



**HAL**  
open science

# Les carburants métalliques comme futurs vecteurs énergétiques décarbonés

Samuel Jeanjean

► **To cite this version:**

Samuel Jeanjean. Les carburants métalliques comme futurs vecteurs énergétiques décarbonés. Génie des procédés. Université d'Orléans, 2024. Français. NNT : 2024ORLE1006 . tel-04528801

**HAL Id: tel-04528801**

**<https://hal.science/tel-04528801v1>**

Submitted on 13 May 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.



# UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

*École Doctorale Énergie, Matériaux, Sciences de la Terre et de l'Univers*

Laboratoire ICARE-CNRS

**THÈSE** présentée par :

**Samuel JEANJEAN**

soutenue le : **20 Mars 2024**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : **Énergie**

## **Les carburants métalliques comme futurs vecteurs énergétiques décarbonés**

**THÈSE dirigée par :**

**M. HALTER Fabien**

**M. CHAUVEAU Christian**

Professeur, Université d'Orléans

Directeur de recherche, CNRS-ICARE

**RAPPORTEURS :**

**M. SELLE Laurent**

**M. CONTINO Francesco**

Directeur de recherche, IMFT

Professeur, Université Catholique de Louvain

**JURY :**

**M. BRILHAC Jean-François**

**M. LEGROS Guillaume**

Professeur, Université de Haute Alsace, **Président**

Professeur, Université d'Orléans



## **Remerciements :**

Une thèse n'est jamais une ballade tranquille sur le bord d'un lac. Ça ressemble plus à une randonnée avec des pentes abruptes et des falaises à gravir. Et durant cette épopée, heureusement, certaines personnes t'apprennent à marcher dans ces pentes escarpées, à grimper ces imposantes falaises. Sans ces personnes, ces obstacles à la première vue insurmontables semblent maintenant loin derrière. Je tiens à remercier ces guides de hautes montagnes qui m'ont suivi de mon premier pas jusqu'au dernier. Tout d'abord, Fabien Hatler, même s'il semble un jeune montagnard aux premiers abords, il est bien plus expérimenté que ce qu'il semble. Pour l'anecdote, Tim Spee, un ami des Pays-Bas, l'avait pris pour un doctorant alors que c'était déjà un professeur. Fabien fut celui qui m'a proposé cette randonnée en sachant que je m'intéressais déjà à la combustion de particules métalliques (de fer plus précisément). J'ai aperçu dans Fabien une personne vraiment passionnée, une personne assoiffée par la connaissance et la science. Fabien est le randonneur qui ne gravit jamais la même montagne, ou du moins pas par la même face. Le second guide qui m'a accompagné pendant ce périple fut Christian Chauveau. Christian c'est vraiment celui qui n'a peur d'aucune montagne. Il connaît tous les équipements nécessaires et comment les entretenir, les modifier pour qu'ils fonctionnent mieux. Au cours de ce périple, j'ai eu la chance de croiser un autre guide. Guillaume Legros fut d'une aide certaine dans l'ascension. Il m'a prêté son bâton lorsque je fus essoufflé. Je le remercie notamment parce qu'il m'a accompagné alors qu'il avait un autre thésard. Tous ces guides avaient leurs spécificités, ce qui m'a permis d'avoir une complémentarité sur laquelle j'ai pu compter.

Je remercie ceux qui m'ont attendu en haut pour discuter de cette ascension. Tout d'abord, je remercie Jean-François Brilhac qui a présidé le jury. Je remercie également Laurent Selle et Francesco Contino qui ont pris leur temps pour relire mon manuscrit et pour s'intéresser à la combustion de particule d'aluminium. Je remercie encore Guillaume Legros qui, en plus d'un rôle d'accompagnant, a endossé un rôle de membre du jury.

Pour cette ascension, nous étions une grande équipe. Je remercie tous les gens du projet ANR avec qui nous eûmes des discussions passionnantes sur des phénoménologies complexes et complètes. On peut retrouver le laboratoire GRE, avec Jean-François, et Adeline, le laboratoire PROMES avec Ariane et Youssef et l'entreprise PSA représenté par Clément.

Je remercie toutes les petites mains qui ont permis cette ascension, que ça soit les membres de l'administration ou de l'atelier.

Pendant cette longue marche d'autre randonneur, on fait un bout de chemin avec moi. Celui qui a marché avec moi depuis l'école d'ingénieur fut Léo Kovacs. C'est

un ami qui le restera. C'est un grimpeur de pacotille, mais toujours volontaire. Quelquefois trop volontaire d'ailleurs ! Ce volontariat lui a fait faire des nuits bien trop courtes et des levées difficiles. Je ne dévoilerais pas les motifs de ces couchés tardifs, ça lui tiendrait probablement préjugé (des séances UV). Mais ils sembleraient qu'un de ses directeurs de thèse avait la même vis. Cependant, il ne faut pas juger un randonneur par ses vis, mais par ses sommets. Léo a toujours été là dans les moments de haut comme les moments de bas. Il a cette flamme, cette envie de découvrir qui l'a faite rayonnée dans le monde de la recherche. Je lui souhaite encore de beaux jours à l'ONERA.

Une randonneuse a aussi une place de choix dans ces rencontres. Alka Karan est une marcheuse exceptionnelle. Elle a marché à côté de moi tout du long de cette thèse. On a vécu les côtes escarpées et les descentes rudes ensemble. Nos délires et nos rires m'ont énormément aidé à traverser ces cols et plateaux. Que ce soient les origamis, les Post-its, les discussions insensées... que de souvenirs !

Les autres randonneurs de l'équipe CT sont également acteurs de la réussite de cette thèse. Tout d'abord, Valentin Glasziou. C'est un homme sûr, quelqu'un de confiance avec qui c'est toujours agréable d'échanger, scientifiquement et personnellement. Valentin, Hugo Keck et moi avons des sujets assez similaires. Ce fut un plaisir de réfléchir phénoménologie avec eux. Une petite pensée à Antoine Mouze-Mornettas qui est parti trop tôt du labo. Dans ces randonneurs, un m'a particulièrement aidé : Justin Bertsch que je qualifiais comme THE stagiaire. J'espère qu'il prend soin d'Apetor le sanglier. Et bon courage à Dylan Keo qui prend ma suite !

J'ai encore de nombreux souvenirs avec ces randonneurs qui marchaient sur le chemin d'à côté. Déjà toute l'équipe FAST avec Viviana, Léo, Vincente, Hugo N., Nicolas qui pensait être supérieur en faisant de l'aéro et pas de la combu (sans rancune, mais maintenant certains font de la combu). Ceux de l'équipe OH avec Maxence, Nesrine et Giorgia : les meilleurs chimistes. J'ai une pensée un peu plus profonde pour Maxence qui m'a intégré dès mon arrivée et avec qui j'ai passé de très bons moments de levée de coude et de séance UV. Il y a aussi Hugo C. le sans équipe ni date fixe notre métalleux calme préféré.

En dehors du milieu scientifique, de nombreuses personnes m'ont aidé à tenir le rythme de marche. Notamment, les membres de mon groupe de musique groovy (k)night avec Maxime, Anae, Hugo et Clément. Je remercie aussi mes parents surtout le temps qu'ils ont passé à relire ces pages sûrement incompréhensibles pour eux. Un grand merci à Camille pour m'avoir motivé à aller jusqu'au bout. J'ai aussi une pensée pour Quentin Delépine pour ces merveilleux conseils de préparation au MT180 et pour les autres participants avec qui j'ai passé une superbe aventure.

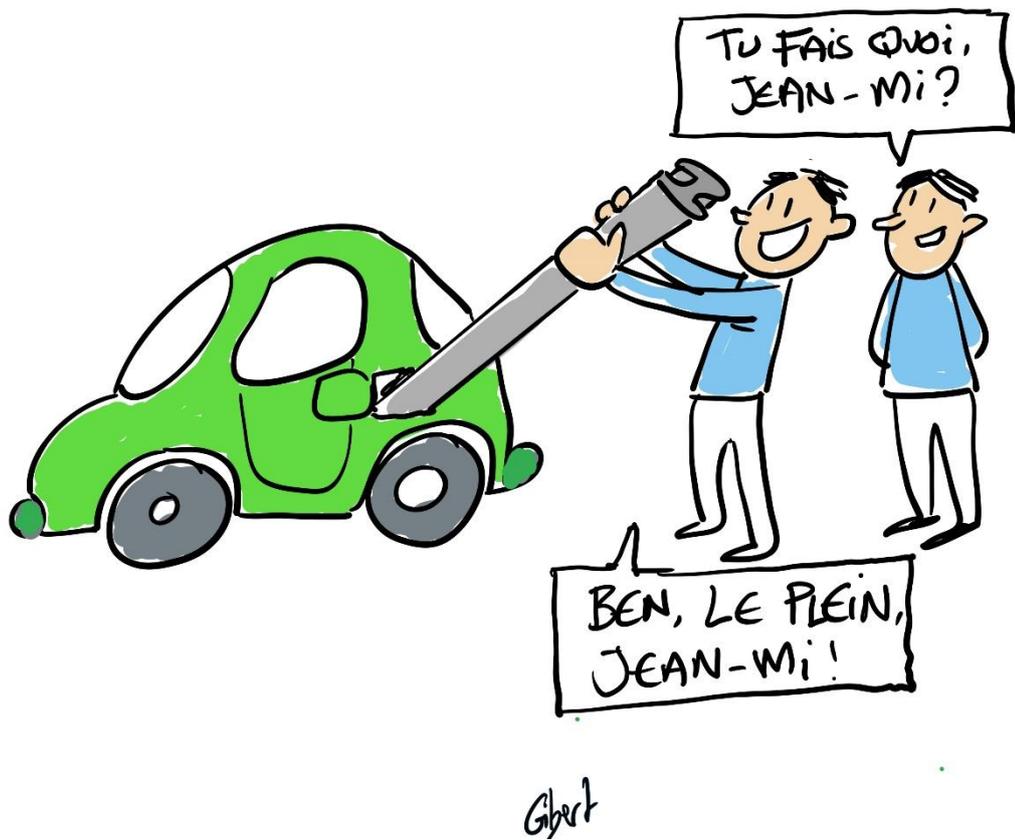


Figure 0-1 : Illustration provenant de la final régional de MT180 2022 à l'Université de Tours

# Table des matières

Abréviations/Nomenclature :.....	8
Chapitre 1 : Introduction.....	11
1.1 Contexte et motivation.....	11
1.2 Projet ANR .....	13
1.3 Objectifs .....	16
Chapitre 2 : Analyse bibliographique.....	18
2.1 Le cas des particules isolées.....	18
2.1.1 Processus d'allumage.....	18
2.1.2 Mode de combustion.....	20
2.1.3 Temps de combustion.....	26
2.2 Cas de poudre en suspension.....	30
2.2.1 Température de flamme.....	30
2.2.2 Vitesse de flamme .....	33
2.3 Conclusion bibliographique .....	36
Chapitre 3 : Dispositif expérimental.....	38
3.1 Système existant .....	38
3.1.1 Ensemble brûleur.....	38
3.1.2 Système d'acquisition .....	40
3.2 Dispersion .....	41
3.2.1 État de l'art des disperseurs.....	41
3.2.2 Choix du disperseur .....	45
3.2.3 Amélioration du circuit pneumatique .....	46
3.2.4 Validation de la dispersion .....	48
3.3 Homothétie du brûleur .....	50

3.4	Système de filtration .....	51
Chapitre 4 : Cartographie de la température.....		56
4.1	Étude flamme hybride aluminium/méthane dans l'air .....	56
4.1.1	Banc optique .....	56
4.1.2	Résultats .....	75
4.2	Étude de la flamme d'aluminium / air.....	90
4.2.1	Amélioration du banc expérimental.....	90
4.2.2	Résultats .....	101
Conclusion.....		118
Annexe .....		136

**Abréviations/Nomenclature :**

Nom	Définition	Unité
$B$	Concentration / Densité particule	$\text{kg.m}^{-3}$
$c$	Vitesse de la lumière dans le vide	$\text{m.s}^{-1}$
$C_{i.X_i}$	Concentration relative des oxydants	$\emptyset$
$D_p^0$	Diamètre initial de la particule	m
$Da$	Nombre de Damköhler	$\emptyset$
$D_b$	Diamètre sortie brûleur	m
$D_{diff}$	Diffusivité de la matière	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$D_f$	Diamètre de flamme (particule isolée)	m
$D_h$	Diamètre du conduit	m
$D_p$	Diamètre des particules	m
$dv$	Débit massique	$\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
$f_D$	Coefficient de perte de charge	$\emptyset$
$f_k(r,z)$	Ensemble de fonctions déconvoluées	$\text{bits.m}^{-1}$
$G_f$	Taux de consommation massique	$\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
$G_{kij}$	Ensemble de fonctions intégrées	bits
$H$	Hauteur	m
$h$	Constante de Planck	J.s
$h(x,z)$	Fonction outil pour convoluer	$\emptyset$
$H_{T298}^0$	Enthalpie Température de référence	J
$H_{Tvol}^0$	Enthalpie à Température de volatilisation	J
$I$	Intensité avec absorption	$\text{W m}^{-2}$
$i$	Coefficient stœchiométrique massique	$\emptyset$
$l(r,z)$	Image section (2D)	$\text{bits.m}^{-1}$
$I_0$	Intensité sans absorption	$\text{W m}^{-2}$
$k$	Constante de Boltzmann	$\text{J.K}^{-1}$
$k_g$	Conductivité thermique du gaz	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$k_s$	Taux de réaction hétérogène	$\emptyset$
$L$	Longueur	m
$L(\lambda,T)$	Luminance énergétique spectrale	$\text{W.m}^{-3}.\text{sr}^{-1}$
$Le$	Nombre de Lewis	$\emptyset$

Contexte et motivation

$\dot{m}_c$	Débit massique	kg.s <sup>-1</sup>
$m_{O,\infty}$	Fraction massique d'oxygène dans le gaz	∅
Ne	Nombre d'électrons produits	∅
P	Pression	bar
P(x,z)	Image projetée (3D)	bits
P <sub>ij</sub>	Image projetée discrétisée	bits
q <sub>comb</sub>	Flux de chaleur dégagé par la réaction	W
Q <sub>ext</sub>	Coefficient d'absorption	∅
q <sub>out</sub>	Flux de chaleur sortant	W
q <sub>p</sub>	Flux de chaleur dégagé par la flamme dirigé vers la particule	W
Q <sub>R</sub>	Enthalpie de réaction	J
R	Rayon brûleur	m
r	Rayon	m
R(r)	Fonction d'approximation	∅
Re	Nombre de Reynolds	∅
S <sub>c</sub>	Vitesse de flamme	m.s <sup>-1</sup>
T <sub>∞</sub>	Température de l'air ambiant	K
T <sub>ebu</sub>	Température d'ébullition (métal)	K
T <sub>f</sub>	Température de flamme	K
T <sub>p</sub>	Température particule	K
T <sub>vap</sub>	Température de vaporisation (oxyde)	K
V	Vitesse	m.s <sup>-1</sup>
V <sub>air</sub>	Vitesse éjection des gaz frais	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
V <sub>flamme</sub>	Vitesse de flammes	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
x	Abscisse	m
z	Hauteur	m
α	Diffusivité thermique	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
ΔH <sub>dispo</sub>	Enthalpie disponible	J
ΔH <sub>ebu</sub>	Enthalpie d'évaporation du métal	J
ΔH <sub>vap</sub>	Enthalpie de vaporisation	J
ΔP	Perte de charge	Pa
ε(λ)	Émissivité	∅
ελ	Énergie d'un photon de longueur λ	J.s

## Contexte et motivation

---

$\lambda$	Longueur d'onde	m
$\rho$	Masse volumique	kg.m <sup>-3</sup>
$\rho_k(r)$	Une fonction outil de $f_k(r,z)$	Ø
$T_{b,diff}$	Temps de combustion d'une particule en mode diffusif	s
$\nu$	Viscosité cinématique	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
$\phi\xi$	Puissance optique absorbée	W
$e_{eff}$	Efficacité oxydante	Ø
$\chi_k(x)$	Une fonction outil de $G_{kij}$	Ø

# Chapitre 1 : Introduction

## 1.1 Contexte et motivation

Le changement climatique n'est plus à prouver. Une écrasante majorité de scientifiques est d'accord sur le fait que l'être humain est en grande partie responsable de ce changement. En 1988, le GIEC (IPCC) (Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat), une initiative internationale pour évaluer scientifiquement l'impact de l'homme sur le climat, a été créé. En 2021, un rapport alarmant sur la situation actuelle a été publié. La plupart des gaz à effet de serre produits sont d'origine humaine. Depuis 2011 la concentration de ces gaz dans l'atmosphère continue de croître. Un pic de concentration de ces gaz a été atteint en 2019. Entre 1750 et 2019, un accroissement des concentrations de CO<sub>2</sub> de 47% de méthane de 156% et de N<sub>2</sub>O de 23% a été relevé. Cet accroissement a entraîné un réchauffement global des températures de surface ; chacune des quatre dernières décennies a été plus chaude que les précédentes. La température a augmenté de 1.09°C depuis les années 1850-1900 (Figure 1-1). En réalité, les gaz à effet de serre sont plutôt responsables d'une augmentation de la température de 1 à 2°C, mais d'autres facteurs humains, tels que l'utilisation de certains aérosols, auraient réduit la température de 0 à 0.8°C. D'autres variations de la température, de l'ordre de -0.1 à 0.1°C, viennent de facteurs naturels. La cause principale de ce réchauffement est la production des gaz à effet de serre (Figure 1-2).

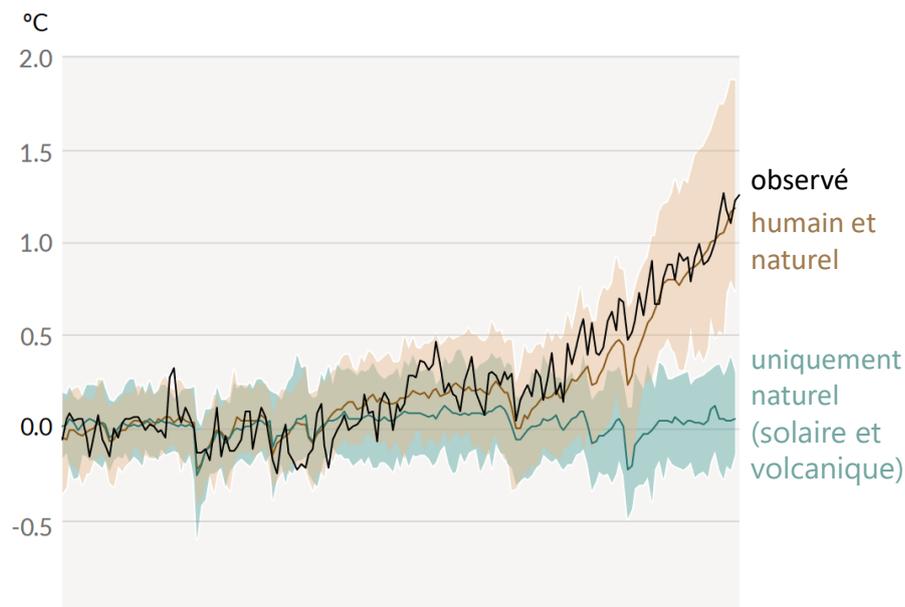


Figure 1-1 Changement de la température de surface globale (moyenne annuelle) tel qu'observé et simulé à l'aide de facteurs humains et naturels et uniquement naturels (entre 1850-2020)  
Traduit depuis le GIEC [1]

Comme autres conséquences de ce réchauffement climatique, on peut également noter une hausse des précipitations (surtout depuis 1980), le recul global des glaciers et la diminution de la surface de la banquise arctique (entre 10 et 40% en fonction des saisons depuis 1980), la montée en température de la couche supérieure des océans (0 à -700 m), l'élévation du niveau de la mer moyen (0.2 m depuis 1900), et la modification de la biosphère terrestre.

Les scénarios envisagés prévoient une augmentation entre 1.5°C et 2°C au cours du 21<sup>e</sup> siècle en fonction des émissions de gaz à effet de serre de la prochaine décennie. Les pics de chaleur vont devenir de plus en plus fréquents et de plus en plus extrêmes. Les périodes de pluie intense et de forte sécheresse vont aussi s'aggraver. Certains phénomènes liés aux émissions de gaz à effet de serre, particulièrement les changements observés sur les océans et les zones glacées, sont déjà irréversibles pour des siècles voire des millénaires. En 2022, il a été considéré que la 6<sup>e</sup> limite planétaire, 'le cycle de l'eau douce', a été franchie (Wang-Erlandsson et al. 2022).

Pour limiter l'impact du changement climatique, il est donc nécessaire de réduire au maximum les émissions de gaz à effet de serre. En plus de diminuer l'impact du changement climatique, ceci permettra également d'améliorer la qualité de l'air. Cependant, même en réduisant ces émissions, les effets positifs sur le changement climatique ne seront visibles que dans une vingtaine d'années ou plus.

Le domaine du transport est une des nombreuses sources de ce dérèglement climatique. Le transport routier est le plus impactant en ce qui concerne le réchauffement climatique (Berntsen and Fuglestvedt 2008). En effet, il émet une grande quantité de CO<sub>2</sub>, de noir de carbone présent dans les suies, et des NO<sub>x</sub>. Les véhicules terrestres peuvent être scindés en deux catégories : les véhicules diesel qui dégagent plutôt des particules fines de noir de carbone et des NO<sub>x</sub> et les véhicules essence qui émettent du CO et des composés organiques volatils autres que le CH<sub>4</sub>. Ces véhicules rejettent également de nombreux autres composants ayant une courte durée de vie comme l'ozone, le méthane et les aérosols (Yaoxian Huang et al. 2020). Par ailleurs, les véhicules terrestres sont aussi un facteur anthropique de l'élévation de l'O<sub>3</sub> (Malley and Henze 2017) et de la concentration de microparticules PM<sub>2.5</sub> (Chambliss et al. 2014). Ainsi, le domaine du transport routier joue un rôle important sur le dérèglement climatique et la baisse de la qualité de l'air.

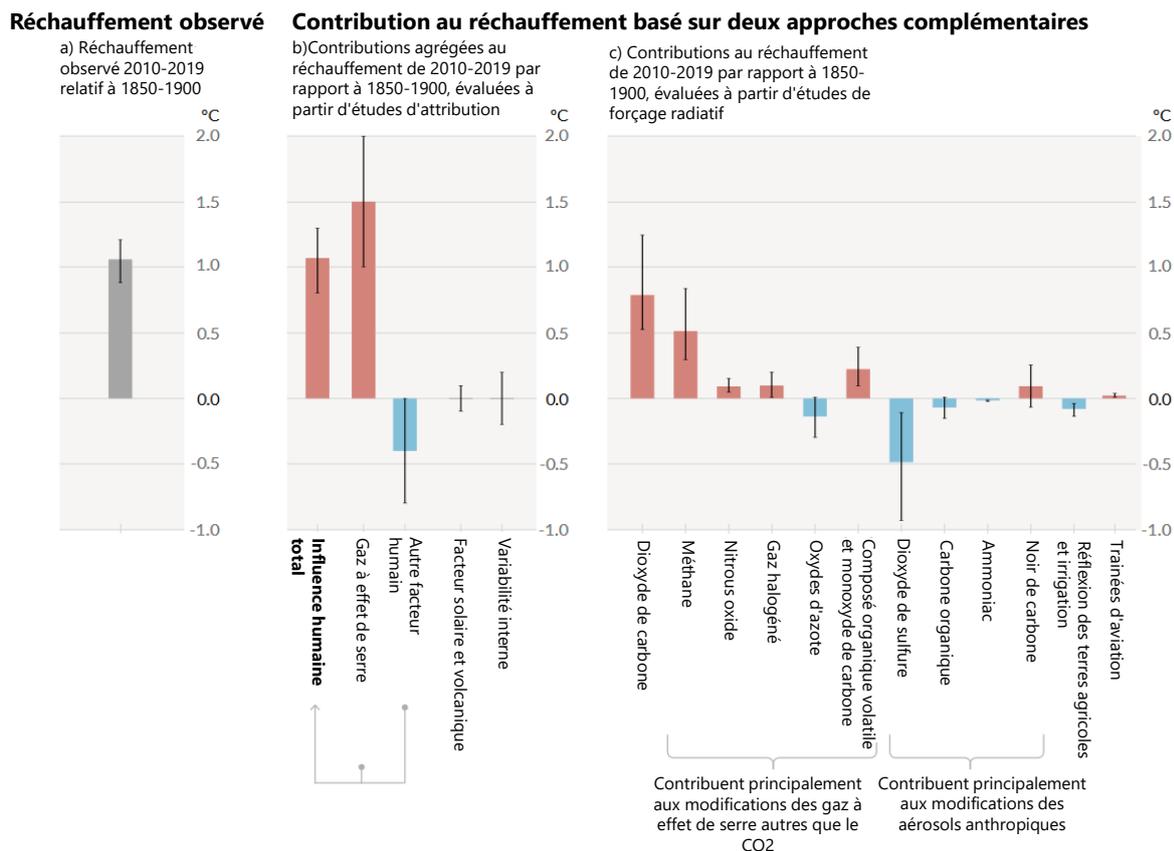


Figure 1-2 Contributions évaluées au réchauffement observé en 2010-2019 par rapport à 1850-1900  
Traduit depuis le GIEC [1]

En 2021, la Commission Européenne a publié un pacte vert pour l'Europe (2019) indiquant de nombreux objectifs pour améliorer l'impact humain sur de nombreux aspects. En Europe, le transport représente un quart des émissions de gaz à effet de serre. Ce pacte incite notamment à réduire de 90% des émissions provenant du transport d'ici 2050. Cela passera, entre autres, par la production et le déploiement de carburant de substitution durables. Évidemment, ce pacte est à l'intention des pays membres de l'Union européenne, mais ne peut aboutir si les autres pays ne décident pas d'améliorer leur façon de se déplacer.

## 1.2 Projet ANR

Dans la situation présentée dans la partie 1.1, la politique sur l'énergie et le climat représentent un enjeu majeur pour les prochaines décennies. C'est dans ce cadre-là que le projet ANR STELLAR (ANR- 18-CE05-0040) a été mis en place. Ce projet a pour but d'examiner un nouveau vecteur énergétique n'émettant pas de CO<sub>2</sub> et peu d'autres polluants.

Un candidat prometteur pour répondre à cette problématique est l'hydrogène. Cependant, ce vecteur énergétique pose un problème au niveau de la sûreté et du stockage, spécialement pour une longue période. Tout comme l'hydrogène, les particules métalliques sont des vecteurs énergétiques. C'est-à-dire, qu'elles permettent de stocker de l'énergie provenant des sources d'énergie intermittentes et de la restituer en fonction des besoins. Les métaux sont dotés d'une importante densité énergétique équivalente aux hydrocarbures (Figure 1-3).

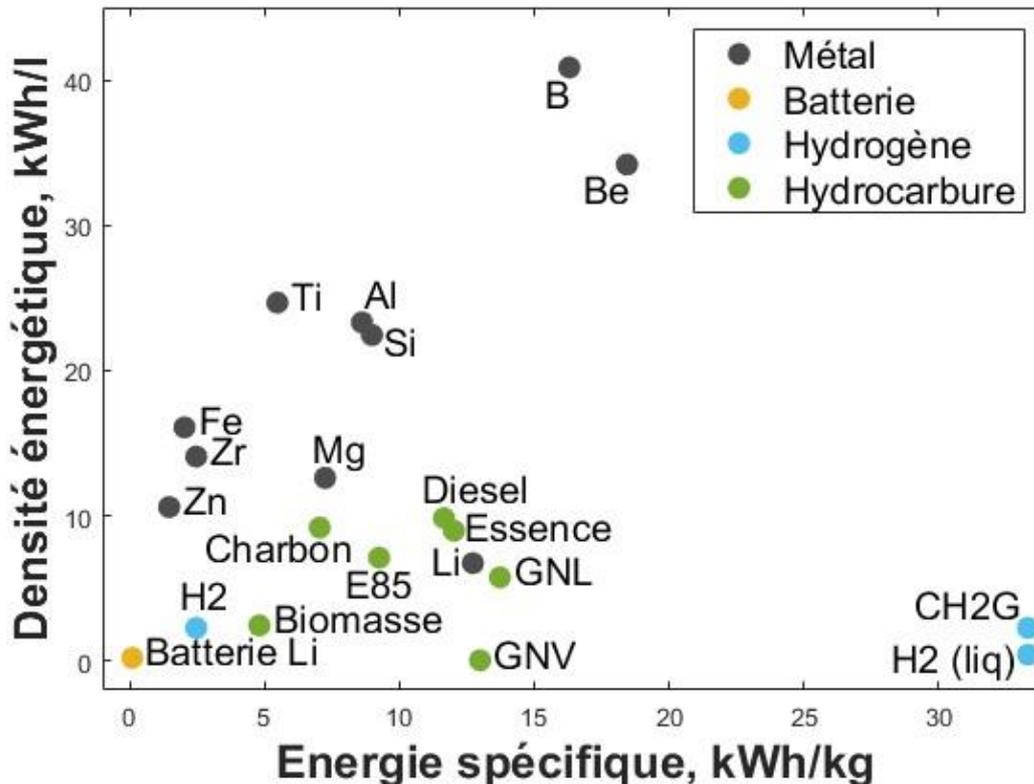


Figure 1-3 Comparaison des valeurs des densités énergétiques pour différents combustibles.

Des métalloïdes (B, Si) sont représentés avec les métaux. Abréviations : gaz naturel véhiculaire (GNV), gaz naturel liquéfié (GNL), et gaz d'hydrogène compressé (CH2G). L'objectif défini par le U.S. Department of Energy en termes de densité énergétique pour des matériaux de stockage d'hydrogène est représenté par DOE H2. Adapté de Bergthorson et al. (2015).

Un autre avantage de l'utilisation des particules métalliques réside dans la mise en place d'un cycle fermé. En effet, la combustion des particules revient à une oxydation : les produits de combustion sont des particules oxydées. Ces particules peuvent être récupérées pour ensuite être réduites, et ainsi être utilisées à nouveau. Cette combustion appliquée au transport est très prometteuse, notamment avec des véhicules routiers de type VEHR (PEVH en anglais : Plug-in Hybrid Electric Vehicle).

L'apport énergétique conféré aux métaux est réalisé lors du processus de réduction. Dans le cadre du projet STELLAR, cette réduction utilise l'énergie solaire afin de réduire au maximum les émissions de CO<sub>2</sub>.

Ce concept pourrait être une solution au dérèglement climatique sur le long terme. Il propose une solution zéro carbone qui pourrait, relativement facilement être acceptée par les clients du fait de ses avantages intrinsèques (bonne autonomie, recharge rapide, sécurité d'utilisation et de manipulation).

Le silicium, l'aluminium, le fer et le magnésium sont des métaux extrêmement présents sur terre, respectivement les 2<sup>e</sup>, 3<sup>e</sup>, 4<sup>e</sup>, et 6<sup>e</sup> plus abondants. Tous ces métaux ont un grand potentiel pour devenir des vecteurs énergétiques. Cependant, même si le fer est le plus étudié de nos jours, il a une énergie spécifique moindre, comparée au silicium, au magnésium ou à l'aluminium (Figure 1-3). Cela permet d'avoir une masse inférieure de carburant embarquée pour une même autonomie. Le silicium, comme pour le fer et contrairement à l'aluminium et au magnésium, brûle en mettant en jeu une réaction hétérogène de surface, car sa température de réaction est inférieure à sa température d'ébullition (cf. 2.1.2). La densité énergétique est un paramètre important dans le cadre de la mobilité du fait des contraintes sur l'encombrement et le poids. Ce dernier point a guidé notre choix. De plus, pour avoir des résultats comparables, l'étude de deux flammes ayant des caractéristiques analogues a été mise en avant. C'est pour cela que le choix s'est tourné vers l'aluminium et le magnésium.

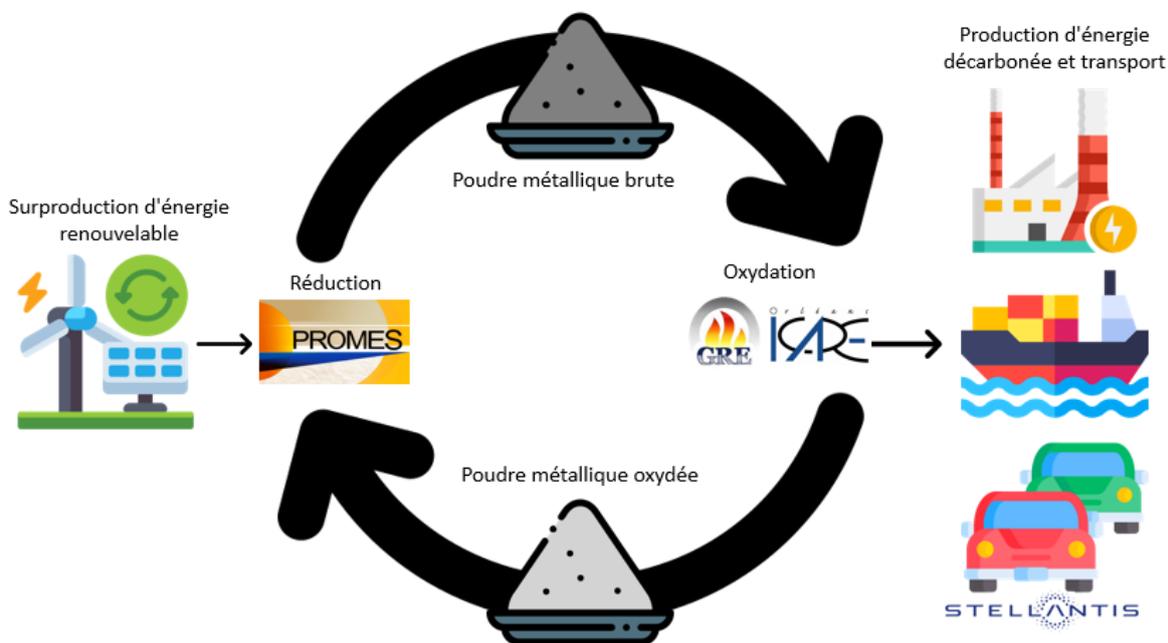


Figure 1-4 Récapitulatif projet ANR STELLAR

Les investigations de la combustion de ces particules métalliques apporteront une évaluation du réel potentiel de l'utilisation de ces particules en tant que carburant, en termes d'émission de gaz à effet de serre, de recyclage, et d'autonomie.

La combustion de particules métalliques permet d'éviter les polluants carbonés. Cependant, leurs combustions produisant de la chaleur, des NOx (des oxydes d'azote) peuvent se synthétiser dans les gaz chauds. Ces combustions produisent aussi des nanoparticules. Celles-ci, pour le bon fonctionnement du cycle des vecteurs énergétiques, doivent être captées. Cependant, la récupération des particules aura des rendements plus ou moins importants en fonction des moyens mis en œuvre. Une part de ces nanoparticules seront donc émises.

Ce projet ANR-STELLAR comporte plusieurs parties, comme le montre la Figure 1-4. Le laboratoire PROMES à Font-Romeu-Odeillo-Via a concentré ses efforts sur l'étude de la réduction des particules grâce à l'énergie solaire. Le laboratoire GRE à Mulhouse s'est intéressé à la combustion de particules de magnésium et plus particulièrement à l'analyse des polluants engendrés par cette combustion. Le laboratoire ICARE à Orléans a travaillé sur la caractérisation de la combustion d'aluminium, et en particulier, l'étude énergétique de la flamme. Il y a aussi un acteur industriel, Stellantis, qui a étudié la faisabilité de l'adaptation potentielle de cette technologie sur les transports terrestres et a réalisé des études de coût.

### 1.3 Objectifs

Ce projet ANR pose déjà une idée globale des objectifs de la thèse. En plus du projet ANR, la thèse fait suite à deux autres thèses. La première réalisée par Ricardo Lomba (2016) a permis le développement d'un brûleur type Bunsen. Il a également commencé à étudier certaines caractéristiques de la flamme telles que la vitesse ou la température. La suite des recherches a été réalisée par Pascal Laboureur (2023). Ce dernier a continué les études sur la température et la vitesse de flamme commencées par son prédécesseur et y a ajouté l'étude des produits de combustion et du rayonnement de la flamme.

C'est dans ce contexte que cette thèse commence et que l'on peut fixer des objectifs. L'objectif principal est évidemment de participer à la compréhension de la physique qui pilote l'oxydation de l'aluminium. Cette étude approfondira les recherches déjà entamées par les prédécesseurs sur la vitesse de flamme et la température de flamme. Elle essaiera de préciser spatialement la température en faisant une cartographie de cette dernière.

Les flammes multiphasiques utilisant des poudres solides comme combustible restent méconnues par rapport aux flammes d'hydrocarbure. Cependant, de nombreuses avancées récentes ont permis de mieux comprendre ce domaine. Elles seront présentées lors d'un état de l'art dans le Chapitre 2. La bivalence entre les différentes échelles mises en jeu sera mise en avant. D'abord, un regard microscopique sur la

## Objectifs

---

combustion d'une particule isolée sera développé. Ensuite, un regard macroscopique sera apporté pour compléter cette analyse bibliographique.

Nos recherches ont été guidées par une démarche d'améliorations permanentes du dispositif expérimental. Celles-ci seront présentées lors du Chapitre 3. Ce chapitre présente les parties du système séparément. La dispersion des particules étant complexe, nous avons développé un autre système pour faciliter l'utilisation du banc expérimental. En changeant le générateur d'aérosol, nous avons également augmenté la sécurité du banc expérimental. De façon simultanée, une homothétie du brûleur a été réalisée pour réduire la consommation et la puissance du brûleur. Finalement, le système d'échappement des particules brûlées a été retravaillé et décrit dans cette partie.

Le Chapitre 4 présente les méthodes et les différents résultats obtenus. Il est structuré de façon chronologique. Les premiers tests permettent une validation du système grâce à la mise en place d'une flamme hybride. L'impact du milieu oxydant sera étudié en faisant varier la quantité de méthane dans le mélange. Ensuite, une flamme aluminium/air sera décrite, et notamment son évolution dans un milieu suroxygéné. Dans ce chapitre, l'évolution du banc optique permettant d'observer la flamme sera aussi développée.

## Chapitre 2 : Analyse bibliographique

La combustion de particules métalliques se distingue des combustions plus classiques par le fait que la réaction se fait dans un milieu discret et non continu. En effet, à une échelle micrométrique, chaque particule brûle isolée des autres dans l'espace. On observe donc une multitude de flammes microscopiques cohérentes qui forment une flamme macroscopique ("flames within a flame" (Goroshin, Palečka, and Bergthorson 2022)). Il est donc important de comprendre dans un premier temps comment une seule particule brûle en étant isolée. Cet aspect a été énormément étudié pour améliorer la densité énergétique de nombreux matériaux en ajoutant des particules métalliques. C'est le cas des propergols dans le milieu spatial ou des explosifs dans les milieux minier et militaire.

### 2.1 Le cas des particules isolées

#### 2.1.1 Processus d'allumage

Une couche d'oxyde se forme naturellement autour de chaque particule lors de leur formation. Cela leur confère une grande stabilité dans l'air, car cette couche d'oxyde reste inerte. Celle-ci varie en fonction de la quantité d'oxygène et du taux de refroidissement lors de la formation de la particule. En effet, pendant la solidification de l'aluminium, il est probable que de l'oxygène se dissolvent dans la phase liquide restante. Le taux d'oxygène dissous dans le liquide (Al-O) va déterminer la quantité d'alumine formée, et donc l'épaisseur de la couche d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  (Dreizin 1996; Puri 2008). Après la formation d'alumine due à l'excès d'oxygène dans l'aluminium, et si le taux de dissolution est rapide, on trouve un rapport de masse de  $\frac{m_{\text{Al}_2\text{O}_3}}{m_{\text{Al}}} = 0.228$ . L'épaisseur de la couche d'alumine, si le refroidissement est long, est proportionnel au diamètre et vaut  $\delta_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 0.023D_0^p$ . Cependant, en réalité, le temps de refroidissement est court, ainsi l'épaisseur de la couche d'oxyde mesurée est plus faible. En règle générale, l'épaisseur varie entre 2 et 5 nm.

Pour que le combustible et le comburant rentrent en contact, respectivement le métal et l'air, il faut donc rompre cette couche d'oxyde. Dans des conditions standards, pour obtenir cette rupture, une augmentation de la température ou une réduction de la pression est nécessaire pour atteindre le point de fusion de l'oxyde. Pour le cas de l'aluminium, l'alumine fond à 2327 K (d'après les tables thermodynamiques NIST-JANAF).

Friedman et Macek (1962, 1963) réussissent à brûler des particules entre 2210 K à 2360 K dans les gaz brûlés d'une flamme de  $\text{C}_3\text{H}_8/\text{O}_2/\text{N}_2$  pour des particules de 15 à 65  $\mu\text{m}$  de diamètre. Merzhanov et al. (1977) trouvent des températures d'allumage entre 1913 K et 2273 K dans de l'oxygène pur pour des fils de diamètre entre 30 et

50  $\mu\text{m}$ . Des tests ont été aussi faits dans du  $\text{CO}_2$ . Dans ce cas, la température d'allumage est équivalente à la température de fusion de l'oxyde. On retrouve des résultats similaires pour Ermakov et al. (1982), Brossard et al. (1997), Yuasa et al. (1997) ou Zhu et Yuasa (1998) qui étudient des particules ayant un diamètre supérieur à 50  $\mu\text{m}$ .

Kuehl (1965) remarque que la température d'inflammation peut être significativement en dessous de cette température de fusion avec des températures de 1800 K lorsque la pression diminue comme le montre la Figure 2-1 de gauche.

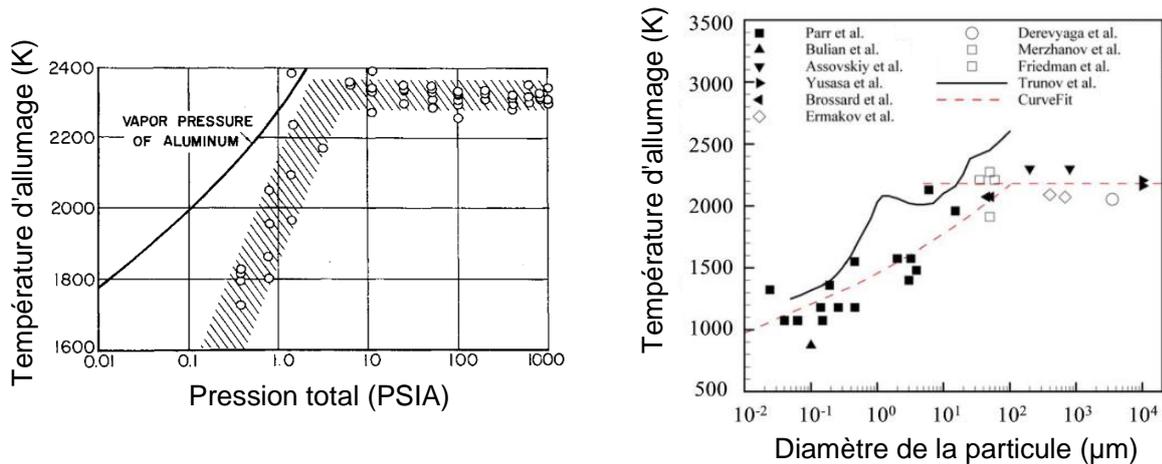


Figure 2-1 A gauche : variation de la température d'allumage en fonction de la pression (Kuehl, 1965). À droite : variation de la température d'allumage en fonction du diamètre de la particule (Huang, 2009).

Cependant, à pression atmosphérique, cette température de rupture n'est valable que pour les particules de grand diamètre. La Figure 2-1 de droite, issue de Huang (2009), compare plusieurs études expérimentales. Les particules plus petites ont des températures d'allumage allant jusqu'à 900 K comme le montrent les expériences de Parr et al. (2003) et Bulian et al. (2004).

Parr et al. (2003). ont examiné des particules allant de 24 à 30  $\mu\text{m}$  brûlant dans les gaz brûlés d'une flamme de  $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{Ar}$ . La température de ces gaz fut contrôlée par la quantité d'argon injectée. Bulian et al., quant à eux, ont utilisé une méthode d'analyse thermogravimétrique (TGA : thermogravimetric analysis) et une méthode de calorimétrie différentielle à balayage (DSC : Differential scanning calorimetry) pour mesurer la température d'inflammation de particules mesurant 50 nm, 80 nm et 100 nm. Bulian montre également que les nanoparticules perdent de leur pureté avec le temps et l'humidité.

Cette chute de la température d'inflammation proviendrait d'un changement de mode d'allumage. La couche d'oxyde à basse température est considérée comme peu ductile. L'augmentation de la température dilate le cœur de la particule qui fond. La couche protectrice se fissure, permettant à l'aluminium d'être en contact avec le milieu oxydant. Celui-ci peut finalement réagir avec l'oxygène et commencer la réaction

exothermique. Trunov et al. (2006) ont essayé de comprendre plus précisément les phénomènes en jeu lors de l'allumage des plus petites particules (ligne pleine sur la Figure 2-1 de droite) à l'aide d'un système TGA. Trois classes de particules sont identifiées : les particules ayant un diamètre inférieur à 1,2  $\mu\text{m}$ , celles entre 1,2 et 25  $\mu\text{m}$  et celles supérieures à 25  $\mu\text{m}$ . Il est néanmoins intéressant de noter que Trunov et al. considèrent que l'inflammation équivaut à une augmentation de la température jusqu'au point de fusion de l'alumine. Il ne considère donc pas le phénomène de « mild combustion ».

Pour les particules les plus petites, la rupture de la continuité de la couche d'oxyde est à l'origine de l'inflammation. Cependant, les discontinuités ne résultent pas uniquement de la rupture de la couche protectrice par la pression interne, mais également d'un changement de la structure cristalline de l'oxyde. En effet, la forme amorphe de l'oxyde, qui constitue l'oxyde présent naturellement, peut transitionner vers une forme gamma à partir d'une température de 773 K pour une pression de 1 atm. La phase gamma étant plus dense que la phase amorphe (Levin and Brandon 2005), ce changement de phase induit des discontinuités. L'oxydation est contrôlée par la diffusion de l'oxygène à travers la fine couche d'oxyde.

Pour les particules ayant un diamètre compris entre 1.2  $\mu\text{m}$  et 25  $\mu\text{m}$ , la diffusion de l'oxygène commence à être limitée dans la couche d'oxyde. Il faut donc chauffer jusqu'à obtenir une cristallisation en phase alpha de la couche protectrice. Trunov et al. (2006) précisent que pour ces températures (2100 K), la couche protectrice est de nouveau reformée correctement sans fissure. Cependant, l'auto-échauffement de la particule cumulé à la température de l'environnement permettrait l'inflammation des particules.

Pour les particules plus grosses, l'emballement thermique ne serait pas suffisant pour rompre la couche protectrice. Il est donc nécessaire de fournir suffisamment d'énergie pour rompre cette couche d'oxyde en augmentant la température au-delà de point de fusion de celle-ci.

### 2.1.2 Mode de combustion

L'oxydation des particules dépend du matériau qui les compose. En effet, chaque métal et oxyde associé ont des caractéristiques physiques et thermodynamiques différentes qui vont piloter le déroulement de la combustion. En outre, les flammes métalliques se distinguent par le fait que les propriétés physiques sont prédominantes par rapport aux propriétés chimiques. Cela est particulièrement vrai, car l'énergie d'activation, pour des réactions métal gazeux / oxygène, est très faible voir quasi nulle et cela même à basse température (Fontijn, Felder, and Houghton 1977). Une des propriétés contraignantes va être la température de vaporisation de l'oxyde créé par la combustion du métal. Les réactions de dissociation des oxydes absorbent tout dégagement de chaleur superflu et restreignent donc la température de la flamme. La

température d'évaporation de l'oxyde limite donc la température maximale atteignable lors de la réaction. Glassman et Yetter (2008) ont mis en avant cette relation :

$$\Delta H_{vap} > Q_R - (H_{T_{vol}}^0 - H_{T_{298}}^0) = \Delta H_{dispo} \quad (2.1)$$

Avec

- $\Delta H_{vap}$  L'enthalpie de vaporisation-dissociation de l'oxyde en J
- $Q_R$  L'enthalpie de réaction du métal en J
- $H_{T_{vol}}^0 - H_{T_{298}}^0$  L'enthalpie nécessaire pour réchauffer l'oxyde d'une température standard à la température de volatilisation en J
- $\Delta H_{dispo}$  L'enthalpie disponible dans le métal en J

Une autre propriété impactant la combustion est la température d'ébullition du métal. Si la température de flamme est plus haute que la température d'ébullition du métal ( $T_{vap} > T_f > T_{ebu}$ ), alors la combustion aura lieu en phase gazeuse. Comme le montre le Tableau 1, l'aluminium ou le magnésium respectent cette condition lorsqu'ils brûlent dans l'air à des conditions atmosphériques. Dans ces conditions, chaque particule est enveloppée par une microflamme. L'oxyde formé dans la flamme n'est pas stable, car sa température est inférieure à sa température de vaporisation. L'oxyde se condense donc en particules nanométriques. Les transferts thermiques entre la flamme et la particule permettent d'assurer la vaporisation du combustible pour alimenter la flamme. On considère que la particule brûle avec un régime de diffusion. Ce mode est schématisé sur la Figure 2-2 A.

Métal	$T_{ebu}(K)$	Oxyde	$T_{vap}(K)$	$\Delta H_{f(298)}^0$ (kJ/mol)	$\Delta H_{vap} + (\Delta H_{ebu}^0 - \Delta H_{298}^0)$ (kJ/mol)
<b>Al</b>	2791	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	4000	-1676	2550
<b>B</b>	4139	B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2340	-1272	640
<b>Be</b>	2741	BeO	4200	-608	1060
<b>Cr</b>	2952	Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3280	-1135	1700
<b>Fe</b>	3133	FeO	3400	-272	830
<b>Hf</b>	4876	HfO <sub>2</sub>	5050	-1088	1420
<b>Li</b>	1620	Li <sub>2</sub> O	2710	-599	680
<b>Mg</b>	1366	MgO	3430	-601	920
<b>Si</b>	3173	SiO <sub>2</sub>	2860	-904	838
<b>Ti</b>	3631	Ti <sub>3</sub> O <sub>5</sub>	4000	-2459	2970
<b>Zr</b>	4703	ZrO <sub>2</sub>	4280	-1097	1320

Tableau 1 : Propriétés thermodynamiques de certains métaux et oxyde

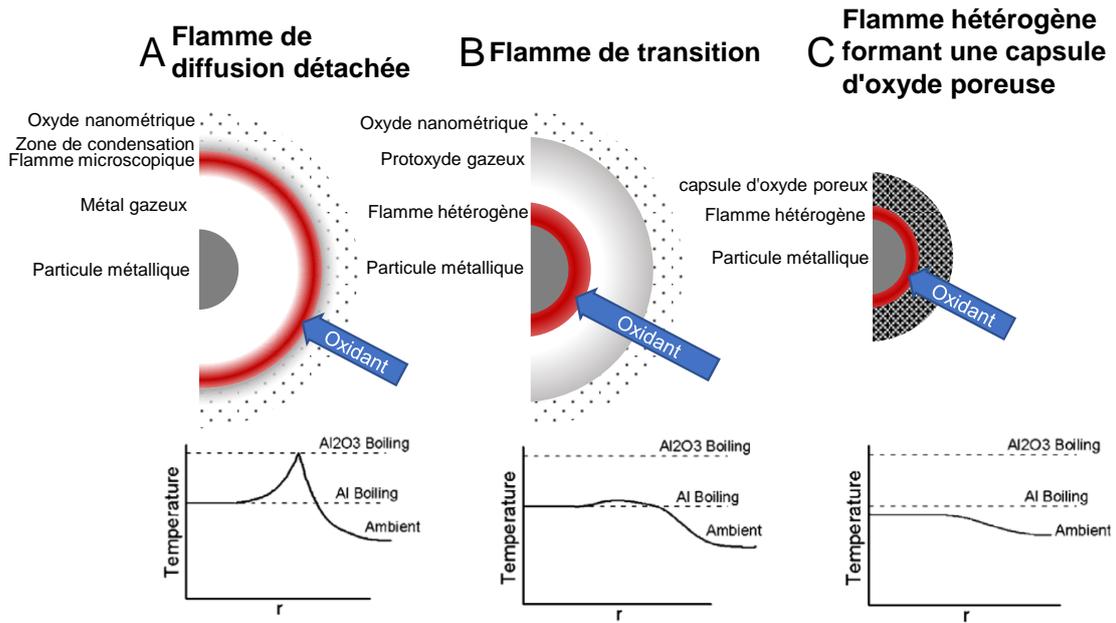


Figure 2-2 Schéma des différents modes de combustion avec les courbes de température radiale pour chaque mode

Au contraire, si le point d'ébullition du métal non oxydé est supérieur à la température de flamme et que l'on brûle dans des conditions normales de pression et température, alors le métal ne peut pas s'évaporer facilement, induisant une combustion hétérogène de surface. Cette réaction hétérogène de surface peut se dérouler selon deux modes distincts. Le premier est un mode de transition, où nous sommes à la limite du régime de diffusion. On observe une réaction de diffusion très proche de la surface qui continue à créer des nanoparticules (Figure 2-2 B). Le troisième mode met en jeu une réaction hétérogène de surface, avec les oxydes qui se recondensent directement sur la surface, ce qui va créer un encapsulage de la particule (Figure 2-2 C). De ce fait, la particule oxydée est plus volumineuse que la particule initiale.

Cependant, il n'y a pas que la nature du métal qui impacte le mode de combustion des particules. En effet, quand on étudie de plus près la flamme de diffusion, des similitudes sont observables avec ce qui pourrait être observé autour d'une gouttelette isolée d'hydrocarbure (Glassman and Yetter 2008). Comme l'énergie d'activation pour une réaction du métal en phase gazeuse dans l'oxygène est faible, la diffusion va contrôler la combustion. Considérons le nombre de Lewis égale à 1 :

$$Le = \frac{\alpha}{D_{iff}} = 1 \quad (2.2)$$

Avec :

- $Le$  Le nombre de Lewis
- $\alpha$  La diffusivité thermique en  $m^2.s^{-1}$
- $D_{iff}$  La diffusivité de la matière en  $m^2.s^{-1}$

Avec un nombre de Lewis unitaire, on peut considérer que l'épaisseur thermique et l'épaisseur de diffusion de la matière se comportent de manière similaire. Avec cette hypothèse, le temps de combustion peut être défini par (Glassman and Yetter 2008) :

$$\tau_{b,diff} = \frac{\rho_p \cdot D_p^0{}^2}{8 \cdot \rho_g \cdot D_{diff} \cdot \ln(1 + i \cdot m_{O,\infty})} \quad (2.3)$$

Avec :

- $\tau_{b,diff}$  le temps de combustion en s
- $\rho_p, \rho_g$  la densité de la particule et du gaz respectivement en kg.m-3
- $D_p^0$  le diamètre initial de la particule en m
- $i$  le coefficient stœchiométrique massique
- $m_{O,\infty}$  la fraction massique d'oxygène dans le gaz

Cependant, si l'oxydant n'est pas de l'oxygène, alors le temps de réaction ne peut plus être négligé par rapport au temps de diffusion. Dans ce cas, la cinétique de réaction va contrôler le temps de combustion. Si l'on considère que le temps de diffusion est petit par rapport au temps de réaction et que la réaction est du premier ordre alors le taux de consommation massique s'exprime :

$$Gf = \frac{\dot{m}_c}{\pi \cdot D_p^2} = \frac{\rho_p}{2} \cdot \frac{dD_p}{dt} = i \cdot \rho_g \cdot k_s \cdot m_{O,\infty} \quad (2.4)$$

Avec :

- $Gf$  le taux de consommation massique de combustible en kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>
- $\dot{m}_c$  la consommation massique en kg.s<sup>-1</sup>
- $k_s$  le taux de réaction hétérogène

Le temps de combustion contrôlé par le taux de réaction peut alors s'écrire :

$$\tau_{b,kin} = \frac{\rho_p \cdot D_p^0}{2 \cdot Gf} \quad (2.5)$$

Dans les deux cas, la combustion est contrôlée soit par la diffusion soit par le taux de réaction. Le temps de combustion est dépendant du diamètre initial de la particule. Dans le cas où la diffusion est prépondérante, le temps de combustion évolue comme le carré du diamètre de goutte : loi en D<sup>2</sup>. Lorsque le taux de réaction prédomine, le temps de combustion évolue avec le diamètre de goutte : la loi est en D<sup>1</sup>. En réalité, les deux mécanismes sont en compétition. Le nombre de Damköhler permet de définir lequel des deux domine :

$$Da = \frac{\tau_{b,diff}}{\tau_{b,kin}} = \frac{D_p^0 \cdot m_{O,\infty} \cdot k_s}{4 \cdot D_{diff} \cdot \ln(1 + m_{O,\infty})} \quad (2.6)$$

En observant ce nombre, on se rend compte que le régime de combustion va dépendre du diamètre, du taux de réaction donc du comburant, et du facteur de diffusivité qui dépend lui-même de la pression. Évidemment, si la diffusion est prépondérante (Eq.2.3), la combustion ne dépendra pas du taux de réaction. Et inversement, si le taux de réaction (Eq.2.5) prédomine, la pression n'impacte plus la combustion.

Considérons une particule qui brûle en mode de diffusion ( $Da \gg 1$ ) dans des conditions standards, c'est-à-dire avec une pression équivalente à 1 atm et l'air comme oxydant. Il faut donc un diamètre suffisamment grand pour respecter le critère d'un nombre de Damköhler grand. Lors de la combustion, on considère que la température de la particule est équivalente à la température d'ébullition du métal ( $T_p = T_{\text{ébu}}$ ). La flamme de diffusion mise en jeu a un diamètre  $D_f$  et une température  $T_f$ .

Un bilan thermique au niveau de la zone de réaction a été fait par Mohan (2009) pour expliquer la stabilité de la flamme. Dans la situation décrite juste au-dessus on a :

$$q_{comb} = q_p + q_{out} \quad (2.7)$$

Avec :

- $q_{comb}$  le flux de chaleur dégagé par la réaction en W
- $q_p$  le flux de chaleur dégagé par la flamme dirigé vers la particule en W
- $q_{out}$  le flux de chaleur en W

Le flux de chaleur retournant vers la particule est essentiel, il permet d'assurer l'évaporation du métal et donc la mise en place d'une flamme stable. Cette équation est illustrée sur la Figure 2-3.

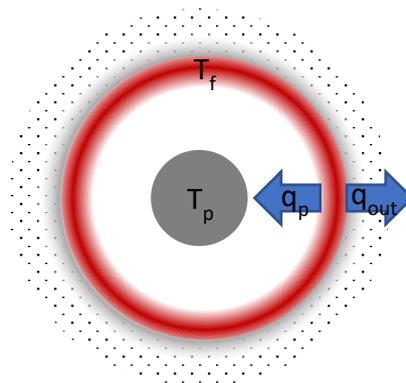


Figure 2-3 Illustration des échanges de chaleur pour une particule brûlant en mode diffusif

Le rayonnement reste important au niveau de la flamme, car les nano-oxydes rayonnent comme des corps gris, et les radicaux de réaction rayonnent aussi

(rayonnement AIO pour la flamme de la particule d'aluminium). Cependant, en le négligeant, les flux de chaleur peuvent être décrits par :

$$q_{out} = 2\pi D_f \int_{T_\infty}^{T_f} k_g(T) dT \quad (2.8)$$

$$q_p = \frac{2\pi}{\left(\frac{1}{D_p} - \frac{1}{D_f}\right)} \int_{T_p}^{T_f} k_g(T) dT \quad (2.9)$$

Avec :

- $k_g$  la conductivité thermique du gaz en  $W.m^{-1}.K^{-1}$
- $T_\infty$  la température de l'air ambiant en K

De plus, si l'on considère que la combustion est complète et que toute la chaleur transmise à la particule sert à évaporer le métal, alors le flux de chaleur dégagé par la combustion et le flux de chaleur capté par la particule sont corrélés :

$$q_{comb} = q_p \frac{Q_R}{\Delta H_{ebu}} \quad (2.10)$$

Avec :

- $Q_R$  l'enthalpie réaction en J
- $\Delta H_{ebu}$  l'enthalpie d'évaporation du métal en J

En prenant en compte les équations 2.7 à 2.10, et en négligeant la dépendance de la conductivité thermique à la température, on peut relier le diamètre de la flamme au diamètre de la particule :

$$\frac{D_f}{D_p} = \frac{T_f - T_p}{T_f - T_\infty} \left( \frac{Q_R - \Delta H_{ebu}}{\Delta H_{ebu}} \right) + 1 \quad (2.11)$$

La température de la particule est prise égale à la température d'ébullition du métal ( $T_p = T_{ebu}$ ). La température de la particule est donc largement supérieure à la température ambiante ( $T_p \gg T_\infty$ ). Quand la température de flamme diminue, alors le diamètre de la flamme se rapproche du diamètre de la particule.

Une autre observation peut être faite à partir de la relation entre le nombre de Damköhler et la taille de flamme. En effet, si la diffusion est importante par rapport au taux de réaction, l'oxydant parvient à se propager vers la surface, induisant ainsi une zone de réaction étendue. Ce mode de combustion de transition est illustré sur la Figure 2-2 B. Par ailleurs, l'observation des profils de température tracés radialement (Bazyn, Krier, and Glumac 2007) montre que pour un mode de diffusion, où le nombre

de Damköhler est très petit, la température de flamme est plus élevée que pour le régime de transition.

Pour synthétiser, il existe 3 modes de combustion différents :

- Le régime diffusif décrit une flamme détachée sphérique entourant la particule. Ce type de combustion s'observe si la température de flamme est supérieure à la température d'évaporation du métal. Cette combustion est contrôlée par la diffusion de l'oxydant, et la cinétique chimique est considérée comme étant infiniment rapide. La taille de la flamme est contrainte par la température de flamme. Les oxydes produits par la réaction se transforment rapidement en nanoparticules. Ce mode de combustion est observé pour de l'aluminium dans l'air pour des diamètres assez conséquent (Bucher et al. 1998; Marion, Chauveau, and GÖKALP 1996)
- Le régime hétérogène caractérise une réaction de surface sans faire intervenir de la vapeur métallique. La réaction est surfacique. La température de la flamme est en deçà de la température d'ébullition du métal. Le produit de la combustion est de taille similaire à la particule initiale. Théoriquement le fer brûle dans ce mode. Cependant, ce mode de combustion est également rencontré pour les particules d'aluminium de très petite taille, car la tension superficielle encourage l'alumine à adhérer à la surface (Aita et al. 2006; Park et al. 2005).
- Le régime de transition correspond à une combustion proche de la surface, mais étant toujours limité par la diffusion. Ce mode s'applique à des matériaux respectant le critère de Glassman, où les temps caractéristiques de cinétique et de diffusion sont similaires. Ce mode est également observé pour l'aluminium pour les particules qui atteignent des tailles suffisamment petites pour que la diffusion devienne prédominante. Cela permet d'avoir des réactions hétérogènes de surface et en phase gazeuse proche de la surface. Ce mode de réaction a été observé par Gremyachkin (1976) pour des particules brûlant dans du dioxyde de carbone.

### 2.1.3 Temps de combustion

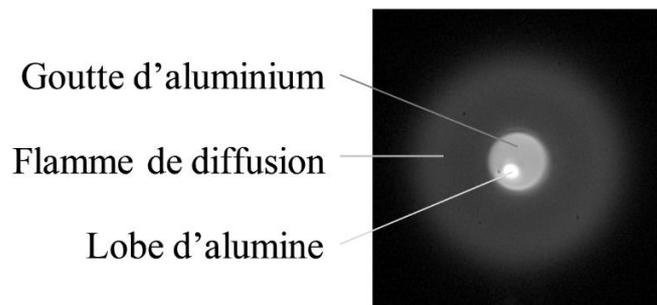
Les particules isolées peuvent être assimilées à des gouttes d'hydrocarbures. La modélisation du temps de combustion de celles-ci a donc été considérée comme similaire à celle des gouttes liquides dans un premier temps. En effet, les premières estimations mettent en jeu des lois en  $d^2$  respectant le critère de Glassman et Yetter (2008) et modélisées par l'Eq 2.3. Cette observation a été confirmée par Prentice (1974) avec des particules de 250 à 400  $\mu\text{m}$  brûlant en chute libre et étant allumées

par un laser dans différents milieux oxydants. Il observe aussi une diminution du temps d'oxydation avec l'augmentation de la fraction molaire de l'oxydant. Legrand et al. (2001) font une constatation similaire pour des particules de 53 à 63  $\mu\text{m}$  brûlant en lévitation.

Il est commun de vérifier que le temps de combustion est dépendant du diamètre initial. Cependant, la plupart des auteurs s'écartent de la loi en  $d^2$  et décrivent une loi pour le temps de combustion avec un exposant plus faible. Par exemple, Belyaev et al. (1968) proposent une loi en  $d^{1.5}$  :

$$\tau_{b,diff} = \frac{0.67D_p^{0.5}}{\sum c_i \cdot x_i} \quad (2.12)$$

Cette équation a été déduite à partir d'expériences sur des particules d'aluminium en faible concentration dans des charges énergétiques à compositions variées composées de  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ , ou  $\text{CH}_2\text{O}$  et de perchlorate d'ammonium. La combustion est conduite dans des enceintes sphériques semi-confinées pour avoir une pression constante. Cette équation montre aussi une dépendance de la composition de l'oxydant ; en effet, ici, la somme des  $c_i \cdot x_i$  représente la somme des concentrations relatives de dioxyde de carbone, de l'eau et de l'oxygène. On trouve aussi des lois avec des exposants encore plus faibles comme Corcoran et al. (2013). Ils trouvent un exposant de 0.3 pour l'étude de particules entre 0.1 et 50  $\mu\text{m}$  injectées dans une flamme d'acétylène. Marion et al. (1996) confirment la nécessité d'un exposant inférieur à 2 pour décrire une loi en  $d^n$ . Ils indiquent que cela permet de prendre en compte le lobe qui est créé sur la surface de la particule comme le montre l'image de la Figure 2-4.



*Figure 2-4 Image d'une goutte d'aluminium en combustion dans l'air à pression atmosphérique (Braconnier 2020)*

Il existe aussi des études indiquant des valeurs d'exposants supérieures à 2. Rossi et al. (2001) étudient des particules brûlant dans du dioxyde de carbone et obtiennent un temps de combustion en fonction de  $d^{2.5}$  pour des particules de diamètre compris entre 100 et 250  $\mu\text{m}$ .

Une autre variable est introduite dans l'équation 2.3 (Glassman et Yetter, 2008) sous la forme de  $m_{O,\infty}$  ou dans l'équation 2.12 proposée par Belyaev et al. (1968) sous la forme d'une somme. Le temps de combustion est aussi dépendant du milieu oxydant. Davis (1963) propose que le temps de combustion dépende de l'inverse de la fraction molaire d'oxydant en observant des particules de 1 à 66  $\mu\text{m}$  dans un mélange  $\text{CO/O}_2/\text{N}_2$ . Wilson and Williams (1971) montrent que la présence d'argon éliminerait le lobe à la surface de la particule. Olsen and Beckstead (1996) proposent une équation mettant en avant la concentration en oxydant et le diamètre des particules :

$$\tau_{b,diff} = C \cdot \frac{D_p^{0.2}}{\sum c_i \cdot x_i} \quad (2.13)$$

Le coefficient C a été trouvé empiriquement en observant la combustion de particules dans une flamme de  $\text{O}_2/\text{CO}/\text{H}_2$ . Cette équation est très semblable à celle de Belyaev et al. (Éq. 2.12). En effet, ces lois dépendent d'une puissance du diamètre et de l'inverse de la concentration en oxydant. Dreizin (1996) observe aussi cette diminution du temps de combustion avec la fraction molaire d'oxygène pour des particules de 85, 120, 165 et 190  $\mu\text{m}$  de diamètre en chute. Dreizin observe aussi plusieurs phases de combustion. La première phase est caractérisée par une phase sphérique que sera aussi décrite comme un régime symétrique par Braconnier (2020). Puis une phase d'oscillation qui provient d'une asymétrie de la flamme, ce qui entraîne un effet « jetting/spinning » et enfin l'extinction.

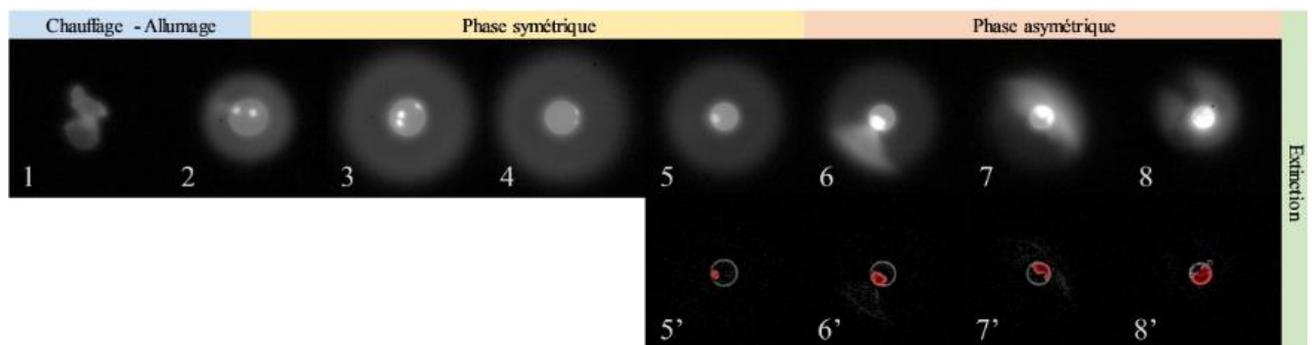


Figure 2-5 Illustration de la séquence de combustion caractéristique d'une particule d'aluminium ( $D_p^0 = 75 \mu\text{m}$ ) dans l'air à pression atmosphérique. (Braconnier, 2020)

Sur la Figure 2-5, on retrouve les étapes décrites par Dreizin et observées par Braconnier. L'aluminium fond et devient sphérique. On retrouve la phase symétrique qui correspond à un mode de diffusion : l'aluminium se vaporise, la flamme se stabilise loin de la particule. À noter que l'on perçoit déjà des points blanc plus clair, dès la seconde image. Ce sont des lobes d'alumine ayant une émissivité supérieure à l'aluminium. Cependant, ceux-ci sont suffisamment petits pour considérer la particule comme symétrique. Au bout d'un moment, le lobe grossit et asymétrise la particule. La production d'aluminium vapeur n'est donc plus homogène sur l'ensemble de la surface de la particule, ce qui entraîne une poussée qui crée ces effets jetting ou spinning. Finalement, quand la particule est totalement recouverte d'alumine, elle s'éteint.

Braconnier et al. (2021) ont aussi étudié le temps de combustion d'une particule isolée en fonction de plusieurs environnements oxydants. Ils remarquent également une dépendance de celui-ci en fonction du milieu oxydant et du diamètre de la particule comme le montre la Figure 2-6.

Un autre paramètre influant le temps de combustion est la pression. Belyaev et al. (1968) remarque une diminution du temps de combustion pour des pressions entre 10 et 30 atm. Hartman et al. (1971) étudient des particules de 23, 54 et 94  $\mu\text{m}$  dans un propergol dans des pressions allant de 19 à 50 atm. Ils trouvent aussi une dépendance à la pression telle que le temps de combustion suit une loi en  $P^{-0.4}$

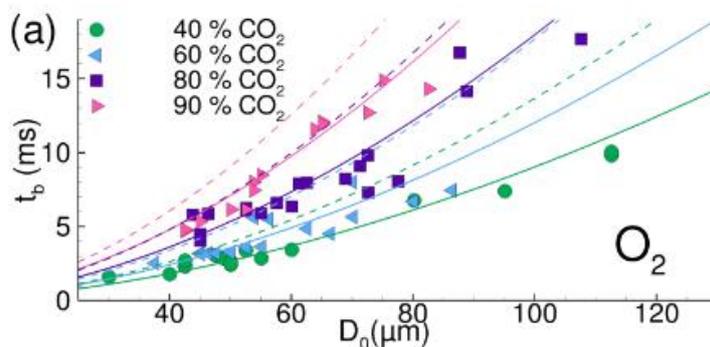


Figure 2-6 Mesure de plusieurs temps de combustion en fonction de la concentration en  $\text{CO}_2$  et de la taille des particules (Braconnier et al., 2021)

Beckstead (2005) utilise les résultats présents dans la littérature pour trouver une loi plus globale. Il perçoit notamment une dépendance à la température initiale avec une loi en  $T^{-0.2}$ . La loi proposée par Beckstead est la suivante :

$$\tau_{b,diff} = \frac{C \cdot D_p^{0.8}}{X_{eff} \cdot p^{0.1} \cdot T_0^{0.2}} \quad (2.14)$$

Dans l'équation ci-dessus, on retrouve toutes les variables considérées précédemment.  $C$  est un coefficient correctif. L'exposant du diamètre,  $n$ , varie entre 1.5 et 1.8 en fonction du coefficient correctif.

Lynch et al. (2009) propose une équation tout aussi intéressante. Cette équation a été déterminée via une étude paramétrique sur la taille des particules (entre 3  $\mu\text{m}$  et 11  $\mu\text{m}$ ), sur la concentration en oxydant (dioxygène, dioxyde de carbone et vapeur d'eau), et sur la pression, de 4 à 25 atm.

$$\tau_{b,diff} = 0.2 \cdot X_{vol}^{0.5} \left(\frac{P}{P_0}\right)^{-0.5} D_p^{0N} \quad (2.15)$$

$$\text{Avec } N = 2 \cdot e^{-4.3 \cdot X_{vol}} \cdot \left(\frac{P}{P_0}\right)^{-0.3}$$

Les différences mises en avant dans cette équation peuvent être expliquées avec le mode de combustion des particules étudiées. En effet, cette équation décrirait plutôt le temps de combustion pour un mode de transition. En règle générale, on remarque que l'exposant du diamètre de particules varie entre toutes les études. Cette équation est la seule qui propose un exposant dont la valeur varie avec les autres paramètres. On peut remarquer que la température ambiante n'intervient pas dans l'étude paramétrique, il se peut donc que cette équation soit incomplète.

Le temps de combustion des particules isolées peut être observé également dans le cadre de poudre en suspension comme le montre l'étude de Shoshin and Dreizin (2002) d'une flamme liftée. Cependant, ils trouvent des résultats très supérieurs à ce que l'on trouve pour des particules isolées. Pour calculer ce temps de combustion, ils ont considéré la hauteur de flamme et la vitesse moyenne d'une particule. On pourrait plutôt considérer cette estimation comme un temps de résidence d'une particule dans la flamme. On verra plus tard que le temps de combustion se rapproche plutôt d'une observation d'une épaisseur de flamme sur un brûleur type Bunsen. Sur une flamme plate, Soo et al. (2017) ont pu estimer dans des conditions standards un temps caractéristique de 0.6 à 0.8 ms pour des particules de 6  $\mu\text{m}$  ce qui est comparable au temps trouvé sur des particules isolées.

## 2.2 Cas de poudre en suspension

Maintenant que nous avons expliqué le comportement d'une particule en combustion, nous pouvons essayer de comprendre comment un nuage de particules brûle et comment chacune des microflammes interagissent entre elles pour créer une flamme macroscopique cohérente. L'étude de particules en suspension peut se réaliser à l'aide de bancs expérimentaux différents. On retrouve régulièrement des études réalisées dans des bombes sphériques, dans des tubes (à choc notamment), avec des brûleurs types Bunsen, ou avec des brûleurs à contre-courant. Comme pour les flammes plus classiques, les caractéristiques importantes pour décrire ces flammes sont la température, la vitesse et les produits de combustion.

### 2.2.1 Température de flamme

Dans une optique énergétique, il est important de connaître la température de flamme pour savoir comment optimiser son utilisation. Cependant, avec les flammes de particules, trois températures se distinguent. La première température est la température des gaz porteurs. La seconde qui sera étudiée plus tard dans ce manuscrit est la température de la phase condensée. Enfin, la troisième est celle des

intermédiaires de réaction. Les deux dernières températures peuvent être observées sur des particules isolées.

Théoriquement, la température de la phase condensée est limitée par la température de vaporisation de l'alumine. Le logiciel NASA Chemical indique une température de flamme de 3540 K pour un mélange stœchiométrique Aluminium/Air dans des conditions standards.

La température du gaz porteur n'est pas réellement mesurée, mais intervient régulièrement dans les modélisations. L'utilisation de capteurs intrusifs pour mesurer cette température est à proscrire, car les produits de combustion solides se condenseraient dessus rapidement. On retrouve notamment la modélisation de Han and Sung (2019) qui détermine la température des gaz, mais également la fraction massique de l'alumine, du monoxyde d'aluminium et de l'oxygène ainsi que la vitesse des gaz. Cette modélisation fait intervenir un nuage de particules de 5  $\mu\text{m}$  avec des distances interparticules de 70 à 120  $\mu\text{m}$  changeant en fonction de la richesse. La configuration étudiée est un conduit à section carrée de 2 x 2 x 18 mm<sup>3</sup>. Avec ce modèle, les auteurs trouvent des températures de 3500 K comme le montre la Figure 2-7.

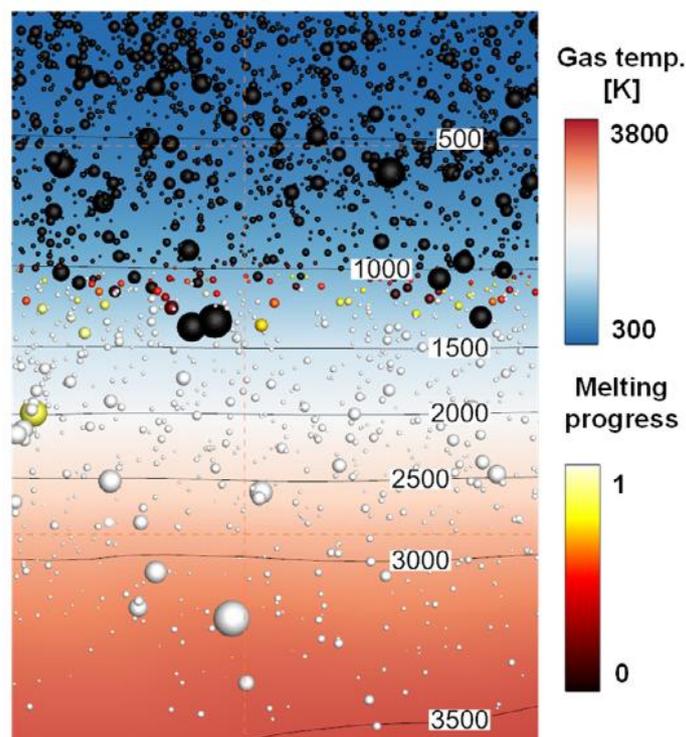


Figure 2-7 Comportement de la liquéfaction des particules à 21% O<sub>2</sub> dans des conditions stœchiométriques (Han et Sung, 2019)

La température de flamme déterminée expérimentalement est plus généralement associée à la température de la phase condensée ou des intermédiaires de réaction.

Pour la mesurer, des systèmes de pyrométrie non intrusifs sont utilisés. L'émission lumineuse de la flamme correspond à l'émission de la phase condensée et celles des différents intermédiaires de réaction, principalement l'AIO. Il est donc important de considérer le rayonnement adéquat pour les mesures de pyrométrie. Cela sera plus particulièrement discuté dans le choix des longueurs d'onde étudiées dans la partie 4.1.1.2.

Dreizin (1996) a mesuré la température de la phase condensée d'une particule isolée de diamètre entre 85 et 190  $\mu\text{m}$  dans l'air avec un pyromètre trois couleurs. Il a obtenu des températures de 2800 K en début de combustion. Rossi et al. (2001), en utilisant le même banc expérimental, ont étudié la température d'une particule dans du dioxyde de carbone. Une température de 2730 K a été trouvée. Celle-ci correspond à la température adiabatique théorique de l'aluminium dans une atmosphère de  $\text{CO}_2$  et dans des conditions standards. Pour les observations dans le dioxyde de carbone, il s'est avéré qu'il n'y eut pas d'observation d'AIO. Glumac et al. (2005), en étudiant la température autour de particules de 5 à 10  $\mu\text{m}$  derrière une onde de choc dans une atmosphère de dioxyde de carbone, observent des températures atteignant 3200 K. Ils considèrent que cette température est éloignée de la température adiabatique attendue, car la flamme est proche de la surface des particules et que le mode de combustion serait donc plutôt transitoire. Bazyn et al. (2006) ont obtenu également une diminution de la température lorsque celle-ci est mesurée pour différents niveaux de dilution dans une atmosphère  $\text{O}_2/\text{N}_2$ . Dans un tube à choc, les particules de 80 nm ont atteint une température de 3500 K pour un mélange 50/50 avec de l'oxygène et de l'azote. La température chute alors en deçà de 2000 K pour un mélange 5/95. Le milieu oxydant impacte donc grandement la température de la phase condensée. Ils observent aussi cette diminution, en 2007, en étudiant la température dans un mélange  $\text{CO}_2/\text{N}_2$ . Ils déduisent également le changement de régime avec le rapprochement de la flamme à la particule et donc la difficulté de détecter le rayonnement émis par l'espèce excitée AIO. Plus récemment, sur une flamme plate, Soo et al. (2017) ont mesuré la température de l'AIO pour des flammes aluminium/air et aluminium/méthane/air. Ils ont aussi remarqué cette diminution de la température avec une flamme à 3370 K pour la flamme aluminium et 3170 K pour la flamme mixte. Cependant cette diminution de température est plus faible que la valeur théorique calculée par le code NASA CEA.

Bucher et al. (1996) ont étudié la température de particules isolées de diamètre de 210  $\mu\text{m}$  en chute libre. En étudiant la température des intermédiaires de réaction spatialement, ils ont mesuré, au niveau de la zone de réaction, des températures atteignant 3800 K alors que proche de la particule, les températures étaient plutôt de l'ordre de 2350 K. Cela peut expliquer la différence de températures mesurées par Rossi et Glumac.

En 2003, Shoshin et Dreizin (2003) ont obtenu des résultats similaires à Kwon et al. (2003) avec deux expériences différentes. Les premiers ont étudié un mélange stœchiométrique de particules dans de l'air sur une flamme liftée. Les particules de 10

à 30  $\mu\text{m}$  ont atteint une température de 2800 K. Les seconds ont observé la combustion d'un tas de nanoparticules et ont obtenu une température équivalente. Cette température est également en adéquation avec la température obtenue sur les particules isolées de Dreizin.

La taille des particules ne semble pas impacter la température de la phase condensée. Cependant, deux études se contredisent. D'un côté, Bazyn et al. (2007) perçoivent une légère diminution de la température avec des particules inférieures à 10  $\mu\text{m}$ . De l'autre côté, Badiola et al. (2011 et 2012) observent une légère augmentation de la température pour des particules plus petites que 7.4  $\mu\text{m}$ . Ces deux expériences diffèrent sur la méthode d'observation ; la première étude s'intéresse à des particules en suspension dans un tube en choc alors que la seconde étudie des particules isolées. Badiola considère tout de même ces résultats allant à l'encontre du changement de régime pour les particules plus petites en remarquant une réaction en phase gazeuse.

Dans les flammes en suspension, la concentration en particules est aussi importante à observer. Peu d'études ont été faites à ce sujet. Lomba et al. (2016) remarquent que la température de l'espèce AIO mesurée sur un brûleur type Bunsen pour des concentrations comprises entre 250 et 500  $\text{g}/\text{m}^3$  est indépendante de la concentration. Soo et al. (2017) vont plus loin avec des expériences sur flamme plate en mesurant la température de l'AIO et en la comparant avec les calculs de la température à l'équilibre. Pour les concentrations au-dessus de 250 $\text{g}/\text{m}^3$ , la température reste constante, mais en deçà, elle baisse. Ces deux études ont été faites avec des particules de tailles similaires (respectivement 7  $\mu\text{m}$  et 6  $\mu\text{m}$ ). Lomba observe des températures autour de 3146 K alors que Soo obtient des températures plus proches de 3400 K. Ces deux températures sont relativement proches, mais peuvent différer en fonction de la méthode de calcul et du brûleur utilisé. Pour la température de la phase condensée, Laboureur (2023) remarque une diminution de la température pour une richesse allant de 0.7 à 1.1.

### 2.2.2 Vitesse de flamme

Une dernière caractéristique importante dans l'étude d'une flamme est la vitesse de combustion. Cette propriété permet notamment de correctement dimensionner les brûleurs en fonction des besoins. Elle donne aussi des informations sur la stabilité de la flamme et sur la puissance potentiellement libérée par la flamme. Cette vitesse de flamme correspond à la vitesse de propagation du front de flamme. Cette flamme est composée d'une zone de préchauffage et d'une zone de combustion. La zone de préchauffage correspond au chauffage des particules jusqu'à la rupture de la couche d'oxyde. La zone de combustion correspond à la zone de réaction. L'épaisseur de cette dernière est corrélée au temps de combustion.

Il y a peu d'expériences qui ont étudié l'impact de la taille des particules sur la vitesse de flamme. Huang et al. (2009) ont cependant regroupé plusieurs études pour obtenir

une approximation du comportement de la vitesse de flamme en fonction de la taille des particules (Figure 2-8 de gauche). Huang propose une loi en  $D_p^{0-m}$  avec  $m$  valant 0.92 soit près de la moitié de l'exposant  $n$  de la loi décrivant le temps de combustion (Éq. 2.14). Il ne faut cependant pas oublier la disparité des lois proposées pour le temps de combustion. On remarque aussi qu'il conjecture une passivation de la particule pour les plus petites tailles. Cette passivation viendrait de la couche protectrice d'oxyde prépondérante dans ces cas-là. Il y a cependant peu de données pour pouvoir vérifier cette loi. En comparant avec Goroshin et al. (2011), qui ont étudié la combustion de particules de fer, on observe une loi similaire en  $D_p^{0-1}$  (Figure 2-8, droite). L'observation des lois similaires pour différentes particules métalliques permet d'avoir plus de certitude sur les lois proposées pour les particules d'aluminium.

La température initiale est aussi un facteur décisif. Blais et al. (2020) ont récemment étudié son impact. Ils ont utilisé une flamme plate avec des particules d'aluminium de 5  $\mu\text{m}$ . Pour faire varier la température initiale, ils ont ajouté un élément chauffant autour d'un tube placé en amont du brûleur. Ils remarquent que la vitesse de flamme augmente de façon non négligeable avec le préchauffage. En augmentant la température initiale de 175 K, la vitesse de flamme double en passant de 60 à 120  $\text{cm.s}^{-1}$ . Ils expliquent ce phénomène par la dépendance du temps de combustion à cette température initiale.

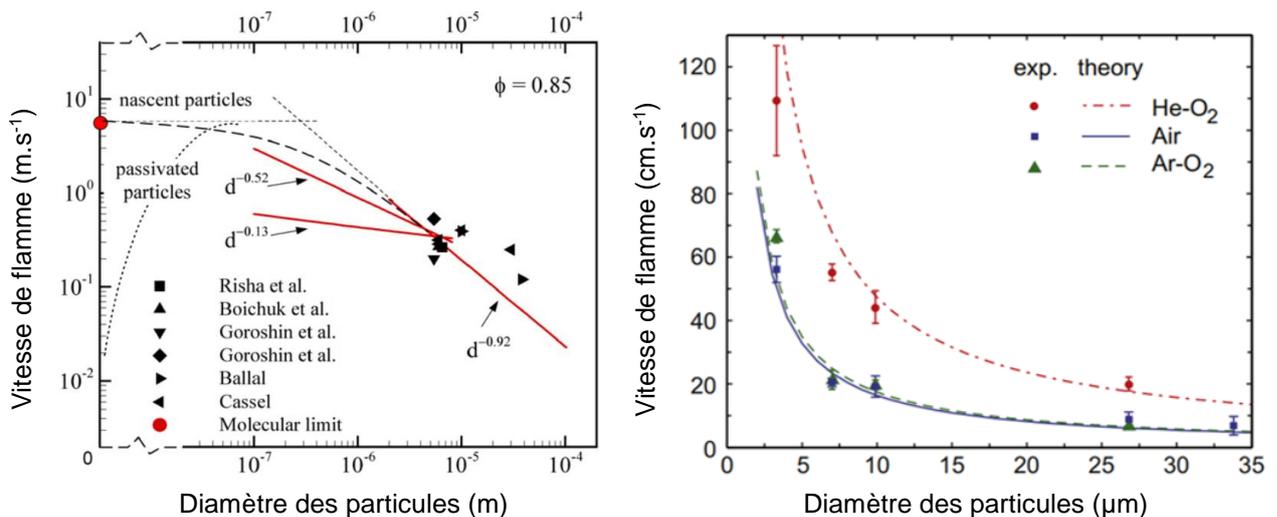


Figure 2-8 Vitesse de flamme en fonction de la taille des particules. A gauche, les résultats de Huang et al. (2009) pour des particules d'aluminium avec une richesse légèrement pauvre ( $\phi=0.85$ ). A droite, les résultats de Goroshin et al. (2011) pour des particules de fer avec une richesse proche de la stœchiométrie.

De nombreuses études ont étudié la vitesse de combustion en fonction de la concentration de poudre. Cependant, dans la plupart du temps, les calculs de vitesses sont faits pour des richesses les plus hautes. Lomba et al. (2016) mesurent plusieurs vitesses proches de 28  $\text{cm.s}^{-1}$  pour des concentrations allant entre 450 et 300  $\text{g.m}^{-3}$ . Goroshin et al. (1996) trouvent des vitesses autour de 23  $\text{cm.s}^{-1}$  pour une plage de

concentration entre 200 et 600  $\text{g.m}^{-3}$ . Julien et al. (2017) obtiennent des vitesses avoisinant  $32 \text{ cm.s}^{-1}$  pour des concentrations allant de 300 à 600  $\text{g.m}^{-3}$ . Cependant, Risha et al. (2005) observent que pour une gamme de concentration plus basse allant de 150 à 450  $\text{g.m}^{-3}$ , la vitesse mesurée diminue nettement pour les concentrations les plus basses. Julien et al. (2015) observent aussi cette diminution entre 150 et 600  $\text{g.m}^{-3}$ . Cette dernière expérience est illustrée sur la Figure 2-9. Han and Sung (2019) ont regroupé des essais de Goroshin et Julien pour valider un modèle qui estime correctement la vitesse de la flamme. Sur cette figure, on remarque que la vitesse diminue grandement pour les faibles concentrations, et qu'au-delà de la stœchiométrie, la vitesse reste constante, contrairement à ce qui est observé dans le cas des flammes d'hydrocarbures.

La Figure 2-9 montre aussi une dépendance de la vitesse de flamme en fonction du taux d'oxygénation. Sur cette figure, Goroshin et al. (1996) et Julien et al. (2015) ont observé cette dépendance avec, respectivement, un brûleur de type Bunsen et une bombe sphérique. La vitesse décroît de  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  pour une baisse de 5 points sur le taux d'oxygénation par rapport à l'air et augmente de  $10 \text{ cm.s}^{-1}$  pour une augmentation de 10 points.

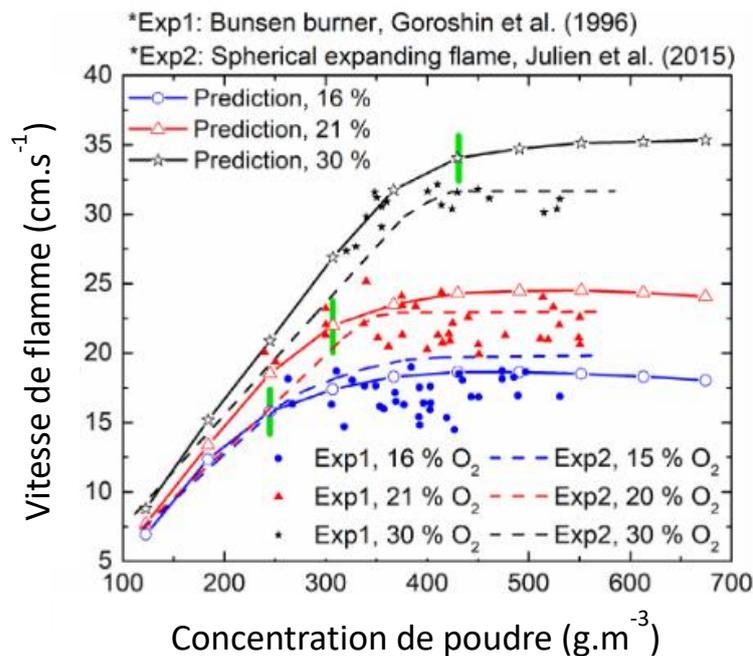


Figure 2-9 Han et Sung (2019) comparaison des vitesses de combustion entre la simulation et l'expérimentation

La plupart des essais se font à pression atmosphérique. Cependant, en visualisant la vitesse dans une chambre à volume constant, l'impact de la pression sur la vitesse de flamme peut être observé. Silvestrini et al. (2008) étudient cette dépendance plus globalement pour n'importe quelle poudre. Cette étude repose sur des considérations

issues de l'étude de la combustion gazeuse. La loi de dépendance obtenue reprend les travaux de Van der Wel (1993) :

$$S_c = S_c^0 \left( \frac{P}{P_0} \right)^{0.14} \quad (2.16)$$

Une dernière particularité concernant la vitesse de flamme semblerait provenir de la méthode expérimentale utilisée. Goroshin et al. (2022) ont regroupé plusieurs résultats et observent une dispersion de ceux-ci en fonction du dispositif expérimental. Les flammes dans les tubes sont moins précises en raison de pertes thermiques importantes. Les mesures dans des ballons remplis d'aérosol sous-estiment la vitesse de combustion en raison de pertes de chaleur par rayonnement. Les flammes de type Bunsen et les flammes plates fournissent des valeurs sous-estimées en raison des pertes de chaleur et de la dilution par le gaz environnant. De plus, les incertitudes expérimentales varient en fonction des différents types de banc.

De plus, comme pour les flammes alimentées par des carburants gazeux, des effets d'étirement de la flamme augmenteraient aussi cette dispersion. Pour l'instant, peu d'études considèrent ce phénomène. Seul Julien et al. (2017) mentionnent ces effets qu'ils associent à des effets de courbure de flamme.

## 2.3 Conclusion bibliographique

L'aspect le plus important dans la combustion de nuages de particules est qu'elle se produit à deux échelles. La première échelle est microscopique et s'intéresse à la combustion d'une particule isolée. La seconde est macroscopique et considère la combustion de nombreuses particules en suspension. La flamme macroscopique est composée d'une multitude de flammes microscopiques. La compréhension de l'échelle microscopique alimente la compréhension des phénomènes observés à plus grande échelle.

L'aluminium a une couche protectrice naturelle limitant son oxydation. Cette couche protectrice d'oxyde contraint l'allumage des particules. En effet, l'inflammation des particules peut se produire dès que cette couche protectrice se fend. Pour cela, il faut atteindre le point de fusion de l'oxyde en augmentant la température et/ou en diminuant la pression. Dès que la couche d'oxyde est rompue, le combustible et le comburant peuvent entrer en contact et réagir. Dans des conditions standards de pression, il faut atteindre une température de 2327 K pour parvenir à l'emballement thermique. Cependant, cette température décroît pour des particules ayant un diamètre inférieur à 10  $\mu\text{m}$ . En effet, en deçà de cette taille, la couche protectrice ne se liquéfie plus pour créer un lobe, mais se fissure avant d'atteindre le point de fusion.

Lorsque la particule s'enflamme, elle peut brûler dans 3 modes différents. D'abord, le mode de diffusion qui est le mode le plus commun dans la combustion de l'aluminium, car la température de flamme est supérieure à la température d'évaporation du métal. Dans ce mode, la flamme est détachée et sphérique autour de la particule. L'aluminium est produit en phase vapeur, et réagit rapidement avec l'oxygène. Ensuite, le mode hétérogène décrit une réaction de surface. Elle est présente pour des particules de petite taille comme les nanoparticules. Les températures atteintes par ces flammes sont plus faibles que la température de fusion de l'alumine. Enfin, un mode de transition correspond à un entre-deux. Il permet de décrire la combustion de particules de petite taille, ou des particules brûlant dans d'autres oxydants que l'air comme le dioxyde de carbone.

Le temps de combustion des particules dépend de nombreuses variables. En général, des lois de puissance du diamètre sont proposées. Cependant, l'exposant varie énormément entre chaque étude, mais reste inférieur à 2. Les modèles proposés peuvent aussi varier aussi en fonction de l'environnement oxydant, la pression et la température initiale. Il y a cependant une grande disparité dans les modèles prédisant le temps de combustion.

La température d'une flamme de particules d'aluminium est un paramètre crucial pour optimiser son utilisation sur le plan énergétique. Trois températures distinctes sont à considérer : la température des gaz porteurs, la température de la phase condensée et celle des intermédiaires de réaction. Théoriquement, la température de flamme est limitée par la température de vaporisation de l'alumine. Les mesures expérimentales ont permis d'obtenir des températures de l'ordre de 2800 K à 3800 K pour la phase condensée ou les intermédiaires de réaction, avec des variations légères en fonction de la taille des particules et de la concentration de la suspension.

La vitesse de flamme est aussi une caractéristique majeure pour décrire correctement une flamme. Malgré de nombreuses mesures, il est difficile d'obtenir une donnée précise, car elle dépend de nombreux facteurs. En effet, cette vitesse dépend de la taille des particules, de la température initiale, de la composition du mélange oxydant et de la pression. Une dernière variable complique la comparaison des données : la configuration expérimentale aurait également une influence sur la mesure de la vitesse de flamme. On pense ici à des effets tels que le rayonnement et l'étirement.

Dernièrement dans la littérature scientifique, la compréhension de la combustion des particules métalliques s'est grandement améliorée. Cependant, une grande disparité existe dans les résultats observés et les modèles générés. Cela est en particulier dû aux différents bancs expérimentaux disponibles. Il apparaît comme essentiel de générer des données expérimentales avec des conditions initiales et aux limites parfaitement maîtrisées pour préciser les modèles proposés.

# Chapitre 3 : Dispositif expérimental

## 3.1 Système existant

### 3.1.1 Ensemble brûleur

Cette thèse se fait dans la continuité de deux autres. Les deux derniers doctorants à avoir étudié la combustion de particule d'aluminium avaient déjà dû concevoir un banc expérimental. Celui-ci est décrit ci-dessous :

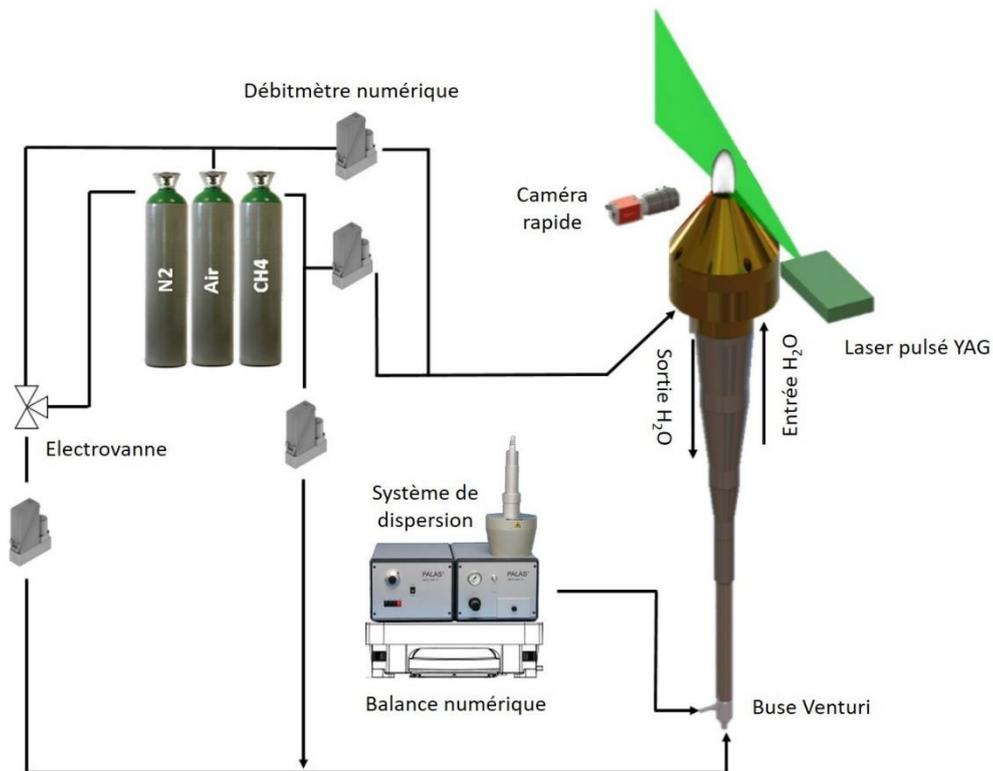
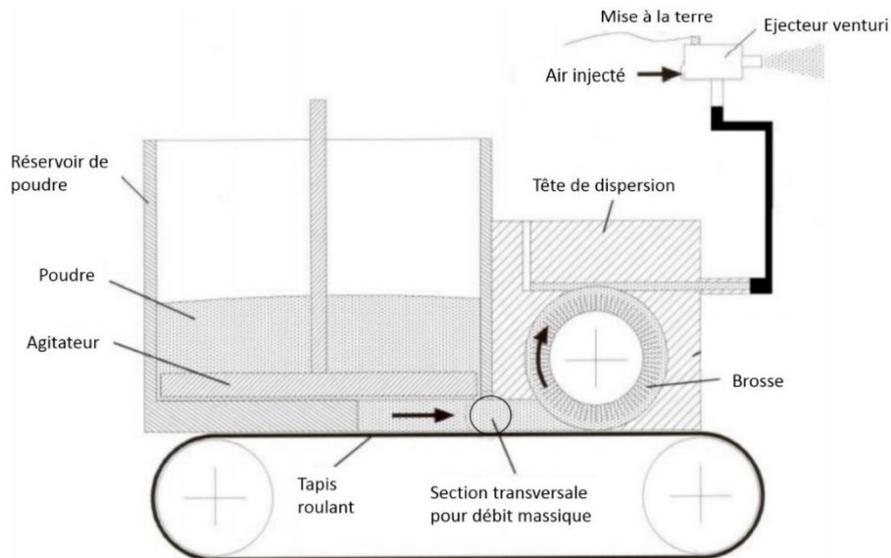


Figure 3-1 Schéma de l'ancien dispositif expérimental

Ce dispositif expérimental est similaire à un dispositif que l'on pourrait rencontrer pour l'étude d'une flamme d'hydrocarbure gazeux. On retrouve les contrôleurs de débit massique pour l'injection des différents gaz. Ici, du diazote, de l'air et du méthane sont injectés et traversent le brûleur. Quatre contrôleurs de débit Bronkhorst sont utilisés : deux contrôleurs de 8 l/min (l pour litre normal) et 1 l/min distribuent le méthane et deux contrôleurs de 50 l/min l'air. Le diazote permet uniquement de remplacer l'air en cas de problème. Seul un système de dispersion de particules permettant d'ensemencer la poudre d'aluminium dans l'écoulement est ajouté à la partie injection. Un filtre à particule, qui n'est pas représenté sur la figure ci-dessus, est placé au-dessus du brûleur.

## Système existant

Le générateur d'aérosol initialement utilisé est le PALAS® Powder Dispersion Generators- Product Line BEG 1000 Type B. Il est basé sur le principe de l'effet Venturi. Les poudres sont placées dans un réservoir et sont acheminées vers un tapis roulant par gravité et à l'aide d'un agitateur. Ce tapis roulant amène les poudres vers une brosse qui convoie les poudres vers une tête de dispersion. L'air injecté dans l'injecteur Venturi aspire les poudres situées dans la tête de dispersion.



*Figure 3-2 Schématisation du système de dispersion initialement utilisé.*

*(Adapté de la description du fonctionnement par le constructeur, <https://www.palاس.de/en/product/beg1000>)*

Ce système a beaucoup d'avantages. Il fonctionne avec une dispersion en deux étapes (mécanique puis pneumatique) qui permet d'avoir une dispersion constante dans le temps pendant les essais.

Cependant, le temps de dispersion est assez limité (environ 5 minutes). De plus, le fait d'utiliser un Venturi fait que le débit d'air total ne vaut pas le débit d'air injecté (contrôlé par un débitmètre), mais correspond à la somme du débit injecté et du débit aspiré. Ce dernier est difficilement mesurable, même s'il a été approximé par mes prédécesseurs (pour 30 l/min injecté, près de 17 l/min est aspiré).

Pour faciliter la stabilisation d'une flamme conique, Ricardo Lomba (2016) s'est inspiré de Keane et Adrian (1993) en exploitant une contraction du diamètre du tube du brûleur jusqu'à un diamètre de 32 mm pour obtenir une flamme laminaire. Cette contraction permet d'avoir un profil plat. Cependant, il faut également considérer la vitesse longitudinale à l'intérieur du brûleur pour éviter toute sédimentation. Enfin, Ricardo Lomba a aussi pris en compte les zones de recirculation qui pourraient apparaître avec la géométrie du brûleur. Il a rallongé le divergent pour les éliminer. Il a aussi ajouté un

débit secondaire qui permet d'avoir une flamme pilote annulaire autour de la sortie principale du brûleur. Ceci explique le fait d'avoir deux contrôleurs de débit pour l'air et deux pour le méthane, car l'un permet d'injecter dans le flux primaire et l'autre permet de fournir les gaz nécessaires à la flamme pilote. La géométrie utilisée par Ricardo Lomba et Pascal Laboureur (2016; 2023) est la même.

Laboureur (2023) a mis en place un système de filtration avec l'aide d'un système d'extraction des gaz brûlés. Le filtre choisi est un filtre HEPA de classe H13, ce qui correspond à un fonctionnement haute température qui est nécessaire avec notre combustion et qui permet de capter plus de 99% des particules dont la granulométrie est supérieure à 0.3  $\mu\text{m}$ . L'utilisation d'un tel filtre permet d'une part de limiter de nombreux risques liés à la génération d'aérosol, tels que les risques d'explosions ou encore les risques d'inhalation de particules et d'autre part d'améliorer la propreté du laboratoire. Le fait de capter les particules permet aussi de pouvoir les récupérer et de faire un premier pas vers l'utilisation des particules en tant que vecteur énergétique et le recyclage des produits.

Ce banc expérimental n'est pas suffisant pour satisfaire au cahier des charges du projet ANR. Tout d'abord, le système de dispersion ne permet pas la mise sous pression de la chambre de combustion. Le temps de dispersion possible ne permettrait pas non plus d'atteindre un équilibre thermique dans la chambre. De plus la densité de particules dispersée est difficilement mesurable. Dans l'optique de faire des tests plus longs, le filtre placé directement à la sortie du brûleur limite le temps de manipulation et n'est pas pratique pour récupérer les poudres oxydées afin de les réduire à PROMES dans le cadre du projet STELLAR.

### 3.1.2 Système d'acquisition

P.Laboureur (2023) utilisait une caméra en visualisation directe. Cette caméra offrait un codage sur 12 bits et une résolution spatiale de 20.9 px/mm. En règle générale, cette caméra est munie d'un filtre passe-bande centrée autour de l'un des pics d'émission de l'AIO (488 nm FWHM 6 nm) et d'un filtre neutre réfléchissant les UV (OD 2). Une fibre optique de diamètre 200  $\mu\text{m}$  et un spectromètre ont été utilisés pour obtenir le spectre d'émission global de la flamme Al/air et ainsi pouvoir déterminer une température des gaz en utilisant les raies d'émission AIO.

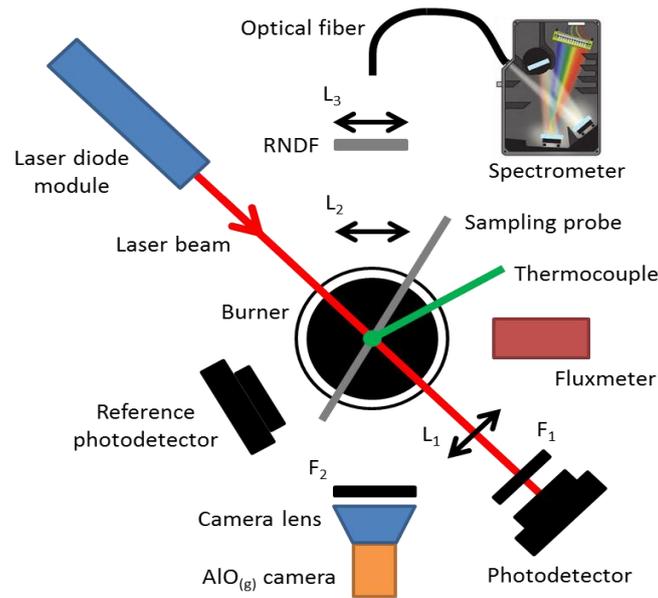


Figure 3-3 Configuration optique de l'ancien banc expérimental.

*Fx* : filtres passe-bande

*RDNF* : filtre réfléchissant de densité neutre

*Lx* = lentilles plan-convexes

Un fluxmètre avait été installé. Il a permis d'étudier le rayonnement de la flamme et du panache. Ce fluxmètre est utilisé pour scanner la flamme verticalement avec un angle solide de 150° et des longueurs d'onde entre 300 et 2000 nm. Le fluxmètre fonctionne par soustraction du flux total et du flux convecté mesuré.

Pour mesurer la dispersion, un système laser/photodiodes a été utilisé. Un laser rouge à 670 nm passe juste au-dessus de la sortie du brûleur et traverse l'écoulement. Une photodiode placée en face permet d'acquérir l'atténuation du laser à travers le nuage de poudre créé par la dispersion. Une photodiode de référence, placée hors du champ du faisceau laser, permet de retirer la contribution de la flamme dans le calcul de l'intensité perçue par la première photodiode. Puis en utilisant la loi de Beer-Lambert, la densité de particule peut être trouvée en fonction de l'atténuation.

## 3.2 Dispersion

### 3.2.1 État de l'art des disperseurs

Comme dit précédemment, le système de dispersion utilisé jusqu'à présent ne permet pas de satisfaire nos attentes. Il a fallu donc choisir un autre système de dispersion. Dans le rapport de fin de Master de J. Hameete (2020), le même problème a été mis

en avant, mais pour la combustion de particules de fer. Pour l'instant la dispersion pose un réel problème pour l'étude de la combustion des particules métalliques. De nombreux systèmes existent, mais ils ont tous leurs avantages et leurs défauts.

On peut scinder les disperseurs en deux grosses familles : ceux sans parties mobiles et ceux avec.

En général, en travaillant avec des poudres, on préfère éviter les parties mobiles. Elles s'encrassent et demandent plus d'entretien. Cependant, l'utilisation de pièces mécaniques peut permettre une augmentation de la précision de la dispersion.

Dans les systèmes sans partie mobile, on peut retrouver tous les systèmes à lits fluidisés. Ces concepts sont très simples d'utilisation. De l'air mis en mouvement entraîne les particules. Pour faire ce mélange, l'air est injecté en dessous des poudres. Les particules sont donc entraînées par l'air avec lequel elles sont mélangées. De plus, en fonction de la vitesse du gaz utilisé, deux systèmes de lit fluidisé se différencient : le lit fluidisé « stationnaire » qui utilise des vitesses faibles, et le lit fluidisé « à bullage » avec des vitesses plus élevées. Les vitesses élevées permettent d'avoir deux phases distinctes : une phase continue, plus dense, et une phase discontinue avec des bulles. La dispersion est tributaire de la quantité d'air dispersée. Cela rend ces systèmes difficilement modulaires, c'est-à-dire qu'il est difficile de modifier uniquement la densité de particules émises sans changer d'autres facteurs, ici la vitesse des particules en sortie du générateur d'aérosol. Il existe d'autres types de lits fluidisés qui sont moins intéressants dans notre cas particulier, car ce sont des lits fluidisés adaptés pour des applications particulières. Il pourrait néanmoins être intéressant de les utiliser dans des recherches plus appliquées à des finalités industrielles. On peut en dénombrer six : les lits fluidisés recirculant (Circulating fluidized bed) (Atta et al. 2009), les réacteurs de séparation (flash reactor) (Taylor 1976), les lits fluidisés annulaires (Collin, Wirth, and Stroeder 2009), un lit fluidisé mécaniquement (Chaudhari 2012), et les lits fluidisés étroits (Cúñez and Franklin 2019). Certains de ces concepts sont des lits fluidisés comprenant une chambre de combustion. Il pourrait être intéressant de les étudier pour la combustion de particules métalliques, cependant, ils permettent d'avoir une combustion turbulente, donc cela n'est pas avantageux pour nos études.

Dans la même catégorie, des systèmes employant des électrodes pour charger les particules pour les mélanger avec de l'air sont possibles. Ces systèmes sont très énergivores, mais restent très simples d'utilisation. Les particules sont chargées positivement au contact d'une cathode et vont donc être attirées vers une anode. Au moment où elles se déchargent, elles sont entraînées par l'écoulement d'air. Ce système permet d'être bien plus modulaire que le précédent, car la quantité de poudre dispersée dépend du courant utilisé pour alimenter les cathodes et de la vitesse de l'air qui disperse les poudres. Ces deux commandes sont indépendantes. Ce disperseur a été utilisé par S.Kim (1989) puis amélioré par Y.Shoshin (2002).

Cependant, le temps de dispersion avec cette méthode semble assez limité. Néanmoins cette méthode de dispersion peut également servir à étudier des particules isolées comme l'a fait D.Ning (2021) en rajoutant un tube capillaire en bronze obligeant les particules à suivre un chemin avec une position radiale constante.

D'autre part, il existe une grande variété de systèmes de génération d'aérosol avec parties mobiles. Ces générateurs utilisent, en général, des actionneurs pour amener la poudre vers une lame d'air, un Venturi ou un jet qui va entraîner la poudre vers le brûleur. Le disperseur anciennement utilisé, le Palas, fait partie de cette catégorie.

Un système très largement utilisé comme disperseur emploie un piston comme actionneur. Celui-ci est très utile, car il a une vitesse réglable et permet donc de changer facilement la quantité de poudre injectée. Le système a été tout d'abord étudié par S.Goroshin (1996) en utilisant un actionneur linéaire électromécanique pour déplacer un piston. Un jet ayant une haute vitesse ( $300-500 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ), aussi appelé lame d'air, permet de mettre en suspension les poudres. Ce système a ensuite connu une évolution grâce à A.Adeosun (2018) qui s'est inspiré des travaux de Y. Yuan (2014) et de R.G. Kim (2014). Y. Yuan met en avant une technique de dé-agglomération qui fonctionne grâce à un vibreur à haute fréquence avec une amplitude de 2 mm. Avec les violentes vibrations que subit le tube, où transitent les particules dispersées, les impacts consécutifs entre les particules et la paroi intérieure du tube conduisent à ce phénomène de dé-agglomération. L'agglomération, selon Y. Yuan, serait due aux interactions de Van der Waals, qui s'expliquent par l'accumulation des forces de Keesom, des forces de Debye et des forces de London. Dans le cas des particules, seules les forces de London sont intéressantes, car elles sont considérées comme des dipôles induits. De plus les forces de London restent la composante principale des interactions de Van der Waals. Les impacts permettent de séparer les particules et donc de réduire ces interactions. A. Adeosun a mis en place un disperseur basé sur un pousse-seringue. Tel un piston, un tube coulisse dans un autre pour garder la distance entre le haut de la réserve de particule et un injecteur multijets. Cet injecteur permet de créer 8 jets à haute vitesse impactant le haut du lit de particules et mettant en mouvement ces dernières. Un vibreur pneumatique secoue le haut du lit de particules, ce qui garde la surface meuble pour laisser les jets entraîner les particules.

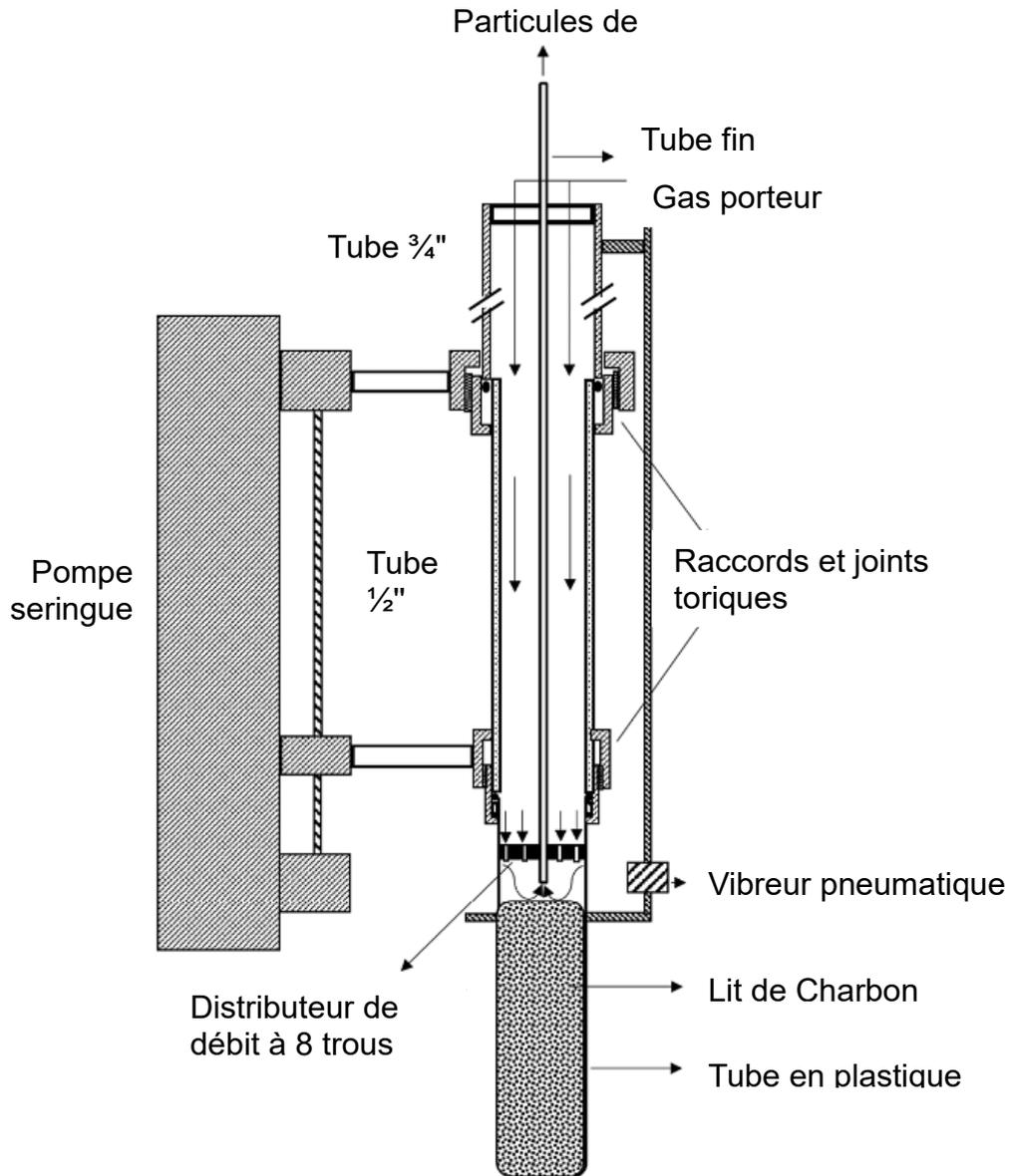


Figure 3-4 Système de dispersion proposé par Adeosun et al. (2018)

On peut trouver d'autres systèmes de dispersion utilisant des actionneurs. On peut citer un disperseur basé sur un mouvement rotatif mis en place par T. Spee (2018). Ce système est établi autour d'un disque rotatif qui transporte les poudres dans une gorge d'un réservoir jusqu'à un jet qui entraîne les poudres jusqu'à la chambre de combustion. J. Hameete (2020) a mis en place un système centré sur les vibrations. Le réservoir et une gorge inclinée sont agités. Les particules sont transportées jusqu'à un Venturi grâce aux secousses et à la pente. Le débit de particules est dépendant de la fréquence des vibrations.

### 3.2.2 Choix du disperseur

Pour choisir notre disperseur, il faut sélectionner des critères pour répondre au mieux au cahier des charges initial. Pour rappel, le disperseur doit :

- avoir une dispersion constante dans le temps
- avoir une dispersion constante dans l'espace
- disperser le plus longtemps possible
- pouvoir être pressurisable
- être adapté à plusieurs tailles de particules
- être disponible rapidement
- être simple à mettre en place

Dans notre cas, la disponibilité fut un critère décisif. En effet, étant donné les objectifs initiaux de la thèse, la conception d'un disperseur ne fut pas la priorité. Nous nous sommes donc inspirés de solutions industrielles directement transposables. Dans les systèmes présentés dans l'industrie, la plupart étaient des ensemenceurs basés sur le principe des lits fluidisés. Les lits fluidisés ont l'avantage de pouvoir fonctionner à n'importe quelle pression de sortie, car ils semblent être dépendants uniquement de la vitesse de sortie du gaz porteur. La dispersion spatiale est en grande partie pilotée par l'écoulement dans le brûleur. Cependant, la poudre ne rencontre pas d'obstacles comme pour le système de Venturi, donc la dispersion spatiale doit, a priori, être meilleure. Comme indiqué précédemment, le lit fluidisé est un système simple, donc facile à mettre en place. Le seul problème de la majorité des systèmes de dispersion, c'est que le temps de fonctionnement et la stabilité temporelle de la dispersion ne sont souvent pas documentés, donc peu connus.

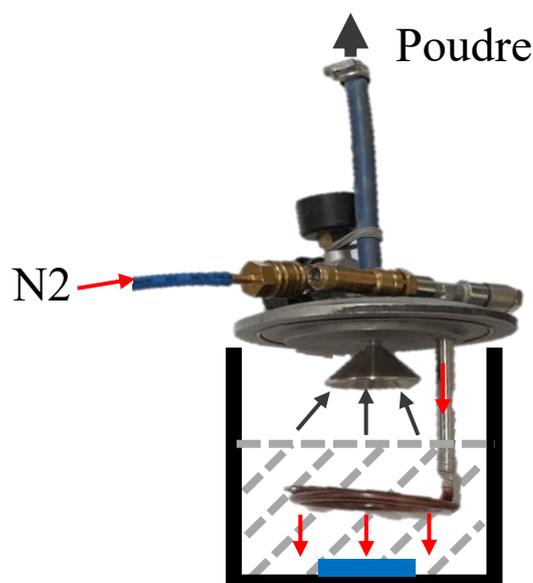


Figure 3-5 Système de Dispersion Lavision modifié

Le système d'ensemencement retenu pour notre étude fut le disperseur développé par Lavigation (Particle Blaster). Le système commercialisé n'étant pas suffisamment efficace, nous avons ajouté un tore percé de plusieurs trous pour augmenter la dispersion (Figure 3-5). Plusieurs tores ont été testés : le nombre de trous et la taille des trous varient entre les différents tores. Cependant, aucune corrélation n'a pu être trouvée entre ces variations et la dispersion, le choix du disperseur s'est fait de façon empirique. Le grand problème de ce système est que c'est un système fermé. Il est difficile de savoir s'il se comporte réellement comme un lit fluidisé ou autrement. Au départ, un agitateur magnétique était utilisé pour homogénéiser le lit, mais il s'est avéré assez inefficace. Il a été remplacé par une table vibrante.

### 3.2.3 Amélioration du circuit pneumatique

Suite au choix de ce nouveau système de dispersion, il a été essentiel d'adapter le circuit d'alimentation d'air. Ce fut également l'occasion d'améliorer la sécurité du système. Jusqu'à présent, le système comprenait quatre contrôleurs de débit comme précisé en 3.1. La seule sécurité était un bouton-poussoir qui actionnait une valve skinner pour dévier le flux passant par le Venturi vers le bas du brûleur directement, là où le méthane est injecté. Cela permet de générer un écoulement d'air très important qui vient souffler la flamme.

Le système de dispersion Lavigation étant fermé, il est impératif d'éviter toute explosion de poussière dans le réservoir. Pour cela, la dispersion se fait uniquement avec de l'azote, ce qui permet d'enlever le comburant du pentagone des explosions. On ne peut pas retirer un des autres composants (confinement, combustible, dispersion, et énergie d'activation) pour améliorer la sécurité. Normalement, la température n'est pas suffisante pour atteindre l'énergie d'activation. Cependant, il suffit d'un retour de flamme, ou qu'une particule incandescente retombe dans le disperseur pour générer un incident, d'où l'importance de sécuriser cette partie-là. Cela oblige à recréer l'air en séparant le diazote du dioxygène. Cette séparation permet aussi d'avoir un système plus souple où il est possible de disperser dans un environnement sur- ou sous-oxygéné. On a également augmenté en souplesse en ajoutant un flux pouvant diluer l'air de dispersion. Deux contrôleurs de débits ont donc été rajoutés. Il y a maintenant 6 contrôleurs de débit Bronkhorst : deux contrôleurs de 8 l/min et 1 l/min distribuent le méthane pour, respectivement, la flamme centrale et la flamme pilote, un contrôleur de 50 l/min règle l'azote pour la dispersion, un contrôleur de 20 l/min s'occupe de l'apport de l'oxygène, un contrôleur de 50 l/min pour ajouter la dilution, et un contrôleur de 10 l/min fourni l'air à la flamme pilote. Il est possible de diluer avec d'autres gaz en prenant en compte un facteur correctif intrinsèque à chaque gaz.

Le bouton-poussoir d'arrêt d'urgence a également été amélioré. Il contrôle encore la vanne skinner. Mais maintenant, cette vanne dévie l'azote en amont des contrôleurs de débit vers le bas du brûleur, toujours dans le but de souffler la flamme, mais

maintenant avec du diazote. Le bouton-poussoir coupe également le courant d'alimentation de deux électrovannes normalement ouvertes. Une des électrovannes coupe l'alimentation de l'air en amont des contrôleurs de débit. Cela coupe l'air de dilution, si c'est de l'air injecté pour la dilution, et l'air pour la flamme pilote. La seconde électrovanne coupe aussi l'arrivée d'air d'une vanne pneumatique. Cette vanne pneumatique normalement ouverte contrôle deux vannes en amont des contrôleurs de débit. Elles permettent de couper l'arrivée du dioxygène et de méthane. Le choix d'une vanne pneumatique a été fait pour augmenter la sécurité en évitant un maximum de composants électriques le long des lignes O<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub>. En effet, la ligne d'O<sub>2</sub> est particulièrement dangereuse, car très réactive. Il suffit d'une faible énergie d'activation et de traces de graisses ou d'huile pour commencer une quelconque combustion.

sq

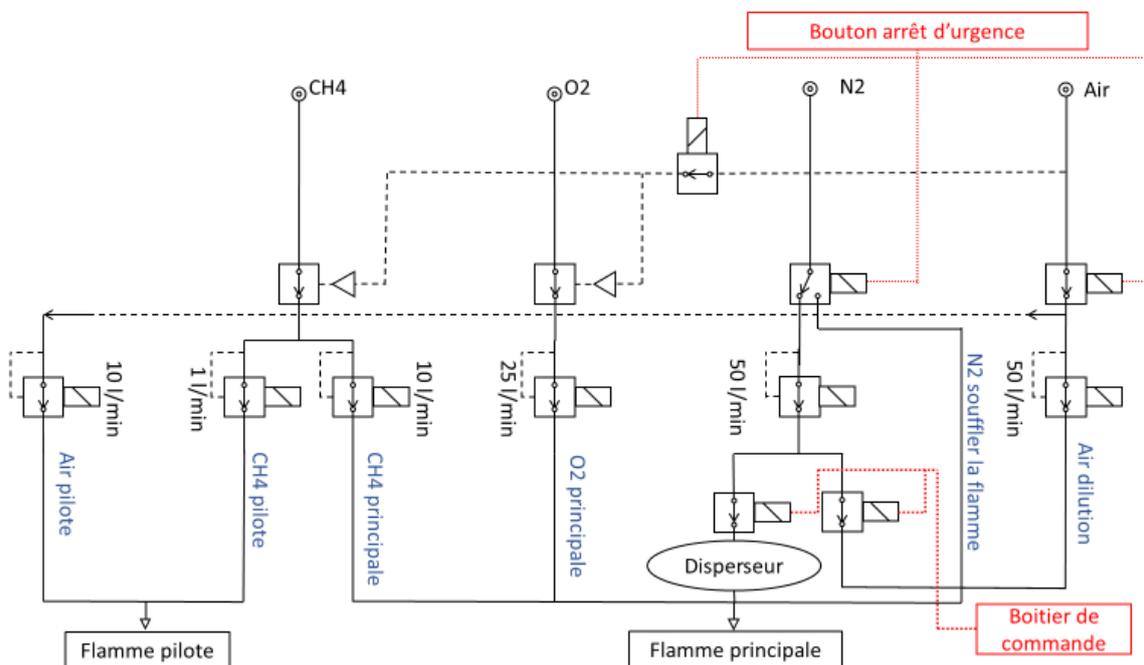
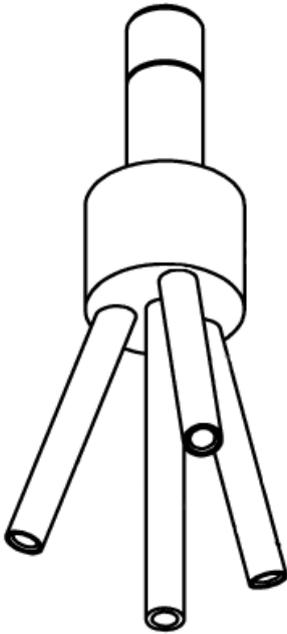


Figure 3-6 Schéma Pneumatique du banc expérimental

En amont du disperseur, après le contrôleur de débit de diazote, deux électrovannes ont été placées. Ces deux vannes permettent de contrôler le disperseur. La première vanne ouvre ou ferme l'arrivée d'air. La seconde contrôle l'ouverture vers un by-pass. Cela permet de disperser lorsque cela est nécessaire sans réduire la vitesse du flux principal.



En bas du brûleur, il a fallu adapter l'entrée des gaz. En effet, le système passe de 2 entrées de gaz à 6 entrées potentielles. Les entrées de l'air de dilution, du diazote pour le flush et le by-pass du disperseur ont été regroupées avec des raccords Y « push-in » de 6 mm. Cela permet de réduire le nombre d'entrées nécessaires à 4. Une entrée coaxiale au brûleur a été choisie pour relier le disperseur au brûleur pour éviter que les particules arrivent en biais et se collent à une paroi. Cela augmente les chances que des particules incandescentes rentrent dans le disperseur. Cependant, comme dit précédemment, la sécurité reste présente avec la dispersion au diazote. Les trois autres entrées ont été mises de biais ( $20^\circ$  par rapport à l'axe du brûleur) et non perpendiculairement pour éviter de trop perturber la dispersion et chacune à  $120^\circ$  les unes par rapport aux autres.

Figure 3-7 entrée de gaz

### 3.2.4 Validation de la dispersion

De nombreux tests de dispersion ont été faits à froid pour vérifier la répétabilité de la dispersion. Ci-dessous, la Figure 3-8 montre bien la répétabilité de ces essais à froid.

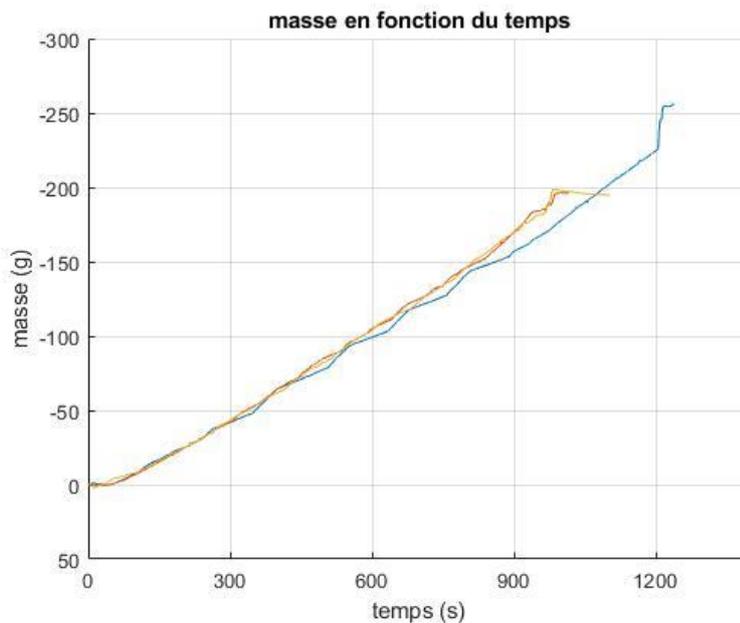


Figure 3-8 Visualisation de la répétabilité et de la linéarité de la dispersion

Cependant, pour obtenir ces résultats, une cheminée en PVC, sous le chapeau (cf. 3.4), a été mise en place pour augmenter l'aspiration en se rapprochant du brûleur. En réalité, lors d'essais avec flamme, cette cheminée n'est pas présente. Avec la présence de la flamme, nous parvenons tout de même à disperser. Cela met en évidence que la pression en sortie du brûleur impacte fortement la dispersion. Il faudrait donc probablement changer, ou adapter, ce système de dispersion pour une flamme confinée et sous pression.

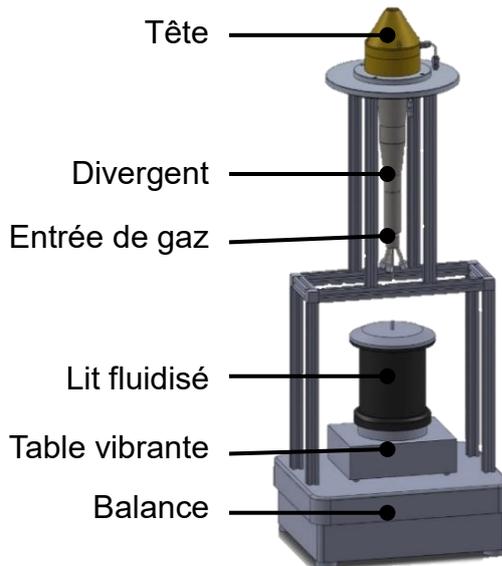


Figure 3-9 Système de pesage

Contrairement aux mesures de dispersion faites par P. Laboureur et R. Lomba (2016), qui consistaient à mesurer le poids du disperseur et à estimer la quantité de particules collées aux parois du brûleur, le système complet brûleur/disperseur est pesé comme le montre la Figure 3-9. Cela est possible grâce à l'homothétie du brûleur décrite en 3.3 permettant de réduire le poids de ce dernier et donc de rester dans la gamme de poids accepté de la balance. De plus, le nouveau système de dispersion est totalement étanche. Cette étanchéité augmente la fiabilité de la donnée d'air injectée. Le débit et la richesse de particule sont donc mesurés de façon plus précise.

On a donc simplement, grâce au poids mesuré par la balance :

$$B = \dot{m} \cdot \frac{1}{d_{v_{air}}} \quad (3.1)$$

Avec :

- $B$  la densité d'aluminium en sortie brûleur en  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
- $m$  la masse mesurée par la balance en kg
- $d_{v_{air}}$  le débit volumique des gaz frais en  $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$

La photodiode est encore utilisée pour apporter une mesure différente de la densité d'aluminium en sortie du brûleur. En effet, la balance permet d'avoir une estimation globale de la dispersion, mais avec une fréquence d'acquisition basse par rapport à la fréquence des autres appareils de mesure. La photodiode a une fréquence d'acquisition équivalente aux autres appareils, mais elle évalue une donnée locale. En effet, elle permet de mesurer l'atténuation d'un laser à travers la flamme. Elle mesure donc uniquement la concentration sur le chemin optique du laser. Comme la dispersion n'est pas homogène dans l'espace, et que la position du brûleur n'est pas exactement

identique à chaque essai, le couplage balance / photodiode permet d'avoir une bonne connaissance de la richesse.

Le laser, faisant face à la photodiode, émet un faisceau à 635 nm (LDM635 de Thorlabs). La photodiode (DETA10A de Thorlabs) est munie d'un filtre de couleur 635 nm pour ne pas être impactée par les autres longueurs d'onde. La concentration est déduite avec la loi de Beer-Lambert :

$$\log\left(\frac{I_0}{I}\right) = \frac{3 \cdot Q_{ext} \cdot D_b \cdot B}{2 \cdot \rho \cdot D_p} \quad (3.2)$$

Avec :

- $I_0$  l'intensité sans absorption
- $I$  l'intensité avec absorption
- $Q_{ext}$  un coefficient d'extinction
- $B$  la densité d'aluminium en sortie brûleur en  $\text{kg.m}^{-3}$
- $\rho$  la densité de l'aluminium  $\text{kg.m}^{-3}$
- $D_p$  le diamètre des particules en m
- $D_b$  l'épaisseur du milieu traversé, ici le diamètre de sortie du brûleur en m

Dans notre cas, la position du brûleur change à chaque expérience. Le coefficient d'extinction  $Q_{ext}$  doit donc être recalculé à chaque fois. Une estimation expérimentale en croisant les données de la balance et de photodiode est faite sur chaque essai. En faisant une moyenne sur le logarithme du ratio des intensités et sur la concentration, on remonte à :

$$Q_{ext} = \overline{\log\left(\frac{I_0}{I}\right)} \frac{2 \cdot \rho \cdot D_p}{3 \cdot D_b} \cdot \frac{d_{v_{air}}}{(\dot{m})} \quad (3.3)$$

Les barres correspondent à des valeurs moyennes.

En utilisant l'équation (3.3), on a donc une idée de la dispersion instantanée.

### 3.3 Homothétie du brûleur

Dans l'optique de diminuer la puissance du brûleur et d'améliorer le profil de vitesse en sortie du brûleur, il a été décidé de réduire la section de sortie du brûleur et donc, par conséquent, tout le brûleur. La nouvelle section doit permettre de stabiliser la flamme au-dessus du brûleur (elle ne doit ni rentrer ni être soufflée) et doit permettre d'avoir un flux laminaire. Pour une section donnée, l'éventail de valeurs de débit permettant ces deux caractéristiques est recherché. Pour ce faire, la taille de la flamme et le nombre de Reynolds en sortie du brûleur sont évalués. Le nombre de Reynolds s'exprime par :

$$Re = \frac{V \cdot L_c}{\nu} \quad (3.4)$$

Avec :

- $V$  la vitesse ( $\text{m.s}^{-1}$ )
- $L_c$  la dimension caractéristique (m), ici le diamètre de sortie
- $\nu$  la viscosité cinématique ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )

Pour avoir une flamme laminaire, le nombre de Reynolds doit être inférieur à 1800. Pour simplifier, la flamme a été considérée comme triangulaire. La hauteur de flamme se calcule avec :

$$H = R \sqrt{\frac{V_{air}^2}{V_{flamme}^2} - 1} \quad (3.5)$$

Avec :

- $R$  le rayon du brûleur (m)
- $V_{air}$  la vitesse des gaz frais en sortie de brûleur ( $\text{m.s}^{-1}$ )
- $V_{flamme}$  la vitesse de flamme ( $\text{m.s}^{-1}$ )

Dans le Chapitre 2 :, la vitesse de flamme calculée par R. Lomba (2016) sur l'ancien brûleur était d'environ  $30 \text{ cm.s}^{-1}$ . Pour stabiliser la flamme en haut du brûleur, une flamme d'une hauteur entre un et deux fois le diamètre du brûleur peut être considérée comme nécessaire. L'objectif est de réduire de moitié la puissance de la flamme qu'avait P. Laboureur et R. Lomba. Pour cela, il suffit de réduire le débit volumique par deux. La réduction du diamètre de sortie de 32 mm à 20 mm permet d'obtenir un éventail de valeur de débit possible entre 15 et  $25 \text{ l.min}^{-1}$ .

Ce nouveau brûleur étant plus petit que l'ancien, l'étanchéité a dû être revue, notamment au niveau du support. Une pièce supplémentaire a été ajoutée. Maintenant, le brûleur n'est plus suspendu sous le support, mais repose dessus à l'aide d'une plaque circulaire.

### 3.4 Système de filtration

Le système de filtration précédent avait beaucoup de désavantages, comme la non-récupération des particules oxydées, ou une faible durée de vie du filtre. Pour améliorer cette partie du banc expérimental, un impacteur a dû être installé. Nous avons choisi d'utiliser un impacteur passif pour ne pas trop complexifier le banc expérimental. Dans les impacteurs passifs, on retrouve les impacteurs à cascade et les cyclones. Avec toujours le souci de concentrer les efforts sur l'étude de la flamme, le critère décisif fut encore la disponibilité des pièces. Nous avons donc installé un cyclone Dust Commander HD. Ce cyclone fonctionne avec un débit maximal de  $5000 \text{ l/min}$ . Il permet d'obtenir après la combustion des agglomérats de particules, avec une densité apparente inférieure à  $111 \text{ kg/m}^3$ .

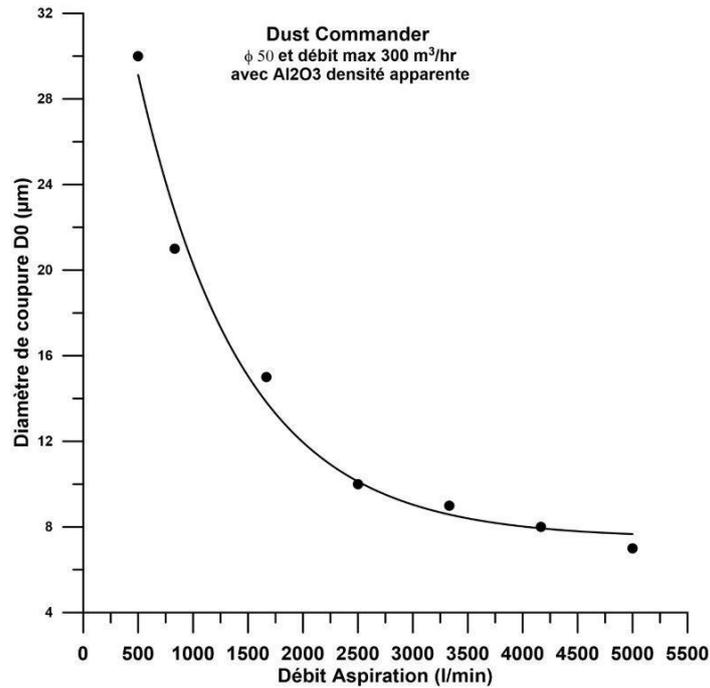


Figure 3-10 Diamètre de coupure en fonction du débit d'aspiration pour une densité apparente de 111 kg/m<sup>3</sup>

Ce cyclone ne permet pas de remplacer le filtre, mais il est installé en amont de ce dernier. La Figure 3-10 montre qu'avec la densité apparente mesurée, nous pouvons couper des particules ayant un diamètre de 8 µm maximum. La réalité est bien plus compliquée : les calculs ont été faits pour des particules rondes alors qu'elles ne le sont pas. De plus, la densité apparente mesurée est probablement aussi surévaluée, car elle a été calculée avec des particules refroidies. Au final, le filtre permet de capter les plus petites particules qui n'ont pas été impactées par le cyclone.

Pour relier l'ensemble cyclone/filtre, des tuyaux et réductions galvanisés ont été utilisés. Cela correspond à un tuyau de diamètre 80 mm d'une longueur de 1m50 avec un coude à 90°. Au-dessus de la flamme, une réduction de diamètre 250/80 en acier galvanisé est utilisée comme chapeau. Ce dernier est relié au cyclone avec un tuyau de diamètre 80 mm et de longueur 1 m avec un coude de 90° en acier galvanisé. Des pièces sur mesure en inox permettent de faire les liaisons entre les tuyaux galvanisés et le cyclone.

L'ajout du cyclone et des tuyaux augmente drastiquement la perte de charge du système d'aspiration. On peut estimer les pertes de charge linéaire avec l'équation de Darcy-Weisbach. Les pertes de charge singulières provenant des coudes, des élargissements et réductions sont estimés avec l'équation :

$$\Delta P_{linéaire} = f_D \frac{L_{conduit}}{D_h} \rho_{air} \frac{V^2}{2} \quad (3.6)$$

$$\Delta P_{singulière} = f_D \rho_{air} \frac{V^2}{2} \quad (3.7)$$

Avec

- $\Delta P$  la perte de charge en Pa
- $f_D$  le coefficient de perte de charge de Darcy qui dépend du nombre de Reynolds
- $L_{conduit}$  la longueur du conduit en m
- $D_h$  le diamètre du tuyau en m
- $\rho_{air}$  la masse volumique de l'air en  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
- $V$  la vitesse en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

On trouve des pertes de charge à travers la tuyauterie avec un ordre de grandeur de 30 Pa si on considère un débit de 3000 l/min. Ce débit permet d'impacter une grande partie des particules. La plus grande perte de charge vient du cyclone, avec un ordre de grandeur de 250 Pa, soit dix fois plus important que pour les raccords. Cette perte de charge a été calculée grâce à une simulation de l'ensemble de l'installation. Le filtre engendre aussi des pertes de charge qui sont faibles (>2 Pa).

Les pertes de charge du filtre ont été déduites expérimentalement. La vitesse de l'air a été acquise par un anémomètre à l'entrée du caisson de filtre sans filtre puis avec filtre. Grâce à l'équation de Bernoulli, on peut remonter à la perte de charge :

$$\Delta P = \left( \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_1^2 + \rho \cdot g \cdot z_1 + P_1 \right) - \left( \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v_2^2 + \rho \cdot g \cdot z_2 + P_2 \right)$$

Avec :

- $\Delta P$  la perte de charge en Pa
- $\rho$  la masse volumique de l'air en  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$
- $v$  la vitesse du fluide en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
- $g$  l'accélération de la pesanteur en  $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$
- $z$  l'altitude en m, on a  $z_1 = z_2$
- $P$  la pression en Pa, on a  $P_1 = P_2$

Cependant, la perte de charge du filtre a été mesurée avec un filtre propre. En réalité, le filtre se s'encrasse au cours du temps et sa perte de charge augmente. Il faut donc considérer que l'aspiration va diminuer au cours de l'utilisation et de l'encrassement du filtre. Il est donc nécessaire de le nettoyer régulièrement pour garder un débit d'aspiration suffisamment conséquent.

Cette augmentation de perte de charge s'est fait ressentir avec le système d'aspiration existant, un ventilateur en polypropylène PPD 250/6. La Figure 3-11 indique la courbe de fonctionnement du système de ventilation utilisé. Il est à noter que la perte de charge du système d'aspiration est largement supérieure à la plage de fonctionnement que peut subir le ventilateur. De plus, pour le ventilateur extérieur, les canalisations allant de la salle jusqu'au toit n'ont pas été prises en compte. Il est donc facile de constater que la plage de débit généré ne correspond pas aux débits nécessaires au bon fonctionnement du cyclone.

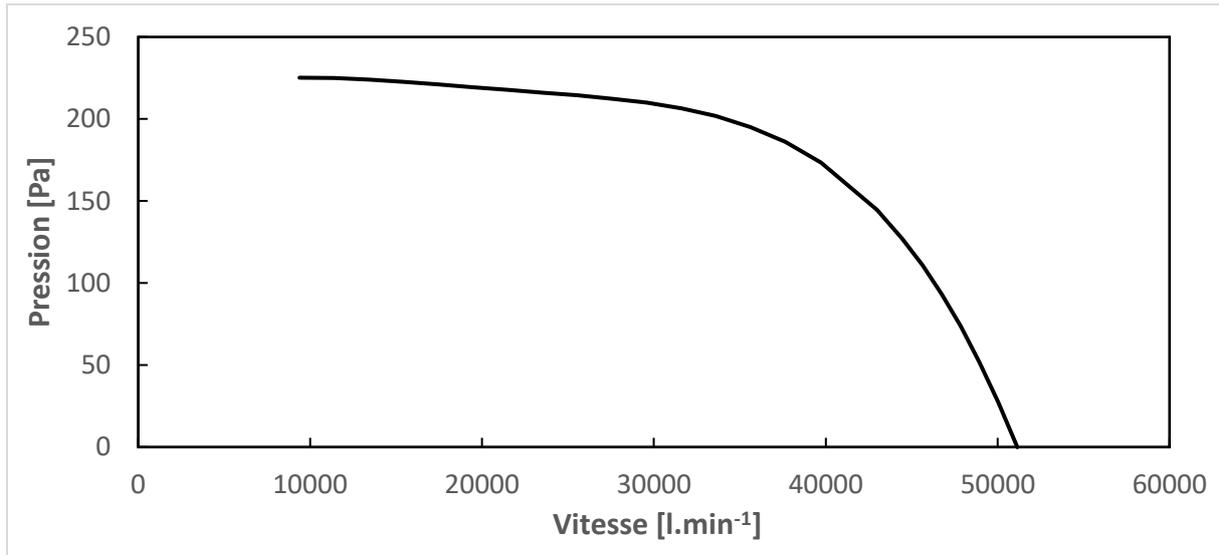


Figure 3-11 Courbe de fonctionnement du ventilateur PPD 250/6

Pour le système d'aspiration, notre choix s'est porté vers un système d'aspiration interne à la salle pour ne pas avoir les canalisations allant jusqu'au toit entraînant trop de pertes de charge. Nous disposons déjà d'un aspirateur ATEX, le NT 75/1 Me Ec H Z22 de KARCHER, qui permet une dépression de 22000 Pascal pour une aspiration de 3660 l/min. Cette importante dépression permet d'encaisser un filtre modérément encrassé.

Le système de filtration a été testé lors des essais à froid décrits dans la partie 3.2.2. Avec les poudres de 7.5 µm, le cyclone permet de collecter près de 80% des poudres. Les 20% restant sont des dépôts dans le reste des canalisations, ou des particules non aspirées. Avec des particules plus grosses, on obtient une meilleure efficacité d'aspiration. On obtient une efficacité de 85% pour 15 µm et 95% pour les 25 µm. Cependant, lorsqu'il y a une flamme, les produits sont bien plus petits. Cela peut former des agglomérats avec des densités apparentes plus faibles. Dans tous les cas, cela dégrade l'efficacité du cyclone. Seuls les particules non brûlées et les plus gros agglomérats sont capturés.



## Chapitre 4 : Cartographie de la température

Ce chapitre va concentrer les différents résultats de la thèse. Dans cette thèse, deux grandes parties peuvent être considérées. Chronologiquement, la première partie fut l'étude d'une flamme hybride aluminium / méthane. Cette flamme hybride est très intéressante à étudier car elle intervient dans de nombreux domaines tels que les explosifs pour des applications minière ou militaire ou le spatial. Mais, elle est plus complexe du fait que l'aluminium va brûler dans les gaz brûlés de la flamme méthane/air et non directement avec l'oxygène de l'air. Dans un second temps, nous avons mis en place et étudié une flamme d'aluminium dans l'air. Cette étude est au centre du projet ANR dans l'optique d'avoir une flamme n'émettant pas de polluants carbonés. Cette flamme étant moins stable que la flamme hybride, cela complique son étude sur des périodes d'observation importantes.

Un des objectifs majeurs de ce travail de thèse est l'étude de la température de la phase condensée afin de progresser dans la réalisation du bilan énergétique global de la flamme. Dans la suite du manuscrit, nous discuterons particulièrement de la température des particules en sachant que d'autres températures existent dans cette flamme mais celles-ci ne seront pas étudiées.

Ce chapitre sera donc scindé en deux parties qui approfondiront respectivement les deux types de flammes.

### 4.1 Étude flamme hybride aluminium/méthane dans l'air

#### 4.1.1 Banc optique

##### 4.1.1.1 Choix de la méthode de pyrométrie

L'étude de la température de flamme a déjà été entreprise par plusieurs auteurs comme indiqué dans l'analyse bibliographique. Cependant, cela concernait soit des mesures de température de particules isolées, ou des températures globales. Seule l'équipe de Goroshin (2007) a essayé d'avoir une cartographie 1D de la température pour une flamme de type Bunsen. De notre côté, nous avons essayé d'obtenir une cartographie 2D.

Les travaux de Dejaeghere (2016) présentent différentes méthodes de mesure pyrométrique pour l'étude de hautes températures. Dans notre cas, toute mesure intrusive est rendue impossible du fait des très hautes températures mises en jeu. En effet, l'utilisation de thermocouples en tungstène ne permettrait d'atteindre qu'une

température maximale de 2320 °C. De plus, ces systèmes permettent des mesures ponctuelles relativement chronophages si l'on veut reconstruire une cartographie bidimensionnelle. Nous avons donc naturellement fait le choix d'utiliser une méthode non intrusive, qui nécessite néanmoins une calibration rigoureuse.

Plusieurs systèmes permettent de mesurer la température des espèces condensées de façon non intrusive. Ces mesures reposent sur l'analyse du rayonnement lumineux émis par les particules chaudes. Ce rayonnement dépend de la température des particules et de leur émissivité. Cette dernière est délicate à déterminer précisément pour les gammes de température rencontrées et dépend également de la taille des particules. De façon générale, nous ne connaissons pas l'émissivité des particules condensées présentes dans la flamme. Elle va dépendre de la quantité de particules qui brûle à un instant précis, et varie constamment. Les méthodes pour déterminer la température nécessitant la connaissance préalable de l'émissivité sont donc à exclure. Ces méthodes utilisent par exemple les détecteurs photométriques, les pyromètres à large bande et les pyromètres monochromatiques. La pyrométrie deux couleurs (ou bichromatique) reste par contre un bon candidat. Elle permet, en effet, de s'affranchir de la connaissance de l'émissivité en considérant les particules comme des corps gris. La pyrométrie polychromatique est plus précise que la pyrométrie bichromatique, mais est plus compliquée à mettre en place surtout pour pouvoir obtenir une cartographie 2D. La pyrorrélectométrie est aussi une solution intéressante. Cependant, au vu de l'intensité lumineuse de notre flamme, il sera difficile de trouver une source lumineuse permettant de créer une réflexion notable. La solution retenue dans notre étude est donc la pyrométrie deux couleurs.

La pyrométrie monochromatique repose sur la loi de Planck pour un corps gris :

$$L(\lambda, T) = \epsilon(\lambda) \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (4.1)$$

Avec :

- $L(\lambda, T)$  la luminance spectral en  $W \cdot m^{-3} \cdot sr^{-1}$
- $\epsilon(\lambda)$  l'émissivité
- $h$  la constante de Planck équivalant à  $6,626\ 070\ 15 \times 10^{-34}$  J.s
- $c$  la célérité dans le vide ( $c_0 = 299\ 792\ 458$  m.s<sup>-1</sup>)<sup>1</sup>
- $\lambda$  la longueur d'onde en m
- $k$  la constante de Boltzmann égale à  $1,380\ 649 \times 10^{-23}$  J.K<sup>-1</sup>

Comme dit précédemment, le problème de cette méthode est l'émissivité qui n'est pas connue. Cependant, si on considère un corps gris, c'est-à-dire :

$$\epsilon(\lambda) = cst \quad (4.2)$$

alors, en faisant le rapport de deux lois de Planck a des longueurs d'onde différentes, on obtient :

$$\frac{L(\lambda_1, T)}{L(\lambda_2, T)} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \frac{e^{\frac{hc}{\lambda_2 kT}} - 1}{e^{\frac{hc}{\lambda_1 kT}} - 1} \quad (4.3)$$

On remarque donc qu'avec deux mesures pyrométriques monochromatiques, la température est calculable en s'affranchissant de la connaissance de l'émissivité.

L'utilisation de la méthode de la pyrométrie bichromatique est ancienne (Campbell and Gardiner 1925). L'éventail des températures observables est très grand ; Ignatiev (1996) a mesuré des températures de 527 à 4427 °C en chauffant de la céramique à l'aide d'un laser pulsé. Il a pu obtenir une bonne résolution spatiale et temporelle (400 µm et 20 µs). De plus l'auteur considère avoir une précision sur ses mesures de température en deçà de 1%. Cela est très prometteur pour suivre l'évolution de la température durant la combustion d'une particule isolée.

Meriaudeau (2007) a mesuré la température de cuivre fondu à l'aide de deux capteurs CCD. Cela lui a permis d'obtenir une mesure pyrométrique bichromatique en deux dimensions. Les températures ont été calculées en faisant un rapport des niveaux de gris obtenus par les deux capteurs, car ces derniers étaient équipés respectivement de filtres interférentiels à des longueurs d'onde différentes.

Une des limites de cette méthode est l'hypothèse de corps gris, même si des méthodes ont été mises en place pour prendre en compte la validité de l'hypothèse de corps gris (Hijazi et al. 2011; Tsai et al. 1990). Dans notre cas, comme les mesures de température considèrent les particules d'aluminium et d'alumine en même temps, les techniques d'étalonnage proposées par ces auteurs ne peuvent pas être utilisées dans nos conditions.

### 4.1.1.2 Choix des longueurs d'onde

Comme dit précédemment, les deux caméras sont chacune équipées d'un filtre passe-bande différent. Le choix des longueurs d'onde des filtres est essentiel pour acquérir des données significatives. En effet, la pyrométrie bichromatique permet de calculer la température des phases condensées ; l'aluminium et l'alumine solide ou liquide. Il existe pourtant d'autres rayonnements liés à la réaction d'oxydation de l'aluminium. Les longueurs d'onde doivent donc être soigneusement sélectionnées.

N° (I)	Réaction
1	$\text{Al} = \text{Al}_{(\text{SL})}$
2	$\text{Al}_2\text{O}_3 = \text{Al}_2\text{O}_{3(\text{L})}$
3	$\text{Al}_2\text{O}_{3(\text{L})} = \text{Al}_2\text{O}_{3(\text{S})}$
4	$\text{Al} + \text{O}_2 = \text{AlO} + \text{O}$
5	$\text{Al} + \text{O} + \text{M} = \text{AlO} + \text{M}$
6	$\text{AlO} + \text{O}_2 = \text{OAlO} + \text{O}$
7	$\text{Al}_2\text{O}_3 = \text{AlOAlO} + \text{AlO}$
8	$\text{Al}_2\text{O}_3 = \text{OAlO} + \text{AlO}$
9	$\text{AlOAlO} = 2\text{AlO}$
10	$\text{AlOAlO} = \text{Al} + \text{OAlO}$
11	$\text{AlOAlO} = \text{AlOAl} + \text{O}$
12	$\text{OAlO} = \text{AlO} + \text{O}$
13	$\text{AlOAl} = \text{AlO} + \text{Al}$

*Tableau 2 : Données sur les réactions élémentaires utilisées dans le modèle cinématique de Bocanegra (2007)*

Bocanegra (2007) a proposé un schéma cinétique pour rendre compte des réactions mises en jeu lors de la combustion d'aluminium, réactions listées sur le Tableau 2 (ci-dessus). À noter que la liste des réactions indiquées dans ce tableau n'est pas exhaustive et ne rend pas compte de l'ensemble des radicaux mis en jeu lors de la réaction de l'aluminium avec de l'oxygène. De plus, les réactions avec d'autres espèces azotées et carbonées font défaut.

La réaction exothermique produit de nombreux radicaux et les excite. Si les électrons de bivalence de ces éléments passent vers un niveau d'énergie plus élevé, alors il se produit des transitions électroniques moléculaires. Cette transition électronique induit un rayonnement ayant une longueur d'onde changeant avec l'écart d'énergie. Le rayonnement global est impacté par la quantité d'atomes rayonnants et par la probabilité de ces atomes à transitionner.

L'excitation se fait en phase gazeuse. Parmi les espèces susceptibles d'être excitées se trouve l'aluminium gazeux, avec des pics d'émission à 308/309 nm et 394/396 nm. Il existe d'autres bandes que l'on ne considère pas, car elles sont beaucoup moins probables. Le monoxyde d'aluminium (AlO) est une espèce très lumineuse une fois excitée. AlO\* a plusieurs bandes d'émission entre 400 et 600 nm, avec les plus importantes à 464 nm, 484 nm, 507 nm. M. Dabos (2021) a étudié l'émission d'une déflagration d'un mélange aluminium/gaz. Elle précise que l'espèce Al<sub>2</sub>O\* peut également émettre à 429 nm tout comme AlO<sub>2</sub>\* à 500 nm. Par ailleurs, elle indique également d'autres espèces pouvant émettre un rayonnement continu sur une large gamme de longueurs d'onde. AlO\* émet continuellement entre 500 et 640 nm et moins intensément entre 400 et 800 nm.

Pour la combustion mettant en jeu du  $\text{CH}_4$ , on retrouve aussi l'émission du radical de réaction  $\text{CH}^*$ . Ce radical rayonne principalement entre 390 nm et 480 nm. La vapeur d'eau, provenant de l'air ambiant et de la réaction  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ , rayonne aussi avec des pics d'émission entre 800 et 1000 nm et entre 1080 et 1200 nm.

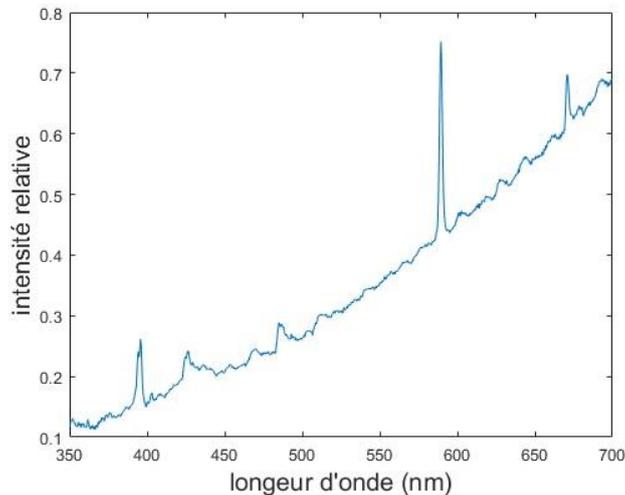


Figure 4-1 Spectre d'une flamme hybride Al/CH4

Le spectre d'émission d'une flamme hybride Al/CH<sub>4</sub> (Figure 4-1) a été observé par un spectromètre OceanOptics FX-XR1 qui permet la mesure de longueurs d'onde allant de 200 à 1025 nm. Le spectre comprend la superposition du rayonnement de corps noir et des raies d'émission des espèces excitées. Un pic d'émission non négligeable est notable aux alentours de 589 nm. Ce pic correspond à des résidus de sodium dans l'air. Il y a aussi une raie à 670 nm qui correspond à la réflexion/diffraction du laser du système laser/photodiode qui mesure la concentration de particules.

Peu d'espèces excitées d'intérêt (dans notre étude) ont une émission dans l'infrarouge qui est la zone préférentielle pour étudier l'émission des espèces condensées. La limite est liée aux performances de détection des systèmes optiques utilisés. Dans la suite, le choix des longueurs d'onde pour les filtres passe-bande se porte donc naturellement vers le proche infrarouge.

Afin de pouvoir également observer, au besoin, le rayonnement AIO, l'option d'une caméra comprenant le spectre visible fut adoptée. Il n'existe pas de caméras travaillant à la fois dans le spectre visible et le spectre infrarouge. Cela a restreint le choix des filtres aux proches infrarouges. En effet, toujours en considérant que la phase condensée est un corps gris, et en regardant l'émission calculée par la Loi de Planck (voir Figure 4-2), l'émission maximale pour une température de 3200 K se trouve entre 700 et 1000 nm. Des filtres à 700 et 905 nm ont donc été utilisés.

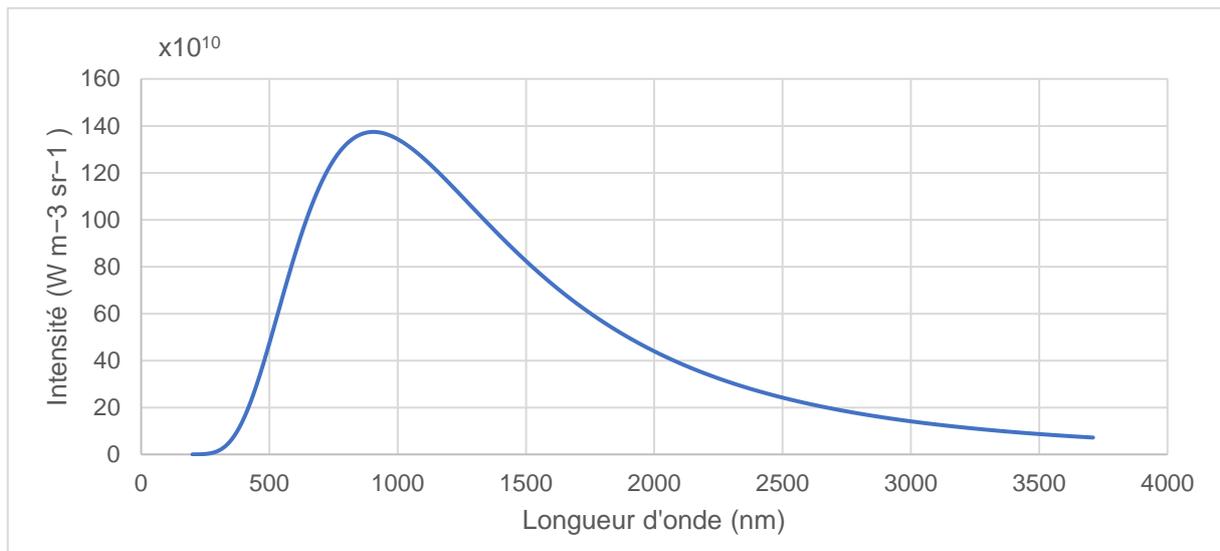


Figure 4-2 Rayonnement dans corps noir à 3200 K

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, les particules sont assimilées à des corps gris. Même si cela est discutable, nous allons tout de même considérer cette hypothèse pour simplifier cette première étude. Cette hypothèse a déjà été utilisée par Dreizin (1996) et par Lomba (2016). De plus, Poletaev (2007) a observé une émissivité assez constante pour des longueurs d'onde entre 500 et 1000 nm en comparant le spectre émis par les particules à un spectre que produirait un corps noir.

### 4.1.1.3 Déconvolution

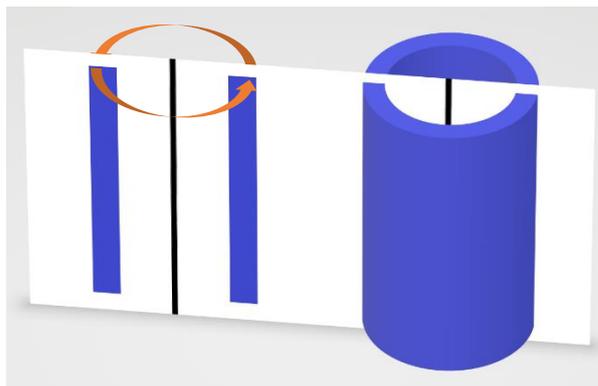


Figure 4-3 Schéma explicatif de la convolution d'Abel

Tous les paramètres pour faire de la pyrométrie sont donc fixés. Cependant, une étape de déconvolution est nécessaire avant de pouvoir appliquer la méthode de la pyrométrie bichromatique aux images directement acquises par le duo de caméra. En effet, la caméra perçoit un objet 3D qu'elle convertit en image donc en format 2D. C'est-à-dire que chaque pixel perçoit l'ensemble des émissions le long du chemin

optique. Faire de la pyrométrie sur ces images reviendrait à faire le rapport de somme d'intensité et donc apporter une erreur certaine sur la mesure de température. Il est donc nécessaire de déconvoluer l'information d'intensité, c'est-à-dire de considérer uniquement une section / une tranche médiane de la flamme (cf Figure 4-3). Cette étape permet d'obtenir une information locale et donc de calculer la température localement.

Par définition, la déconvolution est un procédé algorithmique destiné à inverser les effets de la convolution. Dans la suite, la convolution sera donc expliquée. La déconvolution sera basée sur le même principe, mais inversé. Il existe deux hypothèses importantes pour utiliser ce procédé. La convolution peut être comparée à une révolution autour d'un axe d'une « image 2D », d'où l'hypothèse d'axisymétrie. L'« image 3D » est la projection d'un volume, en réalité la projection de la flamme sur le capteur de la caméra. La convolution permet de passer de l'image 2D à l'image 3D.

L'image 2D est une fonction  $I(r, z)$  dépendante uniquement de deux coordonnées dans un système à coordonnées cylindriques. Notons également l'image projetée de l'objet par  $P(x, z)$ . Ces deux fonctions sont reliées par l'intégrale d'Abel :

$$P(x, z) = 2 \int_{|x|}^{\infty} \frac{rI(r, z)}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad (4.4)$$

Avec :

- $r$  le rayon en m
- $x$  l'abscisse en m
- $z$  la hauteur en m

Cette équation représente l'intégrale des intensités sur le chemin optique. L'absorption n'est donc pas prise en compte, d'où l'hypothèse d'un milieu transparent. Pour obtenir l'inversion d'Abel, on utilise :

$$I(x, z) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{[dP(x, z)/dx]}{\sqrt{x^2 - r^2}} dx \quad (4.5)$$

Ces intégrales décrivent respectivement la convolution et la déconvolution dans un espace continu. Dans le cas d'une image, les pixels discrétisent l'espace. La projection de  $P(x, z)$  sur le capteur de  $N_x \times N_z$  pixels est décrite ci-dessous :

$$P_{ij} = 2 \iint h(x - x_i, z - z_i) dx dz \int_{|x|}^{\infty} \frac{rI(r, z)}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad (4.6)$$

Avec :

- $P_{ij}$  la discrétisation de  $P(x, z)$
- $h(x, z)$  une fonction outil

Numériquement, il existe plusieurs manières de faire une déconvolution. Les plus couramment utilisées sont Fourier-Hankel, l'itération, l'Onion-pelling et BASEX. Dreyer (2018) compare les deux dernières méthodes et introduit une nouvelle méthode intitulée FLiPPID. La méthode BASEX et Onion-pelling fournissent des résultats très similaires. La méthode FLiPPID semble prometteuse, car elle réduit considérablement le bruit induit par la procédure de déconvolution. Cependant, elle approxime la forme de l'image  $I(r, z)$  par une fonction  $R(r; a, b, c)$  avec  $a, b$  et  $c$  des paramètres d'ajustement. Cette fonction a été créée pour suivre les 5 principes suivants. Elle doit être positive sur  $r \in \mathbb{R}$ , elle doit correspondre au profil sur chaque hauteur (à tout  $z$ ). Ces deux critères suffisent pour caractériser un panache. Pour une flamme de diffusion, il faut que la fonction décroisse de façon exponentielle quand  $r$  est élevé (loin du centre) et il faut que cette fonction puisse avoir un maximum à  $r=0$  (au centre) ou deux maxima symétriques avec un minima au centre. Le dernier principe correspond à un critère de validité. Dreyer définit donc la fonction suivante :

$$R(r) = \frac{a}{b\sqrt{\pi}} \exp\left(c \left(\frac{r}{b}\right)^2 - \left(\frac{r}{b}\right)^6\right) \quad \text{avec } a, b \in \mathbb{R}^+ \text{ et } c \in \mathbb{R} \quad (4.7)$$

Cependant, la configuration expérimentale de notre flamme ne permet pas de respecter le deuxième critère. En effet, il ne semble pas y avoir de paramètres décrivant correctement la flamme d'aluminium. Cette méthode a été mise de côté.

Les méthodes BASEX et Onion-pelling sont les plus précises. La méthode BASEX a été choisie arbitrairement, car elle est moins gourmande en ressources. Cette méthode est décrite précisément par Dribinski (2002). Elle nécessite de considérer deux ensembles de fonctions. Le premier ensemble  $f_k(r, z)$  consiste en plusieurs fonctions simples à convoluer. Le second ensemble  $G_{kij}$  correspond à la convolution du premier ensemble. Ces deux ensembles sont reliés par la relation :

$$G_{kij} = 2 \iint h(x - x_i, z - z_i) dx dz \int_{|x|}^{\infty} \frac{r f_k(r, z)}{\sqrt{r^2 - x^2}} dr \quad (4.8)$$

Ces deux ensembles doivent être bijectifs et surtout forment des bases, c'est-à-dire que chaque ensemble permet de décrire chaque fonction tel que :

$$I(r, z) = \sum_k^{K-1} C_k f_k(r, z) \quad (4.9)$$

$$P_{ij} = \sum_k^{K-1} C_k G_{kij} \quad (4.10)$$

Avec  $C_k$  un vecteur de coefficients. Ce vecteur peut être calculé en introduisant une régularisation de Tikhonov avec une méthode des moindres carrés :

$$C = PG^T(GG^T + q^2I)^{-1} \quad (4.11)$$

Dribinski (2002) propose les fonctions de formes suivantes qui respectent l'uniformité et la bijection pour composer l'ensemble  $f_k(r, z)$  :

$$\rho_k(r) = \left(\frac{e}{k^2}\right)^{k^2} \left(\frac{r}{\sigma}\right)^{2k^2} \exp\left(-\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4.12)$$

Ces fonctions sont similaires à des fonctions gaussiennes de forme :

$$y = \exp\left(-2\left(\frac{x}{\sigma} - k\right)^2\right) \quad (4.13)$$

mais avec une symétrie au niveau de l'axe des abscisses. Ces fonctions peuvent être intégrées analytiquement avec :

$$\chi_k(x) = 2\sigma\rho_k(x) \left[ 1 + \sum_{l=1}^{k^2} \left(\frac{x}{\sigma}\right)^{-2l} \times \prod_{m=1}^l \frac{(k^2 + 1 - m)(m - \frac{1}{2})}{m} \right] \quad (4.14)$$

La Figure 4-4 représente quelques fonctions et leur convolution :

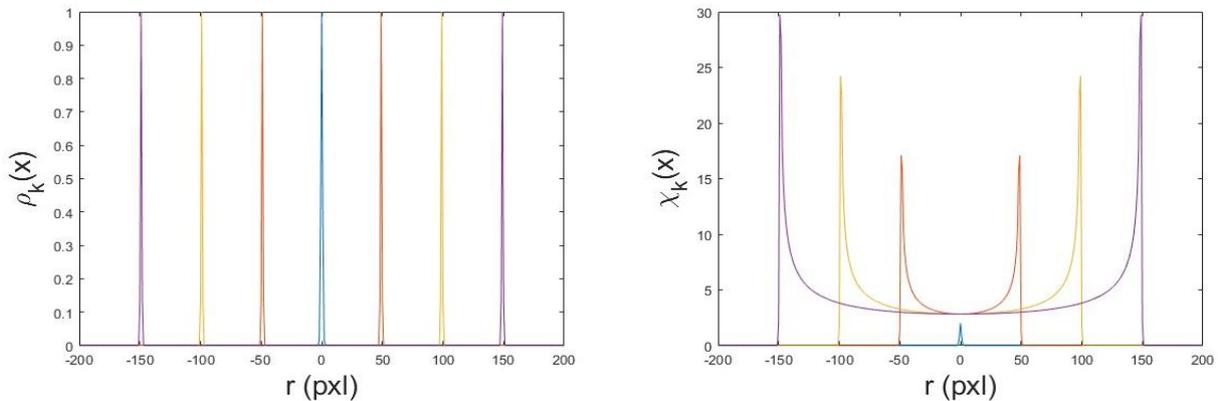


Figure 4-4 Gauche : Exemple de fonction simple.  
Droite : Convolution respective des fonctions de droite.

Pour simplifier, pour reconstruire nos images ligne par ligne il faut additionner des fonctions simples ( $\chi_k$ ). Ces fonctions seront prépondérées avec des facteurs ( $C_k$ ) pour correspondre au maximum à l'image initiale. En connaissant ces facteurs, une image artificielle pourra être reconstruite en faisant une somme pondérée des fonctions déconvoluées ( $\rho_k$ ).

Les limites de cette méthode sont, d'une part, les hypothèses introduites en amont (axisymétrie et milieu transparent), d'autre part, la taille de la matrice  $G_{kij}$  créée préalablement. La taille maximale de l'image traitée doit être inférieure au  $k$  maximum. L'avantage de cette méthode est que les matrices  $\chi_k(x)$  et  $\rho_k(r)$  sont précalculées ce qui allège donc le post-traitement.

Maintenant que la technique de pyrométrie à utiliser a été sélectionnée, nous pouvons nous concentrer sur sa mise en œuvre.

#### 4.1.1.4 Choix du banc optique et calibration

Différents bancs optiques permettent de faire de la pyrométrie bichromatique. Les premiers n'utilisent qu'une seule caméra, ce qui rend le banc moins onéreux. S.A. Reggeti (2019) utilise ce type de banc expérimental, mais il met en garde sur des erreurs optiques entraînées par l'installation optique. Comme le montre le schéma de la Figure 4-5, en fonction du dispositif utilisé, des erreurs liées aux parallaxes ou à la différence de chemin optique sont introduites. Dans son article, ils proposent une solution pour régler les problèmes optiques provenant d'une différence de chemin optique en redimensionnant une image pour qu'elle corresponde avec l'autre.

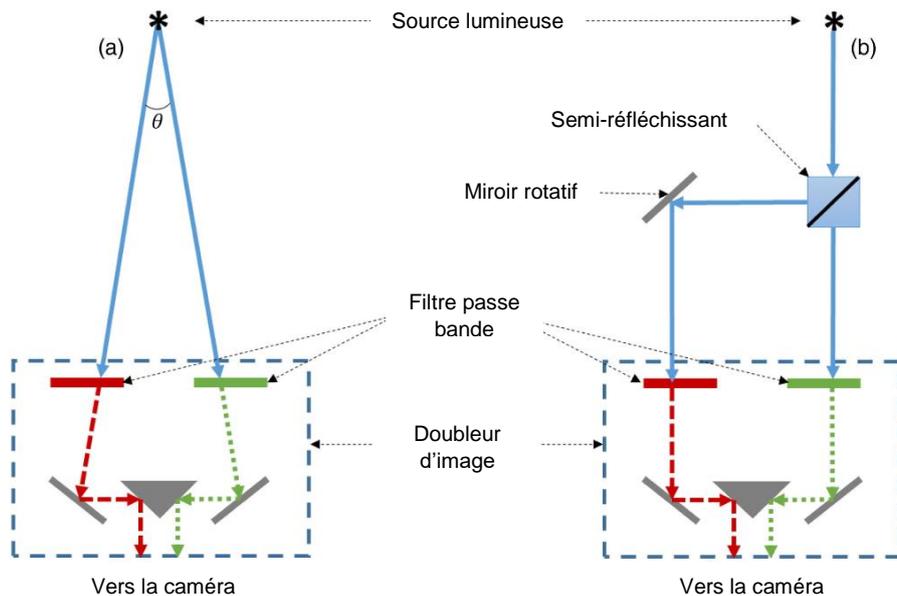


Figure 4-5 Schéma des différents doubleurs d'image (a) point de vue différent causant de la parallaxe (b) unique point de vue grâce à une lame semi-réfléchissante permettant d'éliminer la parallaxe, mais ajoutant une différence de chemin optique. (S.A. Reggeti, 2019)

Dans un premier temps, l'utilisation d'une seule caméra a été privilégiée. Nous avons utilisé le doubleur d'image Lavigation fonctionnant comme indiqué sur le schéma (a) de la figure ci-dessus. En plus des potentiels problèmes de parallaxes, nous avons observé une diminution de la luminosité entre les deux images, et une superposition des images comme le montre la Figure 4-6.

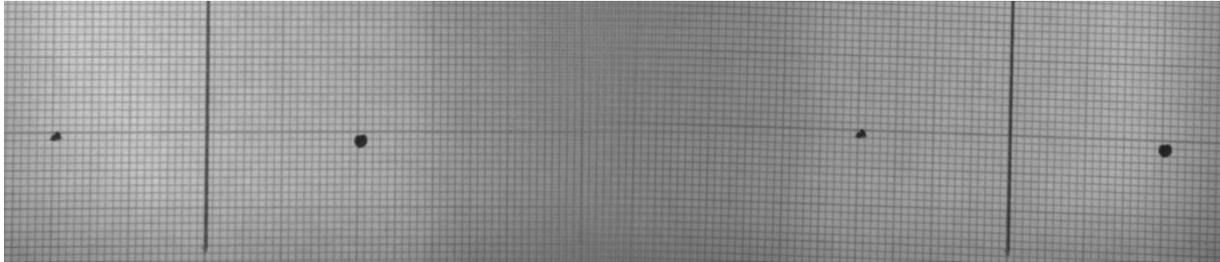


Figure 4-6 Observation d'une mire en utilisant un doubleur d'image

Ce système engendrant de nombreux problèmes optiques, nous avons décidé de le faire évoluer. Le second système sélectionné utilise deux caméras et est illustré sur la Figure 4-5 (b).

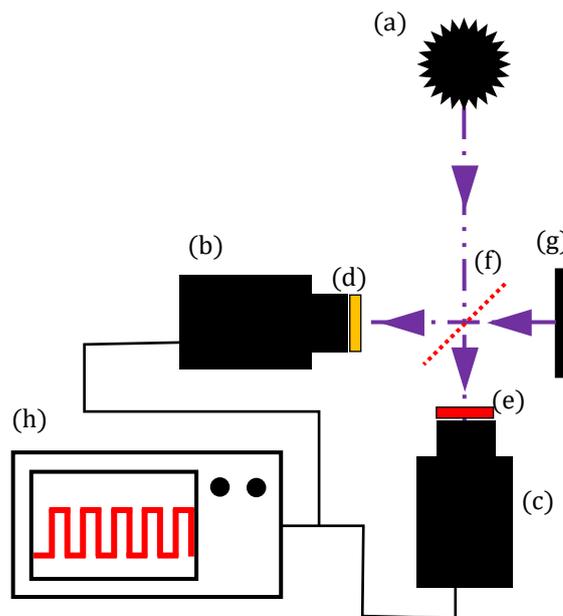
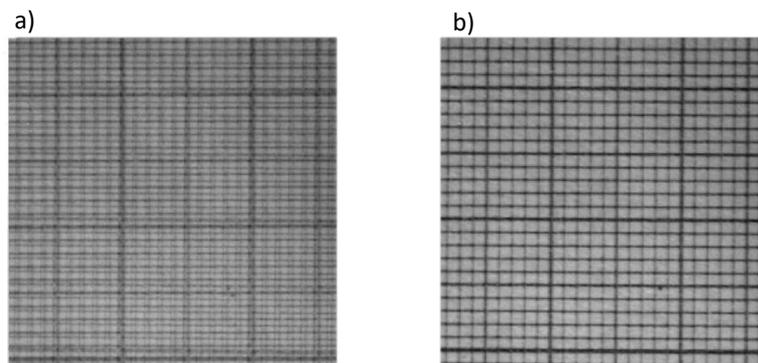


Figure 4-7 Pyrométrie bichromatique utilisant deux caméras  
(a) source lumineuse (b)&(c) deux caméras (d)&(e) filtres  
passe-bandes différents (f) miroir semi-réfléchissant (g)  
surface noire (h) contrôleur de signal

Ce système bichromatique permet d'éviter les erreurs décrites précédemment. Le fait d'avoir deux caméras différentes implique d'imposer les mêmes réglages. Cependant, même si les caméras ont des réglages équivalents, leur positionnement reste délicat. En particulier, un léger défaut de positionnement peut induire des écarts entre les deux images perçues par les caméras. Dans notre cas, les caméras sont à plus de 1,50

mètre de la flamme, ce qui fait qu'un défaut d'alignement d'un degré induit un décalage de la zone visualisée de plus d'un centimètre. Cet écart est important si l'on considère l'ordre de grandeur de la flamme. Comme décrit par S.A. Reggeti (2019), la mise en place d'un post-traitement adapté est indispensable pour corriger la différence de chemin optique.

Pour régler au mieux les décalages obtenus, nous avons utilisé une mire. L'utilisation de cette mire permet d'identifier précisément un motif composé de points pour en déduire une transformation géométrique à appliquer par la suite. Considérer deux points de contrôle permet de corriger un défaut de rotation, de translation et de grossissement. Cependant, comme les degrés de liberté du positionnement des caméras peuvent engendrer une colinéarité imparfaite du chemin optique et donc des déformations plus importantes, nous avons donc décidé d'utiliser 4-points pour mettre en place une correction dite projective. En plus de corriger les mêmes défauts que la correction 2-points, l'utilisation de 4 points permet de corriger l'inclinaison de lignes si elles convergent vers un point de fuite au lieu d'être parallèles. La Figure 4-8 montre la correction appliquée dans une mire en papier millimétré.



*Figure 4-8 Superposition des deux images de mire a) sans correction b) avec correction*

Cependant, cette technique ne permet que de corriger l'image d'une caméra vers celle de l'autre. On peut remarquer sur la figure ci-dessus (notamment en regardant les bords de l'image) que les verticales ne sont pas totalement verticales. Donc si l'image témoin cible n'est pas droite, alors l'image corrigée ne le sera pas non plus.

Même si le redimensionnement de l'image semble efficace, il est sûrement source d'erreur. En effet, ce système recalcule la valeur de chaque pixel en faisant des interpolations, ce qui potentiellement dégrade l'information.

Une autre source d'erreur provient de l'acquisition de l'intensité par les caméras. Les capteurs de chaque caméra peuvent avoir une réponse non linéaire en fonction de la puissance incidente. Il est donc impératif de vérifier la réponse de la caméra. Pour ce faire, une lampe à LED, CCS TH2-160/120-SW-PM, a été placée au niveau du brûleur. Cette lampe a l'avantage d'avoir 256 incréments de puissance entre 0 et 35 W. Sachant que les LED ont une bonne linéarité, on peut considérer une incrémentation

linéaire pour l'intensité lumineuse du panneau. Pour prendre en compte aussi les éventuels défauts des optiques placées le long du chemin optique, la linéarité des caméras a été testée avec la même organisation que sur la Figure 4-7. Cependant, le panneau de LED émettant majoritairement entre 400 et 750 nm (voir Figure 4-9), les filtres passe-bande n'ont pas été installés. On fait ici l'hypothèse que les filtres sélectionnés (700 et 905 nm) ont une transmission homogène sur toute leur surface. On extrapolera également la réponse de la caméra au-delà de 750 nm, car la réponse d'une cellule va dépendre de la puissance optique absorbée :

$$N_e = \frac{\phi_\xi}{\epsilon_\lambda} \times t \quad (4.15)$$

Avec

- $N_e$  le nombre d'électrons produits (réponse caméra)
- $\phi_\xi$  la puissance optique absorbée en W
- $\epsilon_\lambda$  l'énergie d'un photon de longueur d'onde  $\lambda$  en J.s
- $t$  le temps d'exposition en s

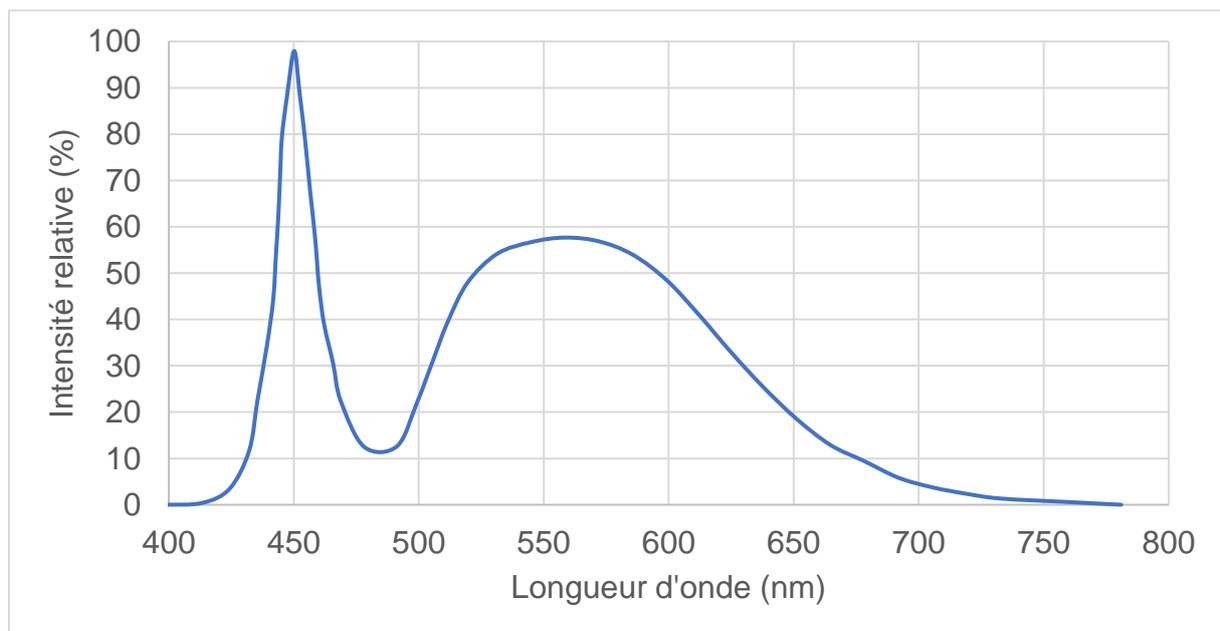


Figure 4-9 Distribution spectrale du panneau de LED

La Figure 4-10 représente le coefficient de linéarité de chaque pixel de la caméra pour les deux caméras en utilisant les 256 incréments de la lampe. L'échelle de gradient de gris a été adaptée pour mettre en avant les variations de linéarité au niveau du panneau de LED. La linéarité de la réponse de la caméra est globalement très bonne ( $R^2 \geq 0.999$ ). Cependant, on peut percevoir une légère diminution de la linéarité sur les parties supérieures et inférieures qui viendrait d'un effet de bord de la lampe. Il y a également quelques ondulations qui sont certainement induites par la réflexion sur la surface du panneau, ce qui fausse la linéarité du panneau de LED.

Sur la Figure 4-10, on remarque que la caméra 2 ne semble pas avoir une linéarité aussi bonne que la caméra 1. Cette différence de linéarité provient sûrement du miroir semi-réfléchissant, car les deux caméras et les objectifs utilisés sont identiques. La lame séparatrice BP245B2 permet de transmettre 55% de la puissance et donc de réfléchir 45% de la lumière incidente entre 700 et 900 nm. Au-delà de cette gamme de longueurs d'onde, la transmission et la réflexion sont différentes (Figure 4-11). Par conséquent, la caméra 2 va percevoir moins de photons que la caméra 1. Malgré ces différentes observations, le coefficient de linéarité reste suffisamment proche de l'unité pour considérer la linéarité de la réponse.

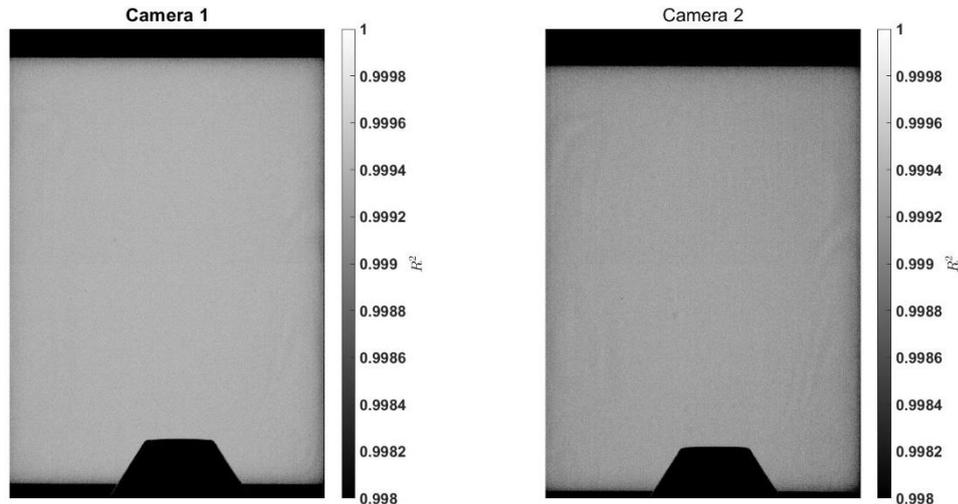


Figure 4-10 Coefficients de linéarités des deux caméras

Une mauvaise prise en compte du chemin optique peut également être source d'erreur. Comme indiqué sur la Figure 4-7, les rayons lumineux traversent tout d'abord un miroir semi-réfléchissant BP245B2 qui est adapté aux longueurs d'onde entre 700 et 900 nm. Ce miroir est donné pour avoir une transmission de 55% et une réflexion de 45%. Cependant, ces valeurs correspondent à une valeur moyenne sur la plage de longueur d'onde. Les données constructeur plus précises (Figure 4-11) indiquent une variation non négligeable de la transmission en fonction de la longueur d'onde.

Ensuite, il est nécessaire de prendre en compte les transmissions respectives des filtres spectraux. Les filtres utilisés (700 nm et 900 nm) sont des filtres passe-bande centrés sur leur longueur d'onde avec une largeur de bande de 10 nm. Cette largeur de bande est importante à considérer.

## Étude flamme hybride aluminium/méthane dans l'air

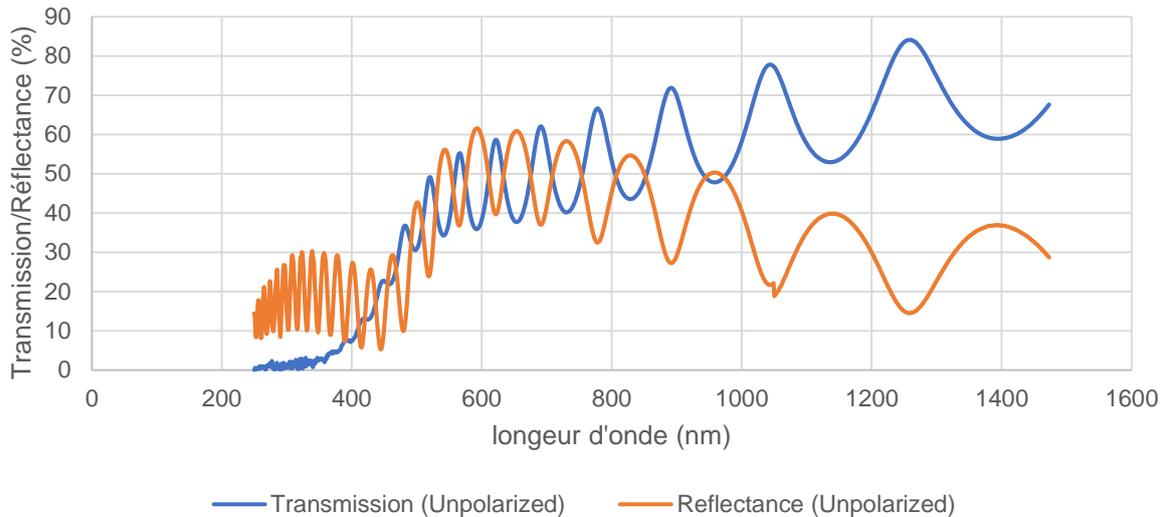


Figure 4-11 Transmission et Réflectance du miroir semi-réfléchissant.

L'objectif utilisé devant la caméra est supposé parfaitement transparent. Le capteur de la caméra possède une efficacité quantique qui dépend de la longueur d'onde :

$$\eta_{\lambda, camera} = \frac{\text{nombre d'électrons produits}}{\text{nombre de photons absorbés}} \quad (4.16)$$

Les caméras sélectionnées pour cette étude sont des PCO.edge 5.5 monochromes. Comme illustré sur la Figure 4-12, ces caméras ne possèdent pas une grande sensibilité pour les longueurs d'onde sélectionnées pour les filtres (proche infrarouge). La caméra équipée du filtre à 905 nm sera sous-exposée en comparaison à celle équipée du filtre à 700 nm. Il est donc plus intéressant de mettre le filtre proche infrarouge en transmission par rapport à la lame séparatrice.

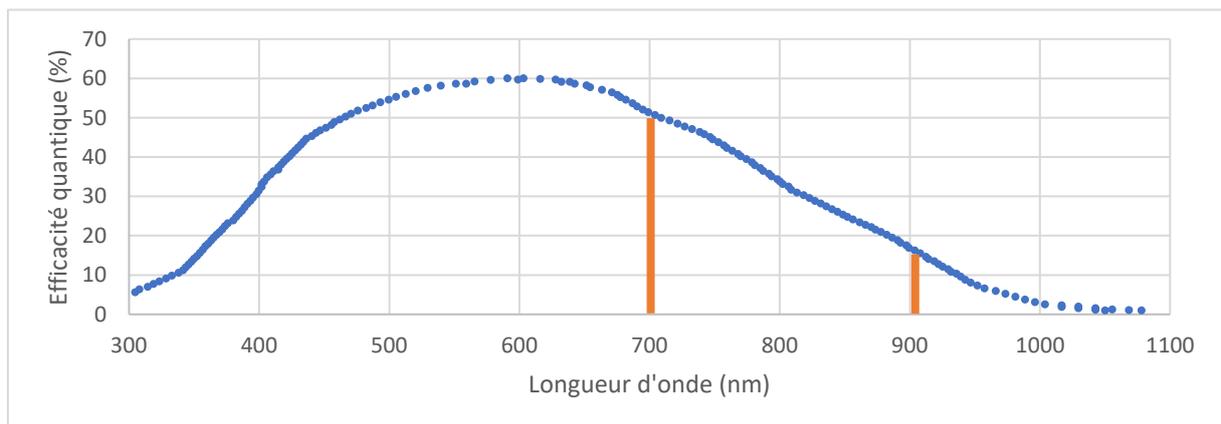


Figure 4-12 Efficacité quantique des caméras. Les lignes orange représentent les longueurs d'onde sélectionnées.

Ces caméras ont été choisies pour leur forte résolution, leur profondeur de pixel importante ainsi que leur vitesse d'acquisition. La profondeur de pixel (16 bits) est d'autant plus importante que la méthode de pyrométrie utilisée est basée sur le

quotient des intensités. De plus, cette caméra a peu de bruit (2.2 électrons de bruit moyen avec un mode d'obturation « global shutter » d'après les données constructeur).

Si tous les rendements optiques sont pris en compte, comme le montre la Figure 4-13, la caméra 1 a un rendement optique global de 8% alors que la caméra 2 à un rendement de 19%. Il y a un facteur 2 non négligeable entre les deux caméras qui entraîne la mise en place d'un facteur correctif tel que :

$$\begin{cases} S_{\lambda_1} = \alpha_{\lambda_1} \phi_{\lambda_1} \\ S_{\lambda_2} = \alpha_{\lambda_2} \phi_{\lambda_2} \end{cases} \Leftrightarrow K = \frac{\alpha_{\lambda_1}}{\alpha_{\lambda_2}} \approx 0.5 \quad (4.17)$$

Avec,

- $S_{\lambda}$  le signal de la caméra en bit
- $\alpha_{\lambda}$  le rendement optique global
- $\phi_{\lambda}$  le flux incident en W
- K le facteur correctif

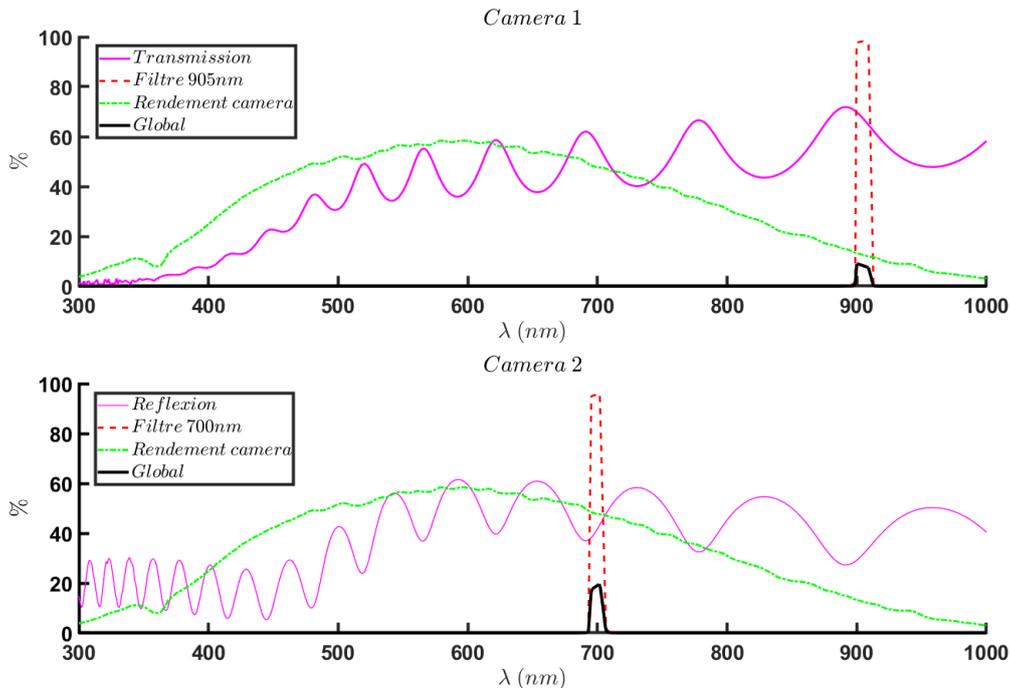


Figure 4-13 Rendements globaux des différentes optiques le long du chemin optique

Pour être plus précis, ce facteur correctif a été calculé expérimentalement également. Pour ce faire, nous avons utilisé un corps rayonnant, semblable à un corps noir, ayant un spectre connu. Ce corps est un filament de tungstène QTH 45W (63358-S/N L0050). Ce filament fut placé au-dessus du brûleur.

Le coefficient correctif expérimental a pu être obtenu en faisant le rapport de la somme de l'ensemble des pixels sur chaque caméra :

$$K_{exp} = \frac{\sum S_{pix,\lambda_1}}{\sum S_{pix,\lambda_2}} = 0.834$$

Avec :

- $K_{exp}$  le coefficient correctif expérimental
- $S_{pix,\lambda}$  le signal de chaque pixel sur la caméra observant à  $\lambda$  en bit

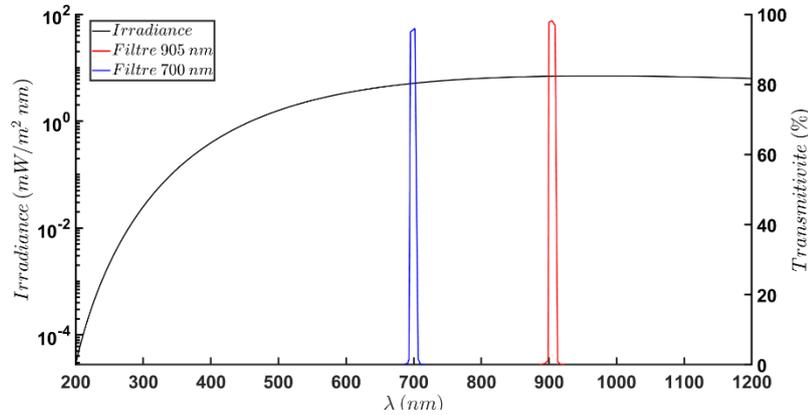


Figure 4-14 Irradiance du filament de tungstène avec visualisation des bandes des filtres

Cependant, le coefficient expérimental calculé ci-dessus considère que le filament émet de manière homogène aux deux longueurs d'onde. En considérant la calibration donnée par le constructeur pour les bandes passantes de nos filtres spectraux (Figure 4-14), on a :

$$K' = \frac{\int_{695}^{705} L_W d\lambda}{\int_{910}^{900} L_W d\lambda} = 0.6167$$

Avec,  $L_W$  la luminance du filament de tungstène.

Ce qui donne un coefficient expérimental de :

$$K = K_{exp} \times K' = 0.514$$

On retrouve quasiment le facteur de deux évalué théoriquement.

Il est à noter que malgré des transmissions globalement faibles, la caméra est surexposée lorsqu'elle visualise la flamme, et ceci même avec un faible temps d'exposition. Deux filtres à densité neutre en silice ont dû être utilisés. Ces filtres ont l'avantage d'avoir une transmission constante sur toute la plage de longueur d'onde considérée. Nous avons sélectionné un filtre de densité optique de 0.8 (NDUV2R08A) et un de 1.0 (NDUV2R10A) qui des transmissions respectives de 16% et 10%.

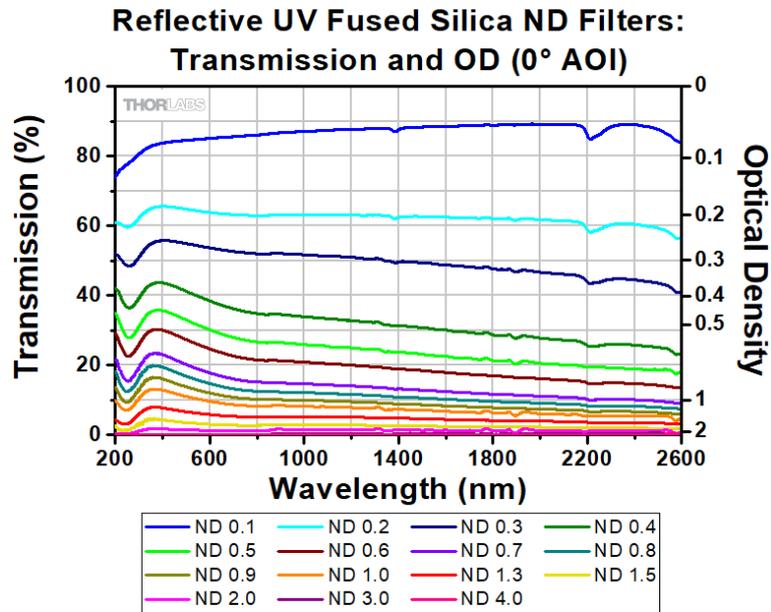


Figure 4-15 Données constructeur des filtres neutres

Il est à noter que l'utilisation de ces filtres neutre induit une légère modification sur le facteur correctif à prendre en compte :

$$K = K \times \frac{0.16}{0.10} = 0.8$$

#### 4.1.1.5 Procédure et condition expérimentale

La procédure expérimentale mise en œuvre est basée sur le travail initial de P. Laboureur (2023).

Une flamme pilote annulaire gazeuse est utilisée pour initier et assurer la stabilité de la flamme principale. Cette flamme pilote est alimentée par un mélange CH<sub>4</sub>/air avec des débits d'air de 2.8 l.min<sup>-1</sup> et de CH<sub>4</sub> de 0.3 l.min<sup>-1</sup>, ce qui correspond à un mélange proche de la stœchiométrie. Cette flamme pilote apporte une puissance thermique de 180 Watts transmise au flux principal, au brûleur, ainsi qu'à l'air ambiant. Il est donc difficile d'évaluer l'apport réel vers la flamme principale. La vitesse moyenne débitante en sortie de l'écoulement secondaire (flamme pilote) est de 0.5 m.s<sup>-1</sup>. Cette vitesse débitante induit un cisaillement. P. Laboureur (2023) a relevé dans son travail de thèse que ce cisaillement induit par le débit de la flamme pilote crée un décollement de la base de la flamme .

Une fois la flamme pilote allumée, le débit d'air principal est injecté, soit 15.82 l/min d'azote passant par le by-pass du disperseur, et 4.18 l/min d'oxygène. Ces débits ont été calculés de sorte à obtenir en sortie la concentration en particules désirée ainsi

qu'à recomposer un air synthétique avec une composition proche de l'air atmosphérique avec 20.9% d'oxygène en volume.

Le méthane est ensuite introduit dans le flux principal afin d'atteindre une condition de mélange stœchiométrique. Ce prémélange s'enflamme instantanément au contact de la flamme pilote et une flamme de type conique est stabilisée. Cette flamme principale possède une puissance de 1255 kW.

Finalement, l'aluminium est ensemencé en ouvrant la vanne connectant le débit d'azote au disperseur et en fermant la vanne by-pass. De ce fait tout l'azote est utilisé pour entraîner les particules. Les particules mises en suspension dans l'écoulement s'enflamment au passage de la zone de réaction conique de l'écoulement principal.

Les poudres utilisées sont identiques à celle de Laboureur (2023) et le système de dispersion a été modifié pour obtenir la concentration voulue. Malgré cela, il était impossible, dans ces conditions, de stabiliser une flamme pure aluminium/air sans l'ajout de méthane dans l'écoulement principal. L'hypothèse la plus probable provient du fait que la réduction des dimensions du brûleur a augmenté les pertes de chaleur aux parois et donc ne permet plus la stabilisation d'une flamme Al/air dans ces conditions. Nous verrons par la suite dans la partie consacrée à l'étude de la flamme aluminium/air comment nous avons contourné cette difficulté. Dans un premier temps, nous avons souhaité détailler le comportement d'une flamme hybride. Cette étude permet de décrire la combustion des particules d'aluminium dans un environnement gazeux composé de dioxyde de carbone et de vapeur d'eau. Cela est essentiel pour la compréhension de la combustion des propergols, mais aussi dans la production de nano-oxydes.

Pour cette étude, nous avons fait le choix de varier la quantité de CH<sub>4</sub> dans le mélange principal pour faire moduler l'efficacité oxydante des gaz dans lesquels les particules métalliques brûlent. Cette efficacité peut être décrite par la relation suivante :

$$e_{eff} = e_{O_2}X_{O_2} + e_{H_2O}X_{H_2O} + e_{CO_2}X_{CO_2} \quad (4.18)$$

Avec :

- $e_{eff}$  L'efficacité oxydante totale
- $X_{oxydant}$  La fraction molaire d'un oxydant
- $e_{oxydant}$  L'efficacité oxydante d'un oxydant

Dans l'équation ci-dessus, seuls le dioxygène, la vapeur d'eau et le dioxyde de carbone ont été considérés. Ces molécules sont celles que l'on retrouve dans les gaz brûlés d'une flamme méthane/air. Les études de combustion de particules isolées ont été effectuées dans la thèse d'Alexandre Braconnier (2020) et ont abouti à la proposition de valeurs pour les efficacités oxydantes. Pour notre étude, l'efficacité de réaction de l'oxygène est considérée égale à 1, celle de la vapeur d'eau à 0,6 et celle

du dioxyde de carbone à 0,22. Il suffit donc de calculer la proportion de chaque composant dans les gaz brûlés produits par la flamme méthane/air, pour en déduire la capacité oxydante du gaz dans lequel l'aluminium brûle. À noter que dans notre cas, la puissance de la flamme de méthane n'est pas à négliger, car elle va préchauffer plus rapidement les particules métalliques par convection. Le tableau ci-dessous indique les conditions étudiées et précise les débits des différents gaz injectés (colonne 1 à 3), d'aluminium (colonne 5), la richesse CH<sub>4</sub>/air (colonne 4) et l'efficacité oxydante obtenue (colonne 6) :

N2 (l/min)	O2 (l/min)	CH4 (l/min)	φCH4	Al (g/cm <sup>3</sup> )	Oxi eff
15,82	4,18	1	0,476	560	0,87
15,82	4,18	1,2	0,571	560	0,84
15,82	4,18	1,4	0,667	560	0,81
15,82	4,18	1,6	0,762	560	0,79
15,82	4,18	1,8	0,857	560	0,76

Tableau 3 : conditions des expériences de flammes hybrides

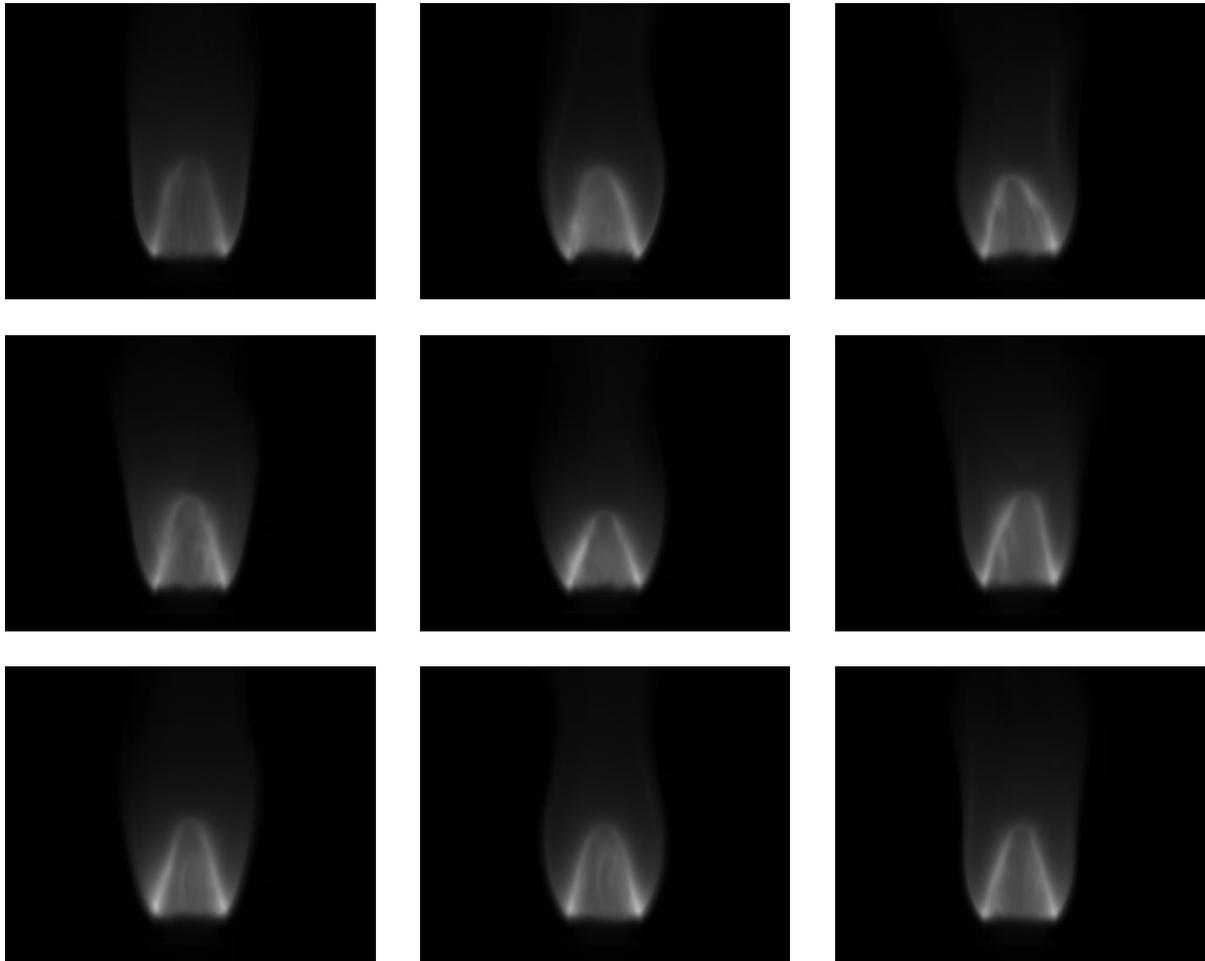
## 4.1.2 Résultats

### 4.1.2.1 Stabilité de la flamme

Comme décrit précédemment, la dispersion ne permet pas d'avoir une flamme parfaitement stable. On peut facilement s'en rendre compte en observant des images consécutives de la flamme sur la Figure 4-16. Il se peut aussi qu'il y ait des battements similaires à une flamme de gaz liée à la convection naturelle. Cependant, ce battement naturel est difficile à dissocier des perturbations liées à la dispersion de la poudre.

À première vue, en regardant la Figure 4-16, il semble que la base de la flamme est plus stable que la pointe. Pour quantifier la stabilité, nous avons étudié la loi de probabilité de l'intensité lumineuse. En effet, comme la dispersion n'est pas parfaitement maîtrisée, on peut la considérer comme aléatoire. L'intensité lumineuse locale étant directement impactée par cette dispersion, elle est également considérée comme aléatoire. En regardant la dispersion temporelle sur le profil d'intensité radial à une hauteur fixée (par exemple 10 mm au-dessus de la sortie du brûleur), on peut, d'une part, avoir une idée de stabilisation de la flamme, et identifier le profil radial le plus probable. La Figure 4-17 (gauche) illustre cette dispersion. Elle représente l'évolution radiale de l'intensité adimensionnée de la luminosité de la flamme. Une fonction de probabilité similaire à une fonction de masse, si l'intensité est considérée comme discrète, permet de mieux visualiser cette dispersion. Un exemple de ce type

de représentation est reporté sur la Figure 4-17 (droite). Un pas de 0,2 fois l'intensité maximale a été utilisé pour permettre une discrétisation suffisante.



*Figure 4-16 Illustration d'images de flammes obtenues avec un débit de méthane de 1.4 l/min. Les images ont été acquises à 20 Hz.*

En le faisant pour plusieurs hauteurs, on peut facilement remarquer les zones les plus probables. Sur la Figure 4-18, plusieurs hauteurs ont été étudiées. On remarque facilement que la valeur de probabilité de présence de flamme au niveau du panache est relativement proche de l'unité (couleur rouge). La valeur d'intensité du panache peut donc être considérée comme représentative. Cependant, au niveau du pic d'intensité, qui peut être associé au front de flamme, il existe une dispersion bien plus importante. On peut également remarquer que la largeur de la zone de haute intensité augmente avec la distance au brûleur. Cet élargissement provient, d'une part, de la géométrie de flamme non parfaitement triangulaire, mais plus arrondie qu'une flamme de gaz, et d'autre part, de l'instabilité de la flamme. La hauteur du pied de la flamme est dépendante du cisaillement induit par la flamme pilote comme montré par Laboureur (2023). Le fait d'avoir une grande dispersion au niveau du pic peut s'expliquer par le fait que le pied de la flamme ne reste pas à cette hauteur,

probablement à cause d'un manque de particule localement, ou par le fait d'un accroissement de luminosité due probablement à un surplus de poudre. On peut donc conclure que proche du brûleur, la zone de réaction va être mieux définie spatialement qu'au niveau de la pointe de la flamme.

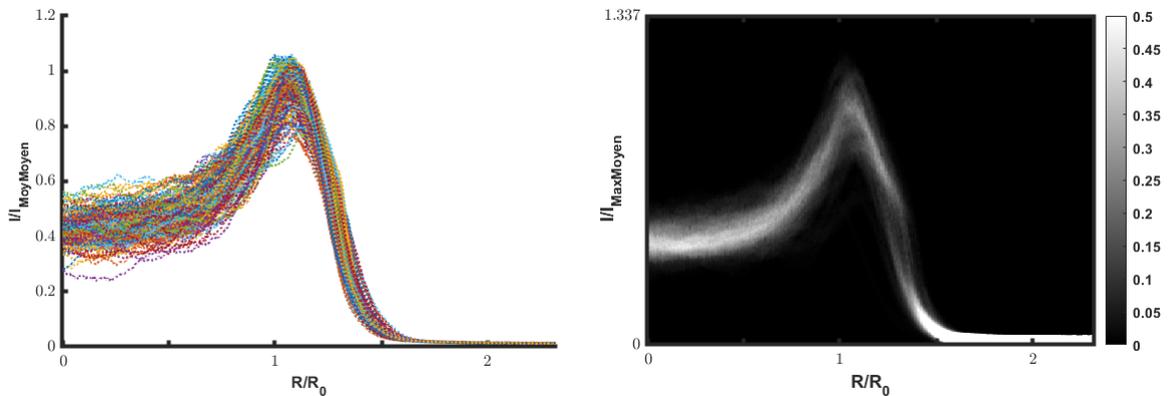


Figure 4-17 Profil radial d'une flamme mixte aluminium/méthane avec un débit de méthane de 1.4 l/min à une hauteur de 10 mm au-dessus du brûleur. Gauche : ensemble des intensités adimensionnées ; Droite : fonction de masse

À noter qu'ici, seul le profil droit de la flamme est montré par souci de clarté. Cependant un comportement similaire est obtenu pour l'autre côté de flamme, les différences étant liées aux instabilités.

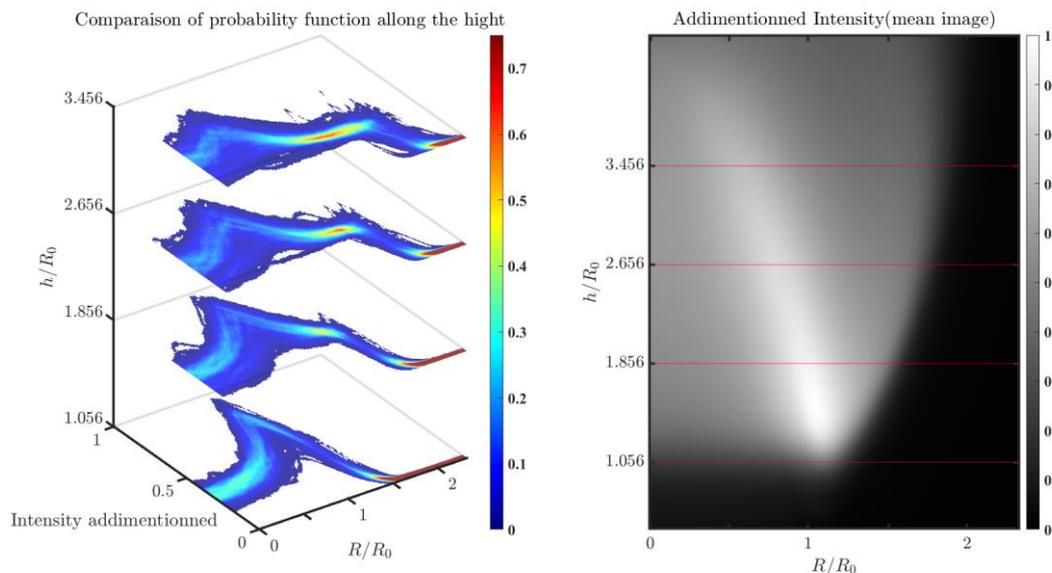
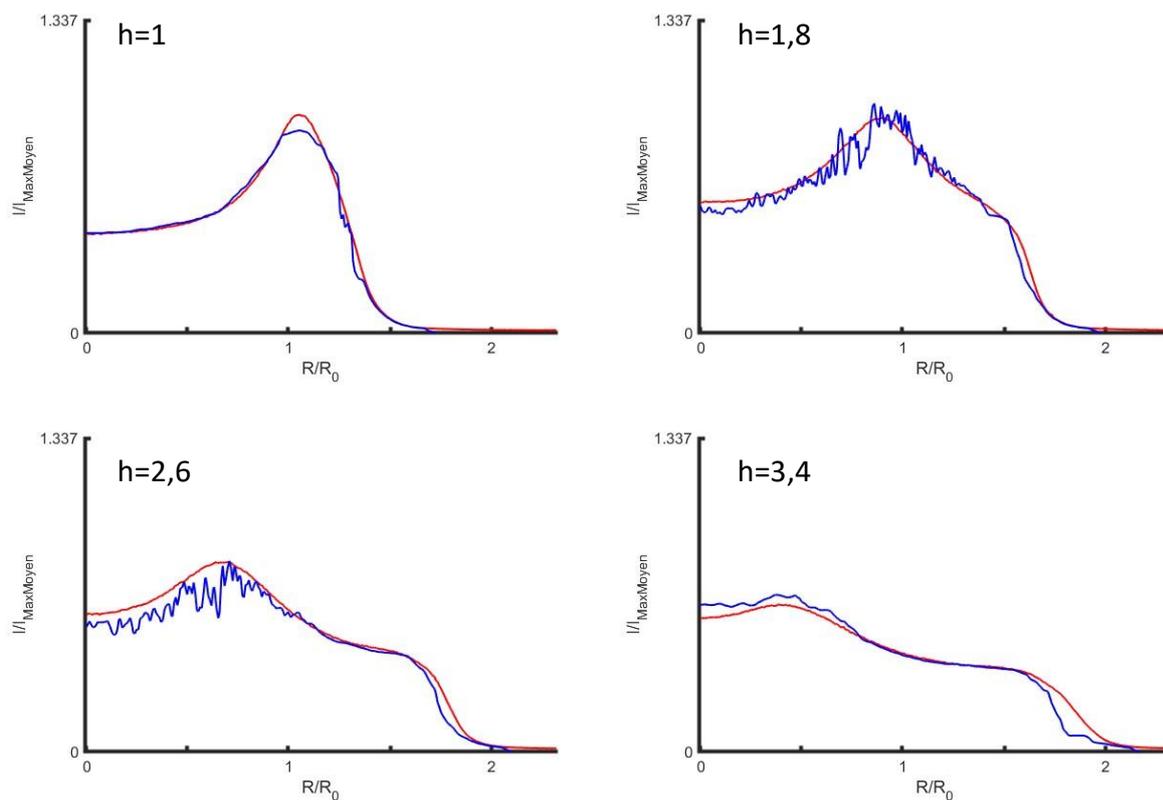


Figure 4-18 Droite : Profil radial d'une flamme mixte aluminium/méthane avec un débit de méthane de 1.4 l/min à différente hauteur ; Gauche : représentation des différentes hauteurs sur une image moyenne de flamme

Dans l'Annexe 1, l'intégralité des profils radiaux pour les différentes hauteurs sélectionnées et pour toutes les conditions étudiées (Tableau 3) est reportée. Ces différents profils confirment les observations faites précédemment. Il est délicat de

comparer les conditions d'étude une à une, car les images n'ont pas forcément été prises avec les mêmes conditions de dispersion. Cependant, on peut remarquer, en comparant les profils à 10 mm au-dessus du brûleur (à gauche dans l'Annexe 1), une différence. La zone de haute probabilité (à  $R/R_0=1.3$  pour 1 l/min de  $\text{CH}_4$ ) semble se décaler vers la gauche (axe du brûleur) en augmentant le débit de méthane et finalement s'estomper complètement pour les débits plus importants. Cette zone est la plus proche du pied de la flamme. L'augmentation du débit de méthane s'accompagne d'une augmentation de la vitesse débitante ; le décollement de la flamme est logiquement plus important. Cette zone de haute probabilité est la une trace du début du panache.

Comme les images sont différentes les unes des autres, il est plus judicieux de considérer une image la plus représentative de ce qui peut arriver. Cette image peut soit être considérée comme l'image la plus probable, créée à partir de la fonction de masse, soit l'image moyenne.



*Figure 4-19 Profil radial moyen (rouge) et profil radial le plus probable (bleu) avec un débit de méthane de 1.4 l/min, h étant la hauteur au-dessus du brûleur adimensionnée par le rayon du brûleur*

La Figure 4-19 montre bien que l'image moyenne et l'image la plus probable sont assez proches. L'avantage de l'image moyenne est qu'elle semble beaucoup moins bruitée, ce qui permettra un post-traitement plus aisé. Cependant, il y a tout de même des différences non négligeables ; on remarque que pour une hauteur au-dessus du

brûleur de 10 mm, le pic d'intensité est bien plus important pour l'image moyenne que pour l'image la plus probable.

### 4.1.2.2 Observation globale sur l'impact de l'efficacité oxydante sur la flamme

Une première observation que l'on peut faire concerne l'étude de l'intensité maximale. Pour cela il suffit de trouver dans quelle situation le rayonnement est maximal, afin de régler les caméras en fonction de cette condition. On conserve ensuite ces réglages de caméra pour toutes les autres conditions. La Figure 4-20 illustre la dispersion d'intensité que l'on observe sur chacune des deux caméras. Sur la caméra 1, on peut voir qu'il y a une dynamique d'intensité moins bien utilisée que sur la caméra 2, ce qui s'explique par les raisons optiques déjà avancées lors de la partie 4.1.1.4.

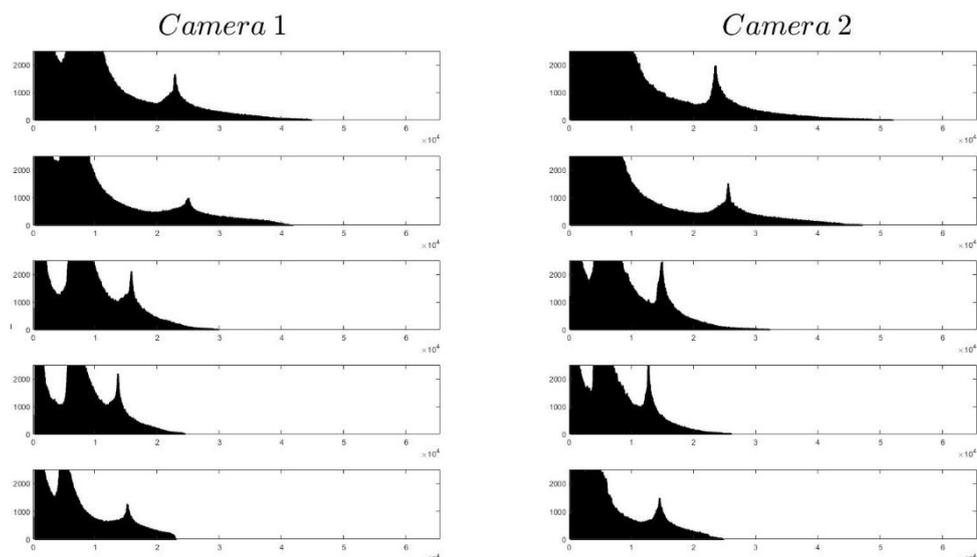


Figure 4-20 Population d'intensité perçue avec un temps d'exposition de 4,5 ms à différentes positions. Du haut vers le bas, l'efficacité oxydante est de 0,87|0,84|0,81|0,79|0,76

Sur la figure précédente, si on se focalise dans un premier temps sur l'intensité, on constate une nette variation entre chaque profil de population et notamment une diminution globale de l'intensité ci en allant vers les conditions de faible efficacité d'oxydation. La Figure 4-21 reporte l'intensité maximale de l'image moyenne en fonction de l'efficacité oxydante. On remarque effectivement la décroissance de l'intensité maximale avec l'efficacité oxydante.

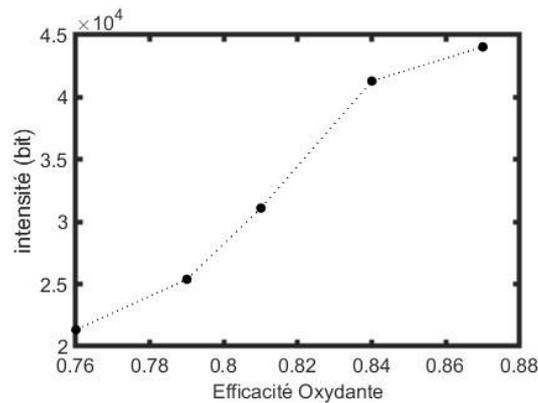


Figure 4-21 Évolution de l'intensité lumineuse maximale en fonction de l'efficacité d'oxydation

On peut, en première approximation, considérer que l'intensité lumineuse évolue avec la température et de la quantité de particules qui brûlent. On peut en déduire qu'une efficacité d'oxydation faible implique soit une baisse de la température de la combustion, soit une diminution de la quantité de particules qui s'oxyde sur le chemin optique d'un pixel. La réalisation de mesures spectroscopiques permet d'avoir une idée plus globale sur ce qui se produit, car elles considèrent l'ensemble de la flamme.

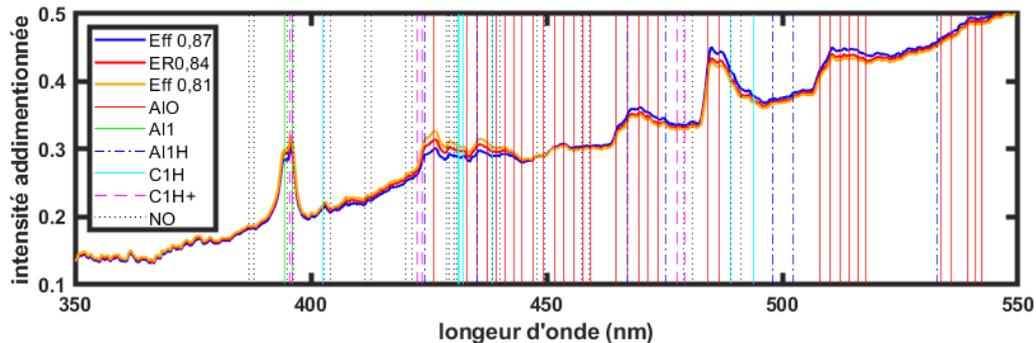


Figure 4-22 spectre optique (350 à 550 nm) de flamme hybride sous plusieurs conditions avec détermination des bandes

La Figure 4-22 présente des spectres d'émission de flammes hybrides. Ces spectres ont été corrigés en utilisant un filament de tungstène préalablement calibré. Si l'on regarde le spectre à partir des plus faibles longueurs (de la gauche vers la droite), un premier pic est observé autour de 395 nm, correspondant à l'émission de l'aluminium gazeux. On retrouve ensuite plusieurs pics d'émission très rapprochés entre 420 et 445 nm qui correspondent à l'émission du radical  $\text{CH}^*$ , présent du fait de la combustion du méthane. Enfin, les pics à 447, 464, 484, 507 et 533 nm correspondent aux émissions de  $\text{AlO}$ . On observe également un rayonnement continu qui correspond à l'émission des corps condensés chauds.

Cette dernière émission peut fausser la comparaison pouvant être faite entre les pics d'émission des espèces excitées, puisque la température entre chaque essai est sûrement différente. Pourtant, lorsque l'on regarde la zone où il n'y a pas de raies

d'émission, les trois spectres sont proches. Néanmoins, celui qui correspond à une efficacité oxydante de 0,87 est au-dessous des autres spectres à 350 nm puis passe au-dessus à 550 nm. Cela peut renforcer l'idée que la température augmente quand l'efficacité oxydante augmente. La différence entre les spectres quand il n'y a pas de raies est faible par rapport à l'écart entre les spectres sur les différentes raies d'émission. On peut donc considérer ces écarts représentatifs.

Ce qui est intéressant dans ces trois spectres est le fait que plus l'efficacité oxydante est faible, plus les pics d'AIO sont faibles et plus ceux de CH\* sont importants. Une efficacité oxydante faible correspond à un débit de CH<sub>4</sub> plus important, ce qui explique une présence du radical CH\* plus importante. Ensuite, les raies de l'Al gazeux et de AIO sont inversement corrélées. En effet, les particules deviennent gazeuses (Al gazeux) avant de brûler en phase gazeuse. Dans le cas où les oxydants sont en défaut, l'aluminium gazeux ne brûle pas tout de suite ce qui réduit la production de AIO. Donc plus le nombre de particules qui brûlent est important, plus les raies AIO sont importantes et plus les raies Al(g) seront faibles. C'est bien ce que l'on retrouve sur les spectres de la Figure 4-22. On peut donc considérer que lorsque l'efficacité oxydante baisse, le nombre de particules qui brûlent diminue.

L'étude de l'intensité maximale des images moyenne et du spectre d'émission semble s'accorder sur le fait que le débit de méthane utilisé impacte la quantité de particules qui va s'oxyder ainsi que la température globale de la flamme.

### 4.1.2.3 Structure de flamme pour un mélange riche hybride.

À partir de maintenant, le temps d'exposition des caméras a été modifié entre chaque essai pour utiliser le plus possible la dynamique des caméras et donc avoir des images plus précises.

En visualisant la section centrale de la Figure 4-23, c'est-à-dire l'image moyenne après déconvolution, on peut déjà observer qu'il y a plusieurs zones qui émettent de la lumière et ceci, peu importe le débit de méthane injecté. Une première zone lumineuse se trouve au-dessus du brûleur et une seconde se trouve sur le bord du panache. Cette structure est typique d'une flamme double. La zone lumineuse au-dessus du brûleur correspond à une flamme de prémélange et la flamme sur le bord du panache correspond à une flamme de diffusion. À noter que les zones centrales des images

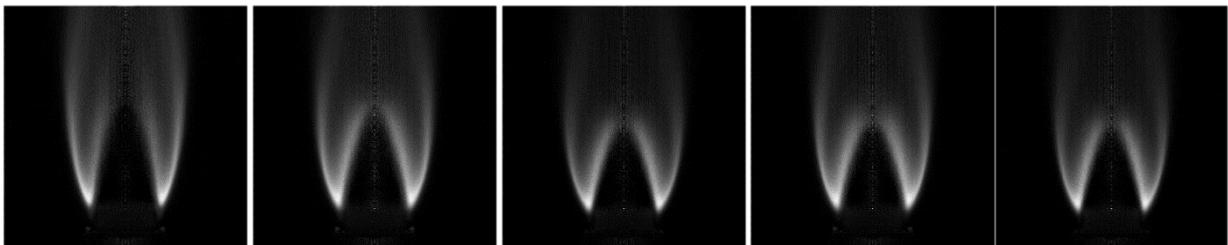


Figure 4-23 Images moyennes déconvoluées observées à 905 nm. L'efficacité oxydante est croissante de gauche à droite (0,76 / 0,79 / 0,81 / 0,84 / 0,87)

sont bruitées du fait de la déconvolution appliquée, et que seule l'émission de la phase condensée est visible sur les images ci-dessous. Ni l'intermédiaire AIO, ni le radical CH\* ne sont visibles.

Dans les conditions étudiées, nous sommes toujours en présence d'un mélange riche en carburant. On considère que le méthane brûle avant l'aluminium, et donc consomme la majorité de l'oxygène. Les particules d'aluminium doivent d'abord se liquéfier et s'évaporer avant de pouvoir réagir. La flamme de prémélange est donc en déficit d'oxydant. Les particules métalliques vont brûler avec l'oxygène ambiant sur la périphérie du panache en mettant en jeu une flamme de diffusion. La Figure 4-23 montre qu'en fonction de l'efficacité oxydante il y a une modification de la structure de la flamme ; l'émission de la flamme de prémélange devient de plus en plus intense avec l'augmentation de l'efficacité oxydante.

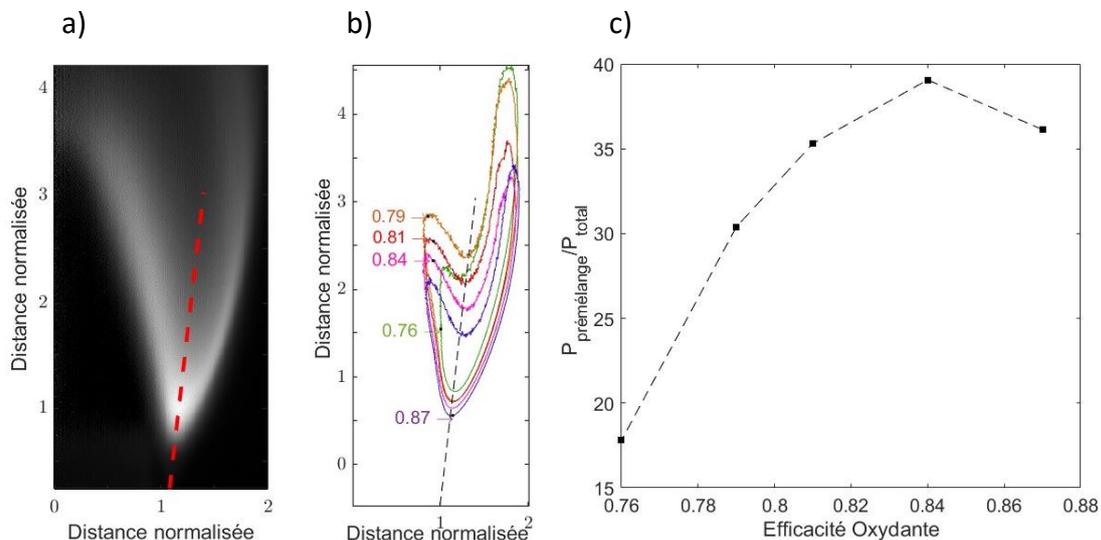


Figure 4-24 Evolution de la zone de réaction

- a) Image déconvoluée de la flamme moyenne avec une efficacité oxydante de 0,81. La ligne rouge en trait discontinu délimite les flammes de prémélange et de diffusion
- b) Identification des contours d'iso-valeurs d'intensité correspondant à 20% de l'intensité maximale.
- c) Comparaison de l'évolution de la prépondérance de la flamme de prémélange en fonction de l'efficacité oxydante.

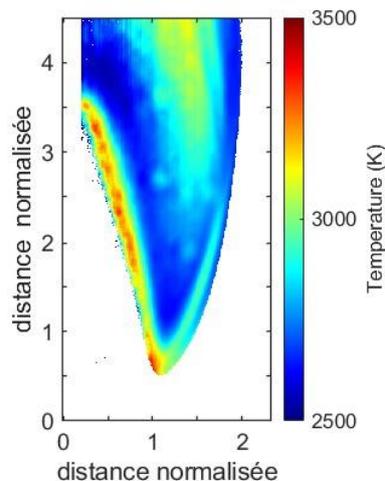
Ce dernier point est illustré sur la Figure 4-24, seule la moitié de la flamme est montrée sur les figures a) et b), le zéro de l'axe des abscisses étant situé sur l'axe de révolution de la flamme. La figure a) permet de mieux visualiser la figure b) et notamment où se situe la délimitation entre la flamme de prémélange et la flamme de diffusion. La figure b) montre le contour d'isovaleurs d'intensité correspondant à 20% de l'intensité maximale. Nous avons défini la séparation entre les flammes de prémélange et de diffusion par une droite passant le point le plus bas des iso-intensités, qui pourrait correspondre au point de réaction le plus proche du brûleur, et par le point le plus bas de l'arc supérieur de l'iso-intensité, qui pourrait correspondre à la zone de gaz brûlés

la plus proche du brûleur. Quelle que soit la valeur d'efficacité oxydante, l'ensemble de ces points semblent alignés, ce qui conforte le choix d'une droite pour la séparation des deux flammes.

Chaque intensité située à l'intérieur du contour d'isovaleurs a été intégrée autour de l'axe de symétrie pour considérer la puissance radiative totale émise par l'intégralité de la flamme à chaque hauteur et rayon. Les pixels éloignés du centre prennent donc une valeur plus importante, car cette intégration revient à une pondération de  $2\pi r$ . Il suffit ensuite d'intégrer les valeurs des pixels sur la surface de chaque zone pour pouvoir les comparer. La Figure 4-24 c) montre le ratio de la puissance de radiation émise par la flamme de prémélange par rapport à la puissance radiative totale, du moins la puissance émise uniquement par la zone émettant au moins 20% de la puissance maximale observée. La puissance totale émise comprend les émissions des flammes de prémélange et de diffusion.

Comme énoncé plus tôt, la flamme de prémélange devient de plus en plus prédominante à mesure que l'efficacité oxydante augmente. De plus, si l'on regarde l'évolution de la flamme de diffusion, mais cette fois-ci avec un temps d'exposition fixe, la puissance radiative émise par la flamme de prémélange diminue avec l'augmentation du taux d'oxydation. Cela peut facilement s'expliquer avec la disponibilité de l'oxydant dans la flamme de prémélange. En effet, moins il y a d'oxydant, moins de particules peuvent brûler dans la flamme de prémélange et donc plus de particules seront disponibles pour réagir avec l'air environnant dans la flamme de diffusion. On remarque une petite particularité pour la plus haute efficacité oxydante. Cette singularité sera discutée dans une prochaine partie.

En utilisant le système de pyrométrie deux couleurs détaillé précédemment, on peut obtenir une cartographie de température (voir l'équation 4.3 page 58). Les cartographies obtenues sont relativement similaires, indépendamment des conditions d'étude. Les quelques différences observées proviennent du bruit induit par la méthode de calcul.



*Figure 4-25 Cartographie de température de la partie droite d'une flamme pour une efficacité oxydante de 0,81*

Un exemple de cartographie de température est proposé sur la Figure 4-25. Aucune évaluation précise de la température ne peut être obtenue dans les zones blanches (signal trop faible). Le calcul de la température est basé sur un rapport ce qui rend délicate son évaluation dès lors que le signal est trop faible. Ces valeurs sont ignorées. Un critère a été mis en place en considérant le produit des deux images déconvoluées. Lorsque le produit est inférieur à 1% de la valeur max, alors le pixel correspondant est ignoré. Le centre est également enlevé, car avec la méthode de déconvolution, l'erreur est importante dans cette zone.

Sur la Figure 4-25, on retrouve les deux zones de réaction précédemment discutées. Même si les données de température sont imprécises du fait de la non-prise en compte de l'absorption, les valeurs obtenues sont tout à fait cohérentes. En effet, les températures atteignent 3500 K pour la flamme de prémélange, ce qui est proche de la littérature. Juste après la flamme de prémélange, la température chute à 2700 K, cette température correspond au palier de liquéfaction de l'aluminium. Cette importante chute de température est sûrement due à une perte d'énergie par rayonnement et par convection. La température dans la zone de flamme de diffusion, à la différence de ce qui a été observé précédemment, semble être faible par rapport à la flamme de prémélange.

En plus des deux autres zones déjà observées, une autre zone de réaction semble être présente en aval dans le panache. La température augmente de nouveau au-delà de 3000 K après la diminution observée après la première zone de réaction. Cette zone n'est pas aussi bien définie que la flamme de prémélange et la flamme de diffusion, elle n'a pas de limite claire. Trois hypothèses sur la présence de cette dernière ont été envisagées :

- La distribution en granulométrie des particules d'aluminium injectée est relativement importante. Les plus petites particules vont s'évaporer relativement

facilement en pénétrant dans la zone de prémélange, ce qui n'est pas le cas des plus grosses particules. La présence de ces plus grosses particules peut être à l'origine de cette combustion post-flamme observée. La variabilité des particules dans cette zone pourrait aussi expliquer la forme de la zone, car elle aurait des temps caractéristiques de combustion différents.

- Le gradient de concentration en oxydant peut aussi expliquer cette zone de combustion tardive. L'oxygène de l'air environnant a pu diffuser dans le panache modifiant ainsi la composition du mélange oxydant, qui contient principalement les gaz brûlés issus de la réaction du méthane avec l'air ( $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$ ). À partir d'une certaine efficacité oxydante, les particules pourraient s'oxyder dans cette zone du panache.
- La vitesse d'écoulement dans le panache est relativement importante. En effet, les températures élevées induisent une dilatation des gaz et donc leur accélération. Cette augmentation de vitesse réduit le temps de séjour qui peut être petit devant le temps de combustion (temps nécessaire pour brûler complètement une particule). De plus, le temps de combustion augmente du fait du milieu fortement dilué en dioxyde de carbone.

En regardant la Figure 4-25, il semblerait que la plupart des particules brûlent dans la flamme de prémélange. La combustion dans le panache et dans la flamme de diffusion semble être secondaire avec des températures bien plus basses, probablement dues à l'environnement oxydant moins favorable.

#### 4.1.2.4 Épaisseur de flamme et régime de combustion

Dans cette partie, nous allons essayer d'expliquer le comportement singulier observé pour la condition d'efficacité oxydante la plus haute : la diminution de l'augmentation de la luminosité maximale observée sur la Figure 4-21 et le changement d'évolution de la zone de réaction (Figure 4-24 c). Avant cela, une étude plus poussée de la flamme de prémélange a permis de donner quelques clés de compréhension supplémentaires.

Nous nous intéressons ici à l'épaisseur de la flamme de prémélange. Pour ce faire, l'intensité maximale a été détectée sur les images moyennes déconvoluées. Cette intensité maximale est considérée comme suffisamment colinéaire au front de flamme. Ce choix permet d'avoir un front moins bruité et assez représentatif. Cependant, sur la Figure 4-26 a), le maximal d'intensité se trouve en aval du maximal de température. Cela s'explique par le fait qu'il y ait moins de particules condensées dans la zone de réaction et que la nucléation des particules d'alumine prend un certain temps après la combustion. En sortie de la flamme, les particules d'alumine sont encore chaudes et rayonnent. Pour rappel, aux longueurs d'onde considérées, on ne perçoit que le rayonnement des phases condensées. Les rayonnements des espèces gazeuses excitées  $\text{Al}(\text{g})$ ,  $\text{AlO}$  et  $\text{C}^*$  ne sont pas pris en compte.

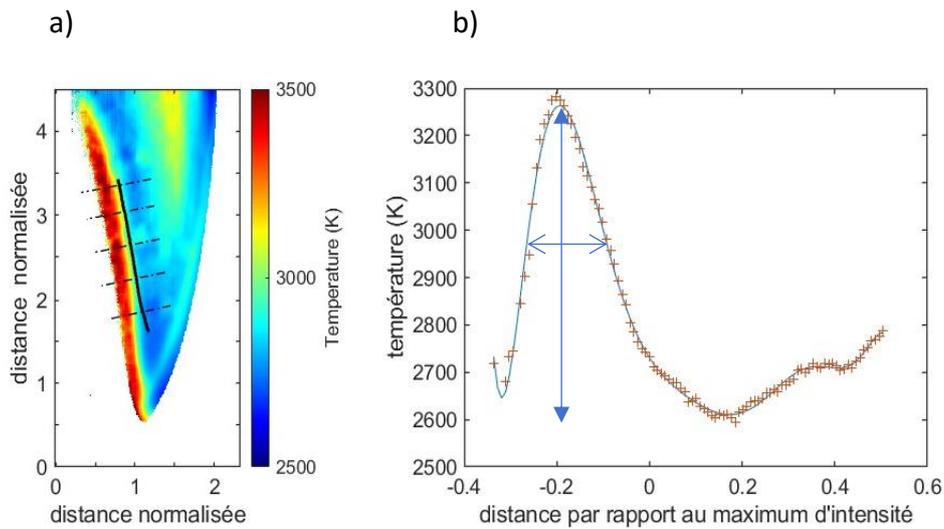


Figure 4-26 Etude de la zone de flamme de prémélange.

- a) Visualisation du maximum d'intensité sur une cartographie de température pour une efficacité oxydante de 0,76
- b) Evolution de la température des espèces condensées normalement à la zone de prémélange

Une fois le maximum d'intensité détecté sur toutes les hauteurs, on détermine la normale au front de prémélange (matérialisée ici par une ligne droite). Les normales au front sont indiquées en trait pointillé noir sur la Figure 4-26 a). L'évolution de la température est tracée le long de ces normales qui suivent relativement bien les lignes de courant. Un exemple de profil de température est reporté sur la Figure 4-26 b). La température augmente fortement pour atteindre des valeurs légèrement inférieures à 3300 K. En aval des lignes de courant, un minimum est atteint, souvent proche de la température du palier de liquéfaction de l'aluminium. Une épaisseur de flamme a été calculée en considérant l'épaisseur à mi-hauteur entre ce palier et la température maximale. Une représentation de l'épaisseur de flamme est montrée sur la Figure 4-26 b) par la flèche bleue.

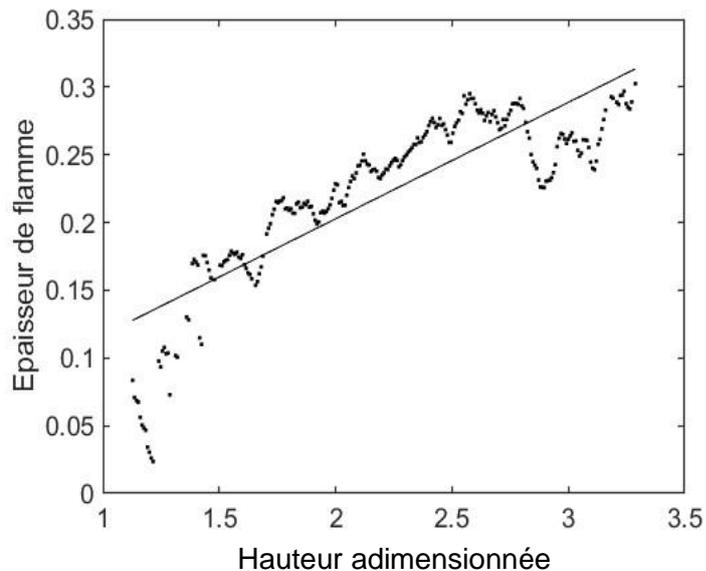


Figure 4-27 Épaisseur de flamme le long de la hauteur pour une efficacité oxydante de 0,84

On obtient ainsi une épaisseur de flamme pour différentes hauteurs. L'évolution de l'épaisseur en fonction de la hauteur est illustrée sur la Figure 4-27 pour une condition de mélange. Le reste des conditions est présenté en Annexe 2. On remarque que l'épaisseur augmente avec la hauteur. On note aussi, sur les images déconvoluées (Figure 4-23), l'absence de réaction en haut de la flamme de prémélange pour les mélanges avec le moins d'oxydant. On parle ici d'ouverture de flamme. Il est probable que cela est dû au fait que la vitesse de flamme augmente le long de la flamme. Pour une flamme type Bunsen, les lignes de courant centrales subissent une chute de pression relativement marquée en traversant la flamme en comparaison avec les lignes de courant extérieures (Uberoi 1954). L'épaisseur de flamme augmente et on constate l'ouverture du haut de la flamme pour les mélanges les moins oxydants.

La caractérisation précise de l'épaisseur de flamme est compliquée du fait des erreurs induites notamment par la déconvolution. Afin de considérer une épaisseur représentative pour chaque condition, nous avons préféré travailler avec les trois images les plus proches de l'image moyenne, mais présentant une bonne symétrie (partie gauche et droite de la flamme relativement similaires). La déconvolution qui en est faite est plus précise. Une étude de la population des épaisseurs de flamme a été faite pour en déduire l'épaisseur la plus probable par lot de données. Les profils des fonctions de probabilité, visibles en Annexe 3, ressemblent suffisamment à des gaussiennes pour considérer que ce n'est pas aléatoire. En prenant l'épaisseur la plus probable, on peut étudier l'évolution de l'épaisseur de flamme en fonction de l'efficacité oxydante. On peut voir cette évolution sur la Figure 4-28.

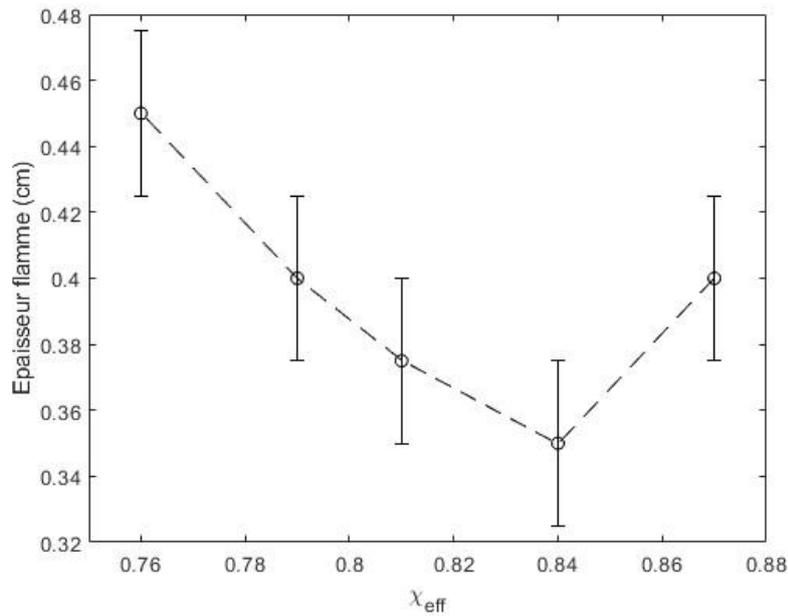


Figure 4-28 Épaisseur de flamme en fonction de l'efficacité oxydante

Une barre d'erreur a été ajoutée sur la Figure 4-28. Elle correspond à un décalage de 3 pixels de chaque côté. Ce décalage peut être dû à un problème de déconvolution, de superposition ou de détection. Les trois pixels correspondent à 2,5% du rayon du brûleur, ce qui nous semble raisonnable. Une tendance claire se dégage. En effet, l'épaisseur de flamme diminue quand l'efficacité oxydante augmente. A. Braconnier (2021) a remarqué que le temps de combustion d'une particule isolé augmente avec l'efficacité oxydante d'un mélange  $\text{CO}_2\text{-CO-N}_2$ , mais également dans un mélange  $\text{O}_2\text{-CO}_2$ . On peut donc relier le temps de combustion d'une particule isolée à l'épaisseur de flamme.

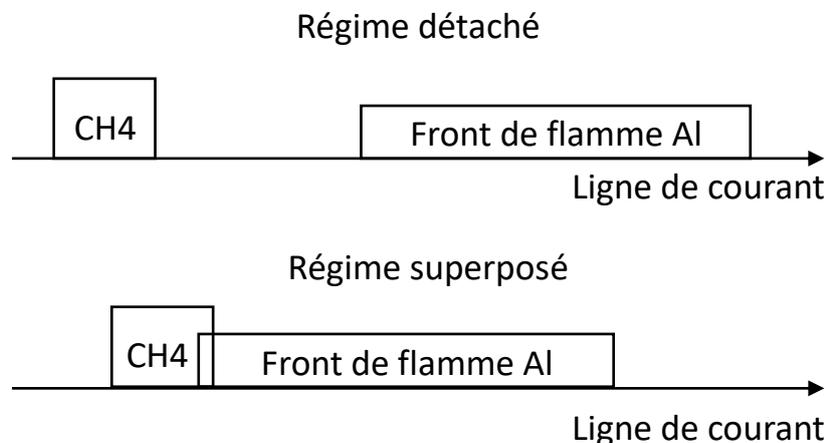


Figure 4-29 Illustration des différents régimes de combustion rencontrés

On retrouve également la singularité précédemment observée pour l'efficacité oxydante la plus élevée. Cette singularité viendrait de la superposition du front de flamme du méthane et de l'aluminium. Un changement de régime de combustion pourrait être à l'origine de ce changement. Goroshin et al. (2000) ont mis en avant plusieurs l'occurrence de différents régimes de flamme en fonction de la granulométrie utilisée. Ils observent en particulier deux fronts de flamme qui sont soit détachés (distincts), soit superposés. Ces deux régimes sont représentés schématiquement sur la Figure 4-29. Il se pourrait qu'en fonction de l'efficacité oxydante, les deux fronts de flamme se rapprochent et finissent par se superposer. Cela est très probable, car la flamme de méthane est de plus en plus pauvre et donc sa réactivité baisse ce qui s'accompagne également d'une baisse de sa vitesse de flamme caractéristique. En revanche la flamme d'aluminium devient de plus en plus réactive lorsque la quantité de méthane injectée diminue. On peut aisément estimer une vitesse de flamme en considérant le cône correspondant à la flamme de prémélange. Pour y parvenir, il suffit de détecter la hauteur de flamme, ce qui permet de trouver une vitesse cohérente d'après Laboureur (2023). La vitesse de flamme est estimée par :

$$V = \frac{d_v}{\pi * \frac{D_b}{2} * \sqrt{\left(\frac{D_b}{2}\right)^2 + (H_f)^2}} \quad (4.19)$$

Avec

- $H_f$  la hauteur de flamme en m
- $d_v$  le débit massique en  $\text{m}^3.\text{s}^{-1}$
- $D_b$  le diamètre du brûleur en m

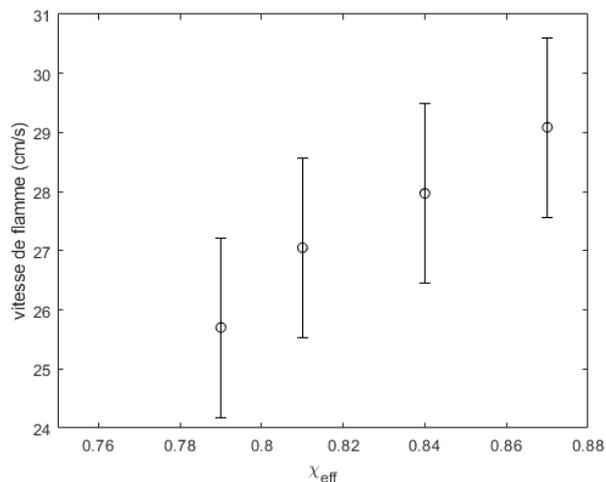
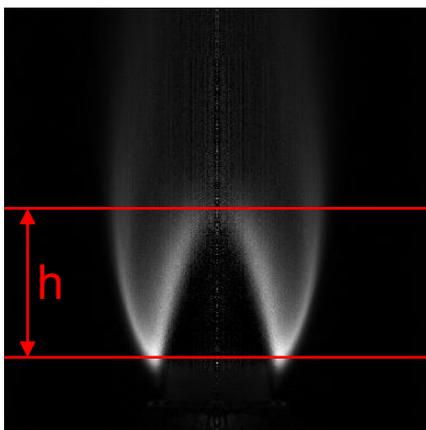


Figure 4-30 Etude sur la vitesse de flamme

- Détection de la hauteur de flamme ( $h$  la hauteur déterminée)
- Evolution de la vitesse de flamme en fonction de l'efficacité oxydante

L'hypothèse que la vitesse de la flamme d'aluminium diminue avec l'efficacité oxydante est confirmée par la Figure 4-30 b. La valeur de vitesse pour la plus faible

efficacité oxydante n'est pas indiquée, car la flamme est trop ouverte pour détecter correctement le haut de celle-ci.

La diminution de la vitesse conforte l'idée d'un changement de régime. Le passage du régime détaché au régime superposé va entraîner une chute du préchauffage des particules. En effet, la flamme de méthane, même si elle est de moins en moins énergétique lorsque le débit de  $\text{CH}_4$  est réduit, finit par être superposée avec la flamme d'aluminium. L'énergie libérée n'est donc pas transmise intégralement aux particules. La baisse de préchauffage et l'augmentation de l'efficacité oxydante rentrent donc en compétition. Pour l'efficacité oxydante la plus basse, le manque de préchauffage étant plus important que la réduction de l'efficacité oxydante, l'épaisseur de flamme augmente. Cette augmentation de l'épaisseur de flamme va donc aussi impacter la structure de la flamme et le rayonnement de la flamme.

## 4.2 Étude de la flamme d'aluminium / air

La précédente partie a mis en avant les résultats observés pour une flamme hybride méthane/aluminium dans de l'air. Cette partie a permis de démontrer la faisabilité de la pyrométrie bichromatique et d'avoir une première validation quant à la réduction homothétique du brûleur. Cependant, la stabilisation d'une flamme d'aluminium / air est plus délicate et la réduction du diamètre du brûleur impacte notablement les limites de stabilité, du fait du rôle plus marqué des pertes thermiques au brûleur.

Dans cette seconde partie, nous avons donc essayé d'améliorer ce brûleur pour pouvoir stabiliser une flamme aluminium / air. Nous nous sommes également attachés à compléter le banc optique pour améliorer la caractérisation de cette flamme.

### 4.2.1 Amélioration du banc expérimental

#### 4.2.1.1 Modification du brûleur

La réduction de la taille du brûleur semble être à l'origine des problèmes de stabilisation. En effet, cette homothétie augmente les pertes de chaleur aux lèvres du brûleur. Le rapport entre la puissance de la flamme et la puissance perdue au brûleur décroît avec le diamètre de ce dernier. Il est également possible que la dispersion des particules soit plus hétérogène avec le petit brûleur. Dans ces conditions, il s'avère que la puissance thermique fournie par la flamme pilote de méthane ne permet plus de préchauffer suffisamment les particules d'aluminium. Pour pallier ce problème, nous avons choisi de changer de carburant et de passer du méthane à de l'acétylène. Le méthane a une température de flamme d'environ 1800 K, alors que l'acétylène peut dépasser les 3000 K.

Le changement de gaz pour la flamme pilote n'impacte pas uniquement la température de la flamme pilote. En effet, l'acétylène a également une vitesse de flamme supérieure à celle du méthane, respectivement 62 et 34 m.s<sup>-1</sup>. Pour stabiliser la flamme pilote annulaire, il aurait donc fallu injecter un débit bien plus important. La puissance ainsi générée aurait été trop importante pour une flamme pilote. En considérant que la flamme d'aluminium a une puissance de 5 KW, nous avons estimé qu'une puissance de flamme pilote au maximum de 10% de celle de la flamme principale n'impacterait pas la structure de la flamme. La flamme d'acétylène doit donc avoir un débit maximal de 0.5 l.min<sup>-1</sup>.

La surface de sortie de la flamme pilote a donc été modifiée pour s'adapter à ce nouveau gaz. Étant donné que la flamme doit avoir une forme d'un demi-tore au-dessus de la couronne de sortie des gaz frais, le nouveau diamètre extérieur peut être calculé, sans modifier le diamètre de sortie de l'écoulement principal. Le nouveau diamètre extérieur est de 21,6 mm pour un diamètre intérieur de 21 mm.

Cette flamme pilote a une vitesse débitante plus élevée que celle du méthane. Cela a pour conséquence une augmentation du cisaillement de la flamme pilote sur la flamme principale. Il en résultera certainement une modification de la hauteur de stabilisation de la flamme principale et un étirement tangentiel légèrement plus important.

### 4.2.1.2 Déconvolution avec absorption

Nous avons bénéficié de l'expérience de la communauté dans l'observation de la température des suies dans les flammes d'hydrocarbures pour améliorer notre système pyrométrique. G. Legros et al. (2015) ont mis en place un procédé pour déconvoluer l'image de flamme en prenant en compte l'absorption. L'absorption n'étant pas négligeable dans notre cas, ce procédé semble être une solution pour améliorer le calcul de la température de flamme. En effet, nous utilisons déjà cette absorption pour calculer la densité avec le système laser/photodiode. Avec ce système, nous observons déjà une absorbance de près de 1.87 pour une longueur d'onde de 670 nm lorsque le faisceau laser passe juste au-dessus du brûleur. Cela revient à observer une absorption de plus de 80% de la lumière émise absorbée par le nuage de particules à cette longueur d'onde, ce qui est clairement non négligeable.

Cette diffusion est illustrée sur la Figure 4-1 qui présente le spectre d'émission de la flamme. En effet, on voit apparaître un pic d'intensité à 670 nm qui correspond au laser qui se diffuse dans le nuage de particules. À noter que le spectromètre n'était pas placé en face du laser et que par conséquent, nous ne devrions pas observer cette raie. Normalement, la diffusion est négligeable par rapport à l'absorption pour les hautes longueurs d'onde visibles, notamment pour les proches infrarouges observés par les caméras.

Le procédé de G. Legros se base sur le principe d'Onion-peeling, déjà évoqué dans la partie 4.1.1.3. Comme pour les autres méthodes de déconvolution, l'objet observé, ici

la flamme, est considérée comme axisymétrique le long de l'axe  $O_z$ . À une hauteur  $z$  donnée, on peut considérer une succession de couches circulaires autour de l'axe de symétrie comme le montre la Figure 4-31. L'hypothèse d'axisymétrie indique également que, pour des coordonnées cylindriques, les quantités telles que l'absorption ou la température dépendent uniquement du rayon et de la hauteur, mais pas de l'angle. Donc dans chacune de ces couches, ces caractéristiques sont considérées comme constantes.

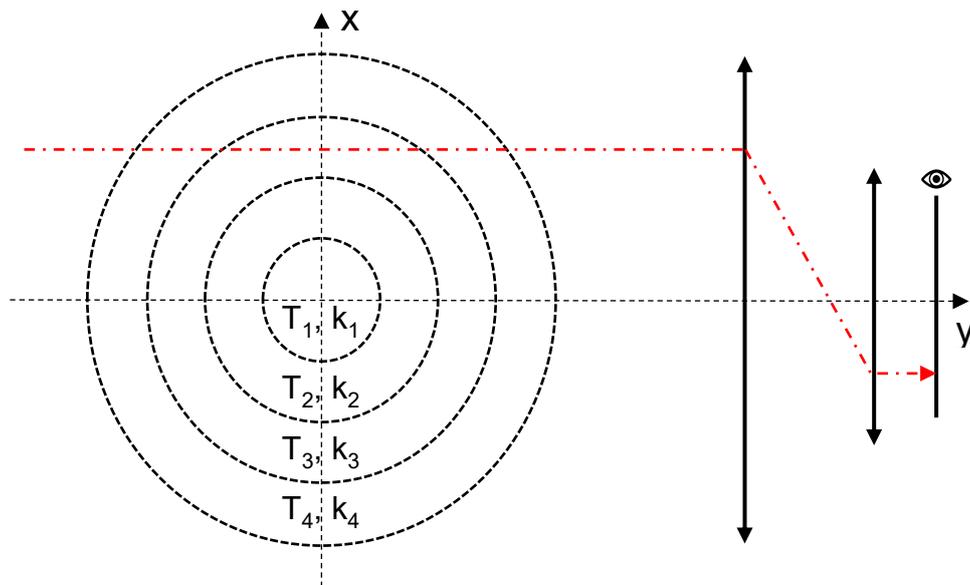


Figure 4-31 Image explicative de la méthode Onion-peeling à une hauteur  $z$  donnée.  
Un chemin optique est représenté en rouge.

En suivant un chemin optique rectiligne à travers la flamme, en rouge sur la Figure 4-31, plusieurs couches de la flamme sont traversées. Un tel chemin optique peut être ensuite visualisé grâce à un système de collimateur représenté par les lentilles convergentes (doubles flèches). Le nombre de pixels de l'écran, à droite de la figure, conditionne la discrétisation du champ de température. Chaque pixel capte, par le biais du collimateur, la contribution de chaque couche le long de chaque chemin optique rectiligne parallèle à l'axe  $y$ . Pour pouvoir calculer l'absorption, un rétroéclairage est placé derrière la flamme (à gauche pour la figure). Ce rétroéclairage est également collimaté. Ce flux lumineux va donc être absorbé successivement par les différentes couches qu'il traverse. Le rayonnement de la flamme va quant à lui s'ajouter à ce flux lumineux.

Dans une telle configuration, l'équation qui modélise le transfert de l'intensité radiative le long de la direction  $u$  sur la longueur d'onde  $\lambda$  en considérant l'absorption est :

$$\frac{dL_\lambda(s, u)}{ds} = \kappa_\lambda(s)[B_\lambda(s) - L_\lambda(s, u)] \quad (4.20)$$

Avec :

- $L_\lambda(s, u)$  la luminance radiative dans une direction  $u$  à la longueur d'onde  $\lambda$  le long d'un trajet optique  $s$
- $\kappa_\lambda$  l'absorption locale
- $B_\lambda$  l'intensité radiative d'un corps gris dans la couche  $s$ , calculable avec la loi de Planck (Eq 4.1 page 54)

$$L(\lambda, T) = \epsilon(\lambda) \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (4.1)$$

Cette équation indique que la contribution positive le long du chemin optique est due aux rayonnements des corps gris. La contribution totale correspond à une accumulation de chaque émission qui peut être partiellement absorbée le long du chemin optique. L'intégration des contributions le long du chemin optique résulte en :

$$\phi_\lambda^{emi} = \underbrace{\Delta\lambda \cdot \Delta x^{pix} \cdot \Delta z^{pix} \cdot \eta_\lambda^{optique}}_{\text{Termes de rendement / dimension}} \cdot \underbrace{\int_{y_{min}}^{y_{max}} \kappa_\lambda(y) \cdot \left( \int_{\Omega(y)} B_\lambda(y) d\Omega \right)}_{\text{Terme d'émission}} \cdot \underbrace{e^{\int_{y_{min}}^{y_{max}} \kappa_\lambda(y') dy'}}_{\text{Terme d'absorption}} dy \quad (4.21)$$

Avec :

- $\phi_\lambda^{emi}$  le flux émis le long d'une ligne optique pour la longueur d'onde  $\lambda$
- $\Delta\lambda$  l'épaisseur de bande
- $\Delta x^{pix}$  et  $\Delta z^{pix}$  les dimensions du pixel
- $\eta_\lambda^{optique}$  le rendement des optiques pour la longueur d'onde  $\lambda$
- $\kappa_\lambda(y)$  l'émissivité / l'absorptivité le long du chemin optique
- $\Omega(y)$  l'angle solide le long du chemin optique
- $y_{min}$  et  $y_{max}$  sont les limites qui englobent la flamme

Dans l'équation ci-dessus, l'épaisseur de bande est considérée suffisamment faible pour que l'intensité radiative,  $B$ , soit constante. L'angle solide  $\Omega$  peut être considéré comme constant,  $\Omega^{cst}$ , car la distance qui sépare la zone d'émission et le pixel concerné est grande par rapport à la taille du pixel. En considérant ces hypothèses, l'énergie absorbée par un pixel pendant le temps d'acquisition d'une image peut s'exprimer :

$$\epsilon_\lambda^{emi} = \Delta\lambda \cdot \Delta x^{pix} \cdot \Delta z^{pix} \cdot \eta_\lambda^{optique} \cdot \Delta t \cdot \Omega^{cst} \int_{y_{min}}^{y_{max}} \kappa_\lambda(y) \cdot B_\lambda(y) \cdot e^{\int_{y_{min}}^{y_{max}} \kappa_\lambda(y') dy'} dy \quad (4.22)$$

Avec :

- $\Delta t$  le temps d'acquisition
- $\epsilon_\lambda^{emi}$  l'énergie émise par la flamme absorbée pour chaque pixel

L'énergie transmise au pixel par le rétroéclairage, mentionnée plus tôt, peut être décrite similairement :

$$\epsilon_{\lambda}^{retro} = \Delta\lambda \cdot \Delta x^{pix} \cdot \Delta z^{pix} \cdot \eta_{\lambda}^{optique} \cdot \Delta t \cdot \phi_{\lambda}^{retro} e^{\int_{y_{min}}^{y_{max}} \kappa_{\lambda}(y') dy'} \quad (4.23)$$

Avec :

- $\phi_{\lambda}^{retro}$  le flux du rétroéclairage collimaté à la longueur d'onde  $\lambda$
- $\epsilon_{\lambda}^{retro}$  l'énergie émise par le rétroéclairage absorbé pour chaque pixel

Les deux énergies décrites ci-dessus se superposent. Lorsque le rétroéclairage est allumé, on a donc :

$$\epsilon_{\lambda}^{on} = \epsilon_{\lambda}^{emi} + \epsilon_{\lambda}^{retro} \quad (4.24)$$

Et lorsque le rétroéclairage est éteint, seule la flamme éclaire les pixels, on a donc :

$$\epsilon_{\lambda}^{off} = \epsilon_{\lambda}^{emi} \quad (4.25)$$

Il faut successivement acquérir l'énergie émise par la flamme sans rétroéclairage et celle émise par la flamme avec le rétroéclairage pour les comparer. La différence de ces deux énergies est dépendante uniquement de l'absorptivité :

$$\epsilon_{\lambda}^{on} - \epsilon_{\lambda}^{off} = \epsilon_{\lambda}^{retro} = \Delta\lambda \cdot \Delta x^{pix} \cdot \Delta z^{pix} \cdot \eta_{\lambda}^{optique} \cdot \Delta t \cdot \phi_{\lambda}^{retro} e^{\int_{y_{min}}^{y_{max}} \kappa_{\lambda}(y') dy'} \quad (4.26)$$

Grâce à cette différence, il est donc possible de trouver l'absorption dans la flamme sur chaque chemin optique. Et avec une méthode de déconvolution, l'absorption dans chaque couche peut être déterminée. Avec cette cartographie d'absorption, il est donc possible d'avoir une cartographie de température plus précise grâce à la méthode de pyrométrie décrite en 4.1.1.1.

Pour procéder, il faut d'abord discrétiser l'équation 4.25 pour chaque pixel du capteur photographique :

$$2 \sum_{k=1}^N A_{ik}^{OP} \kappa_{ik} = -\log \left( \frac{\epsilon_{ij}^{on} - \epsilon_{ij}^{off}}{\epsilon_{ij}^{on,0} - \epsilon_{ij}^{off,0}} \right) \quad (4.27)$$

Avec

- $A_{ik}^{OP}$  le facteur de forme
- $\epsilon_{ij}^{on,0}$  et  $\epsilon_{ij}^{off,0}$  les conditions sans flamme / dispersion, respectivement avec et sans rétroéclairage.

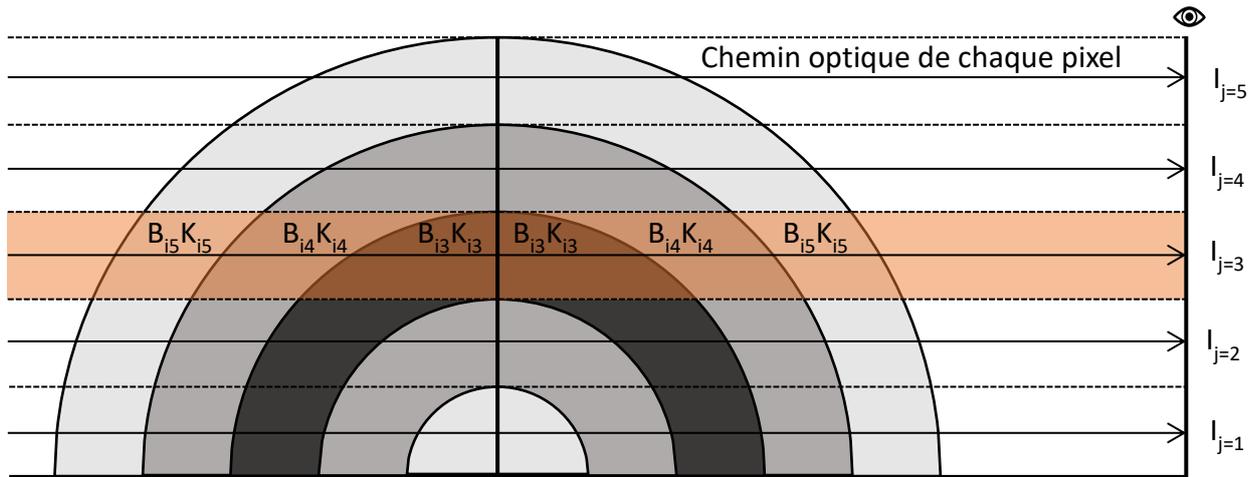


Figure 4-32 Schéma d'une demi-coupe de flamme à une hauteur donnée au-dessus du brûleur.

$I_j$  est le signal obtenu par le pixel  $j$

Les termes de gauche de l'équation 4.26 sont schématisés sur la Figure 4-32, ils représentent la contribution de chaque couche. Cette figure montre que les caractéristiques de devant et les caractéristiques de derrière, par rapport au centre de la flamme (respectivement la moitié droite et la moitié gauche du demi-cercle), ont les mêmes valeurs grâce à l'hypothèse d'axisymétrie. Nous pouvons donc considérer que le chemin optique traverse deux fois chaque couronne en englobant deux fois la même portion de chaque couronne. Cela explique le facteur 2 devant les termes de gauche. La somme, quant à elle, décrit l'accumulation de l'absorption de chaque couche rencontrée par chaque chemin optique collimaté. Seulement, chaque couche ne participe pas de manière égale pour un chemin optique. L'aire couverte par les chemins optiques varie. D'où l'apparition d'un facteur de forme  $A_{ik}^{OP}$ . Ce facteur est valable pour chaque hauteur, et est calculé avec des considérations géométriques :

$$A_{ik}^{OP} = \begin{cases} 0 & \text{si } j > k \\ \Delta x^{pix} \cdot [k^2 - (j - 0.5)^2]^{0.5} & \text{si } j = k \\ \Delta x^{pix} \cdot ([k^2 - (j - 0.5)^2]^{0.5} - [(k - 1)^2 - (j - 0.5)^2]^{0.5}) & \text{si } j < k \end{cases} \quad (4.28)$$

Sans rentrer dans les détails de l'équation ci-dessus, on remarque rapidement que pour  $j > k$ , c'est-à-dire quand la zone étudiée est à l'extérieur de la symétrie circulaire, le facteur de forme est nul.

Le terme de droite de l'équation 4.26 correspond à l'énergie déposée sur le pixel situé sur la  $i^{\text{ème}}$  ligne et la  $j^{\text{ème}}$  colonne. Les quatre énergies mentionnées dans ce terme seront celles calculées. Le rapport dans le logarithme permet d'éliminer les constantes des termes de droite de l'équation 4.25.

L'équation 4.21 s'exprime, en chaque point du maillage comme un système de  $N$  équations linéaires :

$$2A^{OP}X = b \quad (4.29)$$

Avec

- $X = (\kappa_{ik})_{k=1,N}$
- $b$  composé de N termes calculés avec la partie droite de l'équation 4.26

Toutefois, par rapport au cas de G. Legros (2015), notre image est plus grande avec plus de 1000x1000 pixels<sup>2</sup>. La résolution de l'équation 4.28 se complique à cause d'un grand nombre d'inconnues, car les matrices sont grandes ; cette équation n'est donc pas un problème bien posé au sens de Hadamard. En effet le grand nombre de paramètres complexifie le problème ; si le système est sous-déterminé ou surdéterminé, alors il existe potentiellement plusieurs solutions ou aucune solution. Une régularisation de Tikhonov est donc utilisée pour résoudre cette équation. Cette régularisation permet d'améliorer la méthode de déconvolution en Onion-Pelling. D'une part, elle permet une résolution plus rapide et, d'autre part, elle permet de diminuer le bruit créé par cette dernière. Ce bruit étant un des défauts majeurs de cette méthode de déconvolution, cette régularisation est nécessaire. En effet, l'utilisation logique d'appliquer la méthode des moindres carrés pour résoudre cette équation aurait pour effet de fonctionner comme un filtre passe-haut. Cela a tendance à amplifier le bruit, ce qui est indésirable. Pour trouver une solution avec un bruit moins prononcé, un terme de régularisation peut être ajouté, c'est la régularisation de Tikhonov. La méthode des moindres carrés devient alors :

$$\underbrace{\|Ax - b\|_2^2}_{\text{Méthode des moindres carrés}} + \underbrace{\|\Gamma x\|_2^2}_{\text{Terme de régularisation}} \quad (4.30)$$

Méthode des moindres carrés      Terme de régularisation

Avec  $\Gamma$  une matrice souvent considérée comme un multiple de la matrice identité ( $\Gamma \approx \alpha I$ )

Cette méthode améliore le conditionnement de ce problème, permettant ainsi d'obtenir une solution numérique directe :

$$\hat{x} = (A^T A + \Gamma^T \Gamma)^{-1} A^T b \quad (4.31)$$

Avec  $\hat{x}$  une solution explicite.

Grâce à cette méthode de régularisation, la méthode d'Onion-pelling devient bien plus efficace. Maintenant que nous avons la méthode pour trouver l'absorption, examinons comment utiliser les données obtenues pour déterminer le champ de température. Pour cela, nous allons utiliser à une méthode similaire pour discrétiser l'équation 4.21 et trouver un autre système linéaire.

Contrairement à ce que l'on avait dans le premier cas, on ne peut pas ici considérer une symétrie entre la partie due à l'auto absorption de la partie arrière par rapport à la partie avant par rapport au capteur photo (respectivement à gauche et à droite de la Figure 4-32). D'après l'équation 4.21, l'énergie captée est une accumulation des émissions le long de chemin optique. On peut donc exprimer le signal arrivant sur le pixel  $I_{j=3}$  sur la Figure 4-32 (le chemin optique correspondant est surligné en orange) comme ceci :

$$\begin{aligned}
 I_{i3} \propto & A_{35}^{OP} \kappa_{i5} B_{i5} + A_{34}^{OP} \kappa_{i4} B_{i4} e^{-\sum_{m=5}^5 A_{3m}^{OP} \kappa_{im}} + A_{33}^{OP} \kappa_{i3} B_{i3} e^{-\sum_{m=4}^5 A_{3m}^{OP} \kappa_{im}} \\
 & + A_{33}^{OP} \kappa_{i3} B_{i3} e^{-\sum_{m=3}^5 A_{3m}^{OP} \kappa_{im}} + A_{34}^{OP} \kappa_{i4} B_{i4} e^{-2 \sum_{m=3}^3 A_{3m}^{OP} \kappa_{im} - \sum_{m=4}^5 A_{3m}^{OP} \kappa_{im}} \\
 & + A_{35}^{OP} \kappa_{i5} B_{i5} e^{-2 \sum_{m=3}^4 A_{3m}^{OP} \kappa_{im} - \sum_{m=5}^5 A_{3m}^{OP} \kappa_{im}}
 \end{aligned} \quad (4.32)$$

Soit en simplifiant,

$$\begin{aligned}
 I_{i3} \propto & A_{33}^{OP} e^{-\sum_{m=3}^5 A_{3m}^{OP} \kappa_{im}} \left( 1 + e^{-A_{33}^{OP} \kappa_{i3}} \right) \kappa_{i3} B_{i3} \\
 & + A_{34}^{OP} e^{-\sum_{m=5}^5 A_{3m}^{OP} \kappa_{im}} \left( 1 + e^{-2 \sum_{m=3}^3 A_{3m}^{OP} \kappa_{im} - A_{34}^{OP} \kappa_{i4}} \right) \kappa_{i4} B_{i4} \\
 & + A_{35}^{OP} \left( 1 + e^{-2 \sum_{m=3}^4 A_{3m}^{OP} \kappa_{im} - A_{35}^{OP} \kappa_{i5}} \right) \kappa_{i5} B_{i5}
 \end{aligned} \quad (4.33)$$

Comme mentionné plus tôt, le but est de créer un système linéaire de la forme :

$$CX = d \quad (4.34)$$

On considère  $X = (\kappa_{ij} B_{ij})_{j=1,N}$ . En généralisant l'équation 4.32, C peut être écrit :

$$C_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{if } k < j \\ A_{jk}^{OP} e^{-\sum_{m=k+1}^N A_{jm}^{OP} \kappa_{im}} \left( 1 + e^{-A_{jk}^{OP} \kappa_{ik}} \right) & \text{if } j = k < N \\ A_{jk}^{OP} e^{-\sum_{m=k+1}^N A_{jm}^{OP} \kappa_{im}} \left( 1 + e^{-2 \sum_{m=j}^{k-1} A_{jm}^{OP} \kappa_{im} - A_{jk}^{OP} \kappa_{ik}} \right) & \text{if } j < k < N \\ A_{jk}^{OP} \left( 1 + e^{-2 \sum_{m=j}^{k-1} A_{jm}^{OP} \kappa_{im} - A_{jk}^{OP} \kappa_{ik}} \right) & \text{if } j < k = N \\ A_{jk}^{OP} \left( 1 + e^{-A_{jk}^{OP} \kappa_{ik}} \right) & \text{if } j = k = N \end{cases} \quad (4.35)$$

Le terme de droite du système linéaire peut s'exprimer :

$$d = \frac{1}{\zeta \Delta \lambda \Delta t \Delta x^{\text{pix}} \Delta z^{\text{pix}} \eta_{\lambda}^{\text{coll}}} (I_{ij})_{j=1,N} \quad (4.36)$$

Avec  $\zeta$  un facteur tel que  $I_{ij} = \zeta \epsilon_{ij}^{emi}$

De la même façon que celle décrite précédemment, une régularisation de Tikhonov est introduite pour déterminer la solution de ce système. Une fois  $(\kappa_{ij} B_{ij})_{j=1,N}$  obtenu, l'émission B peut être isolée avec une simple division.

Pour obtenir la température, ce processus est à itérer deux fois ; une fois pour chaque longueur d'onde. La fin du procédé est similaire au procédé décrit pour la flamme mixte. L'hypothèse de corps gris étant toujours d'actualité, il suffit de faire le ratio des deux émissions locales pour obtenir la température. Cependant, avec ce nouveau procédé, on prend en compte l'autoabsorption et également la partie de l'émissivité dépendante de la densité de particules. L'hypothèse de corps gris reste cependant nécessaire pour cette méthode. Il semble difficile de faire abstraction de celle-ci sans pouvoir déterminer la composition exacte de la phase condensée en chaque point de l'espace.

### 4.2.1.3 Amélioration du banc optique

Dans la partie précédente, nous avons vu théoriquement que nous avons besoin d'un faisceau lumineux collimaté qui recouvre la totalité de la surface d'étude. Il faut donc modifier le banc optique décrit précédemment. Ce nouveau banc est schématisé dans la Figure 4-33. Les principaux changements se trouvent du côté opposé aux caméras. On retrouve bien le rétroéclairage a) et un système pour collimater ce rétroéclairage avec les deux lentilles convergentes b) et e) et le sténopé.

Tout d'abord, le choix d'une lampe qui convient pour rétroéclairer la flamme d'aluminium est important. Il faut que le rétroéclairage soit suffisamment puissant pour que l'intensité lumineuse soit semblable à l'intensité lumineuse délivrée par la flamme. Ainsi, la différence entre  $\epsilon_{ij}^{on}$  et  $\epsilon_{ij}^{off}$  sera suffisamment grande pour obtenir des valeurs d'absorption. Il nous faut aussi une lampe qui puisse créer un rétroéclairage spatialement homogène.

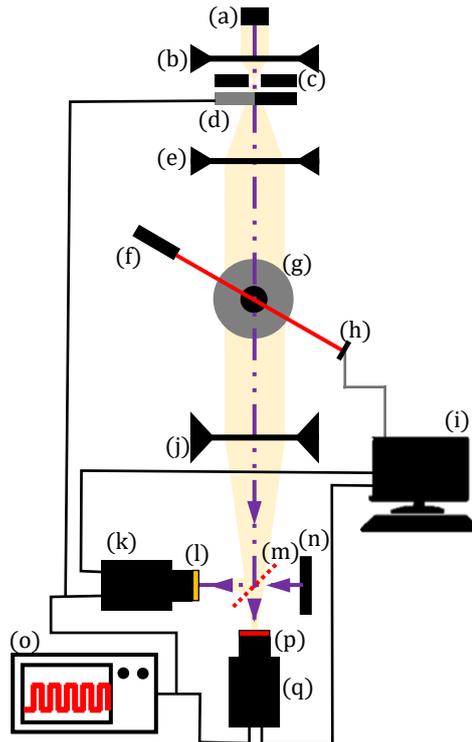


Figure 4-33 Banc optique d'un système de pyrométrie bichromatique avec absorption

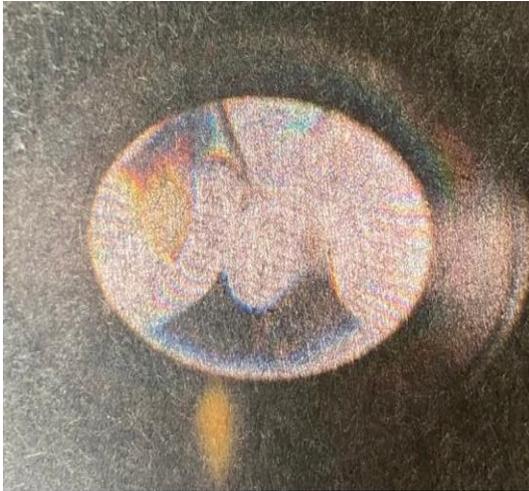
- a) Rétroéclairage b), e), j) lentilles convergentes c) sténopé  
 d) hacheur f) laser g) brûleur h) photorécepteur i) ordinateur  
 k), q) caméras l), p) filtres m) semi-réfléchissant n) écran noir  
 o) générateur de signal

Le choix s'est porté sur une lampe tungstène (Newport model :66885), car elle est suffisamment puissante. Celle-ci est décrite par le constructeur comme collimatée. Pourtant, il s'est avéré que, pour notre application, elle ne le soit pas suffisamment. Le problème avec cette lampe est l'homogénéité, et la cohérence. Le manque de cohérence est partiellement corrigé avec le sténopé. Cependant le manque d'homogénéité, provient de l'image du filament Figure 4-34 a). Pour régler ce manque d'homogénéité, la première lentille convergente b) est dépolie (ACL5040U-DG6 de Thorlabs). Cette lentille asphérique permet à la fois de converger les rayons, et de les diffuser pour obtenir une image plus homogène (Figure 4-34 b)).

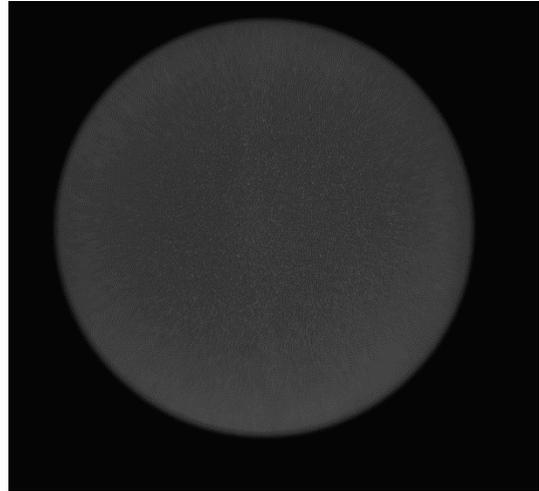
Le jeu de lentille qui permet de collimater le rétroéclairage commence donc avec une lentille asphérique b) à la sortie de la lampe tungstène. Ensuite, un sténopé (ou pinhole) c) de 1mm de diamètre a été utilisé et pour finir, une dernière lentille convergente e) est mise en place. Le sténopé est placé au niveau du foyer de la première lentille de sorte à être au point focal et permettre ainsi le passage du maximum de puissance lumineuse. La dernière lentille a été utilisée de telle sorte que son foyer se trouve au niveau de sténopé pour assurer la collimation des rayons lumineux. La première lentille a une focale de 40 mm et un diamètre de 50 mm. La seconde lentille d'un diamètre de 70 mm, pour rétroéclairer toute la zone d'étude, doit

donc avoir une focale de 56 mm minimum. Une lentille convergente avec une distance focale de 200 mm a finalement été utilisée.

a)



b)



*Figure 4-34 a) image du filament tungstène sur une surface noir b) image capté de la caméra du rétroéclairage avec la diffusion*

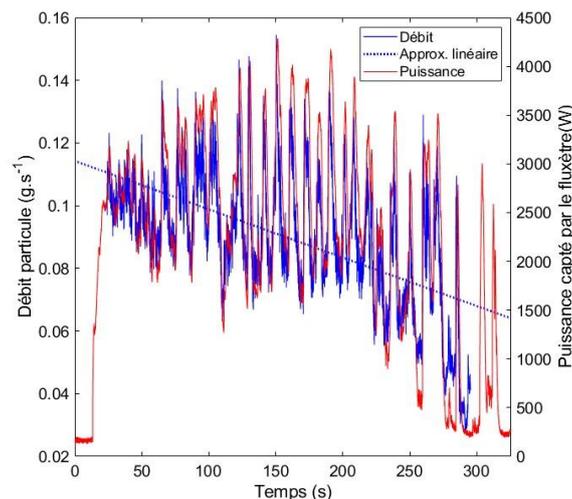
Sur la Figure 4-34 b), on remarque que l'on aperçoit le grain du dépoli. Nous avons essayé d'autres solutions pour améliorer l'homogénéité du rétroéclairage. Notamment une lentille de Fresnel et une sphère intégratrice. La lentille de Fresnel était prometteuse, mais l'image obtenue présentait également une texture granulaire. De plus, sa composition en plastique, ne lui permet pas de résister aux hautes températures induites par l'éclairage de la lampe tungstène. Une sphère intégratrice (Newport : 819D Series Spectralect Coated Diverging Beam Integrating Spheres) a aussi été étudiée. Cependant, elle absorbait une trop grosse quantité de rayonnement, et ne permettait donc pas d'assurer le rétroéclairage.

Du côté de la caméra, une lentille convergente j) a aussi été ajoutée ; celle-ci permet de simuler un objectif télécentrique. Cela permet de capter correctement les rayons collimatés. La difficulté avec ce système est qu'il faut que tout soit parfaitement aligné sinon le rétroéclairage ne parvient pas jusqu'aux capteurs des caméras.

La théorie nous montre qu'il faut avoir simultanément une image de la flamme rétroéclairée et une image sans rétroéclairage. Expérimentalement, les images vont être prises successivement. Pour cela, un hacheur MC2000B-EC de Thorlabs a été installé après le sténopé. Ce hacheur est contrôlé avec le même générateur de signal que les caméras pour pouvoir synchroniser facilement l'ensemble. Les caméras ont une vitesse d'acquisition de 20 Hz. Quant au hacheur, il a une fréquence de 10 Hz pour permettre de n'éclairer qu'une image sur deux.

## 4.2.2 Résultats

Contrairement à ce qui a été indiqué précédemment dans la Figure 3-8, la dispersion de poudre n'est plus linéaire, mais décroissante dans le temps. Comme le montre la Figure 4-35, plus l'expérience dure, plus le débit de particules injectées est fluctuant. L'origine de cette différence n'a pas été trouvée puisque les particules sont issues d'un seul et même lot. Par contre, nous avons tiré avantage de cette variation de dispersion pour examiner la réponse d'une flamme en fonction de la concentration de particules.



*Figure 4-35 Évolution de la dispersion et de la puissance en fonction du temps*

L'injection des différents gaz étant découplée, il est possible de varier la composition du mélange oxydant. Il a donc été décidé d'étudier l'impact du taux d'oxygénation en plus de celui de la richesse globale.

### 4.2.2.1 Limite inférieure de stabilisation de flamme

Dans un premier temps, une seule caméra a été utilisée en complément des laser/photodiodes et fluxmètre.

La Figure 4-35 démontre que la puissance rayonnée mesurée par le fluxmètre est fortement corrélée avec la dispersion. En effet, les pics de forte concentration sont superposés avec les pics de fort rayonnement. Cela semble logique, car plus il y a de particules entraînées, plus celles-ci peuvent potentiellement participer à la combustion et au rayonnement. On peut remarquer également que lorsqu'il y a peu de dispersion, le débit de particules reste au-delà de 20% de son maximal, alors que la puissance rayonnée est quasiment nulle.

La puissance rayonnée normalisée par l'énergie contenue dans les particules injectées est tracée en fonction de la richesse sur la Figure 4-36. Le nuage de points obtenu présente une certaine cohérence. En dessous d'un certain niveau de richesse, la puissance rayonnée s'effondre. On peut considérer que cette décroissance brutale correspond à l'extinction de la flamme. À plus haute richesse, on retrouve un plateau autour de 65%, sur la Figure 4-36. En d'autres termes, 65 % de la chaleur dégagée lors de la combustion des particules d'aluminium est rayonnée. Ce palier pourrait indiquer que le pourcentage de la puissance rayonnée par rapport à la puissance injectée n'est pas impacté par une variation de richesse.

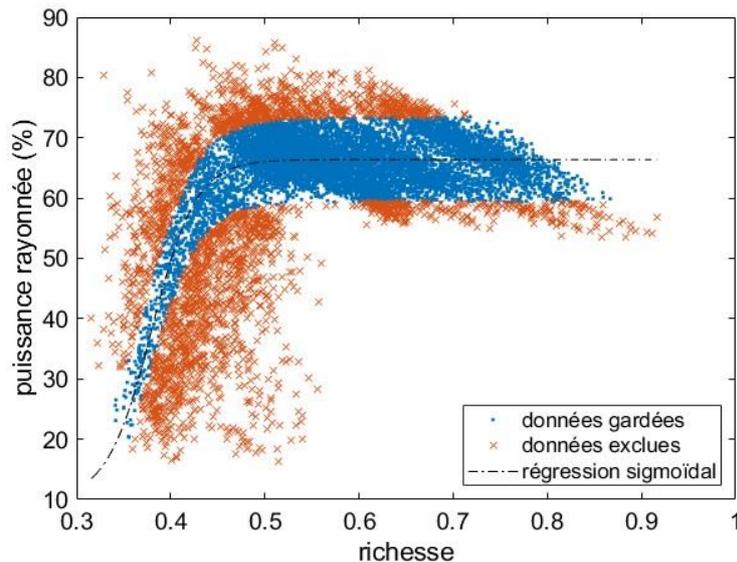


Figure 4-36 Visualisation de la puissance rayonnée en fonction de la richesse avec courbe de régression.

Une inhomogénéité dans la dispersion telle que l'évacuation d'un amas de particules peut induire des imprécisions dans l'évaluation du rapport. Cela arrive plus particulièrement lorsque la flamme n'est pas stable, en fin d'essai généralement. Pour trouver une courbe qui s'ajuste correctement avec ce nuage de données, les fonctions d'activation semblent les plus prometteuses. Afin de faciliter la détermination de la fonction la plus probable, nous excluons volontairement les valeurs extrêmes, la plupart ayant été obtenues pour des richesses faibles. Cette exclusion permet un ajustement correct d'une sigmoïde décrite dans l'équation 4.37. L'abscisse du point d'inflexion de la sigmoïde représente le moment où la flamme s'éteint et donc la limite basse d'inflammation.

$$Puissance(Richesse) = A + \frac{B}{1 + \exp(Richesse - C)} \quad (4.37)$$

Avec,

- $A$  définit la puissance rayonnée sans flamme
- $A + B$  définit la puissance rayonnée avec la flamme

- $C$  définit le point d'inflexion de la sigmoïde

La Figure 4-37 montre tous les points obtenus sur 5 expériences différentes. Les taux d'oxygénation étudiée varient de 20 à 28%. Pour ne pas modifier la dispersion, seul le débit d'oxygène est modifié. La modification de ce débit seul induit inévitablement un changement de la vitesse de sortie. Le changement du taux d'oxygénation limite la richesse atteinte, car le débit de particules est similaire entre chaque essai. La figure met bien en avant cet impact sur la richesse, les plus hauts taux d'oxygénation sont plus tassés vers la gauche. Ce graphique met aussi en avant le décalage de la limite de stabilisation de la flamme vers des niveaux de richesse plus bas lors de l'augmentation du taux d'oxygénation. Il semblerait aussi que le palier de rayonnement qu'atteint la flamme varie aussi largement en fonction du taux d'oxydation.

Pour avoir des grandeurs moins dépendantes du taux d'oxygénation et pour se rapprocher de ce que l'on peut trouver dans la littérature, nous avons évalué la limite d'inflammabilité de la poudre. Nous estimons que cette limite influence directement la stabilisation de la flamme : lorsque la poudre ne peut plus s'enflammer, la flamme s'éteint. La limite d'inflammabilité de la poudre peut se calculer par la concentration minimum explosive (MEC : minimum explosive concentration). Cependant, ces calculs sont faits généralement dans des bombes sphériques (Going, Chatrathi, and Cashdollar 2000). Going et al. ont étudié des limites d'inflammabilité basses en déficit d'oxygène.

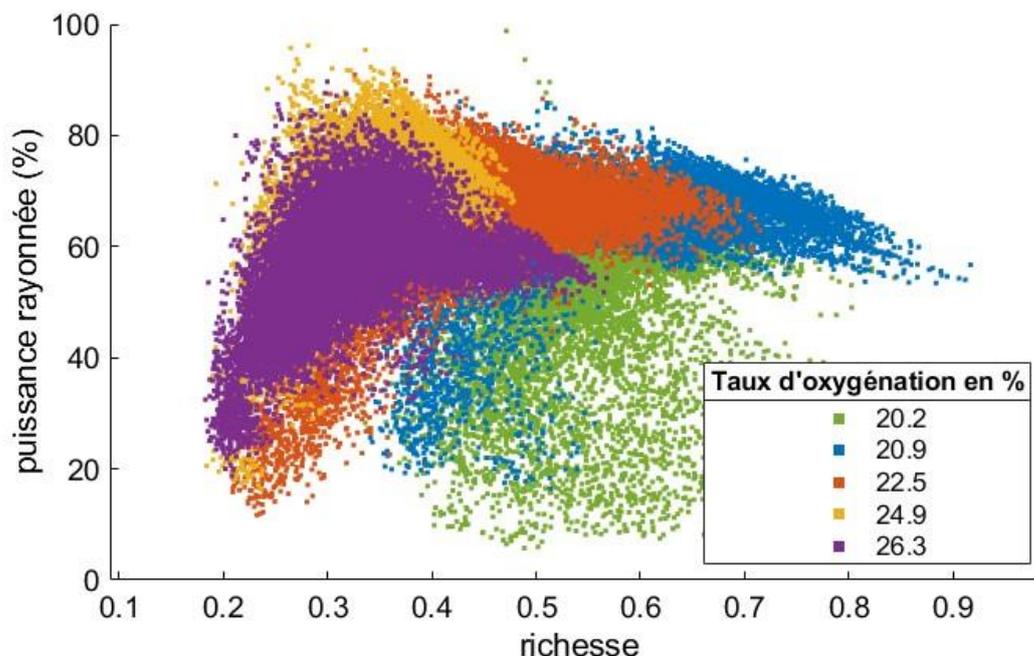


Figure 4-37 Visualisation de puissances rayonnées en fonction de différentes richesses à plusieurs taux d'oxygène

En général, la variation du taux d'oxygène permet plutôt de calculer la concentration limite en oxygène. Cette limite permet de connaître la concentration minimale d'oxygène sous laquelle la combustion n'est plus possible, et cela, quelle que soit la concentration de combustible. Pour les gaz, on peut visualiser, à titre d'illustration, les limites d'inflammabilité et la concentration d'oxygène limite sur la Figure 4-39, pour le cas du méthane. La zone orange foncé représente la présence d'une flamme, alors que le jaune montre son absence. La concentration limite en oxygène est représentée par la ligne violette, à droite de cette ligne aucune combustion n'est possible. Dans notre cas, les mesures montrent l'extinction en faisant varier la quantité de poudre à plusieurs taux d'oxygénation. Cela revient à baisser la concentration en carburant et donc à suivre les flèches noires sur la Figure 4-39. Avec ces mesures, une frontière entre la zone de combustion et d'extinction peut être déduite. Cette frontière permet de déterminer la concentration minimale limite en particules d'aluminium pour chaque taux d'oxygénation (Figure 4-38).

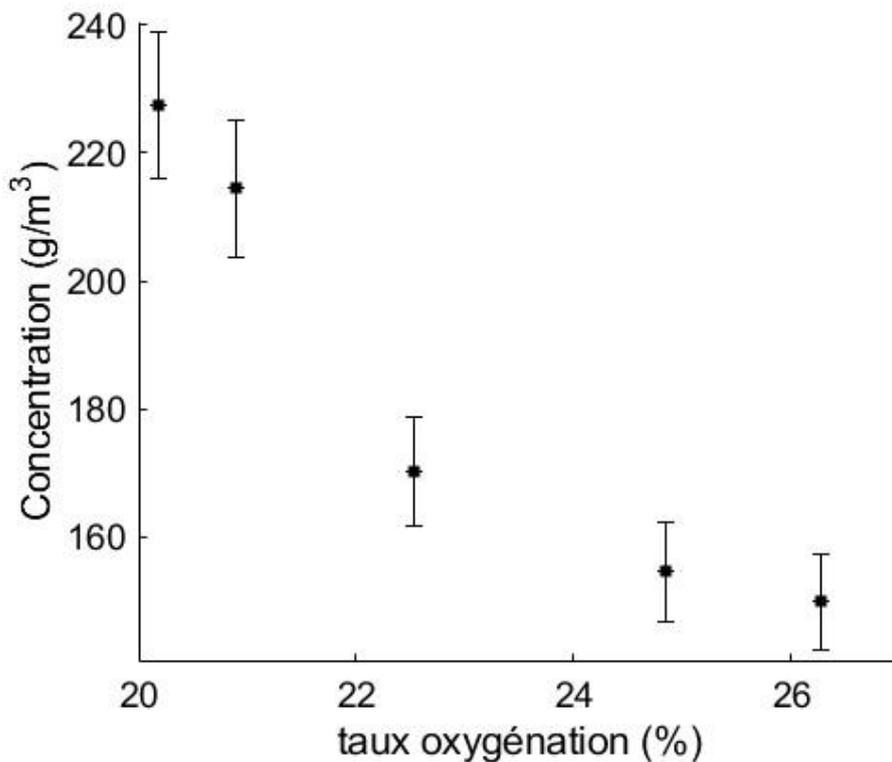


Figure 4-38 Minimum de concentration inflammable en fonction du taux d'oxygène

En règle générale, comme le montre aussi la Figure 4-39, l'augmentation du taux d'oxygénation élargit les limites d'inflammabilité, ce qui fait sens. Cependant en fonction des combustibles gaz utilisés, la limite basse peut soit diminuer soit rester constante (Zabetakis 1964). Pour des particules de carbone, Eckhoff (2003) indique que la limite basse d'inflammation diminue avec un milieu suroxygéné. Cela va dans la même direction que les résultats trouvés pour les particules d'aluminium.

Les résultats ont été obtenus sur un brûleur de type Bunsen. Même si les tendances seront certainement identiques, les valeurs obtenues ne sont pas forcément transposables à d'autres configurations. En particulier les effets radiatifs collectifs ainsi que les effets d'étirement mis en jeu peuvent modifier notablement les limites obtenues. De plus, ces limites vont dépendre d'autres paramètres tels que la granulométrie des particules et la température initiale de l'écoulement. Le fait que la limite d'inflammabilité basse augmente avec la température initiale peut expliquer que la flamme est plus facile à obtenir avec la flamme pilote d'acétylène.

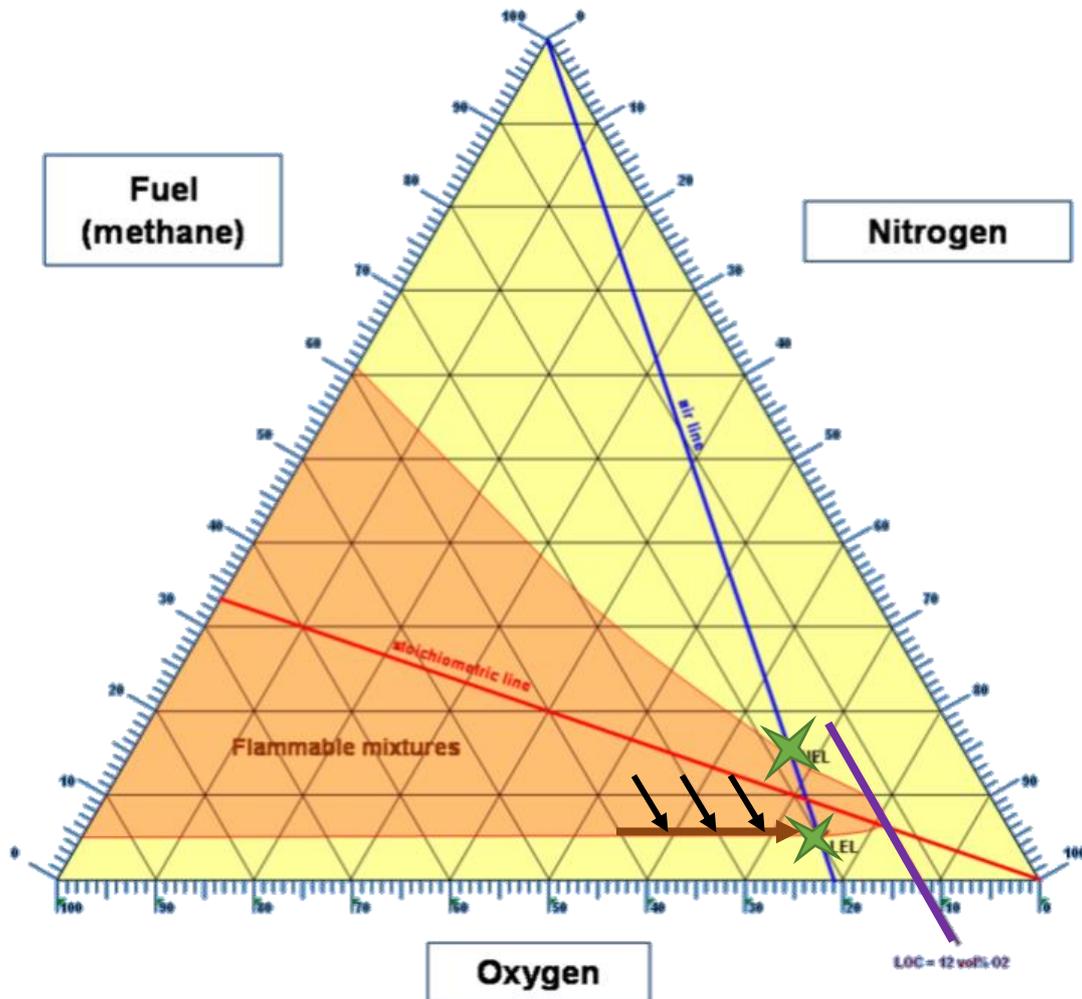


Figure 4-39 Diagramme d'inflammabilité du méthane. La concentration limite en oxygène est indiquée en violet en bas à droite du diagramme et les limites d'inflammabilité dans de l'air avec des étoiles vertes.

L'utilisation d'une sigmoïde permet également une évaluation aisée du palier de puissance rayonnée. En mesurant la puissance relative pour chaque taux d'oxygénation étudié, on obtient la Figure 4-40.

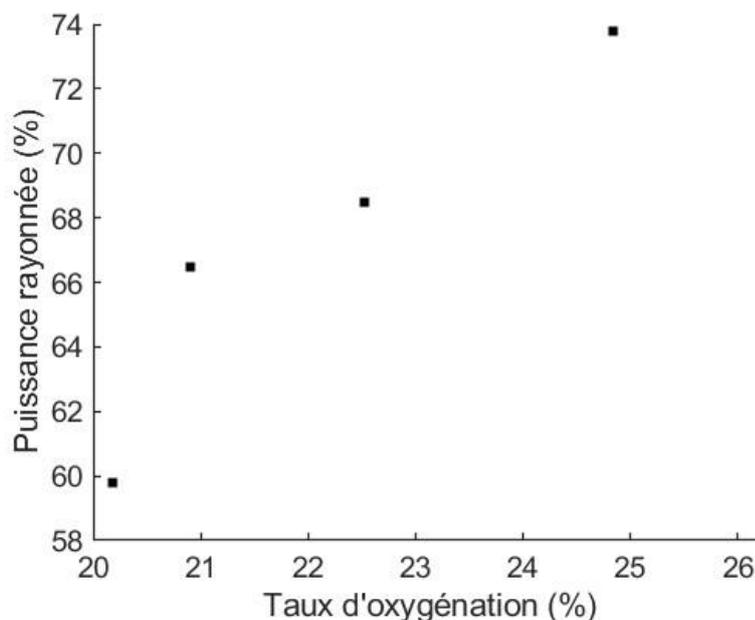


Figure 4-40 Pourcentage de puissance de flamme rayonnée en fonction du taux d'oxygénation.

Une augmentation de la puissance rayonnée est observée avec le taux d'oxygénation. Seule la donnée du plus haut taux d'oxygénation diffère de la tendance. Il semblerait que pour cette dernière mesure le fluxmètre ait été désaxé de quelques degrés seulement, ce qui s'est traduit par un angle solide plus faible. Cette déviation du fluxmètre impacte uniquement la quantité de puissance perçue. Les tendances observées restent inchangées donc ce problème n'impacte pas la détection de la concentration limite calculée plus haut. Par contre, le dernier point n'est pas à considérer sur la Figure 4-40.

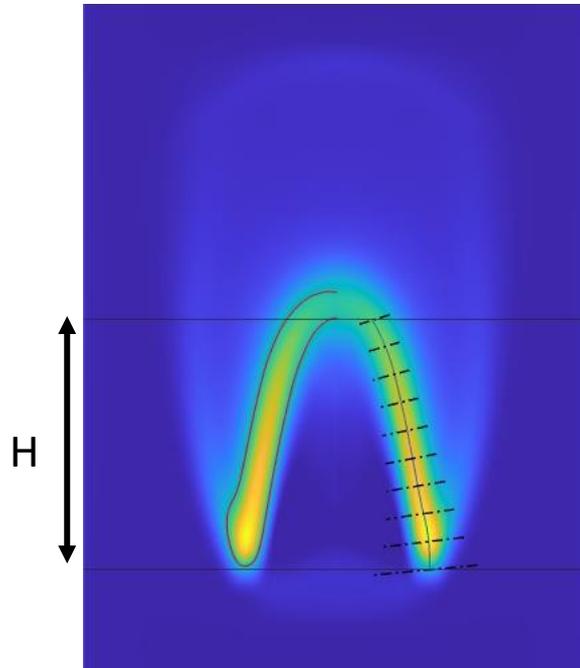
L'augmentation de la puissance rayonnée peut s'expliquer soit par la densité de particule, soit par l'augmentation de la température. Dans notre cas, on observe que la puissance relative semble constante en fonction de la dispersion. Cela pousse à croire que cet accroissement provienne plutôt d'une augmentation de température. En effet, en ajoutant de l'oxygène, la proportion d'azote diminue également. Il y a donc proportionnellement moins de gaz inerte à chauffer.

L'augmentation de la puissance rayonnée pourrait aussi expliquer la diminution de la concentration limite en augmentant le taux d'oxygénation. En effet, cette puissance radiative va être perçue par les particules dans les gaz frais. Ces particules chauffent plus vite et donc fondent plus facilement. La fonte des particules étant le facteur le plus limitant pour l'inflammation des particules, facilitée, ce phénomène facilite la stabilisation de la flamme.

#### 4.2.2.2 Vitesses et épaisseurs de flamme

La vitesse de flamme a déjà été étudiée sur les précédentes versions du banc expérimental par R. Lomba (2016) et dernièrement P. Laboureur (2023). Ce dernier

indique qu'il est possible d'approximer la vitesse de flamme grâce à la hauteur de flamme. Dans notre cas, la hauteur et l'épaisseur de flamme sont calculées depuis une image déconvoluée. De même que dans la partie précédente, les résultats ont été déterminés sur plusieurs plages de taux d'oxydation et de concentration de particules.



*Figure 4-41 Image déconvoluée d'une flamme. À gauche, un isocontour est tracé en rouge. À droite, les perpendiculaires au front de flamme sont montrées en pointillé noir. H représente la hauteur de flamme.*

Pour calculer la hauteur de flamme, on a considéré la surface intérieure de la flamme. Cela permet de considérer le début de la zone de réaction avec un front de flamme ayant une épaisseur non négligeable. Pour délimiter la surface intérieure de la flamme, un isocontour (en rouge sur la partie gauche de la Figure 4-41) a été tracé. Cet isocontour suit une valeur de 50% de l'intensité maximale. Le pied de la flamme a été placé sur le point le plus bas de l'isocontour. Le long de l'axe, les valeurs après la déconvolution sont bruitées, ce qui complique la détection automatique de ce point. Sur la figure ci-dessus, ce problème n'est pas visible. Dans notre cas, nous souhaitons principalement déterminer une tendance de l'évolution de la vitesse de flamme, nous avons donc décidé de sélectionner ce point manuellement, même si cela introduit une incertitude.

Pour l'épaisseur de flamme, nous avons procédé similairement à ce qui est décrit dans la partie 4.1.2.4. Cependant, nous l'avons fait uniquement sur la déconvolution de l'image brute et non sur l'image de la température de flamme. Cela permet d'obtenir un résultat plus rapidement par la suppression de cette longue étape de calcul. Néanmoins, le résultat sera moins précis, mais comme il y aura moins d'erreurs liées au calcul de la température, cette épaisseur sera considérée comme suffisamment représentative.

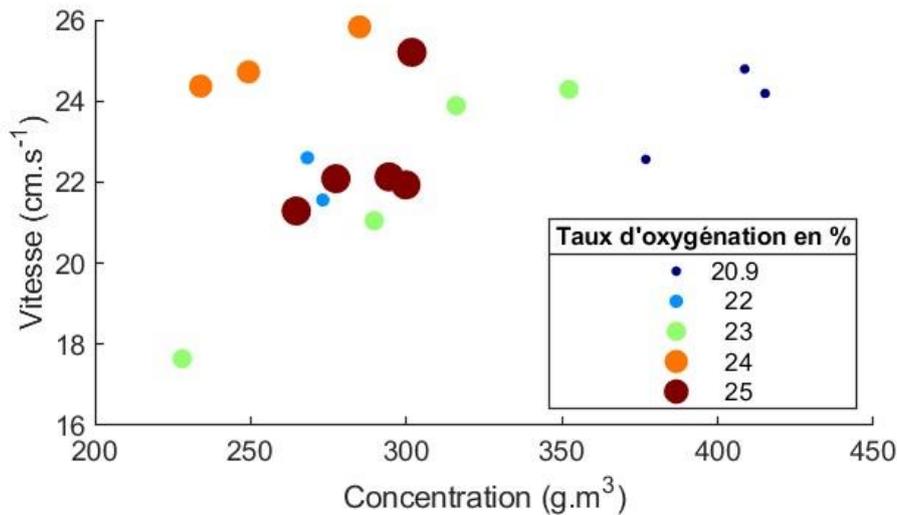


Figure 4-42 Évolution de la vitesse de flamme en fonction de la concentration et du taux d'oxydation

La Figure 4-42 permet d'observer l'évolution de la vitesse de flamme, à la fois en fonction de la concentration d'aluminium injecté dans la flamme, et du taux d'oxygénation du flux principal. Pour un taux d'oxygénation fixé, on observe une augmentation de la vitesse de flamme en fonction de la concentration en particules. Pour le taux d'oxygénation de 22%, nous n'avons pas été en mesure de varier notablement la concentration. Les vitesses correspondantes au taux d'oxygénation de 24% semblent être surévaluées par rapport aux autres. Cependant, aucune tendance en fonction du taux d'oxygénation pour une vitesse donnée ne semble observable. Cela pourrait indiquer que la vitesse est plus sensible à la concentration de particule plutôt qu'à la richesse comme on peut le lire dans la littérature.

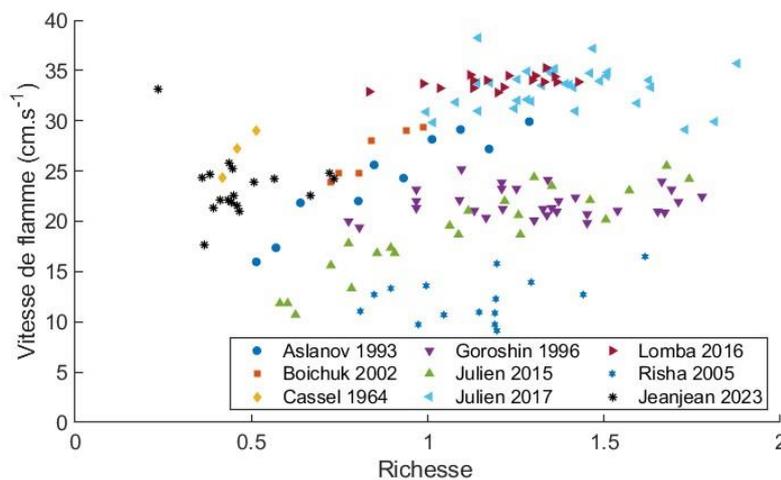


Figure 4-43 Comparaison des vitesses moyennes de flamme laminaire Al / air, obtenues avec les valeurs bibliographiques existantes.

Les valeurs obtenues semblent s'accorder avec la bibliographie existante (Figure 4-43). Cependant, les valeurs obtenues par R. Lomba et P. Laboureur (2016), avec un banc d'essai similaire au nôtre, sont d'environ  $10 \text{ cm.s}^{-1}$  plus élevées. Cette variation de vitesse pourrait provenir de la variation de taille de particule. En effet, même si les particules utilisées proviennent du même échantillon, il est possible qu'elles diffèrent. Les particules étudiées pourraient être plus petites. Le changement du diamètre du brûleur a également certainement une importance sur les résultats. La dernière différence qui pourrait expliquer l'écart de vitesse de flamme observé avec Lomba pourrait provenir de l'éloignement des concentrations entre ses essais et les miens. D'ailleurs cette dernière hypothèse semble la plus probable. En effet, la décroissance de la vitesse de flamme à des richesses pauvres est plus importante.

Julien et al. (2015) ont fait des expériences similaires en examinant la vitesse de propagation de la flamme dans une bombe sphérique et dans un nuage de particule. Ils observent également une dépendance de la vitesse de flamme par rapport à la concentration de particule. Cependant, contrairement à cette étude, ils trouvent aussi une dépendance avec le taux d'oxygénation et la vitesse de flamme. Il se peut que l'écart entre les taux d'oxygénation étudiés dans notre cas soit trop faible pour observer une réelle différence. En effet, la gamme étudiée dans cette thèse va de 20.9% à 25%, alors que Julien et al. (2015) avaient des mesures allant de 15% à 30% de taux d'oxygénation.

On peut relier l'augmentation de la vitesse de flamme avec l'augmentation de la puissance radiative. Les particules froides reçoivent plus de rayonnement, donc fondent plus rapidement et donc peuvent réagir plus tôt.

La Figure 4-44 met en avant l'évolution de l'épaisseur de la zone de réaction en fonction de la concentration de particule d'aluminium et du taux d'oxygénation du gaz porteur.

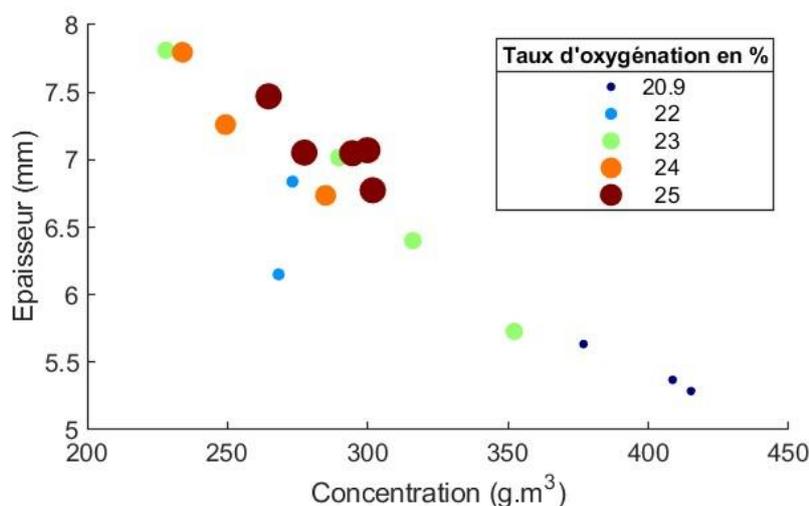


Figure 4-44 Évolution de l'épaisseur de flamme en fonction de la concentration et du taux d'oxygénation.

Ces données sont bien plus innovantes, car elles sont moins étudiées dans la littérature. Les tendances obtenues sont cohérentes. En effet, indépendamment du taux d'oxygénation, une nette dépendance de l'épaisseur de flamme à la concentration en particules est visible. Comme pour les données sur la vitesse de flamme, le taux d'oxygénation à 22% est problématique.

La constance de l'épaisseur de flamme en fonction du taux d'oxygénation semble cependant discutable. En effet, cette épaisseur dépend surtout du temps de combustion des particules. Comme l'indique Braconnier (2021) avec ses études sur des particules isolées, le temps de combustion réduit en fonction de l'efficacité oxydante du milieu donc, pour notre cas, avec le taux d'oxygénation. Il se peut que la concentration de poudre ait une plus grande influence que le taux d'oxygénation. Cette différence d'impact éclipserait la dépendance au taux d'oxygénation. On pourrait aussi imaginer que, dans un nuage de particules, l'augmentation du rayonnement provenant de l'augmentation du taux d'oxygénation permette de préchauffer les particules. Il se peut que la température des gaz soit également plus chaude. Ces deux phénomènes favoriseraient la réaction et permettraient d'avoir une épaisseur de flamme plus fine.

L'exactitude des résultats peut aussi être discutée. En augmentant le taux d'oxygénation, le débit d'éjection devient également plus important. Cela a été pris en compte pour le calcul de la vitesse de flamme. Cette augmentation de débit est compliquée à intégrer au calcul de l'estimation d'une épaisseur de flamme. Cependant, l'épaisseur étant petite, et l'augmentation du débit étant petit, l'impact de cette augmentation de vitesse peut être considéré comme faible. De plus, l'augmentation du taux d'oxydation peut impacter la température et donc l'expansion des gaz, ce qui peut accélérer les particules au niveau de la zone de flamme. C'est sûrement pour ces différentes causes qu'aucune dépendance au taux d'oxygénation n'a été relevée.

Pour l'impact de la concentration, cela semble plus évident en regardant les résultats expérimentaux. Cependant, il est plus compliqué d'expliquer ce phénomène. De premier abord, on pourrait plutôt imaginer une augmentation de l'épaisseur de flamme avec la concentration. En effet, quand il y a davantage de particules à brûler, un étalement de la réaction peut être attendu. Cependant, nous sommes dans un milieu avec une richesse faible comme on peut le voir sur la Figure 4-43. Dans la zone de réaction, la combustion se produit en phase gazeuse. Il se peut également que toutes les particules soient totalement gazeuses contrairement à ce qu'on observe avec la combustion de particule isolée. On observerait alors des phénomènes alors semblables à ce que l'on pourrait observer avec des flammes d'hydrocarbures avec une vitesse de combustion plus rapide proche de la stœchiométrie. Il se peut aussi que le transfert d'énergie entre les particules soit facilité, car la distance interparticules devient plus petite avec l'augmentation de la concentration. L'absorption augmenterait alors et le préchauffage de chaque particule serait plus important.

Il faut également prendre ces mesures avec précaution. Le fait que l'épaisseur de flamme ait été mesurée uniquement à l'aide de l'intensité lumineuse déconvoluée peut être une source d'erreur. En effet, l'augmentation de la concentration de particules augmente inévitablement l'intensité de la flamme, car il y a plus de sources lumineuses. Pour ne pas être trop affectés par l'augmentation de l'intensité de la flamme, nous l'avons adimensionnée par son intensité maximale. L'augmentation des pertes par rayonnement peut être aussi plus importante et donc impacter le rayonnement.

### 4.2.2.3 Température de flamme

Reprenons maintenant la méthode décrite en 4.2.1. Des conditions expérimentales identiques à celles étudiées dans la partie précédente sont choisies. Les différentes informations provenant du fluxmètre, de la photodiode, de la balance et de la paire de caméras sont acquises. Avant de commencer le post-traitement, les images avec et sans rétroéclairage doivent être séparées, car elles sont acquises en alternance par les mêmes caméras (Figure 4-45).



*Figure 4-45 Image moyenne de flamme aluminium/air avec 20.9% d'oxygène obtenue avec le filtre 700 nm.*

*À gauche sans rétroéclairage, à droite avec rétroéclairage*

L'image avec un rétroéclairage se distingue par la présence d'un cercle lumineux autour de la flamme. Ce cercle provient du jeu de lentilles convergentes servant à créer un faisceau collimaté vers la caméra. Un masque noir a été placé autour de la lentille la plus proche de la flamme pour ne percevoir que les faisceaux collimatés. Il a été choisi d'étendre la luminosité du cercle jusqu'au bord extérieur de l'image pour faciliter la déconvolution. C'est pour cela que sur les prochaines images provenant du post-traitement, le cercle ne sera plus visible.

La Figure 4-46 représente les deux étapes pour évaluer l'absorption locale. L'image de gauche représente l'absorption globale. En déconvoluant cette dernière, on obtient l'image de droite. Le front de flamme est visible sur l'image de droite avec son absorption locale faible, car les particules sont en phase gazeuse lors de la combustion et n'absorbent donc pas la lumière provenant du rétroéclairage. Juste après la zone de réaction, un saut d'absorption est visible provenant de la condensation des produits de combustion (zone lumineuse). Puis l'absorption diminue le long du panache, car les produits sont plus dispersés avec l'expansion des gaz. Cependant, au niveau du panache, on remarque des bandes verticales de faible absorption. Il est possible que cela provienne d'un effet Schlieren ou de phénomènes de diffraction-réflexion dans le nuage de poudre. En effet, les conditions de haute température pourraient créer des zones avec une densité d'air plus faible, ce qui dévierait les rayons lumineux comme le ferait un prisme. Ces phénomènes ont été négligés, car ils sont faibles par rapport à l'absorption, mais restent observables. Avec cette méthode, ces phénomènes ne seront pas pris en compte.

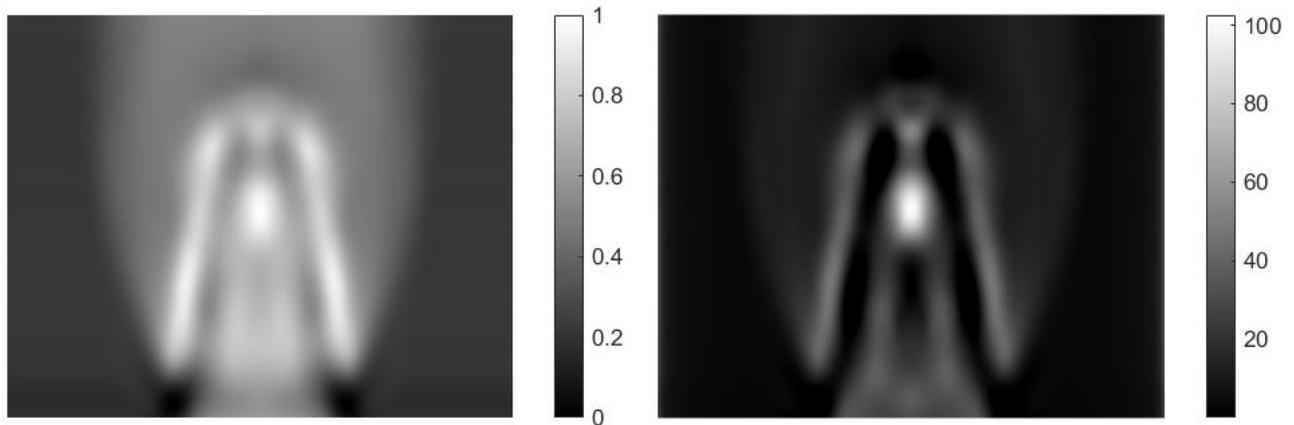


Figure 4-46 À gauche, le rapport dans le logarithme décrit dans l'équation 4.26. À droite,  $\kappa$  local.

En observant la Figure 4-47 de gauche, on retrouve une image déconvoluée qui ressemble à ce que l'on a trouvé avec la déconvolution qui ne considère pas l'absorption. Sur la figure droite, au niveau de la flamme, il y a des zones noires, qui

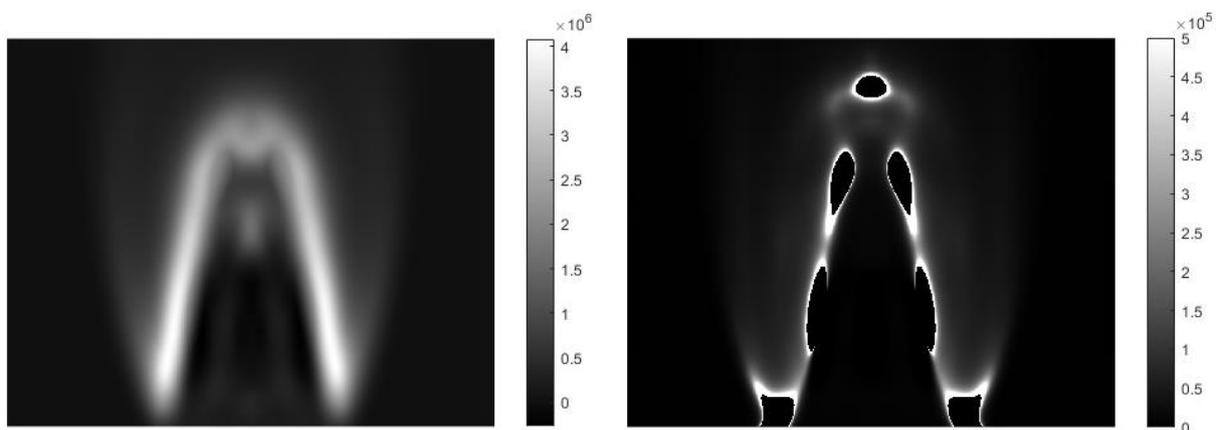
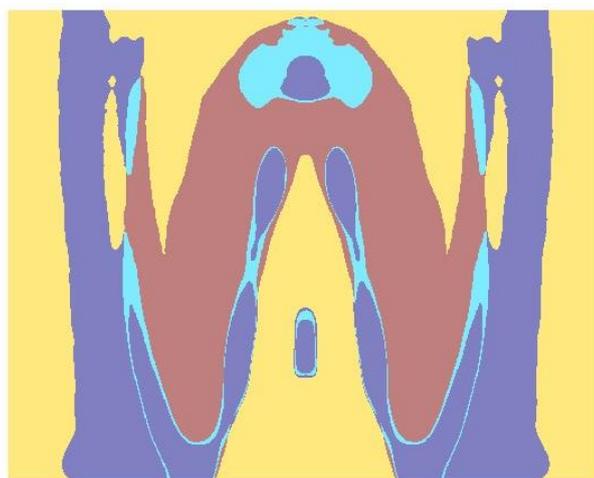


Figure 4-47 À gauche,  $\kappa_B$ , la solution de l'équation 4.34. À droite l'émission locale  $B$ .

laisseraient à penser que la flamme ne rayonne pas. En réalité, ces zones correspondent aux zones avec une absorption nulle visible sur la Figure 4-45 de droite. Ces zones d'absorption nulle, bien qu'irréelles, proviennent des erreurs de calcul et aussi des phénomènes de dispersion et réflexion mentionnés juste au-dessus.

L'émission locale se calcule en divisant la Figure 4-47 de gauche par la Figure 4-46 de droite. Du fait de zones d'absorption nulles, la division donne lieu à des valeurs infinies. Il est donc obligatoire de rajouter un masque pour connaître les zones où la température sera correctement évaluée, et pour ignorer les valeurs erronées. Ce masque est basé sur deux seuils. Le premier seuil vérifie que l'intensité lumineuse est suffisamment élevée. Si l'intensité lumineuse n'est pas assez élevée, le bruit global fausse les résultats. Le second seuil vérifie que les valeurs d'absorption ne sont pas nulles ou proches de zéro pour ne pas avoir des valeurs tendant vers l'infini. Les seuils ont été placés à 10% des valeurs moyennes respectives. On peut voir la constitution du masque sur la Figure 4-48.



*Figure 4-48 Masque :  
en jaune, l'intensité lumineuse locale est trop faible ;  
en cyan, l'absorption est trop faible ;  
en bleu, ni l'absorption ni l'intensité ne sont suffisantes ;  
en rouge, les zones conservées pour l'étude.*

La Figure 4-49 gauche montre le résultat obtenu en effectuant simplement le rapport des deux émissions locales pour trouver la température. On observe des zones sombres au milieu de la flamme pour lesquelles la température ne peut pas être évaluée correctement. De même, à l'extérieur du panache, on atteint des températures de plus de 3000 K. Cette incohérence est due à des niveaux de signal plus faibles au niveau dans cette zone ainsi qu'à des défauts d'alignement. Pour obtenir la figure de droite, nous avons appliqué le masque, décrit plus haut, à la figure de gauche. L'utilisation de ce masque permet de conserver les zones pour lesquelles la détermination de température est estimée fiable. Il est néanmoins possible d'accroître l'étendue de ces zones. En mettant en relation les cartographies de température et de

rayonnement (en ne considérant qu'une seule 1 longueur d'onde), l'utilisation de la loi de Planck pour un corps gris ( $\epsilon(\lambda)$ ) dans l'équation 4.1) permet d'évaluer l'émissivité. Nous avons ensuite sélectionné l'image d'émission locale, utilisant la meilleure dynamique de la caméra. Avec l'émissivité et les données d'émission locale sélectionnées, on peut étendre le calcul de la température sur de plus larges zones spatiales. Les petites valeurs d'émission locale ne sont plus contraignantes puisqu'il n'est plus nécessaire de faire le rapport des deux émissions. Sur cette figure, les zones retirées pour les valeurs trop faibles d'absorption sont représentées en magenta et les valeurs qui dépassent 4000 K sont représentées en vert. Ces valeurs sont proches de la zone de faible absorption avec un  $\kappa_B$  élevé (Figure 4-47 gauche).

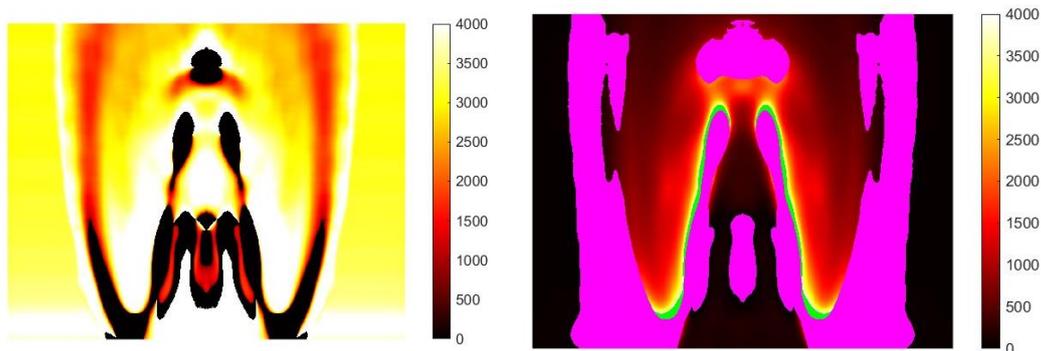


Figure 4-49 À gauche, la température sans seuil. À droite la température étendue (en violet les températures nulles ou non définies/NaN, en vert les températures allant au-dessus des 4000 K)

La zone de réaction n'est pas visualisée avec cette méthode. Nous sommes par contre en mesure de déterminer l'évolution de température dans le panache. Une décroissance est observée plus l'on s'éloigne de la zone de réaction. Les températures obtenues varient de 2000 K à seulement 500 K sur une courte distance. Cette forte baisse de température nous semble cohérente au regard de l'importance de la puissance rayonnée. Il serait souhaitable de coupler à ces données une étude pour déterminer les lignes de courant, ce qui permettrait de suivre la perte d'énergie subie par la phase condensée.

En effet, en suivant les lignes de courant, il serait plus facile de déterminer l'impact des différents transferts thermiques. Chaque particule échange avec son environnement par convection et par rayonnement. La densité de flux thermique échangé par convection peut être exprimée par :

$$\varphi = hS\Delta T \quad (4.38)$$

Tandis que le rayonnement peut être modélisé par :

$$\varphi = \epsilon\sigma T^4 \quad (4.39)$$

Avec

- $\varphi$  la densité de flux thermique en  $W/m^2$
- $h$  le coefficient de flux thermique
- $S$  la surface en  $m^2$
- $\Delta T$  la différence de température entre les deux milieux
- $\epsilon$  l'émissivité
- $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann

En comparant regardant ces deux formules, on remarque que plus la température des particules est haute, plus les transferts avec leur environnement sont importants. D'où cette forte diminution de température après la zone de réaction. On observe aussi que pour les températures les plus hautes, les transferts liés au rayonnement vont prépondérer par rapport à ceux liés à la convection. La faible absorption (Figure 4-46) et la forte émission de rayonnement des particules brûlées proche de la zone de réaction renforcent l'importance de ces rayonnements dans la stabilisation des flammes de particules.

La difficulté principale de cette technique réside dans la nécessité impérative d'avoir un alignement parfait tout le long du chemin optique, du rétroéclairage aux caméras. Dans notre cas, la fixation du système de rétroéclairage n'a pas pu être correctement adaptée sur des rails optiques, ce qui s'est traduit par un manque de rigidité du banc qui a entraîné une perte de données conséquente au niveau des caméras. Le rétroéclairage n'était plus assez puissant par rapport à l'émission lumineuse de la flamme lors d'un désalignement. Les lots d'images avec ce rétroéclairage trop faible ont pu cependant être étudiés pour connaître la vitesse et l'épaisseur de flamme. Les données de température n'ont pas pu être calculées. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas été en mesure d'étudier l'effet du milieu oxydant, faute de données suffisamment consolidées. Cependant, la faisabilité de la technique a été démontrée pour décrire la température du panache.

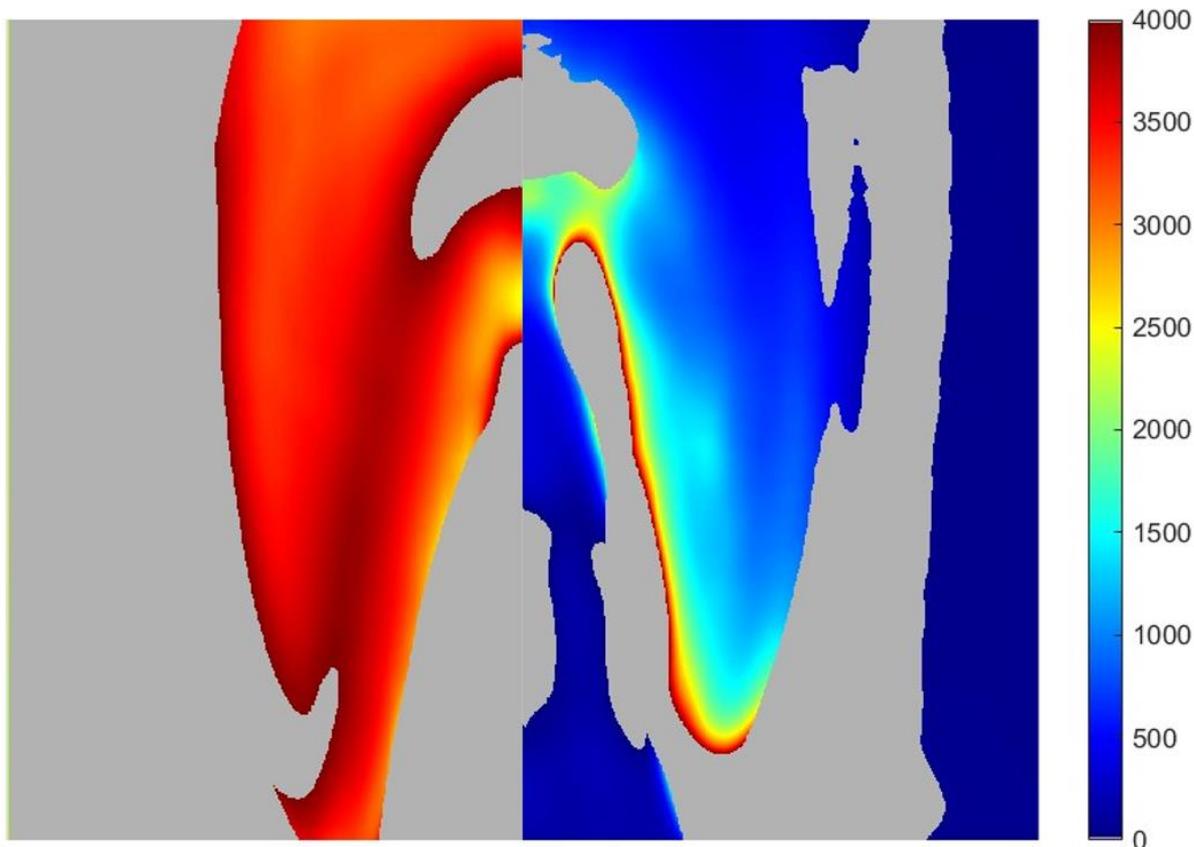


Figure 4-50

Côté gauche : Cartographie de température sans prise en compte de l'absorption.

Côté droit : Cartographie de température avec prise en compte de l'absorption

*En gris : les valeurs retirées avec un masque.*

La première méthode mise en œuvre, décrite dans la partie 4.1.1, donnait accès à l'information de température dans la zone de réaction et au niveau du panache. La deuxième méthode introduite ne permet que l'évaluation de la température dans le panache. Il est cependant possible d'utiliser les résultats issus des deux méthodes pour quantifier l'impact de l'absorption. La Figure 4-50 gauche présente le champ de température calculé avec la première méthode qui ne prend pas en compte l'absorption le long du chemin optique. On constate que les températures mises en jeu dans le panache sont nettement plus élevées lorsque l'absorption est négligée. En effet, les températures dépassent 3000 K. De plus, les hautes températures observées en périphérie du panache sont moins prononcées sur la cartographie qui corrige l'absorption. Cependant, dans le panache, on retrouve des variations de température similaires. On peut donc considérer que les observations des tendances faites dans la partie 4.1.2.3 restent valables.

En conclusion, la première méthode développée ne permet pas une estimation précise de la température. Pour obtenir des informations quantitatives, il est nécessaire de

corriger les effets d'absorption. L'absorption dans une flamme d'aluminium, et probablement dans les autres flammes à base de dispersion de poudres, est trop importante pour être négligée. Cette méthode comporte cependant des approximations comme l'hypothèse de corps gris et le fait que les phénomènes de réflexion et diffusion de la lumière dans la flamme sont négligés. Cette méthode ne permet cependant pas d'évaluer la température de la zone de réaction.

## Conclusion

Cette thèse s'inscrit dans le contexte des enjeux écologiques actuels. Une hausse de la température remarquable est observable. Les phénomènes extrêmes comme les sécheresses ou les fortes pluies vont augmenter tant en fréquence qu'en intensité. Une des causes majeures de ce dérèglement climatique est l'émission de gaz à effet de serre. Ces gaz proviennent de l'élevage, de l'industrie, mais aussi du domaine du transport et de la production d'énergie. Lors des dernières décennies, les ressources énergétiques ont été principalement basées sur l'utilisation massive des hydrocarbures. De nombreuses sources d'énergie alternatives, comme le solaire et l'éolien, ont été développées et mises en place. Cependant la plupart d'entre elles ont une production intermittente. Pour pallier ce désavantage, il est nécessaire de stocker l'énergie grâce à des vecteurs énergétiques intermédiaires. Les batteries, mais également l'hydrogène, font l'objet de nombreux développements. L'utilisation de poudre métallique pourrait venir compléter le panel des vecteurs énergétiques. Des métaux, tels que le fer, le magnésium et l'aluminium, présentent des propriétés réactives avantageuses. Ces poudres peuvent être considérées comme des vecteurs énergétiques, car après combustion, le produit de combustion peut être récupéré et reconverti en combustible en utilisant l'énergie produite en surplus par les énergies intermittentes. Ces métaux sont présents sur terre en grande quantité, et le cycle de réutilisation envisagé limite l'appauvrissement des ressources naturelles. Contrairement aux deux autres vecteurs énergétiques présentés précédemment, la densité énergétique de ces métaux est plus élevée et est comparable aux hydrocarbures. En outre, la combustion de ces poudres ne produit aucun oxyde de carbone.

Dans ce cadre d'urgence climatique, un projet ANR a été proposé et financé pour étudier ce vecteur énergétique novateur. Ce projet comporte 4 acteurs. Les deux premiers acteurs sont les laboratoires GRE/UHA et ICARE/CNRS. Ils ont pour mission d'étudier l'oxydation de particules d'aluminium et de magnésium. Un troisième laboratoire, PROMES/CNRS, est en charge d'optimiser la réduction des produits de combustion pour les retransformer en combustible. Enfin, STELLANTIS a travaillé sur la faisabilité de l'intégration de ce vecteur énergétique dans la mobilité automobile. Ce travail de thèse a fait partie du projet ANR STELLAR (<https://stellar-project.org/>) et s'inscrit dans la continuité des travaux des deux thèses précédentes sur la combustion de particules d'aluminium.

La flamme alimentée par les poudres d'aluminium dispersées est particulière. À première vue, sa structure rappelle celle des flammes de prémélanges gazeuse avec la présence d'une zone de réaction qui consomme les réactifs à la vitesse de flamme laminaire caractéristique. Cependant, localement, cette flamme est composée d'une multitude de flammes microscopiques créées autour de chaque particule injectée. La bivalence des échelles macroscopiques et microscopiques ainsi que le côté multiphasique de cette flamme la rendent complexe à étudier. Pour essayer

d'appréhender le comportement macroscopique, il est important de comprendre la physique mise en jeu aux échelles microscopiques. Les particules sont naturellement protégées par une couche protectrice d'oxyde. Pour initier la combustion de ces particules, il faut d'abord fracturer cette couche pour que l'oxydant et le combustible puissent être en contact. Les particules d'aluminium peuvent brûler selon trois modes différents. En général, pour l'aluminium brûlant dans l'air, on observe une combustion en mode diffusif, mais en fonction de la taille des particules ou du milieu oxydant, l'aluminium peut brûler en mode hétérogène ou en mode de transition. La taille des particules et le milieu oxydant impactent également le temps de combustion des particules. D'un point de vue macroscopique, la température et la vitesse de propagation du front de flamme semblent être aussi impactées par la taille des particules, et le milieu oxydant.

Des modifications du dispositif expérimental ont été apportées, dans une première phase, pour faciliter son utilisation et la sécurité. Tout d'abord, le système de dispersion a été modifié. Un système de lit fluidisé est maintenant utilisé. Il a permis d'améliorer la précision de la mesure du débit des gaz injectés. De plus, l'installation de ce nouveau système s'est accompagnée d'une amélioration du système d'injection des gaz. La dispersion se fait maintenant uniquement avec de l'azote et l'oxygène est ensuite introduit en aval garantissant un fonctionnement sécurisé. Ce nouveau système permet aussi de varier le taux de dilution. Un nouveau brûleur a été conçu et réalisé, par réduction homothétique du précédent. Cette homothétie permet une réduction de la consommation de poudre et une réduction de l'énergie produite par la flamme. Le but était également de favoriser la laminarisation du flux pour réduire la turbulence du système précédent. La dernière modification majeure fut l'ajout, sur la ligne d'échappement, d'un impacteur avant le filtre. Le système de filtration a été amélioré et autorise maintenant la collecte des produits de combustion. L'utilisation d'un cyclone et la réduction de la consommation ont permis de réduire l'encrassement du filtre qui était un facteur limitant.

Un des objectifs principaux de cette thèse était d'effectuer une mesure locale de la température. Cette mesure locale n'avait encore jamais été réalisée pour une flamme de particules métalliques et devait permettre de connaître le taux de refroidissement des particules et donc de réaliser un bilan thermique des particules dans la flamme. Pour cela, un système de pyrométrie bichromatique a été installé. Il est composé de deux caméras regardant la même zone d'intérêt dans la flamme. Chaque caméra acquiert une image à une longueur d'onde préalablement sélectionnée. Les longueurs d'onde ont été judicieusement choisies afin de ne pas être correspondre à d'autres rayonnements émis par la flamme, comme l'AIO excité. Nous tirons profit du caractère axisymétrique de la géométrie pour déconvoluer les images avant de les analyser.

Pour valider le nouveau brûleur et ce système de pyrométrie, une flamme hybride  $\text{CH}_4 / \text{Al} / \text{Air}$  a d'abord été étudiée. La quantité de méthane injectée influe sur l'efficacité oxydante. La flamme mixte étudiée est suffisamment stable pour pouvoir travailler avec une image moyenne de flamme. Une observation globale de celle-ci

montre que le rayonnement est plus important lorsque l'efficacité oxydante augmente. L'observation de la topologie de la flamme permet de mettre en évidence la présence d'une flamme double, c'est-à-dire une flamme de prémélange et une flamme de diffusion. Lorsque l'efficacité oxydante diminue, la flamme de prémélange perd en intensité au bénéfice de la flamme de diffusion. L'observation de la cartographie de la température montre une troisième zone de réaction dans la zone de combustion. L'épaisseur de la flamme de prémélange varie également avec l'efficacité oxydante. Une dernière observation montre un changement de régime de combustion. En effet, pour l'efficacité oxydante la plus importante, c'est-à-dire pour la quantité de méthane la plus faible, le comportement de la flamme change. Normalement la flamme de méthane brûle en amont de la flamme d'aluminium, c'est le régime détaché. En réduisant la quantité de méthane, la réactivité de la flamme de méthane diminue alors que la flamme d'aluminium accélère ce qui amène les deux zones de réaction à se chevaucher, c'est le régime superposé. Le préchauffage diminue au détriment du taux d'oxydation, ce qui peut expliquer le changement observé avec les taux d'oxydation les plus élevés.

Avant de passer sur une flamme d'aluminium/air, le banc expérimental a encore été amélioré. En effet, la stabilité de la flamme sans méthane n'était pas suffisante pour permettre une étude sur des durées importantes (plusieurs dizaines de minutes). Nous avons fait le choix d'alimenter la flamme pilote avec de l'acétylène en remplacement du méthane. Un système de rétroéclairage a été implanté sur le banc optique pour corriger l'absorption de la flamme dans le traitement des images.

L'étude de la flamme aluminium/air a porté sur les propriétés générales de la flamme en fonction du taux d'oxygène dans le gaz comburant et sur la l'influence de la concentration en particules. Dans un premier temps, la limite inférieure d'inflammabilité a été étudiée, celle-ci augmente logiquement en fonction du taux d'oxygénation. Contrairement aux résultats de la littérature, nous n'avons pas identifié de réel impact du taux d'oxygénation sur la vitesse de flamme. L'impact de la concentration a été confirmé par nos observations. En revanche, l'épaisseur de flamme est sensible à la fois au taux d'oxygénation et à la concentration de particules. Les résultats décrivant la température sont quant à eux nuancés. Même si la prise en compte de l'absorption permet de calculer une température avec une précision améliorée, les zones à faible absorption telles que la zone de réaction restent entachées d'erreurs. En résumé, cette approche semble prometteuse pour étudier la température de la phase condensée dans les gaz brûlés. Cependant, proche de la flamme, la dynamique de la réponse de la caméra est trop impactée par la luminosité de la zone de réaction où le rayonnement est maximal. Il sera donc nécessaire d'améliorer encore cette méthode, afin de pouvoir caractériser une zone de flamme. Les résultats obtenus lors de cette étude ont cependant permis de montrer l'importance du rayonnement induit par les particules condensées. Ce rayonnement permettrait notamment de préchauffer les particules non brûlées et donc de participer à la stabilisation de la flamme.

L'analyse des problèmes rencontrés durant ce travail de thèse laisse entrevoir plusieurs opportunités d'amélioration. La dispersion des particules reste un vrai challenge. En effet, la durée de fonctionnement, la stabilité et la répétabilité des essais, tout comme la souplesse d'utilisation, nécessitent encore d'être améliorée.

La réduction de la taille du brûleur était une première étape avant le confinement de la flamme. Le confinement de la flamme va permettre de nombreuses évolutions. D'un point de vue scientifique, l'impact du confinement dans un premier temps puis de la variation de pression dans un second temps pourront être étudiés. Le revêtement de la chambre peut aussi avoir un impact important, car l'énergie rayonnée est plus importante que pour les flammes de gaz conventionnelles. D'un point de vue énergétique, cela permettrait de faire un bilan énergétique complet sur le système, ce qui donnerait des informations supplémentaires sur la puissance transmise par la flamme vers son environnement. D'un point de vue industriel, cela permettrait d'avancer sur la faisabilité d'intégration de ce genre de flamme dans un système réel.

La récupération des particules est un réel challenge. Il est indispensable pour pouvoir collecter l'ensemble des oxydes produits pour des aspects environnementaux et d'efficacité globale du cycle Combustion/Recyclage. La conception d'un système de récupération efficace à 100 % est un vrai défi, car il faut réussir à collecter des particules à tailles variables allant à des échelles nanométriques à millimétriques.

Dans la continuité d'une amélioration du cycle global, la réduction doit également progresser. En effet, pour l'instant, cette réduction est faite industriellement avec des électrodes en carbone, ce qui dégage une quantité certaine de CO<sub>2</sub>. Cet aspect nuit à l'image du cercle vertueux, il est donc indispensable de trouver une alternative à ces électrodes. Des études proposent d'utiliser l'hydrogène pour la réduction de l'alumine (Braaten, Kjekshus, and Kvande 2000). Cependant, l'hydrogène est pour l'instant « gris », car sa synthétisation demande également des électrodes en carbone dans la majorité des cas. L'hydrolyse est en réalité peu utilisée, car moins efficace. L'amélioration des systèmes de réduction ne produisant pas de gaz à effet de serre est donc capitale. Cette dernière bénéficiera des énormes efforts faits par ailleurs par les industriels pour décarboner la production de l'hydrogène et des métaux.

L'intégration de l'aluminium dans des systèmes énergétiques réels n'a pas encore été réalisée. Cependant, un démonstrateur utilisant des particules de fer a déjà été expérimenté. Il permet de générer de la vapeur pour une brasserie aux Pays-Bas. Le projet Metalot met en avant ces vecteurs énergétiques qui, même s'ils sont encore trop peu connus, sont promis à un bel avenir.

## Références bibliographiques

Adeosun, Adewale, Qian Huang, Tianxiang Li, Akshay Gopan, Xuebin Wang, Shuiqing Li, and Richard L. Axelbaum. 2018. "Characterization of a New Hencken Burner with a Transition from a Reducing-to-Oxidizing Environment for Fundamental Coal Studies." *Review of Scientific Instruments* 89 (2): 025109. <https://doi.org/10.1063/1.5006087>.

Aita, Kelly, Nick Glumac, S Vanka, and Herman Krier. 2006. "Modeling the Combustion of Nano-Sized Aluminum Particles." In *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada: American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2006-1156>.

Atta, Arnab, Shaikh A. Razzak, K.D.P. Nigam, and Jia-Xin Zhu. 2009. "(Gas)-Liquid-Solid Circulating Fluidized Bed Reactors: Characteristics and Applications." *Industrial & Engineering Chemistry Research - IND ENG CHEM RES* 48 (August). <https://doi.org/10.1021/ie900163t>.

Badiola, Carlo, and Edward L Dreizin. 2012. "On Weak Effect of Particle Size on Its Burn Time for Micron-Sized Aluminum Powders." *Combustion Science and Technology* 184 (12): 1993–2007. <https://doi.org/10.1080/00102202.2012.695415>.

Badiola, Carlo, Robert J. Gill, and Edward L. Dreizin. 2011. "Combustion Characteristics of Micron-Sized Aluminum Particles in Oxygenated Environments." *Combustion and Flame* 158 (10): 2064–70. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.03.007>.

Bazyn, Tim, Herman Krier, and Nick Glumac. 2006. "Combustion of Nanoaluminum at Elevated Pressure and Temperature behind Reflected Shock Waves." *Combustion and Flame* 145 (4): 703–13. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.12.017>.

———. 2007. "Evidence for the Transition from the Diffusion-Limit in Aluminum Particle Combustion." *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2): 2021–28. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2006.07.161>.

Beckstead, M. W. 2005. "Correlating Aluminum Burning Times." *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 41 (5): 533–46. <https://doi.org/10.1007/s10573-005-0067-2>.

Belyaev, A. F., Yu. V. Frolov, and A. I. Korotkov. 1968. "Combustion and Ignition of Particles of Finely Dispersed Aluminum." *Combustion, Explosion and Shock Waves* 4 (3): 182–85. <https://doi.org/10.1007/BF00750857>.

Berntsen, Terje, and Jan Fuglestedt. 2008. "Global Temperature Responses to Current Emissions from the Transport Sectors." *Proceedings of the National Academy of Sciences* 105 (49): 19154–59. <https://doi.org/10.1073/pnas.0804844105>.

Blais, Frederic, Philippe Julien, Jan Palecka, Samuel Goroshin, and Jeffrey M. Bergthorson. 2020. "Effect of Initial Reactant Temperature on Flame Speeds in Aluminum Dust Suspensions." *Combustion Science and Technology* 194 (8): 1513–26. <https://doi.org/10.1080/00102202.2020.1820496>.

Bocanegra, Pablo Escot. 2007. "Experimental studies and modelization of the combustion of micrometric and nanometric aluminum particle clouds." Phdthesis, Université d'Orléans. <https://theses.hal.science/tel-00347592>.

Braaten, Orvar, Arne Kjekshus, and Halvor Kvande. 2000. "The Possible Reduction of Alumina to Aluminum Using Hydrogen." *JOM* 52 (2): 47–53. <https://doi.org/10.1007/s11837-000-0047-7>.

Braconnier, Alexandre. 2020. "Étude Expérimentale de La Combustion d'une Particule d'aluminium Isolée : Influence de La Pression et de La Composition de l'atmosphère Oxydante." <https://www.theses.fr/2020ORLE3140>.

Braconnier, Alexandre, Stany Gallier, Fabien Halter, and Christian Chauveau. 2021. "Aluminum Combustion in CO<sub>2</sub>-CO-N<sub>2</sub> Mixtures." *Proceedings of the Combustion Institute* 38 (3): 4355–63. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2020.06.028>.

Brossard, C, A Ulas, CL Yeh, and KK Kuo. 1997. "Ignition and Combustion of Isolated Aluminum Particles in the Post-Flame Region of a Flat-Flame Burner." In *International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, 16 Th, Krakow, Poland, Aug. 3-8, 1997, ONERA, TP*.

Bucher, P., R. A. Yetter, F. L. Dryer, T. P. Parr, D. M. Hanson-Parr, and E. P. Viceni. 1996. "Flames Structure Measurement of Single, Isolated Aluminum Particles Burning in Air." *Symposium (International) on Combustion* 26 (2): 1899–1908. [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(96\)80012-9](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(96)80012-9).

Bucher, P., R.A. Yetter, F.L. Dryer, T.P. Parr, and D.M. Hanson-Parr. 1998. "PLIF Species and Ratiometric Temperature Measurements of Aluminum Particle Combustion in O<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>O Oxidizers, and Comparison with Model Calculations." *Symposium (International) on Combustion* 27 (2): 2421–29. [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(98\)80094-5](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(98)80094-5).

Bulian, C.J., T.T. Kerr, and J.A. Puszynski. 2004. "Ignition Studies of Aluminium and Metal Nanopowders." In , 31:327–38. Fort Collins, Colorado. <https://www.intpyrosoc.org/wp-content/uploads/2016/07/31-IPS-2004-Fort-Collins.pdf>.

Campbell, N. R., and H. W. B. Gardiner. 1925. "Photo-Electric Colour-Matching." *Journal of Scientific Instruments* 2 (6): 177. <https://doi.org/10.1088/0950-7671/2/6/301>.

Chambliss, S E, R Silva, J J West, M Zeinali, and R Minjares. 2014. "Estimating Source-Attributable Health Impacts of Ambient Fine Particulate Matter Exposure: Global Premature Mortality from Surface Transportation Emissions in 2005." *Environmental Research Letters* 9 (10): 104009. <https://doi.org/10.1088/1748-9326/9/10/104009>.

Chaudhari, Mitesh. 2012. "Effect of Liquid-Solid Contact on Thermal Cracking of Heavy Hydrocarbons in a Mechanically Fluidized Reactor." *Electronic Thesis and Dissertation Repository*, December. <https://ir.lib.uwo.ca/etd/1009>.

Collin, A., K. -E. Wirth, and M. Stroeder. 2009. "Characterization of an Annular Fluidized Bed." *Powder Technology*, Selection of Papers from the Symposium Powder Science and Technology - Powders and Sintered Material STP-PMF 2007, 190 (1): 31–35. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2008.04.090>.

Commission Européenne. 2019. "Le Pacte Vert Pour l'Europe." Bruxelles. [https://eur-lex.europa.eu/resource.html?uri=cellar:b828d165-1c22-11ea-8c1f-01aa75ed71a1.0022.02/DOC\\_1&format=PDF](https://eur-lex.europa.eu/resource.html?uri=cellar:b828d165-1c22-11ea-8c1f-01aa75ed71a1.0022.02/DOC_1&format=PDF).

Corcoran, Amy L., Vern K. Hoffmann, and Edward L. Dreizin. 2013. "Aluminum Particle Combustion in Turbulent Flames." *Combustion and Flame* 160 (3): 718–24. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2012.11.008>.

Cúñez, Fernando David, and Erick Franklin. 2019. "Plug Regime in Water Fluidized Beds in Very Narrow Tubes." *Powder Technology* 345 (March): 234–46. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2019.01.009>.

Dabos, Marie, Khanh-Hung Tran, Nicolas Lecysyn, Gerard Baudin, Marc Genetier, Isabelle Ranc, Bruno Serio, and Antoine Osmont. 2021. "Investigation of Alumina's Emission in the Deflagration of Gas-Aluminum Particles Mixtures," March. <https://hal.parisnanterre.fr/hal-03174412/document>.

Davis, A. 1963. "Solid Propellants: The Combustion of Particles of Metal Ingredients." *Combustion and Flame* 7: 359–67. [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(63\)90212-8](https://doi.org/10.1016/0010-2180(63)90212-8).

Dejaeghere, Laurent. 2016. "Méthode de mesure par pyrométrie multispectrale et développement d'un dispositif à hautes températures." <https://theses.hal.science/tel-01425673/document>.

Dreizin, E. 1996. "Experimental Study of Stages in Aluminum Particle Combustion in Air." *Fuel and Energy Abstracts* 37 (5): 367. [https://doi.org/10.1016/0140-6701\(96\)89921-8](https://doi.org/10.1016/0140-6701(96)89921-8).

Dreyer, Jochen A H. 2018. "Improved Methodology for Performing the Inverse Abel Transform of Flame Images for Colour Ratio Pyrometry," January, 21.

Dribinski, Vladimir, Alexei Ossadtchi, Vladimir A. Mandelshtam, and Hanna Reisler. 2002. "Reconstruction of Abel-Transformable Images: The Gaussian Basis-Set Expansion Abel Transform Method." *Review of Scientific Instruments* 73 (7): 2634–42. <https://doi.org/10.1063/1.1482156>.

Eckhoff, Rolf. 2003. *Dust Explosions in the Process Industries - 3rd Edition*. 3rd ed. <https://www.elsevier.com/books/dust-explosions-in-the-process-industries/eckhoff/978-0-7506-7602-1>.

Ermakov, VA, AA Razdobreev, AI Skorik, VV Pozdeev, and SS Smolyakov. 1982. "Temperature of Aluminum Particles at the Time of Ignition and Combustion."

*Combustion, Explosion and Shock Waves* 18 (2): 256–57.  
<https://doi.org/10.1007/BF00789629>.

Fontijn, Arthur, William Felder, and James J. Houghton. 1977. "Httfr Kinetics Studies. Temperature Dependence of Al/O<sub>2</sub> and AlO/O<sub>2</sub> Kinetics from 300 to 1700/1400 K." *Symposium (International) on Combustion* 16 (1): 871–79.  
[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(77\)80380-9](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(77)80380-9).

Friedman, R, and A Macek. 1962. "Ignition and Combustion of Aluminium Particles in Hot Ambient Gases," 11. [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(62\)90062-7](https://doi.org/10.1016/0010-2180(62)90062-7).

Friedman, R., and A. Maček. 1963. "Combustion Studies of Single Aluminum Particles." *Symposium (International) on Combustion* 9 (1): 703–12.  
[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(63\)80078-8](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(63)80078-8).

Glassman, Irvin, and Richard A. Yetter. 2008. *Combustion*. 4th ed. Amsterdam Boston: Elsevier.  
<https://www.sciencedirect.com/book/9780120885732/combustion?via=ihub=>.

Glumac, Nick, Herman Krier, Tim Bazyn, and Ryan Eyer. 2005. "Temperature Measurements of Aluminum Particles Burning in Carbon Dioxide." *Combustion Science and Technology* 177 (3): 485–511.  
<https://doi.org/10.1080/00102200590909030>.

Going, John E., Kris Chatrathi, and Kenneth L. Cashdollar. 2000. "Flammability Limit Measurements for Dusts in 20-L and 1-M<sup>3</sup> Vessels." *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 13 (3): 209–19. [https://doi.org/10.1016/S0950-4230\(99\)00043-1](https://doi.org/10.1016/S0950-4230(99)00043-1).

Goroshin, Samuel, M Bidabadi, and J H S Lee. 1996. "Quenching Distance of Laminar Flame in Aluminum Dust Clouds," 14. [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(95\)00183-2](https://doi.org/10.1016/0010-2180(95)00183-2).

Goroshin, Samuel, Massimiliano Kolbe, and John H.S. Lee. 2000. "Flame Speed in a Binary Suspension of Solid Fuel Particles." *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2): 2811–17. [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(00\)80703-1](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(00)80703-1).

Goroshin, Samuel, Jorin Mamen, Andrew Higgins, Tim Bazyn, Nick Glumac, and Herman Krier. 2007. "Emission Spectroscopy of Flame Fronts in Aluminum Suspensions." *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2): 2011–19.  
<https://doi.org/10.1016/j.proci.2006.07.175>.

Goroshin, Samuel, Jan Palečka, and Jeffrey M. Bergthorson. 2022. "Some Fundamental Aspects of Laminar Flames in Nonvolatile Solid Fuel Suspensions." *Progress in Energy and Combustion Science* 91 (July): 100994.  
<https://doi.org/10.1016/j.pecs.2022.100994>.

Goroshin, Samuel, Francois-David Tang, Andrew J. Higgins, and John H.S Lee. 2011. "Laminar Dust Flames in a Reduced-Gravity Environment." *Acta Astronautica* 68 (7–8): 656–66. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2010.08.038>.

Gremyachkin, V. M., A. G. Istratov, and O. I. Leipunskii. 1976. "Model for the Combustion of Metal Droplets." *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 11 (3): 313–18. <https://doi.org/10.1007/BF00740536>.

Hameete, Jesse. 2020. "Design of a dispersion system for metal fuels." Eindhoven: TU/e. [https://pure.tue.nl/ws/portalfiles/portal/167570856/1271997\\_Thesis\\_Jesse\\_Hameete.pdf](https://pure.tue.nl/ws/portalfiles/portal/167570856/1271997_Thesis_Jesse_Hameete.pdf).

Han, Doo-Hee, and Hong-Gye Sung. 2019. "A Numerical Study on Heterogeneous Aluminum Dust Combustion Including Particle Surface and Gas-Phase Reaction." *Combustion and Flame* 206 (August): 112–22. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2019.04.036>.

Hartman, A, JW Lievers, and WJ Van der Vet. 1971. "Study of the Growth of Stress Corrosion Cracks in the Aluminium Alloy 7075: Part I: Investigation on the Corrosive Medium." *NLR-TR 71090 U*. <http://resolver.tudelft.nl/uuid:7e9dedce-4fc4-4be6-ba3e-07c451f58df6>.

Hijazi, A., S. Sachidanandan, R. Singh, and V. Madhavan. 2011. "A Calibrated Dual-Wavelength Infrared Thermometry Approach with Non-Greybody Compensation for Machining Temperature Measurements." *Measurement Science and Technology* 22 (2): 025106. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/22/2/025106>.

Huang, Yaoxian, Nadine Unger, Kandice Harper, and Chris Heyes. 2020. "Global Climate and Human Health Effects of the Gasoline and Diesel Vehicle Fleets." *GeoHealth* 4 (3): e2019GH000240. <https://doi.org/10.1029/2019GH000240>.

Huang, Ying, Grant A. Risha, Vigor Yang, and Richard A. Yetter. 2009. "Effect of Particle Size on Combustion of Aluminum Particle Dust in Air." *Combustion and Flame* 156 (1): 5–13. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.07.018>.

Ignatiev, M. B., I. Yu. Smurov, G. Flamant, and V. N. Senchenko. 1996. "Surface Temperature Measurements during Pulsed Laser Action on Metallic and Ceramic Materials." *Applied Surface Science* 96–98 (April): 505–12. [https://doi.org/10.1016/0169-4332\(95\)00504-8](https://doi.org/10.1016/0169-4332(95)00504-8).

Julien, Philippe, James Vickery, Samuel Goroshin, David L. Frost, and Jeffrey M. Bergthorson. 2015. "Freely-Propagating Flames in Aluminum Dust Clouds." *Combustion and Flame* 162 (11): 4241–53. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.07.046>.

Julien, Philippe, Sam Whiteley, Michael Soo, Samuel Goroshin, David L. Frost, and Jeffrey M. Bergthorson. 2017. "Flame Speed Measurements in Aluminum Suspensions Using a Counterflow Burner." *Proceedings of the Combustion Institute* 36 (2): 2291–98. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2016.06.150>.

Kim, Ryang-Gyoon, Dongfang Li, and Chung-Hwan Jeon. 2014. "Experimental Investigation of Ignition Behavior for Coal Rank Using a Flat Flame Burner at a High Heating Rate." *Experimental Thermal and Fluid Science* 54 (April): 212–18. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.12.017>.

Kim, Sewon. 1989. "Theoretical and Experimental Studies on Flame Propagation and Quenching of Powdered Fuels." In . <https://doi.org/10.31274/RTD-180813-11484>.

Kuehl, D.K. 1965. "Ignition and Combustion of Aluminum and Beryllium." *AIAA Journal* 3 (12): 2239. <https://doi.org/10.2514/3.3352>.

Kwon, Young-Soon, Alexander A. Gromov, Alexander P. Ilyin, Elena M. Popenko, and Geun-Hie Rim. 2003. "The Mechanism of Combustion of Superfine Aluminum Powders." *Combustion and Flame* 133 (4): 385–91. [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(03\)00024-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(03)00024-5).

Laboureur, Pascal. 2023. "Caractérisation expérimentale d'une flamme prémélangée aluminium / air." *Mécanique & Énergétique*, Orléans. <https://www.theses.fr/s265279>.

Legrand, B., M. Marion, C. Chauveau, I. Gokalp, and E. Shafirovich. 2001. "Ignition and Combustion of Levitated Magnesium and Aluminum Particles in Carbon Dioxide." *Combustion Science and Technology* 165 (1): 151–74. <https://doi.org/10.1080/00102200108935830>.

Legros, Guillaume, Qianlong Wang, Jérôme Bonnet, Muhammad Kashif, Céline Morin, Jean-Louis Consalvi, and Fengshan Liu. 2015. "Simultaneous Soot Temperature and Volume Fraction Measurements in Axis-Symmetric Flames by a Two-Dimensional Modulated Absorption/Emission Technique." *Combustion and Flame* 162 (6): 2705–19. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.04.006>.

Levin, Igor, and David Brandon. 2005. "Metastable Alumina Polymorphs: Crystal Structures and Transition Sequences." *Journal of the American Ceramic Society* 81 (January): 1995–2012. <https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1998.tb02581.x>.

Lomba, Ricardo, Fabien Halter, and Christian Chauveau. 2016. "Utilisation de la combustion métallique dans les machines thermiques." Université d'Orléans. <https://www.theses.fr/2016ORLE2080>.

Lynch, Patrick, Herman Krier, and Nick Glumac. 2009. "A Correlation for Burn Time of Aluminum Particles in the Transition Regime." *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2): 1887–93. <https://doi.org/10.1016/j.proci.2008.06.205>.

Malley, Christopher S., and Daven K. Henze. 2017. "Updated Global Estimates of Respiratory Mortality in Adults  $\geq 30$  Years of Age Attributable to Long-Term Ozone Exposure," August. <https://doi.org/10.1289/EHP1390>.

Marion, M., C. Chauveau, and I. GöKALP. 1996. "Studies on the Ignition and Burning of Levitated Aluminum Particles\*." *Combustion Science and Technology* 115 (4–6): 369–90. <https://doi.org/10.1080/00102209608935537>.

Masson-Delmotte, V, P. Zhai, A. Pirani, S.L. Connors, C. Péan, S. Berger, N. Caud, et al. 2021. "IPCC, 2021: Summary for Policymakers. In: Climate Change 2021: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change." Cambridge University Press. In Press. <https://www.ipcc.ch/report/ar6/wg1/>.

Meriaudeau, F. 2007. "Real Time Multispectral High Temperature Measurement: Application to Control in the Industry." *Image and Vision Computing* 25 (7): 1124–33. <https://doi.org/10.1016/j.imavis.2006.04.019>.

Merzhanov, A.G., Yu.M. Grigorjev, and Yu.A. Gal'chenko. 1977. "Aluminium Ignition." *Combustion and Flame* 29 (January): 1–14. [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(77\)90088-8](https://doi.org/10.1016/0010-2180(77)90088-8).

Mohan, Salil, Mikhaylo A. Trunov, and Edward L. Dreizin. 2009. "On Possibility of Vapor-Phase Combustion for Fine Aluminum Particles." *Combustion and Flame* 156 (11): 2213–16. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2009.08.007>.

Ning, D., Y. Shoshin, J. A. van Oijen, G. Finotello, and L. P. H. de Goey. 2021. "Burn Time and Combustion Regime of Laser-Ignited Single Iron Particle." *Combustion and Flame* 230 (August): 111424. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2021.111424>.

Olsen, S. E., and M. W. Beckstead. 1996. "Burn Time Measurements of Single Aluminum Particles in Steam and CO<sub>2</sub> Mixtures." *Journal of Propulsion and Power* 12 (4): 662–71. <https://doi.org/10.2514/3.24087>.

Park, K., D. Lee, A. Rai, D. Mukherjee, and M. R. Zachariah. 2005. "Size-Resolved Kinetic Measurements of Aluminum Nanoparticle Oxidation with Single Particle Mass Spectrometry." *The Journal of Physical Chemistry. B* 109 (15): 7290–99. <https://doi.org/10.1021/jp048041v>.

Parr, TP, C Johnson, D Hanson-Parr, K Higa, and K Wilson. 2003. "Evaluation of Advanced Fuels for Underwater Propulsion." In .

Poletaev, N. I., and A. V. Florko. 2007. "Radiative Characteristics of an Aluminum Dust Flame. Condensed Phase." *Combustion, Explosion, and Shock Waves* 43 (4): 414–22. <https://doi.org/10.1007/s10573-007-0056-8>.

Prentice, Jack L. 1974. "Aluminum Droplet Combustion: Rates and Mechanisms in Wet and Dry Oxidizers." China lake, California: Naval weapons center. <https://apps.dtic.mil/sti/pdfs/AD0778037.pdf>.

Puri, Puneesh. 2008. "Multi Scale Modeling of Ignition and Combustion of Micro and Nano Aluminum Particles - ProQuest." Pennsylvania: The Pennsylvania State University. <https://www.proquest.com/docview/231495775>.

Reggeti, Shawn A., Ajay K. Agrawal, and Joshua A. Bittle. 2019. "Two-Color Pyrometry System to Eliminate Optical Errors for Spatially Resolved Measurements in Flames." *Applied Optics* 58 (32): 8905. <https://doi.org/10.1364/AO.58.008905>.

Risha, Grant, Ying Huang, Richard Yetter, and Vigor Yang. 2005. "Experimental Investigation of Aluminum Particle Dust Cloud Combustion." In *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 739. Nevada. <https://doi.org/10.2514/6.2005-739>.

Rossi, Sergio, Edward L Dreizin, and Chung K Law. 2001. "Combustion of Aluminum Particles in Carbon Dioxide." *Combustion Science and Technology* 164 (1): 209–37. <https://doi.org/10.1080/00102200108952170>.

Shoshin, Y., and E. Dreizin. 2002. "Production of Well-Controlled Laminar Aerosol Jets and Their Application for Studying Aerosol Combustion Processes." *Aerosol Science and Technology* 36 (9): 953–62. <https://doi.org/10.1080/02786820290092131>.

———. 2003. "Particle Combustion Rates in Premixed Flames of Polydisperse Metal—Air Aerosols." *Combustion and Flame* 133 (3): 275–87. [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(02\)00571-0](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(02)00571-0).

Silvestrini, M., B. Genova, and F. J. Leon Trujillo. 2008. "Correlations for Flame Speed and Explosion Overpressure of Dust Clouds inside Industrial Enclosures." *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* 21 (4): 374–92. <https://doi.org/10.1016/j.jlp.2008.01.004>.

Soo, Michael, Samuel Goroshin, Nick Glumac, Keishi Kumashiro, James Vickery, David L. Frost, and Jeffrey M. Bergthorson. 2017. "Emission and Laser Absorption Spectroscopy of Flat Flames in Aluminum Suspensions." *Combustion and Flame* 180 (June): 230–38. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.03.006>.

Spee, Tim. 2018. "Toward the Design of a MILD Cyclonic Combustor (MC2) for Metal Fuels." Eindhoven: TU/e. [https://www.metalot.nl/wp-content/uploads/2019/08/Thesis\\_T\\_Spee\\_v3\\_final.pdf](https://www.metalot.nl/wp-content/uploads/2019/08/Thesis_T_Spee_v3_final.pdf).

Taylor, Fred W. 1976. Flash reactor unit. United States US3985510A, filed May 28, 1974, and issued October 12, 1976. <https://patents.google.com/patent/US3985510/en>.

Trunov, M. A., M. Schoenitz, and E. L. Dreizin. 2006. "Effect of Polymorphic Phase Transformations in Alumina Layer on Ignition of Aluminium Particles." *Combustion Theory and Modelling* 10 (4): 603–23. <https://doi.org/10.1080/13647830600578506>.

Tsai, B. K., R. L. Shoemaker, D. P. DeWitt, B. A. Cowans, Z. Dardas, W. N. Delgass, and G. J. Dail. 1990. "Dual-Wavelength Radiation Thermometry: Emissivity Compensation Algorithms." *International Journal of Thermophysics* 11 (1): 269–81. <https://doi.org/10.1007/BF00503877>.

Uberoi, Mahinder S. 1954. "Stability and Structure of Bunsen Flame." *The Journal of Chemical Physics* 22 (10): 1784–1784. <https://doi.org/10.1063/1.1739908>.

Van der Wel, Peter Gerardus Josephus. 1993. "Ignition and Propagation of Dust Explosions." Technical University of Delft. [file:///C:/Users/CT-079/Downloads/as\\_wel\\_19930413.PDF](file:///C:/Users/CT-079/Downloads/as_wel_19930413.PDF).

Wang-Erlandsson, Lan, Arne Tobian, Ruud J. van der Ent, Ingo Fetzer, Sofie te Wierik, Miina Porkka, Arie Staal, et al. 2022. "A Planetary Boundary for Green Water." *Nature Reviews Earth & Environment* 3 (6): 380–92. <https://doi.org/10.1038/s43017-022-00287-8>.

Wilson, R. P., and F. A. Williams. 1971. "Experimental Study of the Combustion of Single Aluminum Particles in O<sub>2</sub>/Ar." *Symposium (International) on Combustion, Thirteenth symposium (International) on Combustion*, 13 (1): 833–45. [https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(71\)80085-1](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(71)80085-1).

Yuan, Ye, Shuiqing Li, Gengda Li, Ning Wu, and Qiang Yao. 2014. "The Transition of Heterogeneous–Homogeneous Ignitions of Dispersed Coal Particle Streams." *Combustion and Flame* 161 (9): 2458–68. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.03.008>.

Yuasa, Saburo, Yuxiu Zhu, and Sakurako Sogo. 1997. "Ignition and Combustion of Aluminum in Oxygen/Nitrogen Mixture Streams." *Combustion and Flame* 108 (4): 387–96. [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(95\)00104-2](https://doi.org/10.1016/0010-2180(95)00104-2).

Zabetakis, M. G. 1964. "Flammability Characteristics of Combustible Gases and Vapors." BM--BULL-627, 7328370. <https://doi.org/10.2172/7328370>.

Zhu, Yuxiu, and Saburo Yuasa. 1998. "Effects of Oxygen Concentration on Combustion of Aluminum in Oxygen/Nitrogen Mixture Streams." *Combustion and Flame* 115 (3): 327–34. [https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(97\)00363-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(97)00363-5).

**Table des figures:**

Figure 0-1 : Illustration provenant de la final régional de MT180 2022 à l'Université de Tours ..... 5

Figure 1-1 Changement de la température de surface globale (moyenne annuelle) tel qu'observé et simulé à l'aide de facteurs humains et naturels et uniquement naturels (entre 1850-2020)..... 11

Figure 1-2 Contributions évaluées au réchauffement observé en 2010-2019 par rapport à 1850-1900 ..... 13

Figure 1-3 Comparaison des valeurs des densités énergétiques pour différents combustibles..... 14

Figure 1-4 Récapitulatif projet ANR STELLAR ..... 15

Figure 2-1 A gauche : variation de la température d'allumage en fonction de la pression (Kuehl, 1965). À droite : variation de la température d'allumage en fonction du diamètre de la particule (Huang, 2009). ..... 19

Figure 2-2 Schéma des différents modes de combustion avec les courbes de température radiale pour chaque mode..... 22

Figure 2-3 Illustration des échanges de chaleur pour une particule brûlant en mode diffusif ..... 24

Figure 2-4 Image d'une goutte d'aluminium en combustion dans l'air à pression atmosphérique (Braconnier 2020) ..... 27

Figure 2-5 Illustration de la séquence de combustion caractéristique d'une particule d'aluminium ( $Dp0 = 75 \mu m$ ) dans l'air à pression atmosphérique. (Braconnier, 2020) ..... 28

Figure 2-6 Mesure de plusieurs temps de combustion en fonction de la concentration en  $CO_2$  et de la taille des particules (Braconnier et al.,2021) ..... 29

Figure 2-7 Comportement de la liquéfaction des particules à 21%  $O_2$  dans des conditions stœchiométriques (Han et Sung, 2019)..... 31

Figure 2-8 Vitesse de flamme en fonction de la taille des particules. A gauche, les résultat de Huang et al. (2009) pour des particules d'aluminium avec une richesse légèrement pauvre ( $\phi=0.85$ ). A droite, les résultats de Goroshin et al. (2011) pour des particules de fer avec une richesse proche de la stœchiométrie. .... 34

Figure 2-9 Han et Sung (2019) comparaison des vitesses de combustion entre la simulation et l'expérimentation ..... 35

Figure 3-1 Schéma de l'ancien dispositif expérimental..... 38

Figure 3-2 Schématisation du système de dispersion initialement utilisé. .... 39

Figure 3-3 Configuration optique de l'ancien banc expérimental. .... 41

Figure 3-4 Système de dispersion proposé par Adeosun et al. (2018)..... 44

Figure 3-5 Système de Dispersion Lavisson modifié..... 45

Figure 3-6 Schéma Pneumatique du banc expérimental..... 47

Figure 3-7 entrée de gaz ..... 48

Figure 3-8 Visualisation de la répétabilité et de la linéarité de la dispersion..... 48

Figure 3-9 Système de pesage..... 49

Figure 3-10 Diamètre de coupure en fonction du débit d'aspiration pour une densité apparente de $111 \text{ kg/m}^3$ .....	52
Figure 3-11 Courbe de fonctionnement du ventilateur PPD 250/6 .....	54
Figure 4-1 Spectre d'une flamme hybride Al/CH <sub>4</sub> .....	60
Figure 4-2 Rayonnement dans corps noir à 3200 K .....	61
Figure 4-3 Schéma explicatif de la convolution d'Abel .....	61
Figure 4-4 Gauche : Exemple de fonction simple. ....	64
Figure 4-5 Schéma des différents doubleurs d'image (a) point de vue différent causant de la parallaxe (b) unique point de vue grâce à une lame semi-réfléchissante permettant d'éliminer la parallaxe, mais ajoutant une différence de chemin optique. (S.A. Reggeti, 2019) .....	65
Figure 4-6 Observation d'une mire en utilisant un doubleur d'image.....	66
Figure 4-7 Pyrométrie bichromatique utilisant deux caméras .....	66
Figure 4-8 Superposition des deux images de mire a) sans correction b) avec correction.....	67
Figure 4-9 Distribution spectrale du panneau de LED .....	68
Figure 4-10 Coefficients de linéarités des deux caméras .....	69
Figure 4-11 Transmission et Réflectance du miroir semi-réfléchissant. ....	70
Figure 4-12 Efficacité quantique des caméras. Les lignes orange représentent les longueurs d'onde sélectionnées. ....	70
Figure 4-13 Rendements globaux des différentes optiques le long du chemin optique .....	71
Figure 4-14 Irradiance du filament de tungstène avec visualisation des bandes des filtres.....	72
Figure 4-15 Données constructeur des filtres neutres .....	73
Figure 4-16 Illustration d'images de flammes obtenues avec un débit de méthane de 1.4 l/min. Les images ont été acquises à 20 Hz. ....	76
Figure 4-17 Profil radial d'une flamme mixte aluminium/méthane avec un débit de méthane de 1.4 l/min à une hauteur de 10 mm au-dessus du brûleur. Gauche : ensemble des intensités adimensionnées ; Droite : fonction de masse.....	77
Figure 4-18 Droite : Profil radial d'une flamme mixte aluminium/méthane avec un débit de méthane de 1.4 l/min à différente hauteur ; Gauche : représentation des différentes hauteurs sur une image moyenne de flamme.....	77
Figure 4-19 Profil radial moyen (rouge) et profil radial le plus probable (bleu) avec un débit de méthane de 1.4 l/min, h étant la hauteur au-dessus du brûleur adimensionnée par le rayon du brûleur.....	78
Figure 4-20 Population d'intensité perçue avec un temps d'exposition de 4,5 ms à différente position. Du haut vers le bas, l'efficacité oxydante est de 0,87 0,84 0,81 0,79 0,76 .....	79
Figure 4-21 Évolution de l'intensité lumineuse maximale en fonction de l'efficacité d'oxydation .....	80
Figure 4-22 spectre optique (350 à 550 nm) de flamme hybride sous plusieurs conditions avec détermination des bandes.....	80
Figure 4-23 Images moyennes déconvoluées observées à 905 nm. L'efficacité oxydante est croissante de gauche à droite (0,76 / 0,79 / 0,81 / 0,84 / 0,87) .....	81

Figure 4-24 Evolution de la zone de réaction .....	82
Figure 4-25 Cartographie de température de la partie droite d'une flamme pour une efficacité oxydante de 0,81 .....	84
Figure 4-26 Etude de la zone de flamme de prémélange.....	86
Figure 4-27 Épaisseur de flamme le long de la hauteur pour une efficacité oxydante de 0,84.....	87
Figure 4-28 Épaisseur de flamme en fonction de l'efficacité oxydante .....	88
Figure 4-29 Illustration des différents régimes de combustion rencontré .....	88
Figure 4-30 Etude sur la vitesse de flamme .....	89
Figure 4-31 Image explicative de la méthode Onion-peeling à une hauteur z donnée. ....	92
Figure 4-32 Schéma d'une demi-coupe de flamme à une hauteur donnée au-dessus du brûleur. ....	95
Figure 4-33 Banc optique d'un système de pyrométrie bichromatique avec absorption .....	99
Figure 4-34 a) image du filament tungstène sur une surface noir b) image capté de la caméra du rétroéclairage avec la diffusion .....	100
Figure 4-35 Évolution de la dispersion et de la puissance en fonction du temps....	101
Figure 4-36 Visualisation de la puissance rayonnée en fonction de la richesse avec courbe de régression.....	102
Figure 4-37 Visualisation de puissances rayonnées en fonction de différentes richesses à plusieurs taux d'oxygène .....	103
Figure 4-38 Minimum de concentration inflammable en fonction du taux d'oxygène .....	104
Figure 4-39 Diagramme d'inflammabilité du méthane. La concentration limite en oxygène est indiquée en violet en bas à droite du diagramme et les limites d'inflammabilité dans de l'air avec des étoiles vertes. ....	105
Figure 4-40 Pourcentage de puissance de flamme rayonnée en fonction du taux d'oxygénation. ....	106
Figure 4-41 Image déconvoluée d'une flamme. À gauche, un isocontour est tracé en rouge. À droite, les perpendiculaires au front de flamme sont montrées en pointillé noir. H représente la hauteur de flamme. ....	107
Figure 4-42 Évolution de la vitesse de flamme en fonction de la concentration et du taux d'oxydation.....	108
Figure 4-43 Comparaison des vitesses moyennes de flamme laminaire Al / air, obtenues avec les valeurs bibliographiques existantes. ....	108
Figure 4-44 Évolution de l'épaisseur de flamme en fonction de la concentration et du taux d'oxygénation.....	109
Figure 4-45 Image moyenne de flamme aluminium/air avec 20.9% d'oxygène obtenue avec le filtre 700 nm. ....	111
Figure 4-46 À gauche, le rapport dans le logarithme décrit dans l'équation 4.26. À droite, kappa local. ....	112
Figure 4-47 À gauche, $\kappa_B$ , la solution de l'équation 4.34. À droite l'émission locale B. ....	112
Figure 4-48 Masque : .....	113

Figure 4-49 À gauche, la température sans seuil. À droite la température étendue (en violet les températures nulles ou non définies/NaN, en vert les températures allant au-dessus des 4000 K) ..... 114  
Figure 4-50 ..... 116



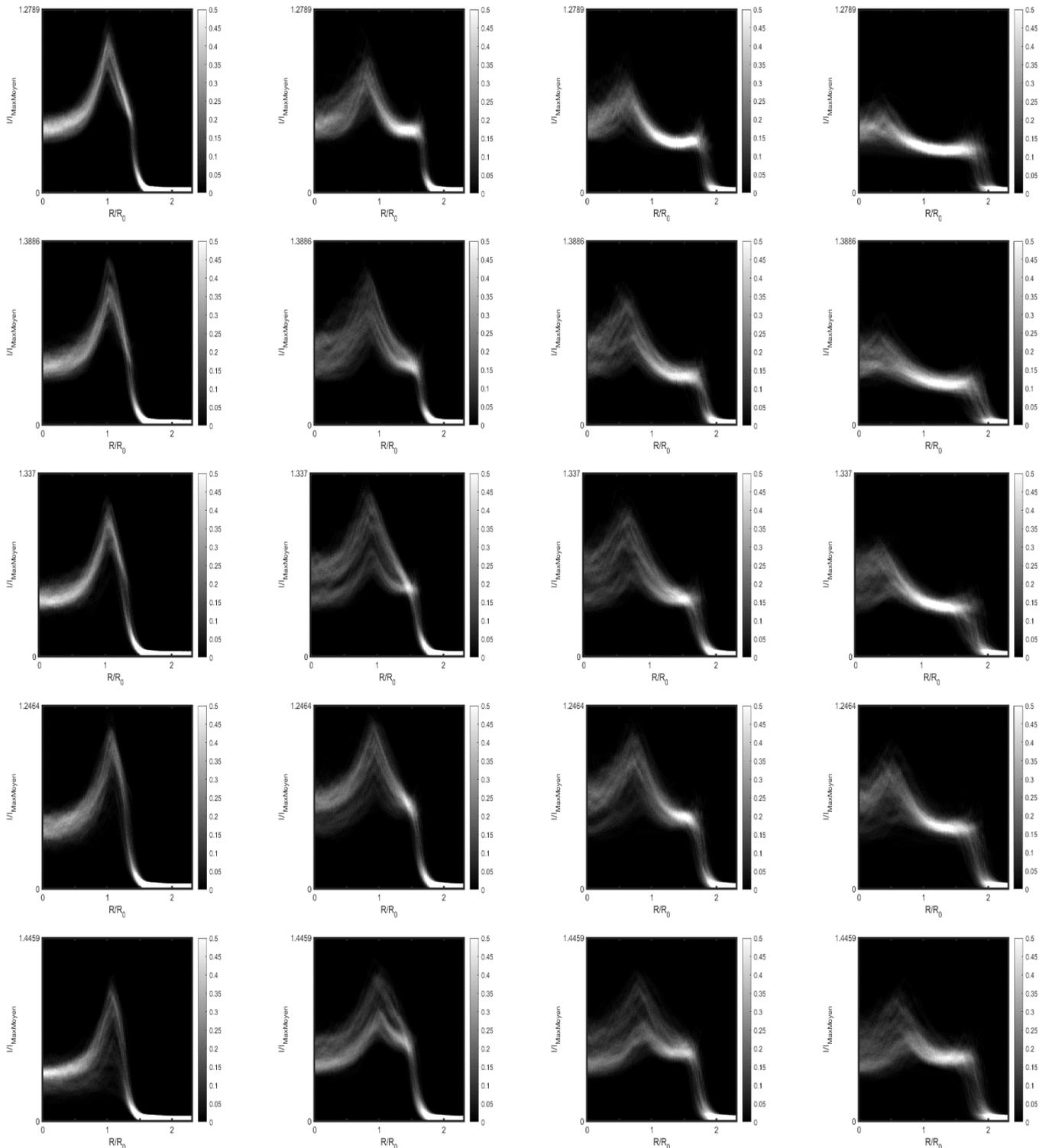
# Annexe

## Annexe 1

Profil radial en fonction du débit de CH<sub>4</sub> et de la hauteur ; Fonction de probabilité.

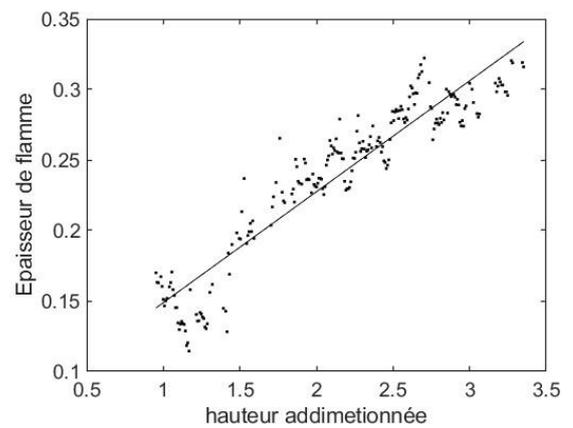
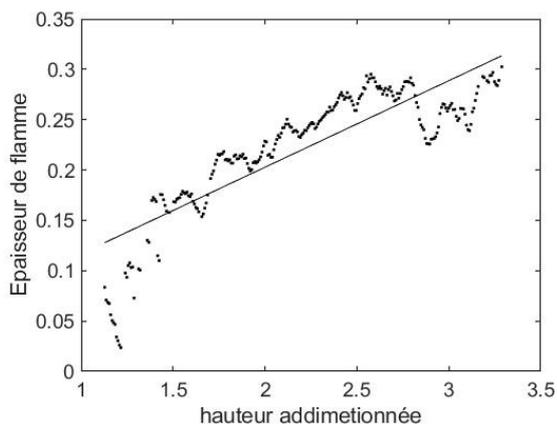
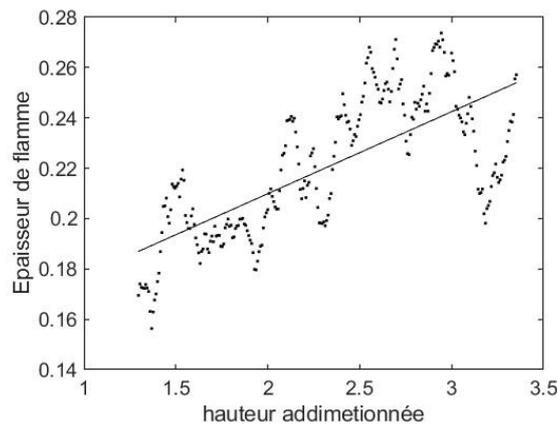
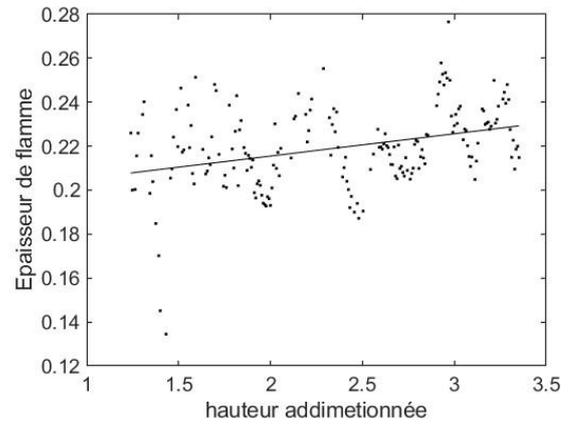
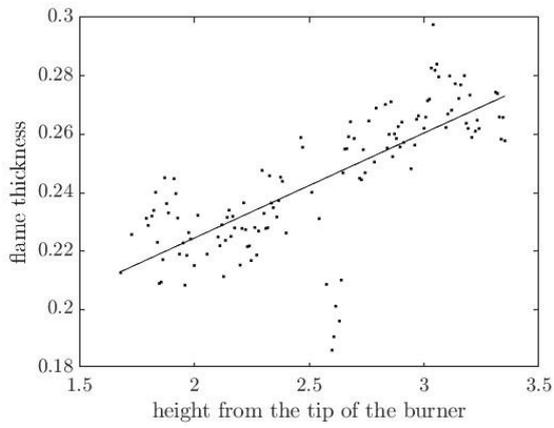
Les lignes sont les variations du CH<sub>4</sub> (de haut en bas en l/min : 1|1,2|1,4|1,6|1,8)

Les colonnes représentent la hauteur au-dessus du brûleur (de gauche à droite en mm : 10|18|26|34)



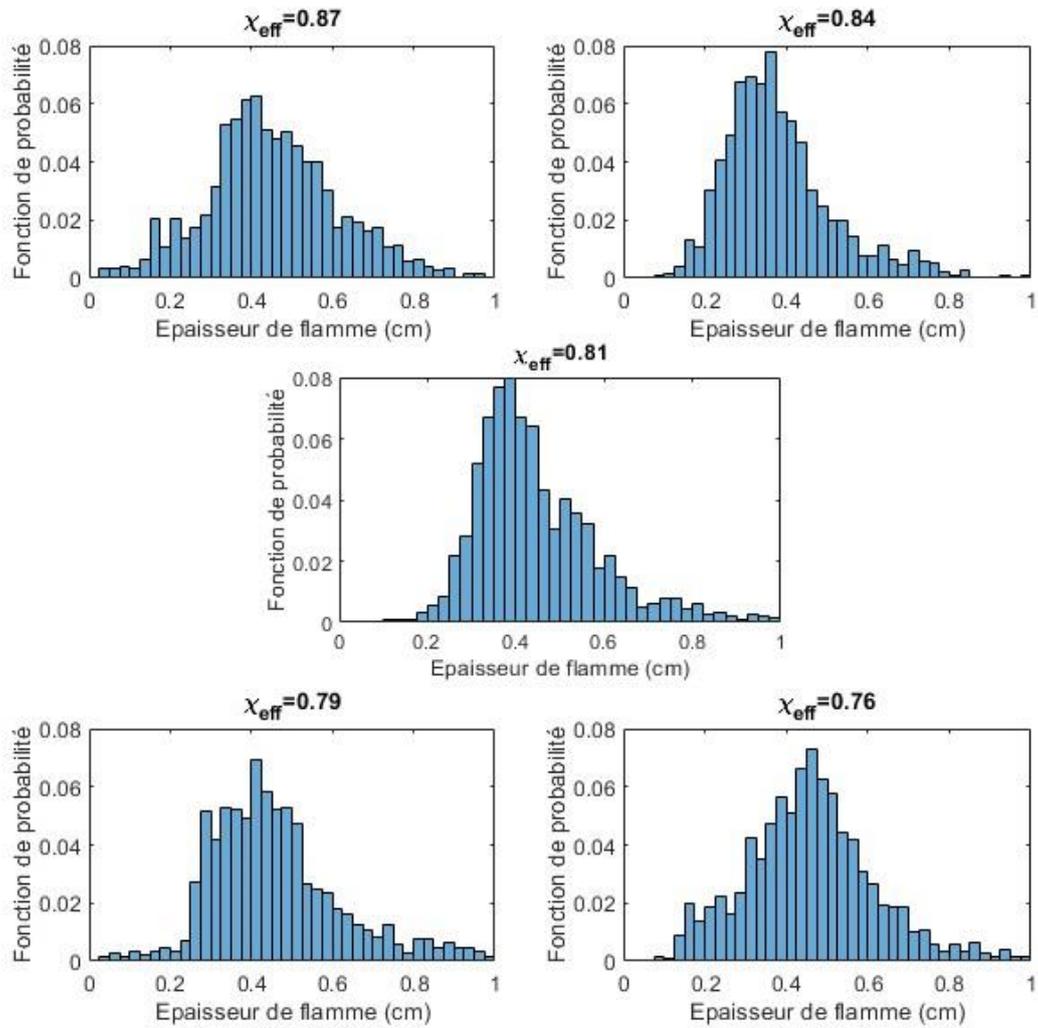
Annexe 2

Épaisseur de flamme pour différente efficacité oxydante ; dans le sens de lecture :  
0,76|0,79|0,81|0,84|0,87



Annexe 3

Fonction de probabilité sur l'épaisseur de flamme pour différente efficacité oxydante



## Samuel JEANJEAN

### Les carburants métalliques comme futurs vecteurs énergétiques décarbonés

L'urgence climatique exige une action immédiate pour lutter contre le réchauffement planétaire et ses conséquences dévastatrices. Cela implique de promouvoir activement les transports durables et les sources d'énergie propres afin de créer un avenir plus respectueux du climat. Il existe déjà de nombreuses sources d'énergie sans carbone. Cependant, la plupart d'entre elles sont intermittentes. Il est donc nécessaire d'avoir recours à des vecteurs énergétiques pour rendre ces solutions viables.

Ces vecteurs énergétiques permettent de stocker le surplus d'énergie pour lisser la production d'énergie en fonction de la demande. Un excellent candidat pour devenir ce vecteur est l'aluminium.

C'est dans ce contexte que l'étude de la combustion de poudre d'aluminium est primordiale.

L'objectif de cette thèse est d'avancer dans la compréhension des phénomènes physiques régissant cette réaction. Elle se concentre plus précisément sur la température de flamme. Pour étudier cette caractéristique, un brûleur de type Bunsen a été utilisé. Un système pyrométrique deux-couleurs est mis en place pour acquérir une cartographie de la température. Un changement de mode dans une flamme mixte aluminium/méthane/air a été observé en étudiant l'intensité de la flamme, la structure de la flamme, et l'épaisseur de flamme. Sur ce même brûleur, la limite d'inflammabilité, la vitesse de flamme et la température ont été observées pour différents taux d'oxygénation sur une flamme aluminium/air.

Mots clés : Combustion, Poudre, Aluminium, Température, Flamme prémélangée, Vecteur énergétique

### Sustainable metal fuels for future transportation

The climate emergency demands immediate action to combat global warming and its devastating consequences. This entails actively promoting sustainable transportation and clean energy sources to create a climate-responsible future. Although there are already many carbon-free energy sources, most of them are intermittent, necessitating the use of energy vectors to make these solutions viable. These energy vectors allow for the storage of surplus energy to smooth out energy production, according to demand. An excellent candidate to serve as such an energy vector is aluminum. In this context, the study of aluminum powder combustion becomes crucial.

The objective of this thesis is to advance the understanding of the physical phenomena governing this reaction, with a particular focus on flame temperature. To study this characteristic, a Bunsen-type burner was used, and a two-color pyrometric system was employed to acquire temperature mapping. A transition in flame mode was observed in an aluminum/methane/air mixed flame by studying flame intensity, flame structure, and flame thickness. Additionally, on the same burner, the flammability limit, flame speed, and temperature were observed for different oxygenation rates in an aluminum/air flame.

Keywords: Combustion, Powder, Aluminum, Temperature, Premixed Flame, Energy Vector



**CNRS-Orléans**  
**ICARE**  
**1c, Avenue de la recherche**  
**scientifique**  
**CS 50060**  
**45071 Orléans Cedex 2**  
**France**

