AUGMENTATION DU RISQUE D'EXPLOSION DE POUSSIERES SOUS L'EFFET DU RAYONNEMENT THERMIQUE

PROUST Christophe[a,c], Ben MOUSSA Rim[c], GUESSASMA Mohamed[b], SALEH Khashayar[c], FORTIN Jérôme[b]

a- Institut National de l'Environnement Industriel et des Risques, Parc Technologique ALATA, BP 2, 60550 Verneuil-en-Halatte, France

b- Université de Picardie Jules Verne, Laboratoire des Technologies Innovantes, LTI-EA 3899, Saint Quentin, 02000 France,

c- Sorbonne Universités, Université de Technologie de Compiègne, Laboratoire Transformations Intégrées de la Matière Renouvelable (UTC/ESCOM, EA 4297 TIMR), Centre de Recherche de Royallieu, CS 60319, 60203 Compiègne Cedex, France

Résumé

Dans ce travail sont présentés les moyens employés, des résultats et une analyse théorique relatifs à l'examen du rôle des échanges thermiques radiatifs dans le processus de propagation des flammes dans les nuages de gaz et de particules. Des configurations de prémélanges gazeux (méthane-air) ensemencés de particules inertes (SiC) et de nuages de particules d'aluminium et d'air ont été examinées. Les flux thermiques à travers le front de la flamme et la vitesse fondamentale de flamme ont été étudiés.

On a mis en évidence expérimentalement d'une part le potentiel d'augmentation de la vitesse fondamentale de flamme sous l'effet des transferts radiatifs et d'autre part confirmé le fait qu'une flamme rayonnante peut s'autoaccélérer brutalement.

Les outils théoriques disponibles permettent de tester des hypothèses explicatives comme le fait que le transfert de chaleur par rayonnement à travers la flamme agirait sur la vitesse de combustion comme dans un brûleur à récupération d'enthalpie. Mais l'accord constaté n'est que qualitatif actuellement. On pense que le modèle de transfert radiatif employé est une limite importante. Un critère permettant d'identifier les situations où ces accélérations brutales sont possibles a été proposé (nombre de Boltzmann donné par l'expression (3) plus grand que 20).

Mots-clés : flammes de poussières, explosion de poussières, rayonnement thermique et combustion

1. Introduction

Les mêmes auteurs présentaient en 2013 (Proust et al., 2013) un questionnement relatif au rôle potentiel du rayonnement thermique dans les processus de propagation des flammes dans les nuages de poussières. Ils insistaient sur ce fait qu'il ne s'agit pas simplement d'une question académique, par ailleurs passionnante à bien des égards, mais aussi d'une préoccupation très pratique.

En effet, on sait depuis une trentaine d'année que le processus de propagation des flammes dans de nombreux types de nuages de poussière est dominé par les transferts de chaleur par conduction, comme dans les nuages de gaz. De ce fait, les techniques de prévention/protection développées pour les explosions de gaz ont été « transférées » vers les explosions de poussières. Implicitement, cela suppose que les phénoménologies de propagation des flammes soient très proches. Or, même les théories des flammes appliquées aux prémélanges gazeux soulignent la grande instabilité des flammes (Williams F.A., 1985). De petites excursions de la température de combustion (10%) pourraient soit éteindre la flamme,

(Joulin, 1981) soit au contraire…induire une transition vers la détonation (Liberman et al., 2015). Le rayonnement thermique, quand bien même ne dominant pas le processus de propagation, est suspecté d'être capable de produire ces instabilités et d'induire des effets d'explosion très violents (Proust et al., 2013). Cette possibilité avait d'ailleurs été clairement évoquée lors de l'enquête sur l'explosion de Buncefield (HSL, 2009). Outre la violence inattendue de ces explosions, il est probable que les modes d'accélération de la combustion pourraient être activés par la mise en fonctionnement de dispositifs de protection : l'ouverture d'un évent pourrait changer brutalement la géométrie de la flamme par l'effet de l'onde de détente et renforcer l'effet du rayonnement ; l'injection d'une poudre inerte pourrait à la fois plisser la flamme (turbulence) et fournir un médium capable de transmettre du rayonnement…

Dans cet article, on présente des résultats expérimentaux qui ont permis de quantifier l'effet du rayonnement sur le processus de propagation des flammes et, pour la première fois peut-être, de mettre en évidence une accélération « naturelle » brutale de la flamme qui pourrait être attribuée à l'influence du rayonnement thermique. Puis une analyse est proposée dans le but d'identifier les types de nuages de poussières dont le processus de combustion pourrait être affecté par le rayonnement thermique.

2. Quelques résultats expérimentaux

2.1 Installation expérimentale

Des expériences ont été conduites (Proust et al., 2017) dans un tube vertical de 10 cm de diamètre et de 1,5 m de long dans lequel la suspension est introduite au moyen d'un système à lit fluidisé (figure 1). Lors de la propagation de la flamme, le sommet du tube est fermé, le bas est totalement ouvert et l'amorçage est provoqué près de l'extrémité ouverte au moyen d'une étincelle pyrotechnique (60 J): la flamme se propage alors de bas en haut. Dans cette configuration, la flamme est dite « libre », au sens où elle n'est pas soumise à la force d'expansion des gaz brûlés. Il est possible d'extraire de sa vitesse et de sa forme la vitesse fondamentale de la flamme et de mesurer d'autres paramètres comme le flux thermique rayonné dans les gaz brûlés.

L'instrumentation (figure 2) comporte :

- une caméra vidéo rapide (1000 i/s) permet à la fois de déterminer avec précision la vitesse et la forme/surface du front de la flamme. La forme et la vitesse du front sont extraites par traitement d'image ce qui permet de déduire la vitesse fondamentale de la flamme grâce à la méthode dite du « tube » (Andrews, Bradley, 1972) ;
- une sonde à ionisation qui détecte la zone de réaction vive de la flamme (oxydation) ;
- une photodiode (visible et proche infrarouge) dont le faisceau est collimaté par un tube long de 4 cm et de diamètre interne 1 mm. Ce faisceau est perpendiculaire à la direction de propagation de la flamme. Le capteur ne « voit » pas la flamme. L'objectif est d'étudier le mode de transmission du rayonnement thermique dans le nuage de poussière en amont du front de flamme ;
- un fluxmètre capable de ne mesurer que le rayonnement thermique. Il s'agit d'une technologie de « couche mince » associant de part et d'autre d'une fine couche de polymère des thermocouples branchés en opposition. L'écart de température fourni le flux thermique qui traverse la pellicule de polymère. L'alternance des bandes claires et sombres permet de mesurer le flux total d'une part et le flux convectif uniquement d'autre part. La différence entre les deux, opérée par un branchement en opposition des thermocouples associés à ces bandes, permet d'obtenir le flux rayonné.

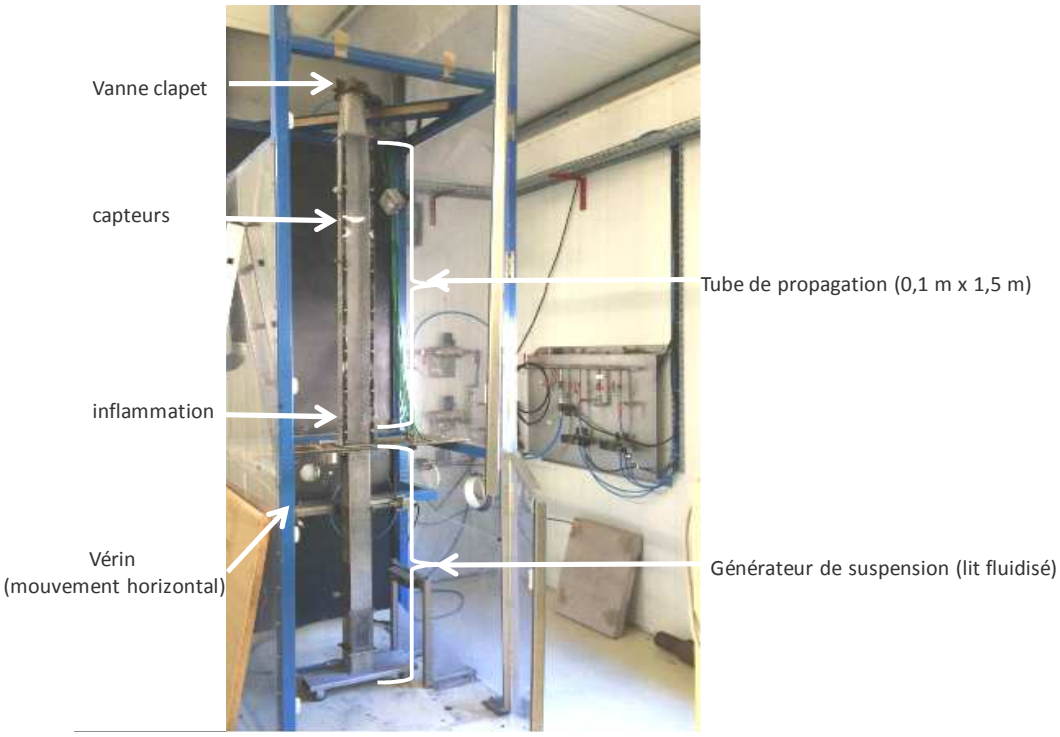


Figure 1. Installation d'essai employée pour étudier l'effet du rayonnement thermique lors de la propagation de « flammes de poussières »

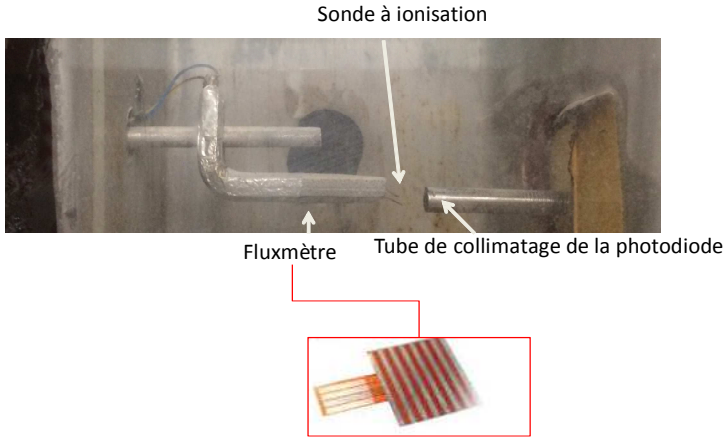


Figure 2. Instrumentation de la flamme

Avec cette installation, la concentration massique de particules par unité de volume de nuage est déduite du rapport entre la perte de masse du générateur de particules (entre le début et la fin de l'expérience) et le volume de gaz qui a traversé le tube pendant le remplissage.

Les expériences ont été conduites avec des mélanges méthane-air ensemencés de particules d'alumine et de carbure de silicium et avec des suspensions de particules d'aluminium dans l'air. On présente dans ce qui suit uniquement les résultats relatifs au carbure de silicium et à l'aluminium.

2.2 Résultats

Les caractéristiques des nuages sont fournies dans le tableau 1. La situation du nuage de prémélange gazeux ensemencé de particules inertes peut représenter l'interaction d'un agent d'extinction avec un nuage de gaz ou encore la propagation d'une flamme dans un nuage de poussières et d'air dont les

particules ne se dévolatilisent que partiellement laissant des résidus solides traverser le front de flamme. Celle des nuages de poussières d'aluminium et d'air correspond à des cas pratiques où de sévères explosions ont été observées.

Table 1. Caractéristiques des suspensions étudiées

Particules	Masse volumique (kg/m^3)	Diamètre de Sauter (µm)	gaz
SiC	3210	15	CH_4-air
Al	2700	10	air

Un exemple de signaux est présenté sur la figure 3 présentant les évolutions du flux thermique, de la tension délivrée par la sonde à ionisation et par la photodiode collimatée lors du passage de la flamme se propageant dans un mélange méthane-air stœchiométrique ensemencé de 500 g/m^3 de particules de SiC. On constate que le flux thermique maximal est atteint un peu après le passage de la zone de combustion tel que détecté par la photodiode (100 ms plus tard) ce qui pourrait être la conséquence du temps de réponse du fluxmètre (donné pour moins de 100 ms). Cependant le maximum du signal de la photodiode correspond aussi à celui du fluxmètre alors que son temps de réponse est quasi nul. Il est possible dans ce cas que le flux est maximal lorsque le capteur est totalement environné de particules de SiC très chaudes c'est-à-dire à l'intérieur des gaz brûlés juste en aval du front de combustion. Le passage du front de flamme sur le capteur est visible par un petit décrochement sur le front montant du signal du fluxmètre. Par rapport à une flamme se propageant dans le mélange méthane air seul, habituellement peu lumineuse, la colonne de gaz brûlés émet un rayonnement visible intense (figure 3-droite).

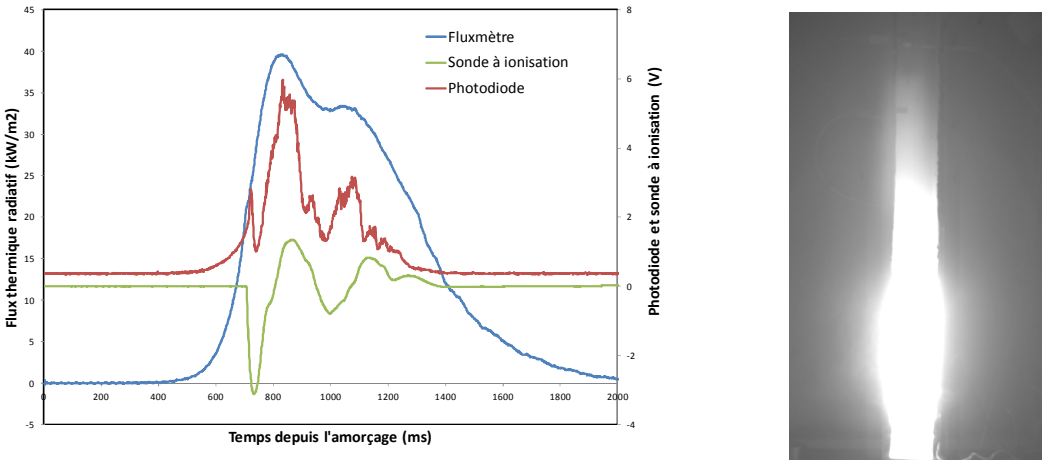


Figure 3 : signaux délivrés par le fluxmètre, la sonde à ionisation et la photodiode lors du passage de la flamme (mélange méthane air 10% CH_4+500 g/m^3 SiC à gauche et 70 g/m^3 à droite)

On présente sur la figure 4, les évolutions respectives des vitesses fondamentales de flamme et du flux thermique maximal en fonction de la concentration de SiC dans le cas de la flamme méthane-air stœchiométrique. On constate une augmentation de la vitesse fondamentale de la flamme pour une concentration de particules comprise entre 50 et 150 g/m^3. Au-delà, la vitesse fondamentale de flamme baisse. Parallèlement, le flux thermique radiatif mesuré semble présenter un maximum dans cette même gamme de concentrations. Il est donc possible que l'augmentation du flux radiatif soit reliée à cet

accroissement de la vitesse fondamentale de la flamme. Ce point confirmerait les prédictions de Joulin (Joulin, 1986).

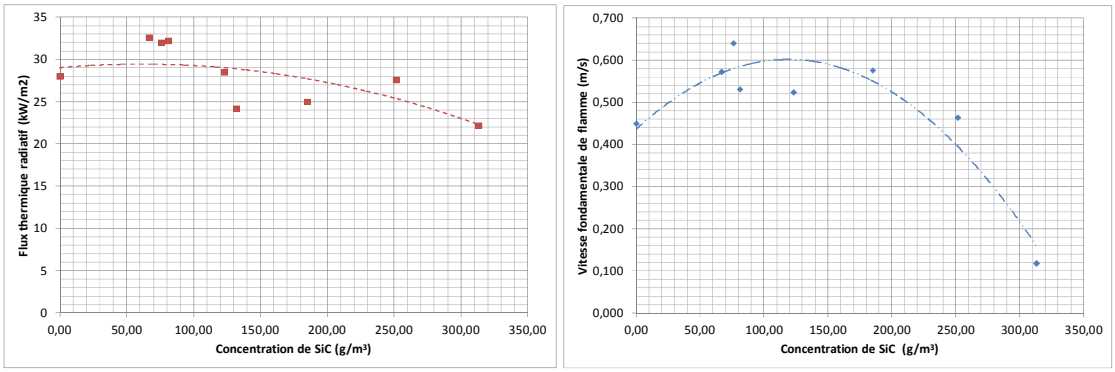


Figure 4 : évolutions comparées du flux thermique rayonné et de la vitesse fondamentale de la flamme (mélange méthane air 10% CH_4 ensemencé de particules de SiC)

Des expériences semblables ont été conduites avec des suspensions de particules d'aluminium et d'air. Les mesures de flux thermiques ont jusqu'alors été infructueuses car elles obstruent entièrement la cellule du capteur. En revanche, on a constaté un changement radical dans la propagation de la flamme à mesure que la concentration de la suspension augmente (figure 5). Ainsi pour une concentration plus petite que 500 g/m^3, la flamme se propage à vitesse constante (vers 1 m/s) alors qu'au-delà la flamme s'accélère de 1 m/s à 50 m/s en moins d'un mètre… Les auteurs avaient déjà observé (et même été victimes de…) ce phénomène par le passé mais ne l'avaient jamais visualisé. Des dégâts assez significatifs à l'installation ont été constatés comme les fois précédentes.

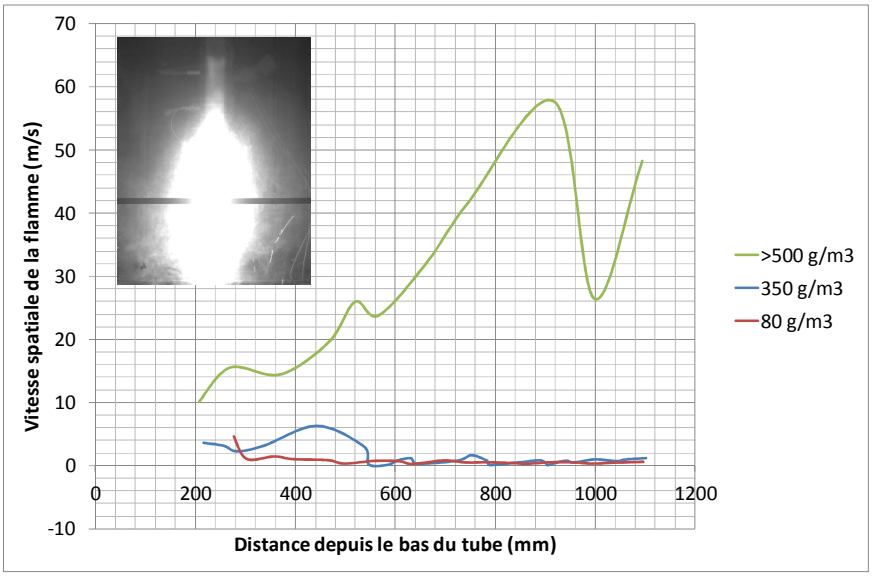


Figure 5 : vitesses spatiales de la flamme se propageant dans un mélange particules d'aluminium et d'air (la photo correspond à l'expérience avec une concentration plus grande que 500 g/m^3)

La constatation selon laquelle, pour des flammes dans laquelle le transfert de chaleur par rayonnement thermique est dominant, les processus de propagation sont nettement dépendants de la concentration de particules serait en accord avec certaines projections théoriques (Deshaies et Joulin, 1985 ; Blouquin et Joulin, 1996).

3. Interprétation

L'étude théorique de ce type de flamme reste extrêmement complexe (Ben Moussa et al., 2017) et de nombreuses approximations sont nécessaires pour parvenir à conduire un examen phénoménologique. L'une d'entre elles, la principale peut-être, consiste à supposer que le transfert radiatif suit la loi dite de Beer-Lambert d'une part et que d'autre part le flux thermique émis par le front de flamme correspond à celui d'une surface solide uniforme portée à la température théorique de la combustion. Au minimum le champ d'application réel de ces hypothèses devrait être précisé (Ben Moussa, 2015).

Quelque que soient les mélanges réactifs considérés, les deux modes de transferts de chaleur entre les produits de combustion et les réactifs, conduction et rayonnement thermiques, coexistent. On a présenté en 2013 (Proust et al., 2013), un modèle assez simple qui permet de prendre en compte ces deux modes d'échange et il a été suggéré qu'une forte accélération de la flamme pourrait être observée dans le cas où le front serait inversé (« flamme tulipe ») par exemple par une onde de pression incidente provenant des réactifs. Si la flamme reste plane ou convexe aucun phénomène d'accélération n'apparaîtrait. Par ailleurs l'augmentation de la concentration ne se traduit pas par une accélération de la flamme.

Au contraire, au cours des expériences avec les particules d'aluminium, le front de flamme est resté relativement convexe et un effet marqué de la concentration a été noté avec un seuil d'accélération au-delà de 350 g/m^3. Une tentative d'analyse est proposée sur la base des travaux déjà anciens de l'Université de Poitiers. Le modèle de base est celui d'une flamme dans laquelle un équilibre s'établit entre la puissance thermique dégagée par la combustion, sous la forme d'une loi d'Arrhenius, et celle transmise par conduction vers les réactifs. C'est le modèle classique de Le Chatelier. Cet équilibre peut être perturbé par d'autres types d'échanges, par exemple le rayonnement entre les produits de combustion et les réactifs. On peut montrer en utilisant la méthode des « développements asymptotiques raccordés » (Williams, 1985) que le rapport entre la vitesse fondamentale de la flamme « perturbée », S_l, et celle de la flamme non perturbée, S_{lad}, est :

$$K_o = \frac{S_l}{S_{lad}} \approx \exp\left(\frac{-E}{2 \cdot R.T_{ad}^2} * \Delta T\right) \qquad (1)$$

où $\Delta T = T_{ad} - T_b$ est l'écart de température maximale de flamme, T_{ad} la température adiabatique de combustion (=température maximale de la flamme non perturbée) et T_b la température maximale de la flamme perturbée, E l'énergie d'activation de la réaction de combustion et R la constante des gaz parfaits.

Joulin (Joulin, 1986) a cherché une expression pour ΔT à partir des hypothèses suivantes : la distance caractéristique des échanges de chaleur par rayonnement thermique, l_p, est plus grande que l'épaisseur conventionnelle de la flamme, δ_f, les particules et le gaz sont en équilibre thermique et l'équation de transfert radiatif de Eddington est employée ce qui suppose notamment un transfert unidirectionnel (équation généralisée de Beer-Lambert). Sous ces hypothèses, la puissance est prélevée dans les produits de combustion et est transférée dans les réactifs ce qui a pour effet de les préchauffer. La température dans le front de flamme augmente et donc la vitesse fondamentale de la flamme (équation (1)).

$$\delta_f < l_p \quad \text{avec} \quad l_p = \frac{2 \cdot \rho_p \cdot d_p}{3 \cdot Q_{abs} \cdot \sigma_p} \quad \text{et} \quad \delta_f \approx \frac{\lambda}{\rho_0 . C_p . S_{lad}} \qquad (2)$$

où ρ_p la masse volumique du matériau, σ_p la concentration volumique de particules, d_p le diamètre des particules.

Ce principe correspond en quelque sorte à celui du brûleur à récupération d'enthalpie. L'équation finale est :

$$K_0 = \exp(q / K_0) \qquad \text{avec} \qquad q \approx \frac{E}{R.T_{ad}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{Q_{abs}}{Q_{ext}}}}{\sqrt{3}} \cdot \frac{4.\sigma_0.\left(T_{ad}^4 - T_0^4\right)}{\rho_0.Cp.S_{lad}.T_{ad}} \quad (3)$$

où Q_{abs} et Q_{ext} sont les coefficient d'absorption et d'extinction du rayonnement (rayonnement « gris ») qui dépendent de la nature des particules et du rapport entre la taille des particules et la longueur d'onde caractéristique du rayonnement, Cp est la chaleur spécifique du mélange et ρ_0 sa masse volumique (réactifs froids à la température T_0) et σ_0 la constante de Stefan-Boltzmann. Le paramètre q est un nombre de Boltzmann. La représentation graphique de cette expression est fournie sur la figure 6.

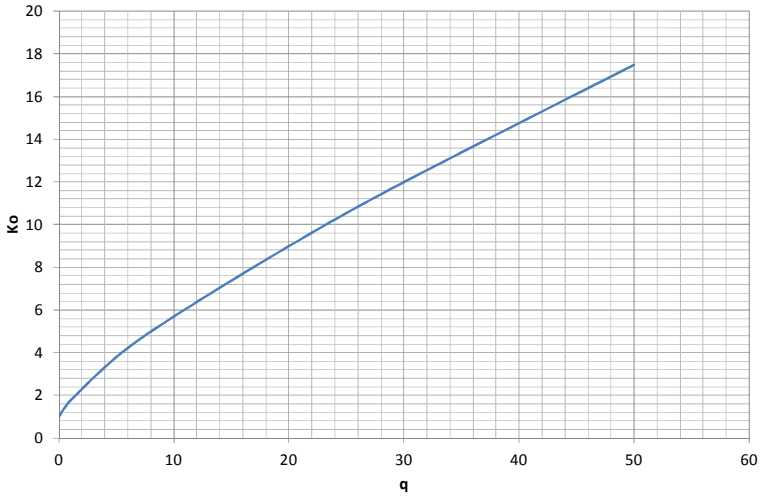


Figure 6 : évolution de K_0 en fonction de q

Une application est proposée pour le cas des flammes de prémélange méthane-air ensemencés de particules de SiC (figure 7). On a pris pour cela, les valeurs de E/R et T_{ad} proposées par Coffee et al (Coffee et al., 1983) soit E/R=14500 K et T_{ad}=2231 K pour le mélange gazeux seul. T_{ad} et ρ_0 sont recalculés pour tenir compte de la présence des particules en supposant un mélange adiabatique et l'expression (1) est employée pour recalculer S_{lad} à partir de la nouvelle valeur de T_{ad}. On constate un accord qualitatif avec les données des essais (figure 7). On a pris Q_{abs}=0,65 et Q_{ext}=2. Les sources d'écart sont d'une part l'hypothèse d'équilibre thermique entre les particules et le gaz, question traitée par ailleurs par le même auteur (Joulin et Cambray, 1987) qui n'explique cependant qu'une part modeste de l'écart, mais surtout l'approximation d'Eddington qui suppose un transfert unidirectionnel du rayonnement. Il faudrait sans doute introduire une sorte de facteur de forme qui dépendrait de l_p et de la taille du confinement.

Il est plus difficile d'appliquer ce modèle aux nuages de particules d'aluminium et d'air, car le paramètre E/R n'est pas connu. Comme cependant les vitesses fondamentales de flamme mesurées dans des petits équipements, pour lesquels le rayonnement thermique devrait peu intervenir, sont comparables à celles des prémélanges gazeux, on peut choisir comme ordre de grandeur $E/R.T_{ad}$=10. Avec Q_{abs}=1 et Q_{ext}=2, S_{lad} =0,3 m/s, T_{ad}=3300 K on estime alors que K_0 peut atteindre 10. On calcule par ailleurs (figure 8) que l_p devient comparable au rayon du tube (5 cm) pour une concentration de particules voisine de 300 g/m^3

ce qui signifie que la récupération d'enthalpie par les réactifs ne devient opérationnelle qu'autour de cette concentration. Cela correspond effectivement au seuil de concentration au delà duquel une accélération rapide de la flamme a été constatée expérimentalement.

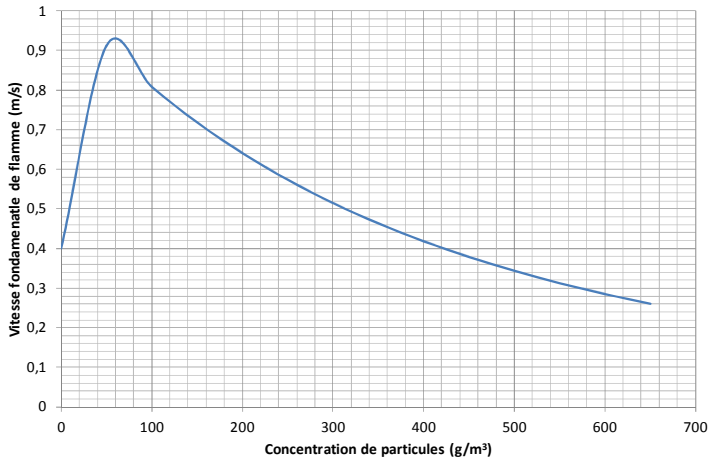


Figure 7 : estimation de l'évolution de la vitesse fondamentale de la flamme se propageant dans un mélange stœchiométrique méthane-en fonction de la concentration de particules de SiC

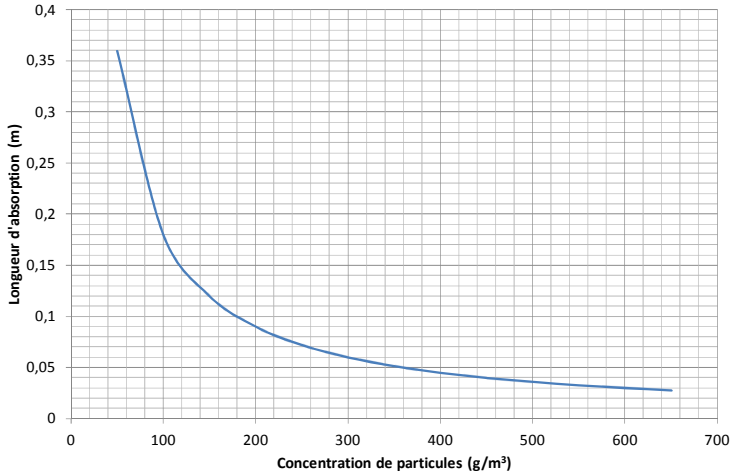


Figure 8 : évolution de la longueur d'absorption du rayonnement thermique dans une suspension de particules d'aluminium (d_p=10 microns)

Cette explication justifierait un accroissement de la vitesse de la propagation de la flamme en fonction de la concentration mais ne suffit toutefois pas à expliquer pourquoi la flamme ne se propage plus à vitesse constante mais accélère le long du tube. On pourrait à nouveau utiliser les théories des développements asymptotiques raccordés pour cela comme le propose Deshaies (Deshaies et Joulin, 1989).

Dans cet article, les auteurs tentent d'expliquer pourquoi, dans certaines circonstances, une flamme de prémélange gazeux s'accélère spontanément dans un tube. Ils partent du constat que lorsqu'une flamme se propage dans un tube, elle met en mouvement les réactifs en amont. Cette mise en mouvement est opérée par des ondes de pression ce qui se traduit par une compression des réactifs donc une augmentation de la température. Si l'augmentation de température est trop forte, elle induit d'elle-même une accélération de la combustion (via équation (1)), donc de la pression en amont et l'accélération

continue d'elle-même. Un raisonnement comparable à celui conduit pour le rayonnement thermique pour tenter de traiter cet aspect. Il en ressort que l'accélération est continue si :

$$K_0 \cdot \frac{E}{R.T_{ad}} \cdot \frac{S_{lad}}{a_{son}} \cdot \frac{\left(T_{ad} - T_0\right)}{T_{ad}} \geq 1 \quad (4)$$

où a_{son} est la vitesse du son dans les réactifs froids (340 m/s). Avec les ordres de grandeur donnés ci-dessus, on calcule que l'accélération continue pourrait se produire pour K_0 de l'ordre de 100. Cette valeur pourrait être facilement obtenue en associant à la fois un plissement modéré de la flamme (turbulence/élongation) et l'effet amplificateur du rayonnement. Il a notamment été remarqué que l'augmentation de la surface de la flamme pendant le processus de formation de la flamme autour du point d'amorçage pouvait conduire à une augmentation de la surface du front dans un facteur 10 (Kerampran, 2000). Ce processus couvre la période de développement sphérique autour du point d'inflammation, l'allongement du front vers les extrémités du tube à mesure que les bords de la flamme se rapproche de la paroi, jusqu'à l'extinction de ces derniers.

Si on admet cette analyse alors la contribution du rayonnement à la propagation des flammes dans les nuages de particules conduirait à des explosions sévères et non contrôlées dès lors que l'effet d'amplification du au rayonnement thermique seul (celui de la figure 6) dépasse 10. On constate que cette valeur correspondrait à un nombre de Boltzmann (q) de l'ordre de 20. Cependant pour que ce phénomène se manifeste, il faut également que la taille de l'installation soit plus grande que la longueur de pénétration du rayonnement dans le nuage. Il devrait donc y avoir un effet d'échelle.

4. Conclusions et perspectives

Dans ce travail sont présentés les moyens employés, des résultats et une analyse théorique relatifs à l'examen du rôle des échanges thermiques radiatifs dans le processus de propagation des flammes dans les nuages de gaz et de particules. Des configurations de prémélanges gazeux (méthane-air) ensemencés de particules inertes (SiC) et de nuages de particules d'aluminium et d'air ont été examinées. Les flux thermiques à travers le front de la flamme et la vitesse fondamentale de flamme ont été étudiés.

On a mis en évidence expérimentalement d'une part le potentiel d'augmentation de la vitesse fondamentale de flamme sous l'effet des transferts radiatifs et d'autre part confirmé le fait qu'une flamme rayonnante peut s'autoaccélérer brutalement.

Les outils théoriques disponibles permettent de tester des hypothèses explicatives comme le fait que le transfert de chaleur par rayonnement à travers la flamme agirait sur la vitesse de combustion comme dans un brûleur à récupération d'enthalpie. Mais l'accord constaté n'est que qualitatif actuellement. On pense que le modèle de transfert radiatif employé est une limite importante. Un critère permettant d'identifier les situations où ces accélérations brutales sont possibles a été proposé (nombre de Boltzmann donné par l'expression (3) plus grand que 20).

Il semble indispensable de poursuivre les travaux à la fois sur les outils théoriques et sur le volet expérimental. Sur le premier point une thèse est en cours d'achèvement au cours de laquelle une méthode numérique par éléments discrets a été mise en place (Ben Moussa et al., 2015) pour faire le lien entre la microphysique de la flamme et son comportement macroscopique. Au plan expérimental, il est prévu de poursuivre les expériences dans des configurations tubulaires en variant le diamètre de l'installation et les concentrations.

Références

Andrew G.E., Bradley D., 1972, The burning velocity of methane-air mixtures, Comb. and Flame, vol. 19, pp. 275-288.

Ben Moussa R., Proust C., Guessasma M., Saleh K., Fortin J., 2015, Modeling of thermal radiation in metal dust flames, communication in the 25th ICDERS, Leeds, UK, July 2015.

Ben Moussa R., Proust C., Guessasma M., Saleh K., Fortin J., 2017, Physical mechanisms involved into the flame propagation process through aluminium dust clouds : a review, J. Loss Prev. Process Ind., 45, pp. 9-28.

Blouquin R., Joulin G., 1996, Propagation limits of dust air flames diluted by additions of inert solid particles, Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, pp. 1565–1570.

Cassel H. M., Das Gupta A. K. and Guruswamy S., 1949, Factors affecting flame propagation through dust clouds, 3rd Symposium (International) on Combustion, pp. 185-189.

Coffee T.P., Kotlar A.J., Miller M.S., 1983, The overall reaction concept in premixed laminar, steady-state flames, Comb. and Flame, vol. 54, pp 155-169.

Deshaies B., Joulin G., 1985, Radiative transfer as a propagation mechanism for rich flames of reactive suspensions. SIAM J. of Applied Math., 46, pp. 561–581.

Deshaies B., Joulin G., 1989, Flame-speed sensitivity to temperature changes and the deflagration-to-detonation transition, Combustion and Flame, 77, pp. 201–212.

HSL, 2009, Research Report RR718.

Joulin G., 1981, Asymptotic analysis of non-adiabatic flames: Heat losses towards small inert particles, Symposium (International) on Combustion, 18, pp. 1395-1404.

Joulin G., 1986, On radiation-affected flame propagation in gaseous mixtures seeded with inert particles, Combustion Science and Technology, 47, pp. 299-315.

Joulin G., Cambray P., 1987, Temperature-Lags and Radiative Transfer in Particle-Laden Gaseous Flames Part II: unsteady propagations, Combustion Science and Technology, 52, pp. 397-412.

Kerampran S., 2000, Etude des mécanismes d'accélération des flammes se propageant depuis l'extrémité fermée vers l'extrémité ouverte de tubes horizontaux de longueur variable, thèse de docteur de l'Université de Poitiers soutenue le 14 décembre 2000 à Poitiers

Liberman M.A., Ivanov M. F., Kiverin A.D., 2015, Effects of thermal radiation heat transfer on flame acceleration and transition to detonation in particle-cloud hydrogen flames, J. Loss Prev. Process Ind., 38, pp. 176-186.

Proust C., Ben Moussa R., Guessasma M., Saleh K., Fortin J., 2017, Thermal Radiation in Dust Flame Propagation, J. Loss Prev. Process Ind., in press.

Proust C., Guessasma M., Saleh K., Fortin J., 2013, Amplification des effets des explosions sous l'effet du rayonnement thermique, XIVeme congrès of SFGP, Lyon, oct 2013, France.

Williams F.A., 1985, Combustion theory : 2nd edition, Benjamin/Cummings

Remerciements

Les auteurs remercient la Région Hauts de France pour son soutien à ce projet.