'abord qu'avec ces impulsions, nous allumons la chambre de combustion à une faible pression (0,4 bar), ce qui n'était pas possible dans le cadre du projet ECLAIR (figure 4.8). Comme l'énergie et la durée des impulsions utilisées sont très similaires, nous associons cette amélioration au soin apporté à l'optimisation de la qualité modale de notre faisceau laser et du plasma généré dans la chambre. Ceci accroît la quantité d'énergie laser absorbée par le plasma et permet de générer des noyaux de flammes plus chauds, plus propices à l'allumage. Notons par ailleurs que le

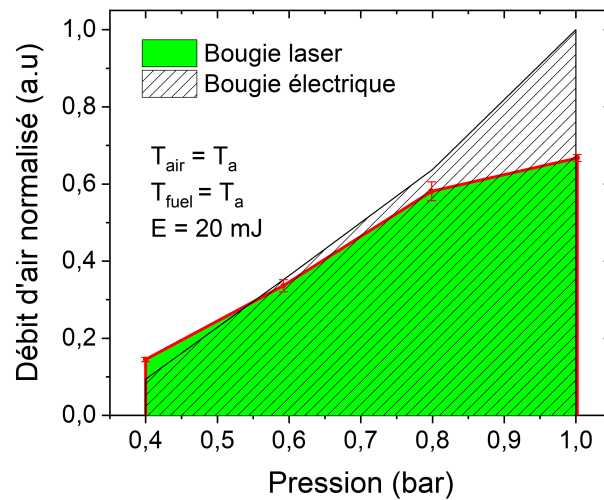


FIGURE 4.10 – Domaine d'allumage laser du trisecteur à température ambiante, position du plasma fixé à  $Z_{LSP} = 18\%$  et pour une énergie par impulsion de 20 mJ.

système laser a une limite d'allumage 30 % supérieure à celle de la bougie électrique lorsque la chambre est à basse pression (0,4 bar). Cela signifie que dans des conditions difficiles, notre système d'allumage laser est plus performant qu'une bougie électrique.

Pour déterminer les limites d'allumage du laser LAMA, nous avons réalisé le domaine d'allumage pour des impulsions les plus énergétiques (environ  $40 \pm 4 \text{ mJ}$ ) délivrées par notre source. Ce domaine d'allumage est présenté en figure 4.11. Sans surprise, les limites d'allumages sont plus élevées qu'avec des impulsions d'énergie égale à 20 mJ. En moyenne, l'augmentation de la limite d'allumage est de l'ordre de 15 % par rapport à celle obtenue avec des impulsions de 20 mJ. Notons que pour des pressions inférieures à 0,8 bar, la limite d'allumage du laser est supérieure ou égale à celle des bougies électriques. À 0,4 bar, la pression la plus critique à laquelle les moteurs d'hélicoptère sont confrontés, la limite d'allumage laser est environ deux fois plus élevée que celle avec une bougie électrique. Les chances d'avoir un allumage réussi avec notre source laser sont donc bien plus importantes qu'avec une bougie à arc. En revanche, à pression atmosphérique, la limite d'allumage du laser est 20 % plus faible

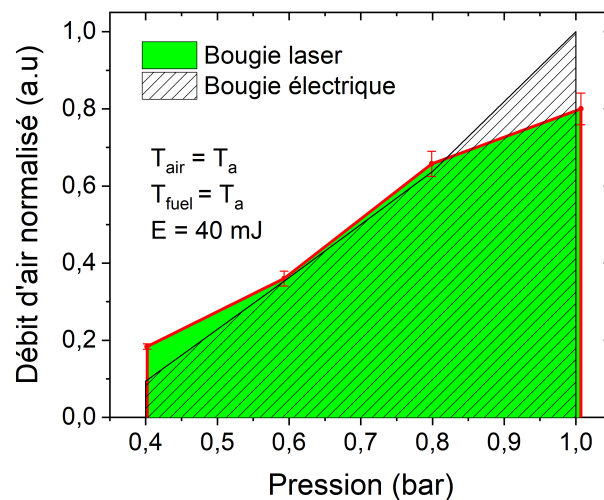


FIGURE 4.11 – Domaine d'allumage laser du trisecteur à température ambiante, position du plasma fixé à  $Z_{LSP} = 18\%$  et pour une énergie par impulsion de 40 mJ.

que celle de la bougie à arc. La plage de temps durant laquelle un allumage peut s'établir est donc plus courte. Ce résultat est à mettre en relief avec le fait que lors d'une procédure de démarrage, le moteur est très souvent allumé bien avant d'avoir atteint ces débits d'air.

Cette étude réalisée à température ambiante indique que les performances du laser avec cette lentille sont légèrement plus faibles que celle d'une bougie électrique à pression atmosphérique et qu'elles sont bien plus élevées à basse pression. Elle souligne que pour étendre le domaine d'allumage, il est important d'optimiser la qualité modale des impulsions et le plasma généré. Nous avons également montré que pour accroître le domaine d'allumage, il est nécessaire de disposer de sources laser délivrant des impulsions de forte énergie. Cependant accroître l'énergie de nos impulsions de 20 mJ à 40 mJ a nécessité un travail important au regard de l'extension du domaine d'allumage de 15 %. Dans le paragraphe suivant, nous allons montrer que des impulsions ayant une énergie de 40 mJ sont indispensables lorsque l'on souhaite allumer une chambre de combustion à basse température.

### 4.2.2 Domaine d'allumage laser dans des conditions de faible température.

Un hélicoptère doit fonctionner à des altitudes élevées (air froid et basse pression) notamment après avoir été stationné plusieurs heures au sommet d'une montagne. Or, dans de telles conditions, l'allumage du moteur constitue un défi car celles-ci sont défavorables à la formation d'un noyau d'allumage.

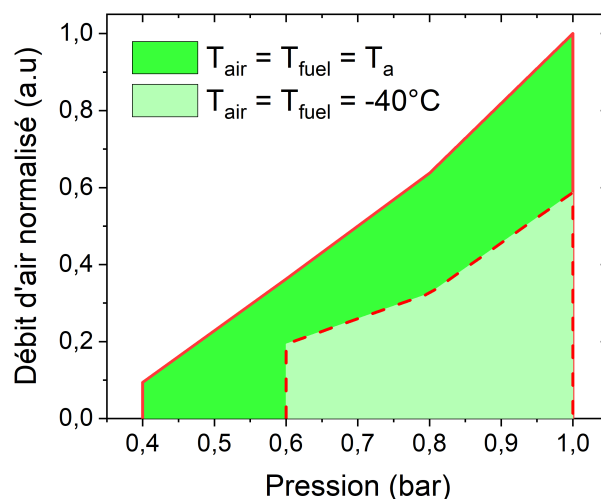


FIGURE 4.12 – Domaine d'allumage du trisecteur avec une bougie électrique.

Ainsi, avec une bougie électrique, il n'est pas possible d'allumer la chambre de combustion d'un moteur ARDIDEN 3G lorsque la pression est égale à 0,4 bar et que la température de l'air et du carburant avoisine les  $-40^{\circ}\text{C}$  (voir figure 4.12). L'allumage du moteur ne pouvant être assuré, une mission dans ces conditions est donc très risquée pour les hélicoptères. Un système laser permettant l'allumage du moteur dans de telles circonstances présenterait un avantage indéniable. Comme nous l'avons précédemment mentionné, le banc MERCATO permet de réaliser des essais sur une chambre de combustion à basse température. Pour faire descendre la température jusqu'à  $T = -40^{\circ}\text{C}$ , nous avons fait circuler de l'air froid dans la

chambre pendant plusieurs heures.

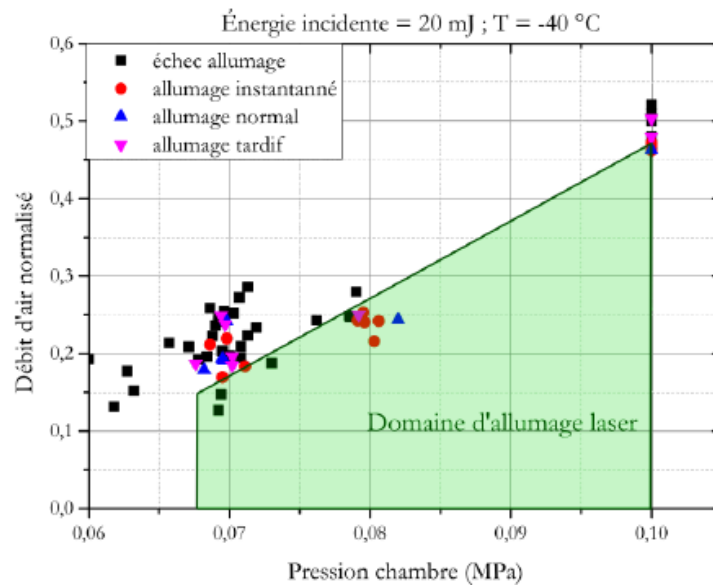


FIGURE 4.13 – Domaine d'allumage laser (système ECLAIR) de la maquette trisecteur, pour une température de l'air de  $T_{air} = -40\text{ °C}$  et une température du carburant  $T_{fuel} = 25\text{ °C}$  [2].

Afin de décorrélérer l'effet de la température d'air de celle du carburant, nous avons tout d'abord choisi de réaliser des essais d'allumage avec une température de l'air avoisinant les  $-40\text{ °C}$  et le kérosène à température ambiante ( $T \sim 25\text{ °C}$ ). Pour réaliser ces essais, nous avons commencé par fixer l'énergie des impulsions à 20 mJ. Des impulsions ayant cette énergie avaient également été utilisées pour effectuer des essais d'allumage dans les mêmes conditions dans le cadre du projet ECLAIR [2]. À cette époque, aucun allumage n'avait pu être obtenu pour une pression inférieure à 0,68 bar (voir la figure 4.13.)

Le résultat de nos mesures est présenté en figure 4.14. En premier lieu, nous notons que notre système laser parvient à allumer une chambre de combustion à une pression de 0,4 bar, avec une température de l'air  $T_{air} = -40\text{ °C}$  et une température du carburant  $T_{fuel} = 25\text{ °C}$ .

Ce résultat était hors de portée dans le cadre du projet ECLAIR. Ceci met encore une fois en évidence l'importance à accorder à l'optimisation du plasma et à la qualité modale du fais-

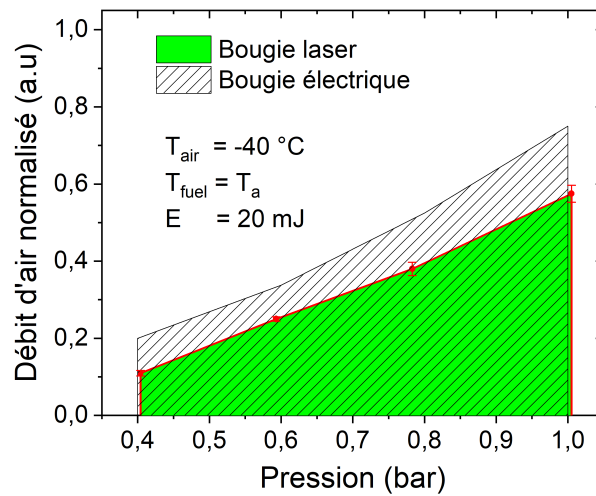


FIGURE 4.14 – Domaine d'allumage laser (système LAMA) de la maquette trisecteur, pour des impulsions de 20 mJ, une température de l'air de  $T_{air} = -40 \text{ °C}$  et une température du carburant  $T_{fuel} = 25 \text{ °C}$ .

ceau. Toutefois, il convient de noter que sur l'intégralité du domaine, la limite d'allumage de notre laser demeure inférieure de 34 % par rapport à la bougie électrique. Ceci indique qu'avec cette énergie et dans ces conditions, ces dernières restent supérieures en matière d'allumage.

Pour étendre le domaine d'allumage de notre laser, nous avons entrepris de nouveaux essais en fixant l'énergie des impulsions à 40 mJ. Les résultats de cette nouvelle étude sont présentés dans la figure 4.15.

En comparant ce résultat à celui obtenu à 20 mJ, une observation marquante est le faible impact de l'augmentation de l'énergie. Bien que l'énergie des impulsions ait été doublée, la limite d'allumage du laser n'a augmenté que d'environ 8 %. Cette amélioration est faible et la limite d'allumage du laser reste inférieure à celle des bougies électriques. Dans ces conditions, l'intérêt d'un système d'allumage laser est peu évident.

Pour compléter cette étude, nous avons étudié le domaine d'allumage laser en fixant la température du kérosène et de l'air à  $-40 \text{ °C}$  tout en maintenant l'énergie des impulsions à

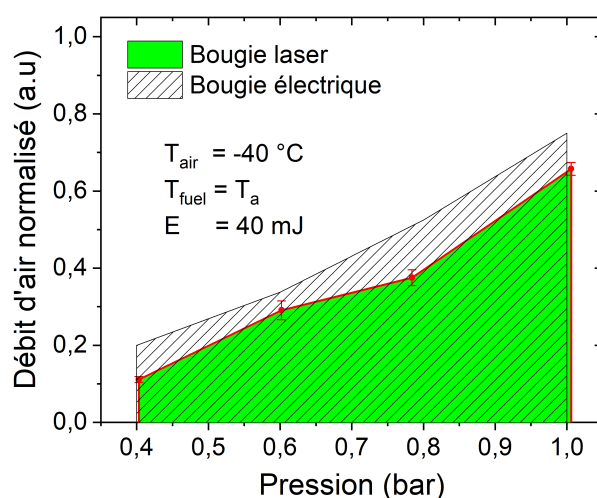


FIGURE 4.15 – Domaine d'allumage laser (système LAMA) de la maquette trisecteur, pour des impulsions de 40 mJ, une température de l'air de  $T_{air} = -40\text{ °C}$  et une température du carburant  $T_{fuel} = 25\text{ °C}$ .

40 mJ. Les résultats sont présentés dans la figure 4.16.

Notons qu'avec notre système, nous allumons la chambre combustion à une pression de 0,4 bar pour une température d'air et de carburant de  $T_{air} = T_{fuel} = -40\text{ °C}$ . En comparant les résultats de cette étude avec la précédente ( $T_{air} = -40\text{ °C}$  et  $T_{fuel} = T_a$ ), on observe que la diminution de la température du kérosène entraîne une réduction moyenne du domaine d'allumage laser de  $\sim 23\%$ , tandis que celle pour la bougie conventionnelle est de  $\sim 54\%$ . Ainsi, l'impact de la température du carburant est moindre dans le cadre de l'allumage laser comparativement à l'allumage par bougie électrique. Il est probable que la diminution de la limite d'allumage soit associée à l'augmentation de la viscosité du kérosène à faible température. Ceci entraîne une atomisation du carburant moins efficace qui affecte moins fortement l'allumage laser car le laser permet de générer un noyau d'allumage dans une région plus favorable, donc moins dépendante de la qualité d'atomisation de l'injecteur de démarrage. Ce résultat significatif démontre l'intérêt des systèmes laser pour élargir le domaine d'allumage d'une chambre de combustion dans des conditions difficiles.

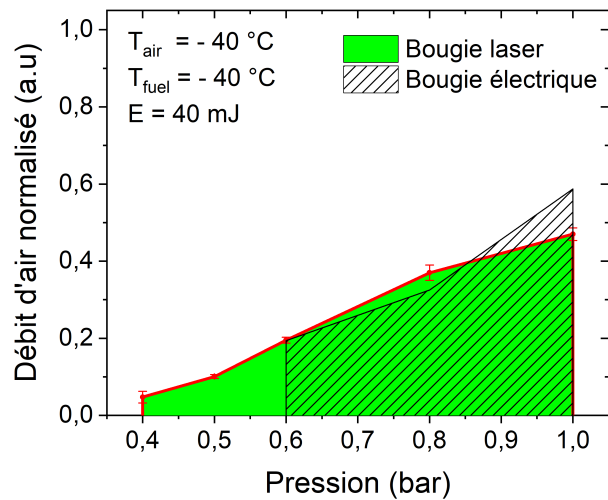


FIGURE 4.16 – Domaine d'allumage laser (système LAMA) de la maquette trisecteur, pour des impulsions de 40 mJ, une température de l'air et du carburant de  $T_{air} = T_{fuel} = -40\text{ °C}$ .

Pour conclure cette section, il faut souligner que le système d'allumage laser apporte des améliorations significatives du domaine d'allumage du trisecteur. Il permet d'effectuer des allumages dans des conditions de basse pression et de basse température, là où les bougies électriques sont inefficaces. Cependant, dans certaines conditions (air froid et carburant à température ambiante), le domaine d'allumage laser est moins étendu qu'avec les bougies électriques. Il est également important de mentionner qu'au cours de certains essais à basse température, le hublot en saphir a montré des signes de pollution. Des dépôts de vapeur de kérosène froid se fixaient sur le hublot, souillant ainsi sa surface et réduisant la capacité des impulsions laser à générer un plasma dans la chambre de combustion. Ce problème n'empêchait pas l'allumage du moteur, mais il entraînait une diminution notable de domaine d'allumage. Néanmoins, il existe des revêtements optiques permettant au kérosène de ne pas adhérer sur le hublot et ainsi de pallier à cet inconvénient.

Pour compléter notre travail sur l'allumage laser, nous avons entrepris deux études complémentaires. La première se concerne l'impact de la position de l'étincelle sur le domaine



d'allumage, tandis que la seconde aborde l'influence de la température et de la pression de la chambre de combustion sur l'énergie minimale nécessaire à l'allumage (EMA).

### **4.2.3 Influence de la position du plasma dans la chambre de combustion sur le domaine d'allumage du laser.**

Pour établir les domaines d'allumage laser mentionnés précédemment, nous avons utilisé une lentille de focale 48 mm. Celle-ci permettait une plus forte focalisation de l'impulsion laser minimisant ainsi le seuil d'allumage laser. Afin de déterminer la position optimale du plasma dans la chambre de combustion, nous avons mesuré le seuil d'allumage laser en fonction de la position du plasma laser dans la chambre. Sans surprise, nous avons constaté que plus nous nous éloignons du bord de la chambre, plus la limite d'allumage est élevée. Cependant, notre capacité à enflammer la chambre de combustion alors que le plasma laser était généré à l'intérieur du spray a suscité notre étonnement. Ceci semblait en désaccord avec les travaux réalisés par G. Tison dans le cadre du projet CALAS [1]. Il avait été noté qu'il était impossible de créer un noyau d'allumage bien à l'intérieur du spray en raison de la diffusion du faisceau laser par les gouttes. Notons néanmoins que les expériences du projet CALAS n'avaient pas été conduites sur la maquette trisecteur (injecteur et chambre de combustion différents), ce qui complique la comparaison. Face à ce constat, nous avons pris la décision de mener une étude visant à mesurer le domaine d'allumage du laser en faisant varier de la position de l'étincelle dans la chambre de combustion. Afin d'avoir une plage d'excursion plus importante dans la chambre de combustion, nous avons opté pour une lentille ayant une focale de 60 mm. Avec cette lentille nous avons pu couvrir des positions d'allumage en chambre allant de  $Z_{LSP} = 0\%$  à  $Z_{LSP} = 41\%$ . En revanche, avec cette lentille, le seuil de claquage est plus élevé (2,5 mJ contre 1,8 mJ à pression ambiante avec la lentille de 48 mm de focale), ce qui signifie que

les plasmas générés absorberont une proportion plus faible de l'énergie des impulsions. Trois positions spécifiques ont été sélectionnées pour mesurer le domaine d'allumage : la première relativement est proche de la paroi ( $Z_{LSP} = 14\%$ ), la deuxième est à l'intérieur du spray de carburant ( $Z_{LSP} = 27\%$ ), et enfin la dernière est au voisinage du centre de la chambre de combustion ( $Z_{LSP} = 41\%$ ). Cette dernière zone est celle dans laquelle le noyau de flamme est censé se développer le plus facilement [5]. Les résultats des domaines d'allumage sont présentés dans la figure 4.17.

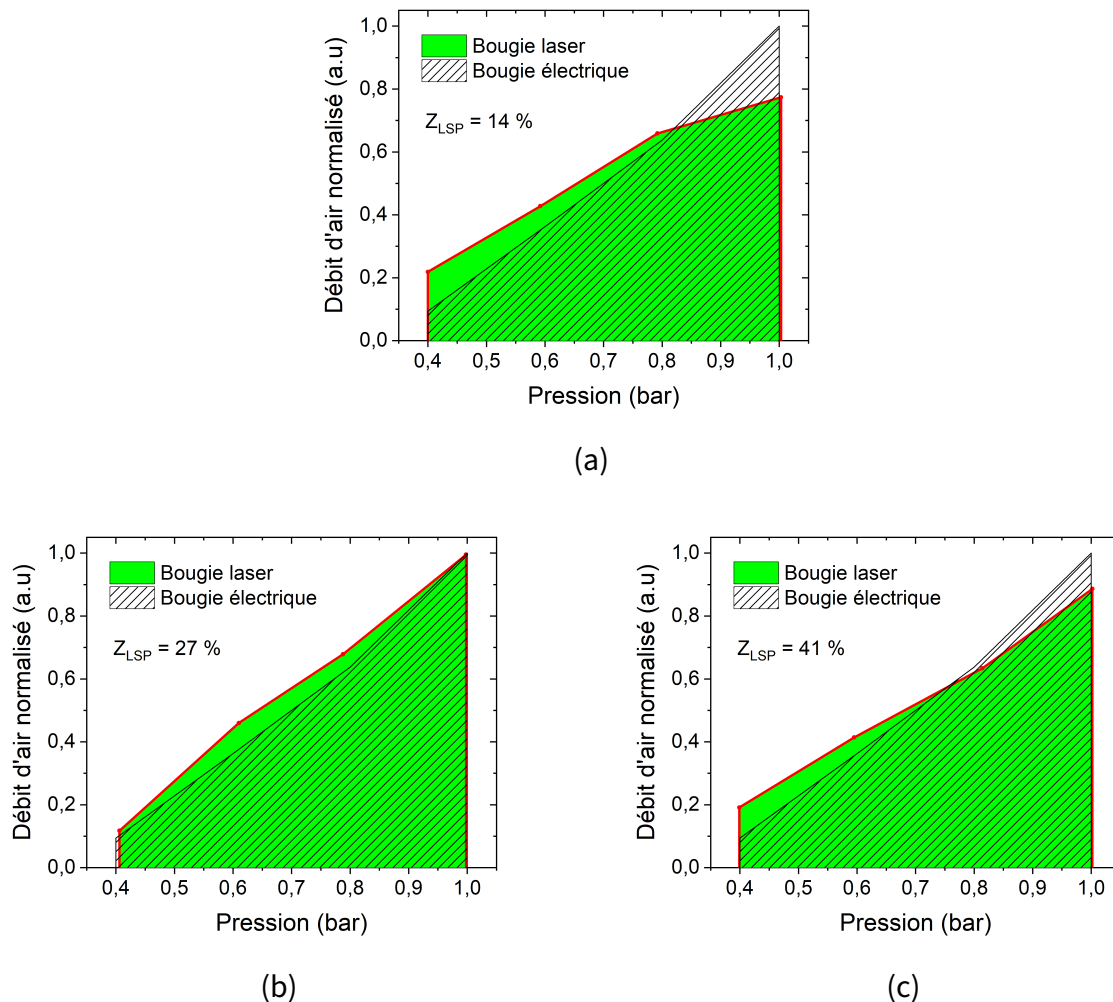


FIGURE 4.17 – Domaines d'allumage laser du trisecteur à température ambiante, avec une énergie par impulsion  $E = 40$  mJ et pour différentes positions du plasma.

Un résultat notable est l'impact indéniable de la position de l'étincelle dans la chambre de combustion sur le domaine d'allumage. En comparant les trois domaines d'allumage, nous observons une nette différence, notamment lorsque la chambre est à pression atmosphérique. Dans ces conditions, la position  $Z_{LSP} = 27\%$  entraîne une augmentation de la limite d'allumage de 10 à 20% par rapport aux deux autres positions. À cette position et pour des impulsions ayant une énergie de 40 mJ, le domaine d'allumage laser est en tout point comparable à celui obtenu avec une bougie classique. Ce résultat diffère avec les essais réalisés avec une lentille de 48 mm de focale (voir figure 4.11). Une explication de ce phénomène sera proposée dans le prochain chapitre.

Notons également que lorsque la chambre est soumise à une pression de 0,4 bar et pour les positions  $Z_{LSP} = 14\%$  ou  $Z_{LSP} = 41\%$ , la limite d'allumage est notablement supérieure à celle obtenue pour  $Z_{LSP} = 27\%$ . Ceci souligne que la position idéale pour l'étincelle laser dépend des conditions de fonctionnement de la chambre de combustion.

Cela confirme qu'en optimisant l'énergie et la focalisation des impulsions, notre système d'allumage laser est une alternative crédible à la technologie traditionnelle des bougies à arc.

#### **4.2.4 Étude du minimum d'énergie nécessaire à l'allumage.**

L'étude du seuil d'énergie minimum nécessaire à l'allumage laser revêt une importance capitale dans le développement d'une source laser compacte adaptée à l'allumage d'un moteur aéronautique notamment parce que pour une durée d'impulsion fixée, la compacité augmente lorsque l'énergie des impulsions diminue. Nous avons démontré précédemment que des impulsions ayant une durée de 1 ns et une énergie de 3 mJ permettaient d'allumer une chambre de combustion à température ambiante pour des pressions comprises entre 0,8 et 1,0 bar (voir figure 4.9). Nous avons également souligné qu'à plus faible pression, cette éner-

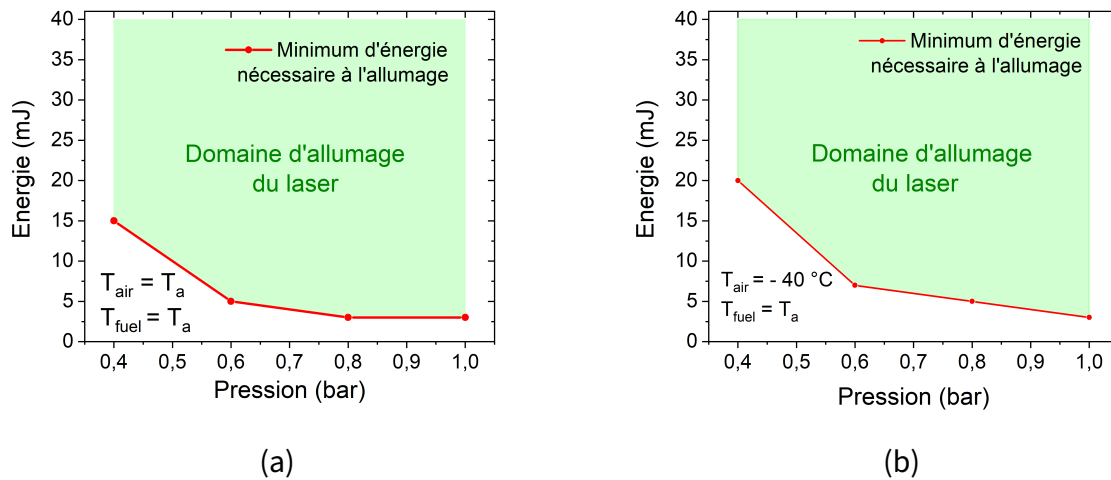


FIGURE 4.18 – Évolution du minimum d'énergie nécessaire à l'allumage en fonction de la pression dans la chambre de combustion et de la température. La lentille utilisée a une focale de 48 mm et la position du plasma est  $Z_{LSP} = 18\%$ . Cette EMA a été définie pour un débit d'air de 10%.

gie des impulsions n'est plus suffisante. Pour déterminer l'énergie optimale des impulsions laser, nous avons mené une étude de l'EMA en fonction de la pression et de la température dans la chambre de combustion. Pour cela à chaque pression en chambre, nous avons graduellement et à partir de 3 mJ (proche du seuil de claquage) augmenté l'énergie et enregistré l'énergie pour laquelle nous allumons la chambre de combustion. Lors de ces essais, le débit d'air a été maintenu à un niveau relativement bas, aux alentours de  $\approx 10\%$  de sa valeur maximale. Cette approche assure une forte richesse en carburant et facilite l'allumage de la chambre.

Les résultats de l'étude sur l'EMA en fonction des conditions au sein de la chambre de combustion sont présentés dans la figure 4.18. Sur la figure 4.18 (a), nous observons que l'EMA augmente à mesure que la pression dans la chambre de combustion diminue. Pour une pression de 0,4 bar, l'EMA est de 15 mJ, elle diminue rapidement à 5 mJ pour une pression de 0,6 bar et tend vers 3 mJ pour des pressions supérieures à 0,8 bar. Pour garantir un allumage laser à toute les pressions de fonctionnement de la chambre et à température ambiante, l'énergie

des impulsions doit donc être a minima de 15 mJ.

Nous avons réalisé la même étude avec de l'air à  $-40\text{ °C}$ . Un comportement similaire a été observé. L'EMA augmente à mesure que la pression diminue. Pour une pression de 0,4 bar, l'EMA est de 20 mJ. Nous notons également que l'EMA augmente lorsque la température diminue. Par exemple à 0,4 bar, elle est de 15 mJ à température ambiante et croit à 20 mJ à  $-40\text{ °C}$ . Sans surprise, ceci indique qu'il est plus difficile de créer et d'entretenir un noyau d'allumage avec de l'air froid.

En conclusion, cette étude démontre que pour allumer une chambre de combustion à une température de  $-40\text{ °C}$  et une pression de 0,4 bar, l'énergie minimale requise pour les impulsions laser est d'au moins 20 mJ. Même si nous n'avons pas eu le temps pour mesurer l'EMA dans notre chambre de combustion avec une température de  $T_{air} = T_{fuel} = -40\text{ °C}$ , nous avons précédemment constaté que des impulsions ayant une énergie de 20 mJ ne suffisaient pas pour enflammer la chambre de combustion à une pression de 0,4 bar. L'EMA se situe entre 20 et 40 mJ. Cette plage d'énergie est en bon accord avec l'EMA de 35 mJ estimée en utilisant le critère de Ballal et Lefevre [50].

Tout au long de ce chapitre, nous avons présenté le matériel et la méthodologie de caractérisation utilisés pour caractériser l'allumeur laser. Nous avons notamment mobilisé une grande partie des outils du banc d'essais MERCATO de l'ONERA, disposant d'une maquette de chambre de combustion. Ce banc reproduit les différentes conditions de vol (pression de l'air, température de l'air et du carburant) et les différents régimes d'un moteur. Grâce à lui, nous avons pu mettre à l'épreuve notre système d'allumage laser et tester sa capacité à allumer une chambre de combustion dans des conditions d'altitudes. La comparaison des capacités de notre système laser avec celles d'une bougie à arc électrique, indique qu'à température ambiante et à basse pression notre allumeur laser est plus performant. Cependant, sa capacité d'allumage reste légèrement plus faible lorsque l'air et le carburant sont respectivement à

$T_{air} = -40$  °C et température ambiante. Nous avons également démontré que, comparative-ment à une bougie conventionnelle, notre allumeur laser permet d'étendre substantiellement vers les basses pressions le domaine d'allumage d'une chambre de combustion à basse température  $T_{air} = T_{fuel} = -40$  °C. En effet, il réussit des allumages à 0,4 bar. Notre système d'allumage laser apporte donc de réelles améliorations en termes de domaine d'allumage. En parallèle de ces études, nous avons également démontré l'intérêt d'un choix judicieux de la position d'allumage laser dans la chambre de combustion. Nous avons notamment souligné que ce paramètre de réglage, propre aux bougies laser, permet d'étendre le domaine d'allumage. Nous reviendrons plus en détails sur ce point dans le chapitre suivant. Enfin, concernant l'énergie minimale d'allumage (EMA), nous avons démontré que compte tenu des caractéristiques de nos impulsions (durée, qualité modale, longueur d'onde), leur énergie doit être supérieure à 20 mJ pour allumer la chambre de combustion trisecteur ARDIDEN dans la condition la plus critique ( $T_{air} = T_{fuel} = -40$  °C et  $P = 0,4$  bar).

Comme nous l'avons déjà mentionné à plusieurs reprises, l'un des avantages de l'allumage laser est qu'il permet de générer un noyau de flamme à des positions inaccessibles à une bougie conventionnelle. Ceci permettra à terme, une simplification de l'architecture des chambres de combustion. En effet, l'alimentation en carburant de ces dernières se fait par le biais de trois injecteurs différents. Avec les systèmes d'allumage actuels, il est nécessaire tout d'abord de créer un noyau d'allumage en proche paroi dans le spray issu de l'injecteur de démarrage, puis de le déplacer à l'aide d'un injecteur relais vers les injecteurs principaux. Cela nécessite l'utilisation de plusieurs types d'injecteurs associés à des lignes de carburant dédiées à l'allumage. Avec notre système laser, nous avons rapidement essayé sur le banc MERCATO d'allumer directement un injecteur principal sans utiliser l'injecteur de démarrage et l'injecteur relais. Ces essais réalisés à pression atmosphérique et température ambiante ont été couronnés de succès. Afin d'envisager une simplification de l'architecture des moteurs

d'hélicoptère, il paraît donc intéressant de poursuivre et étendre cette étude. Ceci nécessiterait d'optimiser la position de l'introduction du faisceau laser dans la chambre (elle est actuellement dédiée à l'allumage de l'injecteur de démarrage), ainsi que celle de l'étincelle. Mais avant cela, nous souhaitons démontrer que notre système laser pouvait être installé et faire démarrer un moteur d'hélicoptère complet. Pour cela, nous avons réalisé une étude d'allumage laser sur un moteur ARDIDEN 3G sur l'un des bancs moteur de Safran Helicopter Engine à Bordes. C'est l'objet du chapitre suivant.





# Allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G de la société SAFRAN Helicopter Engine et étude de l'influence de la position de l'étincelle laser sur l'allumage.

---

## Sommaire

---

<b>5.1 Étude de l'allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G . . . . .</b>	<b>133</b>
5.1.1 Présentation d'un moteur ARDIDEN 3G de SAFRAN Helicopter Engine. . . . .	133
5.1.2 Installation sur moteur ARDIDEN 3G. . . . .	135
5.1.3 Résultats des premiers allumages laser d'un turboréacteur commercial	140
<b>5.2 Impact de la position de l'étincelle laser sur l'allumage de la chambre de combustion MERCATO. . . . .</b>	<b>144</b>
5.2.1 Montage expérimental . . . . .	144
5.2.2 Influence de la position de l'étincelle laser sur sa limite d'allumage .	147
5.2.3 Caractérisation de l'angle d'ouverture du spray de carburant . . . .	149
5.2.4 Caractérisation du spray de carburant . . . . .	153
5.2.5 Interaction laser-spray . . . . .	160

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté une étude d'allumage de la bougie laser sur le banc MERCATO. Cette étude nous a permis de mettre en évidence la supériorité de notre système d'allumage en comparaison avec une bougie à arc conventionnelle, en particulier dans des conditions de basses températures et de faibles pressions. Cependant, même si la maquette trisecteur est représentative d'une chambre de combustion d'un moteur ARDIDEN de la société Safran HE, nous avons eu la chance de pouvoir réaliser une campagne d'essais d'allumage sur un moteur d'hélicoptère complet. Ce chapitre débute par une brève introduction du moteur ARDIDEN, suivi des résultats de notre campagne d'essais d'allumage obtenus sur ce moteur à température ambiante et pression atmosphérique. Cette campagne de mesures a permis de souligner que dans ces conditions de température et de pression, une position particulière de l'étincelle laser est plus favorable. Afin de mieux cerner l'origine de ce phénomène, déjà observé sur le banc MERCATO, nous avons réalisé une étude plus approfondie sur l'impact du spray de kérosène sur la diffusion du faisceau laser au cours de sa propagation dans la chambre de combustion. Cette étude sera détaillée dans la seconde partie de ce chapitre.

## 5.1 Étude de l'allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G

### 5.1.1 Présentation d'un moteur ARDIDEN 3G de SAFRAN Helicopter Engine.

Dans l'état de l'art, nous avons fait mention de systèmes d'allumage laser mis en œuvre pour l'allumage de moteurs à explosion de voitures [39]. À notre connaissance, aucune étude n'a été répertoriée en ce qui concerne l'allumage laser pour des moteurs d'hélicoptères. Les travaux existants se limitent à l'allumage laser de maquettes de chambres de combustion plus ou moins représentative d'un foyer aéronautique. [1, 2, 48, 75]. Ces maquettes permettent de conduire des expériences afin d'évaluer l'impact de divers paramètres (pression, température, richesse, etc.) sur le processus de combustion. Ces mesures sont généralement réalisées en régime stabilisé lorsque le mélange atteint une configuration spécifique. Cependant, lors d'une procédure de démarrage, le régime moteur n'est pas établi et le mélange kérosène/air n'a pas atteint son état stationnaire. Il s'agit d'une configuration impossible à reproduire en laboratoire. Par ailleurs, les essais d'allumage laser sur un moteur permettent de vérifier le bon transfert de flamme de l'injecteur de démarrage vers les injecteurs relais et principaux puis sa propagation à l'ensemble de la chambre de combustion. L'intérêt de réaliser des tests d'allumage laser sur un moteur ARDIDEN 3G, monté sur un banc d'essai de SAFRAN Helicopter Engine, est donc particulièrement élevé. Ce type de turboréacteurs ayant un fonctionnement très différent des moteurs à combustion interne de type automobile, nous débuterons ce chapitre en fournissant une explication simplifiée de son fonctionnement.

La figure 5.1 représente une vue en coupe d'un turboréacteur d'hélicoptère possédant une chambre de combustion à flux inversé pour une plus grande compacité du moteur. Le fonctionnement de cet appareil s'articule comme suit : de l'air est aspiré et comprimé à travers plu-

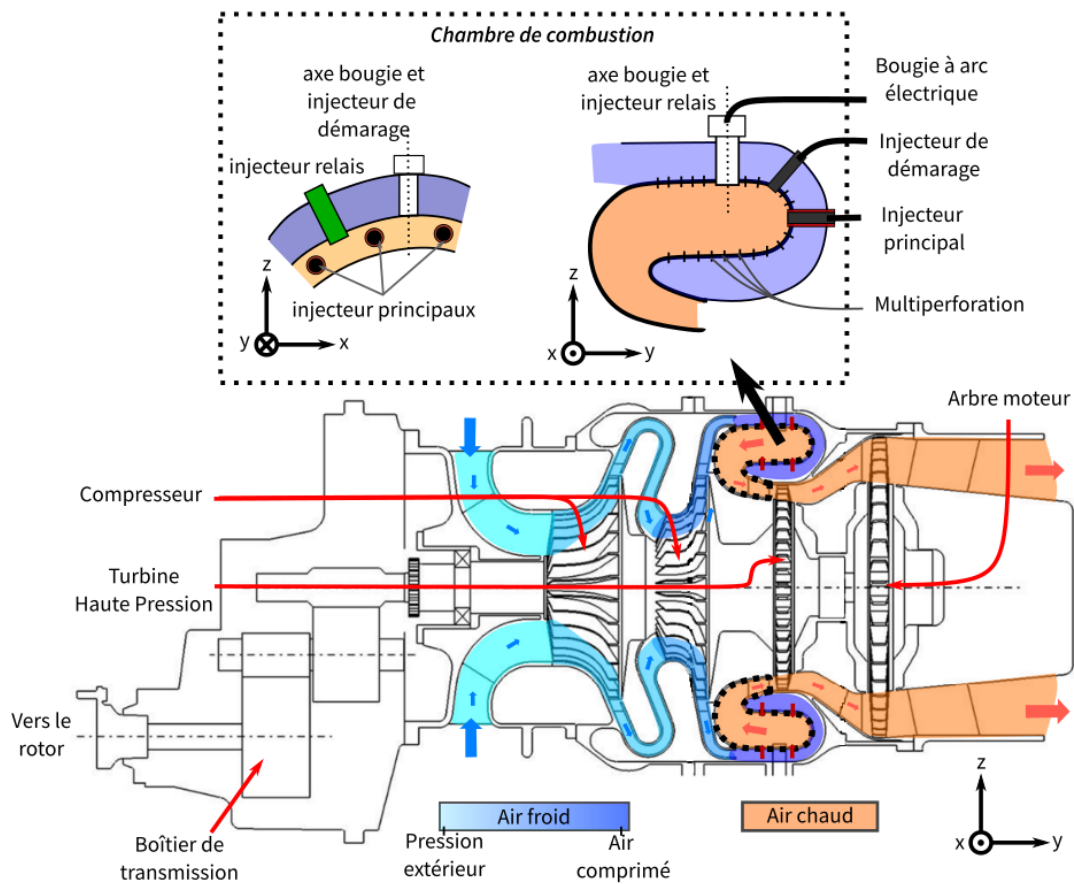


FIGURE 5.1 – Schéma d'un turboréacteur d'hélicoptère [3].

sièrs étages de compression puis il est dirigé vers la chambre de combustion où il est injecté par le biais de tourbillonneurs ("swirler" en anglais) et de trous de dilution. Ces derniers permettent de refroidir la paroi de la chambre de combustion afin de garantir sa survie aux fortes chaleurs. Dans la chambre de combustion, l'air se mélange avec le carburant pour y être enflammé. L'énergie dégagée par la combustion met en mouvement la turbine haute pression, et donc l'arbre moteur reliant la turbine et le compresseur, ainsi que le rotor de l'hélicoptère grâce à un étage de transmission. Pour que la combustion se fasse de manière homogène dans la chambre de combustion, plusieurs injecteurs principaux sont installés de façon annulaire tout autour de la chambre de combustion. Or, ceux-ci sont difficiles à allumer avec les bougies électriques. Ainsi, au moment de l'allumage de la chambre de combustion, on commence par

allumer un injecteur de démarrage, qui va lui-même allumer un injecteur relais afin de propager la flamme vers les injecteurs principaux.

Contrairement à un moteur à combustion interne de type automobile où la combustion est cyclique, dans un turboréacteur, la combustion est maintenue de manière continue. Pour initier cette combustion, un démarreur met en rotation les étages de compression, permettant ainsi d'introduire progressivement de l'air dans la chambre de combustion pour le mélanger au carburant. Il est crucial que le système d'allumage soit capable d'enflammer le mélange air-kérosène suffisamment rapidement, afin que l'énergie produite dans la chambre de combustion transmette suffisamment d'énergie à la turbine pour prendre le relais du démarreur et assurer la rotation du moteur. Ce dernier ne peut en effet pas dépasser une certaine vitesse de rotation et il ne peut fonctionner que pendant une durée limitée. Par ailleurs, il est important de noter que plus l'allumage du moteur est lent, plus les conditions dans la chambre deviennent défavorables à l'allumage. En effet, si le régime moteur est trop élevé, la vitesse de l'air est trop importante pour stabiliser la combustion. C'est d'ailleurs l'un des arguments en faveur de l'allumage laser. La cadence de répétition de ce type d'allumeur, variant de 100 Hz à 1 kHz, est bien plus élevée que celle des bougies conventionnelles (quelques Hz). Ceci permet théoriquement d'initier plus rapidement l'allumage du mélange. Pour évaluer les capacités de notre laser à allumer un moteur d'hélicoptère, nous avons réalisé une campagne d'allumage sur un banc d'essai moteur de la société SAFRAN HE. La section suivante décrit l'installation expérimentale et le déroulement d'un essai.

### **5.1.2 Installation sur moteur ARDIDEN 3G.**

Avant de démarrer les essais d'allumage sur le banc 45 de Safran HE à Bordes, nous avons dû remplir plusieurs conditions. Premièrement, nous nous sommes assuré que la tête de fo-

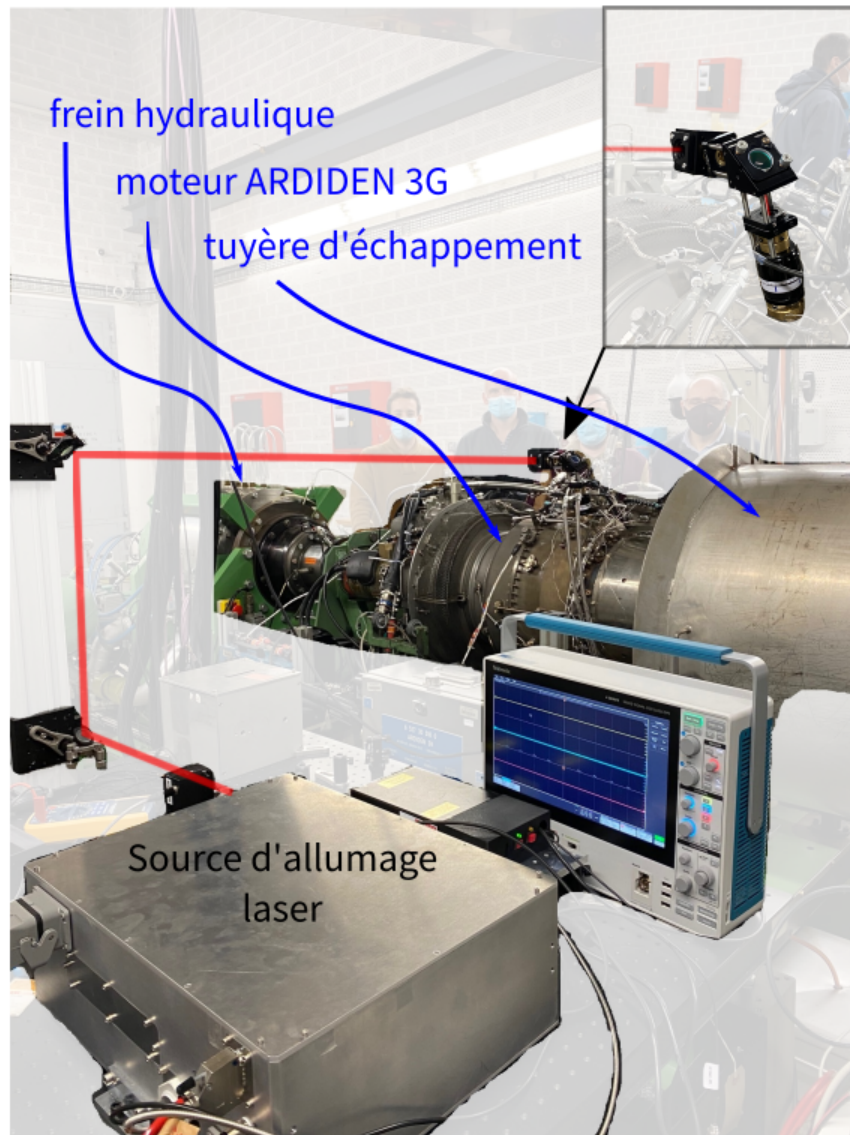


FIGURE 5.2 – Photo du montage expérimental des essais d'allumage d'un moteur ARDIDEN 3G.

calisation, conçue pour le banc MERCATO, puisse être facilement installée sur le moteur sans induire de perte de charges. Pour ce faire, nous avons auparavant vérifié que la fenêtre saphir supportait des surpressions de 10 bar. Deuxièmement, nous avons mis en place un contrôle à distance du système laser installé dans la cellule d'essais qui, pour des raisons de sécurité, est inaccessible pendant les essais. Troisièmement, pour optimiser le temps limité (4 jours) pendant lequel nous avons accès au banc moteur, nous avons préparé en amont un plan d'ex-

périence. Ce plan visait plus particulièrement à étudier l'énergie minimale d'allumage (EMA), la position optimale de l'étincelle dans la chambre et le fonctionnement du laser en mode allumage à froid du moteur en auto-rotation (moteur en train de décélérer).

Une photographie du montage expérimental mis en place sur les bancs moteurs Safran est présentée sur la figure 5.2. En arrière-plan, on peut voir le moteur ARDIDEN 3G employé pour les expériences, accompagné du système de frein hydraulique conçu pour ralentir le moteur, ainsi qu'une tuyère destinée à l'évacuation des gaz d'échappement. La particularité de ce banc d'essai est qu'il est habituellement utilisé pour s'assurer de la conformité des moteurs avant leur livraison. En conséquence, il est spécialement aménagé pour accueillir un moteur complet, lequel est équipé d'instruments de mesure en vue de valider ses performances.

Plusieurs capteurs permettent de mesurer l'évolution de la température en différents points ainsi que la vitesse de rotation du moteur. Le succès d'un allumage peut être très facilement vérifié, en enregistrant l'évolution de variation de la température dans la chambre de combustion au cours du temps. Cette mesure de la température permet également d'évaluer le temps qu'il faut à notre système laser pour allumer le moteur.

Au premier plan de la figure 5.2, on peut voir notre système laser. Un obturateur mécanique placé à la sortie de notre laser et commandé à distance permet de contrôler l'envoi des impulsions laser vers la chambre de combustion. L'ouverture de cet obturateur est synchronisée avec la procédure de démarrage du moteur. Les impulsions laser sont réfléchies par plusieurs miroirs de transport puis envoyées vers la tête de focalisation. À la sortie de la tête de focalisation et à une position prédéfinie dans la chambre de combustion, elles génèrent une étincelle laser. Pour des raisons de confidentialité, la position de l'étincelle  $Z_{LSP}$  est normalisée en fonction de la hauteur de la chambre de combustion (voir la figure 5.3). Comme nous l'avons déjà mentionné, nous avons le loisir de changer la focale de la lentille placée sur notre tête de focalisation. Pour nos essais, nous avons utilisé une lentille ayant une focale de 60 mm.

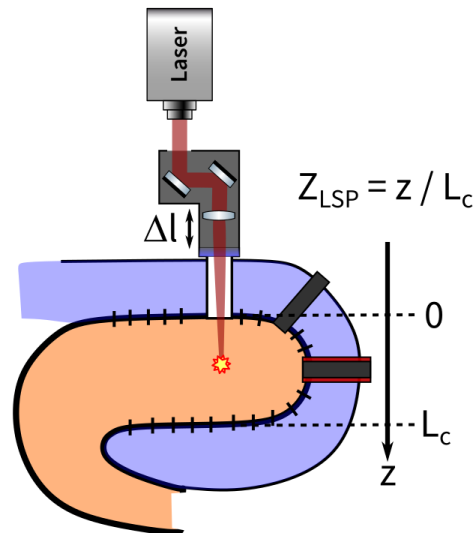


FIGURE 5.3 – Schéma du montage des essais d'allumage.

Elle permet de faire varier la position de l'étincelle  $Z_{LSP}$  de 0 à 41 %.

Lors de la campagne, nous avons réalisé deux types d'essais. La première série d'essais permet d'une part de démontrer la capacité de notre bougie laser à allumer un moteur d'hélicoptère et d'autre part de déterminer l'évolution de l'énergie minimale d'allumage (EMA) des impulsions laser en fonction de la position de l'étincelle dans la chambre. La deuxième série d'essais vise à démontrer la capacité de notre bougie laser à effectuer un allumage du moteur lorsqu'il est en auto-rotation à froid. L'intérêt de ce genre d'essai est de montrer qu'en cas d'échec d'allumage du moteur lors de sa phase d'accélération par le démarreur, il est possible de réussir à l'allumer pendant sa phase de décélération.

Le protocole expérimental mis en place pour réaliser le premier type d'essais est celui utilisé avec les bougies classiques. Il est schématisé sur la figure 5.4 (chemin noir). Le démarreur lance la rotation du moteur, simultanément le carburant commence à être injecté dans la chambre de combustion et le système d'allumage est activé. Pour chaque essai, à une position donnée, l'EMA des impulsions laser est déterminée par dichotomie avec des pas de l'ordre de 5 mJ. L'énergie des impulsions varie de 3 à 20 mJ et l'ordre des pas est choisi de manière à mi-





## **Chapitre 5. Allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G de la société SAFRAN Helicopter 140 Engine et étude de l'influence de la position de l'étincelle laser sur l'allumage.**

teur laser est bloqué et le moteur est freiné puis ramené au repos. En revanche, si le moteur démarre successivement lors de trois essais dans cette configuration (énergie des impulsions, position de l'étincelle), alors celui-ci est considérée comme un succès.

En ce qui concerne les essais d'allumage en auto-rotation à froid, le protocole consiste tout d'abord à attendre que le démarreur atteigne sa vitesse maximale puis à le stopper. Lors de la phase de décélération du moteur, l'allumage laser est alors activé. On appelle aussi ces essais des allumages de "seconde chance". Si notre laser est capable d'allumer rapidement le moteur dans une configuration seconde chance, alors il sera très probablement capable de rallumer une chambre de combustion chaude qui vient de s'éteindre, ce qui est un gage de sécurité. Ce protocole est représenté par le tracé rouge dans la figure 5.4. Ces essais furent réalisés sur un temps très limité à la toute fin de notre campagne de mesures chez Safran. Deux essais concluants ont permis de valider un couple énergie/position. Les résultats des deux types d'essais sont présentés dans la section suivante.

### **5.1.3 Résultats des premiers allumages laser d'un turboréacteur commercial**

L'un des résultats les plus remarquables de notre campagne, constituant une première mondiale dans ce domaine, est notre capacité à allumer un moteur d'hélicoptère, à température ambiante et pression atmosphérique, au moyen de notre bougie laser. Les essais s'étant déroulés en hiver, la température de l'air en entrée de chambre de combustion était comprise entre 0 et 5 °C. Il est important de souligner que la mise en place de notre source laser sur le banc d'essais moteurs a été effectuée rapidement ( $\sim 2$  h), et que, par ailleurs, tout au long de la campagne, aucun réalignement optique n'a été nécessaire. Ceci souligne la fiabilité et la robustesse de notre système d'allumage et de la tête de focalisation.

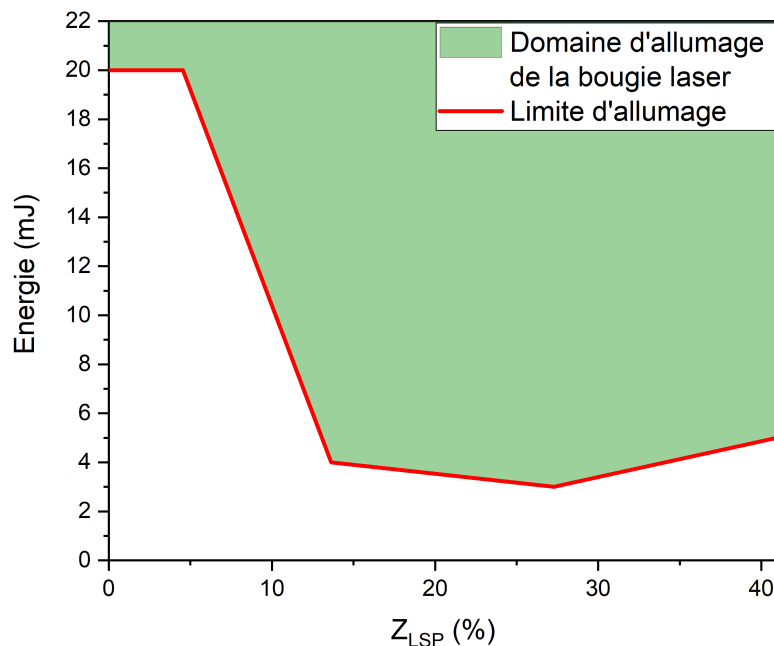


FIGURE 5.5 – Évolution de l'énergie nécessaire à l'allumage d'un turboréacteur ARDIDEN 3G en fonction de la position de l'étincelle dans la chambre de combustion.

Les résultats de l'étude de l'impact de la position de l'étincelle sur l'allumage laser sont présentés figure 5.5. Elle illustre l'évolution de l'EMA en fonction de la position de l'étincelle dans la chambre de combustion ( $Z_{LSP}$ ). Le but de cette étude est de déterminer l'existence éventuelle d'une position optimale de l'étincelle laser dans la chambre.

La figure 5.5, montre qu'à la position  $Z_{LSP} = 27\%$ , l'EMA est de seulement 3 mJ. Cette valeur de l'EMA est environ un ordre de grandeur plus faible que les meilleures performances reportées dans la littérature par Gebel et al. [75], et deux fois plus faible que celle obtenue lors du projet ECLAIR sur la maquette tri-secteur [2]. Dans le cas de G.C.Gebel, la géométrie de la chambre de combustion étant très différente, la comparaison est difficile. Cependant, les conditions d'écoulements étant plus favorables (vitesse de l'air plus faible), l'allumage laser devrait être facilité. Dans le cas de G.Amiard-Hudebine [2], les essais ont été réalisés sur la ma-

## **Chapitre 5. Allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G de la société SAFRAN Helicopter 142 Engine et étude de l'influence de la position de l'étincelle laser sur l'allumage.**

quette trisecteur du banc MERCATO qui est représentative d'une chambre de combustion d'un moteur ARDIDEN. La comparaison avec ses résultats est donc pertinente. Par ailleurs, il faut noter que dans nos conditions expérimentales, l'énergie minimale pour générer un plasma dans l'air est de 1,8 mJ. Cela signifie que si le plasma est à la bonne position, il n'a pas besoin d'absorber beaucoup d'énergie laser pour être en capacité d'allumer le mélange air-kérosène.

Pour un plasma laser produit à proximité de la paroi de la chambre de combustion ( $Z_{LSP} < 10\%$ ), l'allumage laser nécessite des impulsions beaucoup plus énergétiques. En effet, proche de la paroi, peu de gouttes de kérosène sont présentes. Elles sont repoussées de la paroi par le flux d'air passant au travers des trous de dilution de la chambre de combustion. Le mélange à allumer est donc pauvre et sa probabilité d'allumage est plus faible. Les plasmas générés par une bougie classique fixée sur le carter du moteur étant proches de la paroi, nous comprenons alors pourquoi le domaine d'allumage des bougies conventionnelles est plus limité en dépit de l'énergie apportée dans l'écoulement.

Lors de cette campagne, nous avons également enregistré la vitesse d'allumage laser du moteur sur un nombre limité d'essais. Nous présentons ici les premières observations. Dans le cadre des essais conventionnels (configurations en chemin noir, voir la figure 5.4), l'allumage laser est instantané. Il survient dès que la chambre de combustion est alimentée en carburant. Lors des essais d'allumage de seconde chance, plus l'énergie des impulsions augmente, plus le moteur s'allume rapidement. À 15 mJ, l'allumage est immédiat, tandis qu'à 10 mJ, un délai de 2 à 3 s est nécessaire, et à 5 mJ, il faut attendre entre 12 et 13 s. Ainsi, pour un moteur en phase de décélération, il faut beaucoup d'énergie au départ de celle-ci (vitesse d'air élevée) et nettement moins à la fin (vitesse d'air faible). L'allumage laser est donc plus rapide dans le cas classique, puisqu'il est immédiat alors que pour la bougie il faut plusieurs secondes. Il est aussi rapide dans le cas d'un allumage seconde chance puisque, comme pour la bougie, il est immédiat (si l'énergie des impulsions est d'au moins 15 mJ). Cette différence pourrait

s'expliquer par le fait que notre laser fonctionne à une cadence de répétition de 100 Hz, tandis qu'une bougie classique n'opère qu'à quelques hertz seulement. Étant donné que l'allumage est un phénomène stochastique et que le nombre d'étincelles laser est considérablement plus élevé, le temps nécessaire pour que l'allumage se produise s'en trouve réduit de manière significative.

Lors des essais d'allumage de seconde chance, nous notons que si l'étincelle laser se trouve dans une position entre  $Z_{LSP} = 10\%$  et  $Z_{LSP} = 41\%$ , alors 4 mJ suffisent à rallumer le moteur. Même si nos essais n'ont été réalisés que sur la plage de vitesse de rotation accessible au démarreur (de 0 à 15 % de la vitesse nominale du moteur), ils indiquent que si un moteur s'est arrêté et qu'il ralentit jusqu'à atteindre cette plage de vitesse, alors notre système laser sera capable de le redémarrer instantanément, surtout que, contrairement à nos essais, lors d'un rallumage, le moteur est déjà chaud donc l'allumage est facilité.

Les différents essais sur le moteur ARDIDEN 3G nous ont permis de démontrer la capacité et l'intérêt d'utiliser notre bougie laser pour allumer un moteur d'hélicoptère. Nous avons notamment mis en évidence l'existence d'une position optimale pour l'étincelle laser dans la chambre de combustion à pression atmosphérique. Cette observation est en accord avec les mesures effectuées sur le banc MERCATO (figure 4.17). Pour aller plus loin et déterminer l'origine de la minimisation de l'EMA à une position optimale de l'étincelle dans la chambre de combustion, nous avons réalisé une étude approfondie sur le banc MERCATO à pression atmosphérique et température ambiante. Cette étude est détaillée dans le paragraphe suivant.

## **5.2 Impact de la position de l'étincelle laser sur l'allumage de la chambre de combustion MERCATO.**

Pour compléter les résultats obtenus sur le moteur ARDIDEN 3G de Safran et sur le trisecteur ARDIDEN sur le banc MERCATO (4.17), nous avons réalisé une étude approfondie de l'impact de la position de l'étincelle sur l'EMA du trisecteur, à pression atmosphérique et température ambiante. L'objectif principal était de comprendre l'origine de la position optimale pour l'allumage laser dans la chambre de combustion. Nous souhaitons notamment mesurer l'impact du spray de kérosène sur la propagation du faisceau laser dans la chambre de combustion. Nous soupçonnions que les gouttes de kérosène se comportaient comme des objets aberrants et diffusants pour le faisceau laser. Ainsi, afin de visualiser le spray de kérosène produit par l'injecteur de démarrage dans la chambre de combustion, nous avons mis en place un système d'imagerie laser par diffusion de Mie. Les images obtenues et traitées ont contribué à déterminer l'évolution de la distance inter-gouttes et la densité de gouttes dans la chambre de combustion. L'évolution de ces deux grandeurs le long de l'axe de propagation du faisceau laser, nous a permis d'évaluer notamment la quantité de gouttes traversées par le faisceau laser au cours de sa propagation dans la chambre de combustion.

### **5.2.1 Montage expérimental**

Afin d'étudier l'impact de la position de l'étincelle laser sur l'allumage du trisecteur, nous avons adapté le montage présenté dans le chapitre précédent. Pour observer le spray de carburant généré par l'injecteur de démarrage, nous avons opté pour une technique de visualisation des gouttes basée sur la tomographie laser rapide par diffusion de Mie [76]. Mon montage et mon analyse tirent parti des travaux de thèse réalisés par L. Rousseau [77]. Son approche

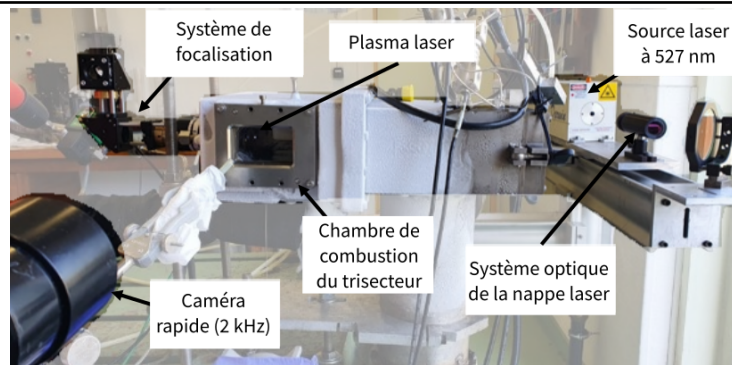


FIGURE 5.6 – Photo du montage expérimental de caractérisation du spray dans le trisecteur.

peut être aisément mise en œuvre sur le banc MERCATO, et permet une visualisation de la répartition du carburant sur toute la hauteur de la chambre de combustion.

La photo 5.6 illustre le dispositif expérimental mis en place. On y reconnaît la tête de focalisation ainsi que la chambre de combustion utilisée précédemment. Le principe de mesure repose sur l'envoi d'une nappe laser dans le plan de l'injecteur de démarrage, suivi de l'observation, à l'aide de la caméra positionnée à  $90^\circ$ , de la diffusion de la lumière par les gouttes de kérosène. Cette technique nous permet d'obtenir des images du spray qui, après traitement, nous fournissent diverses caractéristiques telles que la densité des gouttes dans le spray ou la distance entre elles.

Dans notre montage expérimental, la nappe laser est générée à l'aide d'un laser à 527 nm (Darwin 527-30 de Quantronix). Il émet des impulsions à une fréquence de répétition de 2 kHz d'une durée de 200 ns et d'une énergie de 15 mJ. Le faisceau laser est transformé en une nappe laser à l'aide d'un système optique composé d'une lentille cylindrique et d'une lentille sphérique. Cette nappe laser est ensuite dirigée vers la chambre de combustion en utilisant un miroir de renvoi. Au niveau de l'injecteur de démarrage, l'épaisseur de la nappe laser, notée  $e_{\text{nappe}}$ , est d'environ 1 mm. La caméra rapide que nous employons est une VEO 710 de la société Phantom. Elle est positionnée à  $90^\circ$  par rapport à la nappe laser et est synchronisée avec les impulsions de cette dernière à l'aide d'un générateur de délai. De cette manière, la caméra

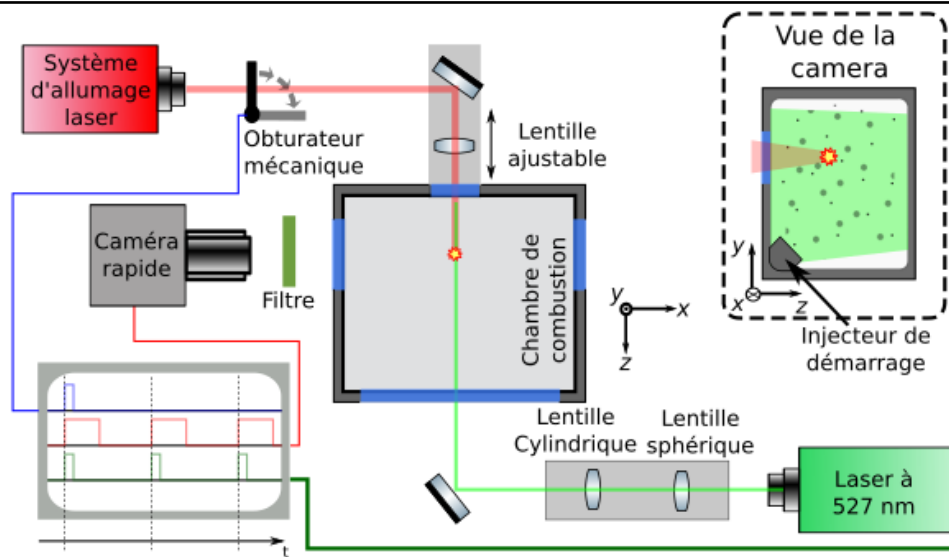


FIGURE 5.7 – Schéma du montage expérimental sur le banc MERCATO.

opère également à une fréquence de 2 kHz. Elle possède une matrice de  $1200 \times 800$  pixels. Sa résolution spatiale est d'environ  $50 \mu\text{m}$  par pixel. Un filtre passe-bande centré à 532 nm avec une bande passante à mi-hauteur de  $\pm 5$  nm, placé devant l'objectif de la caméra, nous permet de détecter uniquement la lumière de la nappe laser diffusée par les gouttes de carburant.

Un obturateur mécanique, synchronisé avec l'émission des impulsions du système d'allumage laser, déclenche l'acquisition de la caméra. Cette synchronisation permet de mesurer l'évolution du spray de carburant juste avant qu'il ne soit enflammé par l'étincelle laser. Notre montage expérimental est schématisé sur la figure 5.7.

L'injecteur utilisé au cours de cette campagne pulvérise un cône plein de gouttes de kérosène (Jet A-1). Dans nos conditions expérimentales, nous supposons qu'il n'y a pas de diffusion multiple et que chaque point lumineux enregistré par notre caméra représente une goutte unique.

La figure 5.8 présente quelques-unes des 400 images d'une vidéo enregistrée par la caméra rapide pendant environ 0,2 s. Ces images illustrent la capacité de notre dispositif expérimental



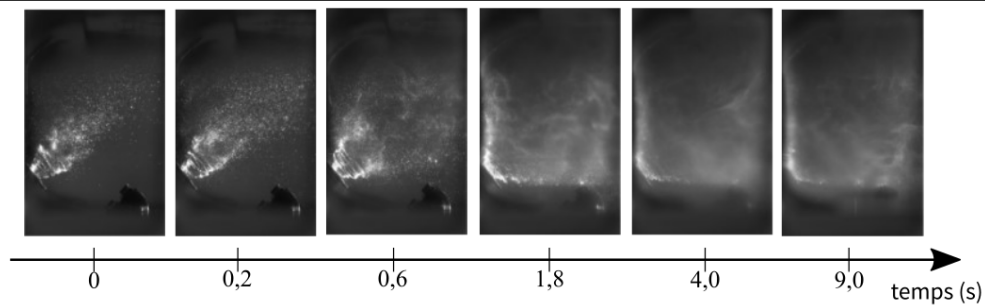


FIGURE 5.8 – Exemple de vidéo du spray de l'injecteur de démarrage.

à distinguer clairement le spray de carburant de son environnement. Elles montrent qu'à  $t = 0.8 \pm 0,002$  s après le début de l'injection de carburant, le spray se stabilise. Son allumage survient après  $t = 1,8 \pm 0,002$  s. Au-delà et pour  $t > 2$  s, il devient difficile de différencier les gouttes de carburant des flammes générées par la combustion. Quoiqu'il en soit, comme notre intérêt se porte uniquement sur l'environnement du plasma avant l'allumage, nous limiterons notre analyse aux instants précédents celui-ci.

Dans la section suivante, nous présentons les résultats de notre étude concernant l'influence de la position de l'étincelle laser ( $Z_{LSP}$ ) sur la capacité du laser à allumer le spray de l'injecteur de démarrage.

### 5.2.2 Influence de la position de l'étincelle laser sur sa limite d'allumage

Les résultats obtenus à pression atmosphérique et température ambiante lors de la campagne SAFRAN (figure 5.5), et ceux obtenus lors de la précédente campagne sur le banc MERCATO (figure 4.17) ont mis en évidence une position optimale pour l'étincelle lorsque dans la chambre de combustion. L'impact de la position de l'étincelle dans la chambre a déjà fait l'objet d'études [4, 5, 48]. Ces dernières étaient soit numériques, soit elles étaient effectuées avec des impulsions nanosecondes (2 à 6 ns) énergétiques ( $E_{pulse} > 100$  mJ, ou enfin elles nécessitaient l'insertion d'une bougie dans la chambre de combustion, perturbant ainsi les

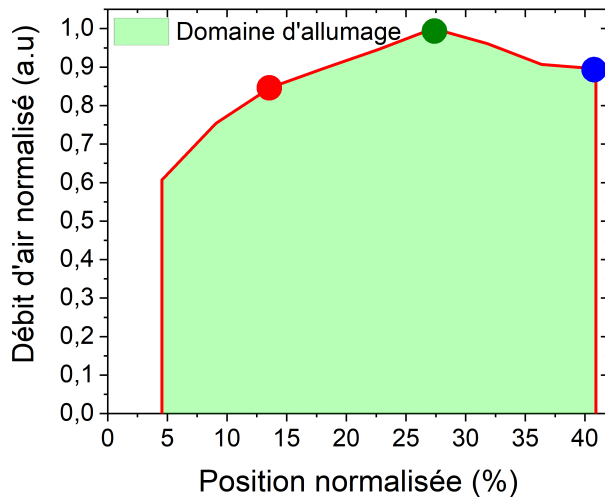


FIGURE 5.9 – Domaine d'allumage laser de la maquette trisecteur en fonction de la position de l'étincelle dans la chambre de combustion, à pression atmosphérique, température ambiante, énergie laser maximale et débit carburant fixé.

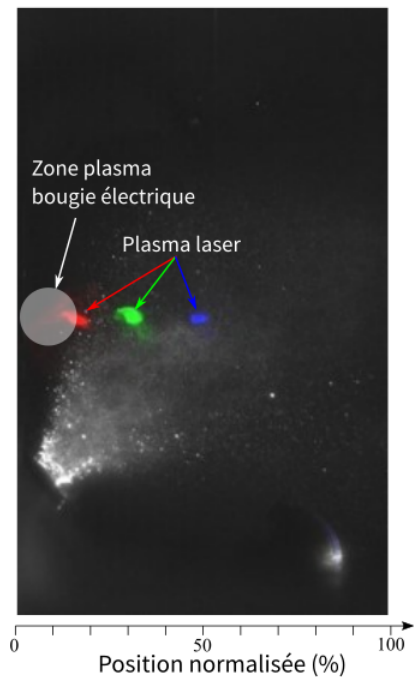


FIGURE 5.10 – Photomontage d'images prises par la caméra rapide montrant le spray de carburant, les plasmas laser à différentes positions et la zone de génération du plasma de la bougie à arc électrique.

écoulements d'air et de kérosène. On notera que l'allumage laser non-invasif permet une comparaison directe avec les résultats obtenus par simulations numériques.

Notre étude a été effectuée à température ambiante et pression atmosphérique sur la maquette trisecteur dans des conditions très similaires à celles utilisées sur le banc moteur SAFRAN. Nous avons fixé l'énergie des impulsions laser à 40 mJ. Nous avons fait varier la position du plasma laser de  $Z_{LSP} = 0\%$  à  $Z_{LSP} = 41\%$  avec un pas de 4,5 %. À chacune des positions, nous avons augmenté le débit d'air pour déterminer la valeur au-delà de laquelle l'allumage laser est défaillant. On considère que plus celui-ci est élevé, plus la position est favorable à l'allumage, car cela souligne que le noyau de flamme généré survit dans des conditions d'écou-

lement de plus en plus défavorables.

la figure 5.9 présente la limite du domaine d'allumage que nous avons ainsi déterminé. On observe que le débit d'air normalisé augmente lorsque le plasma laser s'éloigne de la paroi de la chambre puis atteint son maximum à  $Z_{LSP} = 27\%$ . Ces deux positions correspondent sur l'image 5.10 aux plasmas rouge et vert. Au-delà de 27 %, la courbe diminue alors lentement jusqu'à la position maximale accessible avec notre système ( $Z_{LSP} = 41\%$ ). Ce point est représenté en bleu sur l'image 5.10.

Ces résultats sont assez proches de ceux obtenus lors de la campagne Safran HE. En effet, nous observons que la position optimale pour l'allumage laser est à  $Z_{LSP} = 27\%$  lors des deux campagnes d'essais. Au-delà, ce que met en exergue notre expérience, c'est que pour  $Z_{LSP} > 27\%$ , le plasma généré par laser est bien à l'intérieur du spray. Alors qu'il devrait se rapprocher d'une position plus favorable au développement du noyau de flamme, qui se situe au centre de la chambre de combustion, on observe que la limite d'allumage diminue. Ainsi, comme nous soupçonnions, la diffusion et les aberrations induites sur le faisceau laser par le spray de kérosène ne peuvent pas être négligées. Elles impactent indéniablement la propagation et la focalisation des impulsions laser dans la chambre de combustion.

### 5.2.3 Caractérisation de l'angle d'ouverture du spray de carburant

Pour caractériser l'angle d'ouverture du spray, nous avons utilisé les images capturées par la caméra rapide. À l'aide de plusieurs algorithmes, nous avons analysé la répartition du spray de carburant, son cône d'ouverture, la densité des gouttes et la distance inter-gouttes. Cette analyse a été effectuée en prenant en compte la pression et de débit d'air dans le trisecteur.

Dans un premier temps, nous avons focalisé notre attention sur l'ouverture du cône de

## Chapitre 5. Allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G de la société SAFRAN Helicopter Engine et étude de l'influence de la position de l'étincelle laser sur l'allumage.

spray en fonction de la pression et du débit d'air dans la maquette. En effet, il est naturel de supposer que si l'air s'écoule plus rapidement dans le trisecteur, il influencera la direction du carburant, en resserrant l'angle de spray et repoussant le carburant vers l'aval de la chambre de combustion, modifiant ainsi la position optimale d'allumage. Pour répondre à cette question, nous avons mesuré l'évolution de l'angle d'ouverture du spray en fonction du débit d'air et de la pression à l'intérieur de la chambre de combustion.

Pour mesurer l'angle d'ouverture, nous avons développé un traitement d'images dont la méthode est illustrée sur la figure 5.11. Le principe est le suivant : le long de deux axes (en rouge et vert) perpendiculaires à l'axe d'injection du spray (en bleu) nous traçons le profil d'intensité de la diffusion de Mie des gouttes enregistrée sur l'image. Ce profil est appelé  $I(x)$  avec  $x$  la coordonnée du pixel sur l'axe (vert ou rouge). Nous calculons alors l'angle d'ouverture pour un cône contenant 95 % des gouttes de carburant. Dans le cadre d'une simple diffusion de Mie, l'intensité du signal est directement proportionnelle au nombre de gouttes de carburant. En intégrant l'intensité le long des axes vert et rouge, nous déterminons ainsi les coordonnées

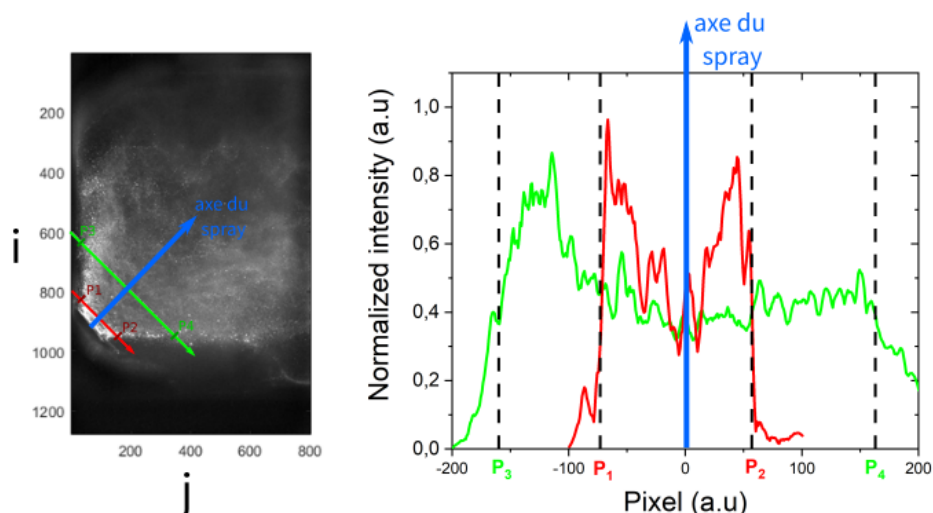


FIGURE 5.11 – Méthode de calcul de l'angle d'ouverture du spray de carburant.

des limites du spray. La fonction d'intégration ( $FI(x)$ ) de l'intensité du spray est la suivante :

$$FI(x) = \int_0^x I(x)dx \quad (5.1)$$

Les limites sont définies par les valeurs à 2,5 % et 97,5 % du maximum de  $FI$ . Nous sommes ainsi capables pour chacune des lignes rouge et bleue de déterminer les points limites du spray. Ces points sont appelés  $P_k$  et dans l'espace de l'image leurs coordonnées sont notées  $(i_k, j_k)$ . On peut alors calculer l'angle d'ouverture du spray  $\theta$  en utilisant la formule suivante :

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \left( \arctan \left( \frac{j_3 - j_1}{i_3 - i_1} \right) + \arctan \left( \frac{j_4 - j_2}{i_4 - i_2} \right) \right) \quad (5.2)$$

Nous avons ainsi pu calculer l'évolution temporelle de l'angle  $\theta(t)$  pour l'ensemble des fichiers d'images enregistrées par la caméra rapide. La figure 5.12 illustre les résultats obtenus. L'angle d'ouverture du spray varie peu (10 % au maximum) entre le début et la fin d'un essai d'allumage. Très rapidement ( $t \sim 2$  s), l'angle d'ouverture du spray de l'injecteur de démar-

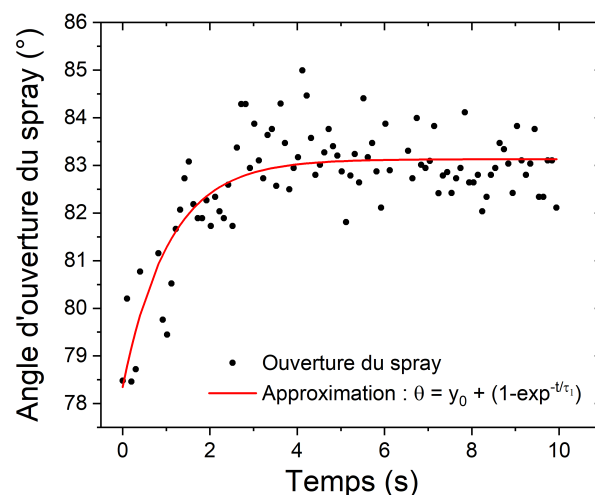


FIGURE 5.12 – Exemple d'évolution temporelle de l'angle d'ouverture  $\theta$ .

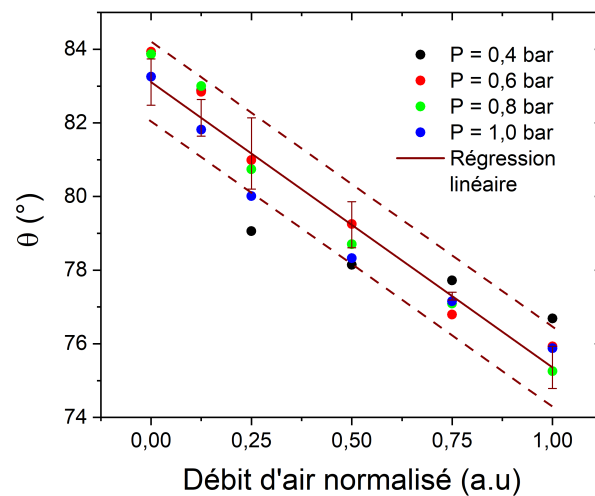


FIGURE 5.13 – Impact des conditions de la chambre de combustion sur le spray de carburant.

rage atteint quasiment sa valeur finale. Une régression exponentielle permet d'évaluer plus quantitativement le temps d'ouverture du spray. Ce temps varie d'une vidéo à l'autre entre 1 et 2 s. Ainsi comme l'impulsion laser n'est injectée dans la chambre que environ 2 s après le carburant, nous simplifierons notre problème et considérerons que l'angle du spray a atteint sa valeur stationnaire lors des essais d'allumage laser.

Intéressons-nous maintenant à l'influence de la pression et du débit d'air sur l'ouverture du spray. La figure 5.13 présente les résultats d'une étude expérimentale au cours de laquelle nous avons fait varier le débit d'air injecté et la pression dans la chambre de combustion. La pression à l'intérieur de la chambre de combustion n'affecte que très légèrement (1 ou 2 %) l'ouverture du spray de l'injecteur de kérosène. En revanche, l'ouverture du spray décroît linéairement avec le débit d'air dans la chambre de combustion. En d'autres termes, plus le débit d'air dans la chambre de combustion est élevé, plus l'angle du spray se referme. Cette observation est conforme avec notre supposition sur le fait que plus la vitesse de l'air injecté dans la maquette est élevée, plus le carburant va avoir tendance à être repoussé vers l'aval de la chambre de combustion. Notons cependant que sur la plage de débits d'air accessible

sur le banc MERCATO, l'évolution de l'angle d'ouverture reste faible ( $\Delta\theta = 10 \pm 1,1\%$ ). Par ailleurs, lorsque l'on se limite à des débits d'air normalisés proche de la limite du domaine d'allumage, compris entre 0,85 et 0,97 % du maximum de débit d'air, l'angle d'ouverture varie peu ( $\sim 1,5\%$ ). Ceci indique que pour notre étude de l'EMA, nous pourrions négliger la variation d'ouverture du spray. Examinons maintenant plus en détails l'interaction entre les gouttes de kérosène et le faisceau laser.

### 5.2.4 Caractérisation du spray de carburant

Comme mentionné précédemment, il est essentiel d'évaluer la répartition des gouttes de carburant vue par l'impulsion laser pour évaluer leurs interactions. Commençons par indiquer que la distribution des gouttes dans le spray est un phénomène aléatoire, il est donc nécessaire de disposer d'un nombre important de données pour obtenir des résultats statistiquement significatifs. Pour traiter le nombre important d'images, nous avons mis en place un

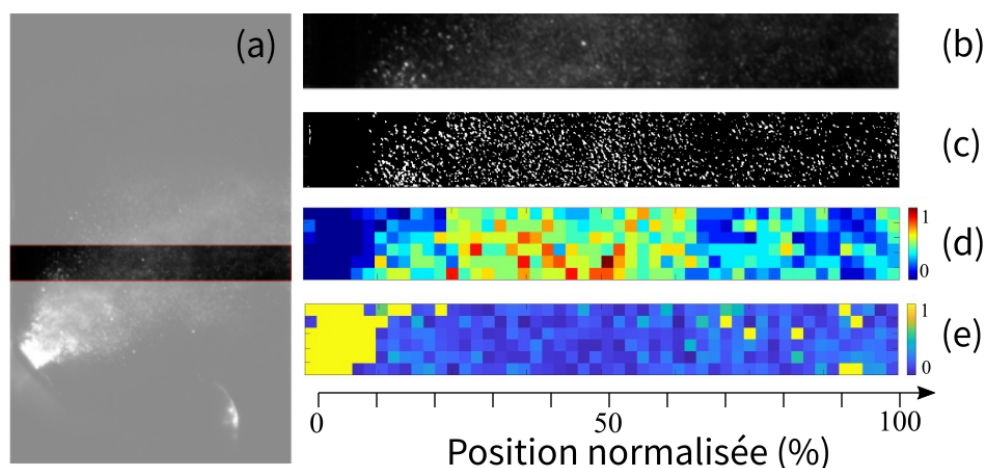


FIGURE 5.14 – Méthodologie de traitement des vidéos prises par la caméra rapide. (a) Image complète du spray, (b) Image de la zone d'intérêt, (c) Image binaire de la zone d'intérêt, (d) Cartographie de la densité de goutte normalisée, (e) cartographie de la distance inter-gouttes normalisée.

## **Chapitre 5. Allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G de la société SAFRAN Helicopter 154 Engine et étude de l'influence de la position de l'étincelle laser sur l'allumage.**

processus pour le traitement des images acquises par la caméra rapide. L'algorithme de traitement a été développé sous Matlab. Il s'inspire largement du travail effectué par L. Rousseau [78]. Il se décompose en plusieurs étapes.

1. Tout d'abord, nous délimitons la zone d'intérêt pour nos calculs. Comme illustré dans la figure 5.14 (a) et (b), cette zone comprend essentiellement les régions de la chambre dans lesquelles le faisceau laser se propage.
2. Ensuite, nous identifions chacune des gouttes présentes dans la zone d'intérêt. Pour ce faire, nous appliquons une binarisation à l'image réduite, figure 5.14 (b) à (c), puis nous utilisons une fonction d'étiquetage pour identifier les gouttes.
3. La troisième étape consiste à subdiviser l'image en méta-pixels afin de calculer la distribution de la densité de gouttes ainsi que la distance moyenne entre les gouttes. Ceci est illustré dans la transition de la figure 5.14 (c) à (d) et (e).
4. La dernière étape consiste à moyenner les résultats obtenus pour chaque image pour réaliser une moyenne temporelle.

Lors de chacune de ces étapes, nous devons sélectionner des paramètres appropriés. Lors de la première étape, nous avons choisi d'observer l'image le long du faisceau laser sur toute la largeur de la chambre, en ne considérant qu'une hauteur de 48 pixels, soit environ 2,4 mm. Cette hauteur est supérieure à la dimension transverse du faisceau laser dans la chambre de combustion de (0,42 mm en entrée de la chambre de combustion). Ce choix est justifié, car nous souhaitons observer un grand nombre de gouttes pour obtenir des résultats statistiquement significatifs. Notons cependant, que nous avons supposé que la distribution des gouttes est homogène sur cette hauteur.

Pour la deuxième étape, le processus de binarisation nécessite d'utiliser un filtre moyennur sur l'image réduite qui lisse les contours des gouttes. Après quoi, on applique un filtre



morphologique circulaire pour s'assurer de la détection correcte des gouttes. Enfin, un seuil d'intensité est appliqué pour obtenir une image binaire (figure 5.14 (c)). Chacune de ces opérations nécessite la définition de paramètres tels que le rayon des gouttes à détecter ( $R_{goutte}$ ) lors du filtrage moyen et le seuil d'intensité ( $I_s$ ) pour la binarisation.

Leurs choix ont été fait après avoir effectué une étude paramétrique, dont les résultats sont présentés dans les figures 5.15 et 5.16. Nous avons fait varier le rayon des gouttes  $R_{goutte}$  de 1 à 4 pixels et l'intensité seuil  $I_s$  de 500 à 3000. Pour déterminer les paramètres optimaux ( $R_{goutte}, I_{seuil}$ ), nous avons pris en compte le nombre de gouttes détectées, leur taille, ainsi que la correspondance visuelle entre les gouttes détectées et l'image analysée.

Il faut mentionner que pour nos images la résolution est d'environ  $48 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . Cette résolution n'est pas adaptée à la taille typique des gouttes de carburant dans le spray qui sont plus petites. Par conséquent, les gouttes détectées doivent avoir un rayon de 1, 2, ou 4 pixels, en fonction de la précision de leur détection et de leurs superpositions sur plusieurs pixels. Après examen de la figure 5.15, nous avons conclu que le paramètre optimal était obtenu pour  $R_{goutte} = 1$ . Cette valeur évite le problème de fusion de gouttes (deux gouttes proches considérées comme une seule par l'algorithme), ce qui n'est pas le cas pour des rayons de taille supérieure.

Une fois le paramètre  $R_{goutte}$  déterminé, nous avons étudié l'influence de  $I_s$  sur la détection des gouttes. Ce paramètre doit être ajusté de manière à ce que les gouttes détectées soient bien situées dans la nappe laser, sans être influencées par la diffusion multiple ou par des artefacts résultant de réflexions sur les parois ou les hublots de la chambre. Cependant, ce seuil ne doit pas être trop élevé pour s'assurer la détection de toutes les gouttes. La figure 5.16 illustre quelques résultats de notre étude paramétrique pour le seuil d'intensité ( $I_{seuil}$ ) avec  $R_{goutte}$  fixé. Pour de faibles seuils d'intensité ( $I_s \leq 1000$ ), on détecte des gouttes dans des zones peu probables, notamment près du bord du spray et sur la paroi. Il faut donc aug-

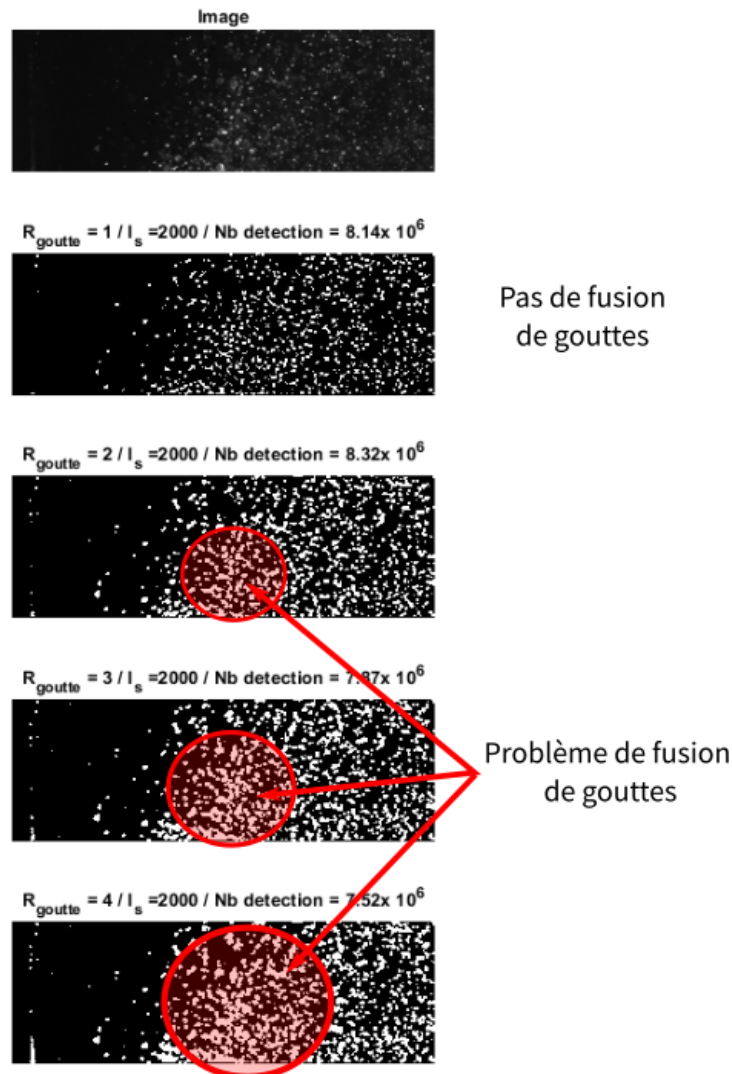


FIGURE 5.15 – Étude paramétrique pour le choix de  $R_{goutte}$ . La première image correspond à une section de notre zone d'intérêt et les autres images correspondent à l'image binarisée pour un seuil d'intensité fixé et pour différents rayons de filtre morphologique.

menter  $I_s$ . Cependant pour des valeurs de  $I_s = 3000$ , le nombre de gouttes détectées diminue par rapport à  $I_s = 2000$ , passant de  $8,14 \times 10^6$  à  $6,19 \times 10^6$ . Ce seuil, un peu trop élevé, réduit donc la détection de gouttes. Le compromis optimal est atteint lorsque  $I_s = 2000$ . À l'issue de cette étude paramétrique, les paramètres optimaux retenus pour le traitement d'image sont  $R_{goutte} = 1$  et  $I_{seuil} = 2000$ .

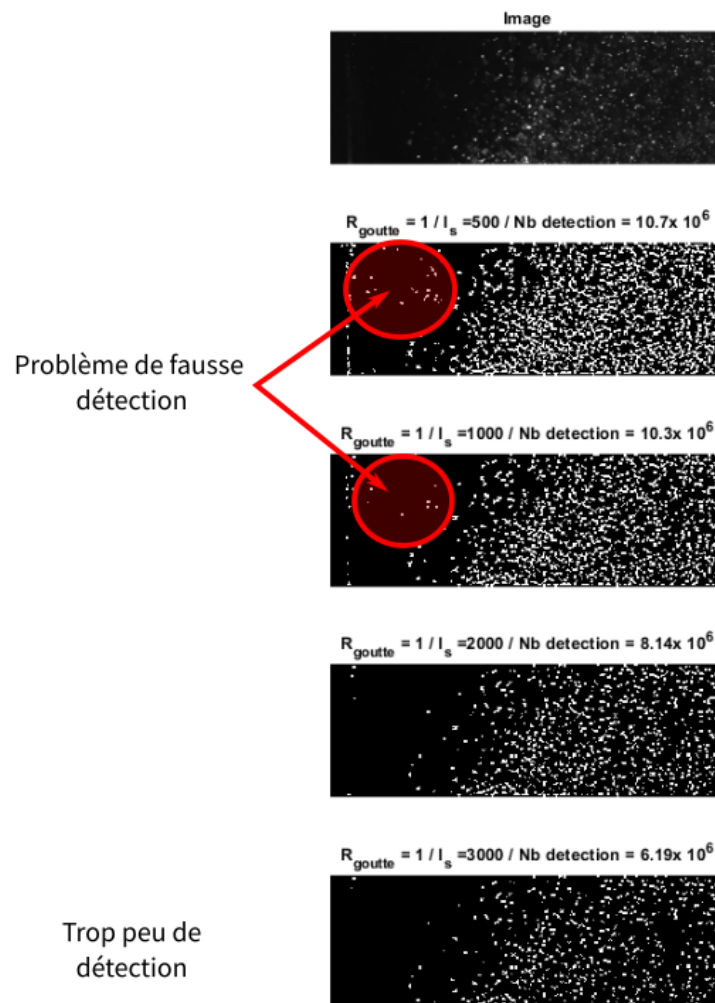


FIGURE 5.16 – Étude paramétrique pour le choix de  $I_{seuil}$ . La première image correspond à une section de notre zone d'intérêt et les autres images correspondent à l'image binarisée pour un rayon de filtre morphologique fixé et différentes intensités seuil.

Durant la troisième étape, les images binarisées permettent de générer une liste de gouttes avec leur taille et les coordonnées de leur barycentre. Ensuite, nous divisons la région d'intérêt (5.14(b)) en méta-pixels (groupe de 16 x 16 pixels) pour calculer la distance moyenne entre une goutte et sa plus proche voisine ainsi que la densité de gouttes dans chaque méta-pixel. La distance entre une goutte et sa plus proche voisine est calculée avec l'équation 5.3 suivante :

$$d_i = \min_{j \in N} \left( \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \right) \quad (5.3)$$

où  $N$  représente le nombre de gouttes,  $d_i$  est la distance entre la goutte  $i$  et sa plus proche voisine, et  $(x_i, y_i)$  sont les coordonnées du barycentre de la goutte.

Pour obtenir une information plus générale sur la répartition des gouttes dans le spray, on moyenne cette distance sur un métapixel. La distance inter-gouttes s'écrit donc :

$$\bar{d} = \frac{1}{N_{meta-pixel}} \sum_{j=1}^{N_{meta-pixel}} d_j \quad (5.4)$$

La figure 5.14(d) présente l'évolution de la distance inter-gouttes normalisée dans le spray. Nous observons que près de la paroi ( $Z_{LSP} \leq 10\%$ ), les gouttes sont très espacées les unes des autres. Par contre au cœur du spray, la distance inter-gouttes varie peu.

Nous avons également évalué la distribution de la densité de gouttes dans le spray. La densité de gouttes dans un métapixel est calculée selon l'équation 5.5,

$$D = \frac{N_{meta-pixel}}{S_{meta-pixel} \cdot e_{laser}} \quad (5.5)$$

où  $D$  représente la densité de gouttes,  $S_{meta-pixel}$  et  $N_{meta-pixel}$  sont respectivement la surface du métapixel et le nombre de gouttes dans ce métapixel, et  $e_{laser}$  est l'épaisseur de la nappe laser ( $\sim 1$  mm). La figure 5.14(e) présente l'évolution de la densité de gouttes dans le spray. Nous constatons que près de la paroi ( $Z_{LSP} \leq 10\%$ ), peu de gouttes sont présentes, tandis que la densité de gouttes reste relativement constante entre  $Z_{LSP} = 10\%$  et  $Z_{LSP} = 60\%$ , puis diminue au-delà de  $Z_{LSP} = 60\%$ . Cette variation de densité est liée à l'angle de  $45^\circ$  entre les axes de la nappe laser et du spray (voir figure 5.11).

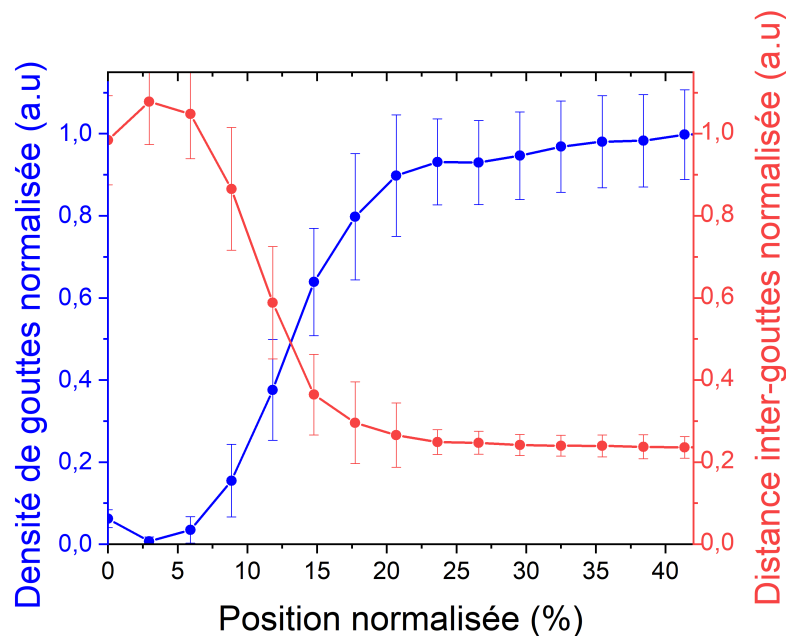


FIGURE 5.17 – Évolution de la densité de gouttes et de la distance entre celles-ci le long du faisceau de l'allumeur laser.

La figure 5.17 montre l'évolution de la densité de gouttes et de la distance inter-gouttes le long de l'axe de propagation du faisceau de l'allumeur laser. Rappelons que cette répartition est une moyenne obtenue sur les 400 images enregistrées lors d'une acquisition vidéo de 0,5 s. La profondeur maximale à laquelle nous sommes capables de focaliser nos impulsions dans la chambre étant  $Z_{LSP} = 41\%$ , les courbes sont tracées entre  $Z_{LSP} = 0\%$  et  $Z_{LSP} = 41\%$ . Dans cette zone, nous observons que près de la paroi ( $Z_{LSP} \leq 10\%$ ), il y a peu de gouttes de carburant. On a donc une faible densité de gouttes et une grande inter-distance. Plus loin de la paroi de la chambre, la densité de gouttes augmente jusqu'à environ  $Z_{LSP} \sim 20\%$ , tandis que la distance inter-gouttes diminue. Au-delà de  $Z_{LSP} \sim 20\%$ , la densité de gouttes reste constante.

En comparant les résultats d'allumage (figure 5.9) avec la distribution de gouttes de carburant, nous comprenons aisément pourquoi le domaine d'allumage est plus restreint près de la paroi. Dans cette zone, il y a peu de gouttes de carburant, et elles sont très éloignées les unes

## **Chapitre 5. Allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G de la société SAFRAN Helicopter 160 Engine et étude de l'influence de la position de l'étincelle laser sur l'allumage.**

des autres. Lors du claquage laser, peu de gouttes de carburant sont à proximité du plasma pour former un noyau d'allumage. Par ailleurs, pour grossir ce noyau doit brûler de plus en plus de gouttes de carburant dans son voisinage immédiat. Comme dans cette zone, il y a peu de gouttes de carburant autour du noyau et que sa probabilité de "quenching" sur la paroi est non-négligeable, ses chances de survie sont fortement réduites. En analysant la répartition des gouttes, on comprend donc l'origine de la faible probabilité d'allumage près la paroi de la chambre. Cependant la densité de gouttes ne permet pas, a priori, d'expliquer pourquoi la position de focalisation  $Z_{LSP} = 27\%$  est plus favorable à l'allumage laser par rapport à  $Z_{LSP} = 41\%$ . En effet, dans ces deux cas, le nombre de gouttes autour du noyau d'allumage est constant. Les caractéristiques du spray de carburant ne sont donc pas en cause. Afin de mieux comprendre l'origine de ce phénomène, nous avons analysé l'interaction du faisceau laser avec les gouttes lorsque nous focalisons les impulsions à l'intérieur de la chambre de combustion.

### **5.2.5 Interaction laser-spray**

Dans son manuscrit de thèse G. Tison [1] mentionne des difficultés qu'il a rencontrées lorsqu'il tentait de créer d'un plasma laser au sein du spray de carburant. Il avait observé que dès que le flux d'air était introduit dans la chambre de combustion, le plasma laser disparaissait. Dans son cas, en raison de la faible énergie des impulsions laser et de la focalisation utilisée, la densité de puissance au point de focalisation était très proche du seuil de claquage laser. Ceci rendait l'ensemble du processus très sensible aux perturbations dans la chambre de combustion.

Dans notre cas, la plus forte énergie des impulsions laser, l'excellente qualité modale du faisceau et la forte focalisation choisie, nous permettent d'atteindre des densités d'énergie

bien supérieures au seuil de claquage. Notre système est donc moins sensible aux perturbations au sein de la chambre de combustion.

Cependant, il est important de noter que les gouttes de kérosène agissent toujours comme des points diffusants et des sources d'aberrations pour le faisceau laser. Lorsque le faisceau laser traverse une goutte, une partie de son énergie est diffusée, ce qui entraîne une perte d'énergie et une distorsion du front d'onde du faisceau laser. Cela se traduit notamment par une diminution de la densité d'énergie au point de focalisation et une augmentation du volume focal.

L'évaluation de l'impact des gouttes de carburant sur le faisceau laser est une tâche complexe. La répartition stochastique des gouttes signifie que nous ne pouvons pas prédire précisément l'endroit et l'instant où les gouttes et le faisceau laser vont interagir. Par ailleurs, comme nous focalisons le faisceau laser, le rapport entre la taille des gouttes et le diamètre du faisceau laser varie considérablement le long de l'axe de propagation dans la chambre de combustion. L'impact d'une goutte sur le faisceau laser dépend drastiquement du rapport entre le diamètre de la goutte et celui du faisceau laser. À notre connaissance, les recherches sur ce sujet se sont principalement concentrées sur l'interaction entre un faisceau laser et une seule goutte de carburant [79]. Dans cette étude, Pokharel met en évidence le fait qu'une goutte soumise à un faisceau laser peut subir différents effets comme un échauffement ou une évaporation partielle. Dans les deux cas, cela signifie que l'indice de réfraction de la goutte est modifié par le faisceau laser, ce qui implique que la perturbation sur la propagation de ce dernier est difficile à évaluer. Dans ce contexte, nous avons choisi d'évaluer le nombre moyen de gouttes rencontrées par le faisceau laser au cours de sa propagation dans la chambre de combustion. Cette quantité est calculée comme suit.

$$N_{ab} = \int_0^{Z_{LSP}} \pi w^2(z) D(z) dz \quad (5.6)$$

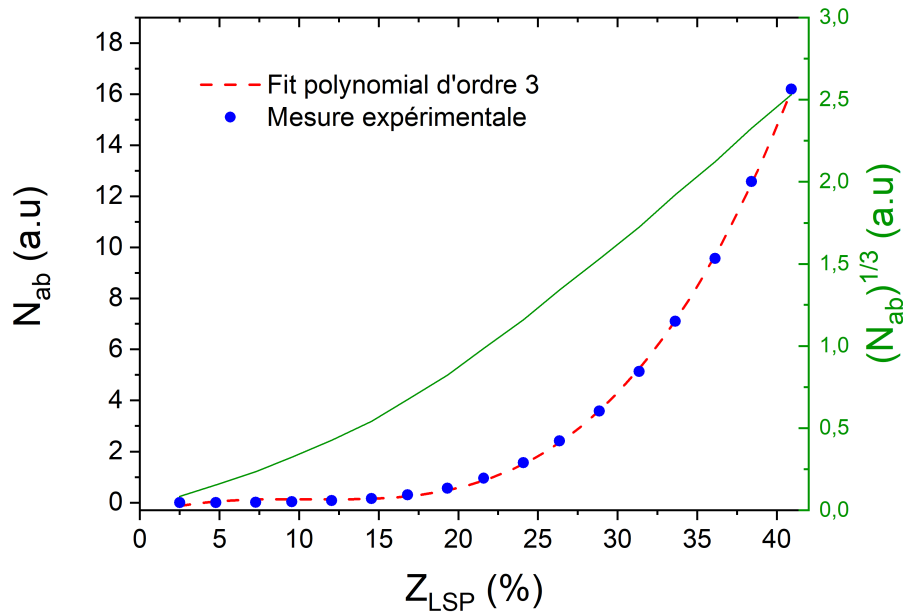


FIGURE 5.18 – Nombre d'objets aberrants vus par le faisceau laser au cours de sa propagation dans la chambre de combustion en fonction de la position de l'étincelle dans celle-ci.

Avec  $N_{ab}$  le nombre de gouttes rencontrées par le faisceau laser lors de sa propagation jusqu'au point focal,  $Z_{LSP}$  la position du point focal,  $w(z)$  le rayon du faisceau et  $D(z)$  la densité de gouttes. Le nombre de gouttes rencontrées par le faisceau laser a été calculé en supposant que le faisceau se propage conformément aux lois de l'optique Gaussienne.

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (5.7)$$

Où  $w_0$  représente la taille minimale du faisceau (le "beam waist") et  $z_0$  la distance de Rayleigh ( $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_{laser}}$ ). La figure 5.18 montre l'évolution du nombre d'objets aberrants vue par le faisceau laser lorsqu'on fait varier la position du point focal dans la chambre de combustion. Pour calculer le nombre d'objets aberrants, nous nous sommes appuyés sur la mesure de la densité de gouttes (cf. figure 5.17 et sur la valeur théorique de la taille du faisceau  $w(z)$ ). L'évolution de  $N_{ab}$  est bien paramétrée par un polynôme d'ordre 3 en  $Z_{LSP}$ . Nous remarquons



## 5.2. Impact de la position de l'étincelle laser sur l'allumage de la chambre de combustion MERCATO.

163

que plus on déplace le point focalisation vers le centre de la chambre, plus le nombre de gouttes perturbant la propagation du faisceau laser est important. En d'autres termes, plus nous focalisons les impulsions laser vers le centre de la chambre de combustion, plus le faisceau laser subit des aberrations. C'est donc essentiellement l'interaction du faisceau laser avec les gouttes de kérosène qui rend compte du fait que le seuil d'allumage est plus élevé à  $Z_{LSP} = 27\%$  qu'à  $Z_{LSP} = 41\%$ .

La figure 5.19 synthétise les principaux résultats de notre étude sur l'interaction entre les gouttes et le laser. La zone proche de la paroi de la chambre de combustion n'est pas favorable à l'allumage, principalement en raison de la faible concentration de gouttes de kérosène dans cette région. Jusqu'à  $Z_{LSP} = 27\%$  l'augmentation du nombre de gouttes compense la diffusion et les aberrations subies par le faisceau laser et le seuil d'allumage laser diminue. Pour

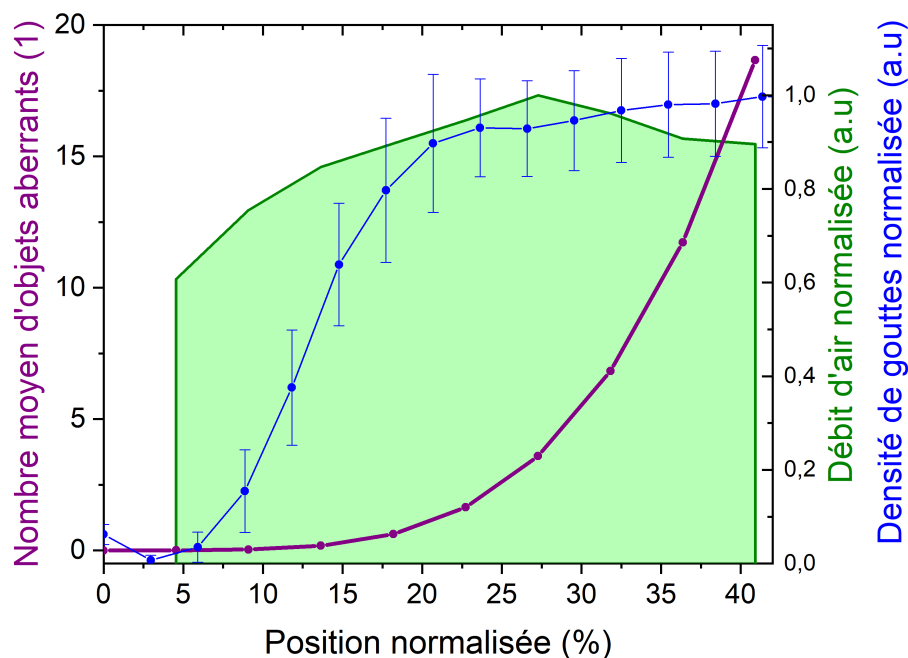


FIGURE 5.19 – Comparaison entre le nombre d'objets aberrants, la densité de gouttes et le domaine d'allumage en fonction de la position.

**Chapitre 5. Allumage laser d'un moteur ARDIDEN 3G de la société SAFRAN Helicopter  
164 Engine et étude de l'influence de la position de l'étincelle laser sur l'allumage.**

$Z_{LSP} \geq 27\%$ , la densité de gouttes restant constante dans le spray, la diffusion et les aberrations subies par le faisceau laser entraînent irrémédiablement une augmentation du seuil d'allumage laser. Les pertes et les aberrations subies par le faisceau laser pendant sa propagation dans le spray entraînent une réduction de la densité d'énergie délivrée par le laser dans le plasma. Le noyau d'allumage ainsi créé est plus petit et moins "chaud", limitant sa croissance dans des conditions d'allumage critiques.

Dans ce chapitre, nous avons présenté des expériences démontrant, pour la première fois l'allumage laser d'un moteur d'hélicoptère. Ces essais couronnés de succès, menés sur un moteur ARDIDEN 3G de la société Safran HE, constituent une première mondiale. Parmi les résultats marquants de cette démonstration, on mentionnera la capacité de notre système laser à allumer un moteur d'hélicoptère avec des impulsions nanosecondes ayant une énergie d'environ 3 mJ avec a minima des performances comparables à celles d'une bougie conventionnelle. Une étude approfondie de la répartition des gouttes dans le spray de kérosène, nous a permis de comprendre l'origine de la position optimale du noyau d'allumage dans la chambre de combustion. Nos mesures indiquent qu'à pression atmosphérique, la position optimale se situe à  $Z_{LSP} = 27\%$ . C'est en focalisant le faisceau laser à cette position que des impulsions nanosecondes de 3 mJ permettent de faire démarrer un moteur à température ambiante.

# Conclusion et perspectives

Tout au long de ce manuscrit, nous avons abordé de nombreux sujets. Au cours du premier chapitre, nous avons tout d'abord présenté notre système d'allumage laser. Celui-ci est une amélioration du système développé lors du projet ECLAIR [2]. Il répond à l'ensemble du cahier des charges fixé dans le cadre du projet ASTRID Maturation LAMA. Il s'agit d'un MOPA fonctionnant à 1064 nm. Il délivre des impulsions ayant une énergie pouvant aller jusqu'à 40 mJ, de 1 ns, à une cadence de 100 Hz. Lors du développement de cette source laser, un soin particulier a été apporté à la qualité modale ( $M^2 < 1.5$ ) du faisceau afin de maximiser l'énergie absorbée par le plasma. Pour générer un plasma dans la chambre de combustion, nous avons développé une tête de focalisation laser. Celle-ci, fixée sur le carter de la chambre en remplacement des bougies conventionnelles, permet de choisir avec précision la position de l'étincelle dans la chambre de combustion. Pour piloter notre système laser, nous avons également développé une électronique, robuste et transportable. Avec ce système, des essais d'allumage laser ont été réalisés sur différents bancs d'essai. Ses performances nous ont permis de tester ses capacités d'allumage ou rallumage d'une chambre de combustion dans des conditions de vol. Les nombreux essais réalisés sans ajustement ou réalignement de notre système ont démontré sa robustesse et sa fiabilité.

Dans le second chapitre, nous avons abordé la problématique de la propagation d'un faisceau dans un milieu amplificateur. Il faut souligner qu'il nous était indispensable de comprendre et maîtriser cette problématique pour délivrer des impulsions ayant une excellente qualité modale. Nous avons plus spécifiquement étudié la propagation d'impulsions nanosecondes dans le barreau de Nd :YAG pompé en géométrie transverse par des barrettes de diode laser en mode quasi-continu. Ce pompage optique génère un gradient d'indice transverse dans le milieu amplificateur et induit une lentille thermique et une lentille de gain. Lors

de sa traversée du milieu amplificateur, l'impulsion laser est alors focalisée. Les expériences réalisées nous ont permis de mettre en évidence les déformations du front d'onde de l'impulsion induites par ces deux effets au cours du temps. Ces expériences ont conduit à une observation inattendue : Une oscillation de la focale induite dans le milieu amplificateur. En modélisant et simulant les expériences réalisées, nous avons démontré que cette oscillation résultait du décalage très faible en longueur d'onde de l'impulsion de 1064,5 nm à 1064,2 nm lors de son amplification dans le dernière étage d'amplification. Celui-ci se traduisait par une modification importante de la polarisabilité des ions  $Nd^{3+}$  dans la matrice YAG et il était responsable du phénomène observé.

Dans le troisième chapitre de ce manuscrit, nous avons détaillé les résultats d'essais d'allumages réalisés sur la maquette trisecteur du banc MERCATO. Cette maquette est représentative d'un secteur de chambre de combustion d'un moteur ARDIDEN. Ces essais ont souligné les capacités de notre laser à allumer et rallumer une chambre de combustion au sol et en altitude dans des conditions de vol. Parmi les résultats les plus marquants, il faut noter qu'au sol à pression atmosphérique et température ambiante, des impulsions de 3 mJ suffisent à l'allumage de la chambre de combustion, soit une énergie deux fois moindre par rapport à celle mesurée dans des conditions similaires lors du projet ECLAIR. Notons cependant qu'avec une telle énergie d'impulsion, il est impossible d'allumer la chambre de combustion lorsque la pression au sein de la chambre de combustion est inférieure à 0,8 bar. Par ailleurs et comparativement aux bougies conventionnelles, l'utilisation d'impulsions ayant des énergies de 20 et 40 mJ permettent :

- d'étendre le domaine d'allumage laser du trisecteur à basse pression.
- d'allumer la chambre de combustion lorsque l'air et le carburant sont froids ( $T_{air} = T_{fuel} = -40\text{ °C}$ ).

Lors du dernier chapitre, nous avons présenté la première démonstration mondiale de l'al-

lumage laser d'un moteur d'hélicoptère, en l'occurrence un ARDIDEN 3G de la société Safran HE. Durant cette campagne d'essais, nous avons démontré qu'il y avait une position optimale de l'étincelle laser dans la chambre de combustion. À cette position, des impulsions de 3 mJ suffisent à faire démarrer le moteur. L'étude portant sur l'interaction entre le spray de carburant et le faisceau laser, nous a permis de démontrer que cette position optimale résulte d'un compromis entre le nombre de gouttes autour de l'étincelle laser nécessaire à la croissance du noyau d'allumage, et le nombre de gouttes ayant auparavant interagi avec l'impulsion laser lors de sa propagation.

Tout au long de ce travail, nous avons souligné les avantages et les inconvénients de l'allumage laser pour les turbomoteurs. Parmi les avantages, on doit notamment mentionner l'extension du domaine d'allumage ainsi que l'amélioration de la rapidité d'allumage et de rallumage du moteur lié, notamment à la cadence élevée du laser. Parmi les inconvénients, on peut citer le coût plus élevé, la compacité encore trop faible du système, et les salissures de la fenêtre optique entre la tête de focalisation et la chambre de combustion. Les excellents résultats présentés incitent l'ONERA, le LOMA et Fibercryst à poursuivre leurs activités autour du développement d'une source d'allumage laser compacte. Un nouveau projet est en cours de rédaction. Pour accroître la compacité de la source laser, ce système sera partiellement fibré afin de minimiser la propagation en air libre du faisceau laser entre l'étage de pré-amplification et l'étage final d'amplification situé au plus près de la chambre de combustion. Une autre piste d'amélioration des systèmes d'allumage laser pourrait être l'allumage multipoints. Ce type de technologie, déjà étudié dans l'industrie automobile [17], pourrait permettre d'augmenter encore plus le domaine d'allumage des foyers aéronautiques. En effet, en créant plusieurs noyaux d'allumage, on augmente les chances que l'un d'entre eux survive et donc que la chambre s'allume. Cependant face au prix d'un tel système, un choix entre les performances de l'allumeur et son coût de fabrication sera nécessaire.

Enfin, pour conclure cette thèse, j'aimerais aborder l'allumage laser de chambres de combustion utilisant de l'hydrogène comme carburant. Les moteurs à hydrogène, un sujet d'avenir, suscitent l'intérêt des motoristes pour notamment réduire l'impact de l'aviation sur l'environnement. Cependant, comme l'hydrogène gazeux a tendance à détonner, il faut allumer le mélange air-hydrogène rapidement et au plus près des injecteurs dès qu'il est introduit dans la chambre de combustion. En effet, en cas d'allumage tardif et en raison du stockage d'hydrogène dans la chambre de combustion, une détonation importante peut induire un endommagement précoce de certains éléments du moteur. Ces conditions sont aujourd'hui satisfaites avec un système d'allumage laser et ne peuvent pas être remplies par les bougies conventionnelles, en raison de leur faible cadence de répétition et de leur localisation en bord de chambre de combustion. L'allumage laser a donc de beaux jours devant lui !

# Bibliographie

- [1] Guillaume TISON. « Étude, réalisation et applications d'une chaîne amplificatrice laser compacte pour l'allumage de turbomoteurs ». Thèse de doct. Bordeaux 1, 2013 (cf. p. 1, 14, 17, 20, 32-34, 44, 45, 115, 123, 133, 160).
- [2] Gabriel AMIARD-HUDEBINE. « Développement de sources lasers nanosecondes, picosecondes et femtosecondes et applications ». Thèse de doct. Bordeaux, 2019 (cf. p. 1, 17, 20, 22, 32, 35-38, 40, 41, 44, 45, 47, 49, 102, 113, 115, 119, 133, 141, 165).
- [3] Nicolas SAVARY et Guillaume TALIERCIO. « The SAFRAN helicopter engine spinning flame combustor concept to meet customer needs ». In : *42<sup>nd</sup> European Rotorcraft Forum* (2016) (cf. p. 8, 134).
- [4] Gregory HANNEBIQUE, Éleonore RIBER et Cuenot ÉBÉNEDICTE. « Ignition probability from lagrangian computations in the mercato bench ; comparison with eulerian simulations ». In : *3e colloque INCA, Initiative en Combustion Avancée*. 2011 (cf. p. 9, 147).
- [5] Javier MARRERO-SANTIAGO et al. « On the mechanisms of flame kernel extinction or survival during aeronautical ignition sequences : experimental and numerical analysis ». In : *Combustion and Flame* 222 (2020), p. 70-84 (cf. p. 8, 10, 124, 147).
- [6] Lucas ESCLAPEZ et al. « A statistical model to predict ignition probability ». In : *Combustion and Flame* 225 (2021), p. 180-195 (cf. p. 8).
- [7] F COLLIN-BASTIANI et al. « A joint experimental and numerical study of ignition in a spray burner ». In : *Proceedings of the Combustion Institute* 37.4 (2019), p. 5047-5055 (cf. p. 8).
- [8] Beatrice FRAGGE. « Allumage d'une chambre de combustion par retournement temporel micro-onde ». Thèse de doct. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE-SUPAERO), 2022 (cf. p. 10).

- [9] Joonsik HWANG et al. « Application of a novel microwave-assisted plasma ignition system in a direct injection gasoline engine ». In : *Applied Energy* 205 (2017), p. 562-576 (cf. p. 10).
- [10] Frédéric AUZAS. « Décharge radiofréquence produite dans les gaz à pression élevée pour le déclenchement de combustion ». Thèse de doct. Paris 11, 2008 (cf. p. 10).
- [11] Andrey STARIKOVSKIY et Nickolay ALEKSANDROV. « Plasma-assisted ignition and combustion ». In : *Progress in Energy and Combustion Science* 39.1 (2013), p. 61-110 (cf. p. 10).
- [12] Nicolas BARLEON. « Detailed modeling and simulations of Nanosecond Repetitively Pulsed Discharges for Plasma-Assisted Combustion ». Thèse de doct. 2022 (cf. p. 10).
- [13] Anthony E SIEGMAN. *Lasers*. University science books, 1986 (cf. p. 15, 93).
- [14] RG MEYERAND JR et AF HAUGHT. « Gas breakdown at optical frequencies ». In : *Physical Review Letters* 11.9 (1963), p. 401 (cf. p. 17, 60).
- [15] Takunori TAIRA et al. « World first laser ignited gasoline engine vehicle ». In : (2013) (cf. p. 17, 24).
- [16] NV PLETNEV et al. « Development and Testing of the Laser System of Ignition of Rocket Engines ». In : *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 56.2 (2020), p. 181-187 (cf. p. 17, 18).
- [17] Nicolae-Tiberius VASILE et Nicolaie PAVEL. « Multi-point laser-induced ignition of air-methane mixtures by a high peak-power passively Q-switched Nd : YAG/Cr<sup>4+</sup> : YAG laser ». In : *Optics & Laser Technology* 141 (2021), p. 107169 (cf. p. 17, 23, 25, 26, 167).
- [18] G. Laguna HILL Ronald A. « Laser initiated combustion of CH<sub>4</sub>+O<sub>2</sub> mixtures ». In : *Optics Communication* 32.3 (1980), p. 435-439 (cf. p. 18).
- [19] Ronald A HILL. « Ignition-delay times in laser initiated combustion ». In : *Applied Optics* 20.13 (1981), p. 2239-2242 (cf. p. 18).



- [20] Alexander G KOROTKIKH, Ivan V SOROKIN et Vladimir A ARKHIPOV. « Laser ignition of aluminum and boron based powder systems ». In : *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 58.4 (2022), p. 422-429 (cf. p. 18).
- [21] Mau-Song CHOU et Tmitri J ZUKOWSKI. « Ignition of H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>/air/NH<sub>3</sub> and CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>/NH<sub>3</sub> mixtures by excimer-laser photolysis of NH<sub>3</sub> ». In : *Combustion and Flame* 87.2 (1991), p. 191-202 (cf. p. 19).
- [22] Donald LUCAS et al. « Ignition by excimer laser photolysis of ozone ». In : *Combustion and Flame* 69.2 (1987), p. 171-184 (cf. p. 19).
- [23] Moshe LAVID et al. « Photochemical ignition of premixed hydrogen/oxygen mixtures with ArF laser ». In : *Combustion science and technology* 96.4-6 (1994), p. 231-245 (cf. p. 19).
- [24] Brad E FORCH et Andrzej W MIZIOLEK. « Oxygen-atom two-photon resonance effects in multiphoton photochemical ignition of premixed H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> flows ». In : *Optics letters* 11.3 (1986), p. 129-131 (cf. p. 19).
- [25] Brad E FORCH et Andrzej W MIZIOLEK. *Laser-Based Ignition of H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> and D<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> Premixed Gases Near 243 nm : The First Report of a Deuterium Isotope Wavelength Effect in Laser Ignition*. Rapp. tech. ARMY BALLISTIC RESEARCH LAB ABERDEEN PROVING GROUND MD, 1991 (cf. p. 19).
- [26] Brad E FORCH. « Resonant laser ignition of reactive gases ». In : *Laser Applications in Combustion and Combustion Diagnostics II*. T. 2122. International Society for Optics et Photonics. 1994, p. 118-128 (cf. p. 19).
- [27] Nicolaie PAVEL et al. « Laser ignition-Spark plug development and application in reciprocating engines ». In : *Progress in Quantum Electronics* 58 (2018), p. 1-32 (cf. p. 20, 22, 23).

- [28] Robert GEORGE. « Développement de nouvelles stratégies d'allumage laser : application à la propulsion aéronautique et/ou spatiale ». Thèse de doct. Université Paris-Saclay, 2017 (cf. p. 20, 23, 60, 62).
- [29] Paul D RONNEY. « Laser versus conventional ignition of flames ». In : *Optical Engineering* 33.2 (1994), p. 510-521 (cf. p. 20, 60).
- [30] Rekha TAMBAY et al. « Laser induced air breakdown using 0.355, 0.532, and 1.06  $\mu\text{m}$  radiation ». In : *Pramana* 37 (1991), p. 163-166 (cf. p. 20, 56, 60).
- [31] D BRADLEY et al. « Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers ». In : *Combustion and Flame* 138.1-2 (2004), p. 55-77 (cf. p. 21, 60).
- [32] Tran X PHUOC. « Laser-induced spark ignition fundamental and applications ». In : *Optics and Lasers in Engineering* 44.5 (2006), p. 351-397 (cf. p. 21, 22, 60).
- [33] Nobuyuki KAWAHARA et al. « Spatially, temporally, and spectrally resolved measurement of laser-induced plasma in air ». In : *Applied Physics B* 86 (2007), p. 605-614 (cf. p. 21, 60).
- [34] E SCHWARZ et al. « Laser-induced optical breakdown applied for laser spark ignition ». In : *Laser and Particle Beams* 28.1 (2010), p. 109-119 (cf. p. 23).
- [35] Moon Soo BAK, Seong-kyun IM et Mark A CAPPELLI. « Successive laser-induced breakdowns in atmospheric pressure air and premixed ethane-air mixtures ». In : *Combustion and Flame* 161.7 (2014), p. 1744-1751 (cf. p. 23).
- [36] Mark BÄRWINKEL et al. « Influence of focal point properties on energy transfer and plasma evolution during laser ignition process with a passively q-switched laser ». In : *Optics Express* 24.14 (2016), p. 15189-15203 (cf. p. 23).
- [37] Masaki TSUNEKANE et al. « High Peak Power, Passively Q-switched Microlaser for Ignition of Engines ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 46.2 (2010), p. 277-284 (cf. p. 23).

- [38] Gerhard KROUPA et al. « Laser ignition for aerospace applications using the rugged miniaturized HiPoLas® Nd-YAG laser system ». In : *Laser Ignition Conference*. Optica Publishing Group. 2017, LThA4-1 (cf. p. 23, 27).
- [39] Nicolaie PAVEL et al. « Ignition of an automobile engine by high-peak power Nd : YAG/Cr 4+ : YAG laser-spark devices ». In : *Optics express* 23.26 (2015), p. 33028-33037 (cf. p. 23, 24, 133).
- [40] Nicolaie PAVEL, Masaki TSUNEKANE et Takunori TAIRA. « Composite, all-ceramics, high-peak power Nd : YAG/Cr 4+ : YAG monolithic micro-laser with multiple-beam output for engine ignition ». In : *Optics express* 19.10 (2011), p. 9378-9384 (cf. p. 23).
- [41] Nicolaie PAVEL et al. « Laser ignition of a gasoline engine automobile ». In : *Laser Ignition Conference*. Optical Society of America. 2017, LWA4-3 (cf. p. 23).
- [42] Chiara MANFLETTI et Gerhard KROUPA. « Laser ignition of a cryogenic thruster using a miniaturised Nd : YAG laser ». In : *Optics Express* 21.106 (2013), A1126-A1139 (cf. p. 27).
- [43] G KROUPA et M BÖRNER. « A miniaturized high energy laser for ignition of rocket engines ». In : *International Conference on Space Optics—ICSO 2018*. T. 11180. SPIE. 2019, p. 1999-2007 (cf. p. 28).
- [44] H EL-RABII et al. « Laser spark ignition of two-phase monodisperse mixtures ». In : *Optics Communications* 256.4-6 (2005), p. 495-506 (cf. p. 29).
- [45] Camille LETTY et al. « Structure of igniting ethanol and n-heptane spray flames with and without swirl ». In : *Experimental thermal and fluid science* 43 (2012), p. 47-54 (cf. p. 29).
- [46] Seok Hwan LEE, Hyungrok Do et Jack J YOON. « Simultaneous optical ignition and spectroscopy of a two-phase spray flame ». In : *Combustion and Flame* 165 (2016), p. 334-345 (cf. p. 29).

- [47] R OLDENBORG, J EARLY et C LESTER. *Advanced ignition and propulsion technology program*. Rapp. tech. Los Alamos National Lab.(LANL), Los Alamos, NM (United States), 1998 (cf. p. 29, 30).
- [48] Klaus G MOESL et al. « Experimental study on laser-induced ignition of swirl-stabilized kerosene flames ». In : (2009) (cf. p. 31, 133, 147).
- [49] Guillaume LINASSIER. « Etude expérimentale et numérique de l'allumage des turboréacteurs en conditions de haute altitude ». Thèse de doct. Toulouse, ISAE, 2012 (cf. p. 41, 106).
- [50] DR BALLAL et AH LEFEBVRE. « Ignition of liquid fuel sprays at subatmospheric pressures ». In : *Combustion and flame* 31 (1978), p. 115-126 (cf. p. 44, 45, 127).
- [51] DR BALLAL et AH LEFEBVRE. « Ignition and flame quenching of flowing heterogeneous fuel-air mixtures ». In : *Combustion and Flame* 35 (1979), p. 155-168 (cf. p. 44, 45).
- [52] Dr R BALLAL et AH LEFEBVRE. « A general model of spark ignition for gaseous and liquid fuel-air mixtures ». In : *Symposium (international) on combustion*. T. 18. 1. Elsevier. 1981, p. 1737-1746 (cf. p. 44, 45).
- [53] Jun DONG et al. « Temperature-dependent stimulated emission cross section and concentration quenching in highly doped Nd<sup>3+</sup> : YAG crystals ». In : *physica status solidi (a)* 202.13 (2005), p. 2565-2573 (cf. p. 46).
- [54] Martin MAILLARD et al. « Kinetics and wavelength dependence of thermal and excited-state population on lens effect induced in a Nd : YAG rod amplifier ». In : *Optics Express* 31.2 (2023), p. 1799-1812 (cf. p. 67).
- [55] LM OSTERINK et JD FOSTER. « Thermal effects and transverse mode control in a Nd : YAG laser ». In : *Applied Physics Letters* 12.4 (1968), p. 128-131 (cf. p. 70, 72).

- [56] O.L. ANTIPOV et al. « Electronic changes of refractive index in intensively pumped Nd :YAG laser crystals ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 39.7 (2003), p. 910-918 (cf. p. 71, 73, 92, 93).
- [57] Walter KOECHNER. « Thermal lensing in a Nd : YAG laser rod ». In : *Applied optics* 9.11 (1970), p. 2548-2553 (cf. p. 72, 81, 85, 89, 96).
- [58] Taisuke KAWASAKI, Vincent YAHIA et Takunori TAIRA. « 100 Hz operation in 10 PW/sr· cm<sup>2</sup> class Nd :YAG Micro-MOPA ». In : *Optics Express* 27.14 (2019), p. 19555-19561 (cf. p. 72).
- [59] Nicolas PASSILLY et al. « Experimental and theoretical investigation of a rapidly varying nonlinear lensing effect observed in a Cr 3+ : LiSAF laser ». In : *JOSA B* 21.3 (2004), p. 531-538 (cf. p. 72).
- [60] Carlos JACINTO et al. « Refractive index changes in solid-state laser materials ». In : *Topical Problems of Nonlinear Wave Physics*. T. 5975. SPIE. 2006, p. 175-187 (cf. p. 72-74).
- [61] LR FREITAS et al. « Time-resolved study electronic and thermal contributions to the nonlinear refractive index of Nd<sup>3+</sup> :SBN laser crystals ». In : *Journal of luminescence* 128.5-6 (2008), p. 1013-1015 (cf. p. 72, 73).
- [62] Peijin SHANG et al. « Thermal lens Q-switched 1064 nm Nd :YAG laser ». In : *Optics Communications* 507 (2022), p. 127676 (cf. p. 72).
- [63] Oleg L ANTIPOV, ON EREMEIKIN et Aleksandr Pavlovich SAVIKIN. « Interferometric study of electronic changes in the refractive index of a Nd :YAG laser crystal caused by intense pumping ». In : *Quantum Electronics* 33.10 (2003), p. 861 (cf. p. 73, 81, 83, 90, 91).
- [64] C Pfistner et al. « Thermal beam distortions in end-pumped Nd : YAG, Nd : GSGG, and Nd : YLF rods ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 30.7 (1994), p. 1605-1615 (cf. p. 73, 74).

- [65] Elena ANASHKINA et Oleg ANTIPOV. « Electronic (population) lensing versus thermal lensing in Yb :YAG and Nd :YAG laser rods and disks ». In : *JOSA B* 27.3 (2010), p. 363-369 (cf. p. 73).
- [66] AA ANDRADE et al. « Discrimination between electronic and thermal contributions to the nonlinear refractive index of SrAlF<sub>5</sub> :Cr<sup>3+</sup> ». In : *JOSA B* 16.3 (1999), p. 395-400 (cf. p. 73).
- [67] D. N. MESSIAS et al. « Nonlinear electronic line shape determination in Yb<sup>3+</sup>-doped phosphate glass ». In : *Opt. Lett.* 32.6 (2007), p. 665-667 (cf. p. 73).
- [68] R. MONCORGÉ et al. « Origin of athermal refractive index changes observed in Yb<sup>3+</sup> doped YAG and KGW ». In : *Optics Communications* 281.9 (2008), p. 2526-2530 (cf. p. 73).
- [69] O. L. ANTIPOV et al. « Electronic mechanism for refractive-index changes in intensively pumped Yb :YAG laser crystals ». In : *Opt. Lett.* 31.6 (2006), p. 763-765 (cf. p. 73).
- [70] Nicolas PASSILLY et al. « Population lensing effect in Cr :LiSAF probed by Z-scan technique ». In : *Optics Communications* 260.2 (2006), p. 703-707 (cf. p. 73).
- [71] Richard C. POWELL et al. « Index-of-refraction change in optically pumped solid-state laser materials ». In : *Opt. Lett.* 14.21 (1989), p. 1204-1206 (cf. p. 73, 93).
- [72] J. MARGERIE, R. MONCORGÉ et P. NAGTEGAELE. « Spectroscopic investigation of variations in the refractive index of a Nd :YAG laser crystal : Experiments and crystal-field calculations ». In : *Phys. Rev. B* 74 (23 2006), p. 235108 (cf. p. 73, 93).
- [73] DC BURNHAM. « Simple measurement of thermal lensing effects in laser rods ». In : *Applied optics* 9.7 (1970), p. 1727-1728 (cf. p. 74).
- [74] Sébastien CHÉNAIS et al. « On thermal effects in solid-state lasers : The case of ytterbium-doped materials ». In : *Progress in quantum electronics* 30.4 (2006), p. 89-153 (cf. p. 74, 76).

- 
- [75] Gregor C GEBEL et al. « Optical and spectroscopic diagnostics of laser-induced air breakdown and kerosene spray ignition ». In : *Combustion and Flame* 162.4 (2015), p. 1599-1613 (cf. p. 133, 141).
- [76] Gustav MIE. « Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen ». In : *Annalen der physik* 330.3 (1908), p. 377-445 (cf. p. 144).
- [77] Lola ROUSSEAU. « Étude expérimentale et modélisation du comportement d'un brouillard de carburant à haute température : influence des interactions inter-gouttes sur son évaporation ». Thèse de doct. Toulouse, ISAE, 2022 (cf. p. 144).
- [78] Lola ROUSSEAU et al. « Droplet spatial distribution in a spray under evaporating and reacting conditions ». In : *Experiments in Fluids* 62 (2021), p. 1-19 (cf. p. 154).
- [79] Sagar POKHAREL, Albina TROPINA et Mikhail SHNEIDER. « Numerical Modeling of Laser Heating and Evaporation of a Single Droplet ». In : *Energies* 16.1 (2022), p. 388 (cf. p. 161).





## Résumé

Cette thèse explore le développement de nouvelles sources laser pour l'allumage et le rallumage en altitude de turboréacteur. Le projet LAMA, au cœur de cette thèse, capitalise sur les résultats des projets CALAS et ECLAIR. Il permet le développement d'une source laser produisant des impulsions de 40 mJ, d'une durée de 1 ns à une cadence de répétition de 100 Hz, avec une qualité modale de  $M^2 = 1,4$ . Pour atteindre de telles performances, une étude des effets de lentilles thermique et de gain dans un barreau de Nd :YAG fût nécessaire. Elle mit en évidence l'influence de la longueur d'onde du laser sur sa propagation dans un milieu amplificateur. Ce laser couplé à une tête de focalisation adaptée à une chambre de combustion d'un moteur ARDIEN 3G de Safran HE, fit la première démonstration d'allumage d'un moteur d'hélicoptère par laser. Afin d'étudier le domaine d'allumage du laser dans différentes conditions de températures et de pressions, des campagnes d'essais furent réalisées sur le banc MERCATO de l'ONERA. Elles mirent en évidence l'existence d'une position optimale pour l'allumage laser ainsi que la capacité de ce dernier à fonctionner à froid et en dépression.

**Mots clés :** Laser, Allumage, Turboréacteur

## Abstract

This thesis explores the development of new laser sources for ignition and reignition at high altitudes of turbojet engines. The LAMA project, central to this thesis was built upon the results of the CALAS and ECLAIR projects. It led to the development of a laser source producing pulses of 40 mJ, lasting 1 ns at a repetition rate of 100 Hz, with a beam quality of  $M^2 = 1.4$ . To achieve such performance, a study of the thermal lensing and gain effects in an Nd :YAG rod was necessary. It highlighted the influence of the laser wavelength on its propagation in an amplifying medium. This laser, coupled with a focusing head adapted to a combustion chamber of an ARDIEN 3G engine from Safran HE, demonstrated the world first helicopter engine ignition by laser. To study the laser ignition domain under different temperature and pressure conditions, test campaigns were conducted on the ONERA MERCATO test bench. They revealed the existence of an optimal position for laser ignition as well as its ability to function in cold and low pressure conditions.

**Keywords :** Laser, Ignition, Turbojet engines