



UNIVERSITÉ D'ORLÉANS



ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

Laboratoire CNRS-ICARE

THÈSE présentée par :
Homan CHEIKHRAVAT

Soutenu le 25 Septembre 2009

Pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université d'Orléans**

Discipline : Energétique – Mécanique des fluides

**Etude expérimentale de la combustion de
l'hydrogène dans une atmosphère
inflammable en présence de gouttes d'eau**

M. C-E. PAILLARD
Mme. N. CHAUMEIX
Mme G. DUPRE
M. J-L. CONSALVI
M. D. DESBORDES
M. A. BENTAIB
Mme. J. MALET
M. J. EYINK

Professeur Emérite de l'Université d'Orléans – *Directeur de thèse*
Chargée de recherche ICARE – *Co-directrice de thèse*
Professeur de l'Université d'Orléans – *Présidente du Jury*
Maître de Conférences à l'Université de Marseille – *Rapporteur*
Professeur de l'Université de Poitiers – *Rapporteur*
Ingénieur-Chercheur – Institut de Radioprotection et Sûreté Nucléaire – *Tuteur*
Ingénieur-Chercheur – Institut de Radioprotection et Sûreté Nucléaire
Docteur – AREVA NP GmbH - Allemagne

Remerciements :

Une minuscule goutte d'eau isolée, aussi vaillante soit-elle, ne pourrait tenir tête bien longtemps face aux pièges de la science... Il n'y a donc que l'association des petites gouttelettes inexpertes, aux côtés des grandes gouttes sages, qui soit capable de rivaliser avec pareille mission !

J'adresse donc mes plus sincères remerciements à Monsieur Paillard et à Nabih Chaumeix pour l'idée, l'encadrement et leur apport scientifique immense. D'un point de vue humain aussi, vous m'avez enseigné beaucoup de choses et même si je finis par oublier le sens de toutes ces équations, je garderai le goût bienveillant de votre contact. Un grand merci à toi Ahmed pour la direction assidue et sympathique de cette thèse dans son contexte industriel. Je remercie également Monsieur Caroli et Alexandre Bleyer, comme l'ensemble de l'équipe avec qui j'ai travaillé à l'IRSN. Le dialogue entre l'IRSN et le CNRS était extrêmement formateur et riche pour l'étudiant comme pour la personne.

J'exprime ma gratitude à Monsieur Consalvi et Monsieur Desbordes pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse. Vous avez fait preuve d'une extrême réactivité et je vous remercie infiniment pour cela. Merci aussi à Gabrielle Dupré d'avoir présidé le jury lors de la soutenance et pour les corrections très méticuleuses qu'elle m'a suggérées.

Il m'est impossible d'imaginer une thèse expérimentale sans équipe technique solide. Henri, Stéphane Jolivet et Delacenserie, Laurent, Jacques, Fabrice et Mahmoud, vous avez tout simplement rendu les choses possibles, au quotidien ! Merci pour votre patience, votre savoir et pour toutes les astuces techniques que vous m'avez apprises. C'est incroyablement utile au quotidien et dans mon nouveau travail... Comment parler d'équipe technique sans évoquer son roi : Alain Quilgars. Tu es un magicien de la matière et je pèse mes mots ! J'espère que tu pourras transmettre une partie de ton savoir à un apprenti chanceux.

Globalement, c'est à tout le personnel du laboratoire que j'adresse mes plus chaleureux remerciements. Merci à Murielle, Jeanine et Pâquerette, vos mains expertes, dans tout ce qui présente un format A4, sont indispensables aux thésards perdus. J'adresse aussi un message d'espoir à Joël Page, pour qu'il continue à s'épanouir pleinement dans ce qu'il fait et j'invite d'ailleurs les lecteurs à découvrir ses livres au style stratosphérique.

Ce qui reste et qui continue de vivre, mais hors des pages de cette thèse, c'est la complicité et la solidarité des amis que j'ai rencontré durant cette période. Un clin d'œil tout particulier à Fabien Jouot, puisqu'on a partagé la même barque depuis le début de toute cette aventure... Merci à Pablo, qui sait que quand l'appétit va tout va et à Kodjo « The funky student », dont on espère qu'il va nous révéler un jour sa vraie identité. J'ai aussi une pensée pleine de chaleur pour Ludivine, Angélique, Emmanuel Chabut, Géraldine, Ludovic, Nicolas, Rémi, Mayuresh, Thomas D., Florian, Delphine, Davy, Jill's, Cécile, Elsa et Jérémy. C'est certes à cause de vous qu'on a parfois du mal à se lever, mais c'est également grâce à vous que les journées sont plus agréables... Longue et heureuse vie à vous tous !

Hors des portes du laboratoire mais jamais trop loin, Il y a Hendi à qui je glisse un grand merci officiel entre deux tapes dans le dos.

Le grand merci du cœur revient à ma famille. Mon père a stimulé mon goût pour la nature et la science dès l'enfance et c'est certainement pour comprendre ce qu'est le feu, intrinsèquement, que je me suis orienté vers ces études. Ma sœur et ma mère ont été d'un soutien inébranlable, un repère solide et absolu lorsque que le doute rôdait.

A Boris Vian, à la vie Jazz,

Table des matières

CHAPITRE I : Synthèse bibliographique

1 Introduction	19
2 Généralités sur les sprays	21
2.1 Contexte général	21
2.2 SPraYS	22
2.2.1 L'atomisation	23
2.2.2 Impact entre deux gouttes	29
2.2.3 Nombres sans dimension	29
2.2.4 Rapport massique Air / Liquide :	31
2.2.5 Description de la taille des gouttes	32
2.2.6 Méthode de production des brouillards d'eau :	34
2.3 Diagnostics associés à la caractérisation des brouillards	37
2.3.1 L'Anémométrie Phase Doppler	37
2.3.2 Diffraction de la lumière	38
2.3.3 La Vélocimétrie par Image de Particules	39
2.4 Vaporisation des gouttelettes	40
2.4.1 Loi en d^2	41
2.4.2 Limitation du modèle en d^2	43
2.4.3 Impact de la vaporisation des gouttes sur le milieu	44
3 Rappel des principales caractéristiques des flammes laminaires de prémélange	46
3.1 Introduction	46
3.2 Structure de la flamme	47
3.2.1 Modèle thermique : Loi de Mallard et Le Châtelier	48
3.2.2 Modèle de diffusion Thermique et massique	49
3.2.3 Energie d'activation et nombre de Zeldovich	50
3.2.4 Épaisseur de la flamme laminaire	50
3.3 L'étirement de la flamme	52
3.4 Cas des flammes sphériques	53
3.5 Influence des conditions initiales sur la propagation des flammes	55
3.5.1 pression initiale	55
3.5.2 composition initiale	56
3.5.3 température initiale	58
4 interaction flammes - gouttelettes d'eau	59
4.1 Rôle du spray sur la combustion	60
4.1.1 Refroidissement des gaz	60
4.1.2 Blocage des radiations thermiques	60
4.1.3 Déplacement de l'oxygène	61
4.1.4 Dilution des réactifs	61
4.1.5 Effets cinétiques	62

4.1.6 Abaissement de la pression de l'enceinte de confinement-----	63
4.1.7 homogénéisation du mélange des réactifs -----	64
4.1.8 Création d'une turbulence supplémentaire-----	65
4.2 Importance du nombre de stokes-----	66
4.3 Quantification de l'action du brouillard sur la flamme-----	69
4.3.1 Cas des flammes lentes -----	69
4.3.2 cas des flammes fortement accélérées -----	72
4.4 Rôle de l'aspersion dans les centrales nucléaires -----	74
4.4.1 Travaux antérieurs menés à l'IRSN par Jeanne Malet -----	74
4.4.2 Scénarios envisagés en cas d'accident grave -----	76
5 Détermination des tailles de gouttes à utiliser expérimentalement -----	78
5.1 Diamètre optimal en régime laminaire-----	79
5.2 Diamètre optimal pour une flamme accélérée -----	80
Conclusion du chapitre I-----	83

CHAPITRE II : Dispositifs expérimentaux

1 Bombe sphérique – SF₂ -----	87
1.1 Description des éléments constitutifs de l'enceinte-----	87
1.2 Description des équipements de gaz associés -----	89
1.2.1 Système de vide -----	89
1.2.2 Système d'introduction des gaz-----	89
1.3 Dispositif d'allumage -----	90
1.4 Description des injecteurs utilisés-----	91
1.4.1 Les injecteurs mécaniques-----	91
1.4.2 L'injecteur aérodynamique-----	92
1.5 Description des systèmes de diagnostics associés à l'enceinte sphérique -----	93
1.5.1 Système d'imagerie rapide-----	93
1.5.2 Tomographie laser-----	94
1.5.3 Mesure de la pression -----	94
2 ENACCEF -----	95
2.1 Description du dispositif -----	95
2.2 Inflammation des mélanges -----	96
2.3 Configuration des obstacles -----	96
2.4 Diagnostics associés à ENACCEF -----	97
2.5 Préparation des mélanges-----	98
3 ENACCEF II -----	100
3.1 Les injecteurs utilisés-----	101
3.2 Préparation des mélanges-----	102

3.3	Diagnostiques associés	102
3.3.1	Mesure des vitesses à partir des signaux de photomultiplicateurs	102
3.3.2	Analyse des gaz Par chromatographie en phase gazeuse	103
3.4	Appareillage	104
3.5	Méthode d'analyse	104
3.6	Préparation des mélanges étalons	105
3.7	Méthodes utilisées pour l'ensemble des essais présentés	105
3.8	Quantification	107
3.9	Granulométrie des sprays	108
3.9.1	Injecteurs mono-fluide	108
3.9.2	Injecteur bi-fluides	109
3.10	Tomographie laser	110
4	Caractérisation des sprays	111
4.1	Buses mono-fluide SF ₂	111
4.2	Buse bi-fluides SF ₂	113
4.3	Tomographie laser	114
4.4	Buses mono-fluide ENACCEF II	116
	Conclusions du chapitre II	119

CHAPITRE III : Influence de l'aspersion sur le comportement des flammes H₂ / Air / Vapeur d'eau

1	Limites d'inflammabilité	123
1.1	Contexte et problématique	123
1.2	Résultats	124
1.2.1	Conditions Expérimentales	124
1.2.2	Mélanges Secs Hydrogène / air	125
1.2.3	Mélanges hydrogène / air / vapeur d'eau	135
2	Desinertage	137
2.1	Conditions expérimentales	138
2.2	Résultats	139
3	Interaction des grosses gouttes avec la flamme	145
3.1	Conditions expérimentales	145
3.2	Résultats liés aux essais de désinertage	146
4	Action des fines gouttelettes sur la flamme	153
4.1	Contexte	153
4.2	Conditions expérimentales	155
4.2.1	Dispositif expérimental d'admission des fluides	155

4.2.2 Protocole utilisé-----	157
4.2.3 Conditions initiales-----	157
4.3 Résultats-----	159
4.3.1 Impact de l'aspersion sur la structure de la flamme-----	159
4.3.2 Impact de l'aspersion sur la pression-----	164
4.4 Analyse et discussion-----	167
4.4.1 Structure de la flamme-----	167
4.4.2 Evolution de la pression-----	168
Conclusion du chapitre III-----	170

CHAPITRE IV : Accélération de flamme en présence de gradients de concentration d'hydrogène

1 Mise au point d'une méthodologie-----	173
1.1 Dispositif expérimental-----	173
1.1.1 Protocole adopté-----	174
1.1.2 Protocole final adopté-----	174
2 Résultats Obtenus-----	177
2.1 Caractérisation des gradients-----	177
2.1.1 Cas des Gradients Négatifs-----	177
2.1.2 Cas des Gradients Positifs-----	180
2.2 Vitesses Spatiales de Propagation-----	182
2.2.1 Cas des gradients négatifs-----	182
2.2.2 Cas des gradients positifs-----	193
2.3 Comparaison entre les configurations "uniforme" et "gradient"-----	199
2.4 Effet du rapport de blocage sur la propagation de la flamme-----	203
2.5 Effet du sens du gradient sur le comportement de la flamme-----	206
3 Analyse des Résultats-----	208
3.1 Détermination des paramètres fondamentaux d'intérêt dans les accélérations de flamme-----	208
3.2 Critère d'accélération de flamme-----	212
3.2.1 Flamme lente / flamme rapide-----	212
3.2.2 Cas des Mélanges uniformes-----	213
3.2.3 Cas des gradients négatifs-----	214
3.2.4 Cas des gradients positifs-----	219
Conclusion du chapitre IV-----	224

CHAPITRE V : Impact des gouttes sur une flamme accélérée

1 Effet de l'aspersion sur une flamme accélérée	229
1.1 Préparation des mélanges	229
2 Protocole expérimental	229
3 Résultats	229
3.1 Mélanges 10,5 % d'H ₂ dans l'air	230
3.2 Mélanges 11,5 % d'H ₂ dans l'air	232
3.3 Mélanges 13 % d'H ₂ dans l'air	234
4 Discussion	236
Conclusion du chapitre V	239
Conclusion générale	241
Annexe 1	243
Annexe 2	247
Références	253

Introduction générale

Les réacteurs de production d'électricité utilisant la fission nucléaire présentent des risques potentiels de dispersion de substances radioactives et de contamination de l'homme et de l'environnement. Ces risques potentiels obligent l'industrie nucléaire à accorder une grande importance à la sûreté de ses installations.

Malgré toutes les dispositions mises en œuvre, le risque résiduel d'un accident, entraînant la fusion du combustible nucléaire et risquant de conduire à des relâchements importants de produits radioactifs dans l'environnement, ne peut être totalement éliminé.

L'étude de ces accidents communément désignés par le terme « accidents graves », est donc une composante essentielle de la démarche de sûreté. Dans ce cadre, la combustion de l'hydrogène issu de l'oxydation des gaines de combustible (zirconium) lors la fusion du cœur constitue un risque potentiel de perte de l'étanchéité de l'enceinte de confinement du réacteur et, par conséquent, de rejets massifs des produits de fission dans l'environnement.

Aussi, l'étude des mécanismes régissant la distribution et la combustion de l'hydrogène dans une atmosphère air-vapeur d'eau, représentative de celle de l'enceinte de confinement en situation d'accident grave, a fait l'objet de nombreux travaux de recherche en France et à l'étranger. Ces travaux ont permis d'obtenir un certain nombre d'acquis qui ont conduit à conforter la décision d'implanter des recombineurs catalytiques d'hydrogène sur l'ensemble des tranches du parc électronucléaire français.

Néanmoins, les études réalisées pour des séquences accidentelles représentatives indiquent qu'il est difficile, en tout point et à tout instant, d'empêcher, malgré l'implantation de recombineurs, la création d'un mélange combustible (mélange stratifié ou contenant des poches de gaz combustible).

Par ailleurs, la mise en service du système d'aspersion, installé dans toutes les enceintes des réacteurs nucléaires et destiné à faire baisser la pression des gaz et de rabattre les produits de fission vers la partie basse de l'enceinte de confinement, a pour conséquence de rendre le mélange gazeux moins inerte par diminution de son taux d'humidité due à la condensation de la vapeur sur les gouttes d'eau aspergées.

Toutefois, l'impact de ces gouttes sur la propagation de flamme de pré-mélange hydrogène-air reste insuffisamment étudié. En effet, les quelques travaux disponibles dans la littérature montrent que l'action de l'aspersion peut être promotrice de la propagation de la flamme ou au contraire conduire à l'atténuation de ses effets.

Dans le cadre de cette thèse, deux objectifs sont poursuivis, il s'agit :

- de contribuer à la caractérisation des mélanges stratifiés susceptibles de conduire, dans le cas de combustion, à des régimes de flammes accélérées pouvant générer des surpressions capables de menacer l'intégrité de l'enceinte de confinement de réacteurs. Ce volet complète les études déjà réalisés en partenariat entre le CNRS et l'IRSN sur l'accélération de flamme pour les mélanges H_2 / Air. Ces études avaient pour but de déterminer un critère d'accélération de flamme permettant, à partir des données initiales, de déterminer si une flamme initiée dans le mélange gazeux est susceptible ou non de s'accélérer fortement. Ce critère, établi pour des mélanges homogènes en concentration, a été étendu durant cette thèse pour les mélanges stratifiés.
- de contribuer à la compréhension de l'impact de l'aspersion sur le comportement des flammes de prémélange H_2 / Air / H_2O_{vap} . Le but de cette étude est de préparer l'extension des critères d'accélération de flamme aux mélanges diphasiques gaz-eau.

Après avoir présenté dans un premier chapitre l'état des connaissances sur la combustion de l'hydrogène dans l'air en présence de brouillards d'eau, nous décrivons dans le second chapitre les dispositifs expérimentaux conçus pour cette étude. Le premier qu'on nommera SF2 sera dédié à l'analyse des phénomènes fondamentaux. Le second, portant l'appellation ENACCEF II servira à l'analyse du comportement des flammes accélérées en présence de gouttelettes d'eau.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude des flammes de prémélange au voisinage des limites d'inflammabilité et à l'interaction entre une flamme laminaire ou peu turbulente avec des gouttes d'eau. La problématique du desinertage sera analysée et dans l'hypothèse d'une éventuelle inflammation, on s'intéressera à la propagation de la flamme dans le milieu diphasique.

Dans le quatrième chapitre, sera présenté l'effet d'un gradient de concentration sur l'accélération de flamme. Ce volet de l'étude complète les résultats obtenus lors des précédentes campagnes d'essais qui avaient pour but de classer les flammes en fonction de leur propension à s'accélérer fortement.

Le cinquième chapitre traite de l'interaction entre des gouttelettes de diamètre important ($>150 \mu\text{m}$) et une flamme préalablement accélérée. Ce chapitre donne des informations sur l'impact de l'aspersion sur la pression maximale enregistrée dans l'enceinte et sur la vitesse de montée en pression.

Le mémoire s'achèvera par une synthèse résumant les principaux résultats acquis au cours de cette thèse.

Chapitre I

Synthèse bibliographique

Depuis l'interdiction d'utiliser les halons dans le combat contre les incendies, de nombreuses études relatives à l'interaction entre une flamme et des gouttelettes d'eau ont vu le jour. Ce chapitre synthétise les différents résultats obtenus et donne des informations techniques utiles pour la suite de la thèse (généralités sur les sprays, théorie des flammes, physique du problème...). Elle a notamment pour objectifs d'éclairer la conception et l'implémentation des dispositifs expérimentaux mais également d'inscrire ce travail de thèse dans le contexte de l'étude de la situation d'accident grave dans les réacteurs à eau pressurisée.

1 INTRODUCTION

Dans le cadre de l'étude des accidents graves de Réacteurs à Eau Pressurisée, le risque hydrogène est défini comme une perte d'intégrité du confinement du réacteur ou de ses systèmes de sûreté à la suite d'une combustion de l'hydrogène. L'hydrogène est issu principalement de l'oxydation du zirconium des gaines et des structures des éléments combustibles lors de la phase de dégradation du cœur et de l'oxydation des métaux présents dans le bain de corium ou dans le radier lors de la phase de l'interaction entre le corium et le béton. L'hydrogène ainsi produit est transféré dans l'enceinte par la brèche primaire initiatrice d'un accident grave (ou par suite de l'ouverture des soupapes de sûreté du pressuriseur) puis transporté dans l'enceinte par les boucles de convection induites essentiellement par la condensation de la vapeur émise via la brèche primaire ou lors de l'interaction corium/béton. Suivant le brassage de l'atmosphère de l'enceinte, la répartition d'hydrogène dans l'enceinte de confinement se fait de manière plus ou moins homogène. En cas de forte hétérogénéité, l'hydrogène peut atteindre des concentrations locales importantes qui dépassent le seuil d'inflammabilité du mélange gazeux. Par ailleurs, la répartition et la concentration d'hydrogène dans l'enceinte de confinement peuvent être modifiées par l'utilisation des systèmes d'aspersion. En effet l'aspersion permet d'homogénéiser la fraction d'hydrogène dans l'enceinte mais elle peut conduire, par condensation de la vapeur sur les gouttes d'eau, à un desinertage du mélange, ce qui peut favoriser l'initiation d'une combustion.

En effet, la combustion peut être initiée dans un mélange inflammable, à l'aide d'une source d'énergie de quelques dixièmes de millijoules. Aussi, en présence de sources électriques et suite à des manœuvres d'actionneurs ou de points chauds, il apparaît probable que l'inflammation se produise assez rapidement après l'entrée dans le domaine d'inflammabilité. En revanche, il faut une source d'énergie beaucoup plus importante pour déclencher une détonation directe et stable dans le mélange. La détonation peut également être obtenue par accélération d'une déflagration jusqu'à sa transition vers la détonation. Compte tenu du fait que la fraction d'hydrogène est maintenue inférieure à 18 % Vol. H₂ dans l'air, ceci explique qu'une détonation directe est pratiquement exclue et que le seul mécanisme retenu pour provoquer une détonation soit l'accélération de flamme et la transition déflagration-détonation. En effet, sous l'effet des instabilités hydrodynamiques et de la turbulence (induite notamment par la présence d'obstacles sur le parcours de la flamme), la déflagration initialement laminaire, de vitesse de l'ordre du mètre par seconde, est susceptible de

s'accélérer. Des régimes de combustion rapide peuvent ainsi être atteints : déflagration rapide (quelques centaines de mètres par seconde), Transition Déflagration Détonation (TDD) et détonation (plus de mille mètres par seconde). Ces phénomènes explosifs sont les plus menaçants pour la tenue mécanique des murs de l'enceinte, car ils peuvent occasionner des chargements dynamiques locaux très importants.

La compréhension des mécanismes mis en jeu a conduit à élaborer des critères *a priori* sous forme de conditions nécessaires à l'établissement de ces différents modes de combustion. Deux types de critères ont été ainsi développés :

le critère " σ " qui conditionne en grande partie l'accélération de flamme. La grandeur σ est le facteur d'expansion du mélange, rapport des densités des gaz frais et des gaz brûlés à pression constante ; il s'agit d'une propriété intrinsèque du mélange considéré. La valeur critique σ^* , au-delà de laquelle l'accélération de la flamme est possible, dépend de la température initiale du gaz et de la stabilité de la flamme. Elle a été déterminée à l'aide des résultats de nombreuses expériences à différentes échelles et dans différentes géométries.

De manière similaire, des conditions nécessaires ont été établies pour caractériser la transition entre les régimes de déflagration et de détonation (TDD). Elles reposent sur la comparaison entre une longueur caractéristique de la géométrie et la taille des cellules de détonation, notée λ qui caractérise la sensibilité du mélange.

Les critères ainsi élaborés pour les mélanges monophasiques permettent, à partir de l'analyse de la répartition de l'hydrogène dans l'enceinte de confinement et de la géométrie de l'installation, d'exhiber les situations potentiellement dangereuses qui nécessitent le calcul des chargements en pression générés par une éventuelle combustion.

L'extension de ces critères aux écoulements diphasiques (gaz et gouttelettes en suspension) nécessite au préalable l'étude de l'interaction des flammes laminaires et des flammes turbulentes avec des gouttelettes d'eau.

2 GENERALITES SUR LES SPRAYS

2.1 CONTEXTE GENERAL

De manière plus générale, la lutte contre les incendies ou les explosions est transverse à tous les secteurs d'activité. Le combustible peut être une substance en phase gazeuse, liquide ou solide. L'eau, en particulier, est un élément très important dans la mise en œuvre des systèmes de sécurité. Son efficacité dans la maîtrise de la propagation du feu ou dans son extinction est reconnue dans de nombreuses configurations mais son action fait appel à divers mécanismes souvent difficiles à cerner. Dans certains cas, l'utilisation d'eau est toutefois à proscrire et la manière avec laquelle l'eau est mise au contact du feu a une importance fondamentale. D'ailleurs, l'introduction des halons comme agents extincteurs, à partir de 1950, a légèrement freiné l'étude des mécanismes d'interaction entre l'eau et le feu.

Les halons sont des fluorocarbures contenant du chlore ou du brome (H1211 : CF₂ClBr ou H1301 CF₃Br). Ils agissent par inhibition en séparant le combustible du comburant, réduisant ainsi considérablement le taux de réaction. En 1976, les premières études révèlent leur interaction avec l'ozone atmosphérique et la législation s'organise de façon à limiter leur utilisation. Le protocole de Montréal du 16 septembre 1987 réglemente progressivement leur fabrication jusqu'à les interdire, au même titre que les Chloro-Fluoro-Carbures (CFC). A partir de cette date, ces composés non-toxiques, non-conducteurs et propres, ont dû être remplacés par d'autres procédés alternatifs. Les recherches sur les brouillards d'eau reprennent et s'intensifient. Leur utilisation s'avère très prometteuse. De nombreux travaux donnent aujourd'hui des résultats empiriques, permettant d'adopter une méthodologie optimale pour l'extinction. Pour chaque catégorie de feu, ces conditions varient et une synthèse des différents résultats existe sous la norme NFPA 750 [1].

Les avantages liés à l'utilisation de brouillards d'eau sont multiples. Les plus remarquables sont le coût et la disponibilité, qui en font un vecteur irremplaçable dans les navires par exemple. La non toxicité de la molécule d'eau permet aussi son utilisation directe dans la nature, sans contre indication environnementale. De plus,

pulvérisée, elle peut être efficace en quantités relativement faibles. Mawhinney et Richardson [2] ont effectué une étude sur l'utilisation des brouillards d'eau. Ils analysent les travaux conduits par un grand nombre d'instituts à travers le monde et définissent les domaines d'activité précis de chacun. Très peu d'études expérimentales sont conduites à des échelles comparables à celles envisagées pour maîtriser le risque hydrogène. Les différents environnements ainsi que la multitude de configurations possibles contraignent les utilisateurs à adapter à leur cas les résultats généraux que peut fournir la littérature.

Les travaux sur l'aspersion d'eau pour lutter contre le feu sont donc multiples. Ils montrent toutefois que, dans certains cas, cette aspersion s'accompagne de phénomènes qui sont en compétition les uns avec les autres. Yao et Coll. [3] ont montré que dans le cas d'une flamme de diffusion soumise à une aspersion, l'expansion du mélange liée à l'évaporation des gouttes et la modification du processus chimique pouvait réduire l'efficacité de l'extinction. De façon numérique, Consalvi et Coll. [4] ont démontré que l'application d'un spray d'eau sur un incendie peut entraîner soit l'atténuation soit l'augmentation des rayonnements thermiques issus de la flamme, en fonction de la granulométrie du spray et du débit de liquide.

L'impact de grande quantité d'eau sur les installations est également un problème à envisager puisque, sur les feux d'origine électrique, l'eau peut créer des courts-circuits provoquant l'inflammation du système gazeux s'il est inflammable. Des travaux d'optimisation sont menés afin de déterminer plus précisément les configurations qui permettent d'obtenir une efficacité maximale. Ils portent sur la granulométrie des sprays, les débits injectés, le rapport air / liquide ou même l'inclinaison des buses d'aspersion par rapport à la flamme. Ces recherches s'accompagnent de progrès au niveau du matériel de mesure qui, souvent met en œuvre des procédés lasers. Aussi, il est important de noter que les études réalisées sur les flammes prémélangées sont moins nombreuses que celles sur les flammes de diffusion qui correspondent à la plupart des feux et incendies d'origine naturelle.

2.2 SPRAYS

La notion de spray concerne un ensemble de gouttes d'un fluide évoluant dans un autre fluide, ce dernier pouvant être initialement au repos ou en mouvement. Les gouttes de ce spray peuvent avoir des tailles et des vitesses différentes. Nous ne considérerons

dans notre étude que les sprays pour lesquels la phase dispersée est liquide et en écoulement dans un gaz. La création de ces sprays résulte donc de la désintégration d'un écoulement liquide dans une atmosphère gazeuse. Ce phénomène est appelé atomisation. Aujourd'hui, leur utilisation est transverse à de nombreuses applications, notamment dans l'injection des moteurs, l'aspersion de peinture, l'agriculture ou la protection contre les incendies.

Cette liste est loin d'être exhaustive et on comprend bien que l'atomisation et ses applications concernent un nombre important de situations. Elle a donné lieu à beaucoup d'études interdisciplinaires et internationales. De nombreux systèmes d'aspersion utilisant différents phénomènes ont parallèlement été développés. Aussi, la terminologie associée aux suspensions de liquide est importante car elles correspondent à des granulométries - donc des propriétés - différentes. Lefebvre [5] propose une terminologie présentée sur la Figure 1 :

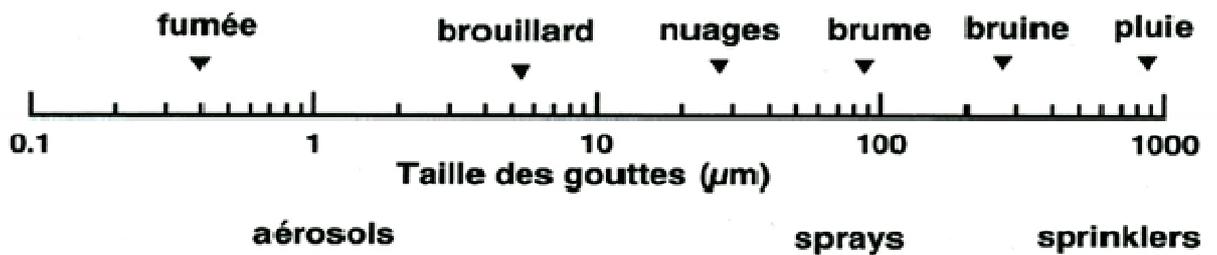


Figure 1 : Terminologie associée à la granulométrie des suspensions (Lefebvre [5])

2.2.1 L'ATOMISATION

L'atomisation permet de diviser la masse liquide en gouttelettes. Les forces appliquées au liquide doivent entrer en compétition avec celles liées à la tension superficielle. De façon générale, les processus d'atomisation peuvent être décomposés en cinq étapes comme l'illustre la Figure 2:

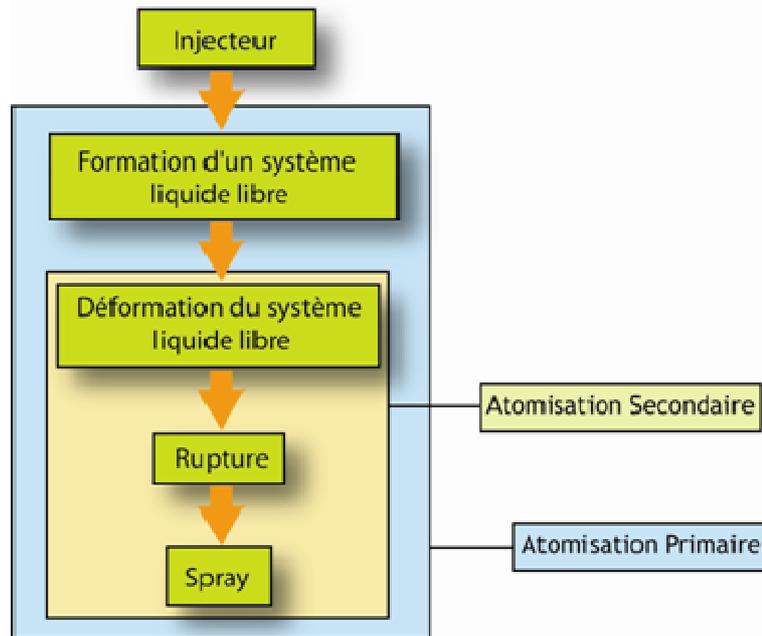


Figure 2 : Processus d'atomisation

Le liquide est éjecté dans un environnement gazeux à travers un injecteur qui définit en grande partie les caractéristiques du jet ainsi obtenu. L'écoulement instable ainsi obtenu est altéré par un certain nombre d'instabilités qui créent des perturbations sur le liquide. Celui-ci finit par se rompre et donne naissance à des filaments ou à des grosses gouttes. On distingue deux cycles inter-corrélés par les appellations « atomisation primaire » et « atomisation secondaire ».

La production de gouttes ou de fragments liquides de grande taille, issues directement du jet provenant de l'injecteur est nommée atomisation primaire. A mesure que l'énergie du jet liquide augmente, on distingue différents processus de rupture, présentés ci-dessous et illustrés sur la Figure 3 :

Le régime de Rayleigh, qui peut donner naissance à des gouttelettes d'un diamètre supérieur au diamètre du jet initial.

Le « First Wind-induced breakup regime » qui donne naissance à des gouttelettes de taille comparable à celle du jet.

Le "Second Wind-induced breakup regime" qui conduit à un ensemble de gouttelettes de granulométrie variée. Les forces de frottement déstabilisent le jet initial.

Le régime d'atomisation est le régime le plus à même à créer un brouillard dense de gouttelettes, dont la granulométrie est faible.

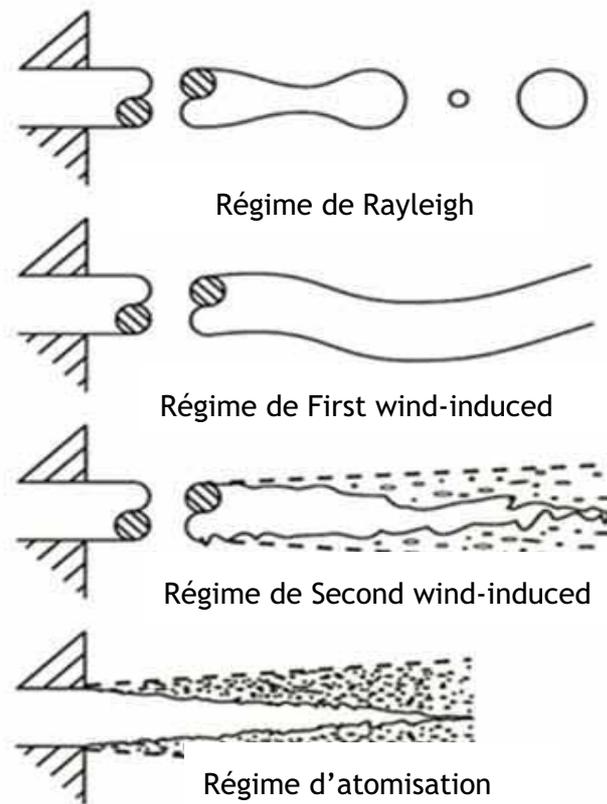


Figure 3 : fragmentation d'un jet liquide à l'entrée dans un milieu gazeux initialement au repos
Bodèle[6]

Les gouttes issues de l'atomisation primaire peuvent ensuite, dans certains cas, continuer à se fragmenter à travers un processus d'atomisation secondaire.

Par exemple, l'analyse du rapport entre les forces aérodynamiques (cisaillement dû au gaz) et les forces de viscosité dans le liquide (correspondant au nombre de Weber) conduit à distinguer différents comportements lors de l'atomisation secondaire. La gouttelette peut, selon le cas, être déformée ou fractionnée. Pour le cas des liquides à faible viscosité, le nombre de Weber critique, définissant la limite entre les deux régimes est $We_c = 12$. Au-delà de cette valeur, la gouttelette se fragmente en suivant différents régimes (Figure 4) :

Le « vibrational breakup » : La goutte entre en résonance à sa fréquence propre et se désagrège en plusieurs gros fragments.

Le « Bag breakup » : La goutte initiale se transforme en une petite poche, qui se décompose d'abord depuis la pointe en petites gouttelettes, puis en gouttelettes plus grosses à la base torique de la poche.

Le « Bag and stamen breakup » : Une forme analogue à celle d'un parapluie naît, mais la vitesse de la barre centrale est dirigée vers l'injecteur. La décomposition est analogue au « bag breakup » dans un premier temps, puis le tore de la base se décompose avec la barre centrale en gouttelettes d'un diamètre plus important.

Le « transitional breakup » : Une nappe est formée, à laquelle sont annexés des ligaments périphériques donnant naissance à des gouttelettes de taille plus importante que celles issues de la fragmentation de la nappe.

Le « Shear breakup » : La goutte est complètement transformée en ligaments qui se désagrègent progressivement.

Le « Wave crest stripping » : La goutte se plisse dans sa partie arrière et se désintègre en fines petites gouttelettes au cours de son mouvement.

Le « Catastrophic breakup » : Des vagues plus importantes se forment, donnant naissance à des gouttelettes de petite taille, ainsi qu'à d'autres gouttelettes plus conséquentes, qui continueront à se désagréger ultérieurement.

Le « Explosive breakup » : Ce régime est fréquent dans le cas où la goutte est percutée directement par une onde de choc. La goutte est désintégrée en un fin brouillard.

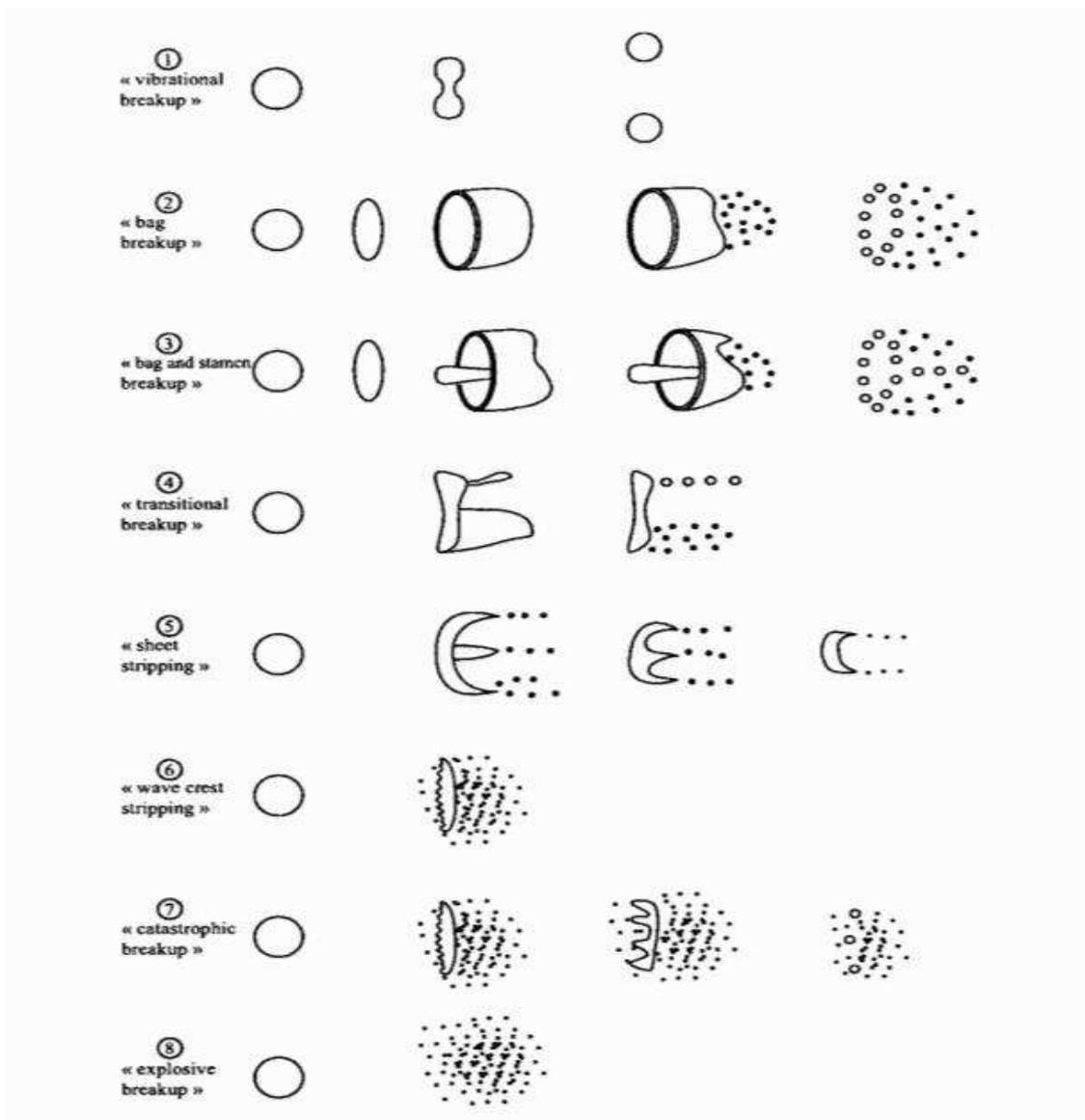


Figure 4 : Schéma des différents régimes de fragmentation secondaire Shraiber et Coll.[7]

Ye et Coll. [8] étudient l'efficacité de barrières passives ou actives dans la suppression d'explosions de méthane / air. Les barrières passives sont des réservoirs d'eau liquide qui cèdent sous la pression et génèrent un nuage de gouttelettes à l'arrivée de l'onde de souffle. Les résultats sont encourageants malgré les quantités d'eau importantes utilisées.

Les transitions entre ces différents régimes de fragmentation ont donné naissance à différents critères, susceptibles d'évaluer la taille des gouttelettes issues de l'atomisation secondaire. L'un d'entre eux concerne le rapport des viscosités entre liquide et gaz (Tjahjadi et Coll. [9]). Le nombre de Reynolds seul ne peut suffire à la détermination du régime adopté car, pour une même valeur du Reynolds, plusieurs modes sont possibles. Réciproquement, plusieurs valeurs du Reynolds différentes peuvent conduire à un même régime.

Les propriétés physiques du liquide et du gaz ainsi que les conditions de l'expérience jouent un rôle fondamental dans la génération des instabilités à la surface du liquide lors de l'atomisation. On peut notamment évoquer le cas de la pression d'injection du liquide ou celui de la géométrie de l'injecteur. De façon générale, il est possible de dresser un tableau récapitulatif de l'impact des propriétés du fluide, du gaz ou de l'injecteur sur l'atomisation (cf. Tableau 1).

Paramètre étudié	Influence sur l'atomisation
Forme du jet à la sortie de l'injecteur (cylindrique, nappe plane, nappe annulaire...)	La forme initiale du jet est de même nature que celle de l'orifice de décharge de l'injecteur. Le système liquide se rompt, suite à la croissance des perturbations, et forme des gouttelettes de diamètre initial similaire à l'épaisseur de la nappe au moment de la rupture.
Vitesse moyenne de l'écoulement du liquide en sortie de l'orifice de décharge	Désorganisation de l'atomisation (apparition de structures non sinusoïdales plus tôt). Apparition progressive de l'atomisation secondaire.
Distribution de vitesse dans le diamètre de sortie de l'orifice de décharge	A mesure que le rapport entre longueur et diamètre de l'injecteur augmente (évolution vers des profils de Poiseuille), on observe une désorganisation de l'atomisation et l'apparition de l'atomisation secondaire.
Tourbillon dans la chambre de l'injecteur (injecteur de type « swirl »)	La nappe conique de sortie devient très fine et l'atomisation apparaît beaucoup plus près de l'orifice de décharge.
Viscosité du liquide	Génération de gouttelettes plus grosses à mesure que la viscosité augmente. Modification éventuelle du processus de rupture. Atomisation plus tardive.
Écoulement gazeux : Air Assisted Atomization	L'atomisation produit des gouttelettes plus fines et plus tôt, à mesure que le différentiel de vitesse augmente entre le liquide et le gaz.

Tableau 1 : Récapitulatif de l'impact des propriétés du fluide, du gaz ou de l'injecteur sur l'atomisation

Il est cependant important d'appréhender ces commentaires comme des tendances et non comme des résultats, car les influences relatives de chaque paramètre ne sont pas quantifiées ici. Cette liste non exhaustive permet de prévoir simplement l'influence de différents paramètres sur les caractéristiques du spray généré.

2.2.2 IMPACT ENTRE DEUX GOUTTES

Après l'atomisation, qui consiste à diviser une masse de liquide en un grand nombre de gouttelettes de plus petite masse, d'autres phénomènes peuvent entrer en jeu dans l'enceinte de confinement. Lorsque deux gouttelettes entrent en contact l'une avec l'autre, cinq régimes différents peuvent être observés selon Rabe [10] :

- *Rebond* : La faible énergie cinétique des gouttelettes est insuffisante pour rompre le film gazeux entre les gouttelettes et les deux gouttelettes rebondissent.
- *La coalescence* : Si la vitesse relative des gouttelettes augmente, celles-ci peuvent fusionner et donner naissance à une seule et unique gouttelette.
- *La réflexion* : Les deux gouttelettes fusionnent puis forment un cylindre liquide qui s'allonge et se déchire en formant des gouttelettes satellites plus petites.
- *L'étirement* : Proche de la réflexion, ce régime de collision perturbe peu les gouttelettes initiales et forme une ou plusieurs gouttelettes satellites.
- *L'éclatement* : A fort nombre de Weber (> 2500) les gouttelettes fusionnent et des perturbations apparaissent à la surface de la nouvelle goutte ainsi formée. Ces perturbations s'amplifient jusqu'à former des gouttelettes satellites.

Les sprays sont donc des systèmes complexes, évoluant dans le temps et dans l'espace. Plusieurs outils mathématiques permettent de caractériser localement un spray mais il est important de définir précisément les conditions dans lesquelles les mesures sont effectuées.

2.2.3 NOMBRES SANS DIMENSION

2.2.3.1 Le nombre de Reynolds

Ce nombre adimensionnel traduit le rapport entre les forces d'inertie et les forces liées à la viscosité. Ce nombre est transverse à l'étude de tous les fluides : il permet de caractériser notamment le régime d'écoulement (laminaire, transitoire, turbulent). Pour le liquide, son expression prend la forme :

$$Re = \frac{\rho_l \cdot d \cdot U_l}{\mu_l}$$

Où :

μ_l :	viscosité dynamique du liquide	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]
ρ_l :	masse volumique du liquide	[kg.m ⁻³]
U_l :	Vitesse du liquide	[m.s ⁻¹]
d :	diamètre de l'orifice de décharge	[m]

2.2.3.2 Le nombre de Weber

Ce nombre adimensionnel traduit l'importance relative des forces de cisaillement et de tension de surface. Il est particulièrement important en régime diphasique car il permet d'évaluer l'action déstabilisatrice du gaz sur le liquide, qui tend à réduire sa surface à travers sa tension de surface. Son expression est la suivante :

$$W_e = \frac{\rho_g d (U_g - U_l)}{\sigma}$$

Avec :

ρ_g :	masse volumique du gaz	[kg.m ⁻³]
d :	Diamètre de l'orifice de décharge	[m]
σ :	Tension superficielle du liquide	[kg.s ⁻²]
U :	Vitesse du gaz (g) et du jet en sortie d'injecteur (l)	[m.s ⁻¹]

Ce nombre augmente avec la viscosité du liquide mais on peut néanmoins définir un nombre de Weber critique We_c à partir duquel les forces aérodynamiques jouent un rôle dans la rupture du jet liquide (We_c varie entre 10 et 18 pour un jet cylindrique). L'expression ci-dessus doit être un peu modifiée si on l'applique à des configurations différentes. Par exemple, dans le cas d'une atomisation assistée par un jet de gaz, il faut remplacer le diamètre d par une longueur caractéristique de l'écoulement (une période spatiale d'instabilités, par exemple).

2.2.3.3 Le nombre d'Ohnesorge

Le nombre d'Ohnesorge représente le rapport entre les forces internes de déformation visqueuse et les forces de tension superficielle. Il complète donc de façon intéressante le nombre de Reynolds car il renseigne sur l'influence de la viscosité du liquide sur l'atomisation. Il permet notamment, connaissant le nombre de Weber associé, de définir a priori le régime de cassure subi par le jet liquide lors de l'injection dans un gaz au repos et Il est définit comme suit :

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l d \sigma}}$$

Plus ce nombre est grand, plus la viscosité va avoir une influence sur la rupture du jet liquide.

D'autres nombres adimensionnels existent. Leur utilisation est plus spécifique et ils sont des combinaisons des nombres présentés ci-dessus.

2.2.4 *RAPPORT MASSIQUE AIR / LIQUIDE :*

On définit aussi, afin de quantifier la fraction massique de liquide dans le spray, le Rapport Air / Liquide. Il s'agit d'un rapport massique d'où :

$$RAL = \frac{m_{air}}{m_{liquide}} = \frac{q_{air} \cdot \rho_{air}}{q_{eau} \cdot \rho_{eau}}$$

Avec q_{air} et q_{eau} : Volumes d'air et d'eau

ρ_{air} et ρ_{eau} : Masses volumiques de l'air et de l'eau

A mesure que le diamètre des gouttelettes diminue, à RAL constant, le nombre de gouttelettes augmente très vite. Parallèlement, le rapport Volume / Surface des gouttelettes décroît très rapidement ce qui accroît les variations de leur caractéristiques (vaporisation, accélération, échauffement). Parra et Coll. [11] ont simulé numériquement l'interaction entre une flamme prémélangée se propageant dans un tube semi-ouvert et une barrière de gouttelettes d'eau. Les gouttelettes sont monodisperses et la gamme de granulométrie étudiée s'étend de 20 à 100 μm . Les auteurs concluent qu'une déflagration lente peut être stoppée avec une barrière de gouttelettes présentant un rapport volumique entre air et liquide de 0,0005 (rapport du volume d'air au volume d'eau) alors qu'une quantité plus importante de liquide est

nécessaire pour réduire les effets d'une flamme fortement accélérée ou d'une détonation.

2.2.5 DESCRIPTION DE LA TAILLE DES GOUTTES

Les sprays étant des systèmes complexes, évoluant dans le temps et dans l'espace, il convient de définir précisément leurs propriétés. En particulier, le caractère polydisperse des sprays impose une mesure précise de la granulométrie.

De façon mathématique, un spray peut être défini comme un ensemble de N gouttes, chacune ayant un diamètre D_i , N_i correspondant à la goutte i considérée. On peut classer ces N gouttes en une somme de N_i gouttes de diamètre D_i . Ici, D_i correspond au diamètre d'une classe de gouttes et est par conséquent fixe. Cette façon de discrétiser la distribution permet d'aboutir à une définition générale de la granulométrie de la forme (Lefebvre [5]):

$$D_{ab} = \left(\frac{\sum N_i \cdot D_i^a}{\sum N_i \cdot D_i^b} \right)^{\frac{1}{(a-b)}}$$

Avec : i : indice de classe de taille

N_i : Nombre de gouttes de la taille i

D_i : Diamètre moyen de la classe i

Les entiers a et b sont ensuite adaptés à l'application.

Les principaux cas sont détaillés dans le Tableau 2 suivant :

Symbole	Nom d'usage	Application / domaine
D_{10}	Linéaire ou géométrique	Comparaisons entre sprays
D_{20}	Surface	Contrôle de la surface
D_{30}	Volume	Contrôle du volume
D_{21}	Surface - longueur	Absorption
D_{31}	Volume - longueur	Evaporation, diffusion moléculaire
D_{32}	Sauter Mean Diameter (SMD)	Transfert de masse, réactions catalytiques
D_{43}	De Brouckere ou Herdan	Equilibres réactifs

Tableau 2 : Définitions et choix de la granulométrie appropriée d'après Lefebvre [5]

Si l'on choisit des intervalles fixes D_i assez petits, on peut considérer que D_{10} est la moyenne arithmétique de la distribution numérique, que D_{20} est le diamètre de la goutte dont la surface est la moyenne des surfaces des gouttes et que D_{30} est le diamètre d'une goutte dont le volume est égale à la moyenne du volume des gouttes (d'où l'appellation « Mass Median Diameter »). D_{32} montre le même rapport volume/surface que la moyenne sur l'intégralité du spray. Il est particulièrement utilisé dans la littérature car il permet de caractériser la variation de masse par rapport au temps d'une gouttelette, dans le cas des échanges thermiques entre liquide et gaz.

Toutefois, cette définition de la granulométrie par D_{ab} seul ne suffit pas à décrire totalement le brouillard. L'introduction d'un diamètre représentatif est adoptée de façon à caractériser la répartition volumique des gouttelettes. Cette grandeur D_λ est définie telle que le volume représenté par l'ensemble des gouttelettes d'un diamètre inférieur à D_λ représente $100.\lambda$ pourcent du volume total du liquide, sur l'ensemble du brouillard. Par exemple :

« $D_{0,1}$ » est le diamètre tel que 10 % du volume total du liquide est constitué par des gouttes de diamètre inférieur à $D_{0,1}$

« $D_{0,5}$ » est le diamètre tel que 50 % du volume total du liquide est constitué par des gouttes de diamètre inférieur à $D_{0,5}$, également appelé Mass Median Diameter

« $D_{0,999}$ » est le diamètre tel que 99,9 % du volume total du liquide est constitué par des gouttes de diamètre inférieur à $D_{0,999}$

Il est également intéressant de préciser que par définition mathématique, $D_{30} = D_{0,5}$ mais qu'ils ne représentent pas la même chose.

La caractérisation précise du spray est nécessaire à l'analyse des effets générés sur la flamme. En effet, Dvorjetski et Greenberg [12] démontrent qu'avec plusieurs sprays de nature différentes mais de D_{20} ou SMD identiques, l'impact sur la flamme pouvait être complètement différent. Il est donc nécessaire de prendre de grandes précautions lorsque l'on tente de décrire un spray polydisperse par un diamètre moyen, censé le caractériser.

2.2.6 METHODE DE PRODUCTION DES BROUILLARDS D'EAU :

Aujourd'hui, les technologies associées à la production de sprays sont extrêmement diversifiées et les applications qui en découlent sont tout aussi complexes et spécifiques. Shebeko et Coll. [13] obtiennent une granulométrie allant de 10 à 50 μm et une température de l'ordre de 50-80°C en utilisant de l'eau surchauffée à 150 - 160°C. Il est également possible d'utiliser des injecteurs ultrasoniques pour fragmenter un écoulement liquide et les granulométries résultantes sont comprises dans une gamme relativement serrée.

Toutefois, les injecteurs les plus couramment utilisés sont les buses mécaniques (liquide seul) ou aérodynamiques (liquide impacté par un jet gazeux). Ces buses ont l'avantage d'être simples d'utilisation et permettent d'atteindre de très larges gammes granulométriques. Les injecteurs de type « Swirl » présentent également des performances intéressantes. Nous présenterons dans cette étude les principes de ces trois buses et leurs caractéristiques générales.

2.2.6.1 L'injecteur mécanique

L'énergie disponible pour l'atomisation provient uniquement de la vitesse du liquide. Celui-ci est injecté à haute pression dans un environnement calme et les forces aérodynamiques dues aux frottements avec le gaz environnant permettent de faire naître des instabilités qui se développeront ensuite pour arriver dans certains cas à un régime d'atomisation primaire. Selon l'énergie disponible, une atomisation secondaire pourra avoir lieu ou pas. Son principe est présenté sur la Figure 5 :

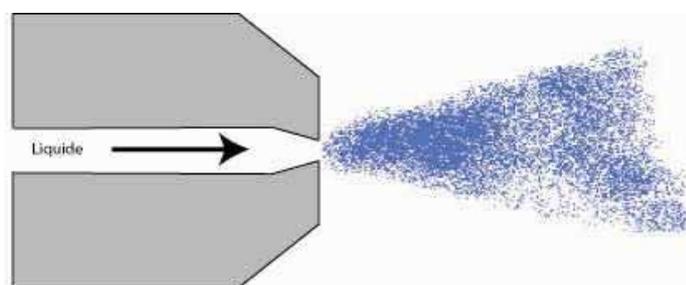


Figure 5 : Schéma de principe des injecteurs mécaniques

Avantages :

Installations peu encombrantes

Aucun gaz introduit (pas de modification de la composition du mélange initial)

Inconvénients :

Utilisations de pompes très puissantes (pressions d'utilisations comprises entre 7 et 180 bar)

Entretien des orifices de décharge régulier (dû à leur très petite taille)

2.2.6.2 L'injecteur aérodynamique

En général, le passage du gaz à très grande vitesse relative par rapport à celle du liquide entraîne une création d'instabilités à l'interface entre le liquide et le gaz. Ces perturbations génèrent ensuite selon la différence de vitesse des grosses gouttes ou des ligaments liquides, qui pourront ensuite selon le cas, continuer à se désintégrer en plus fine gouttelette à travers les mécanismes de l'atomisation secondaire. Habituellement, la vitesse du liquide est limitée en sortie de l'injecteur, de manière à obtenir un grand écart entre les vitesses du gaz et du liquide. Ainsi, le terme $(U_g - U_l)^2$ est maximisé dans l'expression du nombre de Weber et les régimes d'atomisation de haute énergie sont atteints de façon privilégiée. Le schéma de principe est présenté sur la Figure 6 :

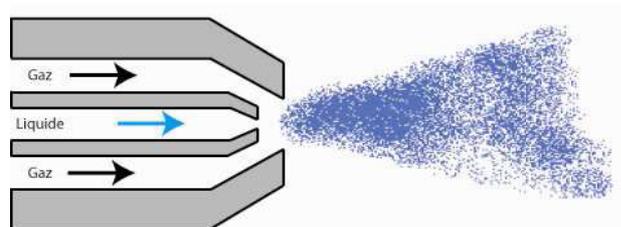


Figure 6 : Schéma de principe des injecteurs aérodynamiques

Ce type d'injection présente également un certain nombre d'avantages et d'inconvénients.

Avantages :

Pressions moins élevées en général

Peu d'encrassement des orifices (car les diamètres sont plus grands)

Gamme granulométrique variable obtenue aisément en faisant varier les pressions respectives du liquide et du gaz

Inconvénients :

Encombres des buses

Introduction de gaz qui modifie la composition chimique de l'enceinte.

2.2.6.3 L'injecteur de type « Swirl »

Ces injecteurs sont utilisés dans de nombreuses applications car ils permettent d'atteindre une excellente efficacité d'atomisation. Le principe réside dans l'établissement d'un vortex rotatif lors de l'écoulement interne à l'injecteur. Un couloir d'air se développe en son centre ce qui a pour effet de former un film conique en sortie de l'injecteur, se désagréant par la suite en gouttelettes.

Schmidt et Sojka [14], dans une étude sur les injecteurs aérodynamiques de type swirl (bi-fluides), étudient l'influence de la pression, du RAL, du débit d'air et d'autres paramètres, sur le diamètre des gouttelettes. Les auteurs se basent sur la détermination du diamètre moyen de Sauter, obtenue grâce à un granulomètre laser Malvern 2600, pour évaluer l'influence des paramètres. Leurs résultats sont rassemblés dans le Tableau 3.

Paramètre d'étude	Conséquence
Augmentation du RAL	Réduction du SMD
Augmentation de la pression du débit du liquide	Réduction du SMD
Réduction du diamètre de l'orifice de décharge	Réduction du SMD
Augmentation du diamètre de la chambre « swirl »	Peu d'influence sur le SMD (légère diminution)
Augmentation de la tension superficielle du liquide	Augmentation du SMD
Augmentation de la viscosité du liquide	Augmentation du SMD

Tableau 3 : Influence des paramètres liés à l'injecteur vis-à-vis du diamètre moyen de Sauter (SMD).

2.3 DIAGNOSTICS ASSOCIES A LA CARACTERISATION DES BROUILLARDS

Différents outils permettent de définir les caractéristiques d'un brouillard, ou plus généralement d'une suspension de gouttelettes. Les techniques mécaniques, telles que le dépôt de suies sur une plaque, qui est ensuite exposée au spray sont aujourd'hui peu utilisées car difficiles à mettre en œuvre sur des essais répétés.

D'autres méthodes, électriques, sont basées sur la détection de pulses, produits par le passage des gouttelettes. Aujourd'hui, les techniques les plus utilisées se basent sur l'analyse d'un signal lumineux en interaction avec l'espace d'étude. Ces divers procédés sont massivement décrits à travers la littérature et il convient d'en définir les principaux intérêts, ainsi que leurs limitations. Non intrusifs, ils ne modifient pas les caractéristiques du spray analysé et sont répétables. Cependant, ils doivent être réglés de façon précise et l'utilisateur doit être conscient du type d'information qu'ils peuvent fournir.

2.3.1 L'ANEMOMETRIE PHASE DOPPLER

L'Anémométrie Phase Doppler permet une mesure simultanée d'une composante de la vitesse et de la granulométrie des particules en suspension dans un fluide. Son principe repose sur la modification fréquentielle d'un signal périodique, en raison du déplacement de l'émetteur ou du récepteur (Effet Doppler).

Les particules analysées peuvent être solides, liquides, ou gazeuses. Deux faisceaux laser, issus de la même source, se croisent au sein d'un espace dénommé « volume de mesure », qui est le siège de franges d'interférences. Ce volume est d'environ 10^{-2} mm³.

Une particule traversant ce volume rencontre des zones lumineuses et des zones sombres. Elle diffuse un signal appelé bouffée Doppler qui est récupéré par deux blocs récepteurs. La vitesse de la particule est obtenue grâce à l'analyse de la fréquence Doppler du signal diffusé par la particule et la taille de la particule est donnée par le déphasage entre les signaux récupérés. Un schéma simplifié du principe est présenté ci-dessous sur la Figure 7 :

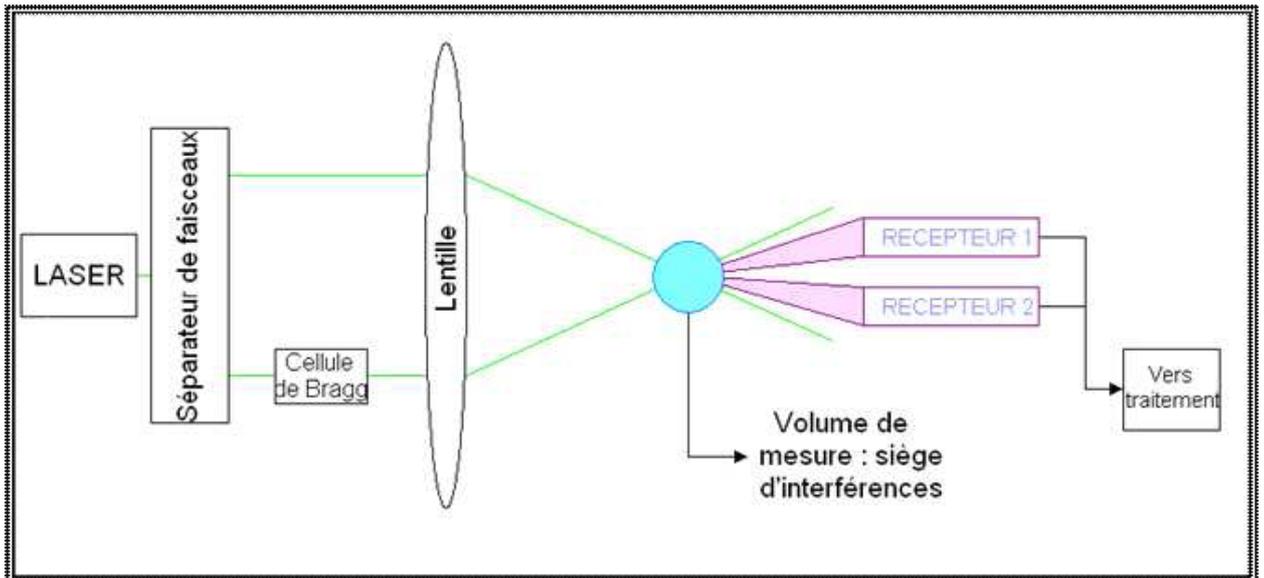


Figure 7 : Principe de fonctionnement de l'Anémométrie Phase Doppler

Il est généralement admis que les mesures sont peu fiables sur des particules dont le diamètre géométrique est inférieur à $4 \mu\text{m}$. Ces appareils sont également limités pour la mesure de la vitesse particulière, à des valeurs inférieures à $200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'APD n'est pas non plus très fiable pour des mesures de brouillards denses ou pour des brouillards qui présentent une dispersion granulométrique trop élevée.

En général, les appareils utilisant l'APD fournissent une information traduisant le taux de validation des mesures. En effet, sur le nombre total de mesures effectuées, un certain nombre n'est pas validé. L'analyse du rapport entre mesures validées et mesures non validées donne une idée de la pertinence du résultat fourni par les appareils.

2.3.2 DIFFRACTION DE LA LUMIERE

La diffraction de la lumière laser résulte de l'interaction entre un faisceau laser et une particule fine. Deux théories principales permettent d'appréhender ce phénomène de façon mathématique : Il s'agit des théories de Fraunhofer et de Mie. La première est appliquée lorsque les caractéristiques optiques ne sont pas connues, la seconde suppose que les particules sont sphériques, homogènes et leur indice de réfraction complexe connu. Les particules, en fonction de leur forme, diffractent un faisceau laser incident, pour donner une figure de diffraction. L'analyse de la forme de cette figure et la mesure de la distance entre la tache centrale et le premier anneau donne respectivement des informations sur la forme et sur la taille de la particule.

La suspension à étudier se place entre le bloc émetteur et le bloc récepteur. Un alignement optique très précis, ainsi qu'un choix judicieux de l'objectif est au préalable nécessaire pour assurer un bon fonctionnement de l'appareil. Puis, le logiciel de traitement fournit un rapport granulométrique de la suspension étudiée.

Pour ce type d'appareil (cf. Figure 8), il est également difficile d'effectuer des mesures dans un spray très dense, car un même photon peut être diffracté plusieurs fois avant d'atteindre le récepteur. Aussi, ces appareils ne fournissent que rarement des informations concernant le nombre de particules mesurées.



Figure 8 : Granulomètre laser à diffraction

Globalement, il apparaît nécessaire de coupler les résultats obtenus par les différents appareils de mesures afin d'avoir une certaine distance par rapport aux résultats. Il peut aussi être intéressant de coupler les mesures à celles de la Vélocimétrie par Images de Particules afin d'avoir une idée de l'écoulement dans le spray.

2.3.3 LA VELOCIMETRIE PAR IMAGE DE PARTICULES

La Vélocimétrie par Image de Particules permet d'obtenir un champ de vecteurs vitesses dans un plan. Les gouttelettes d'eau peuvent parfois suffire à l'ensemencement du milieu et aucun autre marqueur n'est nécessaire. Une nappe laser traverse le milieu à étudier et deux flashes successifs très rapprochés fournissent deux clichés de la position des particules à t et $t + \Delta t$ (cf. Figure 9). Une caméra, placée perpendiculairement au plan laser, enregistre ces images et les renvoie vers un logiciel de traitement qui détermine, par des lois d'inter-corrélation, la vitesse de chaque particule. Cette technique est souvent utilisée en complément d'un autre diagnostic laser pour obtenir une information sur la structure globale de l'écoulement.

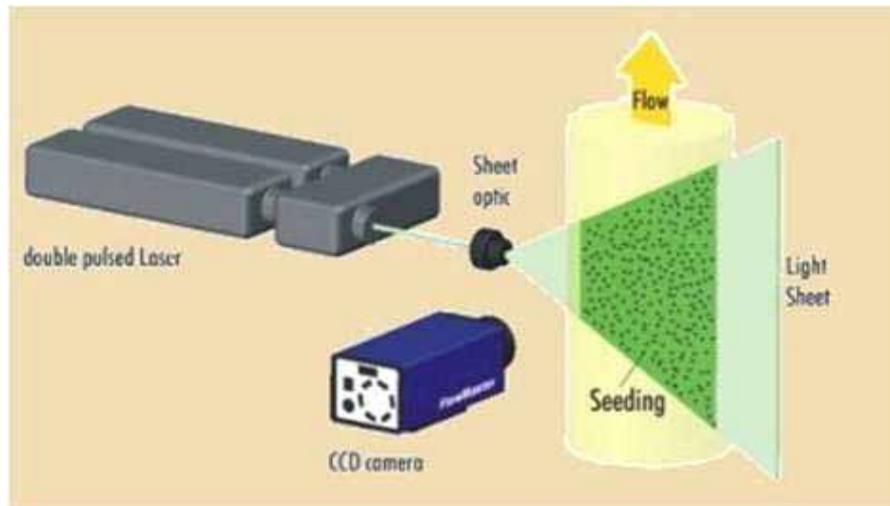


Figure 9 : Principe de la technique de Vélométrie par Image de Particules

(Source : LAUM – UMR 6613)

Ces techniques nous permettront de dresser une carte d'identité des brouillards d'eau qui seront utilisés lors de cette thèse.

2.4 VAPORISATION DES GOUTTETTES

L'interaction entre une gouttelette et le milieu gazeux ambiant se fait par échange de matière et de chaleur. Au voisinage de la flamme, les transferts de chaleur par conduction en direction de la goutte sont accentués et, en parallèle, une partie de la gouttelette se vaporise dans le milieu ambiant. La vapeur s'accumulant autour de la gouttelette crée un gradient de concentration en vapeur et favorise la diffusion de la vapeur dans le milieu. Lorsque la température de surface de la gouttelette est inférieure à celle des gaz environnants, une partie de la vapeur d'eau présente dans ces gaz peut s'accumuler sur la gouttelette et augmenter ainsi sa masse et sa température car la condensation est exothermique (cf. Figure 10).

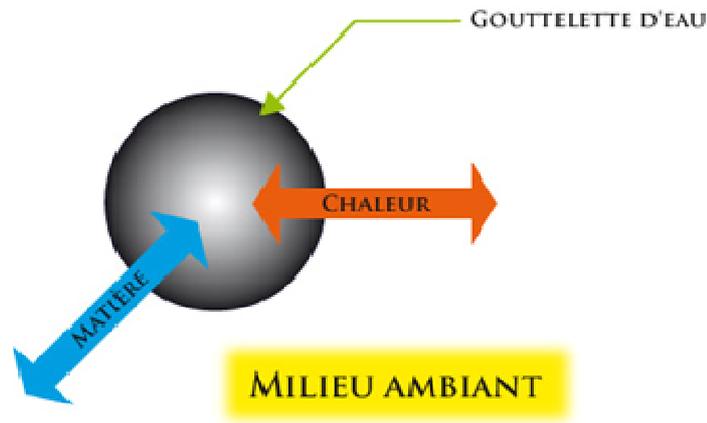


Figure 10 : Evaporation d'une goutte d'eau dans le gaz porteur

L'interaction entre la flamme, ou plus généralement le milieu ambiant, et la gouttelette est régie principalement par ces échanges. Il est donc important de connaître les lois qui régissent l'évaporation d'une goutte, puis d'essayer de transposer ces principes au cas d'un ensemble de gouttelettes. Cette étude nous permettra d'évaluer le temps de vaporisation des gouttelettes et de le comparer ensuite au temps de séjour au travers de la tranche thermique de la flamme.

2.4.1 LOI EN d^2

Dans le début des années cinquante, Spalding [15] et Godsave [16] mettent au point un modèle permettant de décrire l'évolution du diamètre d'une goutte placée dans un environnement gazeux. Ce modèle repose sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices que nous rappellerons succinctement ici :

Hypothèse 1 : La goutte est immobile dans un milieu gazeux considéré comme infini. La convection (naturelle et forcée) est négligée et les échanges se font par conduction et diffusion uniquement. Par conséquent, la goutte est supposée sphérique ce qui permet une analyse monodimensionnelle.

Hypothèse 2 : Les phénomènes sont quasi stationnaires dans le gaz. On considère donc que l'écoulement se transforme en un temps infiniment court au voisinage à l'interface avec la goutte. La transformation de la goutte est donc considérée comme une succession d'états quasi stationnaires.

Ces deux hypothèses imposent donc que l'évaporation de la gouttelette de masse m et de densité ρ_l se fasse avec la même intensité sur toute sa surface. Par définition :

$$\dot{m} = \frac{dm}{dt} = \frac{d\left(\frac{4\pi\rho_l r^3}{3}\right)}{dt} = 4\pi\rho_l r^2 \frac{dr}{dt} < 0$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\dot{m}}{4\pi\rho_l r^2} \quad (\text{Vitesse de régression du rayon de la goutte})$$

Hypothèse 3 : La vitesse radiale de régression de la goutte est faible devant la vitesse du son dans le gaz environnant, donc la pression autour de la goutte est supposée isobare durant les transformations.

Hypothèse 4 : Les propriétés de transport dans la phase gazeuse sont constantes. Le nombre de Lewis de la phase gazeuse est pris égal à 1. Soit,

$$\lambda_g = \rho_g C_{p_g} D_m$$

Où D_m est le coefficient de diffusion massique du gaz (supposé constant), λ_g est la conductivité thermique du gaz exprimée en $W.m^{-1}.K^{-1}$, ρ_g sa densité et C_{p_g} sa capacité calorifique spécifique en $J.kg^{-1}.K^{-1}$. Cette hypothèse est très discutable dans le cas des mélanges pauvres en hydrogène ($Le \approx 0,35$).

Hypothèse 5 : L'équilibre liquide-vapeur à la surface de la goutte est toujours respecté car la vitesse de vaporisation est très élevée.

Hypothèse 6 : La température de la goutte est constante et uniforme, le temps de chauffage est donc négligé. Les phénomènes de transport de chaleur et de masse sont négligés et la goutte est donc considérée dans un état quasi-stationnaire, sa température étant celle de sa vaporisation. Cette hypothèse est d'autant plus valable que le diamètre de la goutte est petit.

Hypothèse 7 : Les effets de diffusion massique due à un gradient de température (Soret) ainsi que les flux de chaleur produits par des gradients massiques (Dufour) sont négligés.

Hypothèse 8 : Dans le cas où la goutte est constituée d'un combustible liquide, les réactions chimiques sont considérées comme très rapides devant la diffusion dans la phase gazeuse. La flamme est donc modélisée comme une couche d'épaisseur nulle, étant un terme source pour les produits de combustion et la chaleur et un terme puits pour la consommation des réactifs. Il est bien entendu que cette dernière hypothèse ne s'applique pas au cas d'une goutte d'eau.

Ces hypothèses, associées aux conditions limites, permettent d'obtenir une loi de suivi du diamètre (d) d'une gouttelette, en fonction du temps (t), de son diamètre initial (d_0) et du taux de vaporisation (K) :

Loi en d^2 :
$$d^2 = d_0^2 - K \cdot t$$

Pour résumer, lorsqu'une goutte est portée à sa température d'ébullition et qu'elle est exposée à un flux de chaleur constant, sa vitesse d'évaporation est proportionnelle à sa surface.

Le coefficient K peut être déduit expérimentalement et sa détermination permet d'évaluer le temps de vaporisation de la goutte par l'expression suivante :

$$t_{vap} = \frac{d_0^2}{K}$$

2.4.2 LIMITATION DU MODELE EN d^2

Le modèle présenté succinctement dans la partie précédente est limité. Il est établi pour une seule goutte et non pour un ensemble de gouttelettes. Les gouttelettes dans un spray présentent un taux de vaporisation qui est généralement moindre et qui dépend de leur position dans le spray : au centre, la vaporisation n'est pas aussi rapide qu'à l'extérieur. Le comportement des gouttelettes dans un spray peut parfois suivre la loi du d^2 (Chen et Gomez [17]) mais le coefficient d'évaporation K est deux fois plus petit que pour une gouttelette isolée (expériences menées sur un brûleur co-courant). Les gouttes sont soumises à des phénomènes de coalescence et de fragmentation. De plus, les vapeurs issues de l'évaporation des gouttelettes voisines réduisent le taux d'évaporation.

L'intensité de la turbulence a également un effet très marqué sur l'évaporation des gouttes. En effet, à mesure qu'elles s'évaporent, les vapeurs sont entraînées par les gaz environnant, favorisant ainsi le maintien d'un gradient de concentration important autour de la goutte. Lorsque l'intensité de la turbulence devient élevée, la forme sphérique des gouttes peut être modifiée de façon significative, augmentant par conséquent l'interface entre la goutte et le gaz et favorisant le processus de vaporisation.

De plus, l'hypothèse de quasi-stationnarité est valable dans la mesure où la vaporisation se fait de façon lente, c'est-à-dire que la pression reste constante autour de la goutte au cours de la transformation. Pour les gouttelettes de petite taille, la vaporisation peut être très rapide à l'approche du front de flamme et cette hypothèse n'est plus valable.

Pour les gouttelettes de grande taille, l'hypothèse 6 n'est plus vraiment justifiée car l'énergie apportée pour le chauffage de la goutte jusqu'à sa température d'ébullition est importante.

Aussi, la vaporisation des gouttes génère une variation de la composition des gaz qui l'entourent. Les propriétés de transport et physico-chimiques sont modifiées car dépendantes de la composition.

Peu d'études traitent des aspects fondamentaux de l'évaporation des sprays. Les documents disponibles dans la littérature (Chen et Gomez [17]) donnent des valeurs de coefficient d'évaporation global du n-heptane sur le spray monodisperse mais l'écart avec les valeurs obtenues pour une seule goutte isolée est très variable selon les caractéristiques des sprays considérés. Tambour [18] détermine le taux de vaporisation globale des gouttes, dans le cas d'un spray polydisperse. Il est aussi intéressant de constater que pour un spray monodisperse le diamètre moyen de Sauter diminue de façon monotone au cours de la vaporisation et que le spray devient polydisperse car les gouttelettes périphériques s'évaporent plus vite que celles situées au centre. Pour un spray polydisperse, les particules les plus petites s'évaporent plus vite que les grosses, le diamètre moyen de Sauter augmente au cours de la vaporisation.

2.4.3 IMPACT DE LA VAPORISATION DES GOUTTES SUR LE MILIEU

La vaporisation des gouttes du spray dans le milieu au contact de la flamme modifie la composition du mélange gazeux à travers l'introduction de vapeur d'eau dans les gaz frais (en amont de la flamme). La présence d'eau modifiant les limites d'inflammabilité du mélange Hydrogène / Air / Vapeur d'eau, il est important de connaître la valeur limite de vapeur d'eau inertant le mélange pour toutes les concentrations en hydrogène. La Figure 11 donne l'évolution du domaine d'inflammabilité des mélanges H₂ / Air / Vapeur d'eau (courbe extérieure) et celle du domaine de détonabilité directe (courbe intérieure). La température de travail est celle qui permet d'atteindre la fraction de vapeur d'eau désirée. Elle varie donc d'un point à l'autre mais la valeur de la température de travail peut être obtenue directement sur la Figure 12 .

D'après la Figure 11, au-delà de 55% volumique d'eau vapeur, la flamme ne peut être amorcée ou se propager, comme le montre le diagramme de Shapiro présenté ci-dessous. En l'absence de vapeur d'eau et dans les mêmes conditions de pression et de température, le domaine d'inflammabilité de l'hydrogène dans l'air s'étend de 4 à 77 % Vol. dans l'air (21 % O₂ + 79 % N₂).

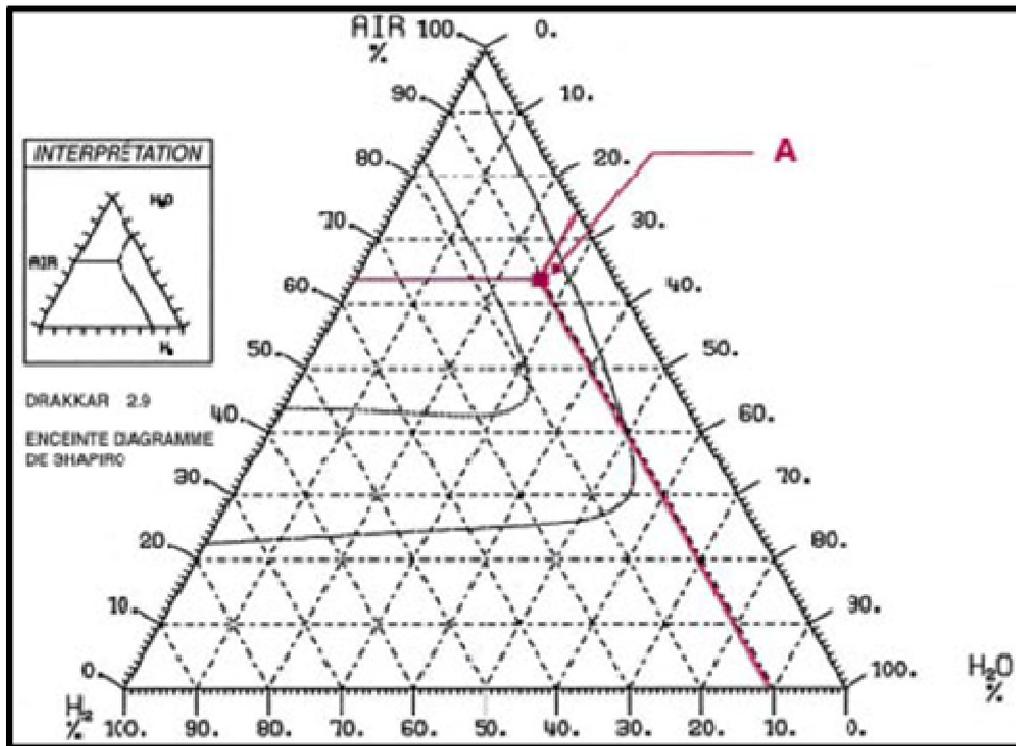


Figure 11 : Diagramme de Shapiro pour le mélange ternaire H₂ / Air / Vapeur d'eau

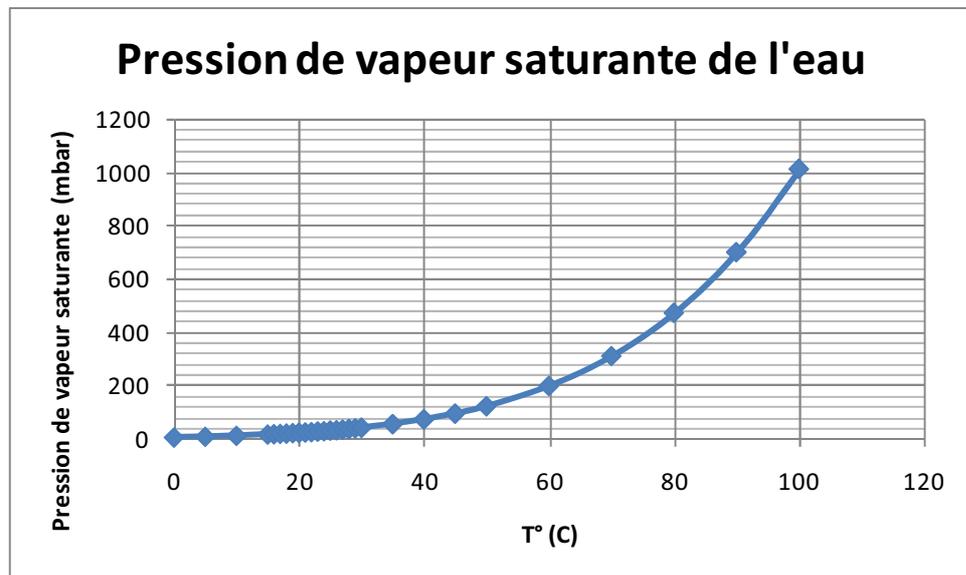


Figure 12 : Pression de vapeur saturante de l'eau en fonction de la température du liquide.

3 RAPPEL DES PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DES FLAMMES

LAMINAIRES DE PREMELANGE

3.1 INTRODUCTION

Lorsqu'un mélange gazeux est composé d'un combustible et d'un comburant, dans des quantités comprises dans les limites d'inflammabilités, on parle de prémélange inflammable. Une source d'énergie suffisamment importante pour porter les gaz au dessus de leur température d'inflammation, permet alors d'amorcer l'inflammation au sein du mélange. La réaction chimique est initiée et se propage à travers le mélange sous la forme d'un front de flamme. Ce front sépare les gaz dits « frais » des gaz « brûlés ». La célérité à laquelle se déplace ce front de flamme dépend des conditions de pression, de température et de la composition du milieu, ainsi que de la géométrie et de l'énergie fournie initialement au milieu. Une concentration d'hydrogène comprise entre 4 et 75 % dans l'air rend le mélange potentiellement inflammable.

La propagation de l'onde de combustion peut se faire sous différents régimes :

- Lorsque sa célérité est faible devant celle du son dans les gaz frais, on parle de déflagration. L'énergie fournie par la source d'inflammation est faible en général.
- Lorsque sa célérité est supersonique, on parle de détonation. L'onde de choc est couplée à la zone réactionnelle, qui lui fournit l'énergie nécessaire à sa propagation (onde auto-entretenu).

La déflagration se déplace dans le prémélange et sa célérité peut dans certains cas évoluer au cours du temps pour former une détonation, on parle alors de transition entre déflagration et détonation. La sensibilité à la détonation d'un système chimique peut être caractérisée par une dimension correspondant à la largeur des cellules de détonation qui matérialisent la trajectoire des points de triple collision d'onde. Au sein d'une cellule de détonation, il existe un cycle de couplage-découplage entre le front de choc et la zone réactionnelle. Les cellules de détonation constituent l'un des quatre paramètres fondamentaux des détonations, avec le diamètre limite de propagation, le diamètre critique de transmission et l'énergie d'initiation directe [19]. Aussi, la largeur des cellules de détonation est liée à la distance d'induction chimique par un facteur dépendant de la composition du mélange et des conditions initiales. Le diamètre limite est généralement atteint quand la largeur de cellule est égale à « $\Pi \cdot d$ » si d est le diamètre du tube [20]. Desbordes et Coll. [21] précise les relations qui existent entre le diamètre critique de transmission et la largeur des cellules de détonation. Les auteurs

insistent par ailleurs sur l'influence de la régularité des cellules sur les paramètres de la détonation.

Le mélange combustible est caractérisé par une vitesse normale de combustion, qui ne dépend que de l'état initial (composition, pression et température). Elle est définie comme étant la vitesse des gaz frais par rapport au front de flamme, dans une direction normale à celui-ci. Cette vitesse prend également les appellations « vitesse de flamme laminaire », « vitesse fondamentale de combustion » ou encore « vitesse normale de combustion ». Il s'agit d'une propriété caractéristique d'un mélange combustible donné.

3.2 STRUCTURE DE LA FLAMME

Le front de flamme peut être décomposé en plusieurs zones (cf. Figure 13), sièges de phénomènes différents. Mallard et Le Châtelier la découpent en deux zones qui correspondent à :

- une zone de préchauffage d'épaisseur δ_p dans laquelle la diffusion des espèces et la convection de chaleur portent les gaz frais en amont de la flamme à leur température d'inflammation.
- une zone réactionnelle d'épaisseur δ_r ($\delta_r \approx 0,1.(\delta_p + \delta_r)$) qui est le siège du dégagement de chaleur transporté par la zone de préchauffage. Cette zone est donc délimitée par la température d'inflammation du côté des gaz frais, et par la température d'équilibre après combustion du côté des gaz brûlés.

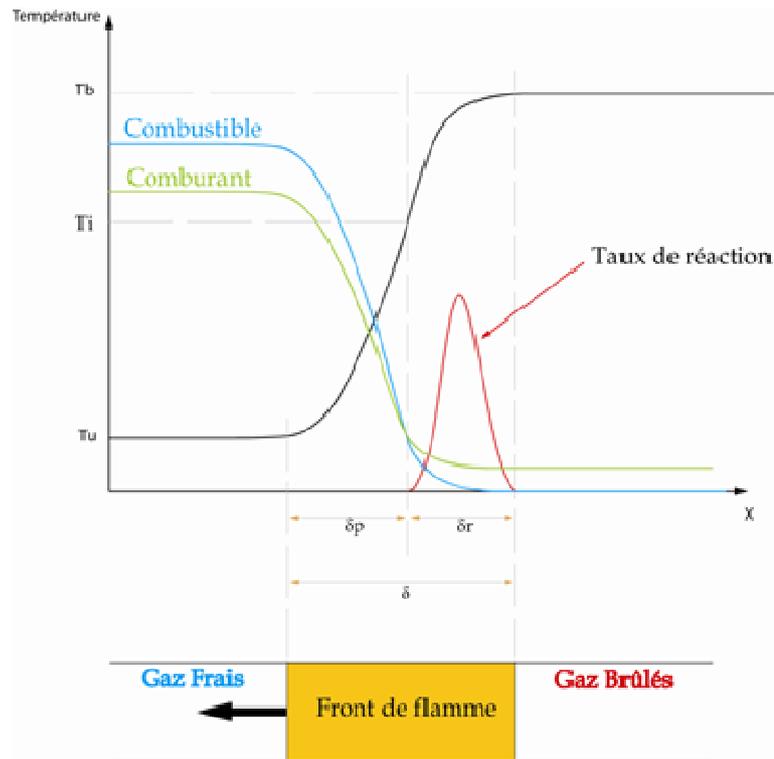


Figure 13 : Structure de la flamme laminaire prémélangée

La notion de température d'inflammation (T_i) est définie de manière à pouvoir relier la vitesse de combustion aux propriétés physico-chimiques d'un mélange connu. C'est une notion fictive qui a l'avantage de relier de façon simple la vitesse normale de combustion à la vitesse de réaction chimique. Plusieurs modèles existent pour expliciter la vitesse normale de combustion. Nous en détaillerons deux dans la suite du document, pour lesquels les pertes thermiques sont négligées en dehors du front de flamme.

3.2.1 MODELE THERMIQUE : LOI DE MALLARD ET LE CHATELIER

Ce modèle prend uniquement en compte, dans la zone de préchauffage, la conduction de chaleur issue de la zone réactionnelle et néglige la diffusion des espèces issues de la

zone de réaction. La vitesse de réaction chimique w prend la forme suivante :

$$\dot{w} = A \exp\left(-\frac{E_a}{RT_{ad}}\right)$$

Où E_a est l'énergie d'activation globale de la réaction, A est une constante et T_{ad} est la température adiabatique de flamme. Il est alors possible, avec les hypothèses énoncées plus haut, de définir une relation simple pour la vitesse normale de combustion S_l^0 , à partir du coefficient de diffusion thermique α :

$$S_l^0 = \sqrt{\alpha \cdot \dot{w}}$$

Cette relation ne permet pas de prédire la vitesse normale de combustion d'un prémélange gazeux, mais elle donne le sens de son évolution en fonction des paramètres thermodynamiques du mélange.

3.2.2 MODELE DE DIFFUSION THERMIQUE ET MASSIQUE

Le modèle simplifié de Mallard et Le Châtelier a été repris par Zeldovich, Frank-Kamenetskii et Semenov en considérant à la fois la diffusion des espèces et de la chaleur. Selon Semenov, la température d'inflammation est très proche de la température adiabatique de flamme, car la vitesse de réaction suit une loi exponentielle. Dans le cas où les nombres adimensionnels de Schmidt S_c et de Prandtl P_r sont égaux à un, la résolution des équations de conservation mène à l'égalité suivante :

$$S_l^0 = \sqrt{\frac{2 \lambda C_{p,f}^n Z' c_{r,0}^{n-1} \cdot \left(\frac{n_r}{n_p}\right)^n \cdot \left(\frac{A}{B}\right)^n \cdot \left(\frac{R \cdot T_f^2}{E_a}\right)^{n+1} \cdot \left(\frac{e^{-\left(\frac{E_a}{RT_f}\right)}}{(T_f - T_0)^{n+1}}\right)}{\rho_0 \cdot C_p^{n+1}}$$

$$Pr = \frac{\mu \cdot Cp}{\lambda} = 1 \quad Sc = \frac{\mu}{\rho D} = 1 \quad Le = \frac{\alpha}{D} = \frac{A}{B}$$

L_e étant le nombre adimensionnel de Lewis.

μ est la viscosité dynamique,

D le coefficient de diffusion massique,

et α la diffusivité thermique.

n_r et n_p sont les quantités de réactifs et de produits

λ est la conductibilité thermique

T_f est la température de flamme, T_0 est la température initiale

$\overline{C_p}$, T et ρ sont respectivement la capacité calorifique moyenne entre T_0 et T_f , la température et la masse volumique.

$C_{p,f}^n$ est la capacité calorifique calculée à T_f

n représente l'ordre de la réaction bilan

Z' est un facteur pré-exponentiel et E_a est l'énergie d'activation globale.

3.2.3 ENERGIE D'ACTIVATION ET NOMBRE DE ZELDOVICH

A partir de l'expression suivante : $S_l^0 = \sqrt{\alpha \cdot \dot{w}}$ et de l'expression de \dot{w} , on peut tracer la quantité $[2 \ln(S_l^0) - \ln(\alpha)]$ en fonction de l'inverse de la température. On devrait obtenir une droite dont le coefficient directeur permet de calculer l'énergie globale d'activation.

En se plaçant dans le formalisme de Mallard et Le Châtelier, Zeldovich et Frank-Kamenetskii ont introduit un nombre sans dimension β , appelé nombre de Zeldovich et qui représente l'énergie d'activation normalisée.

Si T_b et T_u représentent respectivement les températures dans les brûlés et les gaz frais, le nombre de Zeldovich β s'exprime sous la forme :

$$\beta = \frac{E_a}{RT_b^2} \cdot (T_b - T_u)$$

3.2.4 EPAISSEUR DE LA FLAMME LAMINAIRE

Un certain nombre d'équations permet d'évaluer l'épaisseur de la zone réactionnelle δ_r ou celle de la zone de préchauffage δ_p . Pour cette dernière, l'expression suivante est souvent utilisée et le sera dans notre analyse :

$$\delta_p = \frac{\lambda}{\rho \cdot C_p \cdot S_l^0}$$

Elle représente la diffusivité thermique, normalisée par la vitesse de flamme laminaire à étirement nul ; elle est généralement de l'ordre de 10^{-2} cm pour des flammes usuelles.

L'épaisseur de la zone réactionnelle δ_r se calcule généralement à partir de du nombre de Zeldovich et de δ_p :

$$\delta_r = \frac{\delta_p}{\beta}$$

D'autres auteurs utilisent des définitions différentes. Par exemple, Lamoureux et Coll. [22] utilisent le coefficient de diffusion du combustible (l'hydrogène dans notre cas) dans le mélange, normalisé par la vitesse de flamme laminaire :

$$\delta = \frac{D_{H_2/mélange}}{S_l^0}$$

δ_r est petit devant δ_p car β est généralement grand devant 1 (10 en moyenne pour les mélanges considérés). En négligeant donc ce terme devant δ_p , on peut définir un temps de transit de la flamme :

$$\tau_c = \frac{\delta_p}{S_l^0}$$

Ces trois paramètres δ_r , δ et τ_c permettent de dresser les caractéristiques d'une flamme laminaire de prémélange. Pour la combustion turbulente, la comparaison de ces paramètres avec les caractéristiques de la turbulence du milieu, va permettre de classer les flammes en différentes catégories, pour lesquelles des modèles adaptés ont été développés. Il est également possible, d'un point de vue pratique, de comparer la valeur du temps de transit de la flamme, à la valeur du temps de vaporisation d'une gouttelette d'eau, afin d'évaluer sa propension à s'évaporer ou à traverser le front de flamme sous forme liquide.

La valeur de S_l^0 peut être calculée à partir de l'expression donnée par Malet [23] dans une gamme de richesse allant de 0,24 à 0,7, pour une température initiale de 298 K et une pression initiale de 100 kPa. Pour les richesses inférieures à 0,24, les valeurs sont extrapolées car il est très difficile de réaliser des essais à très faible richesse, à cause de la cellularisation des flammes. Dans les conditions énoncées plus haut et en l'absence de gaz diluant, l'expression prend la forme suivante :

$$S_l^0(\phi) = (1,44\phi^2 + 1,07\phi - 0,29) \quad (\text{en m.s}^{-1})$$

Lamoureux et Coll. [22] ont également étudié les mélanges H_2 / air / H_e / CO_2 et donnent des précisions quand à la mesure des vitesses fondamentales pour ces mélanges (Tableau 4).

%mol H ₂ /air	Φ	α (m ² .s ⁻¹)	D _{H₂/mélange} (m ² .s ⁻¹)	T _f (K)	S _i ⁰ (m.s ⁻¹)	$\delta=f(\alpha)$ (m)	τ_c (s)
20	0,60	3,84E-05	9,87E-05	2215	8,57E-01	4,48E-05	5,23E-05
19	0,56	3,76E-05	9,76E-05	2136	7,57E-01	4,97E-05	6,57E-05
18	0,52	3,68E-05	9,65E-05	2054	6,63E-01	5,55E-05	8,37E-05
17	0,49	3,59E-05	9,54E-05	1970	5,74E-01	6,26E-05	1,09E-04
16	0,45	3,51E-05	9,44E-05	1885	4,91E-01	7,14E-05	1,45E-04
15	0,42	3,43E-05	9,34E-05	1797	4,14E-01	8,28E-05	2,00E-04
14	0,39	3,35E-05	9,24E-05	1708	3,41E-01	9,81E-05	2,88E-04
13	0,36	3,26E-05	9,14E-05	1618	2,73E-01	1,20E-04	4,38E-04
12	0,32	3,18E-05	9,04E-05	1526	2,09E-01	1,52E-04	7,27E-04
11	0,29	3,10E-05	8,95E-05	1434	1,50E-01	2,07E-04	1,39E-03
10	0,26	3,02E-05	8,86E-05	1340	9,38E-02	3,22E-04	3,43E-03
9	0,24	2,94E-05	8,77E-05	1243	4,18E-02	7,03E-04	1,68E-02
8	0,21	2,86E-05	8,68E-05	1148			
7	0,18	2,78E-05	8,59E-05	1050			
6	0,15	2,70E-05	8,51E-05	950			
5	0,13	2,62E-05	8,43E-05	849			

Tableau 4 : Caractéristiques des flammes à différentes richesses - T_i = 298 K et P_i = 1bar

3.3 L'ETIREMENT DE LA FLAMME

Lorsqu'elles se propagent, les flammes peuvent être soumises à un étirement qu'il est important de connaître afin de mesurer la vitesse normale de combustion. Cet étirement provient d'une vitesse tangentielle non nulle. L'existence de cette vitesse implique des échanges de masse et de chaleur qui vont modifier la propagation de la flamme. Deux origines sont possibles pour expliquer la naissance d'un étirement de la flamme :

- Déformation de la zone réactionnelle due à la géométrie de l'écoulement (propagation sphérique par exemple)

- Ecoulement non uniforme en amont du front de flamme (cas du brûleur à flamme plate)

Markstein a décrit les effets liés au rayon de courbure de la flamme sur sa structure. La vitesse normale de combustion u_n varie linéairement avec l'inverse du rayon de courbure, selon la relation :

$$u_n - S_l^0 = S_l^0 \cdot \frac{L'}{R}$$

où R est le rayon de courbure de la flamme, et L' une longueur caractéristique de l'épaisseur du front de flamme. S_l^0 correspond à la vitesse normale de combustion d'une flamme non étirée, plane et d'épaisseur nulle.

Cette notion d'étirement a été introduite par Karlovitz, le définissant comme la variation de surface de la zone réactionnelle, normalisée par cette même surface :

$$K = \frac{1}{A} \cdot \frac{dA}{dt}$$

K est positif si la surface de la flamme augmente. Au-delà d'un certain étirement critique, la flamme s'éteint.

3.4 CAS DES FLAMMES SPHERIQUES

On considère le cas d'une propagation sphérique, initiée en son centre par une source supposée ponctuelle. Le front de flamme sépare les gaz brûlés interne à la sphère de rayon r_u ainsi formée, des gaz frais à l'extérieur de cette sphère. Par définition, la vitesse normale de combustion est la vitesse des gaz frais par rapport au front de flamme, dans une direction normale à celui-ci. Sur l'ensemble de la surface de la sphère, il vient :

$$\frac{dm_u}{dt} = -4\pi r_u^2 \rho_u u_n$$

où m_u est la masse de gaz frais, u_n est la vitesse normale de combustion et ρ_u est la masse volumique des gaz frais.

En régime stationnaire, le débit massique de gaz brûlés est égal au débit de gaz frais, on obtient alors l'expression suivante :

$$u_n = \frac{1}{r_u^2 \rho_u} \cdot \frac{d}{dt} \int_0^{r_u} \rho r^2 dr$$

La masse volumique est considérée ici comme étant dépendante de la position dans le milieu. Il est difficile de connaître sa distribution sur l'ensemble des gaz brûlés. En règle générale, on se place dans des conditions qui permettent de connaître son expression, comme par exemple dans le cas adiabatique.

La vitesse enregistrée par le système de visualisation mis en place sur la bombe sphérique (cf chapitre II) donne l'évolution de la vitesse V_s du front de flamme en fonction du temps (vitesse spatiale d'évolution), mais la vitesse fondamentale de flamme ne doit pas prendre en compte la croissance du front de flamme induite par l'expansion thermique. On peut écrire la relation suivante :

$$V_s = u_g + u_n$$

Où u_g représente la vitesse des gaz induite par l'expansion de la flamme.

Pour le cas d'une symétrie sphérique, la vitesse spatiale de propagation est constante en tout point du front de flamme à une position donnée, mais elle varie en fonction du temps à cause de l'étirement auquel elle est soumise :

$$V_s = \frac{dr_u(t)}{dt}$$

Cette vitesse considère d'une part les gaz frais dans la zone de préchauffage et d'autre part une partie des gaz brûlés derrière la zone réactionnelle car la sphère de rayon r_u

est constituée d'une part de gaz brûlés dont la fraction massique est $\frac{\rho - \rho_u}{\rho_b - \rho_u}$ et

d'autre part de gaz frais dont la fraction est $\frac{\rho_b - \rho}{\rho_b - \rho_u}$.

On peut alors réécrire l'expression de u_n de la manière suivante :

$$u_n = \frac{1}{r_u^2 \rho_u} \cdot \frac{d}{dt} \left[\int_0^{r_u} r^2 \rho_u \left(\frac{\rho_b - \rho}{\rho_b - \rho_u} \right) dr + \int_0^{r_u} r^2 \rho_b \left(\frac{\rho - \rho_u}{\rho_b - \rho_u} \right) dr \right]$$

Par définition, la vitesse normale de combustion exprime la vitesse de disparition des gaz frais à travers le front de flamme. Le second terme de l'équation correspond au taux d'apparition des gaz brûlés. Il n'y a égalité entre vitesse de disparition des gaz

frais et vitesse de production des gaz brûlés que dans le cas d'une flamme infiniment mince, non soumise à un étirement.

3.5 INFLUENCE DES CONDITIONS INITIALES SUR LA PROPAGATION DES FLAMMES

Nous avons évoqué le fait que la vitesse normale de combustion était dépendante des propriétés initiales du mélange, comme sa composition, sa température ou sa pression. Nous détaillerons ici quelques exemples non exhaustifs de façon à visualiser la dépendance de la vitesse normale de combustion par rapport à ces différents paramètres.

3.5.1 PRESSION INITIALE

L'influence de la pression initiale sur la vitesse normale de combustion a été étudiée par plusieurs auteurs. Une étude de Gelfand [24] sur les mélanges pauvres H_2 / Air présente les différentes vitesses de flamme laminaire obtenues pour 5 richesses différentes à 298 K, la pression initiale variant entre 0,5 et 10 bar (cf. Figure. 14 et Figure 15).

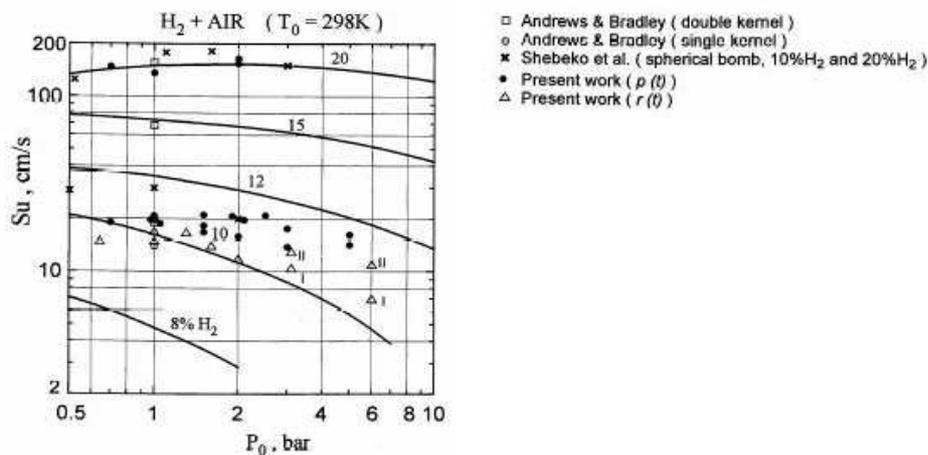


Figure. 14 : Influence de la pression initiale sur la vitesse normale de combustion des mélanges H_2 / Air à 298 K. Gelfand [24]

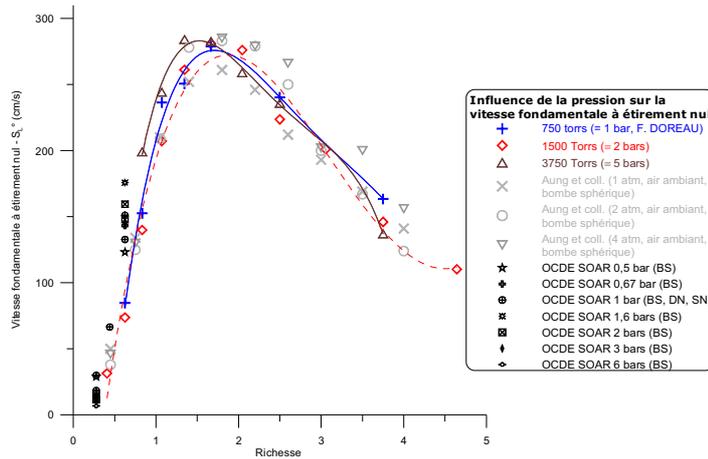


Figure 15 : Influence de la pression initiale sur la vitesse normale de combustion à 298 K des mélanges H₂ / Air pour une richesse allant de 0,13 à 5, Malet [23]

Plusieurs conclusions peuvent être dégagées. La dépendance de la vitesse de flamme laminaire vis-à-vis de la pression initiale diminue avec l'augmentation de la richesse, sur la gamme de pressions initiales étudiées. La plupart des études sur le sujet concluent à une dépendance de type P^n avec n un réel dépendant de la composition initiale du mélange. Pour les mélanges pauvres en hydrogène (moins de 15 % en volume), la valeur de n est négative. Il est également intéressant de constater que malgré une diminution de la vitesse normale de combustion, les quantités de gaz consommées par unité de temps peuvent être supérieures à celles consommées à une pression inférieure.

3.5.2 COMPOSITION INITIALE

3.5.2.1 Influence de la richesse

La richesse du mélange est définie de la sorte :
$$\phi = \frac{\left(\frac{[\text{combustible}]}{[\text{oxygène}]}\right)_{\text{mélange}}}{\left(\frac{[\text{combustible}]}{[\text{oxygène}]}\right)_{\text{stoechiométrie}}}$$

Pour l'hydrogène prémélangé dans l'air, en présence ou non de diluant, cette formule peut être simplifiée sous la forme suivante :

$$\phi = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{[\text{combustible}]}{[\text{oxygène}]}\right)_{\text{mélange}}$$

La vitesse fondamentale de flamme présente une très grande dépendance vis-à-vis de la richesse du mélange et ce, pour toutes les pressions étudiées, comme le montrent la

Figure 16 et la Figure 17. Elle est maximale pour une richesse de 1,627 à 1 bar, correspondant à un mélange comprenant 40 % d'hydrogène dans l'air.

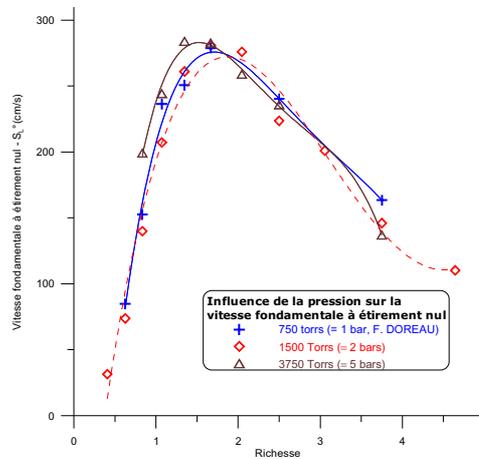


Figure 16 : Influence de la richesse initiale sur la vitesse normale de combustion des mélanges H_2 / Air à 298 K pour différentes pressions initiales : 1, 2 et 5 bars d'après Malet [23]

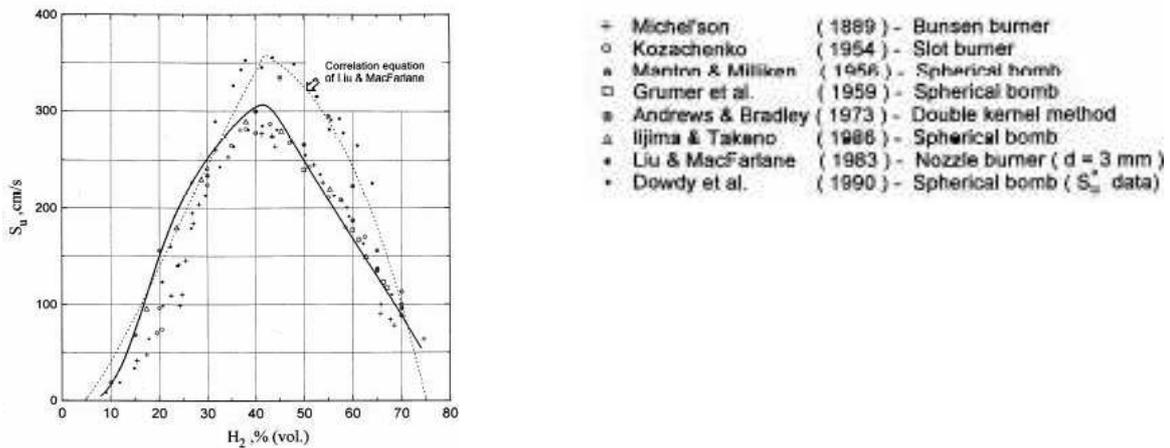


Figure 17 : Influence de la richesse initiale sur la vitesse normale de combustion des mélanges H_2 / Air à 298 K et 1 bar. Gelfand [24]

On remarque également sur la Figure 16 que la richesse correspondant au maximum de vitesse varie légèrement avec la pression initiale. Pour des pressions élevées, en présence de mélanges pauvres, les instabilités de type thermo-diffusives entraînent un plissement de la flamme et rendent difficiles les mesures de vitesse fondamentale.

3.5.2.2 Influence de la dilution

Les réacteurs à eau pressurisée, dans le contexte de l'accident grave, contiennent des mélanges ternaires hydrogène / air / vapeur d'eau. La présence de cette vapeur d'eau engendre une dilution des réactifs. La flamme doit fournir une énergie à des gaz inertes au cours de sa propagation, ce qui réduit généralement les températures de flammes

comme le montre la Figure 18. Gelfand [24] a étudié ces effets et les présentent pour des dilutions allant jusqu'à 40 % volumique en vapeur d'eau.

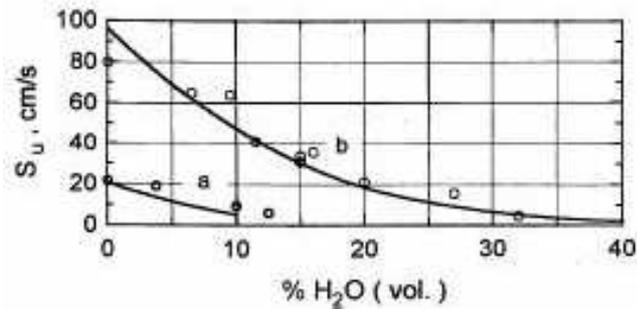


Figure 18 : Influence de la dilution initiale sur la vitesse normale de combustion des mélanges H₂ / Air à 393 K pour une pression de 3 et 5 bar d'après Gelfand [24]. Symboles : mesures ; courbe : calculs.

(a) : T₀ = 393 K, P₀ = 5 bar, Φ=0,26 ; (b) : T₀ = 393 K, P₀ = 3 bar, Φ=0,39

En première approximation, on peut estimer que la vitesse fondamentale de flamme est divisée par deux à chaque fois que l'on augmente de 10 % la dilution.

3.5.3 TEMPERATURE INITIALE

La vitesse de flamme laminaire est très dépendante de la température initiale comme le montre la Figure 19. Dugger et Heime [25] ont confirmé les travaux de Mallard et Le Châtelier [26]. La vitesse de flamme laminaire augmente avec le préchauffage des gaz frais. Ils concluent à une dépendance du type T^m avec m compris entre 1,5 et 2. Cette influence est trop grande pour n'être expliquée qu'à partir d'un effet de type Arrhenius sur les taux de réaction. Il est indispensable d'envisager l'influence de la température sur les mécanismes réactionnels. D'un point de vue qualitatif, Murty Kanury [27] propose le diagramme suivant :

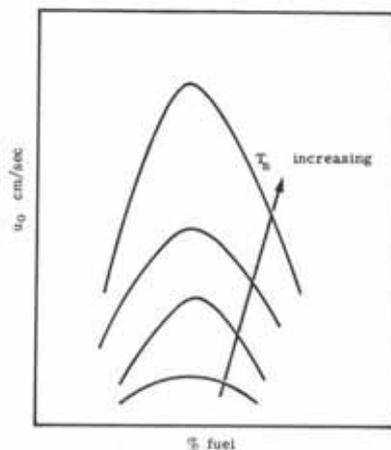


Figure 19 : Influence de la température initiale T_s sur la vitesse de flamme laminaire u₀. Murty Kanury [27].

4 INTERACTION FLAMMES - GOUTTELETTES D'EAU

Lorsqu'une flamme arrive en contact avec un spray de gouttelettes ou lorsque que la combustion se fait dans un milieu comportant des gouttelettes en suspension, certains phénomènes modifient les mécanismes classiques de combustion. Ces phénomènes sont partiellement étudiés dans la littérature à travers différents systèmes. On peut notamment distinguer deux catégories d'effets :

- Les effets promoteurs de la flamme
- Les effets inhibiteurs de la flamme

Les paramètres de l'étude (granulométrie, vitesse des gouttelettes, nature de la propagation de la flamme, richesse ...) conditionnent la réaction du milieu et différentes configurations ont déjà été étudiées dans la littérature. Nous présentons dans Tableau 5 les différents phénomènes puis nous détaillons les résultats obtenus par les différents auteurs sur chaque aspect de l'interaction flamme / brouillard d'eau.

Effets	Action	Flamme de prémélange	Flamme de diffusion
Inhibiteurs	Refroidissement des gaz (conduction, évaporation)	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
	Blocage des radiations thermiques	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
	Déplacement de l'oxygène (évaporation)	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
	Dilution des réactifs (par la vapeur d'eau)	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
	Abaissement de la pression maximale	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
Promoteurs	Effets cinétiques	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
	Amélioration du mélange des réactifs	<input type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>
	Création de turbulence supplémentaire	<input checked="" type="checkbox"/>	<input checked="" type="checkbox"/>

Tableau 5 : Effets rencontrés lors de l'interaction d'un spray de gouttelettes d'eau sur une flamme.

4.1 ROLE DU SPRAY SUR LA COMBUSTION

4.1.1 REFROIDISSEMENT DES GAZ

Lorsqu'une gouttelette arrive au voisinage de la flamme, la différence de température entre elle et le gaz génère un flux thermique en direction de la gouttelette, jusqu'à sa température d'ébullition. Ce phénomène est d'autant plus rapide que la température de flamme est élevée et que la gouttelette est petite. Il peut être suivi de l'évaporation de la gouttelette. Ces deux phénomènes endothermiques absorbent une partie de l'énergie du milieu et participent donc à son refroidissement.

Shimizu et Coll. [28] ont effectué une étude numérique et expérimentale sur l'extinction des flammes de diffusion méthane / air par un brouillard d'eau. L'aspersion est dirigée verticalement sur la flamme après que celle-ci ait été amorcée dans le fond de l'enceinte. Sous l'action des gouttelettes, une extinction de la flamme peut être observée expérimentalement si la quantité d'eau introduite est suffisante. Bien que l'extinction n'ait pas été reproduite par la simulation numérique menée en parallèle, les auteurs l'expliquent par l'action de deux phénomènes consécutifs :

- l'absorption de chaleur par l'évaporation des gouttelettes, qui a pour effet direct de réduire la température de flamme
- L'étouffement de la flamme entourée par la vapeur d'eau libérée.

4.1.2 BLOCAGE DES RADIATIONS THERMIQUES

Ces radiations existent dans le cas où la combustion se fait en présence de carbone ou d'autres espèces chimiques qui émettent dans l'infrarouge. Pour notre cas, ces radiations sont minimales mais les études généralement menées sur l'interaction entre un brouillard et une flamme fournissent des résultats intéressants sur l'analyse des mécanismes physiques de l'interaction flamme / brouillard d'eau.

Richard [29] étudie l'interaction entre un brouillard d'eau et un feu de nappe (flamme de diffusion). Il s'intéresse aux effets physico-chimiques ainsi qu'à l'influence sur le rayonnement. Lorsque le brouillard est injecté en haut de la flamme, une baisse d'environ 15 % de la fraction radiative est observée. Cette chute des flux rayonnés par la flamme résulte en grande partie de la réduction de la température des gaz et en moindre partie de l'absorption due à la présence de vapeur d'eau. D'un point de vue

expérimental, les températures internes de la flamme sont mesurées à l'aide de thermocouples, regroupés sous forme de peignes et nettoyés soigneusement après chaque utilisation. Deux fluxmètres (MEDTHERM), orientés horizontalement et en regard de la flamme, renseignent sur les flux qu'elle rayonne vers l'environnement. D'autres fluxmètres donnent une information concernant les flux rayonnés vers la surface du liquide.

Coppalle et Coll. [30] à travers une étude numérique, ont étudié l'influence du diamètre des gouttelettes d'eau sur le rayonnement infrarouge des flammes. Le combustible n'est pas précisé mais il s'agit de flammes de diffusion émettant entre 1 et 10 μm . Les propriétés optiques de l'eau y sont incorporées pour modéliser des rideaux de gouttelettes. Le résultat principal qu'ils obtiennent concernant la granulométrie est que le facteur d'atténuation maximal résulte de gouttelettes dont le diamètre est comparable à la longueur d'onde maximale rayonnée par la flamme. Ce résultat est à rapprocher de celui obtenu par d'autres auteurs, notamment Ravigururajan et Beltran [31] ou Yang et Coll. [32].

Ces différentes études montrent que les caractéristiques optimales de l'aspersion dépendent dans une large mesure du type de flamme considéré.

4.1.3 DEPLACEMENT DE L'OXYGENE

Ce phénomène concerne plus particulièrement les flammes de diffusion mais, dans les scénarios accidentels, les flammes réelles peuvent parfois présenter certains caractères de flamme diffusive, en parallèle avec ceux des flammes de prémélange. Lorsque des gouttelettes d'eau sont évaporées à 1 bar et 100°C, le volume du gaz résultant de l'évaporation est environ 1900 fois supérieur à celui de la même quantité d'eau sous forme liquide. Mawhinney et Coll. [33] et Braidech et Coll. [34] précisent que si cette évaporation a lieu de manière rapide, la vapeur d'eau a un effet piston sur les gaz environnants. Si un spray de gouttelettes très fines est introduit de manière rapide dans un milieu à haute température, l'évaporation soudaine provoque le déplacement de l'air du milieu par la vapeur d'eau, réduisant ainsi le taux de réaction et facilitant l'extinction éventuelle de la flamme.

4.1.4 DILUTION DES REACTIFS

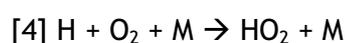
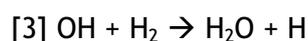
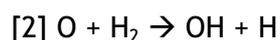
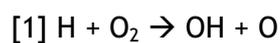
La dilution des réactifs se traduit par un abaissement de la température de flamme aussi bien pour les flammes de diffusion que pour les flammes de prémélange. La

vapeur d'eau issue de l'évaporation peut modifier la concentration des réactifs jusqu'à sortir des limites d'inflammabilité. Lorsque le combustible présente un très large domaine d'inflammabilité, par exemple pour l'hydrogène de 4 à 75 % dans l'air, il est difficile de provoquer l'extinction par dilution uniquement [35]. La dilution du milieu gazeux par la vapeur d'eau entraîne une augmentation de la capacité calorifique et provoque une diminution de la température de flamme. Par conséquence, le taux de réaction est abaissé, ce qui peut, dans certains cas, entraîner l'extinction de la flamme. La valeur limite du taux de réaction en dessous de laquelle l'extinction a lieu est d' $e^{-0,5}$ ($\approx 0,61$) selon Buckmaster et Ludford [36]. La valeur de la vitesse de flamme laminaire pour un mélange stœchiométrique méthane / air déshydraté donnée par Chelliah [37] est de 40,8 cm/s alors qu'elle est réduite à 34,9 cm/s lorsque de la vapeur d'eau est ajoutée au mélange jusqu'à saturation (14 % de réduction à 300K).

La propagation de la flamme dans un milieu gazeux, en présence de gouttelettes d'eau susceptibles de s'évaporer, génère des gradients de concentrations des différents composés. A mesure que le front de flamme s'approche de la gouttelette, la concentration en vapeur d'eau devient de plus en plus grande, car l'évaporation des gouttelettes est à un stade plus avancé. La flamme subit donc les effets précédemment cités puis elle se propage dans une zone fortement diluée. Les phénomènes sont donc cumulatifs et interviennent avec des importances différentes en fonction de la nature de la flamme, de la configuration du système ou des caractéristiques du spray.

4.1.5 EFFETS CINETIQUES

Les différentes étapes du mécanisme cinétique d'oxydation de l'hydrogène dans l'air sont bien connus et leur constantes de vitesse évaluées avec une bonne précision. Très schématiquement, dans le cas de la propagation d'une flamme laminaire où H diffuse en avant du front de flamme, la réaction chimique peut s'écrire sous la forme d'un mécanisme réduit à 4 étapes principales. Un mécanisme complet est fourni en annexe 1.



L'essentiel des réactifs est consommé par les étapes de ramification [1] et [2]. L'étape [4], où M est un partenaire de collision quelconque, est considérée comme une étape de rupture bien que très exothermique car HO₂ est peu réactif dans le milieu. Elle est favorisée à haute pression. Le rôle de la vapeur d'eau, partenaire de collision environ

17 fois plus efficace que l'azote, sera donc en général de ralentir la vitesse de réaction chimique et donc la vitesse de flamme laminaire.

A très faibles quantités, Downie et Coll. [38] ont émis l'hypothèse que la présence de vapeur d'eau au sein de la zone réactionnelle, augmente la production du radical OH, extrêmement réactif. Ils concluent donc à une augmentation du taux de réaction global. Mais dans la grande majorité des cas, la présence de vapeur d'eau réduit considérablement la vitesse de réaction.

4.1.6 ABAISSEMENT DE LA PRESSION DE L'ENCEINTE DE CONFINEMENT

Les objectifs principaux de la mise en service de l'aspersion dans l'enceinte du réacteur sont :

- La collecte des aérosols vers le puisard
- L'abaissement de la pression dans l'enceinte

La British Gas a effectué des recherches [39] sur la pression atteinte dans une enceinte fermée, celle-ci étant le siège d'une explosion de gaz. Ces études, complétées par le Christian Michelsen Research (CMR) [40,41,42,43,44], ont montré que la pression mesurée en présence de l'aspersion était inférieure à celle obtenue en son absence. L'aspersion réduit la vitesse du front de flamme se déplaçant à grande vitesse et réduit aussi l'accélération de la flamme si elle est appliquée lors de la phase d'accélération. Dans le cas où des vitesses importantes ne sont pas atteintes, il a été prouvé que l'aspersion engendrait des effets néfastes (accélération de flamme) sur lesquels nous reviendrons dans les paragraphes suivants.

Thomas [45] a également analysé les signaux de pression obtenus dans le cas d'une aspersion effectuée sur des flammes méthane / air prémélangées. Le dispositif utilisé est un tube rectangulaire d'une section de 175 x 275 mm² et d'une longueur de 5,32 m. Le mélange est amorcé dans une chambre cylindrique d'un diamètre de 247 mm et d'une longueur d'un mètre. La réduction de section, ainsi qu'un certain nombre de grilles placées le long du tube, engendrent une accélération de la flamme au cours de sa propagation. Le tube est ouvert à son extrémité au moment de l'inflammation, il s'agit donc d'une propagation en milieu semi-ouvert. L'aspersion est déclenchée 5 secondes avant que l'inflammation soit produite à l'extrémité fermée du tube.

Les effets sont différents selon la granulométrie du spray et les compositions des mélanges. En effet, pour des sprays présentant des granulométries fines, les gouttelettes sont susceptibles de donner naissance aux phénomènes exposés dans les paragraphes précédents. Pour les gouttelettes de grande taille, elles traversent le front de flamme sans modifier de façon importante les propriétés du milieu car leur rapport volume / surface est trop grand, ce qui implique que les échanges thermiques avec le gaz, ainsi que la libération de vapeur d'eau sont moins rapides. La réduction de pression se fait donc par des mécanismes différents en fonction de la granulométrie. Les petites gouttes réduisent la vitesse du front de flamme et les températures de flamme. Les grosses gouttelettes traversent le front de flamme et vont permettre une condensation de la vapeur d'eau dans les gaz brûlés (à condition qu'elles restent suffisamment froides). Cette condensation a pour effet de diminuer la pression résultante.

La vitesse de montée en pression ainsi que la pression maximale sont réduites dans les deux cas, lorsque la flamme est préalablement accélérée au-dessus d'une certaine valeur, en dessous de laquelle des oscillations acoustiques peuvent apparaître dans le tube. Ces résultats rejoignent ceux obtenus par Ewan et Moatamedi [46] dans une configuration comparable.

Cependant, on observe également que lorsque la flamme atteint une vitesse suffisamment élevée, les petites gouttelettes sont chassées et n'ont que très peu d'effet au sein du front de flamme. Les grosses gouttelettes, sous l'action de l'onde de pression (ou de choc), vont subir une fragmentation secondaire et générer un nuage de gouttelettes plus fines au voisinage de la zone réactive. Dans certaines configurations, les grandes gouttes ont donc une propension plus grande à réduire les effets de la flamme. L'efficacité des dispositifs visant à réduire les surpressions est donc étroitement liée à la vitesse de la flamme incidente.

4.1.7 HOMOGENEISATION DU MELANGE DES REACTIFS

La vaporisation des gouttelettes, ainsi que le moment cinétique propre au spray, engendrent une action mécanique sur les gaz. Lorsqu'il s'agit d'une flamme de diffusion, ou dans le cas de gradients de concentration pour les prémélanges, cette action peut améliorer le mélange des gaz et provoquer une augmentation de la vitesse de combustion. Yao et Coll. [3] tentent d'évaluer la proportion des phénomènes inhibiteurs, vis-à-vis des phénomènes promoteurs de la flamme. En milieu confiné, pour le cas d'une flamme initialement de diffusion et lorsque l'aspersion se fait au dessus du

brûleur, ils concluent qu'en dessous d'un certain chargement d'eau, l'aspersion augmente le flux thermique issu de la flamme, alors qu'au-dessus d'une certaine valeur, il est considérablement atténué. L'amélioration du mélange des réactifs ainsi que certains effets cinétiques sont analysés comme étant à l'origine de ce phénomène.

4.1.8 CREATION D'UNE TURBULENCE SUPPLEMENTAIRE

Lorsque de petites quantités de liquides, sous la forme de fines gouttelettes sont injectées dans un milieu confiné, par exemple, il est possible que le moment cinétique propre au spray engendre une turbulence comparable ou même supérieure à celle entretenue par la flamme. L'introduction de gouttelettes fines au sein d'un front de flamme génère une expansion volumique (due à la vaporisation des gouttes) qui peut aussi participer à l'augmentation de la turbulence du milieu. Ce phénomène est particulièrement important dans les flammes de diffusion, car cette turbulence entraîne en parallèle une amélioration du mélange des réactifs. Jones et Thomas [47] précisent que l'augmentation ou la réduction des effets liés à la flamme dans une configuration donnée n'est que très difficilement prévisible sans expérience, puisqu'elle dépend de l'interaction d'une multitude de facteurs (le paramètre de contrôle est la pression maximale enregistrée). Toutefois, Thomas et Coll [48] concluent que dans un tube à choc présentant un rapport longueur / diamètre égal à deux, l'injection d'un brouillard était promoteur vis-à-vis de l'accélération de la flamme, alors que lorsque ce rapport augmente (>60), la flamme arrivant sur un rideau de gouttelettes est fortement atténuée. Cet effet est notamment attribué à l'impact de l'onde sur les gouttelettes, provoquant une fragmentation secondaire de celles-ci et engendrant des gouttelettes de taille assez faible pour être vaporisées au sein du front de flamme. Tam et Coll. [49] présentent leurs résultats par rapport aux effets d'un micro-brouillard sur une explosion de gaz. Le déploiement du spray génère une turbulence qui engendre des effets de pression plus violents, une augmentation de la pression plus rapide et une accélération de la flamme plus importante, dans les premiers instants du développement de l'explosion. Leurs conclusions vis-à-vis de l'utilisation de systèmes permettant de générer un brouillard tendent à différer la mise en service de l'aspersion, plusieurs dizaines de millisecondes après l'inflammation, dans l'optique d'éviter la croissance trop rapide de la flamme.

4.2 IMPORTANCE DU NOMBRE DE STOKES

A travers les chapitres précédents, nous avons exploré les différents mécanismes vecteurs de l'interaction entre la flamme et le spray. Aussi, il semble difficile de s'appuyer sur des données obtenues dans des configurations spécifiques pour évaluer l'impact du spray dans une autre configuration, car les importances relatives de chaque phénomène sont très variables en fonction du contexte.

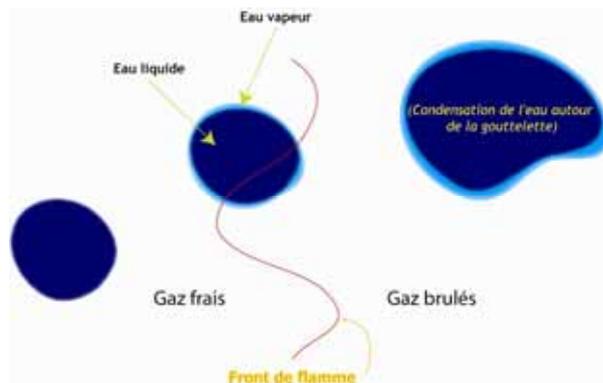


Figure 20 : Schéma de comportement d'une gouttelette de grande taille en interaction avec la flamme

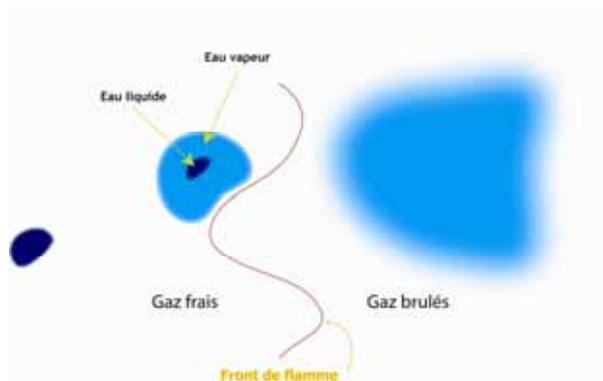


Figure 21: Schéma de comportement d'une gouttelette de petite taille en interaction avec la flamme

Les deux figures Figure 20 et Figure 21 illustrent les différences fondamentales de phénoménologie liées à la taille de la gouttelette. En effet, les gouttelettes de grande taille ont un rapport volume / surface plus important. L'interface de la goutte avec le milieu est faible devant la masse d'eau mise en jeu. La variation de température est donc faible lors de l'interaction avec la flamme ; c'est pourquoi la proportion de vapeur d'eau libérée est faible par rapport à la masse de la goutte. La température de la goutte qui a traversé le front de flamme étant inférieure à celle des gaz brûlés, la vapeur d'eau libérée par la réaction de combustion peut se condenser autour de la goutte et engendrer ainsi une réduction de la pression dans le milieu.

Les gouttelettes de petite taille sont plus sensibles aux influences du milieu extérieur. Lorsqu'elles pénètrent la zone de préchauffage, leur variation de température est rapide et s'accompagne d'une évaporation au sein du front de flamme. La vapeur d'eau libérée influe sur la propagation du front de flamme à travers différents phénomènes qui dépendent de la configuration de l'écoulement ainsi que des propriétés du mélange initial. Andersson et Coll. [50] ont calculé la distance parcourue avant évaporation totale d'une gouttelette de diamètre d_0 en chute libre dans un milieu à différentes températures T_g . Les résultats sont regroupés dans le Tableau 6.

	D_0 (μm)					
T_g ($^{\circ}\text{C}$)	1	10	50	100	500	1000
400	1,5 pm	15 nm	9,1 μm	146 μm	2,5 m	9,9 m
600	0,88 pm	9 nm	5,5 μm	87 μm	1,5 m	6,0 m
800	0,63 pm	6 nm	3,9 μm	63 μm	1,1 m	4,3 m
1000	0,49 pm	5 nm	3,0 μm	49 μm	0,8 m	3,3 m

Tableau 6 : Distance parcourue par une gouttelette de diamètre D_0 en chute libre dans un milieu porté à la température T_g

Ces distances sont à rapprocher des épaisseurs de flammes δ calculées dans le Tableau 4 et permettent d'avoir une idée du comportement d'une gouttelette au contact d'une flamme.

Nyankina et Coll. [51] ont effectué une étude numérique sur l'extinction des flammes. Pour ce faire, ils introduisent un paramètre important dans l'analyse du problème : le temps de séjour τ_d d'une gouttelette issue d'une buse d'aspersion pour les incendies. Le rapport entre τ_d et le diamètre de la gouttelette définit l'efficacité de celle-ci appliquée à l'extinction. Les gouttelettes d'un diamètre trop faible, s'évaporent avant d'atteindre la zone réactive. La vapeur d'eau résultante ne participe que faiblement à l'inhibition de la réaction. Les gouttelettes d'un diamètre trop important n'ont pas le temps de s'évaporer suffisamment et elles traversent le front de flamme en participant peu à la cinétique réactionnelle dans la zone réactive. La taille optimale (vis-à-vis de l'extinction) est donc définie par la taille correspondant à une goutte de dimension suffisante pour atteindre la zone de réaction et qui s'évapore totalement à son voisinage. En ce qui concerne la réduction de pression dans l'enceinte, pour l'aspersion en milieu confiné, les gouttelettes de gros diamètre sont les plus efficaces. Si les gouttelettes sont introduites au dessus de la flamme par exemple, les plus efficaces sont celles qui se trouvent à l'équilibre entre pesanteur et portance (due à l'ascension

des gaz chauds). Cette granulométrie entraîne une consommation minimale d'eau pour obtenir l'extinction. Dans l'étude proposée, cette taille est comprise entre 500 et 600 μm , mais elle est très variable selon les conditions de l'expérience.

Dans l'étude publiée par Chelliah [37], les gouttelettes sont introduites dans un prémélange gazeux méthane / Air. Une étude paramétrique sur le temps de réponse de la goutte, ainsi que sur le temps caractéristique de la réponse de la flamme est faite. Ici les temps caractéristiques sont définis de la façon suivante :

$$t_d = \frac{\rho_d \cdot d_d^2}{18 \cdot \mu} \qquad t_f = \frac{\delta}{S_f^0} \qquad St = \frac{t_d}{t_f}$$

Où μ est la viscosité dynamique du mélange gazeux, ρ sa masse volumique et δ est l'épaisseur de flamme ou plus précisément l'épaisseur de la zone de préchauffage. d_d est le diamètre des gouttelettes et t_f son temps de séjour au sein de la flamme. L'indice $-d$ correspond aux gouttelettes. S_f^0 est la vitesse de flamme laminaire.

Le nombre de Stokes S_t est défini comme le rapport entre le temps caractéristique de la goutte t_d et le temps caractéristique de la flamme t_f (temps de séjour). Il donne une idée de la réponse du système diphasique. Les gouttelettes de 6,5 μm sont celles qui donnent l'efficacité maximale sur la réduction de la vitesse de flamme laminaire dans les conditions expérimentales des auteurs (cas des flammes prémélangées méthane / air). Elles correspondent à un nombre de Stokes d'environ 0,02.

Modak et Coll. [35] simulent numériquement l'effet d'un brouillard sur l'extinction d'un prémélange à base de propane, méthane ou hydrogène / air. La variation de la vitesse de combustion sert de paramètre de contrôle. Ils identifient une valeur limite du diamètre des gouttelettes, en-dessous de laquelle l'efficacité de l'extinction n'est pas améliorée (à quantité d'eau égale). Cependant, l'ordre de grandeur du diamètre optimal est de 2 μm pour la réaction stoechiométrique H_2 / air, dans le cas d'une flamme laminaire supposée non étirée. Aussi, l'action de dilution des réactifs par la vapeur d'eau ne pourra pas être un phénomène-clé dans l'extinction de flammes d'hydrogène, sa limite inférieure d'inflammabilité étant voisine de 4 % dans l'air.

4.3 QUANTIFICATION DE L'ACTION DU BROUILLARD SUR LA FLAMME

4.3.1 CAS DES FLAMMES LENTES

Les études menées dans l'optique de quantifier l'action d'un brouillard d'eau sur une flamme nécessitent de s'appuyer sur un ou plusieurs paramètres de contrôle. Ces critères de contrôle sont basés sur les propriétés des flammes (température, quantité de chaleur dégagée, produits de la combustion) ou sur la comparaison des taux d'étirement entre flamme soumise et flamme non soumise à la brumisation. Une présentation sommaire des techniques utilisées est donnée ci-dessous.

4.3.1.1 Dosage des produits de combustion

Downie et Coll. [38] étudient l'interaction d'un brouillard d'eau avec une flamme de diffusion obtenue via un brûleur à gaz naturel en céramique. L'aspersion est produite par une buse donnant un spray annulaire et elle est fixée au dessus de la flamme. Une série de thermocouples de différents types sont positionnés au dessus de la flamme et au niveau de la céramique. L'influence du brouillard d'eau est notamment étudiée à travers la comparaison entre les températures avec et sans aspersion, aux différentes positions des thermocouples. En parallèle, des mesures en ligne de CO et d'O₂ sont effectuées et révèlent une influence significative de l'aspersion sur la composition gazeuse de la flamme.

Jiang et Coll. [52] vont plus loin dans l'analyse des gaz. Ils étudient la combustion du PolyMéthyl MéthAcrylate (PMMA) et dosent en ligne CO, CO₂ et N₂, ainsi que d'autres composés organiques après traitement chimique. Leur chromatographe en phase gazeuse est couplée à un spectromètre de masse. Les résultats montrent que des composés complexes sont produits par interaction entre la vapeur d'eau et le PMMA. L'action de l'eau a également une influence inhibitrice sur la production et la coalescence des suies dans la flamme.

4.3.1.2 Mesure de la vitesse de flamme laminaire

Lorsque l'aspersion est effectuée au sein de l'écoulement, comme c'est le cas dans l'étude de Higgins et Coll. [53], les gouttelettes suivent le mouvement du prémélange gazeux inflammable à une vitesse relative près, souvent faible devant celle de l'écoulement d'ensemble. Ici, la vitesse de flamme laminaire a été estimée à partir de

la mesure de l'angle au sommet d'un brûleur à flamme conique. Pour ce faire, une technique strioscopique, couplée à un traitement d'image numérique, est employée. Srivastava et Coll. [54], à travers une étude numérique, s'appuient aussi sur le calcul de la vitesse laminaire de flamme pour évaluer l'influence du brouillard sur la propagation de la flamme prémélangée méthane / air. Des tests sont réalisés pour étudier l'impact de la vapeur d'eau (injectée sous forme de vapeur directement), du rapport air / liquide (molaire) et de la granulométrie sur la valeur de la vitesse de flamme laminaire. La valeur critique de la concentration de l'agent inertant (vapeur d'eau) est définie comme celle qui entraîne une vitesse fondamentale de 4 cm/s, considérée comme la limite de propagation stabilisée pour les flammes méthane / air à 1 bar. En deçà de cette valeur limite, la flamme instable ne peut plus être auto-entretenu et s'éteint rapidement.

4.3.1.3 Efficacité du brouillard d'eau

Dans les travaux menés par Mesli [55], une normalisation est proposée dans l'optique de définir ensuite un critère d'extinction. Elle s'appuie sur les difficultés rencontrées dans la comparaison des domaines de stabilité de flamme, avec ou sans aspersion. L'auteur étudie de façon expérimentale l'interaction entre une flamme de prémélange stabilisée entre deux jets et un brouillard d'eau injecté dans les réactifs (plusieurs configurations testées).

Une grandeur η , nommée « efficacité du brouillard d'eau » est introduite et elle a pour définition :

$$\eta = \frac{(a_E - a_{Emist})}{a_E} \cdot 100$$

avec :

a_E : taux d'étirement à l'extinction sans brouillard d'eau

a_{Emist} : taux d'étirement à l'extinction avec brouillard d'eau

Cette notion est donc basée sur l'étirement de la flamme à son extinction. L'étirement est calculé par une relation de proportionnalité avec la vitesse débitante en sortie du brûleur.

Afin de pallier les problèmes liés aux fluctuations des limites d'extinction d'un essai à un autre (reproductibilité), l'auteur inclut le paramètre de temps. Après la mise en route de l'aspersion, un temps variant de 3 à 5 secondes est laissé à la flamme pour

juger de son extinction ou pas. Les limites d'extinction sont ainsi définies, avec une base commune à tous les essais, avec ou sans aspersion de gouttelettes.

4.3.1.4 Critères d'extinction

Les résultats, obtenus pour des feux de natures différentes, ont donné naissance à un certain nombre de « critères » d'extinction. Ils permettent d'interpréter les cas d'extinction en fonction des différents paramètres initiaux ou des grandeurs accessibles par l'expérience durant les essais.

Des approches différentes sont proposées à travers la littérature et sont répertoriées ici. Chao et Law [56] ont étudié la propagation laminaire d'une flamme sans aspersion. De façon numérique, ils déterminent que si la vitesse de la flamme est réduite à 60 % de sa valeur dans le cas adiabatique, alors la flamme s'éteint forcément. Dans le cas où la mesure du débit de combustible est possible durant l'expérience (c'est le cas d'un grand nombre de brûleurs), ce critère est très utile.

D'autres considérations, relatives aux vitesses de propagation, sont également utilisées dans les travaux de Modak et Coll. [35]. Ils observent que la vitesse de la flamme, coincée par un brouillard d'eau, est égale à la moitié de la vitesse obtenue sans aspersion (cas des flammes non étirées).

Knutar et Coll. [57] observent la vitesse spatiale de propagation de la flamme en présence de gouttelettes. Les gouttelettes sont introduites en amont du brûleur à flamme plate stabilisée avec un rapport massique air / liquide compris entre 0,1 et 1,2 %. Du chlorure de sodium est ajouté à l'eau utilisée. Les auteurs constatent une réduction de la vitesse de propagation d'environ 30 % pour un rapport massique air / liquide de 0,3 % pour les mélanges pauvres.

Tien et Coll. [58], présentent une théorie sur l'extinction, basée sur l'étirement des flammes. En fonction du nombre de Lewis, la réaction à l'étirement est étudiée. Deux cas principaux sont distingués :

- $Le < 1$
- $Le > 1$

Les valeurs des taux de réaction de la flamme à l'extinction sont comparables à celles publiées par Buckmaster et Ludford [36], qui prévoient l'extinction lorsque le taux de réaction est inférieur à $e^{-0.5}$ ($\approx 0,61$).

Ces critères pourront être confrontés à des valeurs expérimentales, obtenues par des essais en bombe sphérique car nous pourrons à la fois déterminer la vitesse de propagation de la flamme (et/ou la vitesse normale de combustion) et obtenir l'évolution du signal de pression dans l'enceinte.

4.3.2 CAS DES FLAMMES FORTEMENT ACCELEREES

L'utilisation des sprays est aussi fréquente dans le cas des flammes se déplaçant à des vitesses élevées. Le diamètre optimal des gouttelettes permettant de réduire les effets de la flamme est à considérer en fonction de l'effet désiré. En effet, deux impacts principaux peuvent être recherchés :

- Extinction de la flamme
- Réduction des effets de pression

4.3.2.1 Extinction de la flamme

Thomas et Coll. [48] précisent que le rôle du spray, lorsque la granulométrie est choisie convenablement, est d'autant plus fort que la flamme se déplace à grande vitesse. Ce résultat est attribué à la fragmentation secondaire que provoque l'onde de souffle ou de choc sur les gouttelettes. Ce mécanisme, consommateur d'énergie, est d'autant plus important qu'il génère un nuage de gouttelettes plus petites, disponibles directement au sein de la zone réactive. Ces gouttelettes ayant un rapport volume / surface inférieur, les transferts de masse et de chaleur y sont donc fortement augmentés.

Dans le cadre des flammes se déplaçant à forte vitesse ($> 200 \text{ m.s}^{-1}$), l'utilisation de brouillards de gouttelettes est peu recommandée car le mouvement des gaz souffle les gouttelettes loin de la zone réactive. Schwer et Kailasanath [59], dans une étude numérique, montrent que dans le cas d'une explosion de TNT non confinée, les gouttelettes étudiées (15 à 50 μm) sont expulsées de la zone réactive à mesure que l'onde de choc se déplace. Les effets sur la flamme sont donc très faibles. Ceux-ci peuvent même, dans certains cas, en être promoteurs.

Van Wingerden et Coll. [60,61] ont mené des recherches sur l'influence de la turbulence sur l'intensité de la flamme. Dans le cas d'une flamme se propageant dans une enceinte présentant un faible rapport longueur / diamètre, les vitesses de flamme sont 1,4 à 2,3 fois plus élevées (pour le cas du méthane) lorsque les systèmes d'aspersion sont mis en service, indépendamment de la granulométrie des gouttelettes. Les forces hydrodynamiques appliquées sur les gouttelettes doivent être suffisamment élevées pour permettre leur fragmentation secondaire. Des gouttelettes de 50 μm accélèrent, sous l'effet de forces mécaniques, 20 fois plus vite que des gouttelettes de 500 μm .

Pour permettre la fragmentation secondaire, la vitesse des gaz doit respectivement être de 110 m/s pour les gouttelettes de 50 μm et 35 m/s pour les gouttelettes de 500 μm .

Cette analyse nous sera utile lors des travaux qui seront réalisés en présence de flammes accélérées. La taille des gouttelettes utilisées devra être un compromis entre vitesse de sédimentation raisonnable et bonne efficacité dans la réduction des effets de la flamme.

4.3.2.2 Réduction de la pression dans l'enceinte

Pour que les gouttelettes engendrent une réduction de la pression, il faut qu'elles traversent le front de flamme. Ainsi, elles participent à la condensation de l'eau dans les gaz brûlés, et elles en réduisent la température. Aussi, comme on l'a précisé dans le paragraphe 4.3.2.1, si la vitesse des gaz est trop importante au voisinage des gouttelettes, la fragmentation secondaire résultante entraînera l'évaporation partielle ou totale des petites gouttelettes ainsi formées.

Alekhanov et Coll. [62] calculent un échauffement de seulement 10° C des gouttelettes de 100 μm lors de leur traversée du front de flamme, dans le cas d'une flamme de diffusion d'acétone. Ces gouttelettes ne s'évaporent donc pas et se retrouvent dans les gaz brûlés. Il convient toutefois d'être prudent vis-à-vis de cette valeur car elle correspond à une flamme faiblement turbulente et il sera nécessaire d'effectuer des essais dans la configuration que l'on aura choisie lors de notre étude pour préciser une gamme granulométrique optimale. Yang et Kee [63] présentent les résultats numériques qu'ils obtiennent avec des gouttelettes de 100 μm . Elles traversent le front d'une flamme de prémélange méthane / air et se retrouvent dans les gaz brûlés. Le diamètre des gouttelettes augmente légèrement juste derrière le front de flamme, car la température du liquide est encore faible alors que la concentration en vapeur d'eau est plus élevée. La condensation à la surface du liquide entraîne donc une augmentation légère du diamètre. Les auteurs ont calculé que les gouttelettes d'un diamètre de 10 μm sont les plus à-même de provoquer l'extinction des flammes stœchiométriques méthane / air. Jones et Nolan [64], affirment que des gouttelettes de 20 μm sont capables de réduire la température et donc la pression maximale de flammes stœchiométriques hydrogène / air, dans une enceinte fermée.

Sur l'ensemble des études publiées, les valeurs des diamètres optimaux de gouttelettes sont calculés en fonction de la configuration (système ouvert / fermé ; système chimique ; vitesse du front de flamme ; position relative gouttelettes / flamme ...). Cette variété dans les configurations entraîne des prévisions différentes du diamètre optimal des gouttelettes. Nous allons donc recentrer notre analyse autour des

configurations qui seront les nôtres pour pouvoir implémenter les systèmes d'aspersion adéquats sur nos dispositifs expérimentaux.

4.4 ROLE DE L'ASPERSION DANS LES CENTRALES NUCLEAIRES

En ce qui concerne l'étude du risque hydrogène dans l'industrie nucléaire, des travaux sur l'aspersion ont été effectués à l'IRSN, notamment dans le cadre du programme TOSQAN. Nous rappelons brièvement les principales conclusions de cette étude.

4.4.1 TRAVAUX ANTERIEURS MENES A L'IRSN PAR JEANNE MALET

L'IRSN a développé un dispositif expérimental afin de pallier le manque de données sur les systèmes d'aspersion utilisés pour lutter contre le risque d'accidents graves dans les centrales nucléaires (REP). Le programme TOSQAN avait pour objectif la validation de corrélations semi-empiriques pour la modélisation de la condensation et du refroidissement de l'atmosphère de l'enceinte par aspersion. Aucune combustion n'est réalisée dans ce programme. Dans un premier document [65] sont présentées les hypothèses et les conditions de calculs multi-D représentatives des expériences. Il y est précisé :

- Le scénario de mise en température de l'enceinte,
- Le modèle d'échange thermique avec la paroi
- L'incidence de deux contraintes :
 - l'injection d'air d'ensemencement nécessaire aux diagnostics optiques
 - les perturbations induites par l'instrumentation
- L'influence de la température d'injection, du débit d'injection, de la température de paroi sur les grandeurs thermodynamiques globales.

Les essais sont réalisés dans une enceinte cylindrique de 7 m³, de 4 m de haut et de 1,5 m de diamètre. Les conditions d'essai sont les suivantes :

- Débit d'injection de la vapeur : 10 g/s
- Nombre de Reynolds d'injection : 24000
- Températures des parois typiquement choisies à :

- 100°C pour la paroi froide (située en haut de l'installation)
- 123°C pour la paroi chaude (située en bas de l'enceinte)

La circulation d'un fluide à l'intérieur d'une double paroi permet d'ajuster la température. La température d'injection de la vapeur est de 130°C.

Un protocole typique d'essai a été établi. Il comprend 7 phases :

- Maintien des parois dites froides et chaudes à 123°C
- Attente de l'équilibre thermique entre gaz et paroi
- Fermeture de l'enceinte
- Passage de la paroi froide à 100°C
- Attente de l'équilibre thermique
- Injection de la vapeur à raison de 10g/s
- Attente du régime permanent

Dans un second rapport, après une étude bibliographique sur les brouillards d'eau, J. Malet [66] présente le programme d'essais sur l'aspersion avec le dispositif TOSQAN. Les questions auxquelles il s'agissait de répondre étaient les suivantes :

- Le risque hydrogène peut-il être réduit par injection d'un brouillard d'eau ?
- Le risque hydrogène ne peut-il pas augmenter en réduisant localement la teneur en vapeur d'eau par condensation sur les gouttelettes (effet de desinertage) ?

Dans ce travail, l'effet d'échelle sur le comportement du système est analysé. En effet les expériences dans TOSQAN ont lieu dans une enceinte de 7 m³ alors que les volumes de confinement des réacteurs sont respectivement de 50000 m³ (33000 m³ rien que pour le dôme) pour le REP de 900 MWe et de 75000 m³ pour le réacteur de 1300 MWe.

Dans son rapport Malet propose des essais de référence pour analyser les phénomènes physiques (dépressurisation, mélange, flottabilité) et les paramètres qui leur sont associés. Parmi ces derniers, les vitesses d'injection des sprays et la dimension des gouttes interviennent de façon importante sur les résultats.

Dans la plupart des modèles et calculs numériques, on doit considérer le diamètre moyen des gouttes. Or celui-ci n'est pas aisé à définir. Le plus souvent on utilise dans

les calculs le diamètre moyen de Sauter D_{32} qui correspond à une goutte pour laquelle le rapport surface/volume serait le même que pour l'ensemble du spray :

$$D_{32} = D_{30}^3 / D_{20}^2$$

Or il n'est pas toujours facile de déterminer ces valeurs dans la mesure où la détermination du nombre de gouttes de grand diamètre est incertaine. Ainsi, dans l'exemple cité par J. Malet, pour un mode de distribution des diamètres égal à 125 μm , si l'on prend l'ensemble de la distribution on trouve un diamètre de Sauter $D_{32} = 687 \mu\text{m}$. Si l'on élimine les diamètres supérieurs à 1mm on trouve un diamètre de Sauter $D_{32} = 607 \mu\text{m}$. Cette analyse montre bien les difficultés que nous pourrions rencontrer lors des études expérimentales sur l'interaction flamme/gouttelette, études dans lesquelles le rôle de la dimension des gouttes sur les phénomènes rencontrés est prépondérant.

4.4.2 SCENARIOS ENVISAGES EN CAS D'ACCIDENT GRAVE

En cas d'accident grave les scénarios prévoient que la concentration en hydrogène soit comprise entre 7% et 16% en volume. On peut donc envisager les cas de la propagation de flammes lentes ou de flammes fortement accélérées (Voir chapitre IV). Sachant que la détonation auto-entretenu est très difficile à observer en dessous de 18% de H_2 dans l'air sec, le risque de détonation directe est quasi nul en présence d'air humide.

Quatre capteurs de pression renseignent sur la pression dans l'enceinte de confinement. La procédure accidentelle est déclenchée lorsque deux d'entre eux détectent une élévation de pression. Plumecocq [67] définit les quatre niveaux principaux d'alerte en fonction de la pression absolue dans l'enceinte. Ces résultats sont repris dans le Tableau 7.

P_{abs} dans l'enceinte (bars)	Action correspondante
1,1	Alarme de haute pression de l'enceinte
1,4	Injection de sécurité : Isolement de l'enceinte - Phase 1
1,9	Isolement des lignes de vapeurs principales
2,6	Isolement de l'enceinte - Phase 2 Déclenchement de l'aspersion

Tableau 7 : Synthèse des actions déclenchées en fonction de la pression absolue mesurée dans l'enceinte de confinement – Plumecocq [67]

L'aspersion est déclenchée automatiquement lorsque la pression atteint 2,6 bars. Les systèmes d'aspersion consistent en deux séries de plus de 250 buses disposées sur des

anneaux concentriques : 2 anneaux de 10 et 14 m de diamètres situés à 54 m de haut environ et 2 anneaux de 25 et 27 m de diamètre situés à 50 m de haut. Le débit massique total en eau est de 560 kg s^{-1} . Cette première phase dure environ 30 minutes, le temps que l'eau du réservoir s'épuise presque et les gouttes sont introduites à une température de 20°C . L'eau est ensuite collectée dans les puisards, refroidie à 60°C et ré-injectée dans l'enceinte. Cette phase, beaucoup plus longue appelée phase de recirculation, peut durer plusieurs dizaines d'heures, le temps que la pression diminue dans l'enceinte.

La pression d'injection des buses peut varier de 3,5 à 5,25 bars et la température d'injection peut être fixée à différentes valeurs (20°C - 60°C - 100°C). Les diamètres internes des buses sont respectivement de 9,5 et 11,1 mm selon le type de réacteur (900 MWe et 1300 MWe). Le diamètre des gouttes produites varie entre 25 et $1000 \mu\text{m}$ et leur vitesse peut atteindre 17 m.s^{-1} en sortie d'injecteur.

Les deux scénarios H2 et AF envisagés sont synthétisés dans le Tableau 8.

		Séquence H2	Séquence AF
Avant aspersion	Pression totale	5 bar	2,8 bar
	Température moyenne du gaz	118°C	113°C
	Humidité relative	95 à 100 %	95 à 100 %
Après aspersion	Pression totale	2,8 bar	1,4 bar
	Température moyenne du gaz	60°C	70°C
	Humidité relative	100 %	95 à 100 %
Vitesse de pressurisation		0,5 bar/h	

Tableau 8 : Conditions envisagées dans le cas d'accident grave : séquence H₂ (Studer, 1995) et séquence AF (Fernadjan, 1987)

5 DETERMINATION DES TAILLES DE GOUTTES A UTILISER

EXPERIMENTALEMENT

Grant et Coll. [68] présentent une revue complète sur les principaux résultats publiés relatifs à la lutte contre les incendies par aspersion d'eau. Dans cet état de l'art, les auteurs développent le concept de diamètre « optimal de gouttelettes ». Cette notion est appliquée au cas de la lutte contre les incendies et par conséquent l'optimisation est effectuée dans le but d'éteindre la flamme. Toutefois, dans la plupart des publications rencontrées et citées, cette taille optimale est calculée de façon à obtenir un rapport convenable entre le temps d'évaporation d'une gouttelette de diamètre d et son temps de séjour au sein du front de flamme (Nombre de Stokes). L'optimisation est faite par rapport à l'un des trois paramètres suivants :

- Inertage
- Refroidissement des gaz
- Absorption des rayonnements (pas pour l'hydrogène)

Le diamètre optimal calculé pour optimiser la taille des gouttelettes vis-à-vis d'un des mécanismes n'est pas toujours le même que celui calculé lorsqu'un autre mécanisme est considéré comme étant prédominant. Il est donc nécessaire de faire un compromis entre les différents impacts qu'un spray peut avoir sur la flamme. Par exemple, pour le refroidissement des gaz brûlés, un brouillard sera plus efficace qu'un spray de grosses gouttelettes. Dans certains cas, le caractère polydisperse du spray pourra également avoir une influence, dans la mesure où chaque classe granulométrique va jouer un rôle ciblé au niveau d'un mécanisme particulier.

Le diamètre optimal des gouttelettes par rapport à l'atténuation des effets dus à la flamme dépend aussi des caractéristiques de la flamme (vitesse et épaisseur du front de flamme, turbulence dans le milieu, géométrie). Le calcul du diamètre optimal sera donc effectué pour les deux cas qui seront abordés dans le cadre de notre étude : celui d'une flamme lente ou laminaire et celui d'une flamme turbulente fortement accélérée.

5.1 DIAMETRE OPTIMAL EN REGIME LAMINAIRE

Pour que l'impact de la gouttelette soit important, dans le cas d'une flamme se propageant de façon laminaire, il faut que la gouttelette s'évapore totalement au voisinage du front de flamme. En considérant que la gouttelette est immobile et que le front de flamme se déplace vers celle-ci, l'effet est maximisé lorsque le nombre de Stokes est égal à 1.

$$St = 1$$

c'est-à-dire :

$$t_{vap} = t_{séjour}$$

Il vient donc :

$$\frac{D_{0_opt}^2}{K} = t_{séjour}$$

avec : D_{0_opt} : Diamètre initial de la gouttelette [m]

K : Taux d'évaporation [m².s⁻¹]

Sapko et Coll. [69] donnent une valeur de $K = 0,15 \text{ mm}^2/\text{s}$, calculée à partir de l'évaporation totale de gouttelettes d'eau de $18 \text{ }\mu\text{m}$. Les temps de séjour de la flamme en fonction de la fraction d'hydrogène sont calculés à partir des expressions détaillées au paragraphe 3.2.4. Ils sont donnés dans le Tableau 9.

X_{H_2} [% Vol.]	$t_{séjour}$ [s]	Do_{opt} [μm]
10	3,43E-3	22,7
11	1,39 E-3	14,4
12	7,27 E-4	10,4
13	4,38 E-4	8,1
14	2,88 E-4	6,6
15	2 E-4	5,5
16	1,45 E-4	4,7
17	1,09 E-4	4,0
18	8,37 E-5	3,5

Tableau 9 : Diamètres optimaux D_0 en fonction de la fraction d'hydrogène dans le prémélange

A mesure que la richesse augmente, dans la gamme considérée, les vitesses fondamentales de flamme associées augmentent, réduisant ainsi le temps de séjour de la gouttelette. Les diamètres optimaux correspondants sont donc de plus en plus petits.

Ces résultats sont cohérents avec les résultats issus de la littérature. Chelliah et Coll. [70], par exemple, déterminent numériquement une taille optimale comprise entre 15 et 20 μm , dans le cas d'un brûleur méthane / air à jets opposés. Les résultats obtenus par Fisher et Coll. [71] indiquent que des gouttelettes de taille inférieure à 10 μm sont extrêmement efficaces pour atténuer une flamme de Propane / Air sur un brûleur co-courant. Jones et Nolan [72] affirment que des gouttelettes de 20 μm sont à même de réduire la température et donc la pression de flammes stœchiométriques hydrogène / air. Li [73] étudie le comportement des gouttelettes dans le cas d'un brûleur à jets opposés. Il démontre que les grosses gouttelettes, dans cette configuration, oscillent de part et d'autre du plan de stagnation, ayant ainsi le temps de s'évaporer complètement.

Ces résultats sont obtenus dans le cadre d'une flamme laminaire. Lorsque la flamme devient turbulente et que l'épaisseur de flamme augmente, le temps de séjour augmente mais la température de flamme peut diminuer.

5.2 DIAMETRE OPTIMAL POUR UNE FLAMME ACCELEREE

La seconde partie de notre étude concernera l'interaction entre une flamme préalablement accélérée et des gouttelettes d'eau. On parle de flamme accélérée lorsque les vitesses atteintes dépassent 300 m.s^{-1} . Des précisions sur le critère de classification des flammes sont données dans le chapitre IV. Le front de flamme turbulent est précédé d'une onde de pression d'autant plus violente que sa vitesse est élevée. Les gouttelettes trop petites vont suivre l'écoulement et être soufflées avant de parvenir à la zone réactive à proprement parler. Les grandes gouttelettes en revanche réagissent à une élévation brutale de pression en se fragmentant en gouttelettes de diamètres plus réduits. Le brouillard fin ainsi créé pénètre dans la zone réactive et dilue le prémélange gazeux avec de la vapeur d'eau. La vitesse de propagation de la flamme est donc réduite. En parallèle, l'évaporation des gouttes, processus endothermique, participe aussi à la réduction de la température de flamme.

Van Wingerden et Coll. [74,75] ont effectué une étude à la fois expérimentale et numérique sur la fragmentation de grandes gouttes sous l'action d'une onde de pression. Les gouttes testées ont un diamètre D_{10} compris entre 1,9 et 4,2 mm et les

auteurs modifient la tension de surface de l'eau par l'ajout de Tetenal qui réduit la tension superficielle de l'eau. La fragmentation secondaire intervient à partir d'un nombre de Weber compris entre 9 et 14, en fonction de la tension de surface de l'eau utilisée et de la taille des gouttes. Cette valeur est en bon accord avec la littérature qui prévoit généralement la fragmentation à partir d'un nombre de Weber égal à 12. Au-delà de ces valeurs, différents types de fragmentations secondaires peuvent avoir lieu au niveau de la goutte. Les figures Figure 22, Figure 23 et Figure 24 présentent les différents régimes de fragmentation secondaire rencontrés lors de cette étude [74,75].

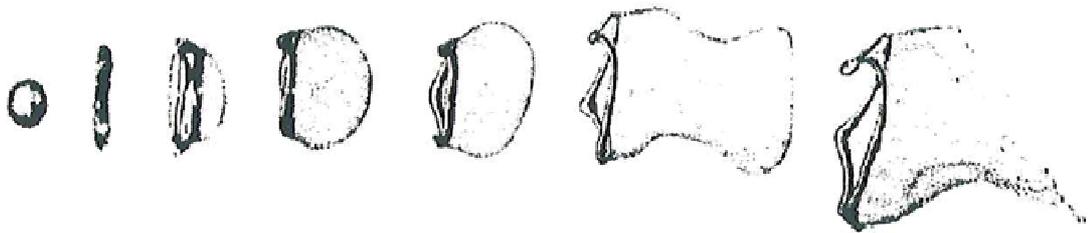


Figure 22 : Fragmentation d'une goutte – régime Bag Break-up – $9 < We < 17$

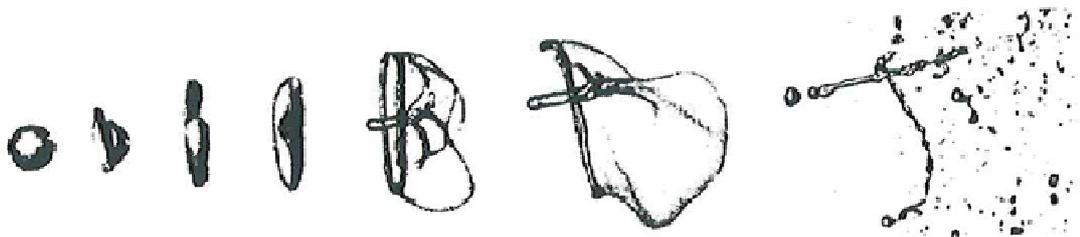


Figure 23 : Fragmentation d'une goutte – régime Bag-Jet Break-up – $17 < We < 30$



Figure 24 : Fragmentation d'une goutte – régime Transitional Break-up – $We > 30$

A mesure que la vitesse des gaz augmente, les gouttelettes issues de la fragmentation secondaire sont de plus en plus petites.

En prenant pour hypothèse que le nombre de Weber doit être supérieur à 20, il nous est possible de définir la taille minimale des gouttelettes (d'_{min}) de sorte qu'elles subissent une fragmentation secondaire.

Il vient donc :

$$d'_{min} = \frac{W_g \cdot \sigma}{\rho_g \cdot (U_g - 0)^2}$$

Où σ est la tension superficielle du liquide.

En considérant que le gaz impactant la goutte immobile est de l'air frais, la tension superficielle de l'eau est de $73 \cdot 10^{-3} \text{ N.m}^{-1}$. La masse volumique de l'air à 1 bar est prise égale à $1,25 \text{ kg.m}^{-3}$. La vitesse caractéristique des flammes accélérées que l'on rencontrera durant notre travail est de l'ordre de 200 m.s^{-1} d'où :

$$d'_{min} \approx 30 \text{ } \mu\text{m}$$

Les gouttelettes de taille supérieure à $30 \text{ } \mu\text{m}$ vont donc potentiellement pouvoir subir une atomisation secondaire sous l'effet de l'onde de pression. Cette valeur est faible en comparaison de celles qu'on trouve dans la littérature (généralement supérieure à $200 \text{ } \mu\text{m}$) cependant elle est obtenue avec l'hypothèse très simplificatrice d'immobilité de la goutte mais donne une indication en ce qui concerne la classe granulométrique à utiliser lors de cette future campagne d'essais.

CONCLUSION DU CHAPITRE I

Cette analyse bibliographique a permis d'éclairer plusieurs aspects de l'étude. Les notions générales utiles à la description et à la caractérisation des sprays ont été définies. D'un point de vue plus technique, un tour d'horizon des méthodes de production de brouillards d'eau a été effectué ainsi qu'un descriptif général des diagnostics couramment rencontrés dans la caractérisation des systèmes diphasiques. Enfin, les bases de la loi dite « du d^2 » ont été posées. Ce modèle simple qui décrit l'évaporation d'une gouttelette isolée donne une idée de son temps de vie. La vapeur d'eau libérée dilue le mélange gazeux dans lequel se trouvait la goutte et peut entraîner l'inertage du milieu si celui-ci est inflammable. Le diagramme de Shapiro précise le domaine d'inflammabilité des mélanges H_2 / air / H_2O_{vap} au voisinage de 150 °C et à différentes pressions.

Un rappel sur les aspects fondamentaux des flammes laminaires de prémélange a été réalisé. Il donne des informations concernant le modèle thermique à travers la loi de Mallard et Le Châtelier et sur le modèle de diffusion thermique et massique de Frank-Kamenetskii, Zeldovich et Semenov. Le cas des flammes sphériques est du plus grand intérêt pour la suite de l'étude car la première partie des travaux de thèse sera réalisée en enceinte sphérique, permettant de mettre en contact une flamme initialement laminaire et sphérique avec des gouttelettes d'eau.

La littérature donne également beaucoup d'informations qualitatives sur les phénomènes physiques qui gouvernent l'interaction entre une flamme et des gouttelettes d'eau mais la plupart concernent des flammes de diffusion ou des flammes stabilisées sur brûleur. On peut séparer les effets du spray sur la flamme en deux catégories : Les effets promoteurs de la flamme (augmentation de la vitesse de flamme ou pression maximale supérieure par exemple) et les effets inhibiteurs. Ces derniers sont majoritaires, mais dans certaines configurations que nous avons explicitées, l'utilisation du spray peut avoir l'effet d'un activateur de flamme, notamment à travers la turbulence liée à la présence du spray. Il est donc important de connaître à la fois les caractéristiques de la flamme (flamme laminaire ou de diffusion, vitesse fondamentale, niveau de turbulence...) et celles du spray (granulométrie, distribution spatiale, rapport air / liquide...) mais il est également crucial d'adapter minutieusement la façon dont spray et flamme vont interagir. Le nombre de Stokes est un bon outil pour adapter le temps d'évaporation d'une gouttelette au temps de séjour de la flamme. En effet, la taille des gouttes conditionne en grande partie l'efficacité du brouillard et détermine les phénomènes physiques qui sont prépondérants. Pour les flammes lentes, la gouttelette doit s'évaporer quand elle est proche de la zone réactive, donc être de

petite taille. Pour les flammes plus rapides, les trop petites gouttes sont soufflées et on préférera l'utilisation de grandes gouttes qui subiront une fragmentation secondaire sous l'action de l'onde de pression.

D'autres travaux sur l'aspersion ont été menés à l'IRSN, notamment avec l'enceinte TOSQAN. Cette enceinte de 7 m³ a permis d'étudier l'influence des sprays sur les conditions initiales, en absence de combustion.

Cette étude bibliographique a également été effectuée dans l'optique d'éclairer la conception des dispositifs expérimentaux. Elle a permis de sélectionner un granulomètre laser commercial, de choisir des injecteurs appropriés aux phénomènes étudiés et plus généralement, de définir un programme de travail cohérent.

La suite de l'étude portera alors sur l'implémentation des outils sur les dispositifs expérimentaux et sur leur prise en main. Dans un premier temps, les aspects fondamentaux de l'interaction entre une flamme laminaire (ou lente) et les gouttelettes seront étudiés dans une enceinte sphérique. Ce chapitre permettra entre autres de définir les limites d'inflammabilités en présence de vapeur d'eau, d'analyser la problématique du desinertage et d'obtenir des informations fondamentales sur la structure de la flamme en présence de gouttelettes. Dans un second temps, avec un dispositif plus volumineux optimisé pour une accélération maximale des flammes, nous étudierons l'impact que des gouttelettes peuvent avoir sur une flamme préalablement accélérée. Auparavant, avec ce même dispositif, modifié pour permettre l'aspersion, nous examinerons le rôle d'un gradient de concentration d'hydrogène sur l'accélération d'une flamme.

Chapitre II

Les dispositifs expérimentaux

Ce chapitre décrit les dispositifs expérimentaux qui ont été utilisés lors de cette thèse. On y trouvera les plans de l'enceinte SF2 (Spherical Flame Facility), d'un volume de 56,5 litres et ceux d'ENACCEF (ENceinte d'ACCELération de Flamme - version I et II) dont le volume avoisine les 720 litres. Les méthodes optiques utilisées telles que l'ombroscopie Schlieren ou la tomographie laser sont décrites et l'on pourra y trouver toutes les informations techniques concernant les injecteurs utilisés pour l'ensemble des essais présentés dans cette thèse. La granulométrie des sprays a été caractérisée grâce à un granulomètre laser et des clichés tomographiques renseignent sur la répartition spatiale des gouttelettes dans SF2. Ce chapitre détaille également les méthodes utilisées pour l'introduction et l'analyse des gaz dans le mélange initial.

1 BOMBE SPHERIQUE - SF2

Au cours de cette thèse expérimentale, une quantité importante de matériel a été utilisée. Nous avons regroupé dans ce chapitre les caractéristiques techniques des installations telles qu'elles ont été utilisées. Seul le matériel qui a été testé et implémenté est présenté ici. On ne donnera pas de spécification technique sur le matériel utilisé dans les phases de tests et de mise au point.

Cette bombe sphérique a été conçue pour l'étude de la propagation d'une flamme sphérique dans un milieu contrôlé. Elle permet la détermination de la vitesse normale de combustion de flamme de mélanges combustibles gazeux. De plus, ses équipements spécifiques permettent l'étude de l'interaction d'une flamme lente (voire laminaire) avec des gouttelettes d'eau.

Cette enceinte portera le nom de SF2 pour « Spherical Flame Facility ».

1.1 DESCRIPTION DES ELEMENTS CONSTITUTIFS DE L'ENCEINTE

L'ensemble de l'installation est réalisé en acier inoxydable Z2CN18-10 qui a subi un traitement EBONOL permettant de noircir sa surface et de réduire ainsi les réflexions multiples de la lumière à l'intérieur de l'installation.

L'enceinte sphérique est constituée de deux sphères concentriques ayant les caractéristiques suivantes :

- La sphère interne d'environ 550 mm de diamètre externe et de 12 mm d'épaisseur ;
- La sphère externe de 3 mm d'épaisseur ;

La pression de service de la sphère interne est de 50 bars, tandis que celle de la sphère externe est de 3 bars. La deuxième enveloppe sert à former un volume interstitiel nécessaire à la mise en circulation d'un fluide caloporteur (huile thermique).

La température de service maximale atteinte dans cette installation est de 206°C.

L'enceinte sphérique est munie de nombreux bossages, comme on peut le voir sur la Figure 25, permettant :

- La visualisation de la propagation de la flamme et l'introduction de lumière (H_1 à H_4) ;
- Le montage des électrodes (E_1 et E_2) ;
- L'installation de ventilateurs afin de permettre la création d'une turbulence homogène et isotrope contrôlée (V_1 à V_4) ;
- Le montage d'un capteur de pression (C_1) ;
- Le montage d'un thermocouple (T_1 ou T_2) ;
- L'introduction des gaz (G_1) ;
- Le montage du dispositif d'aspersion (I_1) ;
- Le branchement du système de pompage (V_1) ;
- La circulation du fluide caloporteur (FC_1 et FC_2).

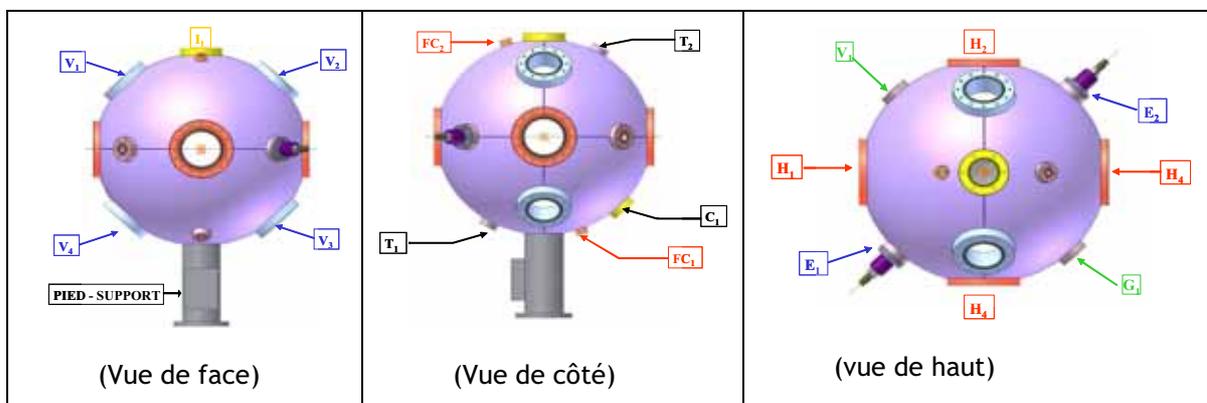


Figure 25 : Schémas représentatifs de la bombe sphérique SF2 et des principaux piquages

La double enveloppe permettra la mise en circulation du fluide caloporteur afin de pouvoir chauffer l'enceinte à une température initiale variable entre la température ambiante et 206°C au maximum.

Une vue de cette seconde enveloppe est donnée sur la Figure 26.



Figure 26 : Vue éclatée de la seconde enveloppe de la bombe sphérique.

1.2 DESCRIPTION DES EQUIPEMENTS DE GAZ ASSOCIES

1.2.1 SYSTEME DE VIDE

L'ensemble de l'installation est relié à 2 pompes à vide primaire de 20 m³/h chacune. Les pompes sont équipées de moteurs antidéflagrants aux normes ATEX. Le vide atteint dans l'installation est de l'ordre de la dizaine de pascals.

1.2.2 SYSTEME D'INTRODUCTION DES GAZ

Le remplissage de l'enceinte peut se faire par deux méthodes aux choix :

- par la méthode des pressions partielles : chaque constituant du mélange est introduit séparément dans l'enceinte, la mesure de la pression partielle de chaque composant se fait au moyen d'un manomètre capacitif de type BARATRON commercialisé par la société MKS.
- par remplissage par des stations de régulation de débit : les gaz sont introduits simultanément par une ligne unique. Les fractions désirées dans le gaz sont fixées par les débits respectifs de chaque composé dans la ligne.

Les débitmètres utilisés sont de marque MKS 1179A et fonctionnent entre 0 et 20 litres/min (dans les conditions standard de température et de pression). L'un est utilisé pour l'hydrogène et l'autre pour l'air. Un étalonnage préalable est nécessaire avant l'utilisation de ce matériel.

1.3 DISPOSITIF D'ALLUMAGE

Un schéma d'ensemble du dispositif d'allumage est donné en Figure 27. L'enceinte sphérique est équipée de deux électrodes en tungstène. Ces dernières sont reliées à un système de décharge haute tension (d'une dizaine de kilovolts). L'espacement entre les électrodes est réglable. L'inflammation est produite au centre de la sphère après introduction du mélange combustible gazeux à étudier ou dans certains cas pendant son introduction. Le système est identique à celui utilisé dans de précédentes études portant sur la détermination de vitesse fondamentales de combustion de systèmes à base d'hydrogène [22,76,77,78]. Une sonde de courant et de tension permettent de mesurer l'énergie déposée dans le milieu.

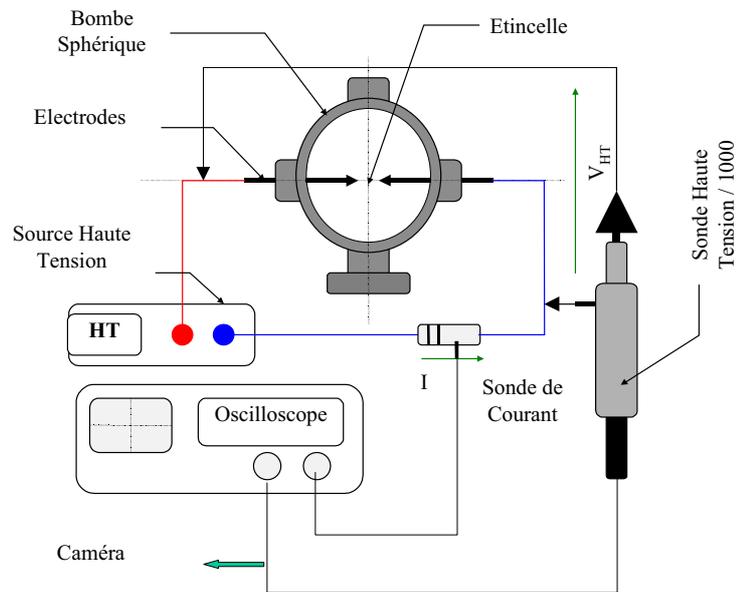


Figure 27 : Schéma du dispositif expérimental avec le système d'inflammation par décharge.

L'inflammation peut également être obtenue par focalisation d'un faisceau laser Nd-Yag de 200 mJ (durée du pulse : 10 ns) à l'intérieur de l'enceinte. Cette technique permet de provoquer l'inflammation du mélange à différents endroits de la bombe. Elle permet aussi d'atteindre des énergies suffisantes pour provoquer l'inflammation de mélanges difficilement inflammables par décharge (présence d'une grande fraction de vapeur d'eau ou mélanges très pauvres par exemple).

1.4 DESCRIPTION DES INJECTEURS UTILISES

Le bossage supérieur de l'enceinte est prévu pour l'installation de systèmes d'aspersion. Dans le cadre de cette étude, quatre buses différentes de marque Spraying Systems ont été utilisées et on peut les séparer en deux groupes :

- 3 buses mécaniques (ou mono-fluide) : 1.0 / 0.6 / 0.6 Swirl
- 1 buse bi-fluide

Le détail du fonctionnement ainsi que les caractéristiques techniques des buses est donné dans le chapitre I.

1.4.1 LES INJECTEURS MECANIQUES

Les buses mécaniques ne fonctionnent qu'avec un liquide mis sous pression en amont. La pompe utilisée, qui permet d'atteindre une pression de 280 bars dans le liquide, est une pompe HPLC INTERCHIM délivrant un débit réglable en 0 et 100 mL / min. De l'eau distillée est utilisée de manière à éviter d'encrasser les buses. L'atomisation se produit alors à la sortie de l'injecteur, à cause du différentiel de vitesse qui existe entre la surface du liquide et le gaz environnant. Une photographie de l'injecteur monté sur son support refroidi est visible sur la Figure 28. L'isolant en Kerlane qui entoure normalement le montage a été retiré sur cette photographie pour plus de clarté.



Figure 28 : Injecteur mécanique monté sur son support refroidi, sans isolant

Les supports des injecteurs se montent directement sur le bossage supérieur de SF2 et sont par conséquent portés par conduction à la même température. La température d'introduction des gouttelettes étant un paramètre important de notre étude, un système de refroidissement a été conçu : la circulation d'eau refroidie autour

des buses permet d'en contrôler la température. Une coque en Téflon chargé verre (25%) associée à une couche de Kerlane permet de limiter considérablement les échanges thermiques entre le milieu gazeux et la paroi externe fraîche du système de refroidissement (Figure 29).

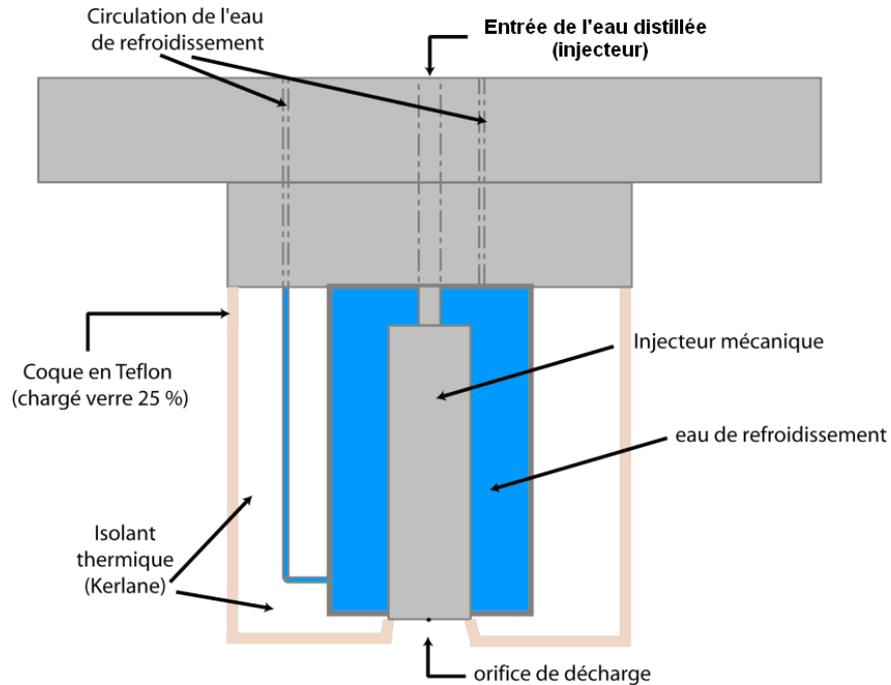


Figure 29 : Schéma d'un injecteur mécanique refroidi et isolé

1.4.2 L'INJECTEUR AERODYNAMIQUE

La buse bi-fluide nécessite l'utilisation d'air comprimé entre 0 et 5 bars. En passant au niveau de l'orifice de décharge à grande vitesse, l'eau est aspirée par effet Venturi et le différentiel de vitesse qui règne entre l'air propulsé et le liquide à faible vitesse entraîne l'atomisation. Les gouttelettes obtenues sont généralement plus fines qu'avec un injecteur mécanique mais l'introduction d'air dans le milieu pose un problème vis-à-vis du contrôle de la composition dans l'enceinte. On peut voir sur la Figure 30 un cliché de cet injecteur alors qu'il est démonté de l'enceinte SF2.



Figure 30 : Injecteur bi-fluide monté sur son support

1.5 DESCRIPTION DES SYSTEMES DE DIAGNOSTICS ASSOCIES A L'ENCEINTE SPHERIQUE

1.5.1 SYSTEME D'IMAGERIE RAPIDE

Le principal diagnostic associé à cette installation est la strioscopie laser qui permet de mettre en image la déviation de la lumière due à une variation de l'indice de réfraction. Cette variation est due au gradient de température dans le front de flamme.

1.5.1.1 Source lumineuse

La source lumineuse utilisée est une lampe de lumière blanche d'une puissance de 150 Watts.

1.5.1.2 Montage optique

Le montage optique est un montage de type Z (Figure 31) avec deux miroirs hémisphériques de 1000 mm de focale placés de part et d'autre des hublots de la bombe sphérique. La source lumineuse est focalisée grâce à une lentille bi-convergente de 200 mm. Un diaphragme est placé au point focal image de cette lentille. Le système est tel que le point focal image en question est confondu avec le point focal objet du premier miroir. Ainsi, le faisceau réfléchi sur le premier miroir traverse la bombe de façon collimatée (faisceau de rayons parallèles). Le faisceau de lumière parallèle traverse la bombe sphérique avant d'être focalisé par un second miroir hémisphérique de même focale que le premier miroir. La présence d'un couteau au point focal image intercepte la lumière non déviée. Les images sont projetées sur un écran translucide placé entre le point focal image du deuxième miroir et une caméra numérique rapide.

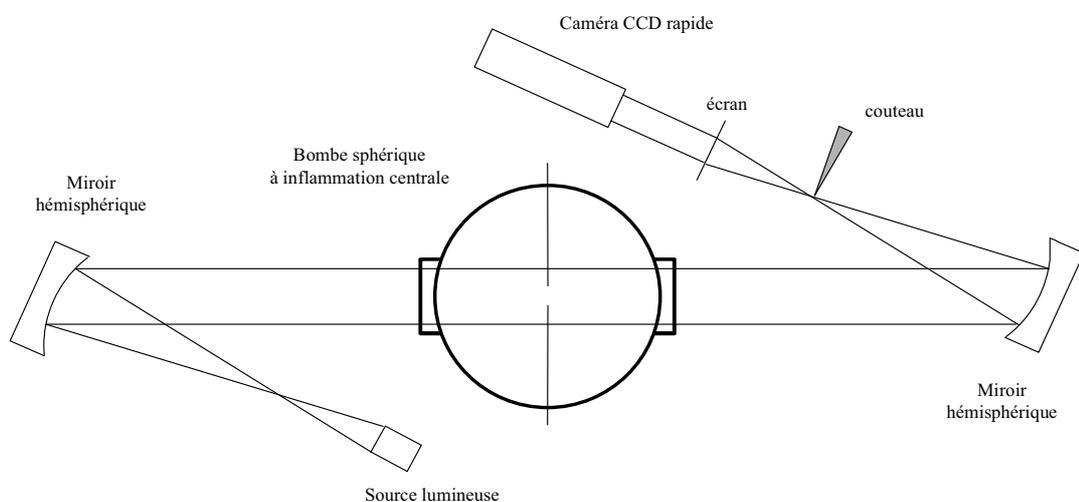


Figure 31 : Schéma du dispositif de visualisation de la flamme par strioscopie laser.

1.5.2 TOMOGRAPHIE LASER

Le principe de la tomographie est décrit dans le premier chapitre. Dans notre cas, le laser utilisé a une longueur d'onde de 532 nm. Il s'agit d'un laser pulsé (durée du pulse : 10 ns). La fréquence des pulses est de 10 Hz et l'objectif de la caméra est un Pentax 50 mm 1.4 manuel.

1.5.3 MESURE DE LA PRESSION

Elle s'effectue sur la ligne d'introduction des gaz lorsque la méthode des pressions partielles est choisie. Les manomètres utilisés sont les suivants :

- 1 Manomètre capacitif (MKS - BARATRON) : 0-100 Torr (0 -13,3 kPa)
- 1 Manomètre capacitif (MKS - BARATRON) : 0-1000 Torr (0 -133 kPa)
- 1 Capteur piézo-résistif (Kistler - 4075A) : 0-10 Bars (0 -1000 kPa)

Sur l'enceinte elle-même, un capteur Kistler 601A est monté. Ses caractéristiques sont rassemblées dans le Tableau 10.

Plage Dynamique	0 -250 bars
Fréquence propre	≈ 150 kHz
Sensibilité	≈ 16 pC/bar
Polarité de sortie	Positive
Elément sensible	Quartz
Linéarité	≤ ±0,5 % FSO
Diaphragme	Acier Inoxydable

Tableau 10 : Caractéristiques du capteur de pression.

Ce capteur est monté à l'intérieur d'un adaptateur pare-flamme (type 6505) qui permet d'isoler la surface sensible du capteur de pression de la flamme proprement dite.

2 ENACCEF

Le dispositif expérimental hautement instrumenté mis en place à l'Institut de Combustion, Aérodynamique, Réactivité et Environnement du CNRS d'Orléans, peut être utilisé dans différentes configurations. La première version de l'installation, qu'on nommera ENACCEF (ENceinte d'ACCElération de Flamme) a été utilisée pour une série d'essais antérieurs à la thèse visant à caractériser la limite entre flamme lente et flamme rapide [Erreur ! Signet non défini.-Erreur ! Signet non défini.]. Pour l'étude de la propagation de flamme en présence de gradients d'hydrogène cette même enceinte a été utilisée. Une autre version du dôme équipée notamment d'un système d'aspersion a été réalisée. Les caractéristiques de cette installation sont détaillées dans ce qui suit.

2.1 DESCRIPTION DU DISPOSITIF

L'Enceinte d'Accélération de Flamme, ENACCEF est composée de deux parties principales : un tube d'accélération d'une longueur de 3,2 m et de 154 mm de diamètre et un dôme de 1,682 m de long et de 737,6 mm de diamètre (Figure 32).

Les deux parties peuvent être séparées par un diaphragme, à la jonction entre le tube d'accélération et le dôme. Ceci permet de réaliser une discontinuité de concentration à la jonction entre le tube et le dôme. Dans le cadre de cette étude, nous nous attacherons à produire un gradient de concentration continu depuis le bas du tube d'accélération de flamme jusqu'au bas du dôme (c'est-à-dire le long du tube d'accélération de flamme uniquement). Deux configurations sont possibles, fonction de la zone dans laquelle on souhaite observer la propagation de la flamme : Les hublots rectangulaires peuvent être placés au niveau de n'importe quel tronçon du tube d'accélération. Pour cette étude, les sections 2 et 4 sont placées comme l'indique la Figure 32(a) afin de positionner les hublots rectangulaires inférieurs plus près de la zone d'inflammation.

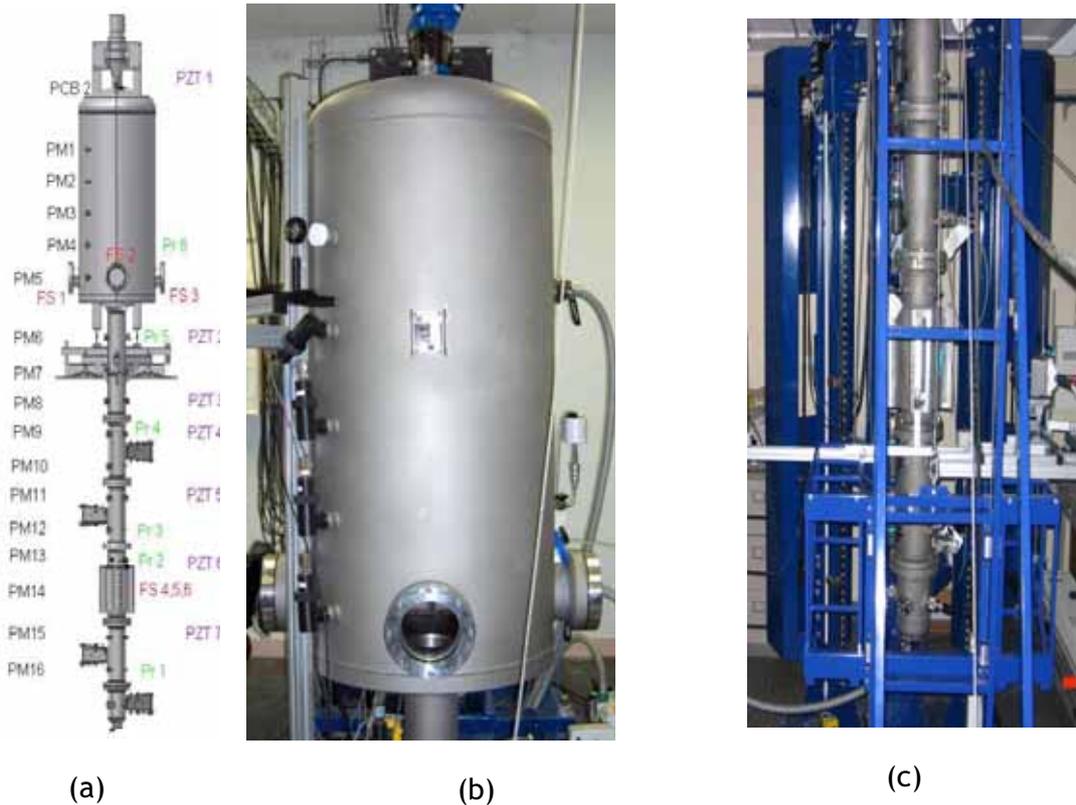


Figure 32 : (a) Schéma d'ENACCEF, (b) photo du dôme, (c) photo du tube d'accélération

Le dôme est l'unique partie du dispositif qui diffère dans la version ENACCEF II (présentée par la suite).

2.2 INFLAMMATION DES MELANGES

Deux électrodes sont localisées à 0,148 m du bas du tube d'accélération. Pour cette étude, les mélanges sont enflammés en bas de l'enceinte au moyen d'une décharge électrique entre les pointes des deux électrodes. Aussi, la position des différents éléments est-elle définie par rapport à la position des électrodes.

2.3 CONFIGURATION DES OBSTACLES

L'enceinte peut être équipée d'une batterie d'obstacles répétés permettant d'accélérer la propagation de la flamme. Ces obstacles sont séparés les uns des autres par une distance égale au diamètre interne du tube d'accélération. Ils sont placés à l'intérieur du dispositif, entre 0,813 à 2,091 m par rapport à la position des électrodes. Cette configuration a été adoptée dans la mesure où elle permet d'obtenir des vitesses importantes de la propagation de la flamme en sortie du champ d'obstacles [79, 80, 81,

82, 83, 84, 85, 86, 87]. Les obstacles sont des disques perforés, de diamètre extérieur égal à 148 mm. Le diamètre intérieur est choisi en fonction du rapport de blocage souhaité.

On rappelle que le rapport de blocage pour des obstacles annulaires est défini selon l'expression suivante :

$$BR = 1 - (d/D)^2$$

où d est le diamètre intérieur et D, le diamètre extérieur du disque (égal à 148 mm).

Les essais présentés dans ce rapport ont été réalisés soit avec un rapport de blocage nul (donc en tube lisse) soit avec un rapport de blocage de 0,63 correspondant à un diamètre intérieur d de 93,6 mm.

2.4 DIAGNOSTICS ASSOCIES A ENACCEF

L'enceinte est équipée de nombreux moyens de mesures qui ont été décrits dans les précédents rapports. Nous rappelons, ici, qu'il s'agit de dispositifs soit permanents sur l'installation soit temporaires (imagerie rapide, LDV, PIV). Les diagnostics permanents utilisés au cours de cette étude sont :

- ✓ Des photomultiplicateurs (Hamamatsu 1P28), répertoriés PM1 à PM16 sur la Figure 32, permettent la détection du front de flamme et donc le suivi de sa propagation,
- ✓ Des capteurs de pression (Chimie-métal et PCB) qui permettent de suivre l'évolution de la pression dans l'enceinte lors de la propagation de la flamme. Les capteurs Chimie métal sont des détecteurs de choc tandis que les capteurs PCB sont des capteurs de pression.
- ✓ Les deux capteurs PCB ont été remplacés par des Kistler A601 au cours de l'étude.

Leur position relative, par rapport à la position des électrodes, est donnée dans le Tableau 11.

Détecteur	Position / aux électrodes (m)	Détecteur	Position / aux électrodes (m)	Détecteur	Position / aux électrodes (m)
PCB/Kistler 1	4.879	PM1	4.3415	PM10	1.877
PCB/Kistler 2	2.877	PM2	4.0915	PM11	1.627
CP1	4.779	PM3	3.8415	PM12	1.377
CP2	2.627	PM4	3.5915	PM13	1.037
CP3	2.377	PM5	3.3415	PM14	0.772
CP4	2.127	PM6	2.877	PM15	0.527
CP5	1.627	PM7	2.627	PM16	0.277
CP6	1.139	PM8	2.377		
CP7	0.527	PM9	2.127		

Tableau 11 : Position relative, par rapport à la position des électrodes, des photomultiplicateurs (PM), capteurs de pression (PCB ou Kistler), détecteurs de choc (CP).

La mesure de la célérité de propagation du front de flamme est obtenue par analyse des signaux des photomultiplicateurs.

Le passage de la flamme sur les capteurs Chimie-Métal entraîne une déviation du signal physique réel, due au choc thermique. Il est donc possible de confronter les résultats obtenus par l'analyse des signaux de photomultiplicateurs et ceux obtenus grâce aux capteurs de choc.

2.5 PREPARATION DES MELANGES

Les mélanges sont constitués d'hydrogène, d'air et de diluants. L'air est distribué par le réseau d'air asséché comprimé du laboratoire (donc de composition 21 % O₂ + 78 % N₂ + 1% Ar). Les autres gaz, (H₂, O₂ et diluant) sont fournis en cylindre par Air Liquide. Le mélange de diluants est composé de 60% CO₂+40% He est préparé par Air Liquide. Cette composition de mélange a été adoptée car elle permet de garder un grand nombre de paramètres physico-chimiques identiques à ceux de la vapeur d'eau. Les mélanges étudiés sont des prémélanges homogènes car ils sont réalisés en absence de gouttelettes. Dans le cadre de cette étude, le mélange de diluant n'a pas été utilisé. En effet, les essais sur ENACCEF concernent des gradients de concentration d'hydrogène dans l'air.

Les mélanges sont introduits dans l'enceinte directement par des lignes équipées de contrôleurs de débit massique (MKS 1179A) permettant d'ajuster les débits respectifs correspondant à la composition désirée.

La pression totale après introduction du mélange combustible est contrôlée par deux manomètres capacitifs de marque PFEIFFER avec une gamme de mesure de 0 à 133 kPa. L'enceinte est vidée avant chaque expérience par l'intermédiaire de 3 pompes à vide primaire permettant d'atteindre une pression minimale de l'ordre de 10 à 30 Pa.

3 ENACCEF II

L'enceinte ENACCEFII ne diffère de l'enceinte ENACCEF que par son dôme, c'est-à-dire la partie supérieure du dispositif (voir Figure 33). L'instrumentation et les différents diagnostics associés sont les mêmes que pour ENACCEF et on s'attachera ici à définir les différences entre les deux enceintes uniquement.



Figure 33 : Comparaison des deux dômes pour ENACCEF (gauche) et ENACCEF II (droite)

Les différences importantes entre les deux dômes sont rassemblées dans le Tableau 12.

	ENACCEF	ENACCEFII
Hublots cylindriques	1 * 3	3 * 3
Bossages PM	5	2 * 5 (paires face-à-face)
Volume du dôme	658 L	685 L
Nombre d'entrées partie supérieure	2	7 (sur plaque démontable)
Accès	Non démontable	Démontable à la base (nettoyage)
Aspersion	Non disponible	Disponible
Entrées supplémentaires	-	2 * 1'' + 2 * 1,5''

Tableau 12 : Synthèse des différences morphologiques entre ENACCEF et ENACCEFII

Ce nouveau dôme a été conçu de manière à pouvoir intégrer un système d'aspersion, situé dans la partie haute de l'enceinte. Plusieurs entrées sont prévues pour permettre le nettoyage de l'intérieur de l'enceinte et trois séries de triplets de hublots permettent de mettre en œuvre des diagnostics optiques à différentes hauteurs.

L'aspersion est générée depuis le haut du dôme, de manière verticale descendante. Cette opération a pour but de produire un nuage de gouttelettes dans le dôme et d'observer le comportement d'une flamme préalablement accélérée (initiée depuis le fond du tube d'accélération) lors de sa pénétration dans le dôme.

3.1 LES INJECTEURS UTILISES

Deux types d'injecteurs Spraying Systems ont été utilisés sur ENACCEF II:

- 1/4GG - 2.8W Fulljet Nozzle
- 1/4GG - 14W Fulljet Nozzle

Ces injecteurs génèrent des sprays d'une ouverture de 120° à la sortie de l'orifice de décharge. Le spray conique ainsi généré est rempli, comme le montre la Figure 34

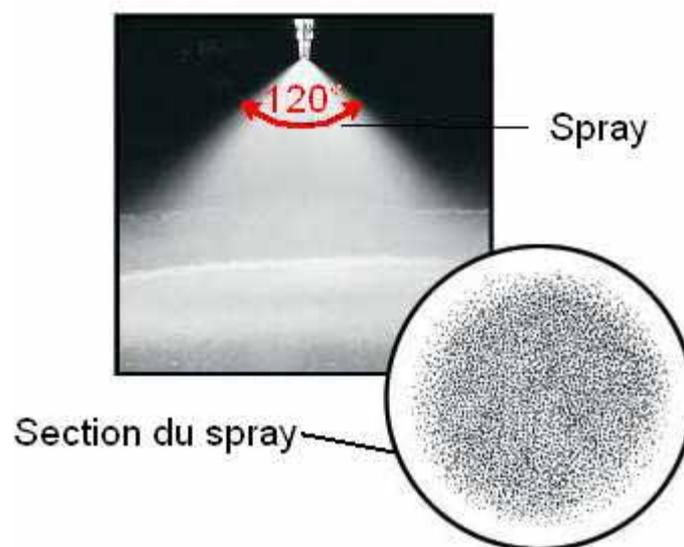


Figure 34 : Distribution spatiale des gouttelettes générées par le spray

Il s'agit de buses mécaniques. Elles fonctionnent avec un circuit d'eau pressurisée en amont. Dans notre étude, la pression de l'eau amont est fixée à 2 bars (régulateur). Elles diffèrent de celles utilisées sur SF2, notamment par leur débit (deux ordres de grandeur supérieur) et leur granulométrie.

3.2 PREPARATION DES MELANGES

Les mélanges étudiés dans cette installation sont constitués d'air et d'hydrogène. Pour une partie des essais, de l'eau liquide a été atomisée dans la phase gazeuse et la combustion a été étudiée en présence de vapeur d'eau et d'eau liquide en suspension.

Un effort particulier a été fourni dans la mesure des fractions volumiques d'hydrogène introduites. Les nouveaux débitmètres BROOKS (5850S - 5 et 20 L.min⁻¹) ont été étalonnés et des prélèvements ont été effectués juste avant l'inflammation, de manière à vérifier que les fractions sont exactes. L'erreur relative sur la mesure est inférieure à 0,2 % et la méthode de mesure ainsi que l'appareillage sont identiques à ceux utilisés lors de la première campagne d'essais sur ENACCEF, effectuée avant cette thèse (méthodes et appareillage décrits plus loin). L'air utilisé est desséché, sauf mention contraire.

3.3 DIAGNOSTICS ASSOCIES

Nous définirons ici les différentes méthodes utilisées pour obtenir les informations sur la flamme (Mesures des vitesses de propagation, Analyse des gaz, granulométrie, tomographie)

3.3.1 MESURE DES VITESSES A PARTIR DES SIGNAUX DE PHOTOMULTIPLICATEURS

La mesure de la célérité de propagation du front de flamme est obtenue par analyse des signaux des photomultiplicateurs (PM) comme le montre la Figure 35. Le passage du front de flamme en face du PM entraîne une déviation du signal. La distance entre chaque capteur étant connue, il est possible de remonter aux célérités de propagation de la flamme dans l'enceinte. Il est parfois difficile d'obtenir une mesure précise de cette célérité dans le dôme car les réflexions multiples à l'intérieur de l'enceinte peuvent provoquer un bruit de fond excessif. De plus, la forme du front de flamme devient parfois complexe.

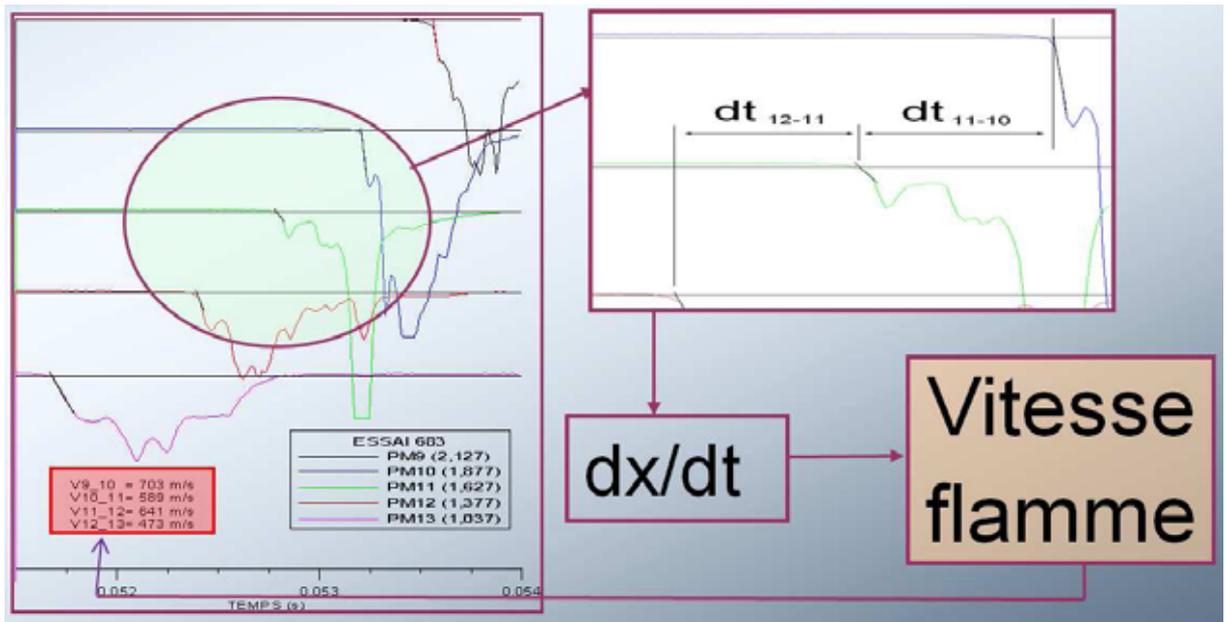


Figure 35 : Mesure de la vitesse de propagation de la flamme à partir des signaux des photomultiplicateurs

3.3.2 ANALYSE DES GAZ PAR CHROMATOGRAPHIE EN PHASE GAZEUSE

Le contrôle de la composition des mélanges frais est réalisé par analyse chromatographique en phase gazeuse. Des échantillons de gaz sont prélevés à la paroi ou sur l'axe vertical du tube dans des ampoules en verre, juste avant l'inflammation du mélange. L'analyse de ces gaz frais est effectuée après que l'inflammation ait été déclenchée de manière à éviter que la répartition des gaz dans l'enceinte soit modifiée entre le prélèvement et l'inflammation.

Le principe d'une analyse par CPG repose sur la séparation des constituants d'un mélange gazeux. Les composés sont séparés en sortie de la colonne, selon leur affinité pour la phase stationnaire contenue dans la colonne. Les gaz passent dans un catharomètre qui répond quantitativement aux passages successifs des composés. Chacun des composés est caractérisé par le temps qu'il met pour traverser la colonne : le temps de rétention.

L'analyse quantitative repose sur la mesure soit de la hauteur des pics délivrés par le détecteur, soit de leur surface. L'étalonnage est réalisé en injectant successivement des mélanges de différentes compositions afin de quantifier la réponse du détecteur en fonction de la fraction molaire initiale de chaque constituant. Il existe plusieurs méthodes de quantification.

3.4 APPAREILLAGE

L'injection se fait à l'aide d'un piston, Figure 36-a, qui permet de comprimer le mélange à la pression désirée (150 Torr soit 20 kPa) avant de l'introduire dans la colonne de chromatographie. On utilise un chromatographe (HP5890II) en phase gazeuse (Figure 36-b) et la détection des gaz analysés est réalisée par un catharomètre (TCD). Le signal obtenu dépend de la différence des conductibilités thermiques du gaz vecteur et des gaz analysés. Deux types de colonnes chromatographiques ont été utilisés. Tout d'abord une colonne capillaire Varian permettait de doser l'hydrogène dans l'air sans que l'azote ne soit séparé de l'oxygène. Afin de pouvoir doser ces composés, une colonne remplie Restek a ensuite été mise en place.



(a)



(b)

Figure 36 : Vues du piston d'injection (a) et du chromatographe (b).

3.5 METHODE D'ANALYSE

Dans ce paragraphe seront détaillés, d'une part, la préparation des mélanges étalons nécessaires à la quantification des gaz présents dans le mélange gazeux et, d'autre part, la méthode d'analyse adoptée.

Au cours des différentes campagnes de mesures, des améliorations ont été apportées aussi bien au protocole de préparation des mélanges gazeux qu'à la méthode d'analyse elle-même. Ces améliorations ont été apportées afin de minimiser les incertitudes sur le dosage de l'hydrogène notamment.

3.6 PREPARATION DES MELANGES ETALONS

La précision sur la composition des mélanges étalons est primordiale car elle conditionne en grande partie l'incertitude sur la détermination de la composition des échantillons gazeux prélevés dans ENACCEF. Nous avons aussi cherché à améliorer cette phase au cours des campagnes successives.

Les mélanges étalons servant au dosage de l'hydrogène ont été préparés dans des ballons ou ampoules en verre. Ce sont des mélanges (hydrogène et air industriel) réalisés par la méthode des pressions partielles. Avant chaque préparation, un vide primaire est obtenu dans l'ensemble de l'installation au moyen d'une pompe à vide primaire. Le vide limite est de l'ordre de 5 à 10 Pa.

Pour la première série d'expériences, les mélanges étalons servant au dosage de l'hydrogène ont été préparés à l'aide d'ampoules en verre d'un volume d'environ 150 ml. L'incertitude sur les pourcentages molaires moyens en hydrogène était de $\pm 5 \%$.

Pour la seconde série d'expériences, on a substitué ces ampoules par des ballons de plus grand volume (environ 10 L). Le changement du volume des ballons de préparation des étalons a permis de diminuer l'incertitude sur les pourcentages molaires moyens en hydrogène de 5 à moins de 3 %. Ces améliorations sont également dues à certains nouveaux paramètres de la méthode qui seront décrits ultérieurement.

L'augmentation du délai d'injection dans la boucle d'analyse a ensuite permis de réduire l'incertitude sur les pourcentages molaires à 1%.

3.7 METHODES UTILISEES POUR L'ENSEMBLE DES ESSAIS PRESENTES

Comme pour la préparation des étalons, la méthode d'analyse a été modifiée au cours des différentes campagnes d'essais afin d'améliorer le dosage de l'hydrogène dans le mélange hydrogène - air. Ainsi, trois méthodes sont décrites (correspondent aux trois séries identifiées précédemment).

- Méthode 1

La température du four où se trouve la colonne de chromatographie a été fixée à 35°C. Cette consigne était suffisante pour permettre le dosage des gaz légers et pour observer la séparation des pics d'azote et d'oxygène. En effet, une température plus élevée ne permet plus cette séparation.

Le détecteur est utilisé à une température constante de 130°C, température à laquelle la sensibilité est optimale pour les débits fixés (10 mL/min dans la colonne et 30 mL/min dans le détecteur).

La différence de conductibilité thermique de l'hydrogène avec l'hélium est beaucoup plus faible que celles de l'oxygène et de l'azote avec l'hélium. Le catharomètre a donc été utilisé en sensibilité haute pour mesurer le pic d'hydrogène et en sensibilité basse pour les deux autres. Le chromatogramme obtenu est représenté sur la Figure 37.

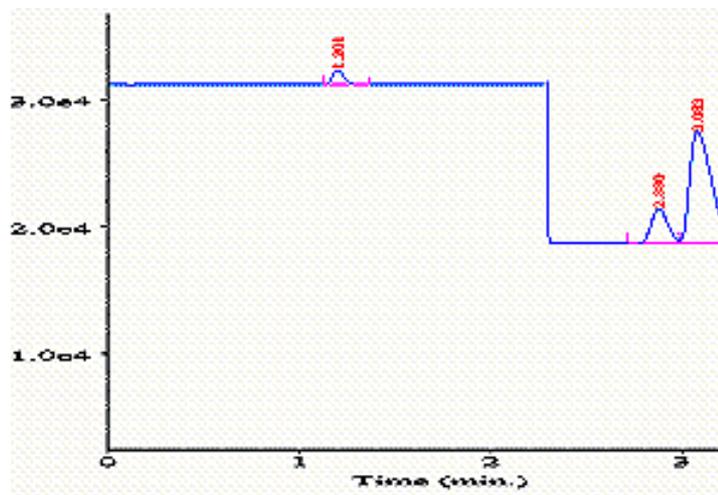


Figure 37 : Chromatogramme type : pic d'hydrogène, suivi de ceux de l'oxygène et de l'azote.

- Méthode 2

La principale différence, entre cette méthode et la précédente, réside dans le choix du gaz vecteur utilisé. En effet, ce choix est basé sur la différence de conductibilité thermique entre l'hydrogène et le gaz vecteur choisi. L'hydrogène présente une différence de conductibilité thermique plus marquée avec l'argon qu'avec l'hélium. Aussi, a-t-on retenu l'argon. Les aires de pics d'hydrogène sont bien plus importantes en présence d'argon, il en résulte une bien meilleure sensibilité : l'hydrogène peut ainsi être dosé à très faible concentration. Par ailleurs, la bascule de sensibilité du détecteur est effectuée dans le sens inverse : le détecteur est utilisé en sensibilité basse pour le passage du pic d'hydrogène et en sensibilité haute pour l'azote et l'oxygène qui présentent des différences de conductibilité thermique avec l'argon moins marquées. Enfin, la pression d'injection a été ajustée à 26,3 kPa et la température du four et de

l'injecteur à 37°C contre 35°C auparavant (la salle de chromatographie peut atteindre 35°C en été).

- Méthode 3

Plus récemment, un moyen d'obtenir une meilleure reproductibilité des mesures a été trouvé, à savoir, l'introduction du mélange gazeux dans la boucle d'injection réalisée juste avant l'injection - ceci afin de s'affranchir d'éventuelles prises d'air au niveau de la boucle. Cette nouvelle modification a permis d'obtenir des mesures beaucoup plus reproductibles et de faire chuter l'incertitude de 3% à 1% sur le pourcentage molaire moyen en hydrogène donné par trois analyses successives d'un mélange.

3.8 QUANTIFICATION

En chromatographie gazeuse, l'aire est proportionnelle à la masse du composé analysé. Afin de minimiser les problèmes de reproductibilité d'aires, la méthode de la normalisation interne est utilisée pour l'étalonnage. Un coefficient de réponse K_i est attribué pour chaque composé i par rapport à un composé de référence auquel est attribué un coefficient $K_r = 1$. Les coefficients sont obtenus de la manière suivante :

$$K_i = \frac{x_i}{A_i} \times \frac{A_r}{x_r} \quad \text{avec } x = \text{masse du composé}$$

$$A = \text{aire du pic}$$

Dans le cas présent, le composé de référence est l'azote et on attribue des coefficients de réponse à l'hydrogène, K_{H_2} , et à l'oxygène, K_{O_2} , par rapport à ce gaz. La teneur massique des composés i , H_2 et O_2 , et du composé de référence r , N_2 , est ensuite déterminée par les relations suivantes :

$$x_r = \frac{A_r}{\sum_i K_i \times A_i + A_r} \quad x_i = \frac{K_i \times A_i}{\sum_i K_i \times A_i + A_r}$$

Le pourcentage molaire d' H_2 dans le mélange est ensuite recalculé à partir du pourcentage massique obtenu.

L'étalonnage est réalisé sur la plage de concentration recherchée afin de s'assurer de la linéarité de la réponse sur le domaine. Un étalon de vérification est passé lors de

chaque analyse afin de mesurer une éventuelle dérive de l'appareil. Chaque mélange est analysé 3 fois successivement. La valeur moyenne permet de limiter l'incertitude sur le résultat. Elle est prise comme valeur de référence pour l'échantillon analysé. La courbe des profils de gradients passe donc par les valeurs moyennes de chaque échantillon.

3.9 GRANULOMETRIE DES SPRAYS

Deux catégories d'injecteurs sont disponibles pour cette étude. Les injecteurs mono-fluides qui génèrent un spray grâce à la pression du liquide (eau distillée) et les injecteurs bi-fluides qui utilisent l'impaction d'un jet de gaz pour atomiser le liquide (cf. chapitre I pour plus de détails). Deux indicateurs de la granulométrie sont mesurés : le SMD ou diamètre moyen de Sauter et le $D_{0.9}$ (ou X_{90}), diamètre d'une goutte telle que 90 % du volume total de liquide soit généré par des gouttelettes plus petites. Le choix a été effectué de manière à couvrir une large gamme granulométrique.

3.9.1 INJECTEURS MONO-FLUIDE

La pression du liquide en amont de l'injecteur contrôle la granulométrie du spray formé. Nous disposons de trois injecteurs mono-fluides utilisés sur SF2 et deux injecteurs sur ENACCEF II :

- Buse 1.0 (orifice de décharge 1mm) - SF2
- Buse 0.6 (orifice de décharge 0,6 mm) - SF2
- Buse 0.6 swirl (orifice de 0,6 mm + chambre swirl) - SF2

- 1/4GG - 2.8W Fulljet Nozzle - ENACCEF II
- 1/4GG - 14W Fulljet Nozzle - ENACCEF II

La Figure 38 présente la configuration de montage des injecteurs mono-fluides. Une pompe HPLC est utilisée pour le contrôle du débit et de la pression d'entrée. Ce type de pompes présente l'avantage d'être très stable dans le débit de liquide qu'elles imposent. Ceci évite notamment de générer un spray à granulométrie fluctuante.

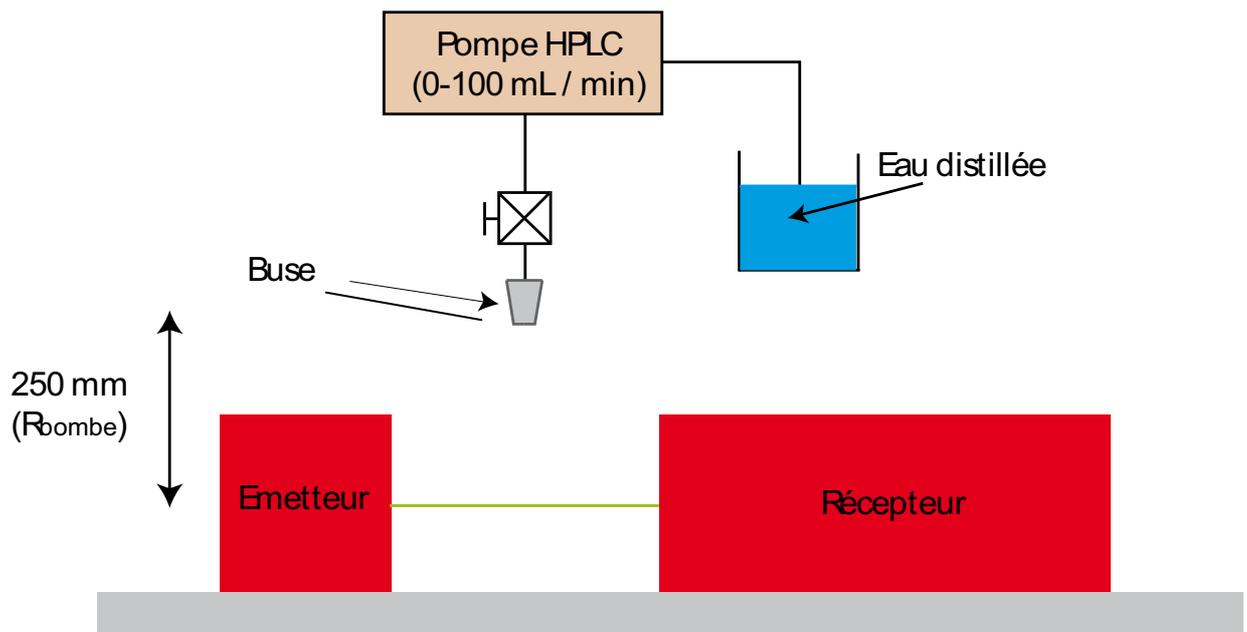


Figure 38 : Schéma de montage de montage des injecteurs mono-fluides.

La zone de mesure est placée à 250 mm de l'orifice de décharge de la buse car lorsque l'injecteur est monté sur SF2, la zone visible (qui est aussi le lieu de l'inflammation) est située au cœur de l'enceinte.

Les deux buses utilisées sur ENACCEF II ont été caractérisées de la même manière, mais la pompe HPLC a été supprimée. Le réseau domestique d'eau est filtré et un régulateur de pression permet d'ajuster la pression amont du liquide entre 0 et 2,5 bars ce qui est suffisant pour ce type de buses à fort débit.

3.9.2 INJECTEUR BI-FLUIDES

Pour cet injecteur qui n'est utilisé que sur SF2, c'est la pression du gaz qui impose la granulométrie du spray. Le liquide est entraîné par l'écoulement du gaz et l'énergie nécessaire à l'atomisation provient du différentiel de vitesse qui existe entre le gaz et le liquide à la sortie de l'injecteur. La Figure 39 décrit le montage de l'injecteur pendant la mesure de granulométrie. La pression du gaz est contrôlée précisément et la différence d'altitude entre la surface libre du réservoir de liquide et la buse est conservée lorsque l'injecteur est monté sur SF2 (50 cm). La distance entre l'orifice de décharge et la zone de mesure est également fixée à 250 mm comme pour les injecteurs mono-fluides. Soulignons également que ce type d'injecteur impose l'injection d'un gaz et perturbe donc la composition initiale du milieu dans lequel les

gouttelettes sont dispersées, sauf si le gaz injecté a la même composition que celle du mélange à l'intérieur de l'enceinte.

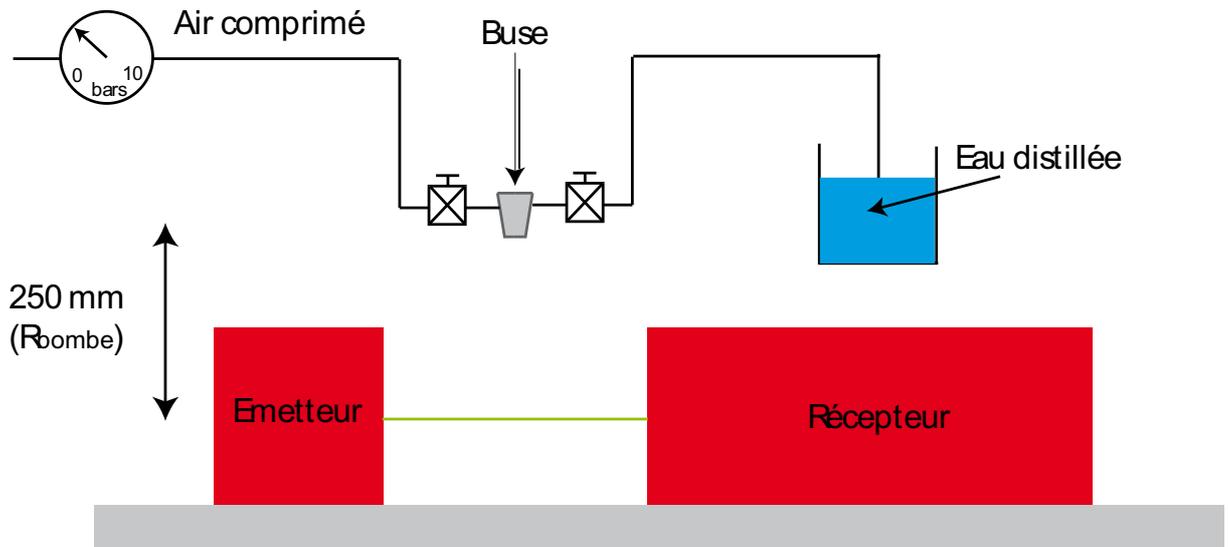


Figure 39 : Schéma de montage de montage de l'injecteur bi-fluides.

3.10 TOMOGRAPHIE LASER

La granulométrie des sprays ayant été caractérisée, il est important de pouvoir connaître la répartition spatiale des gouttelettes in-situ. Lors de l'injection, SF2 étant de symétrie sphérique, des mouvements tourbillonnaires se forment. Une période transitoire existe, durant laquelle l'atomisation est de plus en plus efficace. Pour étudier l'action des grosses gouttes ($> 200 \mu\text{m}$) sur la flamme, certains essais seront réalisés durant cette période transitoire. Après cette période, la répartition des gouttelettes dans l'enceinte est stationnaire.

Le principe de la tomographie est décrit au chapitre bibliographique. Dans notre cas, le laser utilisé est un laser pulsé d'une durée de pulse égale à 10 ns et de longueur d'onde 532 nm. La fréquence des pulses est de 10 Hz. L'objectif de la caméra est un Pentax 50 mm 1.4 manuel. De manière à reproduire les conditions les plus proches possibles de celles des expériences, on travaille à 1 bar (d'air) et à une température voisine de 30°C. Seules les buses mécaniques ont été testées car l'objet de l'étude est de cerner les conditions qui permettent d'obtenir de grosses gouttes pour pouvoir ensuite les mettre en contact avec un front de flamme.

4 CARACTERISATION DES SPRAYS

4.1 BUSES MONO-FLUIDE SF2

La Figure 40 donne l'évolution du SMD et du X_{90} de la buse 1.0. Le SMD est compris entre 62 et 88 μm et diminue légèrement avec la pression amont du liquide. On notera aussi que la buse n'est pas stable en dessous de 70 mL / min d'eau car on a apparition de très grosses gouttes, comme le montre l'évolution du X_{90} .

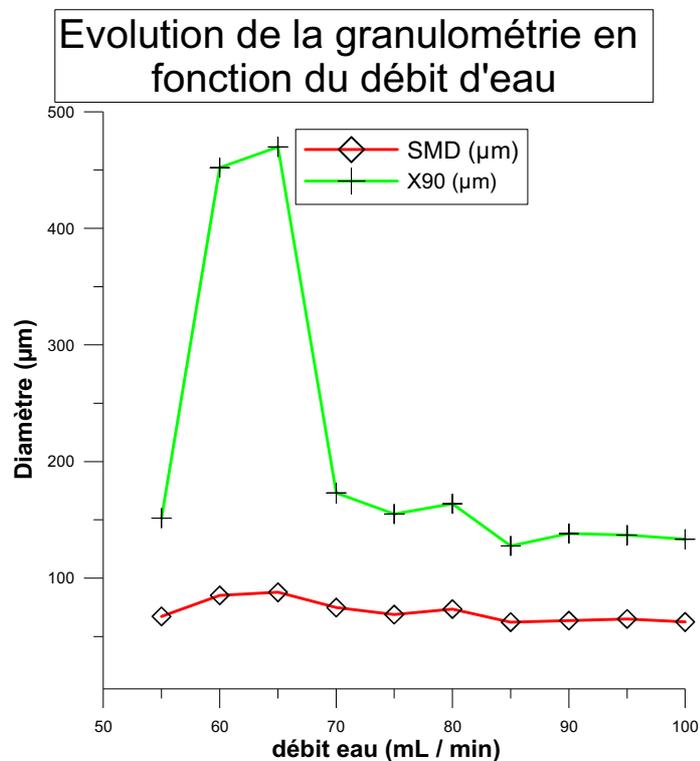


Figure 40 : SMD et X_{90} de l'injecteur mono-fluide 1.0.

La Figure 41 trace l'évolution du SMD et du X_{90} de la buse mono-fluide 0,6. A mesure que le débit d'eau augmente, la pression amont augmente entraînant la diminution de la taille des gouttelettes. Cette buse est stable entre 40 et 90 mL/min et fournit un SMD compris entre 37 et 100 μm . Au-delà de 90 mL/min, on observe l'apparition de grandes gouttes car on s'éloigne du régime nominal d'utilisation de la buse.

Sur la Figure 42, on a tracé l'évolution du SMD et du X_{90} de la buse mono-fluide 0.6_SWIRL. On remarque que, contrairement aux autres buses mono-fluides, la granulométrie varie de façon monotone avec l'augmentation du débit d'eau. Le SMD

obtenu est compris entre 39 et 88 μm . La parfaite stabilité de cette buse réside dans le fait qu'elle est équipée d'une petite chambre qui impose un mouvement de rotation au liquide avant qu'il ne soit éjecté. Cette précontrainte exercée sur le liquide permet généralement une atomisation plus efficace.

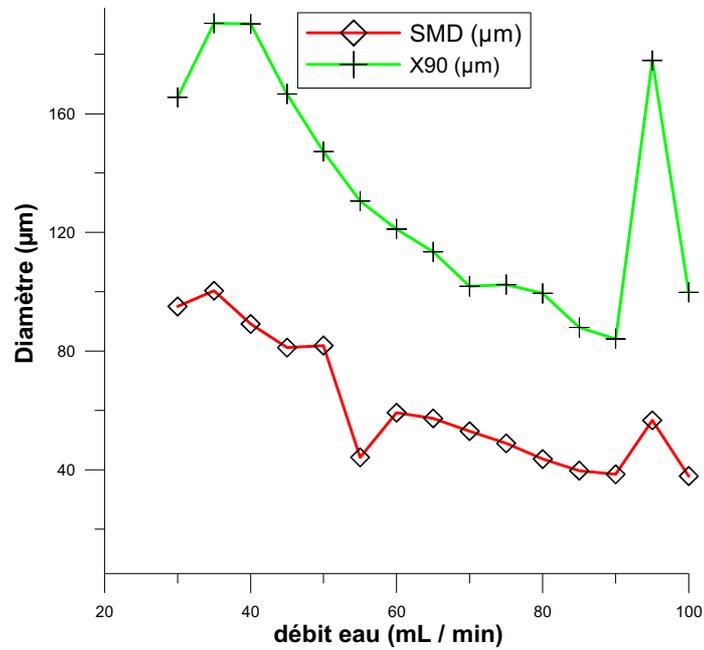


Figure 41 : SMD et X90 de l'injecteur mono-fluide 0.6

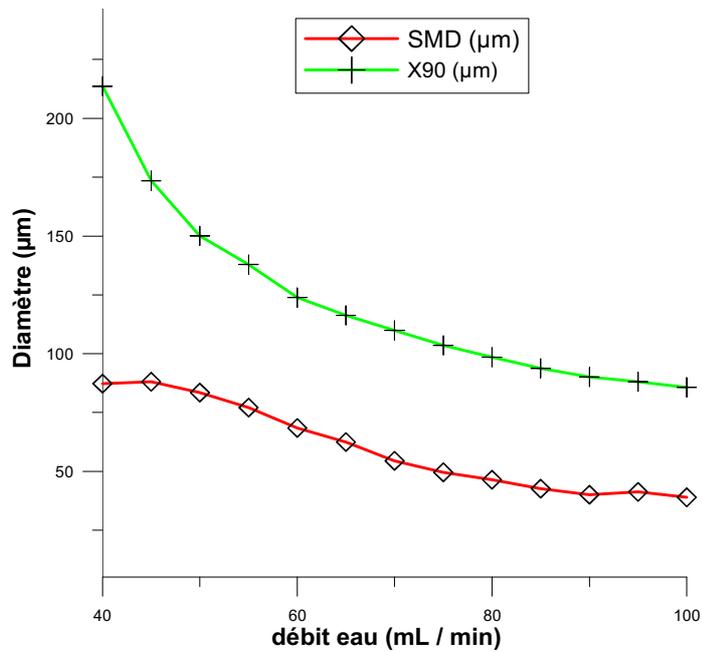


Figure 42 : SMD et X90 de l'injecteur mono-fluide 0.6 SWIRL

4.2 BUSE BI-FLUIDES SF2

La Figure 43 présente l'évolution du SMD et du X_{90} en fonction de la pression de l'air en amont. L'une des principales différences entre les buses mono-fluides et la buse bi-fluide réside dans la granulométrie obtenue. En effet, le SMD de la buse bi-fluides est compris entre 6 et 14 μm , c'est-à-dire un ordre de grandeur en dessous de ce qu'on observe avec les buses mono-fluide. On remarque aussi que cette buse est très stable puisque l'évolution du SMD est monotone à mesure que l'on augmente la pression. En termes de quantité d'eau injectée, il est également important de noter que cette buse disperse environ 10 mL de liquide par minute, lorsqu'on est dans cette configuration précise, avec une pression amont de 2 bars.

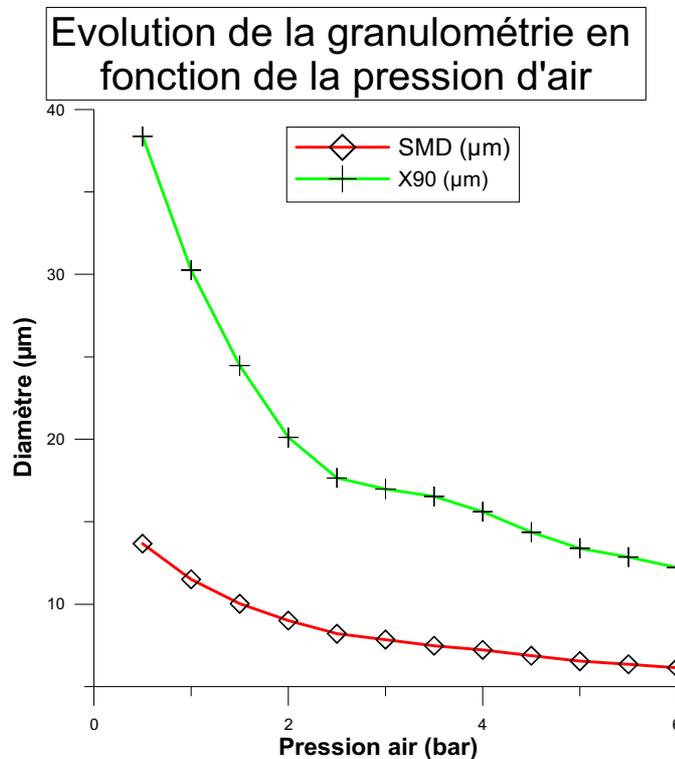


Figure 43 : SMD et X90 de l'injecteur bi-fluides

En résumé, nous disposons de 4 injecteurs pour SF2 permettant d'atteindre une large gamme granulométrique (cf Tableau 13).

	SMD (μm)
Buse 1.0	62-88
Buse 0.6	37-100
Buse 0.6_SWIRL	39-88
Buse bi-fluide	6-14

Tableau 13 : Résumé des gammes granulométriques accessibles avec les différents injecteurs montés sur SF2.

4.3 TOMOGRAPHIE LASER

La Figure 44 donne un exemple de clichés réalisés lors de l'essai numéro 234. Les temps indiqués sont ceux qui séparent le début de l'aspersion de la prise du cliché. On remarque que la formation d'un nuage de gouttelettes est progressive jusqu'à l'obtention d'une distribution dense et homogène au voisinage des électrodes. Pour cet essai, le brouillard fin n'est obtenu qu'à partir de 3,6 secondes environ. La phase transitionnelle génère des gouttes d'un diamètre compris entre 200 et 500 μm alors que l'atomisation produit un brouillard de SMD = 38 μm en régime stationnaire.

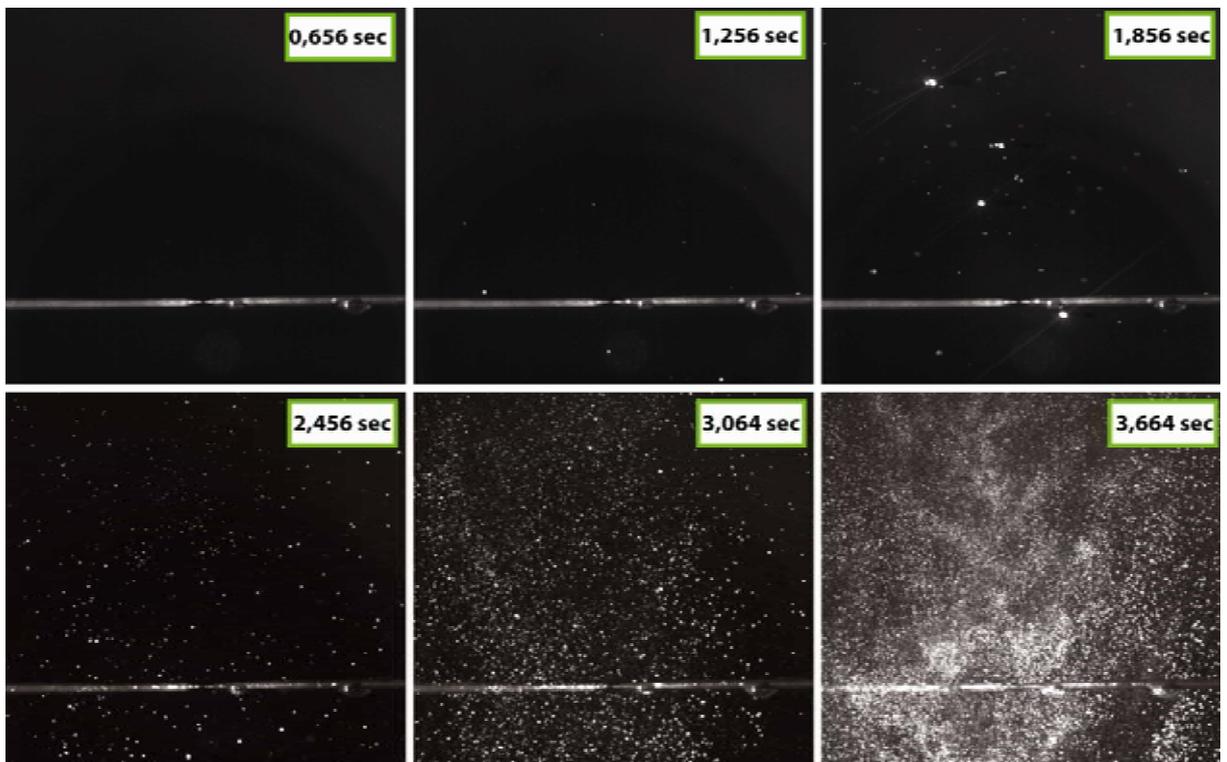


Figure 44 : Clichés tomographiques in-situ – Buse 0,6 – débit d'eau : 100 mL.min⁻¹. – T = 34,3 °C

Essai 234

L'analyse de la Figure 45 nous montre que les temps caractéristiques peuvent varier d'un essai à l'autre, dans des configurations qui sont identiques. En effet, alors que la buse 0,6, à 100 mL/min commence à être en régime stabilisé à partir de trois secondes (Figure 44 pour l'essai 234), l'atomisation stable n'est obtenue qu'après 5 secondes pour l'essai 232. Pour d'autres essais, ce temps peut être plus ou moins long. Le détail des temps caractéristiques est donné dans le Tableau 14 : Synthèse des différents essais réalisés en tomographie laser - Débit d'eau : 100 mL/ min. On remarque donc que le temps nécessaire à la stabilisation est de l'ordre de la seconde et varie considérablement d'un essai à l'autre. Pour observer l'action des petites gouttes sur le front de flamme, il faudra donc adapter un système de synchronisation de manière à déclencher la flamme plusieurs secondes après l'ouverture de l'électrovanne d'arrivée d'eau.

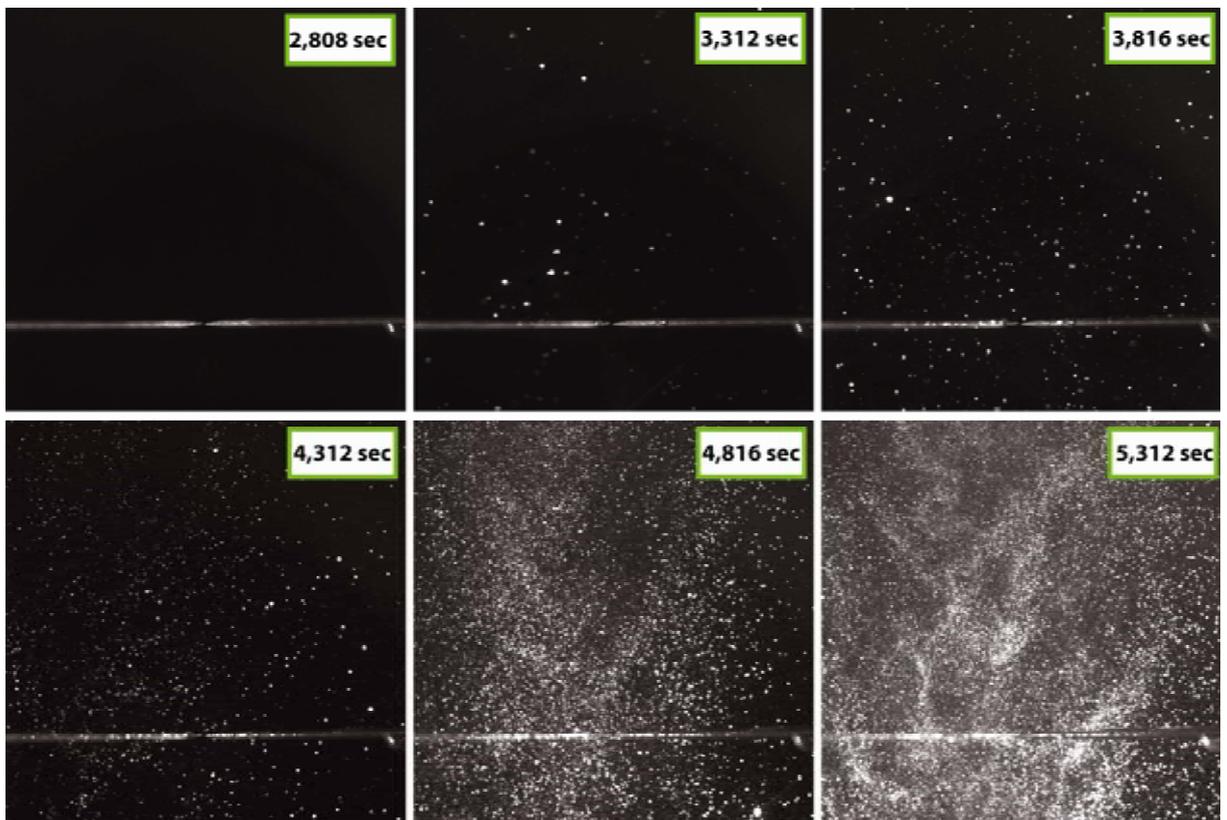


Figure 45 : Clichés tomographiques in-situ – Buse 0,6 – débit d'eau : 100 mL.min⁻¹. – T = 33,0 °C
Essai 232

Essai	Buse	Température (°C)	T stabilisation (s)
221	1.0	33,2	4
222	1.0	33,4	2-3
223	1.0	33,4	5
224	1.0	33,5	5
225	0,6_SWIRL	34,6	2
226	0,6_SWIRL	31,4	4
227	0,6_SWIRL	33,2	4
228	0,6_SWIRL	31,9	4-5
229	0,6_SWIRL	33,0	4-5
230	0,6	33,0	1-2
231	0,6	32,1	4-5
232	0,6	31,5	4-5
233	0,6	32,2	1-2
234	0,6	33,3	3

Tableau 14 : Synthèse des différents essais réalisés en tomographie laser – Débit d'eau : 100 mL/ min

4.4 BUSES MONO-FLUIDE ENACCEF II

Ces injecteurs génèrent des sprays d'une ouverture de 120° à la sortie de l'orifice de décharge. La forme du spray est conique et les gouttelettes occupent l'espace entièrement. Dans notre étude, la pression de l'eau amont est maintenue à 2 bars grâce à un régulateur. La granulométrie (SMD) des sprays générés a été déterminée grâce à un granulomètre laser Sympatec, à une distance d'un mètre par rapport à l'orifice de décharge. La lentille R5 de l'appareil a été choisie car elle est la mieux appropriée aux granulométries mesurées. Après un réglage précis de l'appareil, les tests sont effectués deux fois et la moyenne est donnée dans le Tableau 15. Pour chaque test, quarante points de mesure sont effectués à une fréquence de 20 ms. La distribution volumique des gouttelettes est donnée sur les Figure 46 et Figure 47. On remarque que la répartition est bimodale pour l'injecteur 2.8

W car la courbe de distribution volumique différentielle présente deux pics à 160 et 500 μm . Pour l'injecteur 14 W, le spray est plus monodisperse, ne présentant qu'un seul pic principal à 475 μm . Le SMD de la buse 14 W est 270 μm contre 158 μm pour la buse 2.8 W.

Orifice	Pression amont [bars]	Débit [L / min]	SMD - [μm]
2.8 W	2	1,7	158
14 W	2	8,6	270

Tableau 15 : Caractéristiques des injecteurs utilisés pour ENACCEF II

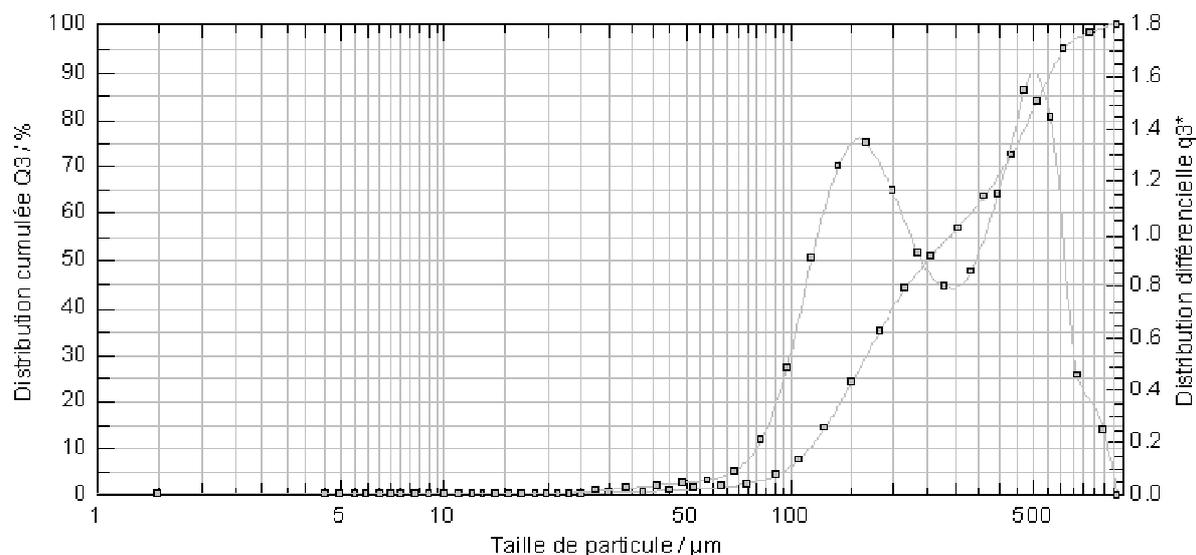


Figure 46 : Distribution volumique cumulée (courbe monotone) et différentielle pour l'injecteur 2.8 W

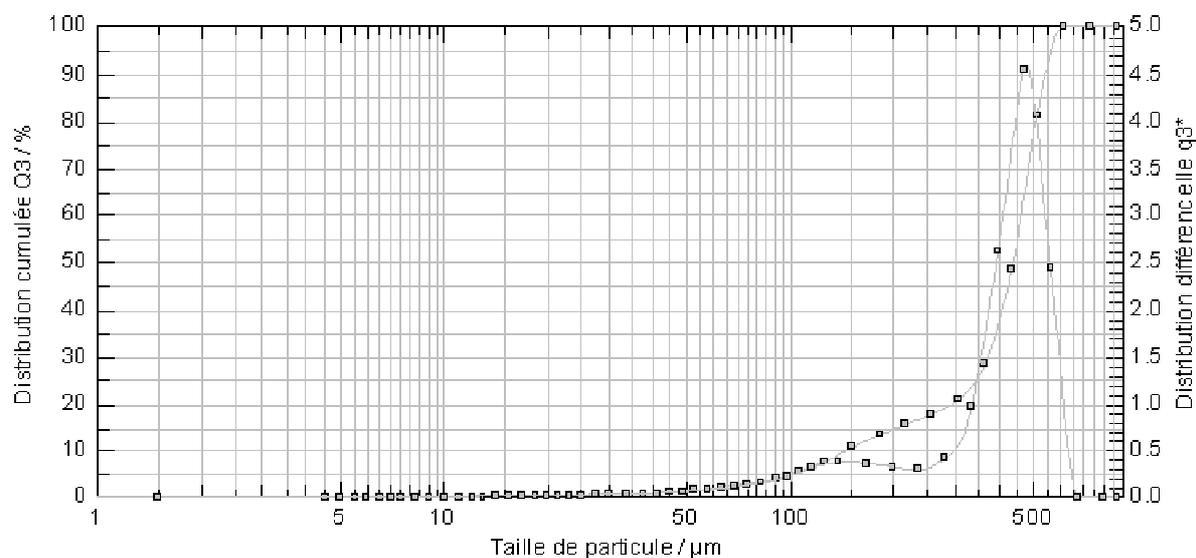


Figure 47 : Distribution volumique cumulative (courbe monotone) et différentielle pour l'injecteur 14W

Pour résumer, un récapitulatif des caractéristiques de toutes les buses utilisées est donné en Tableau 16. Les valeurs de débits donnés pour les buses 2.8W et 14W sont des valeurs données par le constructeur.

Injecteur	Débit d'eau [mL/min]	Utilisation
Bi-fluide	≈ 10	SF2
Buses 0.6 / 0.6_{swirl} / 1.0	Entre 50 et 100	SF2
Buse 2.8W	1700	ENACCEFII
Buse 14W	8600	ENACCEFII

Tableau 16 : Caractéristiques des différents injecteurs utilisés pendant l'étude

CONCLUSIONS DU CHAPITRE II

Dans ce chapitre sont décrits trois dispositifs expérimentaux qui seront utilisés au cours de cette thèse. La première enceinte SF2 est de symétrie sphérique, avec un volume disponible d'environ 60 litres. Elle est utilisée pour accumuler des données fondamentales sur les flammes de prémélange $H_2/Air/H_2O_{vap}$ (limites d'inflammabilité, structure de flamme...) en présence ou en l'absence de gouttelettes. La seconde enceinte, hautement instrumentée et optimisée pour l'accélération des flammes, est d'un volume onze fois supérieur à SF2. Ce dispositif vertical de cinq mètres de hauteur est utilisé pour caractériser l'accélération éventuelle des flammes, en particulier en présence de gradients d'hydrogène. Une version modifiée du dispositif initial - qu'on nommera ENACCEF II - a été conçue dans l'optique principale d'y implémenter des systèmes d'aspersion d'eau. On s'attachera à évaluer l'impact des gouttelettes sur une flamme préalablement accélérée, grâce à cette dernière installation.

Chapitre III

Influence de l'aspersion sur le comportement des flammes H_2 / air / vapeur d'eau, observé en bombe sphérique

L'ensemble des essais présentés dans ce chapitre a été réalisé dans l'enceinte SF2. Nous avons déterminé les limites d'inflammabilité des mélanges H_2 / air / H_2O_{vap} en distinguant le domaine de propagation totale et celui de propagation ascendante. L'influence de la température initiale, de la pression initiale ainsi que celle de la fraction de vapeur d'eau ont été évaluées. Nous avons également analysé la problématique du desinertage que peut provoquer l'injection de gouttes froides sur le mélange gazeux initialement inerte. Ce chapitre présente par ailleurs l'ensemble des résultats concernant l'impact des gouttelettes sur une flamme laminaire, voire faiblement turbulente. La flamme pourra être soit, initiée dans un milieu monophasique gazeux et rencontrer les gouttelettes au cours de sa propagation soit, amorcée directement dans un milieu préalablementensemencé de gouttelettes d'eau. En extrapolant au cas du réacteur à eau pressurisée, ce chapitre donne des informations concernant le risque d'inflammation du mélange initial et sur les effets des gouttelettes dans les premiers instants de la propagation. Il décrit également le comportement de la flamme dans le cas où l'inflammation est produite dans le milieu.

1 LIMITES D'INFLAMMABILITE

1.1 CONTEXTE ET PROBLEMATIQUE

Lorsque l'on est en présence d'un mélange combustible, ce dernier ne s'enflamme, lorsqu'une énergie est fournie, que si la teneur en combustible est comprise entre deux valeurs limites. En effet, si la fraction molaire est inférieure à une teneur minimale, appelée limite inférieure d'inflammabilité, alors il ne peut y avoir propagation d'une flamme à l'ensemble du mélange. De même, on définit une limite supérieure d'inflammabilité : si la teneur est supérieure à cette valeur critique, alors aucune propagation de flamme n'est observée. Ainsi, ces deux valeurs critiques déterminent un domaine d'inflammabilité.

Bien que la définition du domaine d'inflammabilité soit sans ambiguïté, sa mesure dépend du dispositif expérimental utilisé et de la position de la source d'inflammation. On observe généralement des limites d'inflammabilité différentes selon la direction et le sens de propagation : verticale ascendante ou descendante et horizontale (cf Figure 48). Les forces de flottabilité favorisant la propagation ascendante, c'est dans cette configuration que l'on observe le domaine d'inflammabilité le plus large. Au contraire, dans le cas d'une propagation descendante, le domaine d'inflammabilité est plus restreint. Dans le cas d'une propagation horizontale, les limites d'inflammabilité sont comprises entre celles des configurations verticales ascendante et descendante.

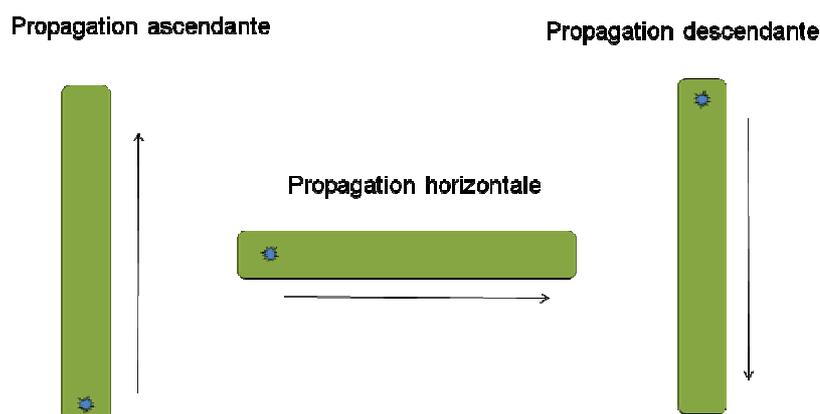


Figure 48 : Schéma des différents sens de propagation des flammes.

1.2 RESULTATS

1.2.1 CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les limites d'inflammabilité des mélanges secs hydrogène / air ont été déterminés dans un domaine de température compris entre 25 et 150°C pour deux pressions initiales différentes : 1 et 2,5 bars.

Les limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène / air / vapeur d'eau ont été déterminés dans le cas des mélanges gazeux, toute l'eau étant présente sous forme de vapeur.

La température initiale de la bombe sphérique est obtenue par circulation d'un fluide caloporteur. Un thermocouple placé sur la paroi de l'installation permet de vérifier la température à l'équilibre. Avant toute expérience l'installation est pompée à l'aide deux pompes à palettes jusqu'à un vide limite de l'ordre de quelques pascals. Les gaz sont introduits successivement dans l'enceinte (hydrogène puis air) à des pressions partielles correspondant à la composition visée. Une fois le mélange final constitué, les différents appareils d'enregistrement sont armés (caméra, oscilloscope, capteur de pression, ...) et une étincelle est créée par décharge de condensateurs.

L'évolution de la pression dans l'enceinte est une donnée importante car elle permet, au même titre que la visualisation, d'identifier les différents régimes de combustion :

- Propagation à l'ensemble du mélange : dans ce cas le maximum de pression enregistré est très voisin de celui obtenu dans le cas d'une combustion adiabatique à volume constant (P_{AICC}) ;
- Propagation ascendante et donc combustion partielle : la pression maximale mesurée est très inférieure à celle obtenue dans le cas d'une combustion adiabatique à volume constant ;
- Extinction rapide au-delà de la zone d'inflammation : dans ce dernier cas, aucune augmentation de pression n'est enregistrée dans l'enceinte.

La pression maximale de combustion théorique, dans le cas d'une combustion adiabatique à volume constant, est calculée à partir du module Equil du package Chemkin II [88] en y introduisant les conditions initiales de température, pression et composition.

1.2.2 MELANGES SECS HYDROGENE / AIR

Pour une pression initiale de 1 bar, aucune inflammation n'a été observée pour une fraction molaire en hydrogène inférieure ou égale à 0,04 d'hydrogène dans l'air, pour une température initiale moyenne de 298 K.

De même, si la fraction molaire en hydrogène dans l'air est supérieure ou égale à 0,74, alors la flamme ne se propage plus et dans tous les cas, le signal de pression reste plat.

Les images enregistrées montrent que la perturbation locale, suite à la décharge électrique, est très vite dissipée au bout d'une dizaine de millisecondes.

Ainsi la limite inférieure d'inflammabilité est de 4 %_{mol} d'hydrogène dans l'air, tandis que la limite supérieure d'inflammabilité de l'hydrogène dans l'air est de 74 %_{mol}. L'accroissement de l'énergie d'inflammation jusqu'à quelques centaines de millijoules ne modifie pas ces valeurs critiques. La Figure 49 donne un exemple d'enregistrement des images et de la pression lorsqu'aucune flamme ne se propage dans le milieu.

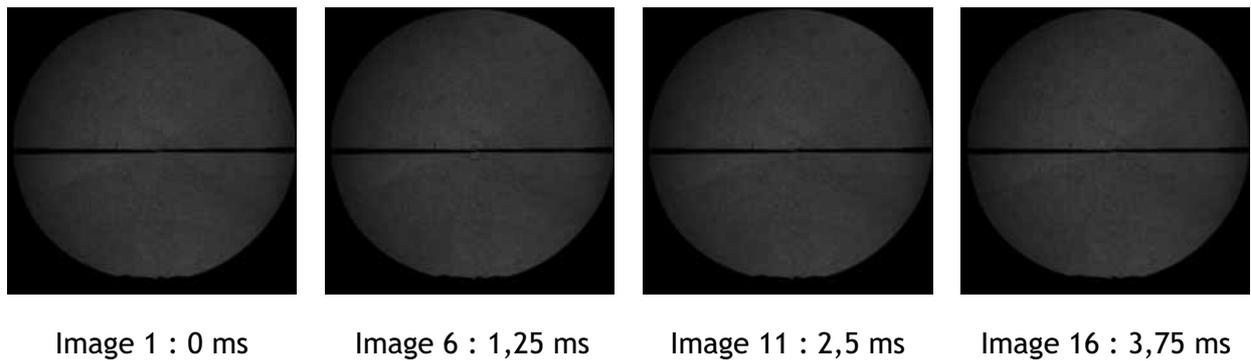


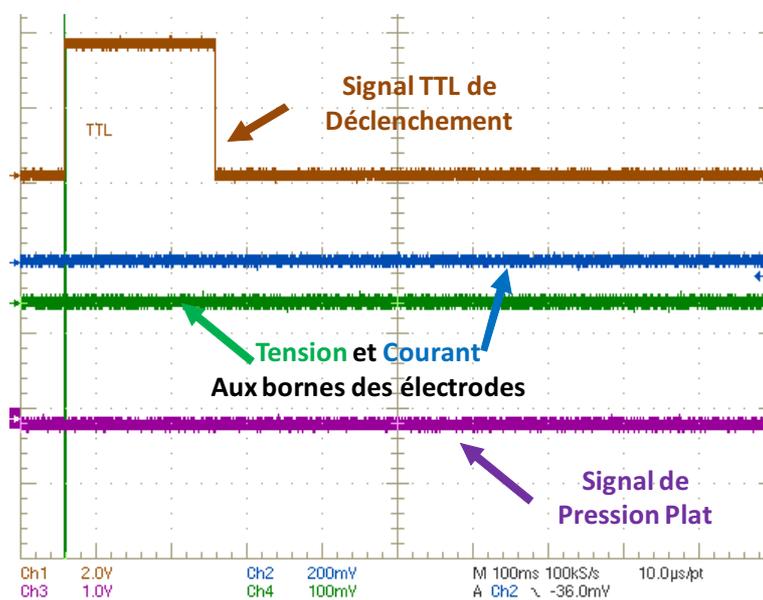
Image 1 : 0 ms

Image 6 : 1,25 ms

Image 11 : 2,5 ms

Image 16 : 3,75 ms

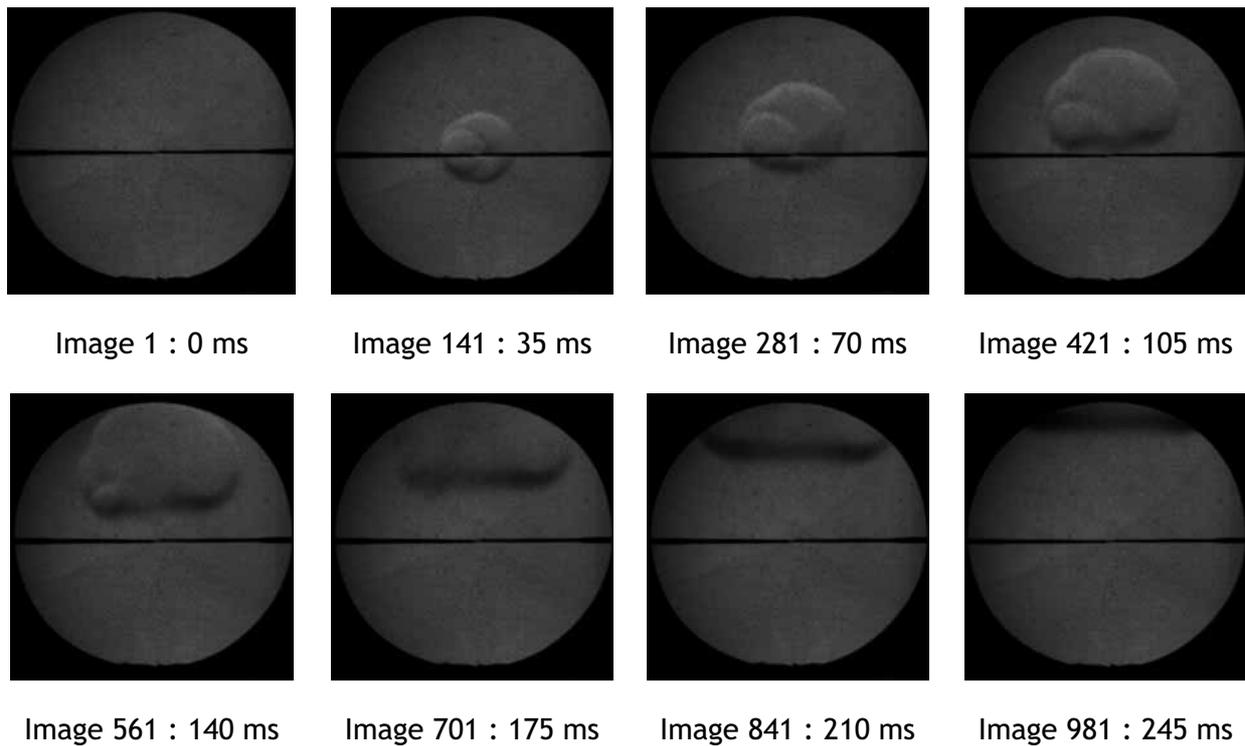
(a)



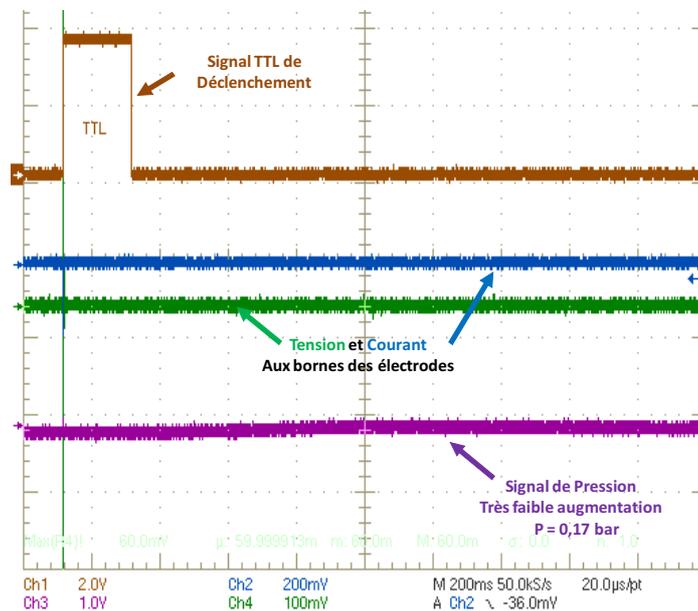
(b)

Figure 49 : Dissipation rapide de la perturbation initiale (vitesse d'acquisition caméra : 4000 images/s) et signal de pression associé – $P_i = 1 \text{ bar}$ – $T_i = 29,9 \text{ °C}$ – 4 % Vol. H_2 dans l'air.

Lorsque l'on augmente la fraction molaire en hydrogène de 0,04 jusqu'à 0,08, l'inflammation du mélange donne naissance à une flamme qui ne se propage que dans la direction ascendante comme on peut le voir sur la Figure 50. La pression maximale de combustion mesurée expérimentalement est beaucoup plus faible que celle calculée dans le cas d'une combustion adiabatique à volume constant (P_{AICC}). Dans le cas présenté sur la Figure 50, le mélange est constitué de 7 %_{mol} d' H_2 dans l'air avec une pression initiale de 1 bar et une température initiale de 303 K. La pression maximale observée est de 1,17 bar alors que la P_{AICC} est de 3,37 bars, soit un écart de 65,3 %.



(a)



(b)

Figure 50 : Propagation verticale ascendante dans le cas d'un mélange constitué de 7 %_{mol} d'hydrogène dans l'air initialement à 1 bar et 303 K. (a) : vitesse d'acquisition : 4000 images/s ; (b) : signaux de pression, de haute tension et de synchronisation de la caméra en fonction du temps.

Au-delà de 8 %_{mol} d'hydrogène dans l'air, l'inflammation du mélange combustible donne naissance à une flamme plus ou moins sphérique qui se propage à l'ensemble du volume

délimité par l'enceinte. Dans ce cas, le maximum de pression atteint en fin de combustion est déduit de l'enregistrement de la pression en fonction du temps. Ce maximum peut être comparé à celui obtenu dans le cas d'une combustion adiabatique à volume constant. Dans le cas où le mélange est constitué de 9 % d'hydrogène dans l'air à 303 K, la pression maximale de combustion déduite de la mesure est de 3,34 bars ce qui est proche de la P_{AICC} , calculée égale à 3,94 bars dans ce cas (Figure 51).

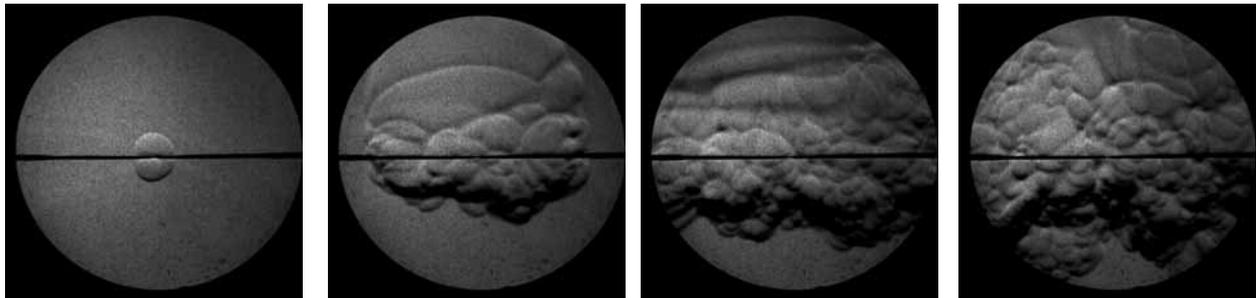


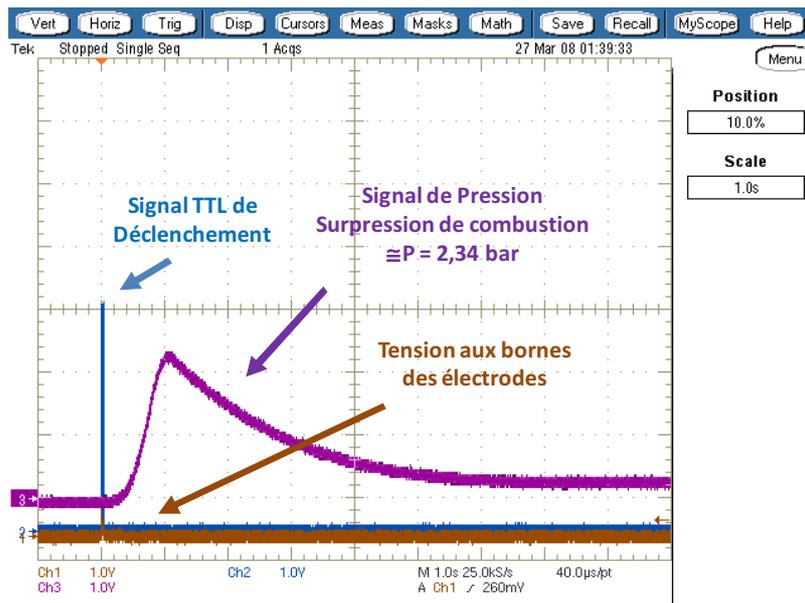
Image 4 : 6 ms

Image 54 : 106 ms

Image 104 : 206 ms

Image 154 : 306 ms

(a)



(b)

Figure 51 : Propagation totale dans le cas d'un mélange constitué de 9%_{mol} d'hydrogène dans l'air initialement à 1 bar et 303 K. (a) : vitesse d'acquisition : 500 images/s ; (b) : signaux de pression, de haute tension et de synchronisation de la caméra en fonction du temps.

Pour des teneurs en hydrogène dans l'air allant de 8 %_{mol} à 24 %_{mol}, la flamme initialement sphérique se plisse progressivement au cours de sa propagation comme on peut le voir sur la Figure 51. Dans ce cas, il est difficile de mesurer une vitesse spatiale de propagation et la flamme se déplace plus vite vers le haut que vers le bas de l'enceinte.

A température ambiante, au-delà de 24%_{mol} et cela jusqu'à la limite supérieure d'inflammabilité, la flamme présente un front bien lisse et sphérique sur toute la distance de propagation enregistrée (Figure 52). La combustion est totale et le maximum de pression déduit des mesures peut être comparé à celui dans le cas d'une combustion adiabatique à volume constant. La vitesse de propagation radiale est la même dans toutes les directions et il devient possible de mesurer la vitesse normale de combustion.

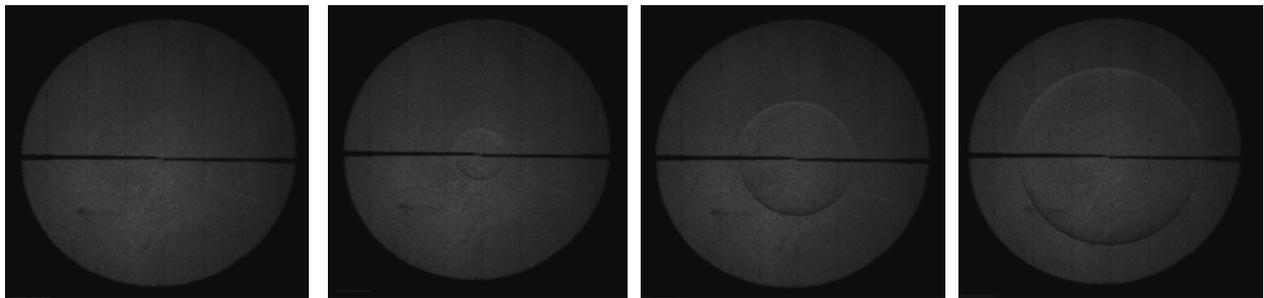


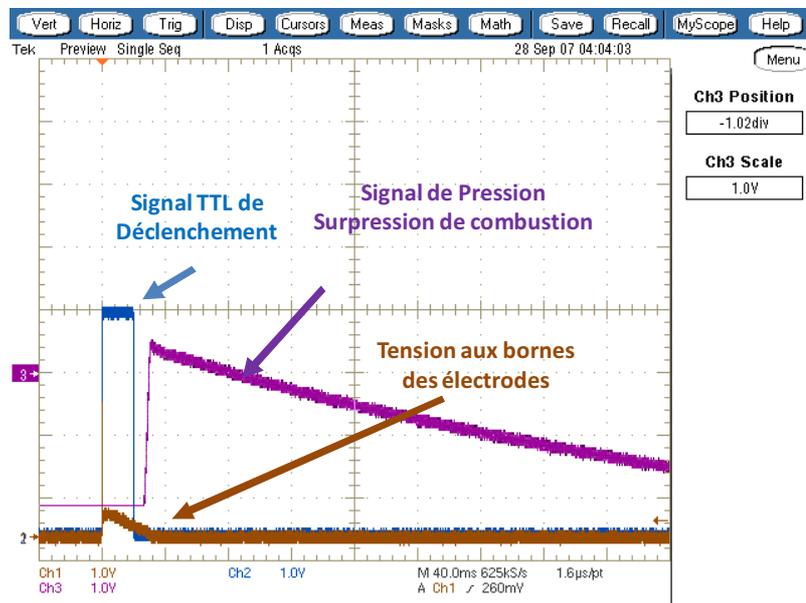
Image 6 : 0,33 ms

Image 26 : 1,6 ms

Image 46 : 3 ms

Image 66 : 4,3 ms

(a)



(b)

Figure 52 : Propagation totale dans le cas d'un mélange constitué de 60%_{mol} d'hydrogène dans l'air initialement à 1 bar et 296,5 K. (a) : vitesse d'acquisition : 15 000 images/s ; (b) : signaux de pression, de haute tension et de synchronisation de la caméra en fonction du temps.

L'impact de la température initiale sur les limites d'inflammabilité a été étudié. De même que pour les essais à température ambiante, trois domaines peuvent être distingués :

- Pour des teneurs en hydrogène en-dessous de la limite inférieure d'inflammabilité, ou au-dessus de la limite supérieure d'inflammabilité, aucune flamme ne se propage dans le milieu à la suite de l'inflammation locale (Figure 53 – exemple à 73 % Vol. H₂ dans l'air) ;
- Pour des teneurs en hydrogène comprises entre la limite inférieure d'inflammabilité et la limite inférieure d'inflammabilité pour une propagation ascendante, la flamme initiée localement ne se propage pas à l'ensemble du mélange, mais uniquement dans le sens ascendant (Figure 54 - exemple à 7 % Vol. H₂ dans l'air) ;
- Pour des teneurs en hydrogène comprise entre la limite inférieure d'inflammabilité pour une propagation ascendante et la limite supérieure d'inflammabilité, la flamme initiée au centre de l'enceinte se propage à l'ensemble du mélange (Figure 55 - exemple à 72 % Vol. H₂ dans l'air).

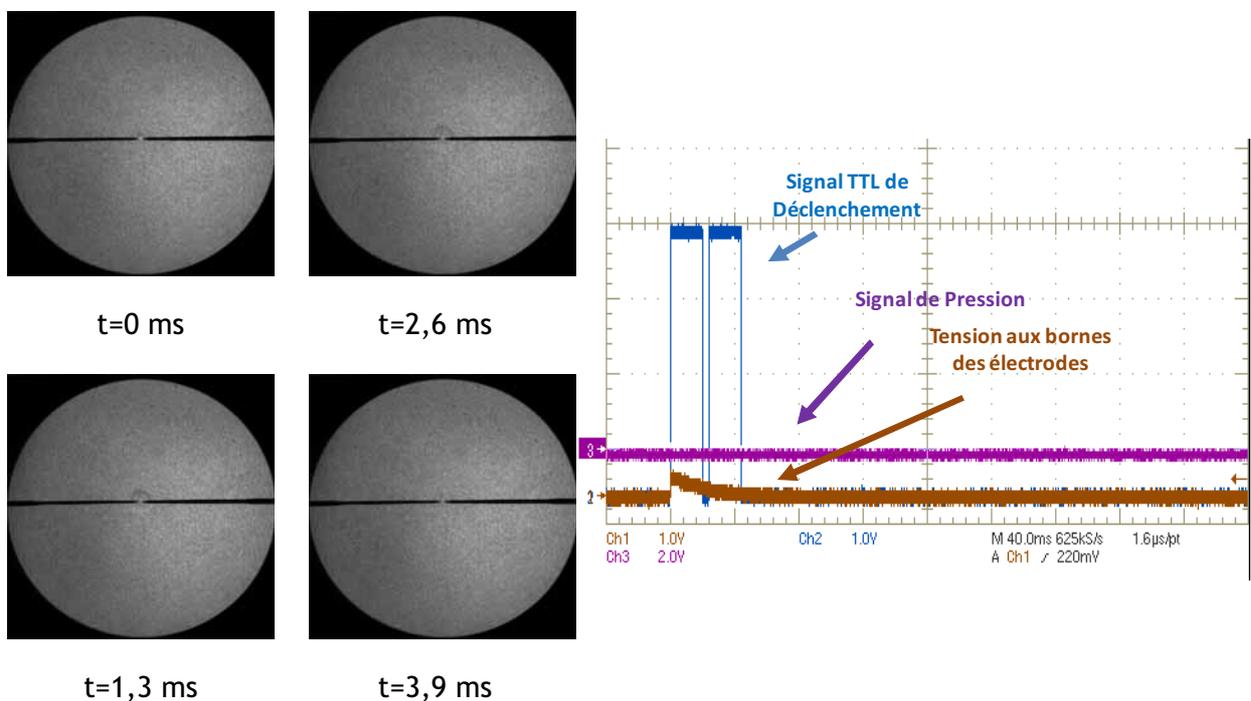
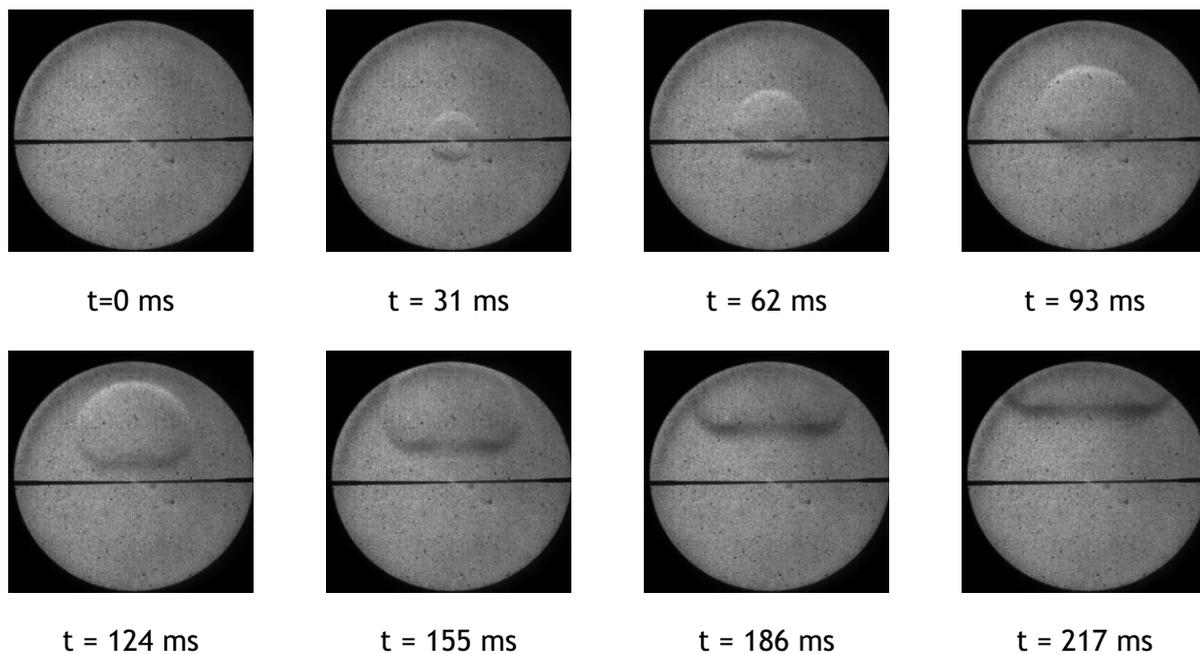
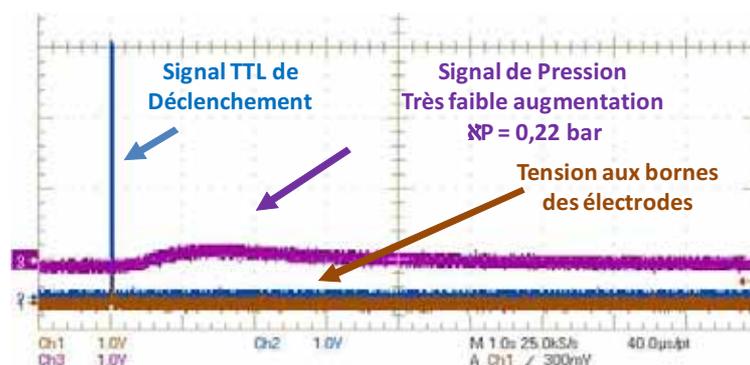


Figure 53 : Dissipation rapide de la perturbation initiale et signal de pression associé.

Pi = 2,5 bar – Ti 358,7 K – 73 %_{Vol.} H₂ dans l'air.

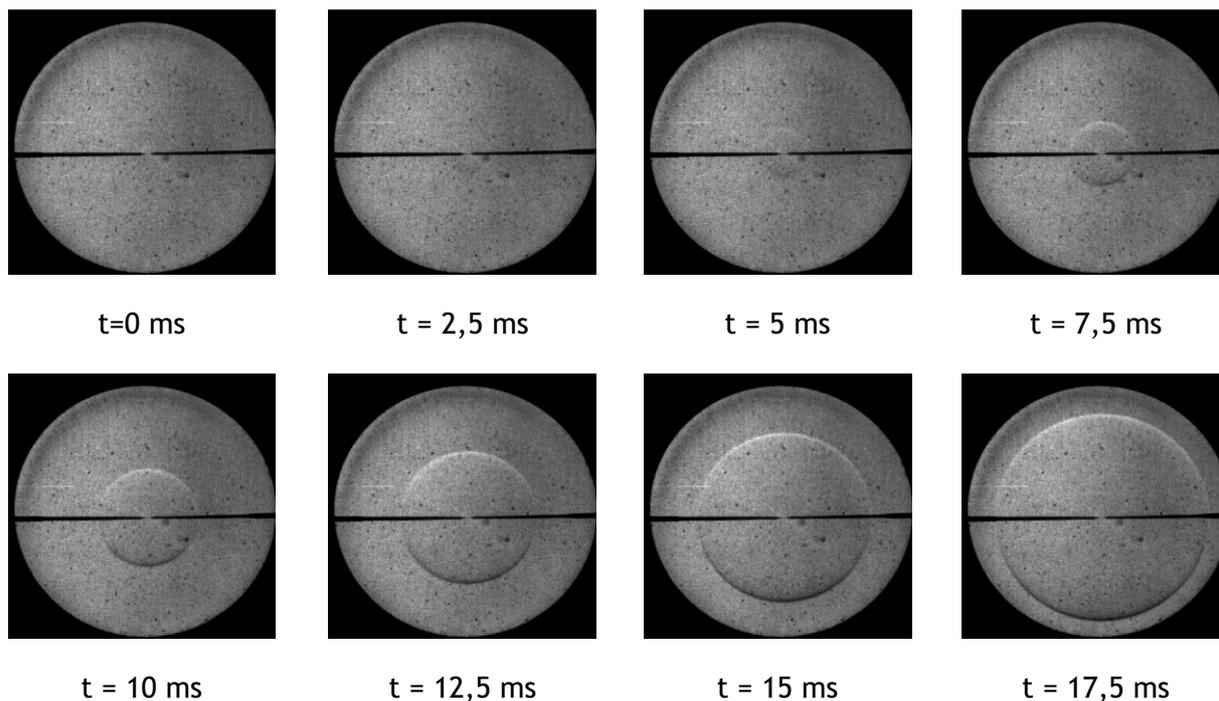


(a)

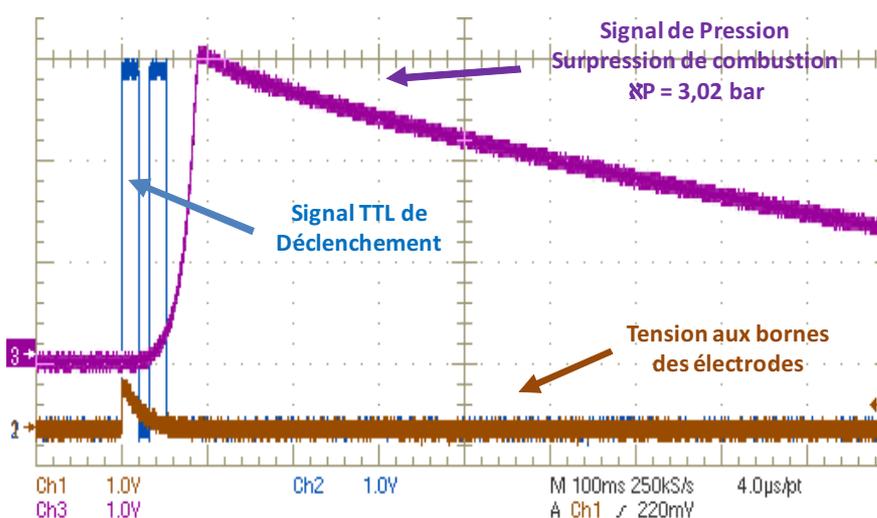


(b)

Figure 54 : Propagation verticale ascendante dans le cas d'un mélange constitué de 7 %_{mol} d'hydrogène dans l'air initialement à 1 bar et 358,25 K. (a) : vitesse d'acquisition : 4000 images/s ; (b) : signaux de pression, de haute tension et de synchronisation de la caméra en fonction du temps.



(a)



(b)

Figure 55 : Propagation totale dans le cas d'un mélange constitué de 72%_{mol} d'hydrogène dans l'air initialement à 1 bar et 357,45 K. (a) : vitesse d'acquisition : 2000 images/s ; (b) : signaux de pression, de haute tension et de synchronisation de la caméra en fonction du temps.

Lorsque l'on augmente la température initiale, on note une diminution de la limite inférieure d'inflammabilité qui passe de 4 %_{mol} d'H₂ à 25°C à 3 %_{mol} d'H₂ lorsque la température initiale est de 150°C. De même, la limite entre propagation ascendante et propagation totale est diminuée puisqu'elle n'est plus que de 7 %_{mol} d'H₂ à 150°C alors qu'elle était de 8 %_{mol} d'H₂ à 25°C.

La limite supérieure d'inflammabilité exhibe un comportement différent en fonction de la température initiale. En effet, une augmentation modérée de la température entraîne une diminution de la limite supérieure d'inflammabilité : alors qu'elle était de 74 %_{mol} d'H₂ à 25 °C, elle n'est plus que de 72 %_{mol} d'H₂ à une température initiale de 85 °C. Cependant une augmentation de la température au-dessus de 85 °C entraîne une ré-augmentation de la limite supérieure d'inflammabilité pour atteindre les valeurs de 74 et 76 %_{mol} d'H₂ pour des températures initiales respectivement de 100 et 150 °C. La Figure 56 illustre le domaine d'inflammabilité du mélange hydrogène / air, à une pression initiale de 1 bar, pour différentes températures initiales. Dans cette figure, la zone en rouge délimite le domaine où la flamme se propage à l'ensemble du volume, la zone en vert délimite la domaine où l'on observe une propagation de la flamme vers le haut dans l'enceinte avec une combustion partielle, et une zone en jaune, domaine dans lequel il n'y a aucune propagation de flamme.

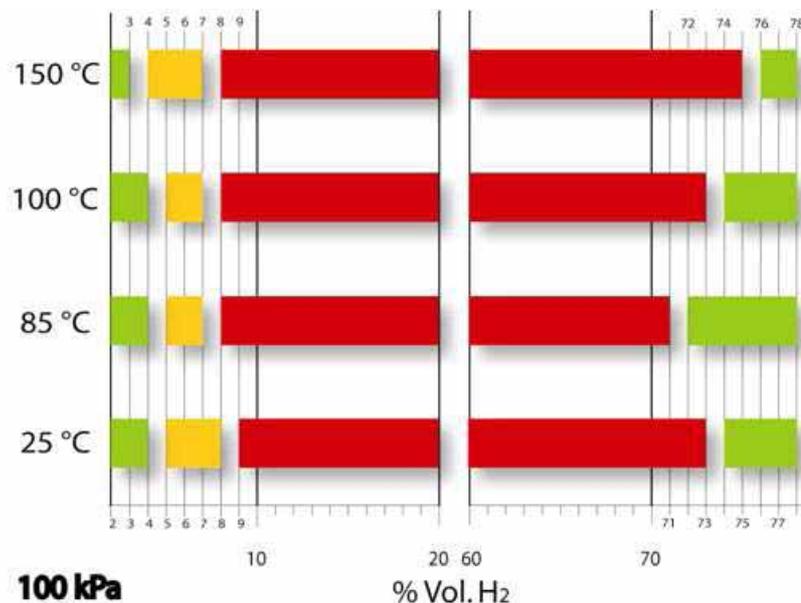


Figure 56 : Limites d'inflammabilité, à pression initiale 1bar, des mélanges secs hydrogène / air en fonction de la température initiale. Rouge : Domaine d'inflammabilité totale ; Orange : domaine de propagation ascendante ; vert : Extérieur au domaine d'inflammabilité

Les résultats obtenus pour les limites d'inflammabilité sont en bon accord avec celles que l'on peut trouver dans la littérature. En effet, Coward et Jones [89] rapportent une limite inférieure d'inflammabilité (LII) qui est égale à 4%, 6% et 9% d'hydrogène en volume dans l'air sec à 1 bar, respectivement dans le cas d'une propagation ascendante, horizontale et descendante de la flamme. La limite supérieure d'inflammabilité (LSI) est de 75 % d'hydrogène en volume dans l'air sec. Ces valeurs sont obtenues dans un tube cylindrique vertical et ouvert à une extrémité.

Le domaine d'inflammabilité des mélanges hydrogène / air a aussi été déterminé pour une pression initiale de 2,5 bars. A une température initiale de 25 °C, l'augmentation de la pression initiale de 1 à 2,5 bars n'a pas d'effet ni sur la limite inférieure d'inflammabilité ni sur la limite inférieure de propagation ascendante puisqu'elles restent inchangées respectivement à 4 %_{mol} et 8 %_{mol} d'H₂. Par contre, la limite supérieure d'inflammabilité est modifiée d'une manière significative puisqu'elle diminue de 74 %_{mol} à 70 %_{mol} lorsque la pression initiale passe de 1 à 2,5 bars.

La diminution du domaine d'inflammabilité lorsque la pression est augmentée de quelques bars est aussi notée dans le rapport de Coward et Jones. Cependant ces derniers notent une diminution plus importante que celles que nous avons mesurée au cours de ce travail.

Pour une pression initiale de 2,5 bars, une augmentation de la température initiale a pour effet une diminution des limites inférieures d'inflammabilité aussi bien totale que pour une propagation ascendante, ces dernières passent de 4 % et 8 % respectivement, à 25 °C, vers 3 et 7 % à 150 °C. Comme on peut le voir sur la Figure 57, à 250 kPa, une augmentation de la température initiale a pour effet d'élargir le domaine d'inflammabilité.

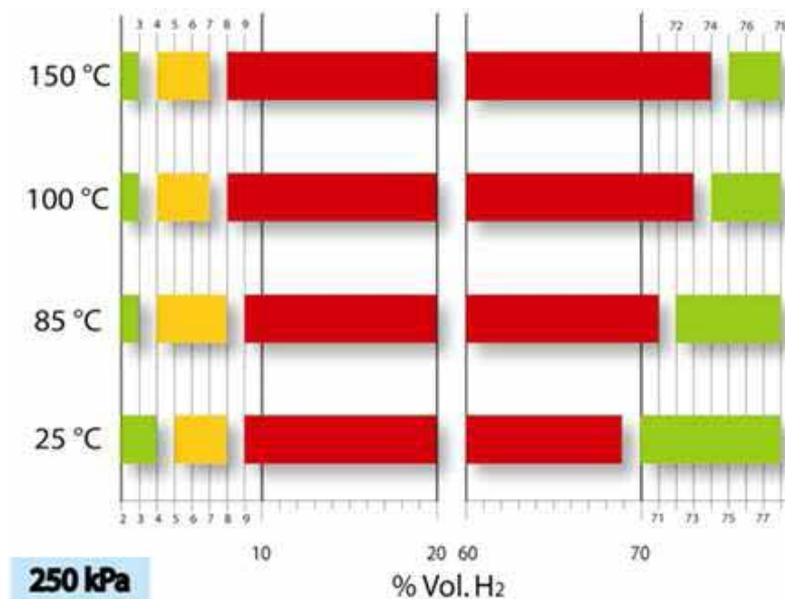


Figure 57 : Limites d'inflammabilité des mélanges secs hydrogène / air, à pression initiale 1bar en fonction de la température initiale. Rouge : Domaine d'inflammabilité totale ; Orange : domaine de propagation ascendante ; vert : Extérieur au domaine d'inflammabilité

De cette étude sur les limites d'inflammabilité il ressort que cette limite dépend fortement du sens de la propagation (ascendante, descendante ou horizontale). Le taux de combustion peut être évalué à partir de la comparaison entre la pression maximale mesurée P_{max} et P_{AICC} (P_{AICC} Etant la pression adiabatique de combustion). En effet,

comme le montre la Figure 58, on vérifie bien que la pression maximale P_{\max} est très proche de la P_{AICC} sauf au voisinage des limites. Du côté des mélanges pauvres, le rapport P_{\max} / P_i est égal à 1 en dessous de la limite inférieure d'inflammabilité ascendante (P_i étant la pression initiale). Entre la limite de propagation ascendante et la limite de propagation totale, à mesure qu'on augmente la fraction d'hydrogène dans le mélange, ce rapport P_{\max} / P_i reste proche de 1 mais augmente progressivement jusqu'à ce qu'on atteigne la limite d'inflammation totale. Cette limite atteinte, le rapport P_{\max} / P_i est très voisin du rapport P_{AICC} / P_i jusqu'à atteindre la limite supérieure d'inflammabilité. Une fois cette valeur critique dépassée, le rapport P_{\max} / P_i redevient immédiatement égal à 1 quel que soit la fraction d'hydrogène ajoutée dans le mélange.

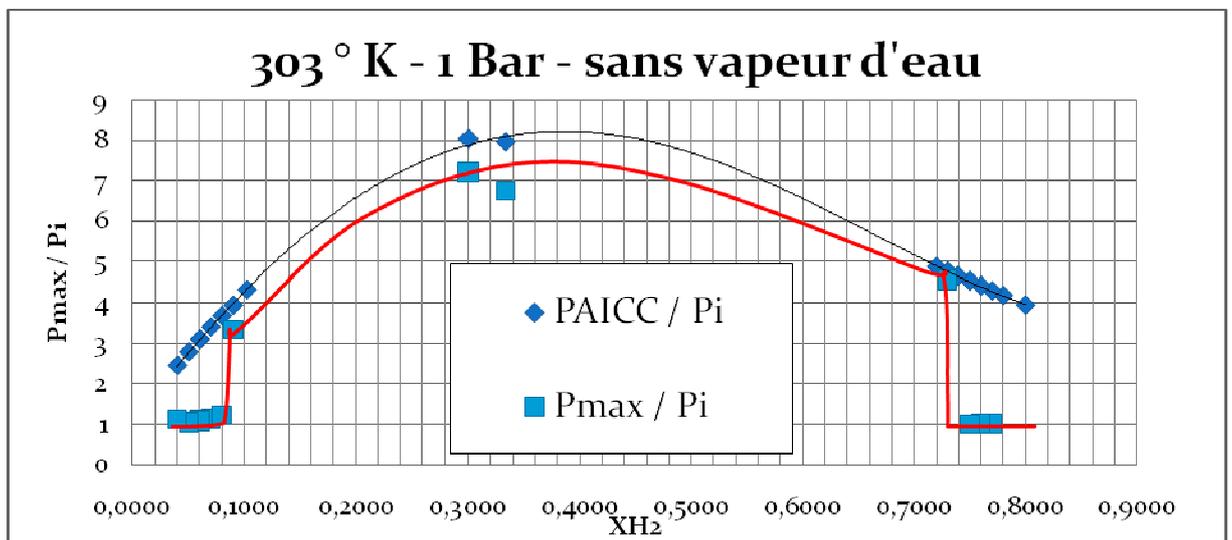


Figure 58 : Comparaison entre les rapports P_{AICC} / P_i et P_{\max} / P_i à 303 K et 1 bar

1.2.3 MELANGES HYDROGENE / AIR / VAPEUR D'EAU

Les limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène / air / vapeur d'eau ont été déterminées pour une température et une pression initiales respectivement de 373,15 K et 100 kPa. Pour mémoire, les mélanges gazeux sont préparés directement dans la bombe sphérique préalablement mise sous vide primaire. L'eau est introduite en premier afin de permettre son évaporation. La quantité d'eau introduite correspond à la quantité nécessaire pour obtenir la pression partielle en vapeur d'eau ciblée. Puis, l'hydrogène et l'air sont introduits successivement selon la méthode des pressions partielles. L'air est constitué de 21 % de dioxygène et de 79 % de diazote.

Comme dans le cas des mélanges hydrogène / air sec, trois domaines distincts sont observés selon les teneurs en hydrogène et en vapeur d'eau :

- Un domaine pour lequel l'allumage n'a pu être obtenu dans le mélange ;
- Un domaine dans lequel on observe une propagation préférentielle vers le haut ;
- Un domaine dans lequel toute flamme initiée au centre de la sphère se propage à l'ensemble du volume.

L'étendue de ces domaines, en termes de teneur en hydrogène, dépend fortement de la teneur en vapeur d'eau.

Ainsi, Lorsque l'on est en présence de 20 %_{vol} d'H₂O_{vap}, la limite inférieure d'inflammabilité reste inchangée, 4 %_{vol} d'H₂ dans l'air, tandis que la limite inférieure d'inflammabilité pour une propagation ascendante passe de 8 à 9 %_{vol} d'H₂ dans l'air. Par contre l'effet de cet ajout de vapeur d'eau diminue drastiquement la limite supérieure d'inflammabilité qui passe de 74 à 52 %_{vol} d'H₂.

Si l'on augmente encore la teneur en vapeur d'eau à 40 %_{vol}, la limite inférieure d'inflammabilité passe de 4 à 5 %_{vol} d'H₂ dans l'air ; la limite inférieure d'inflammabilité pour une propagation ascendante reste inchangée tandis que la limite supérieure d'inflammabilité diminue encore pour n'être plus que de 31 %_{vol} d'H₂.

A 50 %_{vol} d'H₂O_{vap}, le domaine d'inflammabilité se restreint encore. En effet, la limite supérieure d'inflammabilité n'est plus que de 20 %_{vol} d'H₂. Le domaine où la propagation se fait préférentiellement vers le haut s'étend entre 6 et 12 %_{vol} d'H₂.

Enfin, pour une teneur initiale en vapeur d'eau de 54 %_{vol}, seule une propagation vers le haut a pu être obtenue pour des teneurs en H₂ comprises entre 16 et 18 %_{vol}. Et, pour 55 %_{vol} d'H₂O_{vap} aucune inflammation n'a pu être obtenue et cela, quelle que soit la teneur en hydrogène.

Les résultats sur les limites d'inflammabilité des mélanges H₂ / air / H₂O_{vap} initialement à 100 kPa et à 373,15 K sont reportés sur la Figure 59.

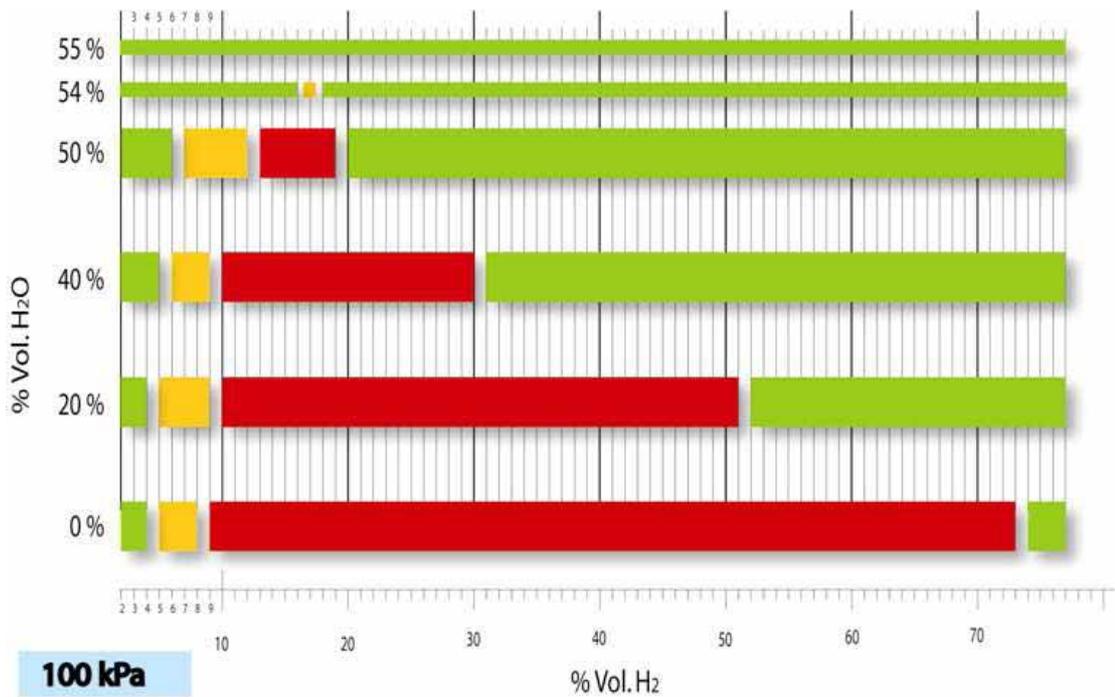


Figure 59 : Limites d'inflammabilité des mélanges H₂/air/H₂O_{vap} initialement à 100 kPa et 373,15 K.
 Rouge : Domaine d'inflammabilité totale ; Orange : domaine de propagation ascendante ; vert :
 Extérieur au domaine d'inflammabilité

2 DESINERTAGE

Nous venons de voir dans la première partie de ce chapitre que l'ajout de vapeur d'eau à un mélange constitué initialement d'hydrogène et d'air avait pour effet de réduire considérablement le domaine d'inflammabilité et même de rendre le mélange non combustible si une quantité d'eau appropriée est ajoutée au mélange. En effet, lorsque la pression et température initiales du mélange sont respectivement de 100 kPa et 373,15 K, l'ajout d'au moins 55 %_{vol} de vapeur d'eau a pour effet de rendre le mélange ininflammable.

Nous allons ensuite explorer les conditions pour lesquelles un desinertage du mélange surviendrait suite à la mise en route d'une aspersion d'eau froide. En effet, si le mélange est rendu inerte par la présence de vapeur d'eau, la mise en route d'un spray d'eau dans le milieu devrait avoir pour effet de refroidir ce dernier. Cette chute de température entraînerait une condensation de la vapeur d'eau et une diminution de sa tension de vapeur. Ainsi, le mélange pourrait redevenir combustible.

2.1 CONDITIONS EXPERIMENTALES

Afin de réaliser les essais concernant le desinertage des mélanges H_2 / air / H_2O_{vap} , la bombe sphérique a été équipée d'un injecteur mécanique (mono-fluide). Sur cet injecteur peut s'adapter une buse d'aspersion. Selon son diamètre (0,6 mm ou 1 mm) on obtient le spray désiré (cf. Chapitre II). Cet injecteur est connecté à une pompe HPLC permettant de mettre sous pression l'eau liquide en amont de l'injecteur et de contrôler le débit d'eau. Les expériences ont été menées pour trois débits différents : 55, 70 et 100 mL/mn. Le couple diamètre de la buse et débit de la pompe à eau permet de déterminer la granulométrie du spray (voir chapitre II). Ainsi, la taille moyenne des gouttes était comprises entre 38 et 75 μm . L'eau injectée est maintenue à une température initiale très basse (entre 0 et 5 °C). Nous rappelons que l'injecteur est isolé thermiquement de la bombe afin d'éviter l'échauffement de l'eau avant l'aspersion proprement dite. Des mesures de température par thermocouples de l'eau du circuit de refroidissement permettent de vérifier que l'injecteur reste à une température basse par rapport à la température de la bombe sphérique.

La bombe sphérique est équipée de deux électrodes centrales reliées à un système de décharge. Un train d'impulsions peut être créé donnant naissance à des étincelles électriques au centre de la bombe sphérique. Pour les essais effectués au cours de cette étude, la fréquence de ces impulsions varie entre 0,3 et 3 Hz.

Les essais ont été effectués pour une pression initiale de 100 kPa et différentes températures initiales de la paroi de la bombe sphérique comprises entre 343 et 375 K.

Pour chaque température initiale, un mélange constitué d'hydrogène, d'air et de vapeur d'eau est introduit dans la bombe sphérique. Préalablement vidée, par la méthode des pressions partielles. La composition du mélange est choisie de telle manière à ce qu'il soit non-inflammable en se basant sur les résultats obtenus lors de l'étude sur les limites d'inflammabilité. Cependant, le caractère non-inflammable est vérifié à chaque expérience. En effet, après avoir introduit le mélange non-combustible dans la bombe, des essais d'inflammation sont réalisés. Dans le cas où effectivement aucune inflammation n'est observée, alors les différents appareils de mesures sont mis en attente et l'aspersion est activée, la durée maximale de cette dernière étant de 60 s. Parallèlement, les étincelles, produites à une fréquence donnée, sont créées au sein de l'enceinte. L'enregistrement simultané de la pression et des images permet de quantifier l'effet de l'aspersion sur le comportement du mélange. Nous vérifierons si l'inflammation peut avoir lieu en présence d'aspersion et si la flamme peut se propager. En effet, trois cas de figures différents peuvent être attendus :

- Aucune inflammation ne se produit, ce qui devra être confirmé par un profil de pression plat et des images ne montrant pas d'inflammation,
- une combustion locale peut être initiée suivie très rapidement d'une extinction,
- une combustion qui se propage à un grand volume du mélange.

L'ensemble des conditions initiales choisies sont rassemblées dans le Tableau 17. La température de paroi de SF2 reste fixée pendant toute la durée de l'expérience.

Manip	Composition initiale			T(°C)	Débit spray (mL/min)	SMD (µm)	Durée inj. (sec)	T° eau ref. (°C)		Fr. des étincelles (HT=650*15V)
	XH ₂ O (%)	XH ₂ (%)	Xair (%)					Entrée	Sortie	
m179	40.00	40.10	19.90	100.8	70	74.68	10	3	6	?
m180	57.30	6.80	35.90	100.0	70	74.68	60	0	5	1 pls / 3 sec
m181	20.30	55.00	24.70	101.0	70	74.68	60	?	?	1 pls / 2 sec
m182	20.00	53.00	27.00	100.6	55	67.22	?	?	?	2 pls / 2 sec
m183	10.00	64.70	25.30	100.4	55	67.22	?	1	7	1 pls / sec
m184	50.00	22.00	28.00	100.2	100	62.33	?	3	10	2 pls / sec
m185	50.00	22.00	28.00	99.4	100	62.33	20	0	8	2 pls / sec
m186	40.00	32.01	27.99	101.9	100	62.33	?	0	8	2 pls / sec
m187	39.99	32.00	28.01	85.0	100	62.33	4	0	4.9	3 pls / sec
m188	39.95	32.03	28.03	85.2	100	62.33	?	0	5	3 pls / sec
m189	40.00	32.03	27.97	83.6	100	62.33	?	1	8	3 pls / sec
m190	39.94	32.00	28.06	84.9	100	62.33	?	0	4	3 pls / sec
m191	20.01	51.17	28.81	70.1	100	62.33	?	0	4.2	3 pls / sec
m193	20.03	51.07	28.89	71.1	100	62.33	6	0	2.5	2 pls / sec
m194	21.00	50.99	28.01	61.0	100	62.33	5	Absent		?
m237	55.07	14.86	30.08	110.4	100	37.88	5	0	8	2pls/sec

Tableau 17 : Conditions expérimentales des essais permettant le desinertage, dans le cas des mélanges h₂ / air en présence d'aspersion.

La présence du spray au sein de la bombe sphérique est à l'origine d'une grande diffusion de la lumière par les gouttes d'eau présentes dans le milieu. Cette diffusion rend les images difficiles à exploiter sans un traitement d'images approprié. Aussi, sommes-nous contraints d'illustrer, non pas avec les images brutes, mais avec les images traitées afin de bien mettre en évidence les différents phénomènes observés.

2.2 RESULTATS

Dans un premier temps, nous avons vérifié expérimentalement les trois comportements auxquels on pouvait s'attendre. En effet, dans le cas où le mélange est constitué de {64,7% H₂ + 25,3% air + 10% H₂O}, aucune inflammation n'a été observée, les perturbations initiales étant très vite dissipées.

Pour un mélange constitué de {14,86% H₂ + 30,08% air + 55,07% H₂O}, correspondant à l'essai m237, initialement à 100 kPa et à 383,5 K, la création de chaque étincelle a pour résultat l'initiation d'une combustion locale qui se traduit par une flamme relativement sphérique, au développement très limité, et qui est convectée vers le bas de l'enceinte. Ce phénomène qui se répète à chaque fois est accompagné par une légère augmentation cumulative de la pression au sein de l'enceinte. Les images enregistrées au cours de cet essai ainsi que l'évolution du profil de pression en fonction du temps sont données sur la Figure 60.

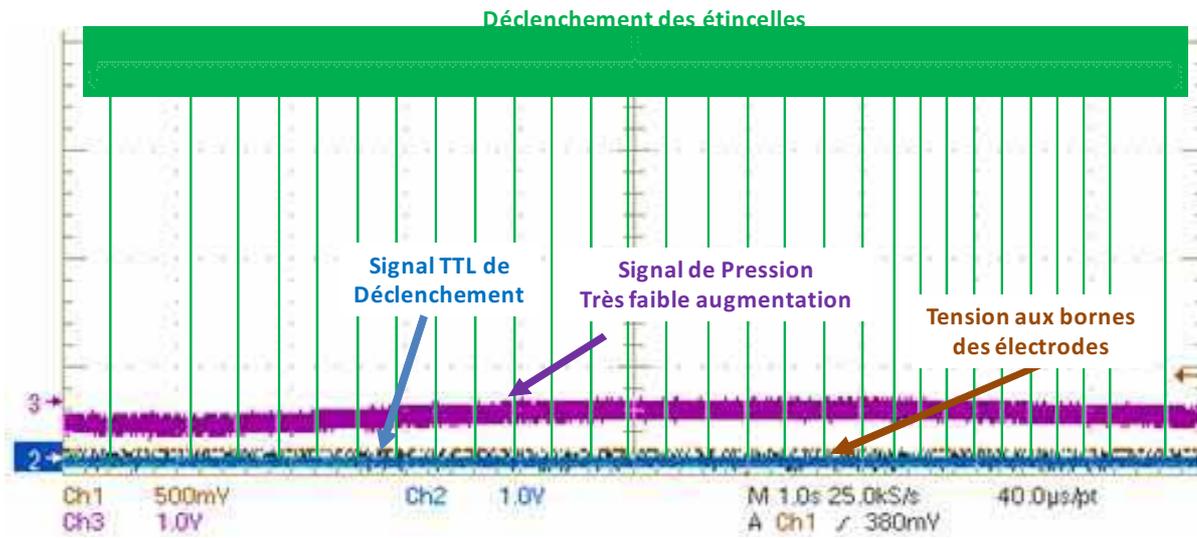
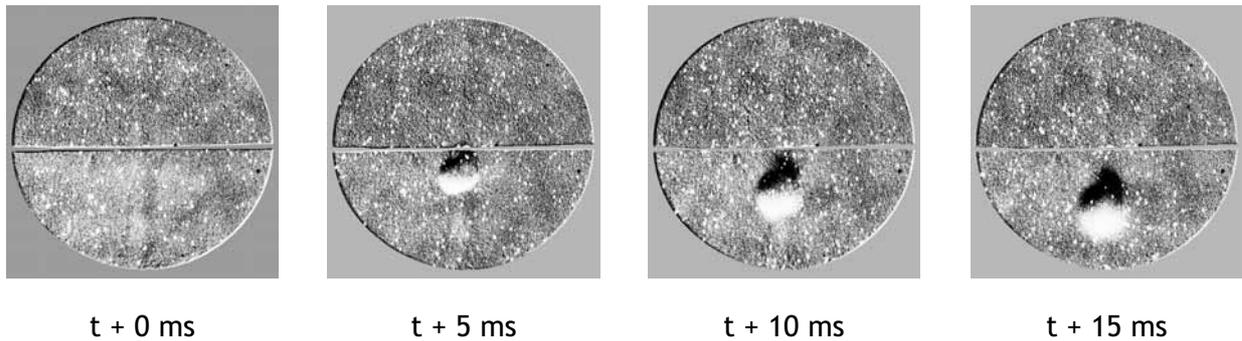


Figure 60 : Propagation de poches de gaz brûlés à la suite de chaque étincelle (vitesse d'acquisition : 250 images/s) et signal de pression associé – Pi = 100 kPa – Ti = 383,5 K – {14,86% H₂ + 30,08% air + 55,07% H₂O}. Spray d'eau à 100 mL/mn.

Ce comportement a pu être observé pour de nombreuses conditions expérimentales, tant en termes de débit d'eau, de température initiales des gaz non-combustibles que des fractions molaires en hydrogène, en air et en vapeur d'eau initialement dans le milieu. Les résultats obtenus sont réunis sur le Tableau 18.

Manip	Composition initiale			T(°C)	Débit spray (mL/min)	SMD (µm)	Observations
	XH ₂ O (%)	XH ₂ (%)	Xair (%)				
m179	40.00	40.10	19.90	100.8	70	74.68	bulles
m180	57.30	6.80	35.90	100.0	70	74.68	bulles
m181	20.30	55.00	24.70	101.0	70	74.68	bulles
m182	20.00	53.00	27.00	100.6	55	67.22	bulles
m183	10.00	64.70	25.30	100.4	55	67.22	pas d'inf
m184	50.00	22.00	28.00	100.2	100	62.33	bulles
m185	50.00	22.00	28.00	99.4	100	62.33	bulles
m186	40.00	32.01	27.99	101.9	100	62.33	pas d'inf
m187	39.99	32.00	28.01	85.0	100	62.33	P _{max} = 3.02 bars
m188	39.95	32.03	28.03	85.2	100	62.33	bulles
m189	40.00	32.03	27.97	83.6	100	62.33	bulles
m190	39.94	32.00	28.06	84.9	100	62.33	bulles
m191	20.01	51.17	28.81	70.1	100	62.33	bulles
m193	20.03	51.07	28.89	71.1	100	62.33	bulles
m194	21.00	50.99	28.01	61.0	100	62.33	bulles
m237	55.07	14.86	30.08	110.4	100	37.88	bulles

Tableau 18 : Différents comportements observés en fonction des conditions initiales, dans le cas des mélanges h₂ / air en présence d'aspersion.

Enfin, dans le cas d'un mélange constitué de {32% H₂ + 28,01% air + 39,99% H₂O} initialement à 100 kPa et à 373,15 K, la création d'une étincelle dans le milieu initialement non-combustible a donné naissance à une inflammation qui s'est propagée à une grande partie du volume suite à l'aspersion d'eau, le débit d'eau étant dans ce cas de 100 ml/mn. La pression maximale atteinte dans l'enceinte suite à cette combustion est de 3,02 bars comme on peut le voir sur la Figure 61. Dans ce cas, la P_{AICC} est de 3,66 bars ce qui est supérieur à la valeur mesurée. Les parois de l'enceinte restant à température constante, l'eau liquide injectée est transformée en eau vapeur au voisinage des parois, empêchant alors la propagation de la flamme à l'ensemble du volume de la sphère.

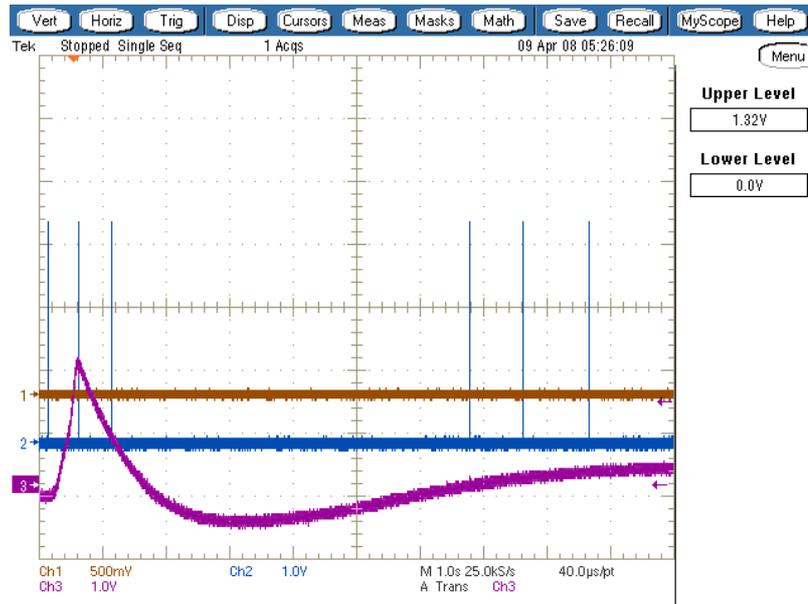


Figure 61 : Evolution du signal de pression dans le cas d'un mélange initialement non combustible constitué de {32% H₂ + 28,01% air + 39,99% H₂O} à 100 kPa et à 373,15 K. Le débit du spray d'eau froide est de 100 mL/mn.

Ainsi, sur l'ensemble des essais réalisés et rassemblés dans le Tableau 18 un seul essai a pu donner naissance à une combustion qui s'est propagée à une grande partie du volume.

Lorsque l'injection est déclenchée, des gouttes froides traversent l'enceinte et sont dirigées vers le fond. A leur passage, elles refroidissent le gaz et provoquent localement la condensation d'une partie de la vapeur d'eau. Lorsqu'une étincelle est produite dans le centre de l'enceinte, une petite poche de gaz brûlés se forme et la convection forcée due au spray l'entraîne vers le fond de l'enceinte (Figure 60). La température de paroi étant maintenue constante, il n'est pas possible d'obtenir un desinertage de tout le milieu car au voisinage de cette paroi la tension de vapeur de l'eau reste supérieure à celle correspondant à la limite d'inflammabilité. Toutefois, il est important de noter que dans le cas d'une centrale nucléaire, l'hydrogène est libéré depuis le fond de l'enceinte. La propagation de la flamme et des gaz brûlés vers le bas peut provoquer l'inflammation de quantités plus grandes de gaz, aboutissant à des explosions plus violentes.

Si on calcule le volume de la poche de gaz, au moment de sa sortie du champ de visualisation, on obtient un volume d'environ 6 cm³ (essai m237, bulle présentée Figure 60), pour une poche d'environ 2,2 cm de diamètre et en considérant qu'elle est

sphérique. La variation de pression résultante n'est pas détectée sur le signal du capteur de pression (Figure 60).

Si la température initiale des gaz est élevée, les gouttelettes vont s'échauffer très vite (en refroidissant le milieu) et la puissance thermique provenant des parois impose une ré-évaporation rapide de l'eau condensée. Pour éviter l'évaporation des gouttelettes (ou de l'eau stagnante dans le fond de SF2), il est préférable de réduire la température, de manière à ce que la pression de vapeur saturante de l'eau soit la plus proche possible de celle responsable de l'inertage du mélange combustible.

Dans le cas où le mélange est constitué initialement de {50 %_{vol} H₂ + 50 %_{vol} air}, la teneur minimale de vapeur d'eau afin de rendre le mélange non-combustible dépendra de la température :

- A 70°C et 100 kPa, la pression partielle de vapeur d'eau nécessaire à l'inertage est de 20 kPa, la pression partielle de vapeur saturante est de 31,2 kPa.
- A 100°C, la pression partielle de vapeur d'eau nécessaire à l'inertage est de 22 kPa, tandis que la pression de vapeur saturante est de 100 kPa.

La comparaison entre pression de vapeur saturante et la pression partielle en vapeur d'eau nécessaire à l'inertage d'un mélange constitué initialement de 50 % d'hydrogène dans l'air est donné sur la Figure 62. Ainsi, à 70°C, le temps nécessaire à la vaporisation des gouttes d'eau initialement à une température comprise entre 0 et 5°C est beaucoup plus long que lorsque la bombe est à 100°C. De même, la quantité d'eau supplémentaire apportée par la vaporisation est beaucoup plus importante dans le cas à 100°C que dans celui à 70°C. Dans ce cas, il est plus difficile de désinertier un mélange initialement à 100°C, tout au moins dans notre configuration géométrique, car les gouttes d'eau du spray vont très vite se vaporiser et éloigner ainsi le mélange des limites d'inflammabilité. Par contre, à température plus basse, si la teneur en vapeur d'eau correspondant à la saturation est proche celle nécessaire à l'inertage, alors l'action du spray sur le désinertage sera plus efficace.

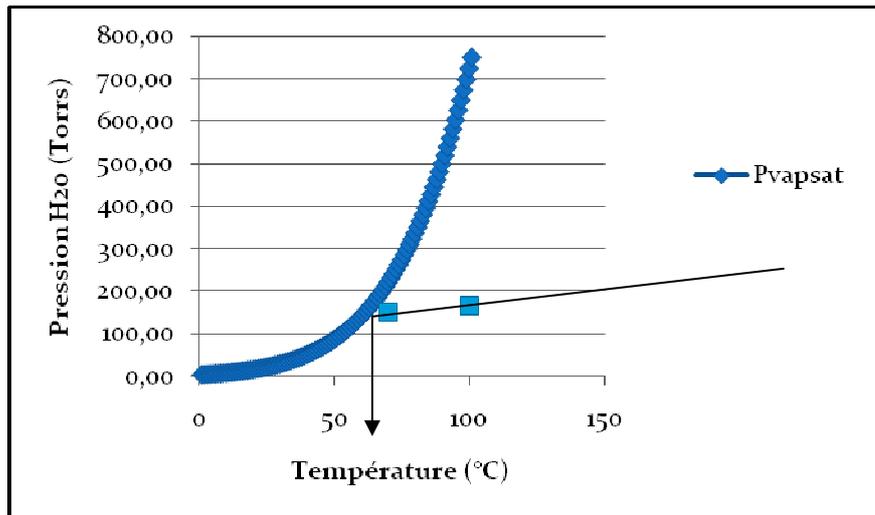


Figure 62 : Pression de vapeur saturante et pression limite d'inertage d'un mélange initialement constitué de 50 % d'H₂ dans l'air, en fonction de la température.

Dans le cadre des essais menés avec l'installation SF2, il est difficile de se placer dans ces conditions car le chauffage se fait par circulation de fluide calorifique et la température de paroi est donc quasi insensible à l'injection des gouttelettes. De plus, le refroidissement de l'injecteur, malgré son isolation, créer un point froid dans l'enceinte qui force l'opérateur à surchauffer l'enceinte pour atteindre les pressions de vapeur d'eau désirées.

On peut donc tirer les conclusions suivantes :

- Un mélange inerté par la vapeur d'eau et pris à une température initiale comprise entre 60 et 100 °C sera en général désinerté dans la zone d'aspersion lorsque la température initiale des gouttes reste inférieure à 10 °C et que leur SMD est compris entre 34 et 75 µm.
- Pour des débits compris entre 55 et 100 mL.min⁻¹, l'allumage du mélange peut être obtenu en moins de 60 secondes après la mise en service de l'aspersion.
- La flamme est alors transportée vers le fond de l'enceinte.
- La combustion est généralement très incomplète car le mélange n'est inflammable que localement, les parois étant maintenues à température constante.
- L'eau en suspension, pour les débits et les granulométries étudiés, n'empêche ni l'allumage, ni la propagation de la flamme.
- Dans la configuration d'un réacteur à eau pressurisée, la sphère enflammée pourrait atteindre le fond de l'enceinte, source de libération d'hydrogène, et provoquer l'inflammation d'un volume plus important de gaz.

3 INTERACTION DES GROSSES GOUTTES AVEC LA FLAMME

Dans cette partie de l'étude nous nous intéressons plus particulièrement à l'interaction entre une flamme et des grosses gouttes d'eau la traversant. A cette fin, il est nécessaire de produire des gouttes de grande dimension, à savoir quelques centaines de micromètres. Les deux paramètres permettant d'évaluer l'impact de ces gouttes sur la propagation de la flamme sont :

- La structure de la flamme ainsi que le type de propagation observé,
- Le profil de pression et notamment son maximum.

3.1 CONDITIONS EXPERIMENTALES

Cette étude se focalise autour de l'impact de gouttes sur la propagation des flammes initialement dans un régime de propagation laminaire. Aussi, en raison des caractéristiques des buses mécaniques choisies, est-il nécessaire de les utiliser pendant la phase instationnaire quand le spray est constitué de grandes gouttes ($>200 \mu\text{m}$). En effet, dès que le régime stationnaire est atteint, alors le spray est constitué de fines gouttelettes (voir chapitre II).

Avant toute expérience, un vide primaire est réalisé au sein de la bombe sphérique (vide limite entre 5 et 10 Pa). Puis, l'hydrogène et l'air sont introduits successivement, par la méthode des pressions partielles, à la composition désirée. La pression totale de remplissage est de 100 kPa tandis que la température initiale peut varier selon les essais entre 30 et 80°C.

Une fois le mélange initial introduit et la vanne d'admission des gaz fermée, les différents appareils d'enregistrement (pression, imagerie rapide, ...) sont mis en attente. L'aspersion est ensuite déclenchée, au sein de la bombe, par ouverture d'une électrovanne. Un délai d'attente, qui peut être fixé par l'opérateur, est appliqué avant l'allumage. Produit au centre de la sphère. La décharge déclenche la séquence d'enregistrement (oscilloscope et caméra rapide).

Les comportements observés sont différents en fonction du délai que l'on impose entre la mise en service de l'aspersion et l'inflammation. Nous allons détailler ici les différents comportements observés et tenter de classer le type d'interaction en fonction des caractéristiques de la flamme et de la goutte.

3.2 RESULTATS LIES AUX ESSAIS DE DESINERTAGE

Les comportements observés dépendent à la fois des caractéristiques des gouttes (diamètre et vitesse), des caractéristiques du mélange (composition, température initiale et pression) mais aussi de l'intervalle de temps séparant le début du spray de celui de l'inflammation du mélange combustible.

Malet [23], durant ses travaux de thèse, a donné une relation permettant d'évaluer la vitesse fondamentale de flamme des mélanges hydrogène / air / diluant en fonction de la composition et des paramètres thermodynamiques :

$$S_L^0(\Phi, \Psi, T, P) = (1,44 \cdot \Phi^2 + 1,07 \cdot \Phi - 0,29) \cdot (1 - \Psi)^4 \cdot \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{2,2} \cdot \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{-0,5}$$

avec : Φ la richesse, Ψ la fraction molaire de diluant, T (K) la température et P (kPa) la pression, $P_{ref} = 100$ kPa, $T_{ref} = 298$ K. Cette relation a été validée dans le domaine suivant :

- P : [100 à 500 kPa],
- [0,24 à 0,7],
- T (K) : [298 à 353K],
- Ψ : [0 à 0,4].

Pour chaque condition comprise entre ces limites, la vitesse fondamentale de flamme des mélanges étudiés sera déduite de cette relation.

Afin d'obtenir expérimentalement la vitesse fondamentale de flamme dans le cas où cette relation ne s'applique pas, des essais complémentaires ont été réalisés. Il s'agit principalement de mesures de vitesses fondamentales de flamme pour le mélange contenant 27 %_{mol} ($\Phi \approx 0,9$) d'hydrogène dans l'air lorsque la température initiale est de 80°C pour une pression initiale de 100 kPa. Pour le mélange constitué de 14 %_{mol} ($\Phi \approx 0,4$) d'hydrogène dans l'air, la vitesse est déduite de la corrélation précédente et la nouvelle mesure expérimentale nous a permis de mesurer la pression maximale de combustion dans l'enceinte. Le Tableau 19 résume les différents paramètres.

N° expérience	T _{ini} (K)	% _{mol} H ₂	V _S ⁰ (m/s)	σ	S _I ⁰ (m/s)	P _{comb} (bars)
280	353	14	-	3,80	-	4,28
281	353,5	27	13,62	5,67	2,4	6,56

Tableau 19 : Conditions expérimentales et paramètres de combustion

dans le cas de mélanges secs H₂ / air, à une pression initiale de 100 kPa.

Dans ce paragraphe, nous allons voir comment ces paramètres vont conditionner l'interaction entre la flamme et les gouttelettes d'eau, en isolant le cas d'une seule gouttelette de manière à bien visualiser les phénomènes. Les différents cas observés sont détaillés.

Lorsque l'on a un mélange combustible constitué de 27,2 %_{mol} d'H₂ dans l'air, initialement à 100 kPa et 355 K, et que l'on a une goutte de grand diamètre (environ 250 μm), on peut voir sur la Figure 63 que cette dernière traverse la flamme sans perturber cette dernière et sans même voir sa trajectoire modifiée. Pour l'essai M206, l'inflammation a été déclenchée manuellement alors que les premières gouttes atteignent le cœur de l'enceinte (délai d'environ 4 secondes). A partir de l'essai 210, le déclenchement de l'aspersion et de l'inflammation est automatisé.

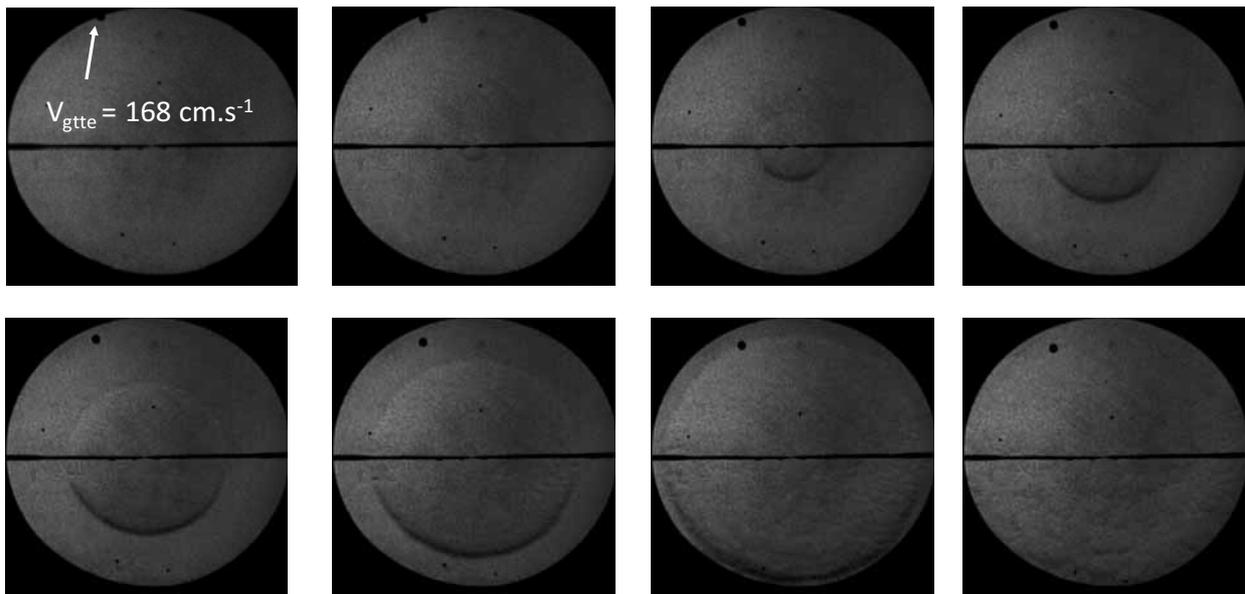


Figure 63 : M206 : 27,2 % H₂ dans l'air – 81,9°C 100 kPa – Δt_{2 images} = 0,67 ms

Dans ce cas (M206), la vitesse fondamentale du mélange est de 2,4 m/s et la vitesse spatiale de propagation de la flamme est de 13,62 m/s. On peut remarquer que la valeur prédite par la corrélation de Malet, (2,5 m/s) est très proche de celle mesurée bien que, en termes de richesse, on soit éloigné de son domaine de validité. Ainsi, la vitesse spatiale de propagation du front de flamme est de l'ordre de 14 m/s tandis que la vitesse de propagation de la goutte est estimée à 1,68 m/s. Ainsi, dans ces conditions aucune interaction entre la flamme et la goutte n'a été observée.

Le même comportement peut être observé dans des conditions très similaires et que l'on peut voir sur la Figure 64. La goutte ne semble pas être perturbée par le passage du front de flamme.

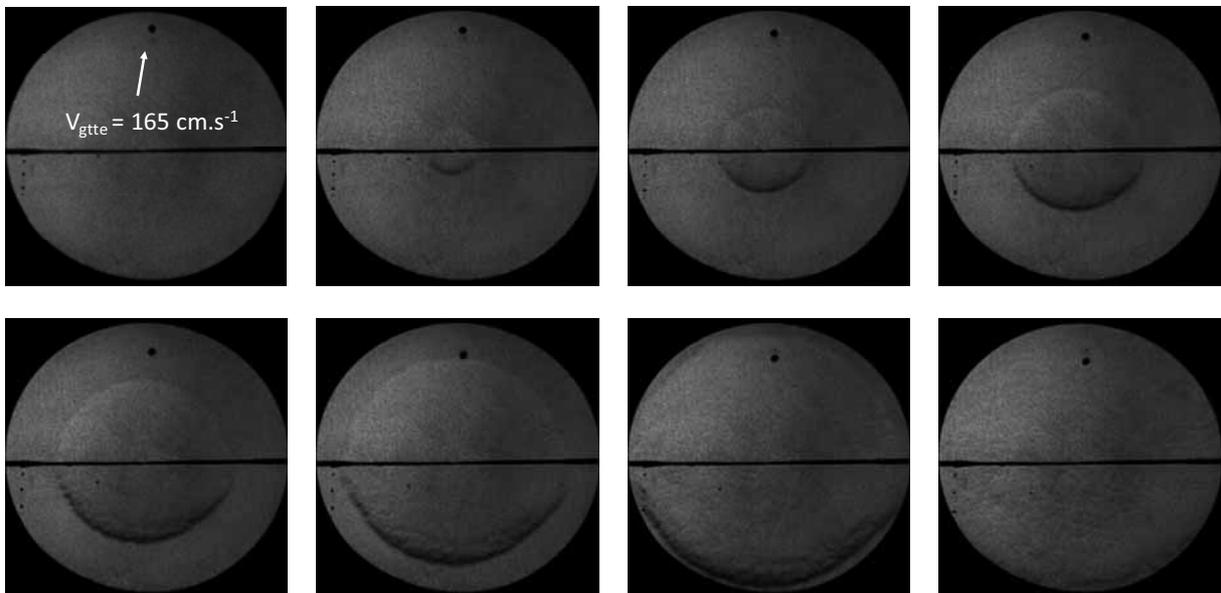


Figure 64 : M218 : 26,7 % H₂ dans l'air – 80°C – $\Delta t_{2 \text{ images}} = 0,67 \text{ ms}$ – délai 4 s 44 centièmes

La comparaison de l'évolution de la pression en fonction du temps au sein de l'enceinte entre le cas où les gouttelettes sont présentes et le cas sec montrent que la montée en pression de l'enceinte est un peu plus lente en présence de gouttelettes que dans le cas du mélange sec (Figure 65).

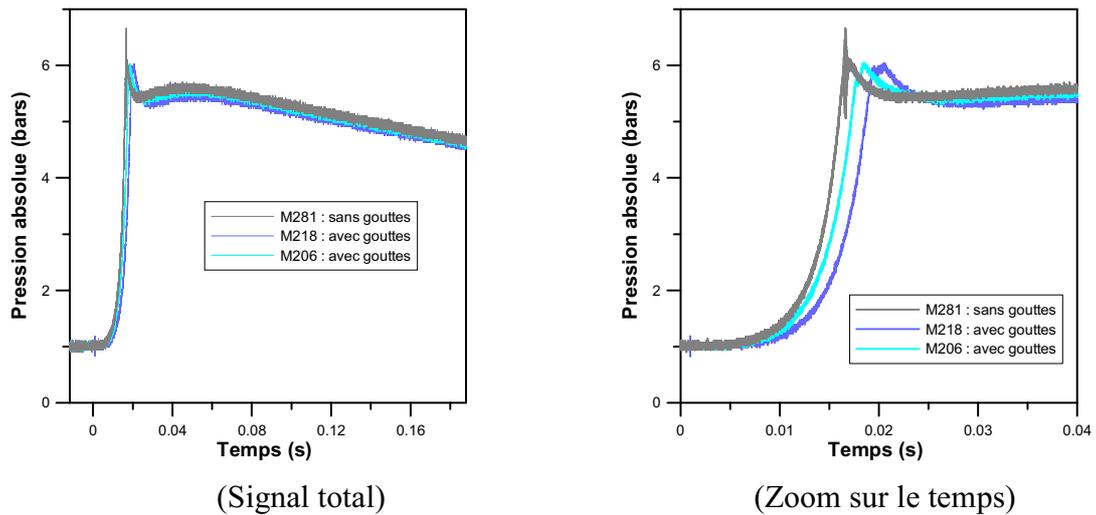


Figure 65 : Evolution de la pression au sein de l'enceinte en fonction du temps. Comparaison entre le cas sec (M281) et les cas où des gouttelettes sont présentes (M206 et M218).

Dans une seconde série d'expériences, la vitesse de propagation de la flamme en absence de gouttelettes est de l'ordre de 1,9 m/s, la vitesse fondamentale de flamme estimée à 0,5 m/s et le facteur d'expansion à 3,8. Le délai entre l'inflammation et le début de l'aspersion est réglé manuellement pour l'essai M205 (environ 4 secondes). Pour l'essai 211, le séquençage est automatisé et ce délai est de 2,6 secondes. Comme on peut le voir sur les deux figures suivantes (Figure 66 et Figure 67), la partie supérieure de la flamme qui reçoit le spray présente une surface avec des plissements plus petits que sur l'hémisphère inférieure et donc une surface de combustion plus élevée. Cependant, la flamme reste centrée autour des électrodes et n'est pas entraînée vers le bas de l'enceinte.

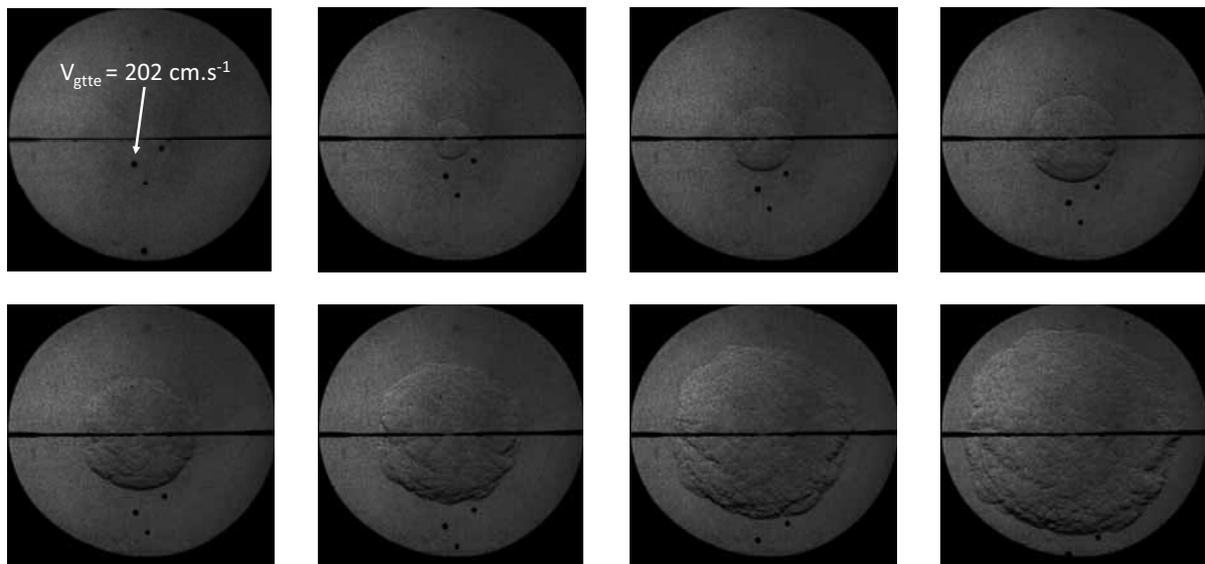


Figure 66 : M205 : 14,0 % H₂ dans l'air – 78,9 °C 100 kPa – $\Delta t_{2 \text{ images}} = 2,5 \text{ ms}$

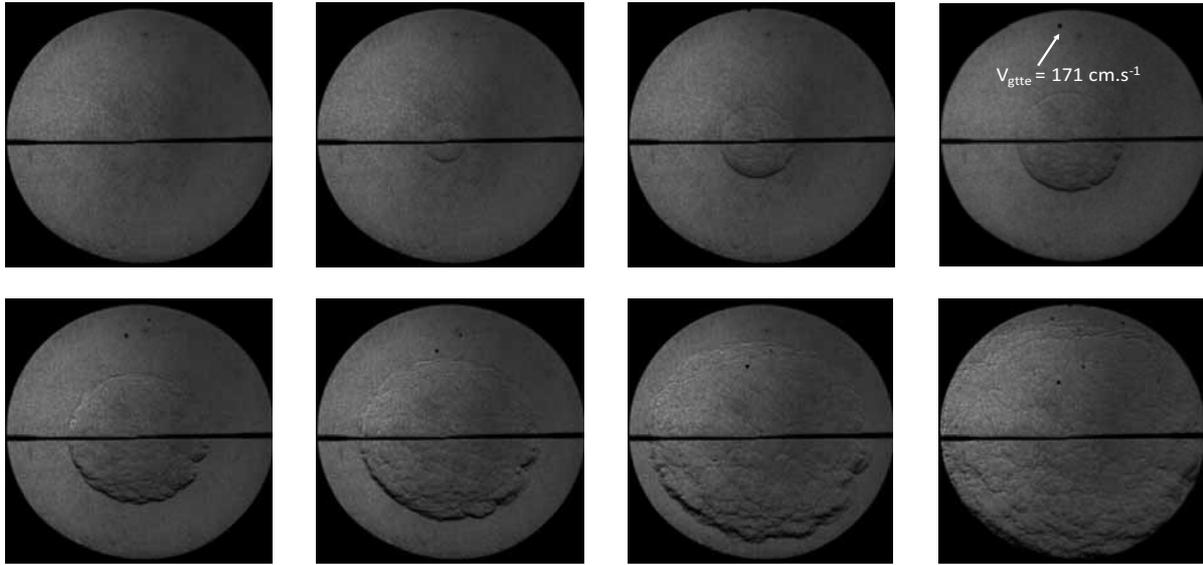


Figure 67 : M211 : 14,0 % H₂ dans l'air – 79,6 °C 100 kPa - Δt_2 images = 3,33 ms

Lorsque la flamme se propage à une vitesse comparable à celles des gouttes, un plissement plus important de la flamme, côté spray, est induit.

La comparaison entre les différents profils de pression obtenus en présence et en l'absence de gouttelettes montre que l'évolution temporelle de la pression est plus rapide en l'absence de gouttelettes comme on peut le voir sur la Figure 68. Là encore, l'écart pourrait s'expliquer par l'accroissement de la teneur en vapeur d'eau dans l'enceinte, d'autant plus importante que la propagation de la flamme est lente et que l'allumage est tardif.

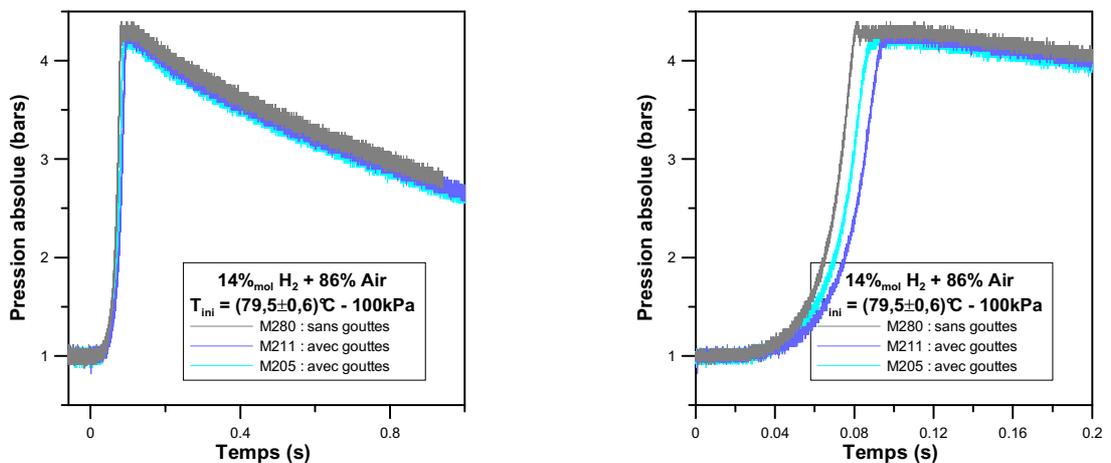


Figure 68 : Evolution de la pression au sein de l'enceinte en fonction du temps. Comparaison entre le cas sec (M280) et les cas où des gouttelettes sont présentes (M205 et M211). Mélange 14% Vol. H₂ / air
 $T_i = 79,5 \text{ °C}$ et $P_i = 100 \text{ kPa}$

Enfin, nous avons pu observer un phénomène très particulier : une goutte d'un diamètre d'environ 200 μm traverse le front de flamme et un cône se forme derrière elle lorsqu'elle ressort des gaz brûlés. Le délai entre le début de l'aspersion et l'inflammation est d'environ 3 secondes pour l'essai 204. Sur la Figure 69, la goutte qui provoque cette excroissance conique est visible dès le deuxième cliché et matérialise la pointe du cône. Il est difficile de définir à partir de ces uniques clichés, s'il s'agit d'un accrochage de flamme derrière la goutte ou bien s'il s'agit de vapeur d'eau libérée par la goutte chauffée dans les gaz brûlés. Dans ce cas, l'interaction flamme / gouttelette se traduit par l'accélération sensible de la combustion dans le sillage de la goutte mais en même temps, la vapeur d'eau dégagée peut diminuer la vitesse globale de combustion. Il est également important de remarquer que la vitesse de la gouttelette en question est d'environ deux tiers de celle mesurée pour les des gouttes semblables dans les autres essais.

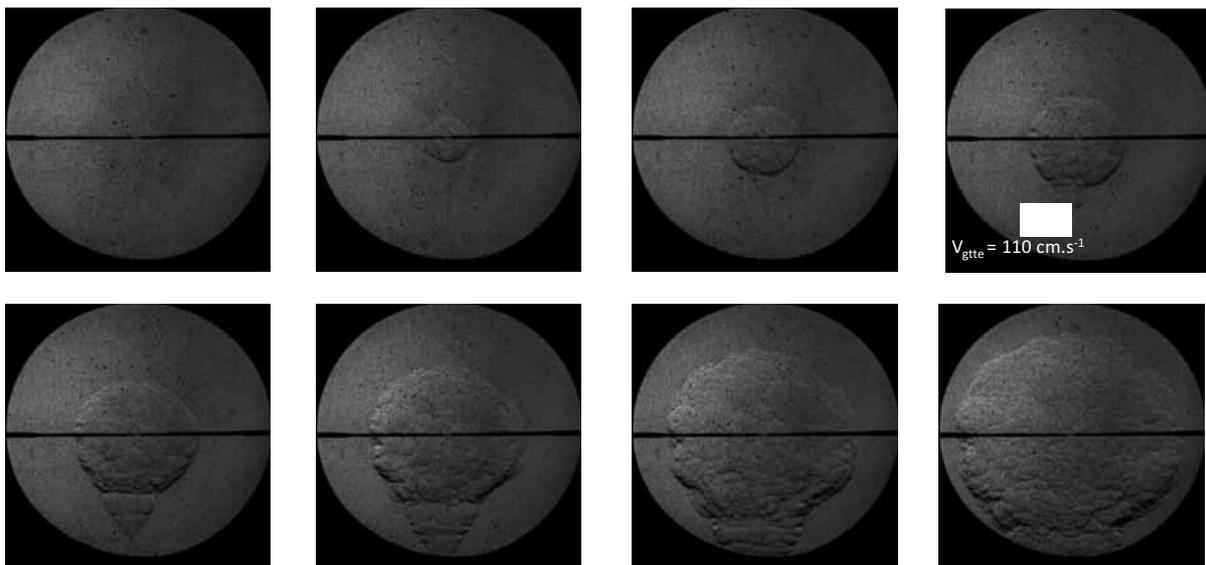


Figure 69 : M204 : 14,0 % H_2 dans l'air – 76,9 °C - $\Delta t = 4,17$ ms

Lorsque l'on compare, sur la Figure 70, les signaux de pression entre le cas rencontré lors des expériences M205 et M211 et celui très particulier de l'essai 204, on note que le maximum de pression atteint au sein de l'enceinte est plus faible dans le cas de l'essai M204 puisqu'il est de 4,08 bars contre 4,35 bars pour les essais M205 et M211. De même, la combustion est plus lente dans le cas de l'essai M204 que dans les deux autres cas (M205 et M211). Ceci peut être expliqué par le fait que la vitesse de vaporisation de la goutte, accrue par son interaction avec le front de flamme, accélère la formation de vapeur d'eau qui, globalement, va réduire la pression maximale combustion.

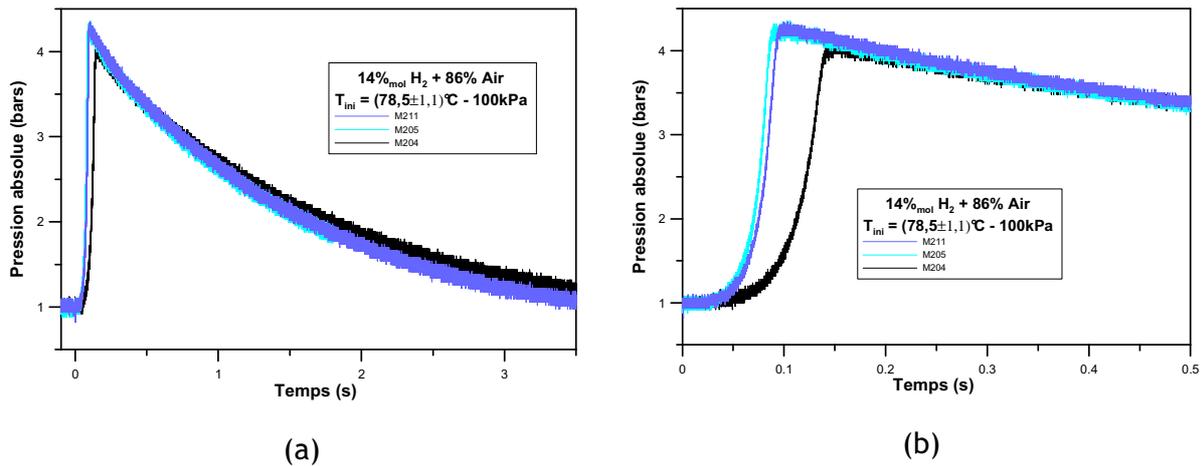


Figure 70 : Evolution de la pression au sein de l'enceinte en fonction du temps.

(a) : signal total ; (b) : zoom sur le temps.

Lorsque l'on augmente le délai jusqu'à 4,40 s, alors le spray atteint la phase stationnaire caractérisée par des diamètres de gouttes beaucoup plus faibles de l'ordre de quelques dizaines de micromètres (donc invisibles sur les clichés présentés). La turbulence générée par le spray est plus importante avec un mouvement de convection accru des gaz vers le bas de l'enceinte. Ainsi, la flamme, initiée au centre de la sphère, présente une surface très plissée et elle est entraînée vers le bas de l'enceinte comme on peut le voir sur la Figure 71. Dans ce cas, le mélange gazeux est constitué de 14 % hydrogène dans l'air initialement à 100 kPa et 308 K, la vitesse de propagation spatiale est de l'ordre de 1,5 m/s, la vitesse fondamentale de flamme selon Malet [23] serait de 0,366 m/s avec un coefficient d'expansion des gaz brûlés de 4,24. La vitesse spatiale de propagation ainsi calculée ($1,37 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) est proche de celle estimée d'après l'enregistrement vidéo. Malgré la présence du spray, elle est même plus élevée que celle observée dans le cas où la température initiale est de 353 K (essai M211). La turbulence provoquée par l'aspersion a donc tendance à accroître la vitesse de combustion dans ce cas.

En extrapolant ce type de comportement au cas réacteur, on peut envisager que cette progression privilégiée du front de flamme vers le fond de l'enceinte présente un risque. En effet, la source d'hydrogène se trouvant dans le fond de l'enceinte, les gouttes peuvent avoir tendance à rabattre la flamme sur des zones à forte teneur en hydrogène.

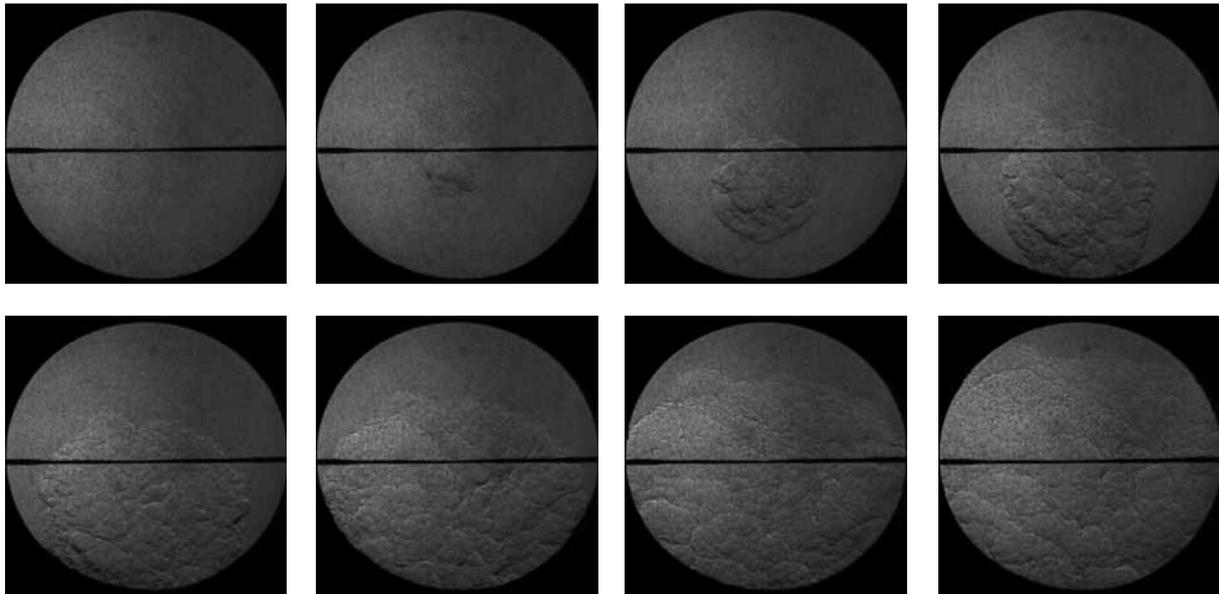


Figure 71 : M217 : 14,0 % H₂ dans l'air – 35,0 °C 100 kPa - $\Delta t_{\text{images}} = 3,33 \text{ ms}$

4 ACTION DES FINES GOUTTELETTES SUR LA FLAMME

4.1 CONTEXTE

L'étude bibliographique a montré que l'interaction flamme / gouttelettes dépendait fortement du diamètre de ces dernières. En effet, deux cas de figures se présentent selon le diamètre moyen des gouttelettes :

- Dans le cas des grands diamètres, les gouttelettes subissent une variation de température faible à la traversée du front de flamme. L'évaporation de la gouttelette est donc limitée et la température froide de l'eau liquide qui pénètre dans les gaz brûlés en aval du front de flamme, impose une condensation de la vapeur d'eau autour de la gouttelette (Figure 72). Ce phénomène, qui est celui recherché majoritairement lors de l'aspersion dans l'enceinte de confinement des réacteurs, permet d'abaisser la pression dans l'enceinte.
- Dans le cas des faibles diamètres, la variation de température à travers le front de flamme peut être importante, entraînant l'évaporation partielle ou totale du liquide (Figure 73). La vapeur d'eau résultante peut avoir une action inhibitrice sur la cinétique de réaction, et l'évaporation, endothermique, consomme une partie de l'énergie disponible et abaisse la température de flamme.

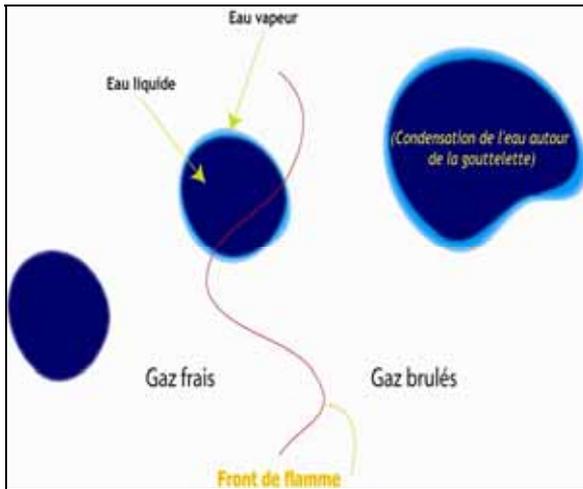


Figure 72 : Comportement d'une gouttelette de grande taille à la traversée du front de flamme

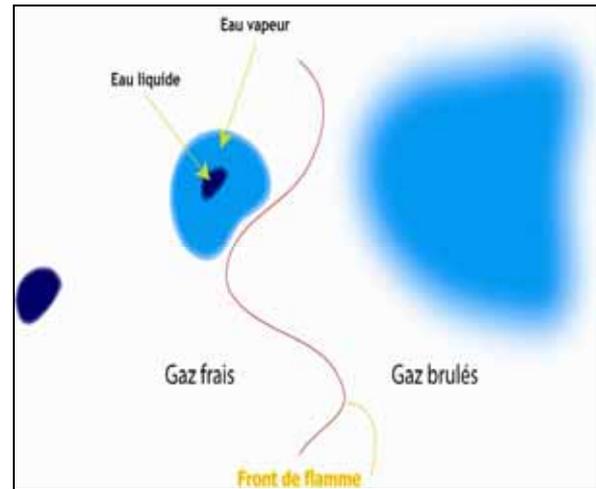


Figure 73 : Comportement d'une gouttelette de petite taille à la traversée du front de flamme

L'interaction flamme / gouttelette peut être caractérisée par le rapport adimensionnel entre le temps de séjour de la goutte à travers le front de flamme et son temps de vaporisation. En considérant que la gouttelette est au repos, que le front de flamme se déplace autour de celle-ci et en admettant la loi du d^2 , il est possible de remonter à ce rapport. L'expression suivante sera utilisée pour le calcul du temps de séjour :

$$\tau_c = \frac{\delta_f}{S_f^0}$$

où : δ_f est l'épaisseur de flamme, exprimée en mm, et S_f^0 est la vitesse fondamentale de flamme, en $m.s^{-1}$.

La température des gaz évolue depuis la température initiale du côté des gaz frais vers la température de flamme du côté des gaz brûlés. Aussi, peut-on considérer en première approximation que les gaz, au sein du front de flamme sont à une température moyenne $\frac{T_f + T_{amb}}{2}$. Pour chaque mélange H_2 / air, il est possible de calculer le temps de vaporisation et le temps de séjour des gouttelettes dans le front de flamme. De ces grandeurs, est déduit le diamètre maximal d'une goutte pour lequel on obtiendra une vaporisation totale de la goutte à sa traversée du front de flamme.

Comme on peut le voir sur le Tableau 20, le diamètre optimal D_{opt} en dessous duquel les gouttelettes sont vaporisées à la traversée du front de flamme diminue lorsque la teneur en hydrogène dans l'air augmente : il est de $24,6 \mu m$ pour un mélange contenant $9 \%_{mol}$ d' H_2 dans l'air contre $2,26 \mu m$ pour un mélange de $20 \%_{mol}$ d' H_2 dans l'air, les mélanges combustibles étant initialement à température ambiante et à $100 kPa$.

$\%_{\text{mol}}$ H ₂ /air	Φ	T _f [K]	(T _f +T _{amb})/2 [K]	t _{sejour} [s]	K=f(T) [mm ² /s]	D _{opt} [μm]
20	0,6	2215	1257,5	5,2E-05	0,09774	2,26
19	0,6	2136	1218	6,6E-05	0,09184	2,46
18	0,5	2054	1177	8,4E-05	0,0858	2,68
17	0,5	1970	1135	1,1E-04	0,07988	2,95
16	0,5	1885	1092,5	1,5E-04	0,0741	3,28
15	0,4	1797	1048,5	2,0E-04	0,06818	3,69
14	0,4	1708	1004	2,9E-04	0,0624	4,24
13	0,4	1618	959	4,4E-04	0,05662	5,0
12	0,3	1526	913	7,3E-04	0,05216	6,2
11	0,3	1434	867	1,4E-03	0,04675	8,1
10	0,3	1340	820	3,4E-03	0,04067	11,8
9	0,2	1243	771,5	1,7E-02	0,03601	24,6

Tableau 20 : Richesse (Φ), température de flamme (T_f), temps de séjour (t_{sejour}), coefficient d'évaporation (K) et diamètre optimal (D_{opt}) pour différents teneurs (% mol) d'hydrogène dans l'air, à T_i = 298 K et P_i = 100 kPa

D'après les données regroupées dans le Tableau 20, la granulométrie visée pour provoquer l'extinction locale dans la zone réactionnelle est beaucoup plus faible, de l'ordre de la dizaine de micromètres. Aussi, est-il nécessaire d'utiliser des injecteurs bi-fluides. Ceci a entraîné la mise en place d'une nouvelle configuration expérimentale. Elle permet d'obtenir un mélange H₂ / Air dans les proportions voulues et de l'ensemencer avec des gouttelettes d'eau distillée. Les gaz à l'intérieur de l'enceinte subissent une turbulence non négligeable au cours du remplissage. Afin d'éviter la sédimentation des gouttelettes, l'inflammation est déclenchée à 1 bar, alors que l'injection est toujours en service. Le milieu est donc le siège d'une turbulence importante lorsque l'inflammation est produite.

4.2 CONDITIONS EXPERIMENTALES

4.2.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'ADMISSION DES FLUIDES

Pour cette étude, l'injecteur bi-fluides est utilisé aussi bien pour l'introduction du mélange combustible gazeux que pour l'injection des gouttelettes. L'injecteur bi-fluides nécessite une arrivée de gaz pressurisé et une arrivée d'eau qui est siphonnée par le débit de gaz qui sort de la buse à grande vitesse (Figure 74). Nous avons décidé, dans cette série d'expériences, d'injecter le prémélange gazeux H₂ / Air directement à

travers la buse et de pulvériser l'eau distillée et le gaz directement dans l'enceinte. Le contrôle de la composition des gaz introduits est obtenu par l'utilisation de débitmètres placés en amont de l'injecteur.

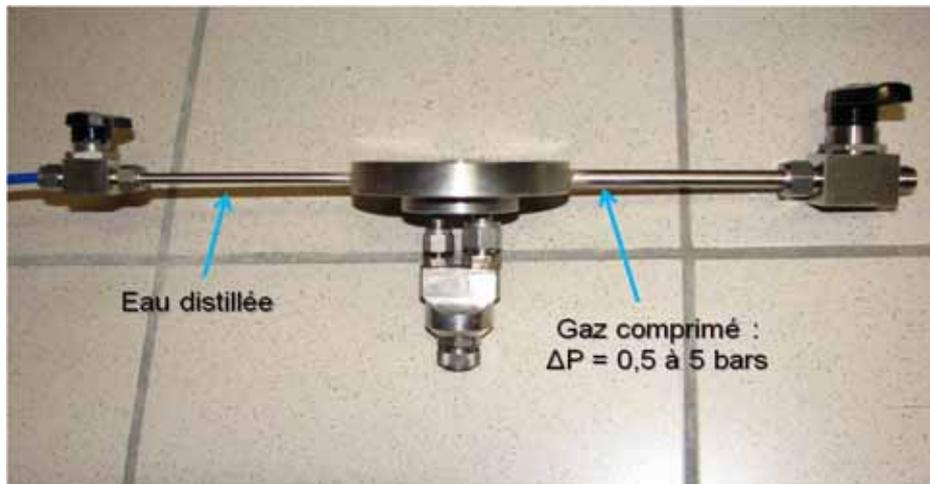


Figure 74 : Vue d'ensemble de l'injecteur bi-fluide démonté.

La disposition générale est la suivante (Figure 75): Deux débitmètres dont le débit varie de 0 à 20 L. min⁻¹ sont branchés sur l'arrivée de gaz. L'un contrôle l'introduction d'hydrogène et l'autre l'introduction d'air sec. Un manomètre est branché sur cette ligne de manière à mesurer la pression d'injection, pilote de la granulométrie des gouttelettes introduites.

L'eau distillée est placée dans un récipient à pression atmosphérique. La dépression engendrée par le jet de gaz aspire le liquide jusqu'à l'orifice de décharge et le pulvérise dans l'enceinte.

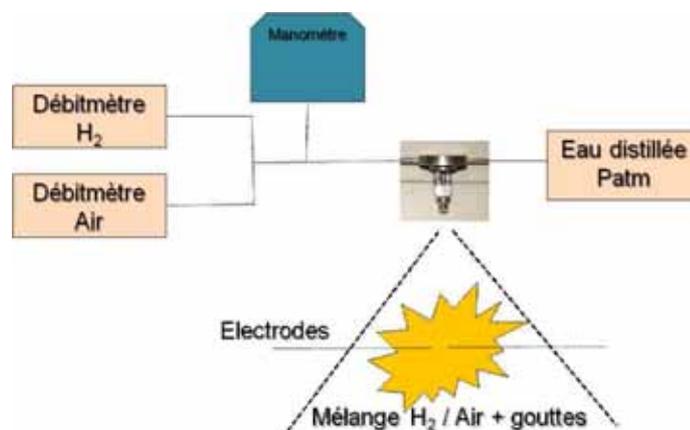


Figure 75 : Schéma de montage.

Cette buse produit des gouttelettes de SMD compris entre 6 et 14 μm en fonction de la pression du gaz amont. Le débit d'eau injectée lorsque cette pression s'élève à deux

bars est de 10 mL par minute. Pour plus de détails concernant la caractérisation du spray, le lecteur pourra se reporter au chapitre II.

4.2.2 *PROTOCOLE UTILISE*

Deux séries d'expériences ont été réalisées. La première a été effectuée en présence de gouttelettes, alors que la deuxième n'en comporte pas, de manière à évaluer, dans les conditions les plus précises possibles, l'impact des gouttelettes sur la combustion. Les essais ont été réalisés à température ambiante voisine de 30°C. Tout d'abord, un vide primaire est réalisé au sein de l'enceinte (inférieur à 10 Pa). Puis, le mélange combustible est introduit via l'injecteur et en l'absence d'eau, jusqu'à une pression de 93 kPa. A cette pression, l'écoulement du mélange combustible étant toujours en cours, la vanne d'entrée de l'eau liquide est ouverte de manière à pulvériser des gouttelettes à l'intérieur de l'enceinte, jusqu'à une pression finale de 100 kPa. Les manomètres capacitifs sont alors isolés et l'inflammation est produite. L'aspersion est toujours effective lorsque l'inflammation est déclenchée car, en l'absence d'automatisation, il est nécessaire de rendre les essais reproductibles et comparables entre eux.

Après inflammation du mélange, l'arrivée des gaz et de l'eau est fermée et le pompage est mis en service de manière à évacuer les gaz brûlés et l'excédent d'eau liquide, condensé sur les parois de l'enceinte. Cette accumulation d'eau liquide atteste du fait que l'atmosphère de l'enceinte est saturée en vapeur d'eau avec la quantité d'eau liquide introduite. Ceci permet de connaître, en fonction de la température, la quantité d'eau vapeur présente dans le mélange gazeux avant l'inflammation.

On enregistre le signal de pression à l'intérieur de l'enceinte, ainsi que les images de la propagation de la flamme. Celles-ci sont traitées de manière à maximiser le contraste et présentent donc un aspect différent des clichés habituellement enregistrés.

4.2.3 *CONDITIONS INITIALES*

Les conditions initiales des essais réalisés sont présentées dans le **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

N° Essai	X _{H2} (% Vol.)	T (°C)	N° Essai	X _{H2} (% Vol.)	T (°C)
M262	9,64	27,2	M256	30,00	33,2
M263	9,62	28,1	M246	42,61	34,00
M264	9,61	28,7	M271	43,17	29,3
M267	10,00	27,1	M272	43,02	30,6
M268	10,00	27,7	M257	45,00	33,0
M269	10,00	28,4	M258	45,00	33,6
M270	10,00	28,9	M274	45,00	29,7
M251	14,29	32,00	M276	57,37	30,6
M252	14,28	32,1	M277	57,24	31,4
M253	15,00	31,2	M242	57,32	30,90
M254	15,00	32,5	M259	60,00	33,3
M248	28,76	29,60	M260	60,00	34,9
M249	28,74	29,80	M261	60,00	35,6
M250	28,61	31,50	M275	60,00	29,9
M255	30,00	32,3	-	-	-

Tableau 21 : Conditions initiales réalisées pour les essais d’interaction flamme / gouttelettes de petite taille à 100 kPa et température ambiante.

L’introduction d’eau liquide est faite à partir de 93,3 kPa et ce, jusqu’à l’inflammation du mélange produite à une pression finale de 100 kPa.. La présence d’eau liquide sur les parois ainsi que la granulométrie très fine du spray généré par l’injecteur bi-fluides, permet de considérer que l’atmosphère est saturée en vapeur d’eau. La fraction de vapeur d’eau est donc prise égale à la pression de vapeur saturante du milieu à la température considérée. Pour cela, le polynôme suivant est utilisé :

degré	Coefficient a _i
0	4,5889
1	0,3284
2	0,0110
3	0,0002
4	2,09E ⁻⁰⁶
5	2,08E ⁻⁰⁸

$$P_{\text{vap_sat}} (\text{Torrs}) = a_0 + a_1 \cdot T(^{\circ}\text{C}) + a_2 \cdot T^2(^{\circ}\text{C}) + a_3 \cdot T^3(^{\circ}\text{C}) + a_4 \cdot T^4(^{\circ}\text{C}) + a_5 \cdot T^5(^{\circ}\text{C})$$

(Valable entre 0 et 100 °C)

4.3 RESULTATS

Les résultats seront présentés par paires dans la suite du rapport (mélange sec et son homologue en présence de gouttelettes). On peut distinguer 5 paires, en fonction de la fraction d'hydrogène considérée : 10 - 15 - 30 - 45 ou 60 % Vol . d'H₂ dans l'air.

Après l'inflammation, le front de flamme se propage dans le mélange gazeux turbulent. La comparaison entre les clichés avec et sans gouttelettes permet de montrer l'impact qu'elles ont sur la propagation de la flamme. Les signaux de pression sont également enregistrés. Les informations sur la pression maximale atteinte dans l'enceinte ainsi que sur la vitesse de montée en pression sont répertoriées dans le Tableau 22. La valeur maximale de la dérivée de la pression par rapport au temps $(dP / dt)_{\max}$ sera calculée. Selon Hertzberg et Cashdollar [90], K_G permet d'évaluer la violence d'une explosion. Si V est le volume de l'enceinte, exprimé en m³, K_G s'exprime sous la forme suivante :

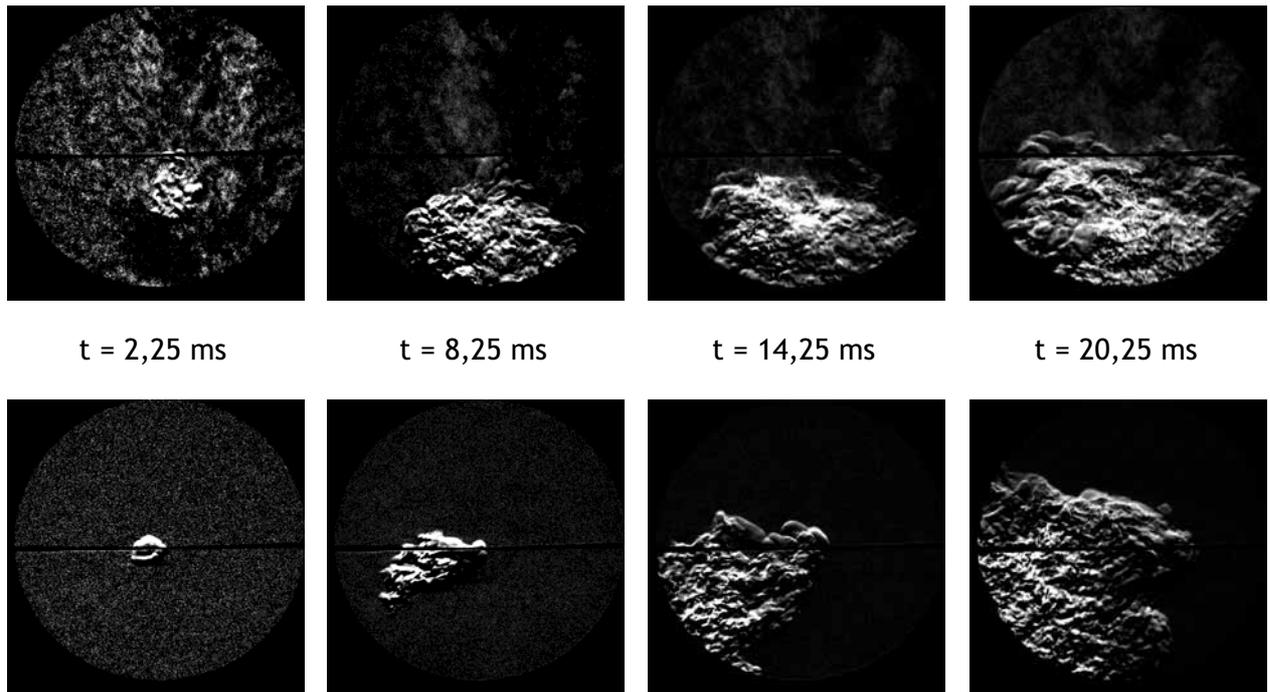
$$K_G = \left(\frac{dP}{dt} \right)_{\max} V^{\frac{1}{3}}$$

La comparaison entre les valeurs obtenues avec et sans aspersion seront comparées afin d'évaluer si les gouttelettes ont un impact sur la sévérité de l'explosion.

4.3.1 IMPACT DE L'ASPERSION SUR LA STRUCTURE DE LA FLAMME

*** Mélanges à 10 % Vol. H₂ / air :**

Comme on peut le voir sur la Figure 76, dans le cas où le mélange contient 10 % d'H₂ dans l'air, les flammes sont fortement distordues en raison de la présence du jet de gaz (avec ou sans gouttelettes). La modification de la forme de la flamme est donc conditionnée principalement par la turbulence induite par le jet et non par la seule présence de gouttelettes. Le traitement numérique pour améliorer le contraste des images permet de visualiser les zones à forte concentration de gouttelettes, en particulier sur les premiers instants de la propagation.

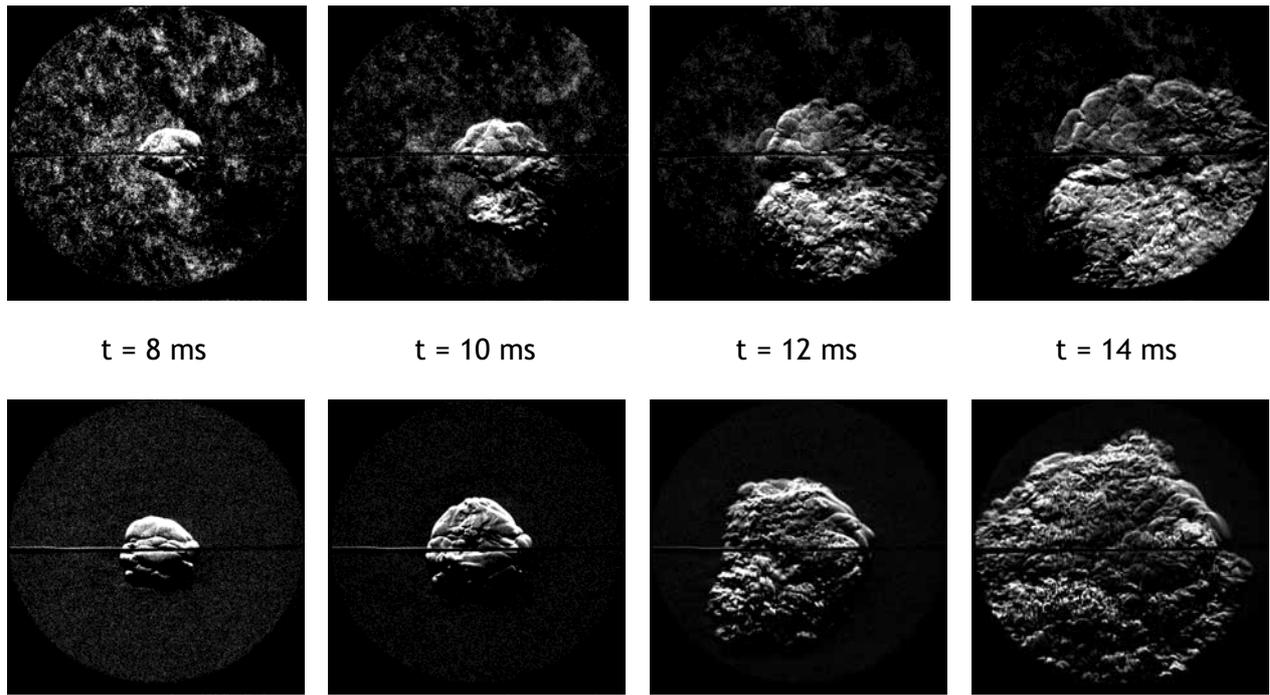


**Figure 76 : Clichés de la propagation de la flamme en présence (haut-m264) et en l'absence (bas-m269) de spray d'eau. Le mélange est initialement constitué de {10 %_{mol} H₂ + 90 %_{mol} air}, à (28,5±0,2)°C
100 kPa.**

La composition du mélange est peu éloignée de la limite de propagation totale et la flamme se propage préférentiellement vers le bas de l'enceinte. Ce n'est qu'à partir de 15 ms que la flamme commence à se diriger vers le haut de l'enceinte. Pendant les premiers instants de la propagation, la flamme est plus développée en présence de gouttelettes que dans le cas sec.

*** Mélanges à 15 % Vol. H₂ / air :**

Lorsqu'on augmente la fraction volumique d'hydrogène jusqu'à atteindre 15 % Vol d'H₂ dans l'air, on observe sur la Figure 77 que la propagation vers le haut de l'enceinte débute depuis les premières millisecondes. La flamme est fortement plissée, en raison de la faible richesse du mélange et de la forte turbulence imposée par l'aspersion. Le volume de gaz brûlés après 14 ms de combustion semble supérieur en l'absence d'aspersion. La présence des gouttelettes freine donc la progression de la flamme dans les premiers instants du développement de la flamme.



**Figure 77 : Clichés de la propagation de la flamme en présence (haut-m251) et en absence (bas-m254) de spray d'eau. Le mélange est initialement constitué de {15 %_{mol} H₂ + 85 %_{mol} air} et à (31,9±0,5)°C
100 kPa**

*** Mélanges à 30 % Vol. H₂ / air :**

Les clichés des flammes obtenues avec une composition proche de 30 % Vol. d'H₂ dans l'air sont visibles sur la Figure 78. La propagation de la flamme se fait de manière sphérique, contrairement à ce qui était observé avec des fractions volumiques de 10 et 15 % d'H₂. La turbulence imposée par le spray ne déplace pas le centre de masse des gaz brûlés vers le bas de l'enceinte et la flamme est suffisamment énergétique pour rester sphérique. L'influence des gouttelettes est très marquée sur la structure de la flamme. En effet, le front de flamme présente un aspect beaucoup plus cellulaire et, par conséquent, la surface de la flamme est supérieure en présence d'aspersion. Toutefois, le volume global de gaz brûlés est similaire en présence et en absence d'aspersion. Il est également intéressant de constater que, même en l'absence de gouttelette, on peut voir apparaître des plissements à la surface de la flamme. Ils sont causés par la turbulence propre du spray car lorsque l'inflammation est produite dans un mélange de même composition, initialement au repos, ces cellules n'apparaissent pas au-dessus de 24 % Vol. d'H₂ dans l'air (à 1 bar et 30 °C).

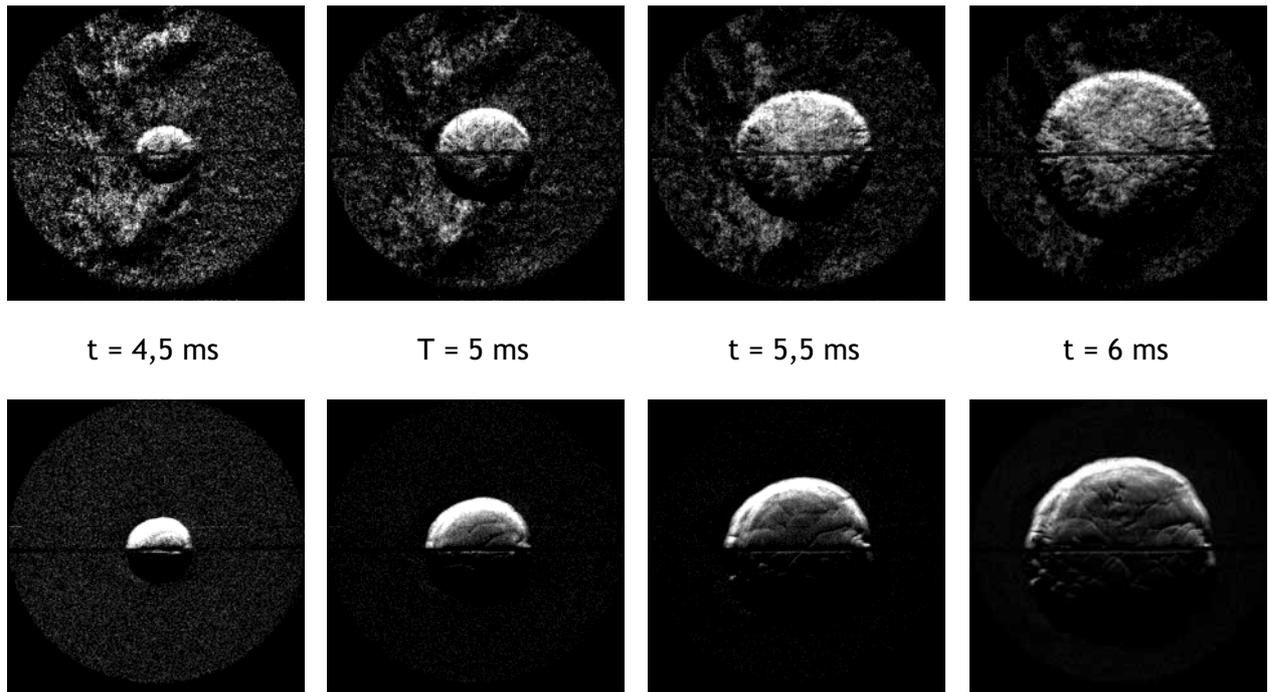
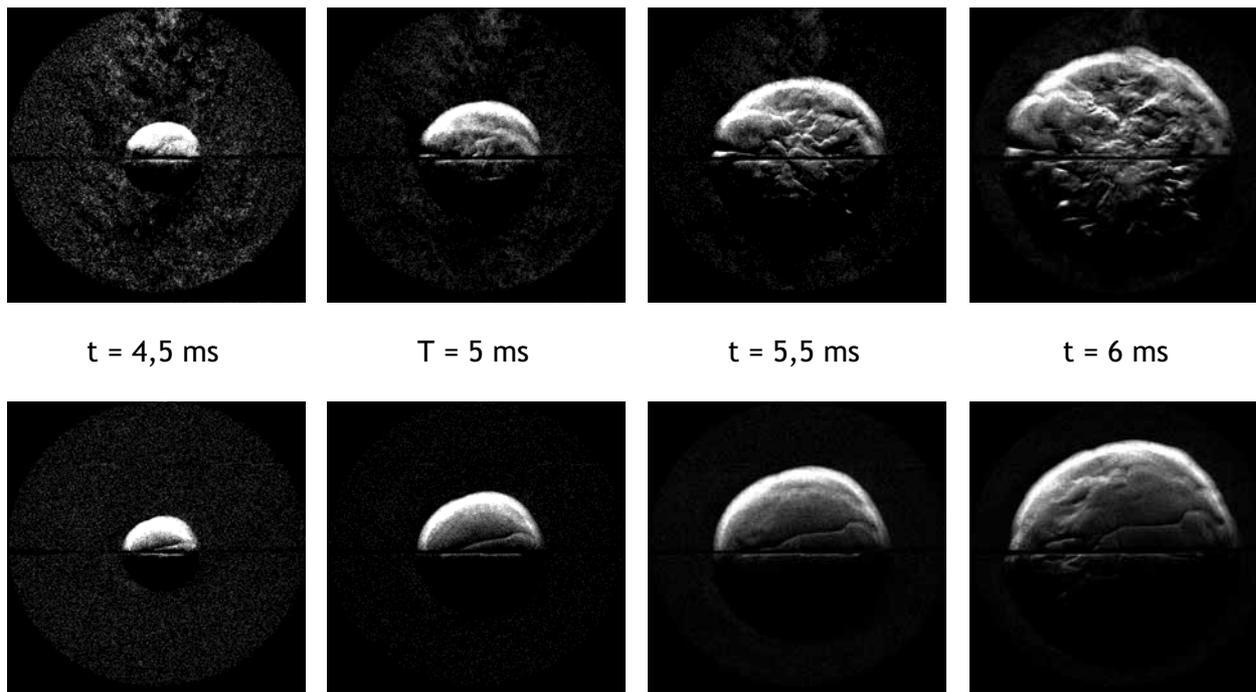


Figure 78 : Clichés de la propagation de la flamme en présence (haut-m249) et en l'absence (bas-m256) de spray d'eau. Le mélange est initialement constitué de $\{30 \%_{\text{mol}} \text{H}_2 + 70 \%_{\text{mol}} \text{air}\}$ et à $(31,5 \pm 0,3)^\circ\text{C}$ 100 kPa

*** Mélanges à 45 % Vol. H_2 / air :**

Sur la Figure 79, on peut voir les clichés obtenus lorsque la fraction d'hydrogène atteint 45 % Vol d' H_2 dans l'air. Comme pour le cas à 30 %, la flamme reste centrée autour du point d'inflammation. On remarque que la partie supérieure de flamme sphérique est perturbée par les gouttelettes et présente de nombreux plissements. Cette cellularisation supplémentaire est invisible sur les clichés réalisés en l'absence d'aspersion. Le volume des gaz brûlés à 6 ms est également similaire avec et sans aspersion.



**Figure 79 : Clichés de la propagation de la flamme en présence (haut-m246) et en absence (bas-m257) de spray d'eau. Le mélange est initialement constitué de {45 %_{mol} H₂ + 55 %_{mol} air} et à (33,5±0,5)°C
100 kPa**

*** Mélanges à 60 % Vol. H₂ / air :**

Lorsque le pourcentage d'hydrogène dans le mélange est voisin de 60 %, le volume des gaz brûlés à 5 ms après l'inflammation est différent selon que l'aspersion ait été déclenchée ou pas. Les gouttelettes freinent le développement de la flamme, au même titre qu'elles augmentent les plissements du front de flamme. Sur la Figure 80, on observe également que les gaz brûlés restent globalement centrés autour du point d'inflammation.

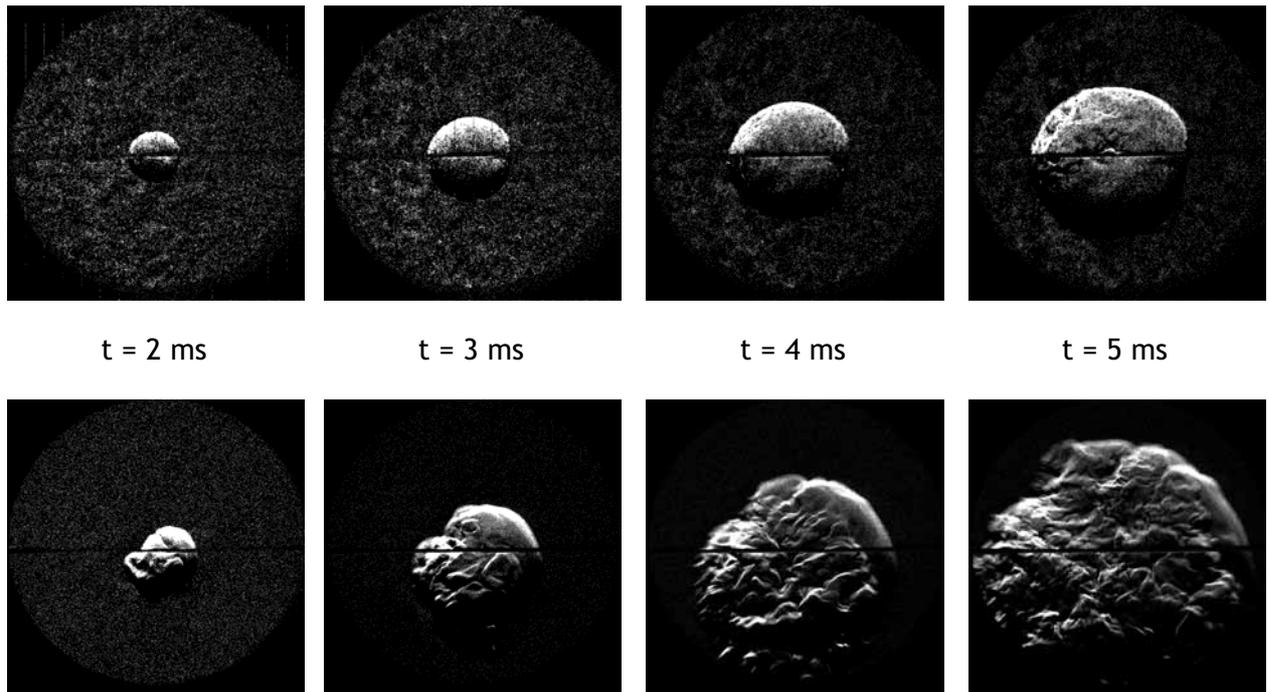


Figure 80 : Clichés de la propagation de la flamme en présence (haut-m276) et en absence (bas-m259) de spray d'eau. Le mélange est initialement constitué de $\{60 \%_{\text{mol}} \text{H}_2 + 40 \%_{\text{mol}} \text{air}\}$ et à $(32,0 \pm 1,3)^\circ\text{C}$ 100 kPa

4.3.2 IMPACT DE L'ASPERSION SUR LA PRESSION

Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution des signaux de pressions obtenus avec et sans aspersion. Pour chaque richesse étudiée, l'ensemble des signaux sera présenté d'une part et les moyennes d'ensemble seront tracées d'autre part.

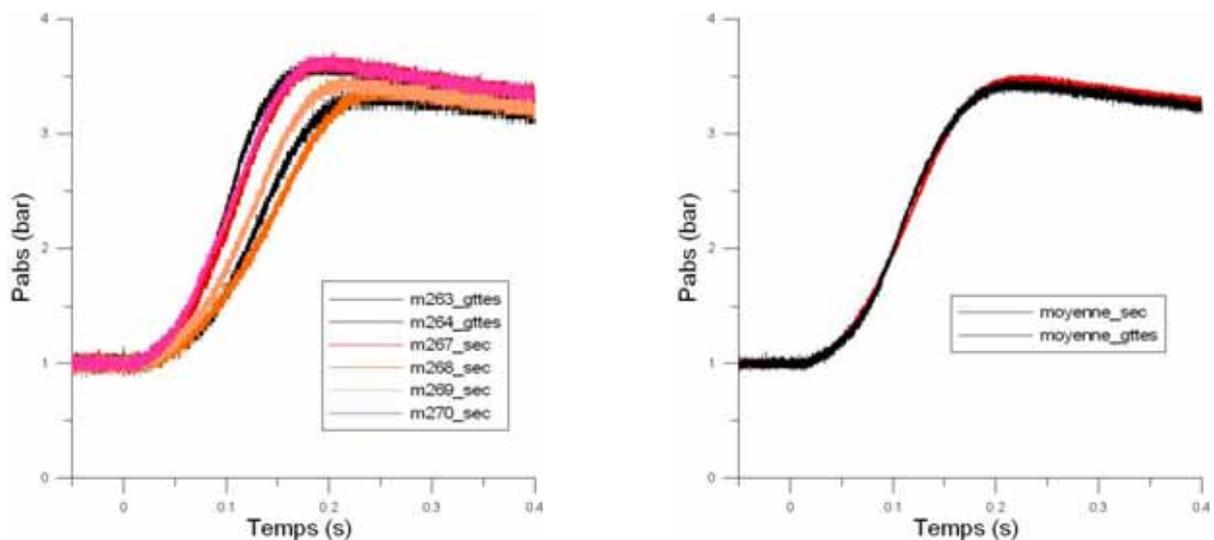
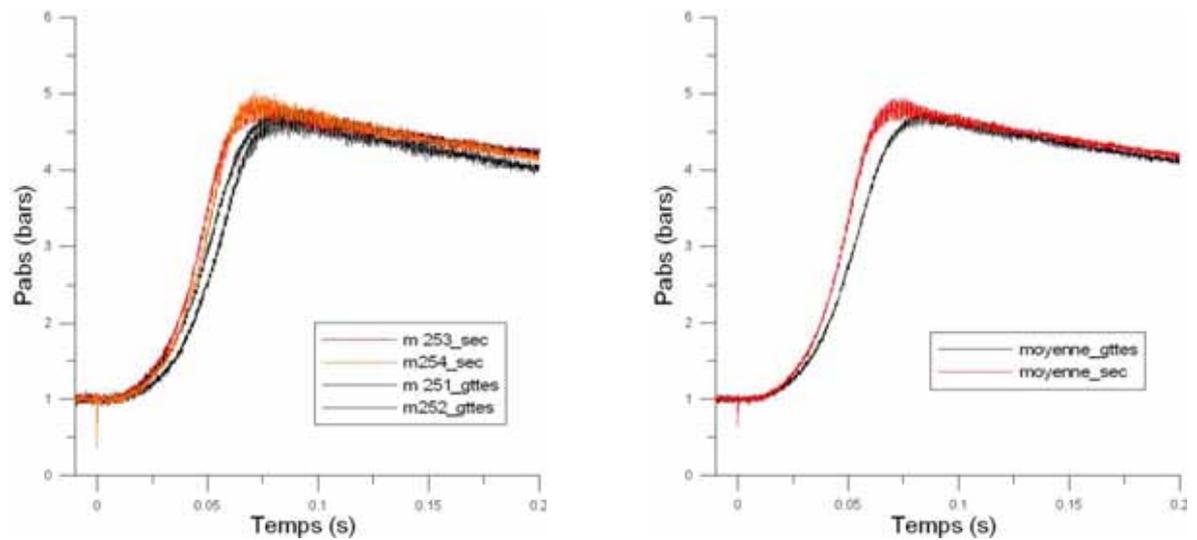


Figure 81 : Evolution de la pression dans l'enceinte pour un mélange constitué de $\{10 \%_{\text{mol}} \text{H}_2 + 90 \%_{\text{mol}} \text{air}\} - 1 \text{ bar} - T_{\text{amb}} - 100 \text{ kPa}$

La Figure 81 donne l'évolution de la pression lorsque le pourcentage d'H₂ est voisin de 10 %. Même si la pression maximale atteinte en absence d'aspersion est légèrement supérieure à celle obtenue avec aspersion, l'influence des gouttelettes semble très réduite sur l'ensemble des essais réalisés à cette composition.



**Figure 82 : Evolution de la pression dans l'enceinte pour un mélange constitué de
 {15 %_{mol} H₂ + 85 %_{mol} air} – 1 bar - T_{amb} – 100 kPa**

Lorsque la fraction d'hydrogène atteint 15 %, on constate à partir de la Figure 82 que l'aspersion entraîne à la fois une diminution du maximum de pression et de la vitesse de montée en pression. D'après les Figure 83, Figure 84 et Figure 85, on constate que la même remarque peut être faite pour l'ensemble des essais à l'exception de la série d'essais réalisée avec un pourcentage d'H₂ de 10 %.

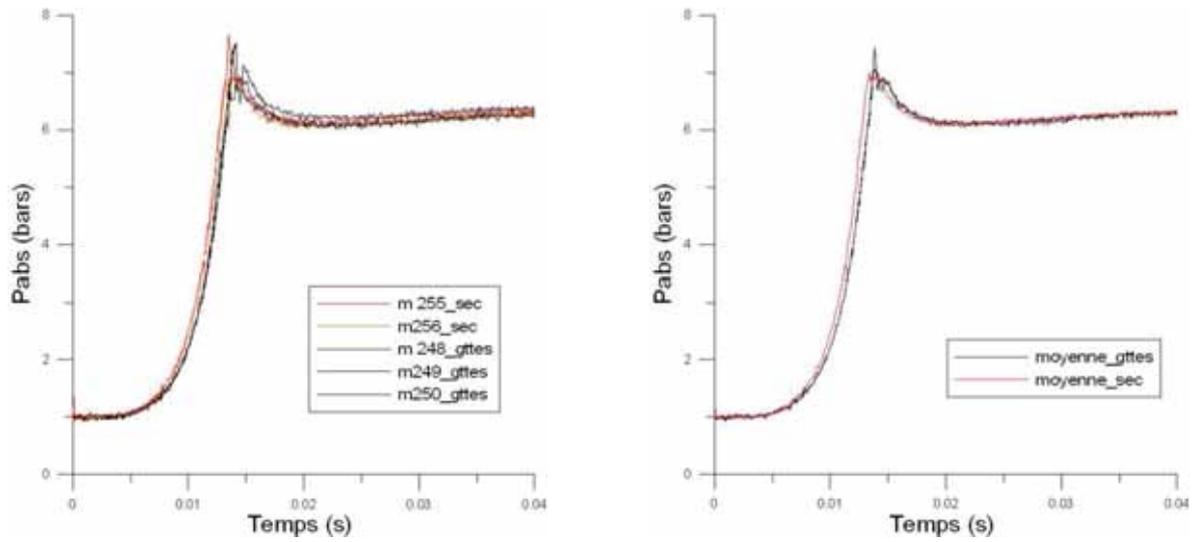


Figure 83 : Evolution de la pression dans l'enceinte pour un mélange constitué de
 $\{30 \%_{\text{mol}} \text{H}_2 + 70 \%_{\text{mol}} \text{air}\} - 1 \text{ bar} - T_{\text{amb}} - 100 \text{ kPa}$

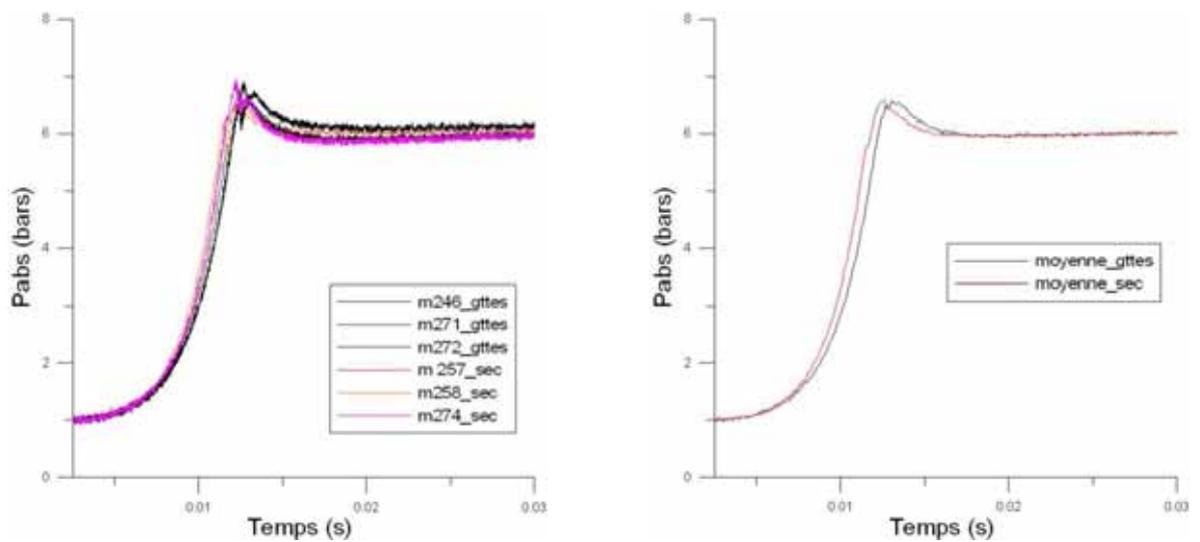


Figure 84 : Evolution de la pression dans l'enceinte pour un mélange constitué de
 $\{45 \%_{\text{mol}} \text{H}_2 + 55 \%_{\text{mol}} \text{air}\} - 1 \text{ bar} - T_{\text{amb}} - 100 \text{ kPa}$

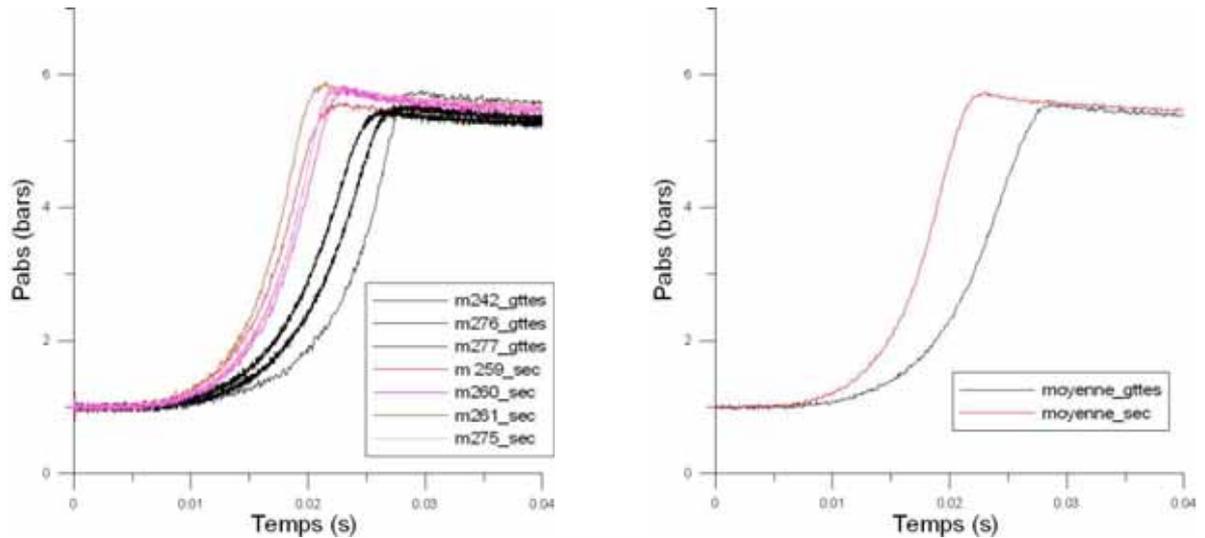


Figure 85 : Evolution de la pression dans l'enceinte pour un mélange constitué de $\{60 \%_{\text{mol}} \text{H}_2 + 40 \%_{\text{mol}} \text{air}\} - 1 \text{ bar} - T_{\text{amb}}$

4.4 ANALYSE ET DISCUSSION

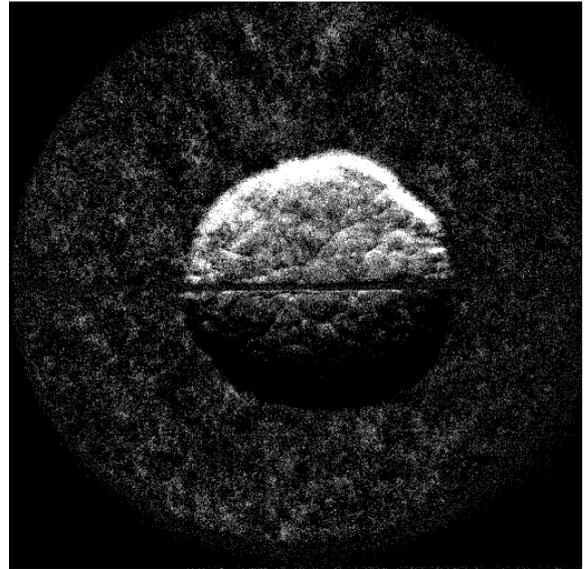
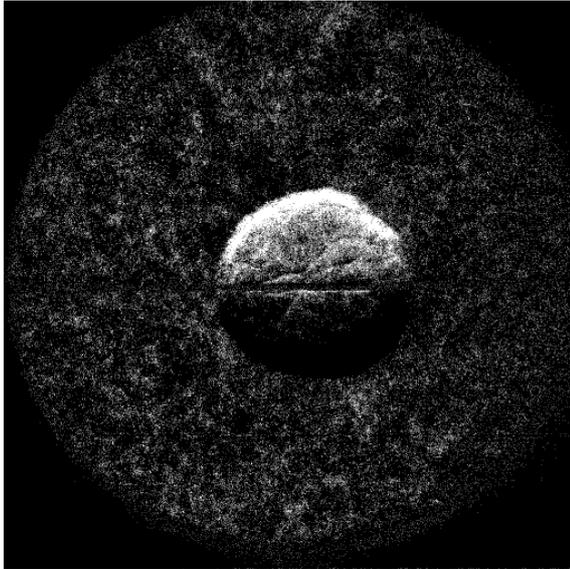
4.4.1 STRUCTURE DE LA FLAMME

Sur l'ensemble des essais réalisés dans ces conditions (dont les conditions initiales sont résumées dans le Tableau 21), la flamme s'est propagée à tout le volume de l'enceinte. Les gouttelettes présentes dans le milieu n'empêchent donc pas la propagation de la flamme. Toutefois, il apparaît, comme le montre la Figure 86, qu'en présence d'aspersion, la flamme présente beaucoup plus de plissements.

Une gouttelette peut avoir une action mécanique sur le gaz qui l'entoure. Les forces de traînée, dans le cas où la goutte a une vitesse différente du gaz environnant, ou l'action mécanique de piston engendrée par l'évaporation de la goutte, peut générer une turbulence locale promotrice d'instabilités. Il serait intéressant d'étudier l'influence du temps de séjour de la flamme sur l'évaporation de la goutte. En effet, lorsque la flamme est trop rapide, les gouttelettes n'ont pas le temps de se vaporiser, mais en parallèle, la traînée derrière la goutte est forte. Tandis que lorsque la vitesse est plus faible, le temps de résidence est augmenté. Il permet à la goutte de s'évaporer au sein du front de flamme.

A partir des clichés, il apparaît que pour les mélanges pour lesquels la propagation de la flamme est rapide (30, 45 et 60 % Vol. d' H_2 dans l'air), le front de flamme reste à symétrie sphérique, centré autour du point d'inflammation. Pour les autres cas, la turbulence imposée par le spray entraîne une déformation importante du front de flamme et la propagation de la flamme vers le bas de l'enceinte est privilégiée.

En présence de gouttelettes



En absence de gouttelettes

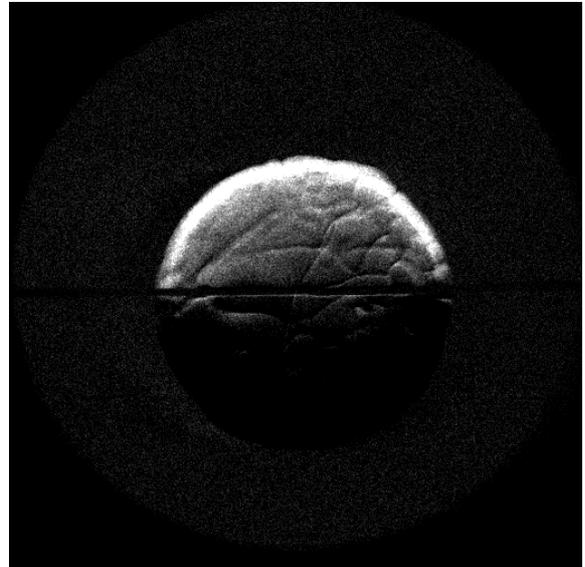
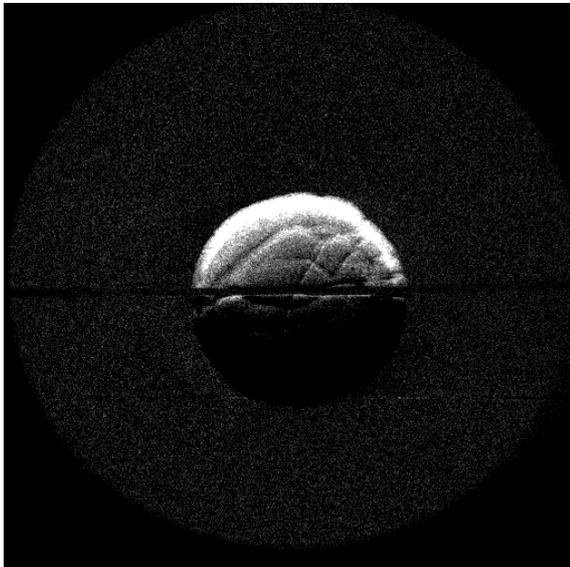


Figure 86 : Structure du front de flamme avec et sans gouttelettes, 30 % Vol. H_2 / air – T ambiante et à 100 kPa

4.4.2 EVOLUTION DE LA PRESSION

Le Tableau 22 synthétise les valeurs de pression maximale, de vitesse de montée en pression maximale et de K_G , calculées à partir des signaux moyennés. L'écart relatif correspond à la différence entre les valeurs de K_G sans aspersion et avec aspersion, normalisée par la valeur de K_G prise sans aspersion. Si on isole le cas des essais obtenus en présence de 10 % Vol. d' H_2 , il est clair que les gouttelettes ralentissent la vitesse de montée en pression et dans l'ensemble, la pression maximale atteinte. Il apparaît aussi que la différence liée à l'aspersion se fait ressentir plus fortement lorsque les flammes

sont lentes, c'est-à-dire pour les mélanges initialement composés de 15 et de 60 % d'H₂ dans l'air, exception faite des mélanges contenant 10 % Vol. d'H₂.

% H ₂	Aspersion	P _{max} [bars]	(dP / dt) _{max} [bars.s ⁻¹]	K _G [bar.s ⁻¹ .m ⁻¹]	Ecart relatif [%]
10 %	Avec	3,48	24,33	9,34	-22.3%
	Sans	3,53	19,92	7,64	
15 %	Avec	4,77	93,62	35,92	25.0%
	Sans	4,94	124,85	47,91	
30 %	Avec	7,06	1722,51	660,96	11.7%
	Sans	7,01	1950,02	748,26	
45 %	Avec	6,58	1850,01	709,89	20.7%
	Sans	6,59	2333,33	895,35	
60 %	Avec	5,55	552,38	211,96	24.6%
	Sans	5,73	732,95	281,25	

Tableau 22 : Caractéristiques d'explosion pour les essais réalisés (tableau 21) Action des fines gouttelettes sur l'évolution de la pression des explosions.

En effet, si on considère les diamètres optimaux pour l'atténuation des effets de la flamme, tels qu'on les a définis au chapitre I, on constate que les gouttelettes utilisées (SMD ≈ 10 μm) sont plus propices à atténuer les effets d'une flamme lente, dont le temps de séjour est long. Des expériences complémentaires devront être effectuées pour établir les corrélations qui permettent de quantifier l'action de l'aspersion sur la propagation de la flamme, en fonction de la richesse du mélange et de la granulométrie du spray.

CONCLUSION DU CHAPITRE III

Le chapitre présente l'ensemble des essais réalisés sur l'enceinte SF2. En absence d'aspersion, les limites d'inflammabilité des mélanges H₂ / Air / Vapeur d'eau ont été déterminées entre 0 et 150 °C pour une pression initiale de 100 kPa et 250 kPa. L'influence de la vapeur d'eau sur l'étendue des limites a également été déterminée. On distingue deux limites inférieures d'inflammabilités, selon que la flamme se propage à toute l'enceinte ou qu'elle ne se déplace que de manière verticale ascendante.

A 100°C, aucune propagation de flamme n'a été observée au-delà de 55 % de vapeur d'eau, quelle que soit la richesse du mélange.

En revanche, lorsque ce mélange inerte est soumis à l'aspersion par de l'eau froide, il peut être désinerté. Il a été prouvé que si le mélange alors désinerté est mis en contact avec une source d'inflammation suffisante, une combustion a lieu, entraînant la formation d'une petite bulle de gaz brûlés qui est transportée vers le fond de l'enceinte sous l'effet de la convection induite par le spray. Dans le cas où la paroi reste à température constante, la propagation ne peut qu'être partielle mais la présence de gouttelettes de diamètre de Sauter compris entre 34 et 75 µm ne bloque pas la flamme, pour des débits allant jusqu'à 100 mL.min⁻¹.

Les mécanismes de l'interaction flamme / gouttelettes ont été étudiés en présence de gouttes de diamètre important (≈300/500 µm) d'une part et avec des gouttelettes beaucoup plus fines (≈ 10 µm) d'autre part. Les gouttes de grand diamètre traversent généralement le front de flamme sans être fortement perturbées. L'effet le plus notable sur la propagation est l'accrochage de flamme, phénomène qui augmente considérablement la vitesse de propagation dans le sillage de la goutte. Globalement les pressions maximales atteintes en présence de grandes gouttes restent très proches de celles observées sans aspersion.

Avec des granulométries plus fines (≈ 10 µm) et des densités de gouttelettes relativement élevées, l'aspersion a tendance à réduire la pression maximale dans l'enceinte, ainsi que la violence de l'explosion. Les paramètres importants sont le temps de séjour de la gouttelette et sa vitesse de vaporisation, elle-même liée à son diamètre. A mesure que la vitesse de propagation augmente, les gouttes utilisées ont de moins en moins d'influence sur la flamme car leur évaporation est limitée.

Chapitre IV

Accélération de flamme en présence de gradients de concentration d'hydrogène

Dans un prémélange H_2 / Air / H_2O_{vap} , si certaines conditions sont réunies (système chimique adéquat, géométrie...) le front de flamme peut s'accélérer et atteindre des vitesses de plusieurs centaines de mètres par seconde. Ce chapitre a pour objectif de classer les flammes monophasiques selon leur propension à s'accélérer, c'est-à-dire à générer des chargements en pression qui peuvent être menaçants pour l'intégrité de l'enceinte de confinement. Ce volet de l'étude complète les résultats obtenus lors d'une étude antérieure à la thèse en l'élargissant au cas des gradients d'hydrogène. La technique de création d'un gradient linéaire y est détaillée et les profils de concentrations sont caractérisés. L'ensemble des essais a été réalisé avec l'enceinte ENACCEF (première version). L'analyse des résultats nous a permis de vérifier si le critère σ , élaboré pour les mélanges uniformément concentrés en hydrogène, peut être appliqué pour des gradients positifs ou négatifs.

1 MISE AU POINT D'UNE METHODOLOGIE

1.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Rappelons que le tube d'accélération de flamme (ENACCEF) comporte 9 obstacles amovibles dont le but est de promouvoir l'accélération maximale de la flamme. Six points de prélèvements sont positionnés le long du tube d'accélération de flamme et un autre a été rajouté en cours d'étude au niveau du dôme afin d'y contrôler la concentration (Figure 87). Trois pompes permettent d'effectuer le vide dans l'enceinte avant l'injection des mélanges gazeux, réalisée à l'aide de deux débitmètres massiques MKS. Le remplissage homogène s'effectue au niveau du dôme et du milieu du tube d'accélération tandis que l'introduction du gaz permettant la mise en place du gradient dans le tube est réalisée au fond du tube à l'aide d'une spirale métallique perforée de trous de 0,9 mm de diamètre (de manière à réduire la convection forcée dans le prémélange initial). Les cinq points de prélèvements disposés le long du tube sont reliés à une ligne de vide afin de pouvoir prélever des échantillons à différents instants pour un même essai.

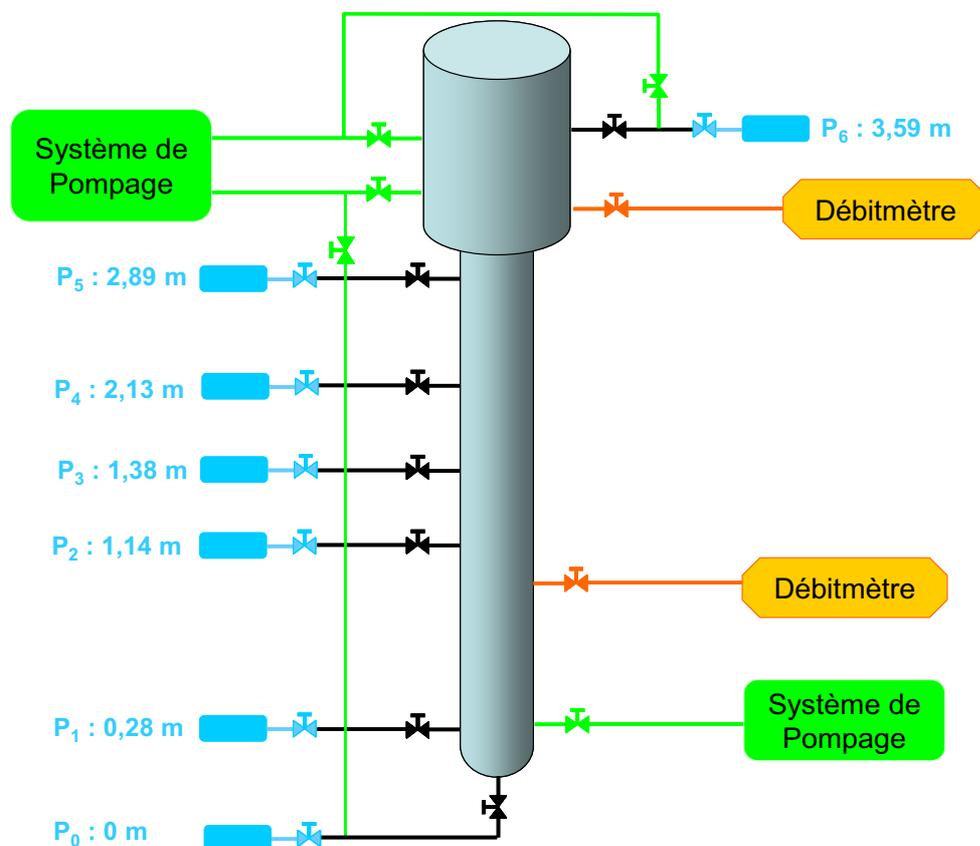


Figure 87 : Position des points de prélèvements P₁ à P₆, de l'introduction des gaz et du pompage sur ENACCEF.

Les gradients standards recherchés dans le tube d'accélération sont les suivants :

- gradient négatif de 13% d'hydrogène au fond du tube vers 10,5% en haut,
- gradient positif de 10,5% d'hydrogène au fond du tube vers 13% en haut.

D'autres essais ont cependant été réalisés dans une gamme plus large de concentrations, de manière à dégager des tendances du risque lié à la présence de gradients d'hydrogène.

1.1.1 PROTOCOLE ADOPTE

Une première campagne avait été réalisée durant l'année 2004 (en dehors du cadre de cette thèse) et a fait l'objet d'un précédent rapport [91Erreur ! Signet non défini.]. Les essais obtenus pendant cette période là ne seront pas détaillés ici mais le lecteur pourra se reporter au rapport pour le détail des conditions expérimentales.

Une seconde campagne de mesures a été effectuée où l'on a recherché à obtenir un gradient de concentration le plus linéaire possible dans la gamme de teneur en hydrogène ciblée dans cette étude. Les fractions volumiques explorées se trouvent dans l'intervalle [5,5 - 18] % Vol. H₂ dans l'air.

La recherche d'une méthodologie adéquate pour la création d'un gradient de concentration en hydrogène maîtrisé et reproductible d'un essai à l'autre a nécessité la réalisation de nombreux essais préliminaires qui ne seront pas détaillés ici.

Ainsi, un protocole d'obtention des gradients a pu être mis au point. Ce protocole est différent selon que l'on désire obtenir un gradient positif ou négatif.

1.1.2 PROTOCOLE FINAL ADOPTE

L'ensemble des essais préliminaires ainsi que les différentes séries d'essais effectuées ont permis d'aboutir à un protocole fiable, donnant des gradients dans une large gamme de concentrations et de façon reproductible. Le protocole d'établissement des gradients finalement adopté est le suivant :

- 1) Vidange de l'installation jusqu'à un vide compris entre 5 et 10 Pa
- 2) Remplissage homogène à la valeur de fraction d'hydrogène souhaitée dans le dôme
- 3) Introduction échelonnée de mélanges à partir de la fraction désirée dans le dôme, jusqu'à la fraction souhaitée dans le fond du tube, à la pression finale de 100 kPa (débit total divisé par trois)

4) Prélèvements, puis inflammation.

Exemple : pour un gradient de 10,5 vers 13% d'H₂ dans l'air et une pression finale de 100 kPa, l'enceinte est d'abord pré-remplie à 88 kPa avec un mélange contenant 13 % Vol. d'H₂ dans l'air puis l'injection de gaz est bloquée. Les régulateurs de débits massiques sont réglés de telle manière que le débit total soit divisé par trois (pour éviter le mélange des différentes couches et maintenir le gradient le long du tube). L'injection se fait alors uniquement par le fond de l'enceinte. La première couche injectée comprend 13 % vol. d'H₂ (180 secondes), la seconde 12% (120 secondes), la troisième 11% (120 secondes) et la dernière 10,5% (120 secondes). L'injection est ensuite arrêtée et la pression finale exacte relevée. Les prélèvements sont effectués immédiatement avant l'inflammation de manière à évaluer le profil du gradient obtenu le long du tube d'accélération juste avant l'inflammation. La Figure 88 : donne les profils des gradients de concentration pour des essais dont la consigne est 10,5 vers 13 % H₂ dans l'air. Le protocole utilisé est donc très répétable et les profils de gradients sont linéaires le long du tube.

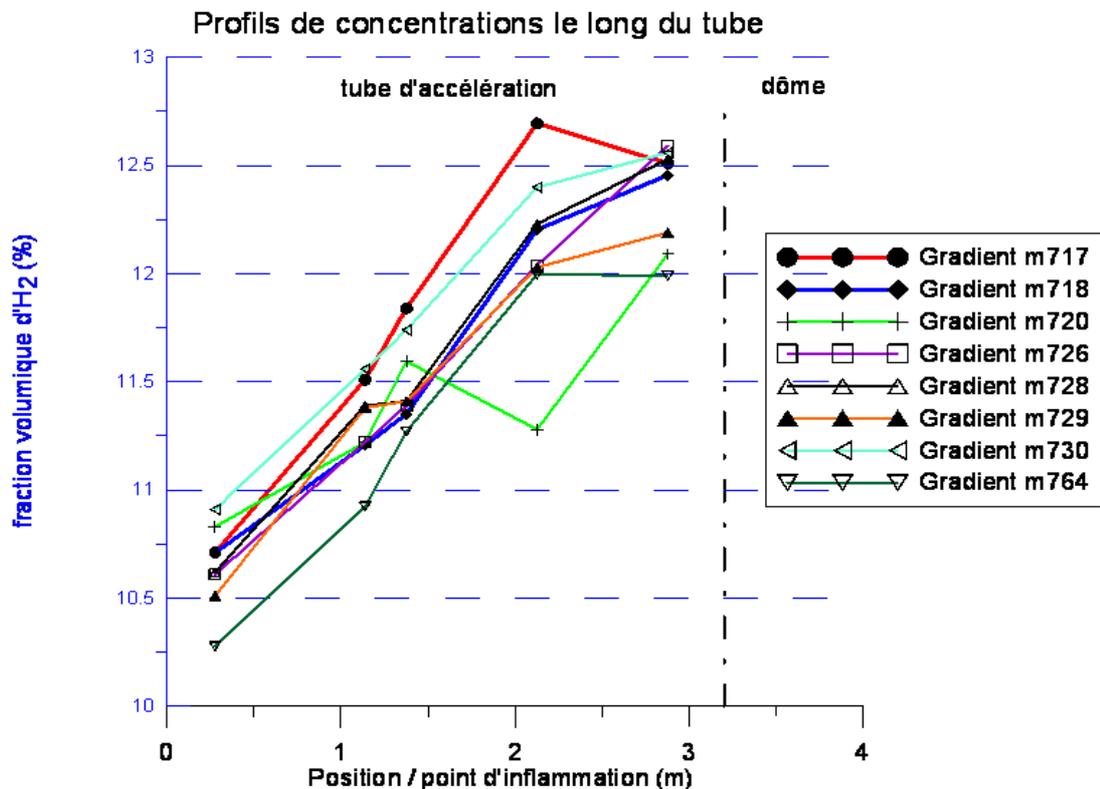


Figure 88 : profils des gradients de concentration en hydrogène pour 8 essais répétés.

Consigne : 10,5 % Vol. d'H₂ / air en bas et 13 % en haut.

Ce protocole permet également d'arriver à créer de façon reproductible, un gradient plus important, positif ou négatif, après quelques ajustements sur le temps d'injection

et la consigne en hydrogène de chaque couche. Les profils de gradients sont présentés dans la suite de ce rapport.

2 RESULTATS OBTENUS

La première partie de ce chapitre traite de la caractérisation des gradients obtenus en utilisant le protocole expérimental décrit précédemment. La seconde partie est consacrée à la caractérisation des paramètres fondamentaux des mélanges impliqués lors des essais d'accélération de flamme. Enfin, dans la troisième partie, nous exposons les différents types de régimes de combustion observés au cours de ces expériences. Les deux configurations qui ont été les plus étudiées sont les gradients 10,5 vers 13 % d'H₂ dans l'air et son homologue 13 vers 10,5 % d'H₂ dans l'air. En effet, au cours des études précédentes, un grand nombre d'essais a été réalisé, permettant de montrer qu'un mélange hydrogène / air uniformément concentré peut devenir dangereux pour les structures à partir d'environ 11 % d'hydrogène. Un effort particulier a donc été fourni de manière à mieux cerner les cas dangereux limites, en présence de gradients.

2.1 CARACTERISATION DES GRADIENTS

Dans ce paragraphe, sont réunies les données obtenues pour les différents essais réalisés. La caractérisation du profil initial d'hydrogène est primordiale pour l'analyse des résultats.

2.1.1 CAS DES GRADIENTS NEGATIFS

Dans ce qui suit, sont présentés tous les essais réalisés au cours des deux dernières campagnes de mesures.

Les essais rassemblés dans le Tableau 23 ont été effectués dans le but de réaliser un gradient négatif allant de :

- 13 % vers 10,5 % d'hydrogène, les essais concernés vont de 703 à 725 + 761 et 763. Le gradient moyen obtenu dans ce cas est d'environ -1 % mol/m ;
- 11,5 % vers 6 % d'hydrogène dans l'air, les essais concernés vont de 736 à 738. Le gradient moyen obtenu est de -2 % mol/m ;

N° Essai	Teneur en hydrogène (% molaire)						
	à 0,00 m	à 0,277 m	à 1,139 m	à 1,377 m	à 2,127 m	à 2,877 m	à 3,592 m
703	-	13,03	12,65	12,09	10,73	10,32	10,45
704	-	13,16	12,45	12,00	11,12	10,80	10,91
709	-	13,25	12,23	12,03	10,99	10,44	10,59
710	-	13,71	12,49	12,30	10,80	10,73	10,55
711	-	13,40	12,65	12,32	10,81	10,62	10,46
712	-	13,05	11,97	12,08	11,12	10,85	10,76
723	-	13,10	-	11,88	10,66	10,54	10,61
725	-	13,07	12,05	11,73	10,61	10,48	10,42
736	11,43	10,89	9,27	8,48	6,71	5,83	-
737	11,43	10,94	9,41	8,85	6,77	5,80	-
738	11,23	10,96	9,24	8,90	6,92	5,68	-
740	14,59	14,16	11,87	11,27	7,66	6,37	-
741	16,69	16,08	13,37	12,38	7,95	6,38	-
765	11,57	11,53	9,96	9,63	8,61	4,07	-
766	10,91	10,44	8,80	8,57	6,86	6,54	-
761	12,67	12,49	11,76	11,61	10,74	10,53	-
763	12,73	12,65	11,90	11,67	10,82	10,48	-
744	12,44	12,05	11,63	11,18	10,82	10,67	-
745	12,48	12,15	11,61	11,46	11,12	10,64	-
746	13,21	12,36	10,62	9,86	8,61	7,13	-

Tableau 23 : Pourcentage molaire moyen d'hydrogène dans l'air le long du tube pour les essais de propagation de flamme dans ENACCEF, dans le cas d'un gradient négatif.

Les essais 744 à 746 ont été effectués dans la configuration où le tube d'accélération de flamme est lisse (rapport de blocage nul). D'autres essais ont été effectués dans des plages de concentrations plus larges afin d'étendre le champ d'investigation du critère

d'accélération de flamme. Le Tableau 24 récapitule la caractérisation du gradient pour chaque essai effectué.

N° essai	$\frac{d\{\%_{\text{mol}} \text{H}_2\}}{dx} \% \text{ mol/m}$	% molaire d'hydrogène du bas vers le haut du tube d'accélération de flamme
703	-1,16	13,03 vers 10,45
704	-0,96	13,16 vers 10,91
709	-1,11	13,25 vers 10,59
710	-1,23	13,71 vers 10,55
711	-1,18	13,40 vers 10,46
712	-0,83	13,05 vers 10,76
723	-1,05	13,10 vers 10,61
725	-1,06	13,07 vers 10,42
736	-2,03	11,43 vers 5,83
737	-2,04	11,43 vers 5,80
738	-2,02	11,23 vers 5,68
740	-3,17	14,59 vers 6,37
741	-3,98	16,69 vers 6,38
765	-2,38	11,57 vers 4,07
766	-1,62	10,91 vers 6,54
761	-0,80	12,67 vers 10,53
763	-0,84	12,73 vers 10,48
744	-0,75	12,44 vers 10,67
745	-0,63	12,48 vers 10,64
746	-2,15	13,21 vers 7,13

Tableau 24 : Caractérisation des gradients négatifs, dans les conditions répertoriées dans le Tableau 23

2.1.2 CAS DES GRADIENTS POSITIFS

Dans ce qui suit, sont présentés l'ensemble des essais réalisés au cours des deux dernières campagnes de mesures.

- Une première série d'expériences a été menée afin de produire un gradient allant de 10,5 % d'hydrogène, en partie basse, vers une teneur en hydrogène de 13 % d'hydrogène dans l'air. Les essais concernés vont de 717 à 730 ainsi que l'essai 764. Le gradient moyen obtenu est voisin de +0,70 %mol d'H₂/m.
- Une seconde série d'expériences, essais 732 à 735, a été menée avec des teneurs d'hydrogène, en partie basse, beaucoup plus faibles, en effet le pourcentage molaire d'hydrogène dans l'air est alors au voisinage de 5,7 % et atteint la valeur moyenne de 12,5 % dans la partie haute du tube d'accélération de flamme. Le gradient moyen obtenu est voisin de +2,35 %mol d'H₂/m.

Le Tableau 25 regroupe l'ensemble des résultats pour les gradients positifs. Les gradients moyens ainsi que les teneurs maximales et minimales en hydrogène sont regroupés dans le Tableau 26.

Essai	Teneur en hydrogène (% molaire)						
	à 0 m	à 0,277 m	à 1,139 m	à 1,377 m	à 2,127 m	à 2,877 m	à 3,592 m
717	-	10,71	11,51	11,84	12,69	12,51	12,81
718	-	10,71	11,21	11,35	12,20	12,46	12,89
720	-	10,83	11,22	11,28	12,09	12,16	12,58
726	-	10,61	11,22	11,39	12,04	12,59	-
728	-	10,62	11,39	11,41	12,23	12,53	12,78
729	-	10,51	11,38	11,41	12,03	12,19	12,68
730	-	10,91	11,56	11,74	12,40	12,56	13,02
732	5,58	5,82	8,18	8,78	10,61	12,26	-
733	5,73	5,90	8,26	8,84	10,69	11,97	-

734	5,68	5,90	8,31	8,93	10,53	11,67	-
735	5,72	5,90	8,24	8,87	10,74	12,21	-
742	10,68	10,64	11,22	11,49	11,95	12,13	-
743	10,67	10,64	11,09	11,35	12,08	12,35	-
764	10,35	10,28	10,92	11,27	12,00	11,99	-

Tableau 25 : Pourcentage molaire moyen d'hydrogène dans l'air le long du tube pour les essais de propagation de flamme dans ENACCEF, dans le cas d'un gradient positif.

N° essai	$\frac{d\{\%_{\text{mol}} \text{H}_2\}}{dx} \%_{\text{mol/m}}$	% molaire d'hydrogène du bas vers le haut du tube d'accélération de flamme
717	0,76	10,71 vers 12,81
718	0,72	10,71 vers 12,89
720	0,57	10,83 vers 12,58
726	0,77	10,61 vers 12,59
728	0,76	10,62 vers 12,78
729	0,65	10,51 vers 12,68
730	0,66	10,91 vers 12,56
732	2,41	5,58 vers 12,26
733	2,42	5,73 vers 11,97
734	2,20	5,68 vers 11,67
735	2,37	5,72 vers 12,21
742	0,64	10,68 vers 12,13
743	0,66	10,67 vers 12,35
764	0,67	10,35 vers 11,99

Tableau 26 : Caractérisation des gradients positifs, dans les conditions du Tableau 25.

2.2 VITESSES SPATIALES DE PROPAGATION

Dans le paragraphe suivant sont présentés les résultats obtenus concernant les vitesses de propagation de flamme observées lors des différents essais réalisés en présence d'un gradient de concentration dans le tube d'accélération de flamme.

2.2.1 CAS DES GRADIENTS NEGATIFS

*** 13 % H_2 en bas - 10,5 % en haut :**

La configuration en termes d'évolution de la teneur en hydrogène le long du tube d'accélération de flamme ciblée par l'étude est : 13 % d'hydrogène dans l'air pour la partie basse de l'installation vers 10,5 % d'hydrogène dans l'air en partie haute du tube d'accélération de flamme. Le dôme est rempli avec un mélange homogène contenant 10,5 % d'hydrogène dans l'air.

Comme on peut le voir sur la Figure 89, ces essais témoignent d'une bonne reproductibilité. Un gradient moyen de -1,03 %mol d' H_2 /m est obtenu.

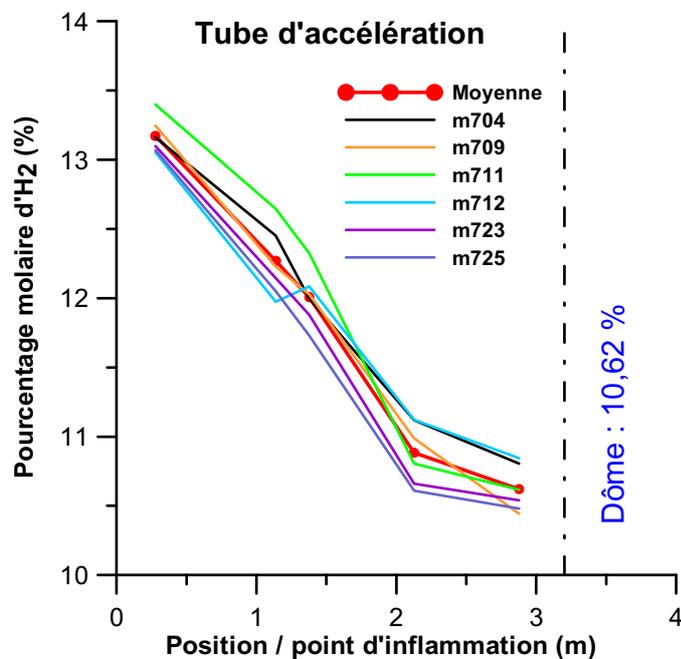


Figure 89 : Evolution du pourcentage molaire d'hydrogène en fonction de la position le long du tube d'accélération de flamme dans le cas d'un gradient négatif.

En traçant l'évolution de la vitesse en fonction de la position par rapport au point d'inflammation (Figure 90) pour chacun des six essais ainsi que pour la moyenne correspondante, nous pouvons distinguer une phase d'accélération dans le champ d'obstacles. La vitesse maximale atteinte est de 634 m/s et elle se produit à la sortie du champ d'obstacles. Pour ce même gradient de vitesse, deux essais, 703 et 710, ont abouti à des flammes fortement accélérées dont la vitesse maximale a atteint 1600 m/s comme nous l'avons déjà présenté dans un précédent rapport [92]. Ces deux essais n'ont pas été pris en compte pour le calcul du profil moyen de la vitesse de propagation de la flamme dans l'enceinte.

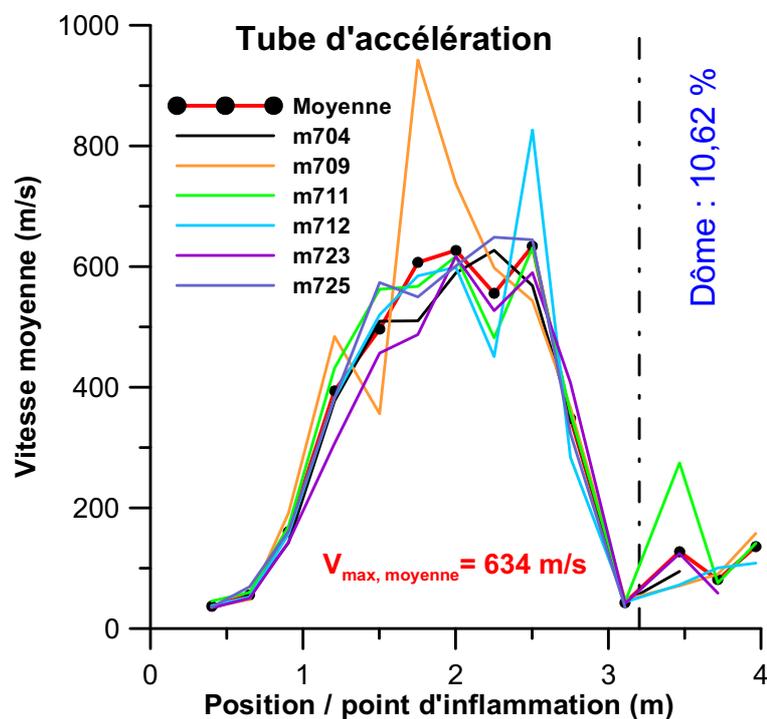


Figure 90 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme enregistrée dans le cas d'un gradient de concentration négatif allant de 13 % d' H_2 vers 10,5 % d' H_2 dans l'air.

Le gradient moyen est de $-1,03 \text{ \%mol H}_2/\text{m}$.

De nouveaux essais ont été réalisés avec des gradients de concentration différents. Ces différents essais ont été réalisés pour des concentrations en hydrogène, au niveau de l'inflammation, soit plus élevés, soit plus faibles, que 13 % d'hydrogène dans l'air.

*** 11,4 % H₂ en bas - 5,8 % en haut :**

Les essais 736 à 738 ont été réalisés pour des teneurs en hydrogène variant de 11,4 %, dans la partie basse, vers 5,8 % dans le dôme. La Figure 91 illustre la bonne répétabilité dans l'obtention du gradient désiré. Le gradient moyen est de $-2,03 \pm 0,01$ %mol d'H₂ / m.

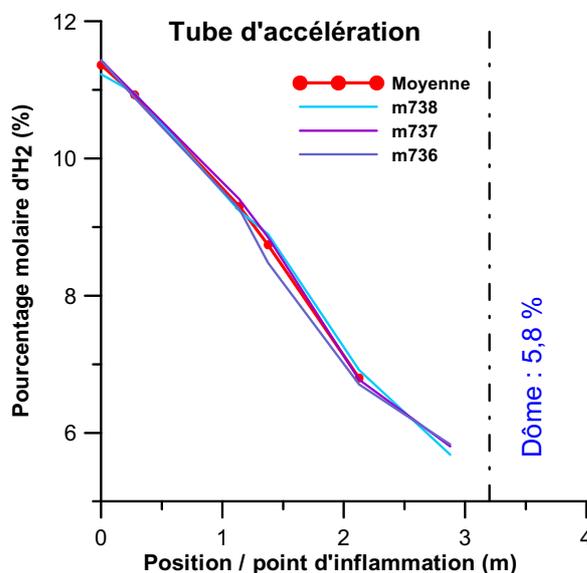


Figure 91 : Evolution de la teneur en hydrogène dans le tube d'accélération de flamme en fonction de la position par rapport au point d'inflammation.

Le gradient moyen est de $-2,03 \pm 0,01$ %mol d'H₂/m.

L'évolution de la vitesse de propagation de flamme pour les 3 essais réalisés (m736, m737, m738) est donnée dans la Figure 92. Pour les 3 essais, la vitesse de propagation de flamme s'accélère dans le champ d'obstacles avant de s'éteindre. En effet, pour ces 3 essais, la combustion ne s'est pas propagée à l'ensemble de l'enceinte. La vitesse maximale atteinte par la flamme avant de s'éteindre avoisine les 300 m/s pour l'essai 737 et elle est légèrement plus faible, de l'ordre de 250 m/s pour les essais 736 et 738. Lorsque la flamme s'accélère dans le champ d'obstacles, le front de flamme devient turbulent et peut s'apparenter à un mélange de gaz frais et de gaz brûlés, diminuant ainsi sa température. Aussi, lorsque la fraction volumique d'hydrogène devient trop faible, la flamme ne peut plus s'auto-entretenir et peut s'éteindre, comme c'est le cas pour les essais 736, 737 et 738.

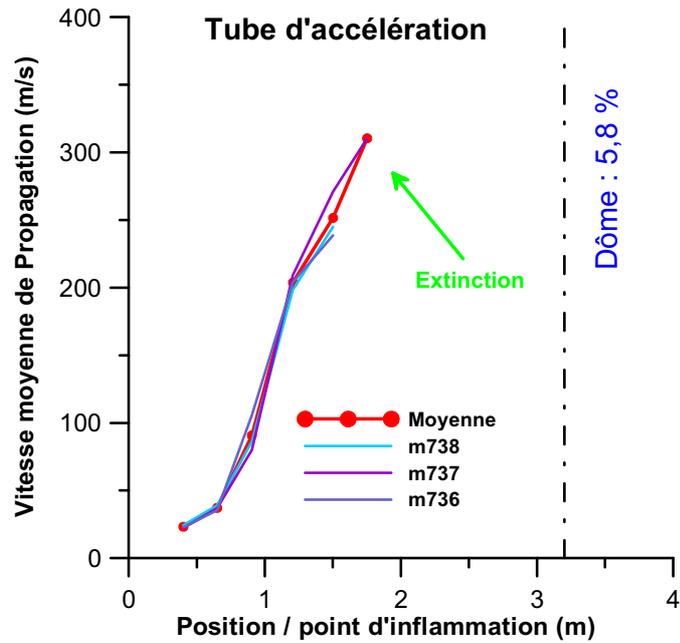


Figure 92 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme enregistrée dans le cas d'un gradient de concentration négatif allant de 11,5 % d'H₂ vers 5,8 % d'H₂ dans l'air.

Le gradient moyen est de -2,03 %mol H₂/m.

* 11,5 % H₂ en bas - 4 % en haut :

En maintenant la concentration au voisinage de l'inflammation voisine de 11,5 % et en abaissant la teneur en hydrogène dans la partie supérieure, autour de 4 %, nous avons obtenu l'essai 765. L'évolution de la teneur en hydrogène dans le tube d'accélération de flamme en fonction de la distance par rapport aux électrodes est tracée sur la Figure 93. Sur cette même courbe, on peut trouver l'évolution de la vitesse moyenne de propagation de flamme. La vitesse maximale atteinte est de l'ordre de 450 m/s. Puis, elle décroît. Bien que les signaux délivrés par les photomultiplicateurs soient très faibles, la mesure de la pression indique qu'il y a bien eu combustion dans le dôme (Figure 94). La pression maximale enregistrée est de 3,2 bars.

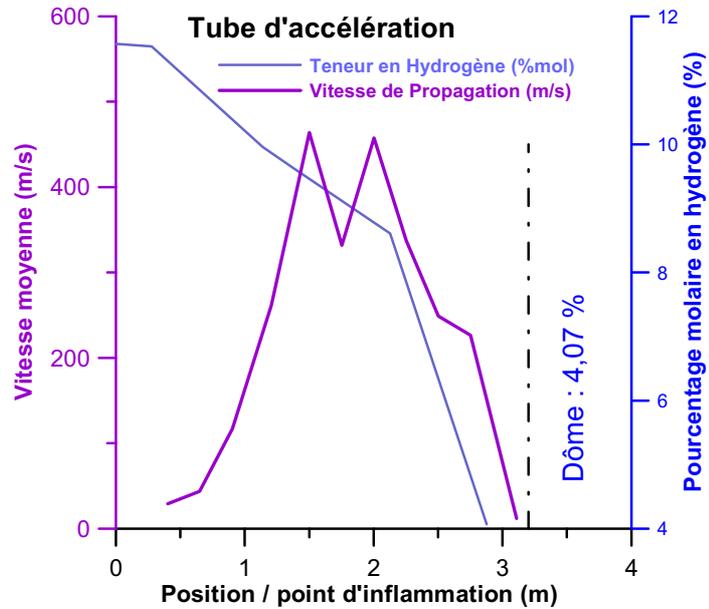


Figure 93 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme ainsi que de la teneur en hydrogène par rapport à la position des électrodes.

Essai 765 caractérisé par un gradient moyen de $-2,38 \text{ \%mol d'H}_2/\text{m}$.

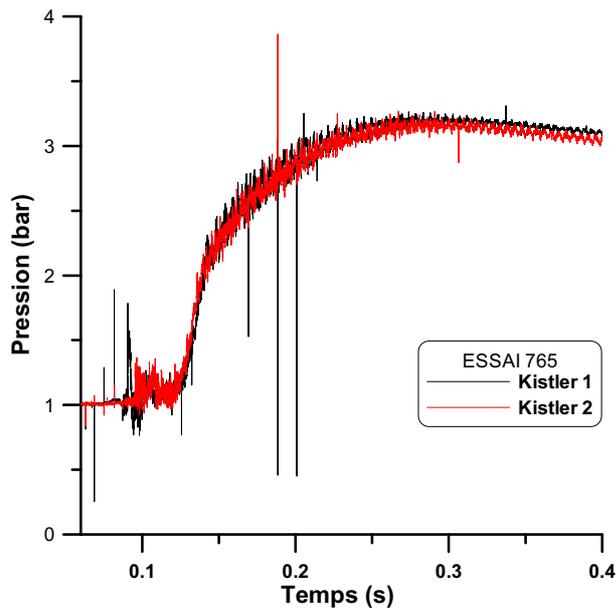


Figure 94 : Evolution de la pression dans l'enceinte au cours de la propagation de la flamme pour l'essai 765 caractérisé par un gradient moyen de $-2,38 \text{ \%mol d'H}_2/\text{m}$

* $14,6 \text{ \% H}_2$ puis $16,7 \text{ \% en bas} - 6,4 \text{ \% en haut}$:

Afin de réaliser des essais avec des gradients plus forts, nous avons augmenté la teneur en hydrogène dans la partie basse tout en maintenant la teneur en hydrogène dans le dôme autour de 6 \% . Deux essais correspondent à cette configuration : 740 et 741. Pour l'essai 740, la teneur en hydrogène au voisinage de l'inflammation est de $14,6 \text{ \%}$ et elle

diminue pour atteindre la valeur de 6,4 % dans le dôme. Pour l'essai 741, seule la teneur en hydrogène dans la partie basse a été augmentée pour atteindre la valeur de 16,7 %. Ainsi, l'essai 740 est caractérisé par un gradient de -3,17 %mol d'H₂/m et l'essai 741 par un gradient de -3,98 %mol d'H₂/m (Figure 95).

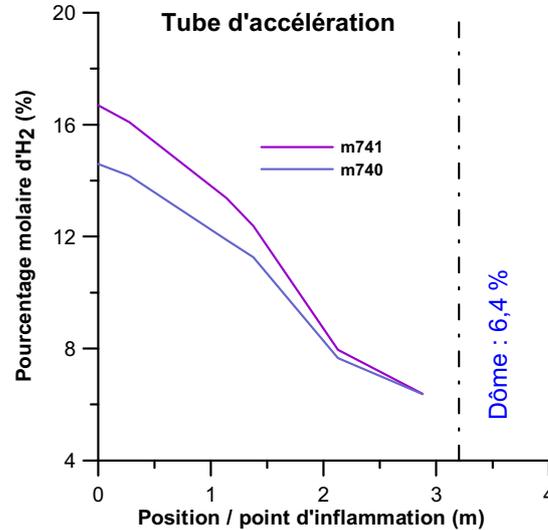


Figure 95 : Evolution de la teneur en hydrogène dans le tube d'accélération de flamme en fonction de la position par rapport au point d'inflammation pour les essais 740 et 741.

Pour ces deux essais, la vitesse de propagation s'accroît considérablement dans le tube d'accélération de flamme comme on peut le voir sur la Figure 96. Elle atteint un maximum de vitesse de 700 m/s avant de décroître après le champ d'obstacles. Cependant, comme précédemment, la flamme s'éteint avant d'être transmise au dôme. La flamme s'éteint alors que la vitesse de propagation de flamme a chuté jusqu'à la vitesse de 250 m/s.

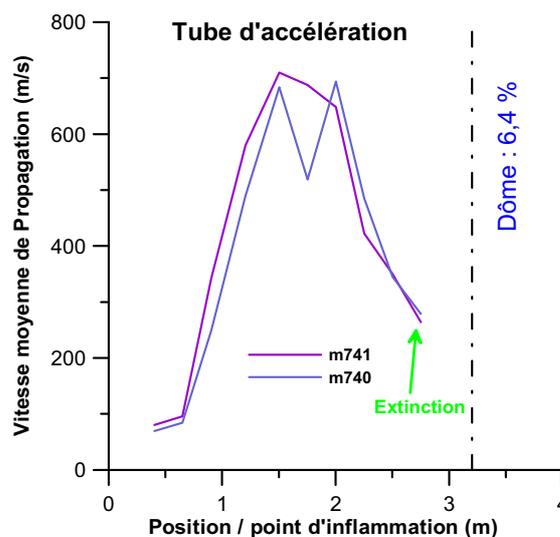


Figure 96 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme enregistrée dans le cas d'un gradient de concentration négatif allant de 14,6 % d'H₂ vers 6,4 % d'H₂ (740) et 16,7 % d'H₂ vers 6,4 % d'H₂ (741).

* 10,9 % H₂ en bas - 6,5 % en haut :

L'essai 766 correspond à un gradient de concentration allant de 10,9 % d'hydrogène au niveau de l'inflammation vers 6,5 % d'hydrogène dans le dôme. Le gradient moyen obtenu est de -1,62 %mol d'H₂/m. La flamme est fortement accélérée dans le champ d'obstacles où elle atteint une vitesse maximale de 250 m/s avant de s'éteindre (Figure 97). La pression enregistrée au cours de cet essai par les deux capteurs de pression confirme l'extinction de la flamme (Figure 98).

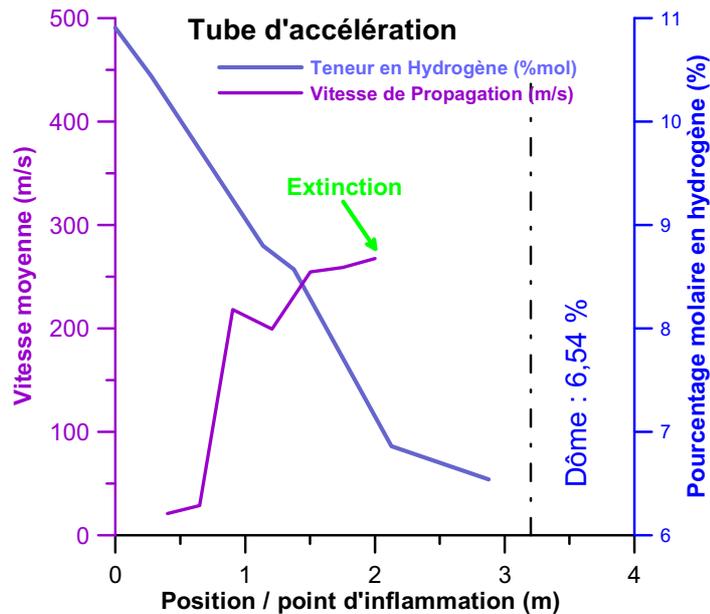


Figure 97 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme ainsi que de la teneur en hydrogène par rapport à la position des électrodes.

Essai 766 caractérisé par un gradient moyen de -1,62 %mol d'H₂/m.

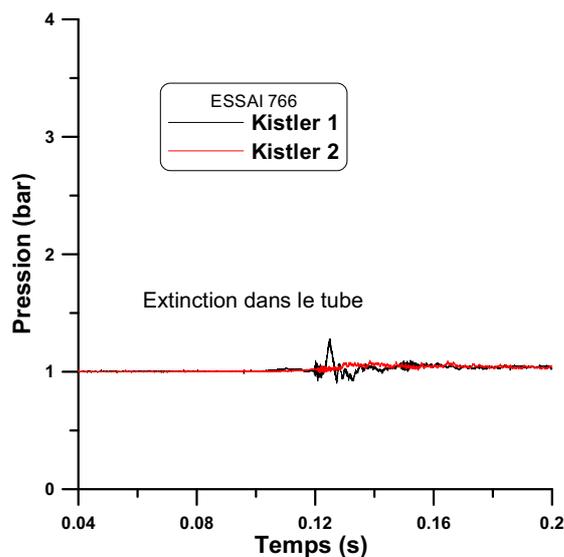


Figure 98 : Evolution de la pression dans l'enceinte au cours de la propagation de la flamme pour l'essai 766, correspondant aux conditions de la figure 97.

*** 12,7 % H₂ en bas - 10,5 % en haut :**

Deux essais ont été conduits pour une teneur en hydrogène, depuis le bas du tube d'accélération de flamme vers le haut de celui-ci, comprise entre 12,7 % et 10,5 %. Le gradient moyen correspondant à ces deux essais (761 et 763) est de $-0,82 \pm 0,02$ % mol d'H₂/m (Figure 99). Dans les deux cas, on observe une forte accélération dans la partie encombrée du tube d'accélération de flamme où la flamme atteint une vitesse maximale de l'ordre de 650 m/s avant de décroître en sortie du champ d'obstacles comme on peut le voir sur la Figure 100. Dans le cas de l'essai 761, la combustion ne se propage pas à l'ensemble de l'enceinte, mais elle s'éteint avant (Figure 99 et Figure 100). La pression maximale enregistrée dans le cas de l'essai 763 est de 4,2 bars (Figure 101).

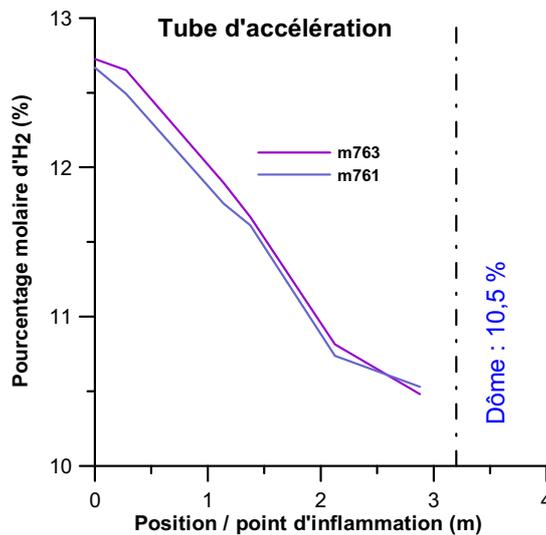


Figure 99 : Evolution de la teneur en hydrogène dans le tube d'accélération de flamme en fonction de la position par rapport au point d'inflammation pour les essais 761 et 763.

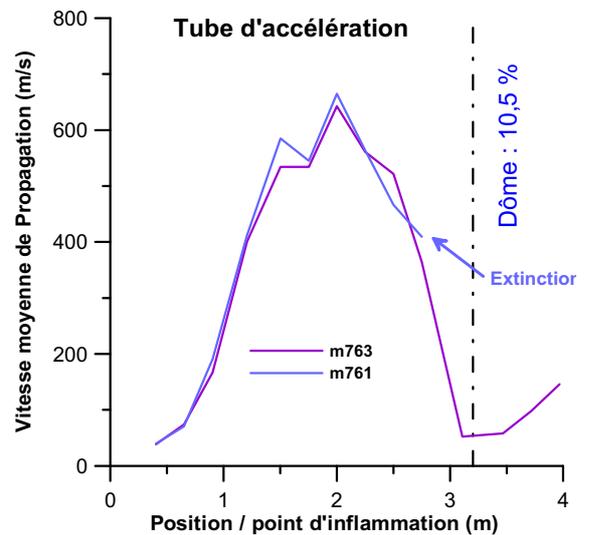


Figure 100 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme enregistrée dans le cas d'un gradient de concentration négatif allant de 12,67 % d'H₂ vers 10,53 % d'H₂ (761) et de 12,73 % d'H₂ vers 10,48 % d'H₂ (763). Le gradient moyen est de $-0,82 \pm 0,02$ % mol d'H₂/m.

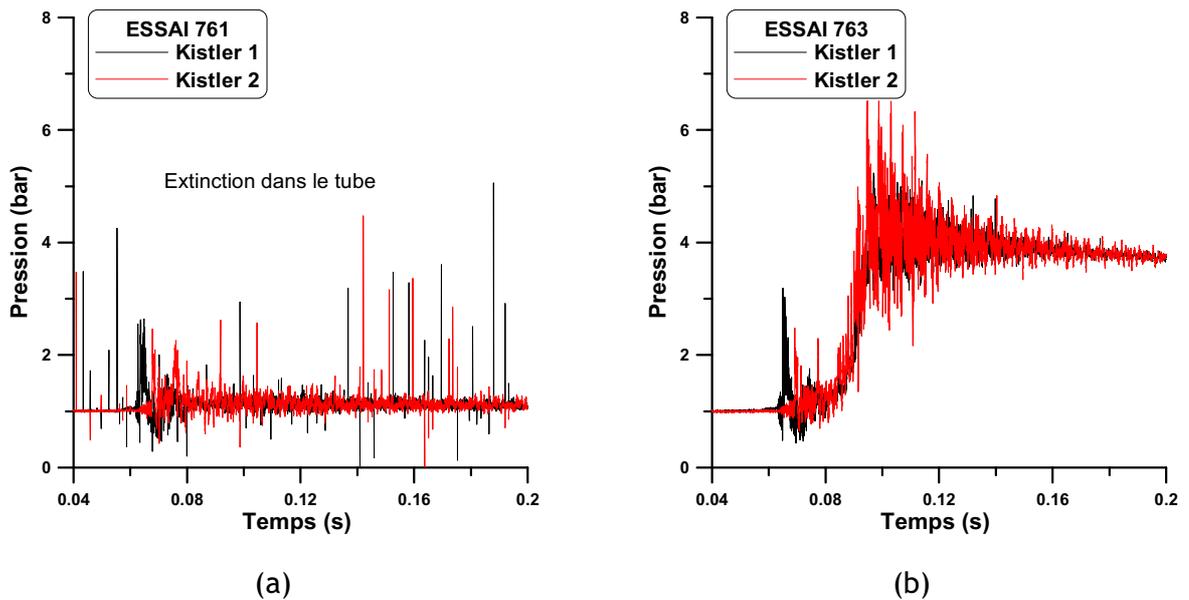


Figure 101 : Evolution de la pression dans l'enceinte au cours de la propagation de la flamme pour les essais 761 (a) et 763 (b)

* Tube lisse / 12,67 % H_2 en bas, puis 12,73 puis 13,21 - < 11 % en haut :

Enfin, trois essais ont été réalisés en tube lisse. Il s'agit des essais 744 à 746. Les deux premiers essais ont été réalisés pour un gradient moyen en hydrogène de -0.75 %mol d' H_2 /m (essai 744) et -0.63 %mol d' H_2 /m (essai 745). La teneur en hydrogène au niveau de l'inflammation est de 12,67 % d'hydrogène pour l'essai 744 et de 12,73 % d'hydrogène pour l'essai 745. L'essai 746 a été réalisé pour un gradient de concentration plus fort, il est de -2,15 % mol d' H_2 /m correspondant à un pourcentage molaire d'hydrogène de 13,21 % au niveau de l'inflammation et de 7,13% au niveau du dôme (Figure 102).

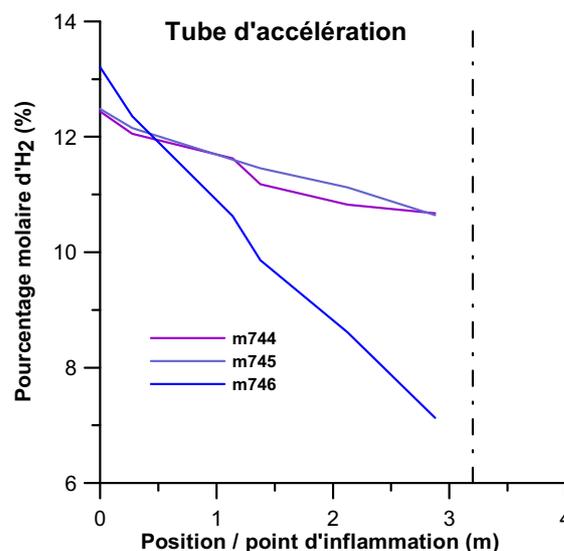


Figure 102 : Evolution de la teneur en hydrogène dans le tube d'accélération de flamme en fonction de la position par rapport au point d'inflammation pour les essais 744 à 746. Le tube est lisse (BR=0).

Les essais 744 et 745 ont été réalisés dans des conditions de profils de concentration en hydrogène comparables. Ils sont caractérisés par un gradient moyen de $-0,75$ et $-0,63$ %mol d' H_2 /m respectivement, tandis que l'essai 746 a été réalisé avec un gradient moyen de $-2,15$ %mol d' H_2 /m. Pour ces trois essais, la vitesse de propagation le long du tube d'accélération de flamme oscille autour d'une vitesse moyenne de l'ordre de 37 m/s. De plus, la flamme se transmet à l'ensemble du volume de combustion et aucune extinction n'est observée (Figure 103).

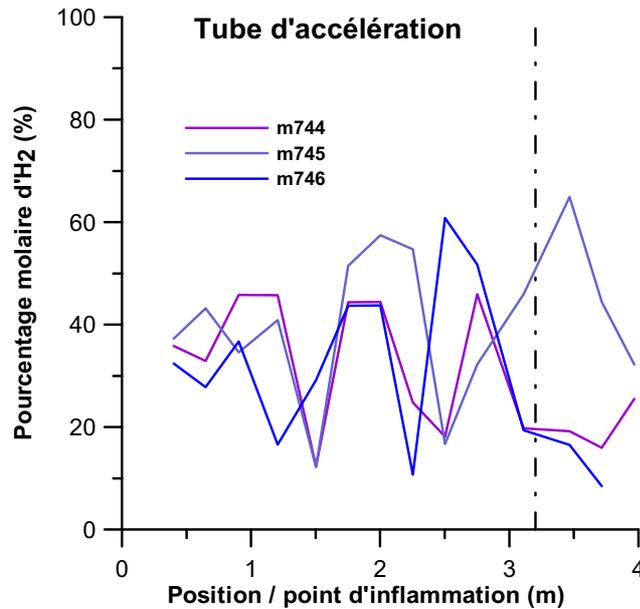


Figure 103 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme enregistrée dans le cas d'un gradient de concentration négatif en tube lisse : essais 744 à 746.

Les enregistrements de pression sont donnés sur la Figure 104. La pression maximale mesurée dans le cas des essais 744 et 745 est de l'ordre de 5 bars, tandis qu'elle n'est plus que de $1,8$ bar dans le cas de l'essai 746.

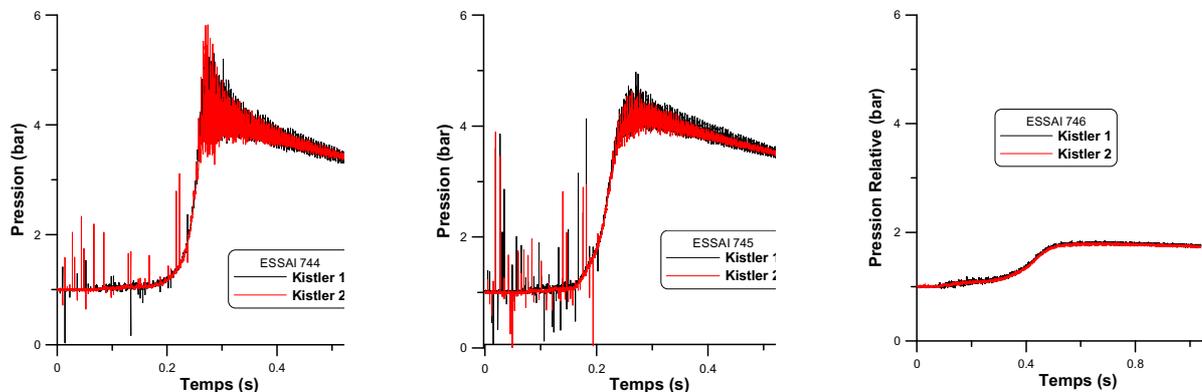


Figure 104 : Evolution temporelle de la pression enregistrée lors des 3 essais 744 à 746. Gradient négatif de concentration, en tube lisse (sans obstacles).

Les résultats obtenus dans le cas des gradients de concentration négatifs sont rassemblés dans le Tableau 27. Les cas pour lesquels une extinction de la flamme a été observée sont indiqués dans ce tableau.

N°essai	$\frac{d\{\%_{\text{mol}} \text{H}_2\}}{dx}$ %mol/m	%molaire H ₂ bas↔haut	V _{max} (m/s)	Position où Vs est max (m)	Extinction	BR
703	-1,16	13,03↔10,45	1514,8	1,627	non	0,63
704	-0,96	13,16↔10,91	627,2	2,127	non	0,63
709	-1,11	13,25↔10,59	942,3	1,627	non	0,63
710	-1,23	13,71↔10,55	1640	1,627	non	0,63
711	-1,18	13,40↔10,46	631,5	2,377	non	0,63
712	-0,83	13,05↔10,76	826,7	2,377	non	0,63
723	-1,05	13,10↔10,61	617,2	1,877	non	0,63
725	-1,06	13,07↔10,42	648,8	2,127	non	0,63
736	-2,03	11,43↔5,83	238,6	1,377	oui	0,63
737	-2,04	11,43↔5,80	310,4	1,627	oui	0,63
738	-2,02	11,23↔5,68	245	1,377	oui	0,63
740	-3,17	14,59↔6,37	683,9	1,877	oui	0,63
741	-3,98	16,69↔6,38	709,9	1,377	oui	0,63
765	-2,38	11,57↔4,07	464,1	1,377	non	0,63
766	-1,62	10,91↔6,54	267,7	1,877	oui	0,63
761	-0,80	12,67↔10,53	664,9	1,877	non	0,63
763	-0,84	12,73↔10,48	642,3	1,877	non	0,63
744	-0,75	12,44↔10,67	45,9	2,627	non	0
745	-0,63	12,48↔10,64	64,9	3,3415	non	0
746	-2,15	13,21↔7,13	60,8	2,377	non	0

Tableau 27 : Relevé des vitesses maximales de propagation de flamme et de la position à laquelle cette vitesse est observée pour les différents essais en gradient négatif. Les essais 744, 745 et 746 ont été réalisés avec un rapport de blocage nul (BR=0). Pour tous les autres essais, le rapport de blocage a été fixé à 0,63.

2.2.2 CAS DES GRADIENTS POSITIFS

Dans ce paragraphe, sont présentés les essais réalisés avec un gradient de concentration positif dans le tube d'accélération de flamme. La teneur en hydrogène dans le dôme est uniformément répartie et elle est très proche voire égale à la teneur obtenue en haut du tube d'accélération de flamme.

Comme on peut le voir sur la Figure 105, le protocole expérimental adopté permet de produire un gradient de concentration donné entre deux teneurs ciblées entre le bas et le haut du tube d'accélération de flamme. De plus, nous pouvons noter la bonne reproductibilité des essais dans la réalisation du gradient.

*** 10,5 % H_2 en bas - 12,79 % dans le dôme :**

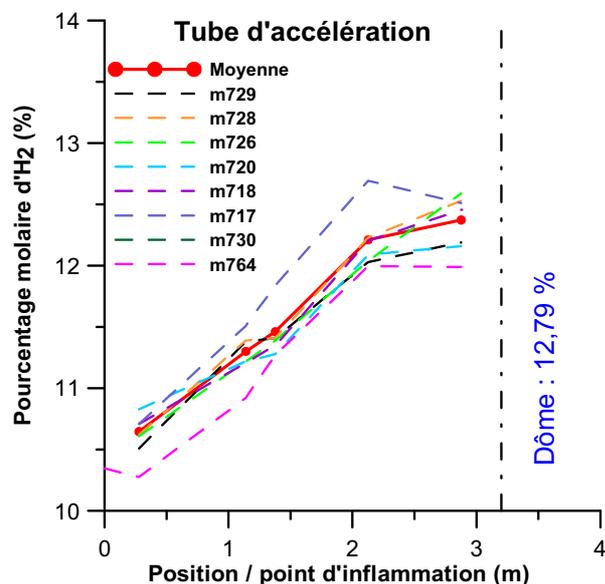


Figure 105 : Evolution du pourcentage molaire d'hydrogène en fonction de la position le long du tube d'accélération de flamme dans le cas d'un gradient positif moyen de 0,69 % molaire d'H₂/m. BR = 0,63

L'évolution de la vitesse de propagation le long de l'enceinte est reportée sur la Figure 106 pour chacun des essais effectués en suivant le protocole adopté. La moyenne des essais est aussi reportée sur cette même figure. La flamme qui se propage dans un milieu dont la teneur en hydrogène croît à mesure que l'on s'éloigne du point d'inflammation voit sa vitesse croître considérablement dans la partie obstruée par les obstacles. A la sortie de cette section, la vitesse moyenne oscille autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 300 m/s. On peut noter cependant que pour 3 essais sur 8, la vitesse maximale atteinte par la flamme est supérieure à 600 m/s.

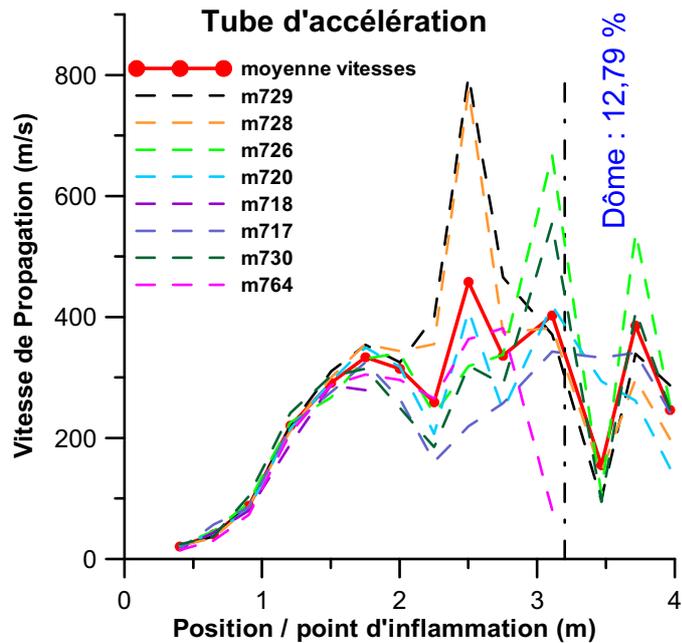


Figure 106 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme enregistrée dans le cas d'un gradient positif allant de 10,5 % d'H₂ vers 13 %. Le gradient moyen est de 0,69 % molaire d'H₂/m.

Dans cette configuration, un seul signal de pression peut être présenté, en effet les autres essais ont été réalisés avant l'implantation des nouveaux capteurs de pression. Comme on peut le voir sur la Figure 107, les deux capteurs mesurent le même profil de pression dans l'enceinte tant que les vitesses sont subsoniques. Des oscillations importantes du signal de pression sont enregistrées par les capteurs de pression lors de la combustion dans l'enceinte d'accélération de flamme. En filtrant ces oscillations, le maximum de pression déduit de ces signaux est de 4,6 bars.

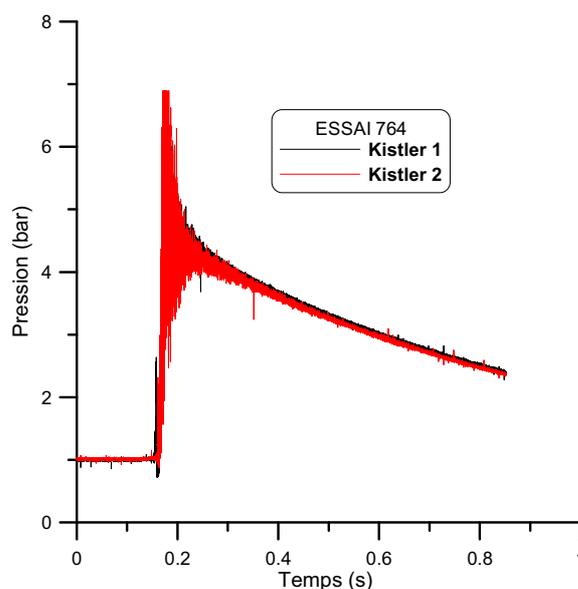


Figure 107 : Evolution de la pression en fonction du temps enregistrée lors de l'essai 764. Le gradient pour cet essai est de +0,675 % mol d'H₂/m.

*** 5,6 % H₂ en bas - 12,02 % dans le dôme :**

Une seconde série d'essais a été réalisée en abaissant la teneur en hydrogène, au voisinage de l'inflammation, à 5,6 % H₂ dans l'air.

La Figure 108 illustre la bonne reproductibilité dans l'établissement du gradient d'hydrogène dans le tube d'accélération de flamme. En effet, le profil de la teneur en hydrogène dans le tube est identique pour les 4 essais effectués.

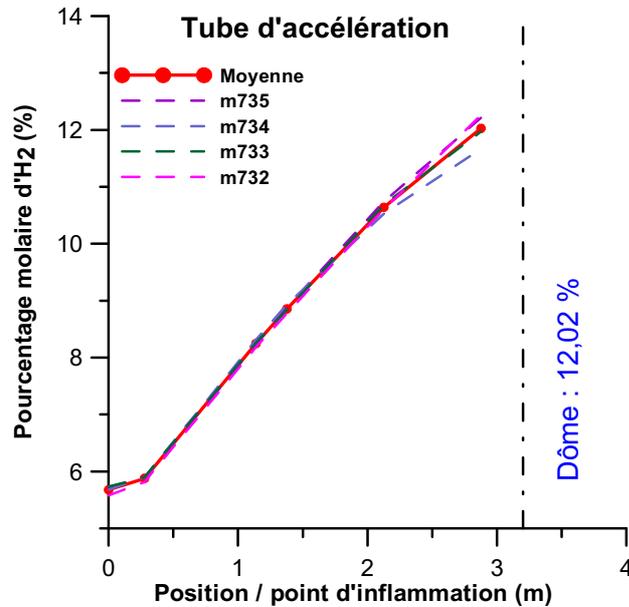


Figure 108 : Evolution du pourcentage molaire d'hydrogène en fonction de la position le long du tube d'accélération de flamme dans le cas d'un gradient positif moyen de 2,35 %mol d'H₂/m.

Nous avons reporté sur la Figure 109 l'évolution de la vitesse de propagation de la flamme au sein de l'enceinte. La flamme s'accélère dans le tube d'accélération de flamme avant d'être transmise au dôme. La vitesse maximale observée est de l'ordre de 70 m/s. Dans ce cas de configuration, une extinction a été observée dans le cas de l'essai 733.

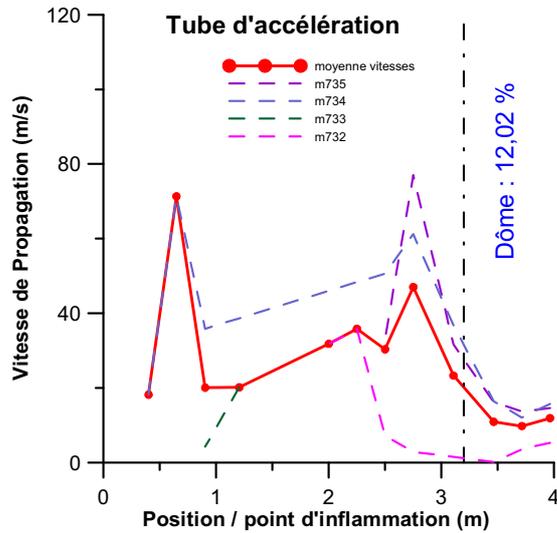


Figure 109 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme enregistrée dans le cas d'un gradient positif allant de 5,6 % d'H₂ vers 12 %. Le gradient moyen est de + 2,35 % molaire d'H₂/m.

* Tube lisse / 10,68 % H₂ en bas - 12,24 % dans le dôme :

Enfin, deux essais ont été réalisés dans un tube lisse soit pour un rapport de blocage nul. Dans cette configuration, la teneur en hydrogène était comprise entre 10,68 % d'H₂ dans l'air, dans la partie basse, et 12,24 % d'H₂ dans l'air dans la partie haute. Le gradient moyen est alors de 0,66 %mol H₂/m. La Figure 110 illustre l'évolution du pourcentage molaire d'hydrogène dans le tube. On peut voir la bonne reproductibilité de l'établissement du gradient (essai 742 et 743).

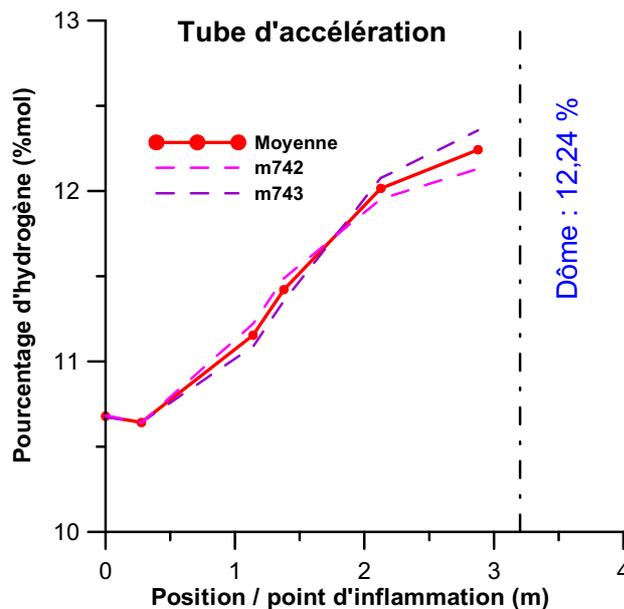


Figure 110 : Evolution du pourcentage molaire d'hydrogène en fonction de la position le long du tube d'accélération de flamme dans le cas d'un gradient positif moyen de 0,66 %mol d'H₂/m. Tube lisse.

L'évolution de la vitesse de propagation de la flamme dans l'enceinte en fonction de la position par rapport au point d'inflammation est représentée sur la Figure 111. A 0,5 m du point d'inflammation, la flamme atteint une vitesse de l'ordre de 20 m/s, puis elle oscille autour de cette valeur et se transmet au dôme. Aucune extinction n'a été observée.

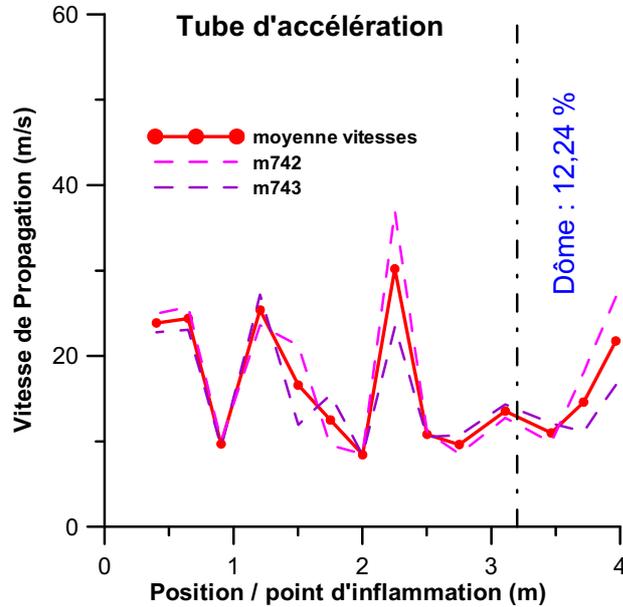


Figure 111 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme enregistrée, dans un tube lisse, dans le cas d'un gradient positif allant de 10,68 % d'H₂ vers 12,24 %. Le gradient moyen est de 0,66 % molaire d'H₂/m.

L'évolution de la pression dans l'enceinte en fonction du temps est donnée sur la Figure 112. Lors des deux essais, le maximum de pression enregistré est de 4,8 bars. La localisation du capteur de pression n'a pas d'influence sur le profil temporel de la pression car la pression s'équilibre dans l'enceinte à la vitesse du son.

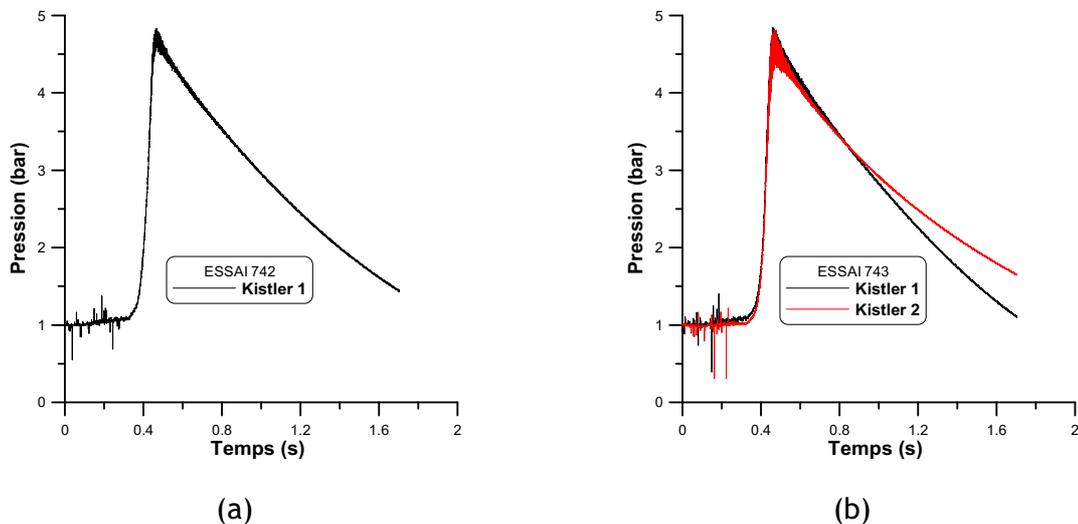


Figure 112 : Evolution temporelle de la pression enregistrée. (a) : essai 742 ; (b) essai 743. Pour ces deux essais le rapport de blocage est nul.

Les résultats obtenus dans le cas des gradients de concentration positifs sont rassemblés dans le Tableau 28. Les cas pour lesquels une extinction de la flamme a été observée y sont indiqués.

N°essai	$\frac{d\{\%_{\text{mol}} \text{H}_2\}}{dx}$ %/mol/m	%molaire H ₂ bas⇌haut	V _{max} (m/s)	Position où Vs est max (m)	Extinction	BR
717	0,76	10,71⇌12,81	342,5	2,877	non	0,63
718	0,72	10,71⇌12,89	278,9	1,627	oui	0,63
720	0,57	10,83⇌12,58	418,6	2,877	non	0,63
726	0,77	10,61⇌12,59	667	2,877	non	0,63
728	0,76	10,62⇌12,78	776	2,377	non	0,63
729	0,65	10,51⇌12,68	797	2,377	non	0,63
730	0,66	10,91⇌13,56	554,5	2,877	non	0,63
732	2,41	5,58⇌12,26	35,8	2,127	non	0,63
733	2,42	5,73⇌11,97	20,2	1,037	oui	0,63
734	2,20	5,68⇌11,67	107,6	0,527	non	0,63
735	2,37	5,72⇌12,21	77	2,627	non	0,63
742	0,64	10,68⇌12,13	37	2,127	non	0
743	0,66	10,67⇌12,35	27,2	1,037	non	0
764	0,68	10,35⇌11,99	381,2	2,627	non	0,63

Tableau 28 : Relevé des vitesses maximales de propagation de flamme et de la position à laquelle cette vitesse est observée pour les différents essais en gradient positif. Les essais 742 et 743 ont été réalisés avec un rapport de blocage nul (BR=0). Pour tous les autres essais, le rapport de blocage a été fixé à 0,63.

2.3 COMPARAISON ENTRE LES CONFIGURATIONS "UNIFORME" ET "GRADIENT"

Des études précédentes, qui ont fait l'objet de rapports de contrat [Erreur ! Signet non défini.,Erreur ! Signet non défini.,91], portaient sur la caractérisation de la propagation de flamme dans une enceinte encombrée d'obstacles. L'effet de la concentration initiale en hydrogène, uniformément répartie dans l'enceinte, sur la vitesse de propagation de la flamme a été déterminé. L'effet du rapport de blocage ainsi que celui de la position du point d'inflammation ont aussi été investigués. La Figure 113 illustre l'évolution de la vitesse de propagation de flamme dans l'enceinte ENACCEF encombrée d'obstacles caractérisés par un rapport de blocage de 0,63.

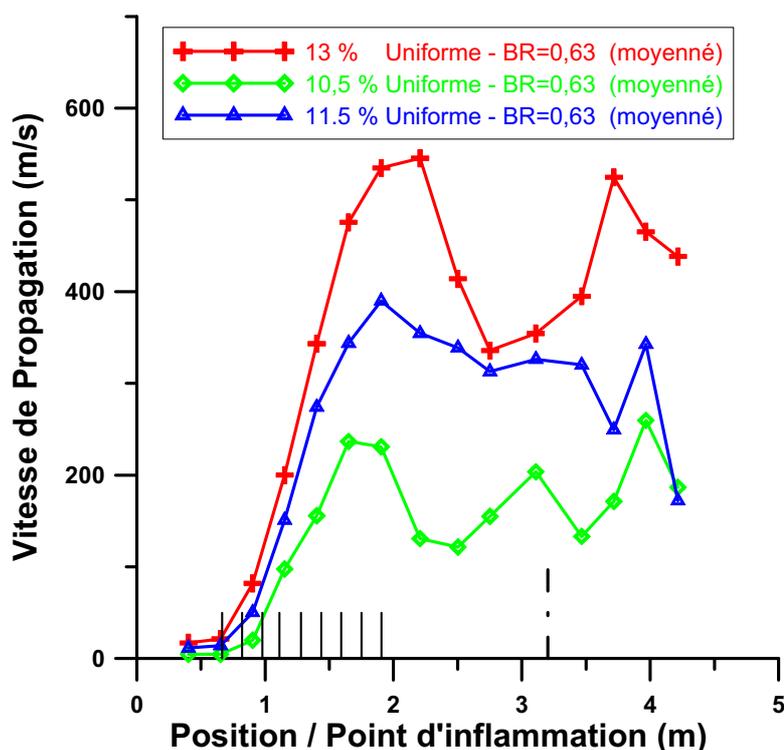


Figure 113 : Evolution de la vitesse de propagation de la flamme dans le cas où l'enceinte est remplie d'un mélange uniformément réparti d'hydrogène dans l'air (BR=0,63). La position des obstacles est indiquée sur la figure par des segments noirs au niveau de l'axe des abscisses.

On peut voir que, quelle que soit la teneur initiale en hydrogène, la flamme s'accélère dans le champ d'obstacles où la vitesse atteint un maximum. Cette valeur maximale varie en fonction de la teneur en hydrogène, elle est de 545 m/s dans le cas du mélange contenant 13 % d'hydrogène dans l'air, elle n'est plus que de 394 m/s pour 11,5 %

d'hydrogène dans l'air et 237 m/s pour 10,5 % d'hydrogène dans l'air. Après le champ d'obstacles, on note un abaissement de la vitesse de propagation de flamme avant qu'elle ne se transmette au dôme.

Lorsque l'on compare la vitesse de propagation de la flamme dans l'enceinte entre les cas où l'hydrogène est uniformément réparti et les cas où un gradient négatif de $-1,03 \text{ \% mol d'H}_2 / \text{m}$ est établi (Figure 114), on voit que, globalement, dans le cas du gradient négatif, les vitesses de propagation sont plus élevées. On note une vitesse maximale de 633 m/s alors qu'elle n'est que de 545 m/s dans le cas homogène à 13% d'H₂ (qui est le cas le plus élevé en concentration homogène). Sur cette même figure on peut voir que la flamme, au départ, se propage avec une vitesse plus importante dans le cas du gradient négatif que dans le cas homogène. Cet écart sera maintenu tout au long de la propagation de la flamme. Ainsi, bien que la teneur moyenne en hydrogène dans le tube d'accélération de flamme soit de 11,7 % d'H₂ (pour le gradient négatif), le comportement de la flamme se rapproche plus du cas homogène à 13 % d'H₂. En effet, le gradient d'hydrogène dans l'enceinte est caractérisé au départ, avant l'inflammation. Or, la flamme induit un mouvement des gaz frais en amont du front de flamme avec une vitesse initiale qui peut atteindre la centaine de mètres par seconde. Cet effet piston a pour conséquence de modifier la composition des gaz frais au cours de la propagation de flamme. Dans le dôme, la vitesse de propagation de la flamme est voisine de celle observée dans le cas uniforme à 10,5 % d'H₂ dans l'air.

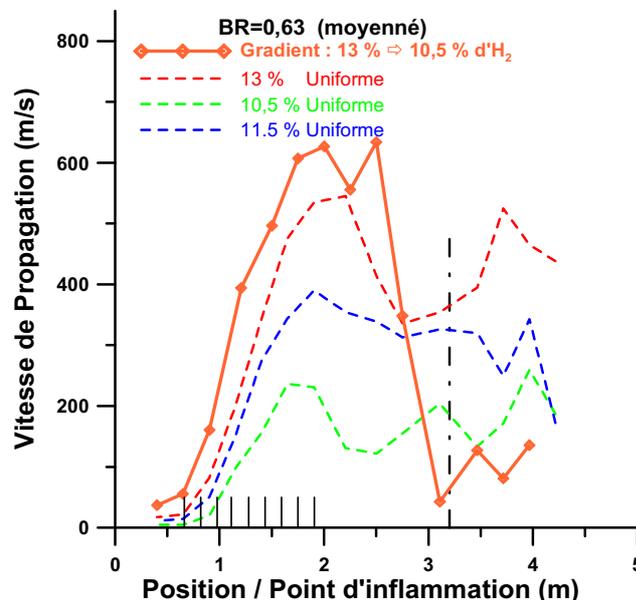


Figure 114 : Evolution de la vitesse de propagation de la flamme en fonction de la position par rapport au point d'inflammation. Comparaison entre les cas où l'hydrogène est uniformément réparti et le cas où un gradient négatif de $-1,03 \text{ \%mol d'H}_2 / \text{m}$ est établi. BR = 0,63

L'évolution de la pression dans l'enceinte en fonction du temps obtenue dans le cas du gradient négatif et dans les cas uniformes est reportée sur la Figure 115. Bien que le maximum de pression obtenu en présence du gradient soit comparable à celui obtenu dans le cas homogène à 11,5 % d'hydrogène dans l'air, le temps correspondant à ce maximum est beaucoup plus court et se rapproche de celui observé dans le cas du mélange uniforme à 13 % d'H₂ dans l'air. Ainsi, bien que la vitesse maximale observée, pour l'ensemble de essais réalisés en gradient négatif, soit supérieure à celle obtenue dans le cas des essais effectués en mélange uniforme à 13 % d'H₂ dans l'air, l'évolution de la pression au sein de l'enceinte est légèrement plus lente dans le cas du gradient négatif que dans le cas uniforme de 13 % H₂ dans l'air.

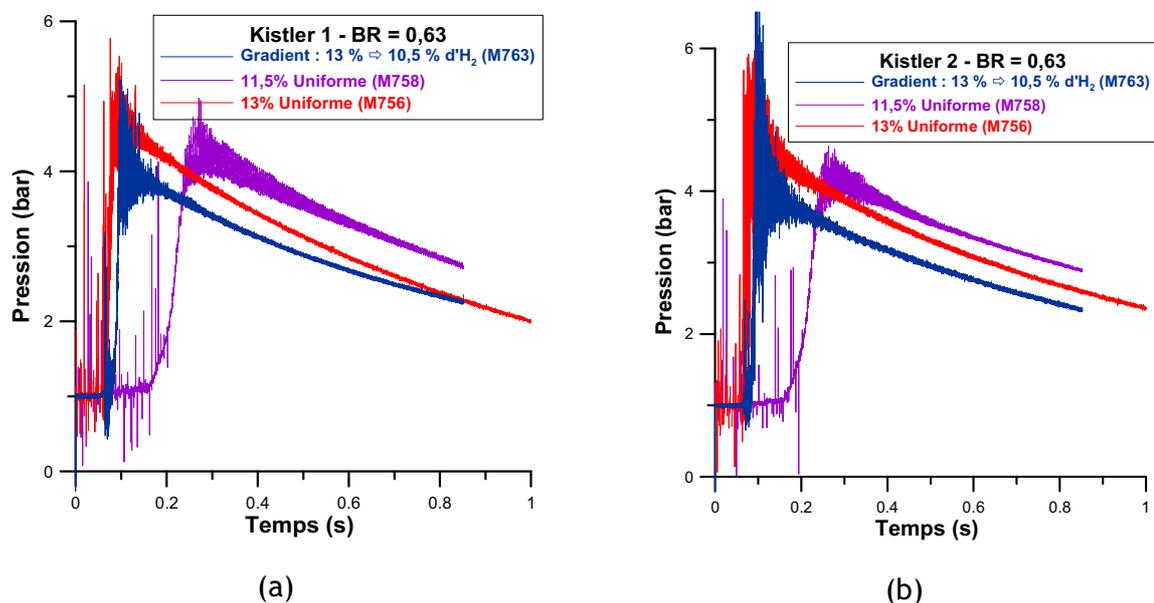


Figure 115 : Evolution de la pression en fonction du temps dans l'enceinte ENACCEF dans le cas où le rapport de blocage est de 0,63. Comparaison entre les cas uniformes et le cas d'un gradient négatif.

Position du capteur à (a) : 4,879 m ; (b) : 2,877 m.

La Figure 116 permet une comparaison entre la vitesse de propagation de la flamme dans l'enceinte entre les cas où l'hydrogène est uniformément réparti et les cas où un gradient positif de +0,69 %mol d'H₂ /m est établi. Dans le cas où le gradient est positif, le profil de la vitesse de propagation de la flamme au sein de l'enceinte est comparable à celui observé dans le cas uniforme à 11,5 % d'hydrogène dans l'air. La vitesse maximale observée est de 334 m/s dans le champ d'obstacles. Un second maximum est observé dans la partie haute et non encombrée du tube d'accélération de flamme, la vitesse est alors de 455 m/s. Enfin, dans le dôme, la vitesse de propagation de la flamme est comparable à celle observée dans le cas uniforme à 11,5 % d'H₂ dans l'air.

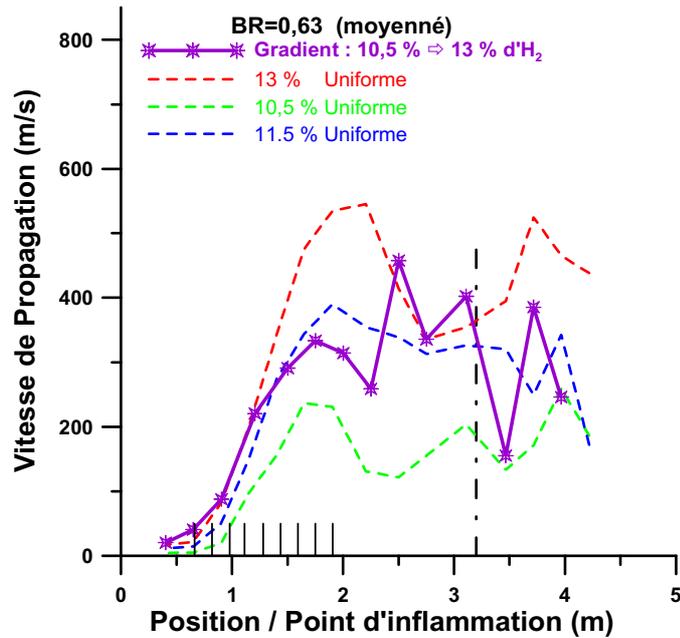
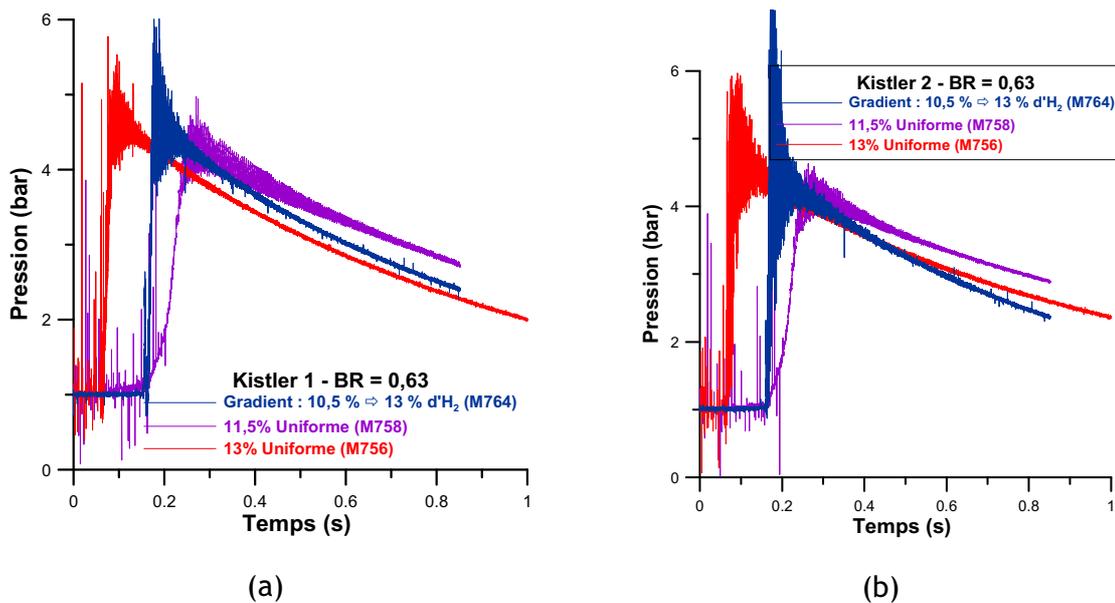


Figure 116 : Evolution de la vitesse de propagation de la flamme en fonction de la position par rapport au point d'inflammation. Comparaison entre les cas où l'hydrogène est uniformément réparti et le cas où un gradient positif de $+0,69 \text{ \%mol d'H}_2/\text{m}$ est établi.

La comparaison entre l'évolution de la pression dans les cas où l'hydrogène est uniformément réparti dans l'enceinte et le cas où un gradient positif est établi (-Figure 117) permet de montrer que si le maximum de pression observé dans le cas du gradient positif (4,58 bar) est proche de celui obtenu dans le cas uniforme à 13 % d'H₂ dans l'air (4,64 bar), le temps de montée de pression du cas du gradient est plus proche de celui obtenu dans le cas d'une combustion homogène à 11,5 %.



–Figure 117 : Evolution de la pression en fonction du temps dans l'enceinte ENACCEF dans le cas où le rapport de blocage est de 0,63. Comparaison entre les cas uniformes et le cas d'un gradient positif de $+0,69 \text{ \%mol d'H}_2/\text{m}$. Position du capteur à (a) : 4,879 m ; (b) : 2,877 m.

2.4 EFFET DU RAPPORT DE BLOCAGE SUR LA PROPAGATION DE LA FLAMME

L'effet de l'encombrement du tube d'accélération de flamme a été mis en évidence par l'étude de deux configurations différentes : en tube lisse (rapport de blocage nul) et en tube équipé de 9 anneaux présentant un rapport de blocage de 0,63.

* Cas d'un gradient négatif de concentration :

Dans un premier temps, nous pouvons comparer le comportement de la flamme en présence et l'absence d'obstacles pour un gradient négatif moyen de $-0,82 \pm 0,02$ %mol d' H_2 /m et de $-0,69 \pm 0,06$ %mol d' H_2 /m respectivement. Cependant, il faut noter que la teneur en hydrogène au voisinage de l'inflammation est légèrement plus faible dans le cas du tube lisse que dans le cas du tube encombré d'obstacles (Figure 118).

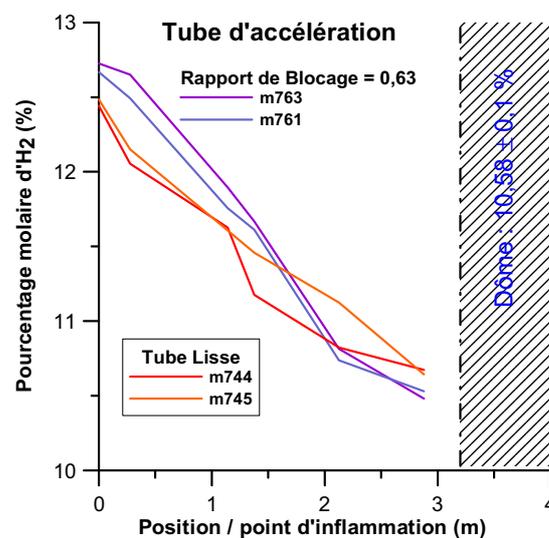


Figure 118 : Evolution du pourcentage molaire d'hydrogène en fonction de la distance par rapport au point d'inflammation dans l'enceinte dans le cas d'un gradient négatif. Comparaison entre tube lisse et tube encombré d'obstacles.

Lorsque le tube est lisse, la flamme se propage avec une vitesse moyenne de 37 m/s, alors qu'elle s'accélère fortement lorsqu'elle est mise en présence d'obstacles et atteint une vitesse maximale voisine de 650 m/s. De plus, la flamme s'est éteinte dans un essai sur deux en sortie du champ d'obstacles dans le cas où le rapport de blocage est de 0,63, alors qu'aucune extinction n'a été observée dans le cas où le tube était lisse (Figure 119).

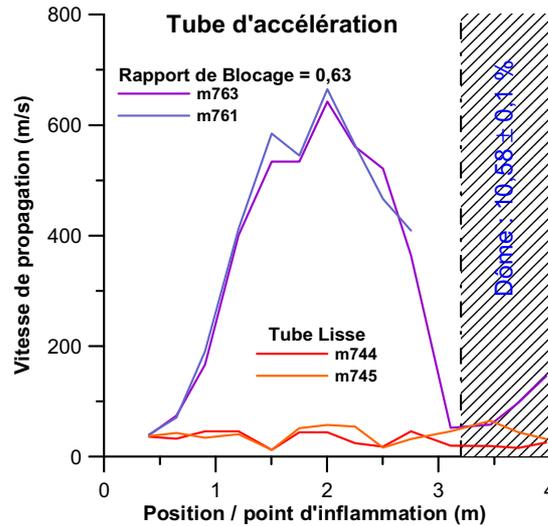


Figure 119 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme en fonction de la distance par rapport au point d'inflammation dans l'enceinte dans le cas d'un gradient négatif. Comparaison entre tube lisse et tube encombré d'obstacles.

En comparant les profils de pression dans le cas du tube lisse et dans le cas du tube encombrés d'obstacles (rapport de blocage de 0,63), on peut noter que le maximum de pression est comparable pour les deux configurations, mais le temps de montée du signal de pression est beaucoup plus faible dans le cas où le rapport de blocage est de 0,63 que dans le cas où le tube est lisse (Figure 120).

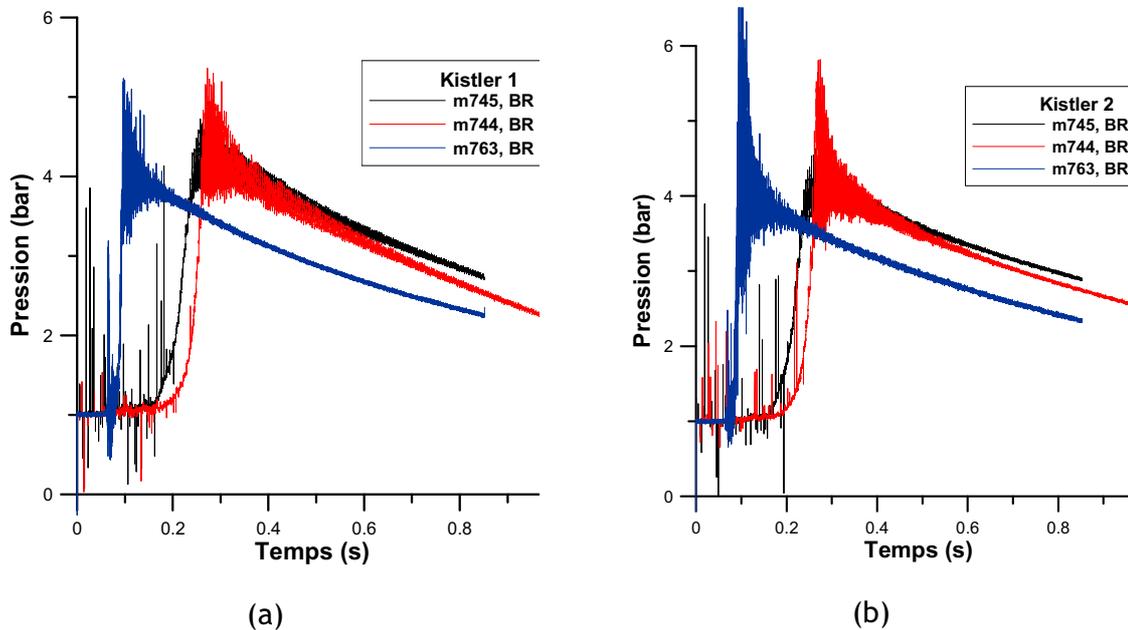


Figure 120 : Evolution de la pression dans l'enceinte au cours de la propagation de la flamme en présence d'un gradient négatif d'hydrogène en tube lisse (essais 744 et 745) et en tube encombrés d'obstacles (essai 763, rapport de blocage = 0,63). Position du capteur à (a) : 4,879 m ; (b) : 2,877 m.

*** Cas d'un gradient positif de concentration :**

Dans le cas des gradients positifs, on peut comparer le cas où le tube est lisse et le cas où le tube est encombré d'obstacles présentant un rapport de blocage de 0,63. Le profil de la teneur en hydrogène dans le tube d'accélération de flamme est identique dans les deux cas, comme on peut le voir sur la Figure 121.

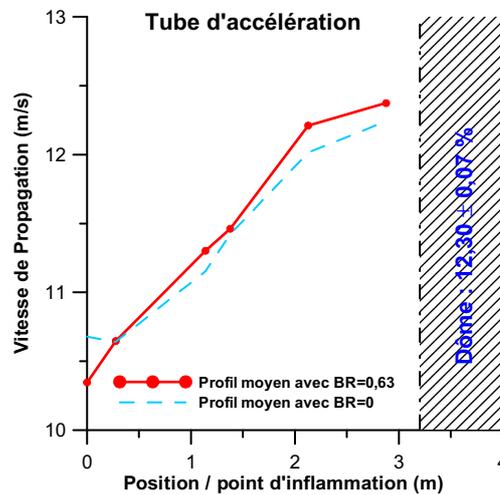


Figure 121 : Evolution du pourcentage molaire d'hydrogène en fonction de la distance par rapport au point d'inflammation dans l'enceinte dans le cas d'un gradient positif. Comparaison entre tube lisse et tube encombré d'obstacles.

Lorsque le tube est lisse et en présence d'un gradient moyen de 0,66 % molaire d'H₂/m, la vitesse de propagation de flamme oscille autour d'une vitesse moyenne de 15 m/s. La présence des obstacles a pour conséquence une augmentation importante de la vitesse de propagation de la flamme avec un maximum voisin de 450 m/s (Figure 122). Contrairement au cas du gradient négatif, la combustion est transmise au dôme pour tous les essais effectués.

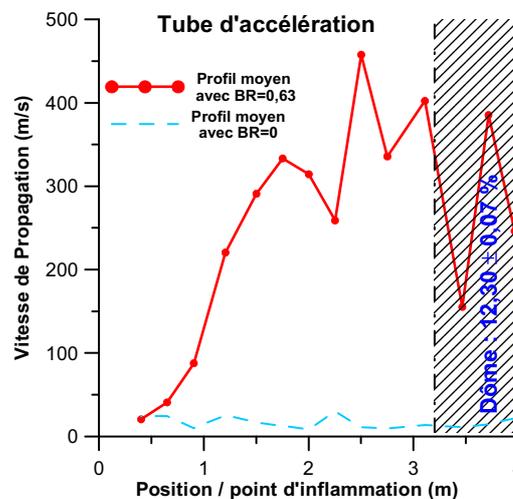


Figure 122 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme en fonction de la distance par rapport au point d'inflammation dans l'enceinte dans le cas d'un gradient positif. Comparaison entre tube lisse et tube encombré d'obstacles.

L'effet de l'encombrement sur l'évolution de la pression au sein d'ENACCEF peut aussi être mis en évidence. Pour cela, nous pouvons comparer les signaux enregistrés lors des essais 743 et 764 qui ont été réalisés respectivement en tube lisse et en tube encombrés d'obstacles avec un rapport de blocage de 0,63. On peut remarquer que le maximum de pression est atteint dans le cas où le tube est encombré d'obstacles en un temps plus court que dans le cas où le tube est lisse (Figure 123). En filtrant les signaux afin d'en éliminer les oscillations à haute fréquence, le maximum de pression peut ainsi être déduit. Il est de 4,6 bars dans les deux cas. Il faut aussi noter qu'une première augmentation de pression est enregistrée par le capteur noté "Kistler 1" et correspondant à la combustion rapide du mélange contenu dans le tube d'accélération de flamme (Figure 123-a), alors qu'un tel pic n'est pas observé sur le signal délivré par le capteur « Kistler 2 ».

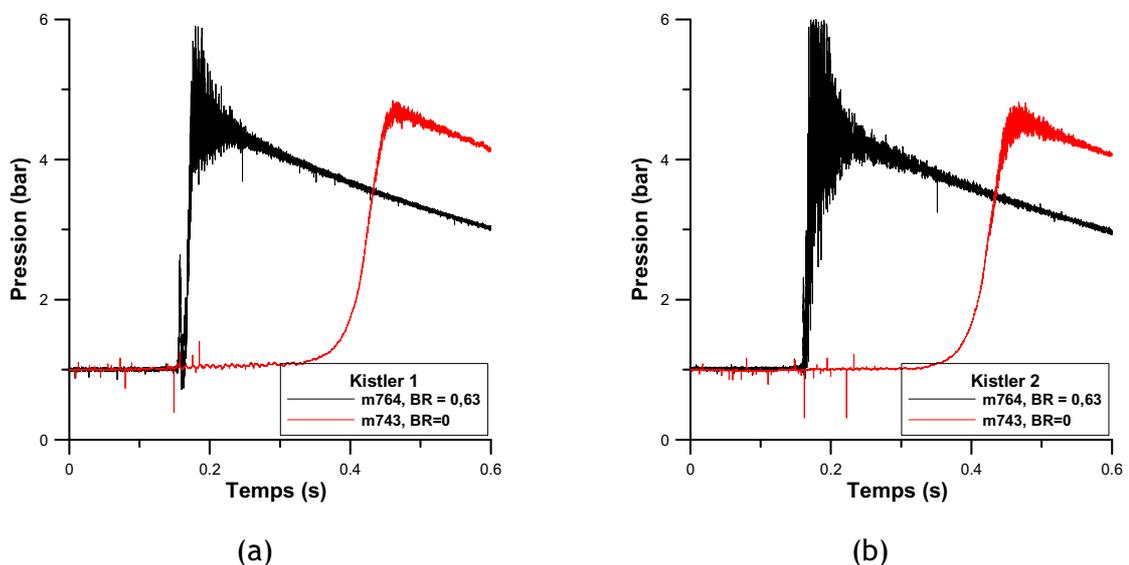


Figure 123 : Evolution de la pression dans l'enceinte au cours de la propagation de la flamme en présence d'un gradient positif d'hydrogène en tube lisse (essai 743) et en tube encombré d'obstacles (essai 764, rapport de blocage = 0,63). Position du capteur à (a) : 4,879 m ; (b) : 2,877 m.

2.5 EFFET DU SENS DU GRADIENT SUR LE COMPORTEMENT DE LA FLAMME

Nous pouvons analyser le comportement de la flamme qui se propage dans un tube lisse suivant le sens du gradient. Comme on peut le voir sur la Figure 124, la vitesse de propagation moyenne est plus élevée dans le cas d'un gradient négatif (37 m/s) que dans le cas d'un gradient positif (15 m/s). De même, la montée en pression dans l'enceinte se fait en un temps plus court dans le cas du gradient négatif que dans le cas

du gradient positif, même si globalement les maxima de pression enregistrés sont proches (4,2 bars pour l'essai 745 et 4,7 bars pour l'essai 742) comme on peut le voir sur la Figure 125.

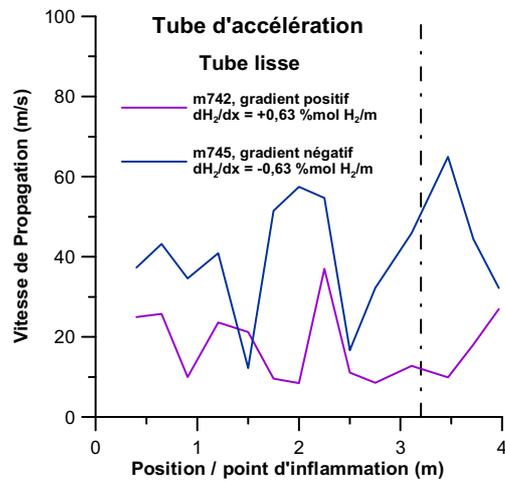


Figure 124 : Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la position par rapport au point d'inflammation dans le cas d'un tube lisse. Comparaison entre un gradient positif et un négatif

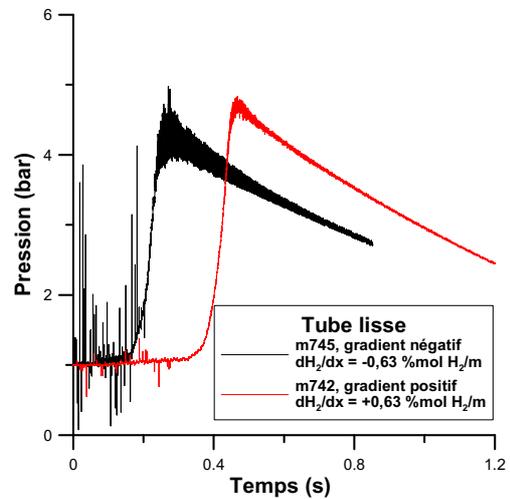


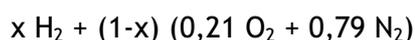
Figure 125 : Evolution de la pression dans l'enceinte en fonction du temps dans le cas d'un tube lisse. Comparaison entre un gradient positif et un négatif

3 ANALYSE DES RESULTATS

3.1 DETERMINATION DES PARAMETRES FONDAMENTAUX D'INTERET DANS LES ACCELERATIONS DE FLAMME

Les travaux de Dorofeev et Coll. [93, 94] complétés par ceux de Lamoureux et Coll. [Erreur ! Signet non défini.,Erreur ! Signet non défini.] et ceux de Cheikhvat et Coll. [95] dans le cadre d'une précédente étude en collaboration avec l'IRSN, ont permis d'identifier des paramètres caractéristiques des mélanges dans le comportement des flammes tels que le facteur d'expansion des gaz brûlés, σ , le nombre de Zeldovich, β , le nombre de Lewis, Le , ou le nombre de Markstein dans les gaz brûlés, Ma_b . Aussi, avons-nous étudié des mélanges présentant des paramètres particuliers de façon à mettre en évidence leur effet sur l'accélération des flammes dans une géométrie donnée. Pour chaque essai présenté dans ce rapport, ces paramètres ont été calculés pour toutes les compositions rencontrées le long du tube. Ils sont rassemblés dans le Tableau 29 en guise d'exemple et fournis en annexe 2.

Les mélanges sont constitués selon :



- Le nombre de Lewis, Le , est défini comme étant le rapport entre la diffusivité thermique du mélange et la diffusivité de l'hydrogène dans le mélange dans les conditions initiales de température et pression.
- La température de flamme, T_f , la pression finale, P_{AICC} , la composition des gaz brûlés et la célérité du son dans les gaz brûlés sont calculés dans le cas d'une combustion adiabatique à volume constant.
- Le rapport d'expansion σ est calculé dans les conditions d'une combustion adiabatique à pression constante. Ces calculs sont réalisés à l'aide de différents modules du package Chemkin [96].
- Les vitesses fondamentales de flamme, S_1^0 , sont calculées en utilisant la corrélation établie à partir de la détermination des vitesses de flamme en bombe sphérique [76], Eq. 1 :

$$S_1^0 = S_{ref} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{1,8} \left(\frac{P}{P_{ref}} \right)^{-0,5} \quad \text{Eq. [1]}$$

$$\text{avec } S_{ref} (m.s^{-1}) = (-0,29 + 1,07\phi + 1,44\phi^2) \cdot (1 - \chi_{dil})^4$$

Cette corrélation rend compte de l'évolution de la vitesse fondamentale en fonction du rapport d'équivalence ($0,24 < \phi < 0,7$), de la fraction volumique en diluant ($0 < \chi_{dil} < 0,4$) (constitué soit de 60% CO₂ + 40% He, soit de vapeur d'eau), de la température initiale (ambiante ou 353 K) et de la pression (comprise entre 100 et 500 kPa). La température et la pression de référence, T_{ref} et P_{ref} , sont égales respectivement à 298 K et 100 kPa.

Pour différents rapports d'équivalence des mélanges H₂-air, l'énergie d'activation est déduite de la relation :

$$S_1^0 = \sqrt{\alpha w}$$

où α représente la diffusivité thermique du mélange, et le terme w rend compte de l'avancement de la réaction : il dépend donc de : $\exp(-E_a / T_f)$.

Dans ce cas, la vitesse fondamentale de flamme est calculée à l'aide du code Chemkin/Premix [97] en utilisant un modèle cinétique détaillé proposé par Marinov et Coll. [98]. Ce modèle a été choisi car il rendait mieux compte de l'évolution de la vitesse fondamentale de flamme en fonction de la teneur en hydrogène, de la pression et de la teneur éventuelle en diluant.

Les valeurs de l'énergie d'activation dépendent non seulement du rapport d'équivalence, ϕ , mais aussi de la pression P_i et de la température initiale T_i . L'équation [2] donne la relation qui lie l'énergie d'activation à la richesse, dans les conditions normales de pression et de température :

$$E_a (kJ.mol^{-1}) = 224,1 - 156,0 \phi + 47,1 \phi^2 - 4,2 \phi^3 \quad \text{Eq. [2]}$$

Le nombre de Zeldovich, β , est défini par : $\beta = \frac{E_a \cdot (T_f - T_i)}{R \cdot T_f^2}$

L'énergie d'activation est calculée en utilisant l'équation [2], R est la constante des gaz parfaits et T_i est la température initiale des gaz.

Enfin, les nombres de Markstein, Ma_b dans les gaz brûlés, sont calculés en utilisant l'expression proposée par Bechtold et Matalon [99], Eq. [3] :

$$Ma_b = \gamma_1 + 0,5\sigma\gamma_2\beta(Le - 1) \quad \text{Eq. [3]}$$

où

$$\gamma_1 = 2\sigma/(1 + \sqrt{\sigma}) \quad \text{et} \quad \gamma_2 = 4\{\sqrt{\sigma} - 1 - \ln(\frac{1}{2}[\sqrt{\sigma} + 1])\}/\{\sigma - 1\}.$$

Les auteurs définissent l'épaisseur de flamme par rapport à la diffusivité thermique du mélange. Les nombres de Markstein ainsi calculés sont en bon accord avec ceux déduits de la détermination des vitesses fondamentales de flammes non étirées [77].

essai	Position (m)	X	σ	C _{sp}	Le	Mab	β	$\beta(\text{Le}-1)$	T _f
703	0,277	0,1303	4,22	725,88	0,357	-8,511	10,616	-6,822	1617
	1,139	0,1265	4,13	717,84	0,355	-8,693	10,888	-7,019	1582
	1,377	0,1209	4,01	705,84	0,352	-8,962	11,306	-7,321	1531
	2,127	0,1073	3,71	675,84	0,345	-9,612	12,419	-8,135	1405
	2,877	0,1032	3,62	666,54	0,343	-9,809	12,785	-8,404	1366
704	0,277	0,1316	4,24	759,87	0,358	-8,449	10,525	-6,757	1629
	1,139	0,1245	4,09	713,57	0,354	-8,789	11,035	-7,125	1564
	1,377	0,12	3,99	703,89	0,352	-9,005	11,375	-7,372	1523
	2,127	0,1112	3,80	684,57	0,347	-9,427	12,086	-7,890	1441
	2,877	0,108	3,72	677,42	0,345	-9,580	12,358	-8,090	1411
709	0,277	0,1325	4,26	730,49	0,359	-8,406	10,463	-6,712	1637
	1,139	0,1223	4,04	708,86	0,353	-8,895	11,200	-7,244	1544
	1,377	0,1203	4,00	704,54	0,352	-8,991	11,352	-7,355	1525
	2,127	0,1099	3,77	681,68	0,346	-9,489	12,195	-7,970	1429
	2,877	0,1044	3,64	669,27	0,343	-9,751	12,676	-8,324	1377
710	0,277	0,1371	4,36	740,05	0,361	-8,188	10,153	-6,489	1679
	1,139	0,1249	4,10	714,43	0,355	-8,770	11,005	-7,103	1568
	1,377	0,123	4,06	710,36	0,354	-8,861	11,147	-7,206	1550
	2,127	0,108	3,72	677,42	0,345	-9,580	12,358	-8,090	1411
	2,877	0,1073	3,71	675,84	0,345	-9,613	12,419	-8,135	1405
711	0,277	0,134	4,30	733,62	0,359	-8,335	10,361	-6,638	1651
	1,139	0,1265	4,13	717,84	0,355	-8,693	10,888	-7,019	1582
	1,377	0,1232	4,06	710,79	0,354	-8,851	11,132	-7,195	1552
	2,127	0,1081	3,73	677,64	0,345	-9,575	12,350	-8,084	1412
	2,877	0,1062	3,68	673,36	0,344	-9,665	12,516	-8,206	1394
712	0,277	0,1305	4,22	726,29	0,357	-8,502	10,602	-6,812	1619
	1,139	0,1197	3,98	703,24	0,352	-9,019	11,399	-7,389	1520
	1,377	0,1208	4,01	705,62	0,352	-8,967	11,314	-7,327	1530
	2,127	0,1112	3,80	684,55	0,347	-9,427	12,086	-7,890	1441
	2,877	0,1085	3,74	678,54	0,346	-9,556	12,315	-8,058	1416
723	0,277	0,131	4,23	727,34	0,358	-8,478	10,567	-6,787	1623
	1,377	0,1188	3,96	701,28	0,351	-9,063	11,469	-7,440	1512
	2,127	0,1066	3,69	674,26	0,345	-9,646	12,480	-8,180	1398
	2,877	0,1054	3,67	671,54	0,344	-9,703	12,587	-8,258	1387
725	0,277	0,1307	4,22	726,71	0,358	-8,492	10,588	-6,802	1621
	1,139	0,1205	4,00	704,97	0,352	-8,981	11,337	-7,344	1527
	1,377	0,1173	3,93	698,02	0,350	-9,135	11,587	-7,526	1498
	2,127	0,1061	3,68	673,13	0,344	-9,670	12,525	-8,212	1393
	2,877	0,1048	3,65	670,18	0,344	-9,731	12,640	-8,297	1381

Tableau 29 : Paramètres des mélanges étudiés en gradient négatif. X : Fraction molaire d'H₂, σ : rapport d'expansion, C_{sp} : vitesse du son dans les gaz brûlés (m.s⁻¹), Le : Nombre de Lewis, β : nombre de Zeldovich, T_f : température adiabatique de flamme (K). Les mélanges sont composés de xH₂+(1-x)(0,21O₂ + 0,79N₂).

3.2 CRITERE D'ACCELERATION DE FLAMME

Lorsqu'une flamme se propage dans un mélange combustible, on admet qu'il existe deux modes de propagation possibles : la *déflagration* dont la célérité de propagation est subsonique par rapport aux gaz frais, et la *détonation* dont la célérité de propagation est supersonique. Les effets d'une détonation sur les structures sont relativement faciles à évaluer car les paramètres de détonation ne dépendent que des conditions initiales. Par contre, lors d'une déflagration, les gaz frais sont mis en mouvement par suite de l'expansion des gaz brûlés et l'évolution de la flamme est très sensible à la composition, au confinement, aux obstacles et au mode d'initiation : décharge électrique, point chaud, jet de gaz chauds, onde de compression, etc. Dans la suite de ce rapport, nous définirons d'abord selon quels critères nous considérons qu'une flamme est lente ou rapide puis nous classerons les essais présentés en fonction de leurs critères.

3.2.1 FLAMME LENTE / FLAMME RAPIDE

En régime de déflagration, différents modes de propagation de la flamme sont généralement décrits selon la valeur du rapport entre la vitesse maximale de propagation et la célérité du son dans les gaz brûlés, V_{\max}/C_{sp} :

- **les flammes choquées** ou **fortement accélérées** dont le rapport V_{\max}/C_{sp} est proche ou supérieur à 0,5.
- **les flammes lentes** ou instables dont le rapport V_{\max}/C_{sp} est proche de 0,3.
- **les flammes très lentes avec possibilité d'extinction** dont le rapport V_{\max}/C_{sp} est proche de 0,1.

Dorofeev et coll [93, 94] précisent que la vitesse maximale de propagation des flammes choquées ne dépend pas des paramètres σ et L/δ , où L est une dimension caractéristique de la géométrie de l'installation (comme le diamètre du tube). Kuznetsov *et Coll.* [100] donnent une définition plus précise du paramètre L_T , qu'ils dénomment échelle intégrale de turbulence. Pour des obstacles répétés équidistants (d'un diamètre interne du tube) et présentant un rapport de blocage égal à 0,63, L_T est égal à la distance entre les obstacles. Ils ne donnent pas de valeur limite définissant les flammes lentes et les flammes choquées. Dorofeev et Coll. [93, 94] ont choisi d'adopter

un critère limite caractérisant la propension des flammes à s'accélérer. Lorsque le rapport entre la célérité maximale de propagation de la flamme et la célérité du son dans les gaz brûlés, V_{\max}/C_{sp} , est supérieur à 0,5, la flamme est dite *rapide* tandis que, lorsque ce rapport est inférieur à 0,5, la flamme est dite *lente*.

Aussi, avons-nous adopté cette valeur limite dans la caractérisation des flammes dont nous avons étudié la propagation pour différentes configurations d'obstacles répétés et des compositions diverses de mélange.

3.2.2 CAS DES MELANGES UNIFORMES

La Figure 126 montre l'évolution du rapport V_{\max}/C_{sp} en fonction du rapport d'expansion pour des flammes se propageant dans le dispositif ENACCEF encombré de 9 obstacles répétés caractérisés par un rapport de blocage de 0,63. Les flammes se propageant dans un mélange dont le rapport σ est supérieur à 3,8, sont rapides, à l'exception de 2 compositions pour lesquelles le rapport V_{\max}/C_{sp} est légèrement inférieur à 0,5. La cote z représente le rapport entre la fraction d'azote et celle d'oxygène (3,76 dans l'air ambiant).

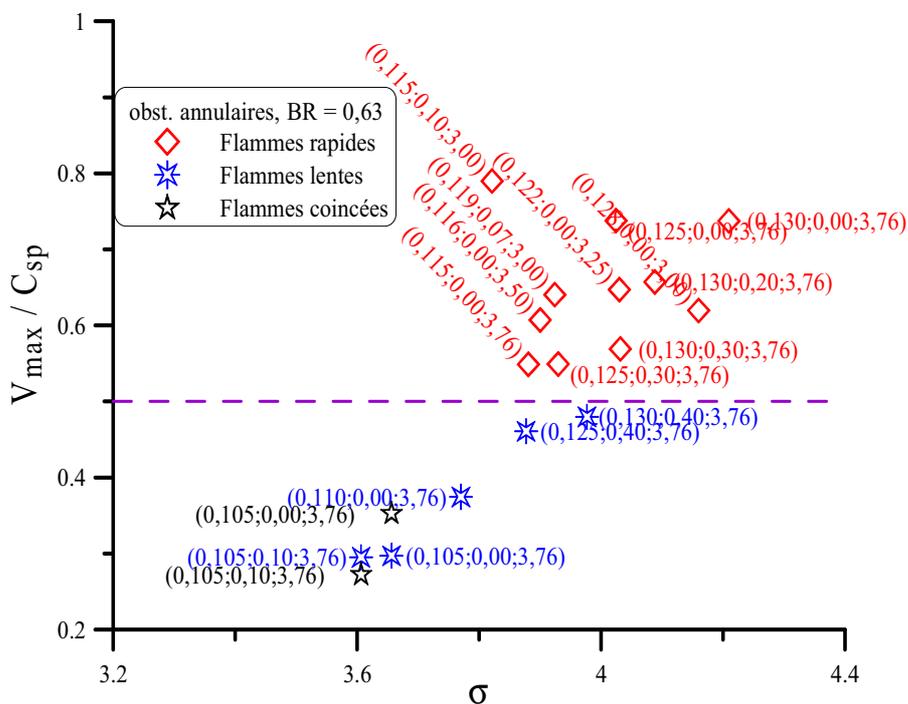


Figure 126: Caractérisation des modes de propagation des flammes de mélanges ($x \text{ H}_2 + y (0,6 \text{ CO}_2 + 0,4 \text{ He}) + (1-x-y) (1/(1+z) \text{ O}_2 + z/(1+z) \text{ N}_2)$) en fonction du rapport d'expansion, σ . Le tube d'accélération est encombré de 9 obstacles annulaires de rapport de blocage égal à 0,63. Les compositions sont précisées en termes de coordonnées (x, y, z).

La Figure 127 montre l'évolution du critère σ en fonction de la quantité $\beta(\text{Le}-1)$. L'énergie d'activation du nombre de Zeldovich, β , est calculée à partir de l'équation

[2]. A partir de la classification adoptée concernant le type de flamme observé, une frontière peut être établie entre le régime de flammes rapides et celui des flammes lentes selon une droite qui relie la valeur de sigma critique, σ^* , au paramètre $\beta(Le-1)$ selon :

$$\sigma^* = 0,075 \cdot \beta \cdot (Le-1) + 4,38 \quad \text{Eq. [4]}$$

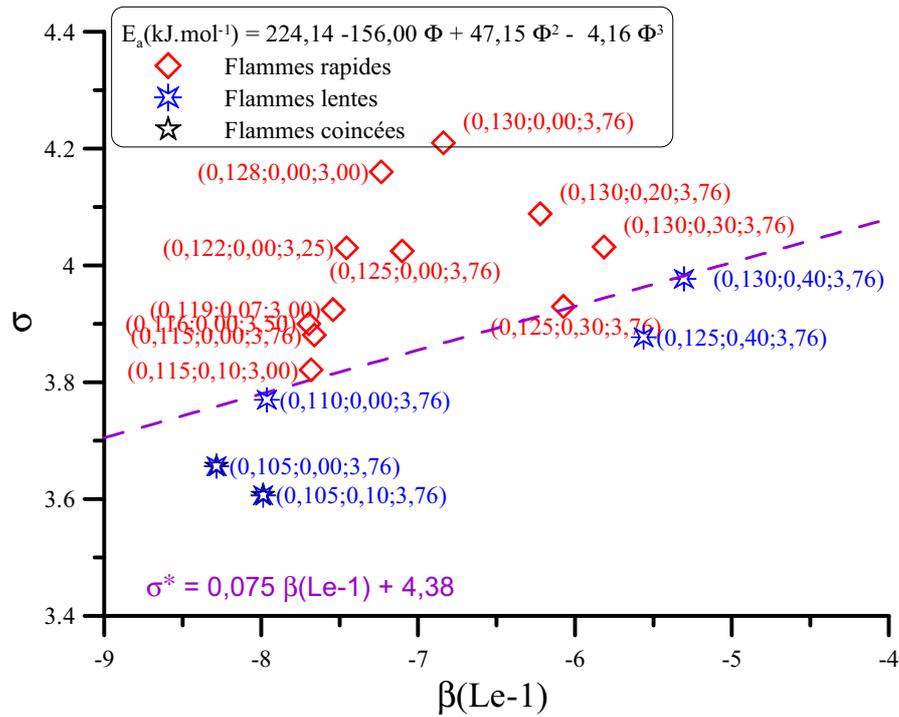


Figure 127 : Caractérisation des flammes H₂-air se propageant dans l'enceinte ENACCEF équipée de 9 obstacles annulaires (BR=0,63) équidistants de 154 mm, selon σ et $\beta(Le-1)$. La composition des mélanges de $(x \text{ H}_2 + y(0,6 \text{ CO}_2 + 0,4 \text{ He}) + (1-x-y) (1/(1+z)\text{O}_2 + z/(1+z) \text{ N}_2))$, est précisée en terme de coordonnées (x, y, z).

3.2.3 CAS DES GRADIENTS NEGATIFS

Dans un premier temps nous allons classer les différentes flammes observées lors des essais en gradients négatifs selon le rapport entre la célérité maximale de propagation observée expérimentalement et la célérité du son dans les gaz brûlés (calculée pour la composition moyenne dans le tube d'accélération).

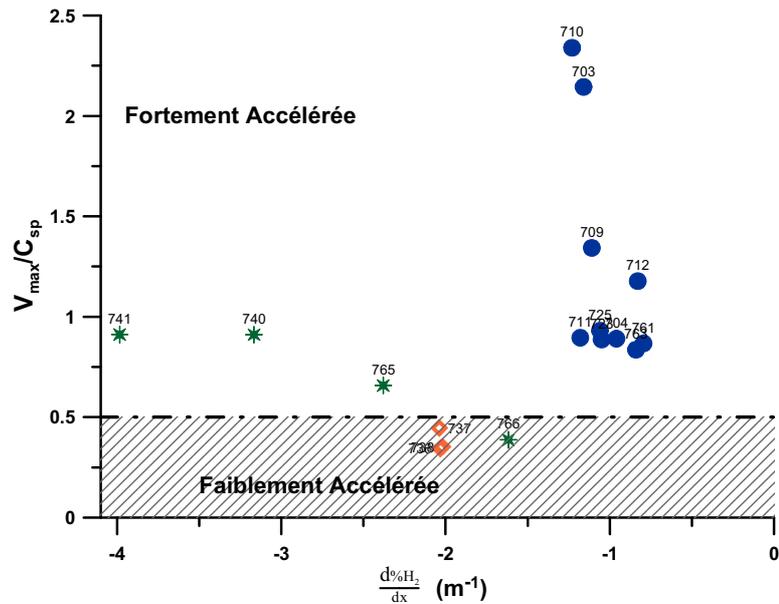


Figure 128 : Evolution du rapport entre la vitesse maximale de propagation de flamme et la vitesse du son dans les gaz brûlés en fonction du gradient négatif moyen initial dans le tube d'accélération de flamme. Le tube d'accélération de flamme est équipé de 9 obstacles annulaires dont le rapport de blocage est de 0,63.

Comme on peut le voir sur la Figure 128, dans cette configuration, seuls 4 essais peuvent être qualifiés de flamme "*lentes*" ou faiblement accélérées, à savoir les essais 736 à 738 caractérisés par un gradient moyen de $-2,03 \pm 0,01$ %mol d'H₂/m et l'essai 766 caractérisé par un gradient moyen de $-1,62$ %mol d'H₂/m. Il est à noter que pour ces 3 essais, la flamme s'est éteinte au cours de la propagation et ne s'est pas transmise au dôme.

De même que dans l'analyse des critères d'accélération de flamme, dans le cas des mélanges uniformément répartis, nous pouvons reporter dans un diagramme $\sigma = f(\beta(Le-1))$ les différents essais effectués en gradients négatifs. La composition en hydrogène varie le long du tube d'accélération de flamme. Aussi, avons-nous tracé d'une part l'évolution du rapport d'expansion des gaz brûlés, σ , en fonction du nombre $\beta(Le-1)$ pour toutes les compositions rencontrées dans le tube (Figure 129) et d'autre part le rapport d'expansion des gaz brûlés calculé à partir de la composition moyenne correspondant à chaque gradient, ainsi que le nombre $\beta(Le-1)$ correspondant (Figure 131).

Sur la Figure 130, nous avons reporté l'évolution du rapport d'expansion des gaz brûlés en fonction du nombre $\beta(Le-1)$ pour les flammes lentes et en y ajoutant les deux essais 740 et 741 qui sont caractérisés par des gradients de concentrations élevés. On constate que le rapport d'expansion des gaz brûlés varie dans un large domaine.

A partir de ces deux figures, nous pouvons voir que la flamme au cours de son trajet traverse des zones où la composition des gaz est caractérisée par un rapport d'expansion des gaz brûlés qui prend des valeurs comprises entre celles caractérisant le domaine des flammes rapides et celles celui des flammes lentes. Nous pouvons voir aussi sur la Figure 129, que des flammes lentes sont observées à chaque fois que le mélange ne présente pas de rapport d'expansion des gaz brûlés supérieur au rapport d'expansion des gaz brûlés critique défini selon l'équation [4].

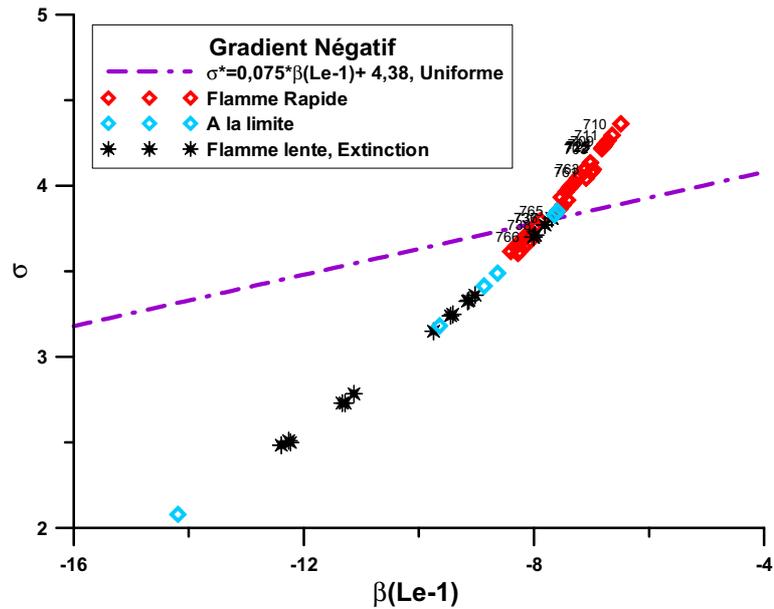


Figure 129 : Evolution du rapport d'expansion des gaz brûlés en fonction du nombre $\beta(Le-1)$, pour les gradients négatifs de concentration

Sur la Figure 130, nous pouvons voir que les essais 740 et 741 présentent des rapports d'expansion des gaz brûlés qui peuvent être largement inférieurs à la valeur critique définie dans les cas uniformes. Cependant, la flamme observée dans ce cas est bien accélérée.

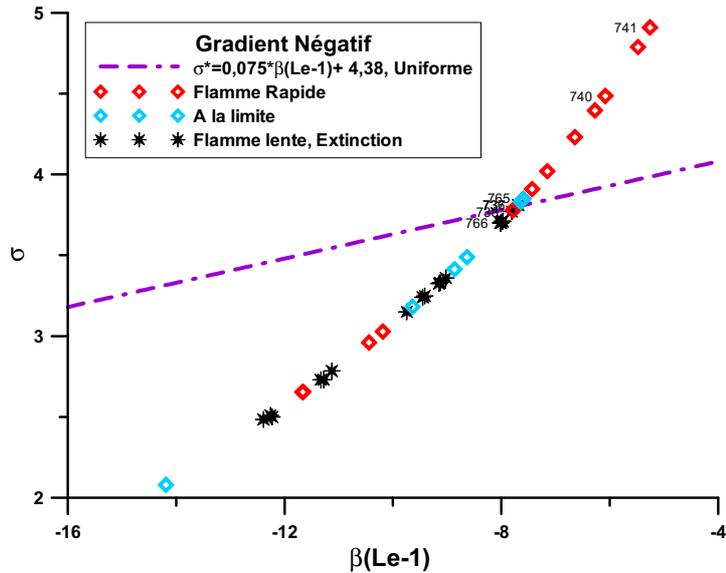


Figure 130 : Evolution du rapport d'expansion des gaz brûlés en fonction du nombre $\beta(Le-1)$.

Lorsque l'on base l'analyse non pas sur le rapport d'expansion des gaz brûlés, caractéristique des différentes compositions existantes dans le tube, mais sur le rapport d'expansion des gaz brûlés calculés à partir de la composition moyenne des gaz frais, le long du tube d'accélération de flamme (Figure 132), nous pouvons voir que des flammes fortement accélérées existent en-dessous du domaine limite calculé en utilisant l'équation [4]. Ainsi, il n'est pas possible d'appliquer le critère "sigma" en se basant uniquement sur la composition moyenne. Tout au moins, la relation serait différente si l'on tenait compte de l'existence du gradient.

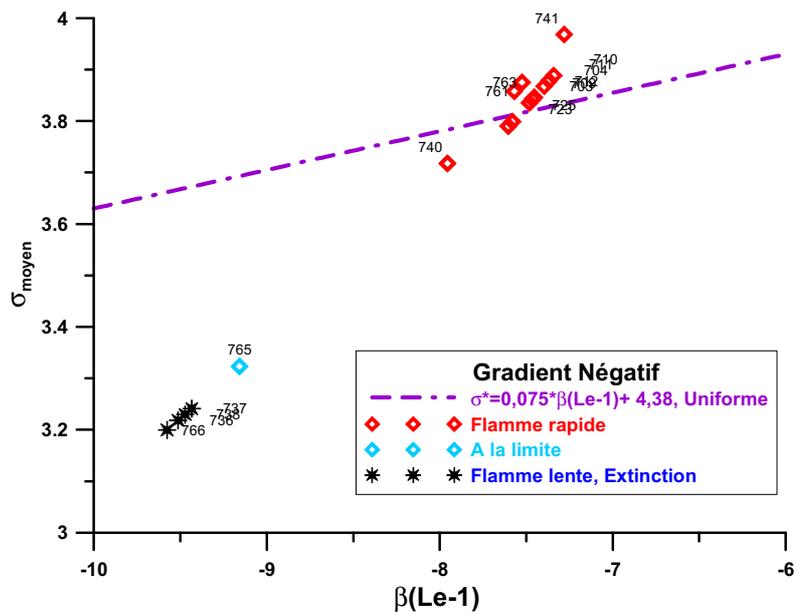


Figure 131 : Evolution du rapport d'expansion des gaz brûlés moyen en fonction du nombre $\beta(Le-1)$ moyen. La moyenne est calculée sur la base du mélange moyen.

Selon les résultats obtenus au cours de cette étude, la limite entre flamme rapide et flamme lente en présence d'un gradient négatif serait abaissée (Figure 132) et la limite entre les deux domaines serait donnée par l'équation suivante :

$$\sigma_{moyen}^* = 0,075 \cdot [\beta \cdot (Le - 1)]_{moyen} + 4 \quad \text{Eq. [5]}$$

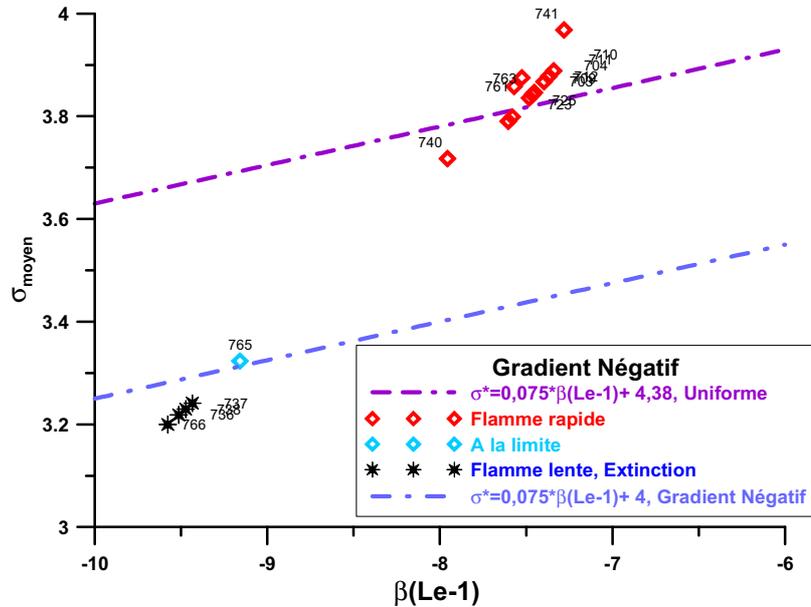


Figure 132 : Evolution du rapport d'expansion des gaz brûlés moyen en fonction du nombre $\beta(Le-1)$ moyen. La moyenne est calculée sur la base du mélange moyen.

Cette limite doit être prise avec beaucoup de réserves car trop peu d'essais ont été effectués pour s'assurer de sa validité dans un large domaine de composition. Pour mémoire, la limite entre flamme rapide et flamme lente (pour une répartition initiale d'hydrogène uniforme) a été établie à partir de plus de 400 essais. Ce nombre élevé d'essais a permis de faire varier dans un large domaine la teneur en hydrogène, la teneur en diluant et le rapport oxygène sur azote de l'air utilisé.

Sur la Figure 133, nous avons tracé l'évolution du coefficient d'expansion moyen des gaz, σ_{moyen} , en fonction d'un paramètre qui tient compte à la fois du gradient du coefficient d'expansion des gaz brûlés, $d\sigma/dx$ et du coefficient d'expansion maximal σ_{max} d'expansion. En effet, le gradient seul ne permet pas de définir correctement le mélange et sa propension à s'accélérer.

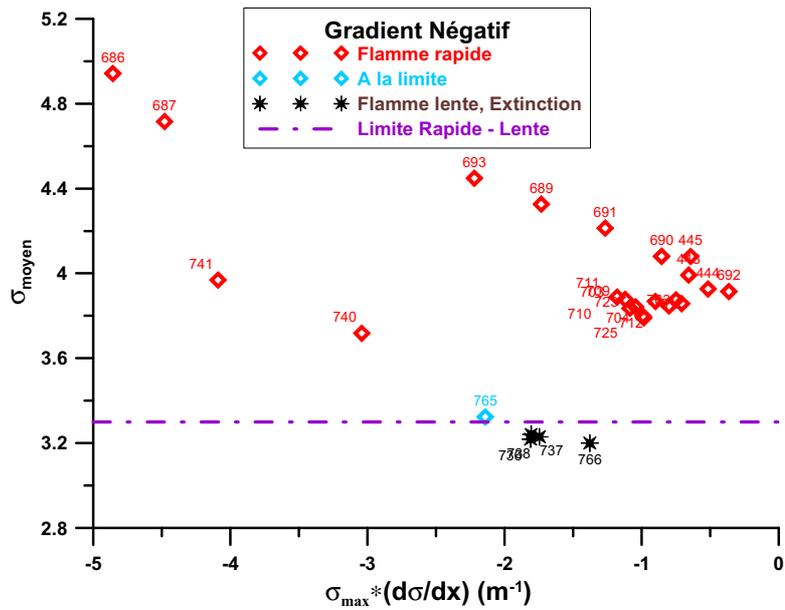


Figure 133 : Evolution du rapport d'expansion moyen des gaz brûlés en fonction du paramètre $\sigma_{\max} * d\sigma/dx$, dans le cas des gradients négatifs de concentration en hydrogène dans l'air. Tous les essais effectués en 2004 et 2006 sont reportés sur cette figure.

Comme on peut le voir sur cette figure, les mélanges caractérisés par un régime de propagation lent semblent se placer en-dessous d'une limite σ_{moyen} de 3,3. Encore une fois, cette tendance doit être prise avec précaution dans la mesure où le nombre des essais est faible.

3.2.4 CAS DES GRADIENTS POSITIFS

De la même façon pour le cas des gradients négatifs, nous avons tracé le rapport entre la célérité maximale obtenue pour chaque essai et la célérité du son dans les gaz brûlés, correspondant au mélange moyen, en fonction du gradient, afin de classer les flammes suivant le critère défini plus haut (Figure 134).

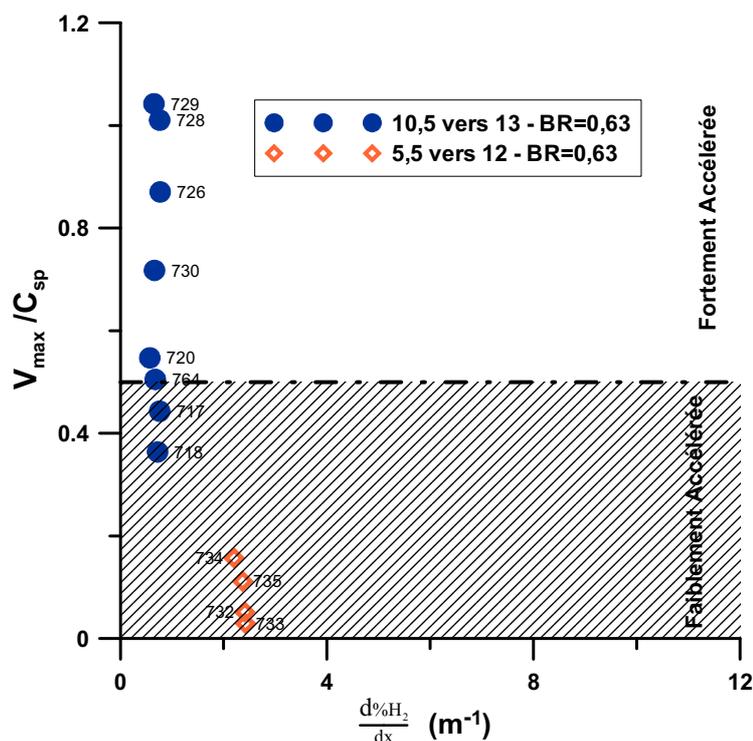


Figure 134 : Evolution du rapport entre la célérité maximale de propagation de flamme et la célérité du son dans les gaz brûlés, en fonction du gradient positif moyen initial dans le tube d'accélération de flamme. Le tube d'accélération de flamme est équipé de 9 obstacles annulaires dont le rapport de blocage est de 0,63.

Ainsi, 3 régimes on pu être observés :

- Flamme rapide : Essais 720, 726, 728 à 730, 764 (sur la limite)
- Flamme lente : Essais 717, 732, 734, 735
- Flamme avec extinction : Essais 718 et 733

Nous pouvons reporter sur un diagramme « $\sigma = f(\beta(Le-1))$ » les différents essais effectués en gradient positif. La composition en hydrogène varie le long du tube d'accélération de flamme. Aussi, avons-nous tracé d'une part l'évolution du rapport d'expansion des gaz brûlés, σ , en fonction du nombre $\beta(Le-1)$ pour toutes les compositions rencontrées dans le tube (Figure 135) et d'autre part le rapport d'expansion des gaz brûlés calculés à partir de la composition moyenne correspondant à chaque gradient ainsi que le nombre $\beta(Le-1)$ correspondant (Figure 136).

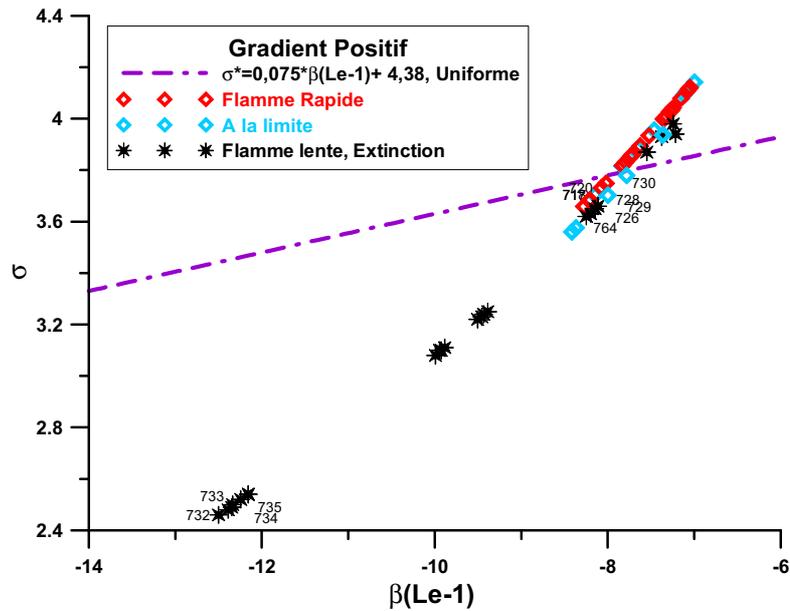


Figure 135 : Evolution du rapport d'expansion des gaz brûlés en fonction du nombre $\beta(Le-1)$. Cas des gradients positifs.

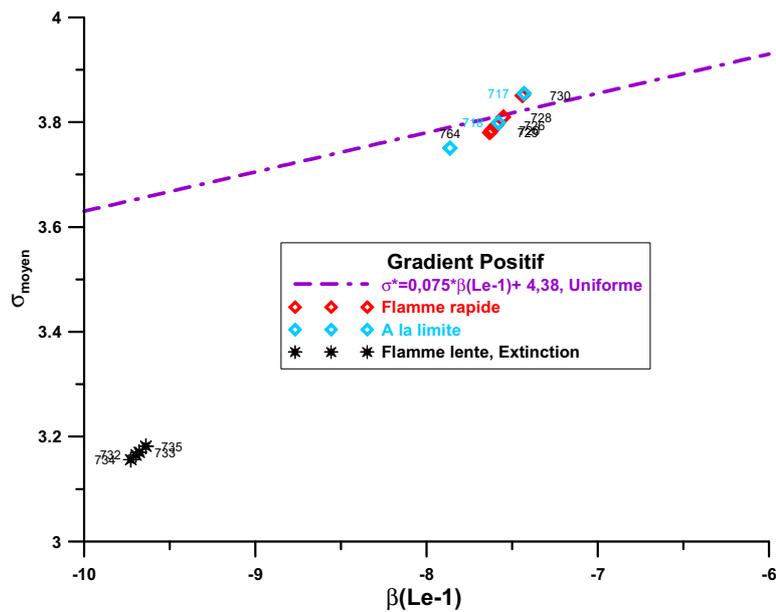


Figure 136 : Evolution du rapport d'expansion des gaz brûlés moyen en fonction du nombre $\beta(Le-1)$ moyen. La moyenne est calculée sur la base du mélange moyen. Cas des gradients positifs.

On voit ainsi, que dans le cas des gradients positifs, il n'y a pas de frontière nette entre le domaine des flammes fortement accélérées et celui des flammes que l'on qualifierait de lentes en prenant pour référence le critère établi dans le cas d'une distribution uniforme de l'hydrogène dans l'enceinte.

Afin de mieux analyser le comportement des flammes, on tracera l'évolution du rapport d'expansion des gaz brûlés en fonction de la distance dans le tube d'accélération pour les essais qui présentent un sigma moyen autour 3,7 et pour lesquels on a observé des

flammes lentes autour de la limite (717) et des flammes rapides (728). Les profils du rapport d'expansion des gaz brûlés sont très similaires dans les deux cas (Figure 137).

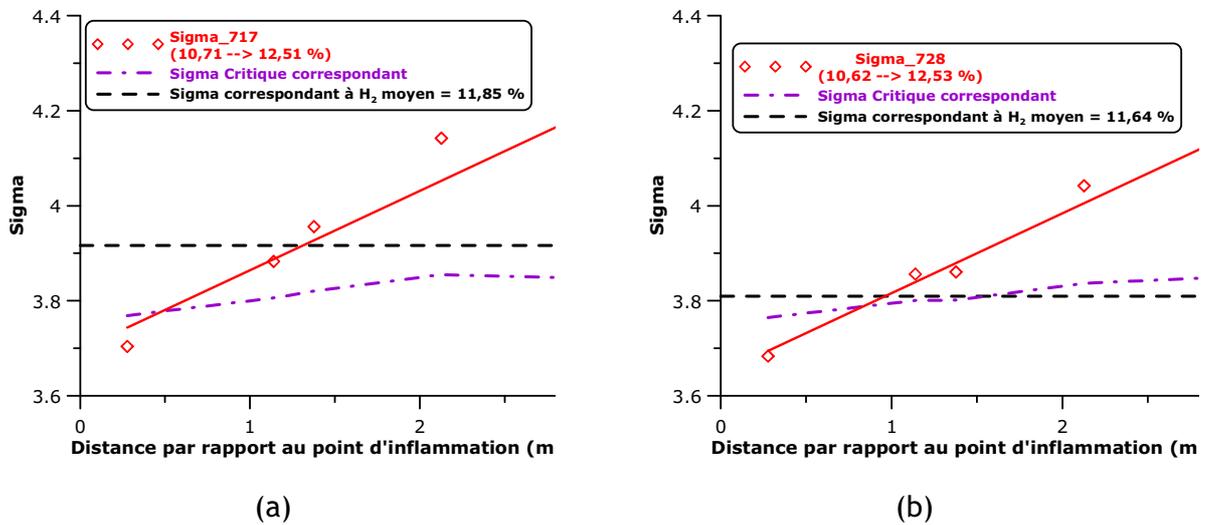


Figure 137 : Evolution du rapport d'expansion des gaz brûlés en fonction de la distance dans le tube d'accélération de flamme pour les essais 717 (a) et 728 (b).

De même que pour le cas des gradients négatifs, nous avons tracé l'évolution du coefficient d'expansion moyen des gaz, σ_{moyen} , en fonction d'un paramètre qui tient compte à la fois du gradient du coefficient d'expansion des gaz brûlés, $d\sigma/dx$ et du coefficient d'expansion maximal σ_{max} d'expansion (Figure 138).

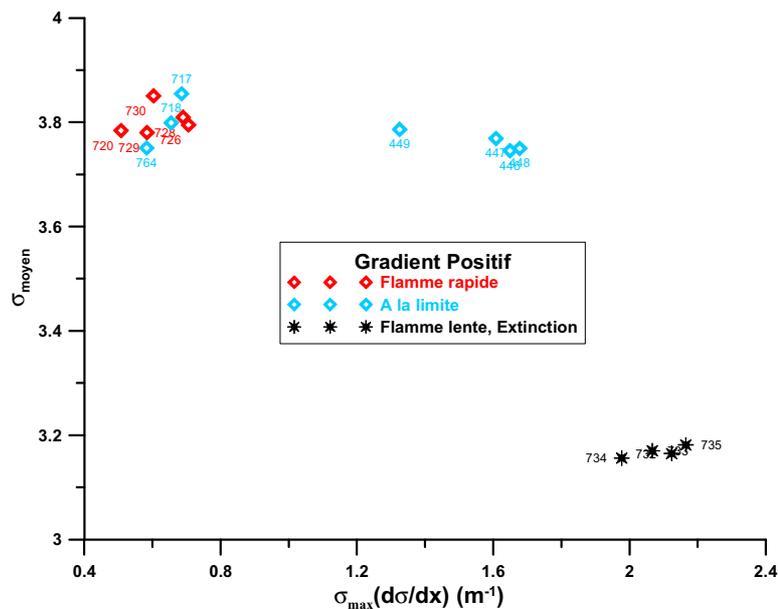


Figure 138 : Evolution du rapport d'expansion moyen des gaz brûlés en fonction du paramètre $\sigma_{max} * d\sigma/dx$ dans le cas des gradients positifs de concentration en hydrogene dans l'air. Tous les essais effectués en 2004 et 2006 sont reportés sur cette figure.

Dans le cas des gradients positifs, il n'y a pas de limite claire qui se dégage. En effet, les essais 717 et 718 sont considérés comme des flammes lentes bien que le rapport entre la célérité maximale observée et celle du son soit de l'ordre de 0,4. La même remarque peut être faite pour les essais 446 à 449. Il semblerait que, lorsque le paramètre ($\sigma_{\max} * d\sigma/dx$) est supérieur à 0,8, aucune flamme rapide n'est observée. Cependant cette tendance nécessite d'être vérifiée par des essais dans un plus large domaine de composition des mélanges.

CONCLUSION DU CHAPITRE IV

Ce chapitre concerne l'analyse de la propagation d'une flamme dans un mélange monophasique gazeux combustible hydrogène - air en présence d'un gradient de concentration d'hydrogène dans le milieu. L'objectif de cette étude était d'identifier, d'une part, les différents régimes de propagation de flamme observés dans une enceinte encombrées d'obstacles répétés et, d'autre part, de vérifier si le critère mis au point dans le cas des mélanges uniformément répartis était applicable au cas des gradients.

Cette étude a nécessité la mise au point d'une méthodologie pour la création et la caractérisation de gradients. Il était primordial de pouvoir, d'une part, déterminer le profil de concentration d'hydrogène dans ENACCEF et, d'autre part, de pouvoir être capable de reproduire le même gradient pour différents essais.

Pour la caractérisation du mélange combustible en fonction de la position le long du tube d'accélération de flamme, nous avons choisi d'utiliser un système de chromatographie en phase gazeuse équipé d'un détecteur à catharomètre. Un protocole de calibration a ainsi été mis au point après plusieurs campagnes d'essais où des améliorations ont été apportées continuellement afin d'être capable de réaliser des mesures de concentration en hydrogène avec des erreurs inférieures au pour cent.

De même, différentes méthodes d'obtention des gradients ont pu être testées avant de définir le protocole qui permet l'obtention d'un gradient de concentration consigne répétable.

Les essais effectués durant les différentes campagnes de mesures ont été réalisés pour des gradients positifs et négatifs. Différentes observations ont pu être faites :

- Concernant la célérité de propagation maximale observée dans l'enceinte d'accélération de flamme, elle est généralement plus élevée dans le cas du gradient négatif que dans celui où l'hydrogène est uniformément réparti. Par contre, dans le cas d'un gradient positif, la célérité maximale observée est proche de celle enregistrée dans le cas d'un mélange uniforme correspondant à la teneur en moyenne hydrogène.
- Concernant le profil de pression enregistré dans l'enceinte d'accélération de flamme ainsi que de son maximum, on note une évolution différente selon le signe du gradient de concentration. Dans le cas du gradient négatif correspondant à une concentration moyenne de 11,5 %mol d'H₂ dans l'air, le pic de pression enregistré est comparable à celui enregistré dans le cas d'un mélange homogène à 11,5 % mais ce maximum est atteint beaucoup plus vite dans le cas du gradient que dans le cas uniforme. En effet le temps de combustion se rapproche de celui observé dans le cas d'un mélange uniforme à

13 % d'H₂ dans l'air. Dans le cas d'un gradient positif, le maximum de pression enregistré correspond à celui observé pour le cas uniforme le plus riche en hydrogène (le volume du dôme est dix fois supérieur à celui du tube) tandis que le temps de combustion se rapproche de celui observé dans le cas homogène moyen (soit à 11,5 % d'H₂).

- Enfin, dans de nombreux cas, en présence d'un gradient de concentration négatif, des extinctions de flamme ont été obtenues. Dans le cas homogène ou en présence d'un gradient de concentration positif, avec des teneurs en hydrogène comparables, aucune extinction n'a été observée.

L'analyse des différents résultats observés dans le cas de propagation de flamme de prémélange dans une enceinte encombrée d'obstacles répétés en présence d'un gradient de concentration en hydrogène, a permis de montrer que :

- Dans le cas des gradients négatifs, un critère basé sur le coefficient d'expansion des gaz brûlés correspondant à une concentration moyenne pourrait être déduit ; dans ce cas, la relation serait différente de celle obtenue pour les mélanges homogènes ; elle s'écrirait alors :

$$\sigma_{moyen}^* = 0,075 \cdot [\beta \cdot (Le - 1)]_{moyen} + 4 \quad \text{Eq. [6]}$$

- Dans le cas des gradients positifs, nous n'avons pas pu établir de corrélation simple comme dans le cas des gradients négatifs.

Au cours de cette étude, nous nous sommes efforcés de réaliser des essais avec des mélanges hydrogène - air pour des teneurs comprises entre 10,5 et 13 % mol d'H₂ dans l'air. Nous avons rajouté quelques essais avec des teneurs plus faibles ou plus élevées en hydrogène afin de faire varier, dans une plus large gamme, les différents paramètres importants dans l'analyse des critères d'accélération de flamme, à savoir le coefficient d'expansion des gaz brûlés, la célérité du son dans les gaz brûlés, les nombres de Zeldovich et de Lewis (entre autres). Afin d'étendre ces critères, il serait nécessaire de faire varier ces paramètres, soit en changeant le rapport azote/oxygène, soit en rajoutant des diluants.

Chapitre V

Impact des gouttes sur une flamme accélérée

Ce chapitre présente la méthodologie et les résultats obtenus en ce qui concerne l'impact des gouttelettes de grand diamètre sur la propagation de flammes préalablement accélérées. Les essais, menés dans l'enceinte ENACCEF II, visent à déterminer si l'aspersion est promotrice ou inhibitrice de la combustion et à quantifier l'impact sur la pression maximale mesurée d'une part et sur la vitesse de montée en pression d'autre part.

1 EFFET DE L'ASPERSION SUR UNE FLAMME ACCELEREE

Après avoir étudié le comportement des flammes dans ENACCEF, nous avons pu les classer en fonction de leur propension à s'accélérer, c'est-à-dire à générer des surpressions dangereuses pour le confinement des structures. Nous allons maintenant évaluer l'impact que des gouttelettes peuvent avoir sur la flamme et sur l'évolution de la pression dans l'enceinte. Le dispositif utilisé pour cette campagne d'essais est ENACCEF II, qui permet en particulier d'ensemencer le dôme avec des gouttelettes.

1.1 PREPARATION DES MELANGES

Les mélanges combustibles sont constitués d'air déshydraté (21 % O₂ + 79 % N₂) et d'hydrogène. Pour une partie des essais, de l'eau liquide a été atomisée dans les gaz. La combustion peut alors se faire en présence de vapeur d'eau et d'eau liquide et les caractéristiques de la flamme pourront être comparées à celles observées sans aspersion.

Un effort particulier a été fourni pour mesurer de façon précise les fractions volumiques d'hydrogène introduites. Les nouveaux débitmètres BROOKS (5850S - 5 et 20 L.min⁻¹) ont été étalonnés et des prélèvements ont été effectués juste avant l'inflammation, de manière à vérifier que les fractions volumiques sont exactes. L'erreur sur la mesure est inférieure à 0,2 % et la méthode de mesure ainsi que l'appareillage sont identiques à ceux utilisés lors de la première campagne d'essais sur ENACCEF.

2 PROTOCOLE EXPERIMENTAL

Des essais préliminaires, qui ne seront pas présentés dans cette thèse, ont permis de mettre au point un protocole expérimental fiable pour l'étude de l'interaction entre une flamme préalablement accélérée et des gouttelettes de grande taille (SMD > 150 µm). L'enceinte est préalablement vidée jusqu'à atteindre un vide primaire de l'ordre de 5 à 10 Pa. Les débitmètres sont réglés de manière à introduire le prémélange gazeux combustible à la richesse souhaitée. Le mélange gazeux est ensuite introduit jusqu'à atteindre une pression de 1 bar (100 kPa). Deux prélèvements gazeux de 10 L chacun sont effectués aux deux extrémités du tube d'accélération (0 et 2,877 m du point d'inflammation) lorsque la pression est voisine de 0,92 bars. Une fois le mélange introduit, l'aspersion est déclenchée, si besoin dans le dôme, pendant une durée de 3 secondes et l'inflammation est ensuite produite par une étincelle dans le fond du tube d'accélération. Une quantité négligeable de gouttes pénètre dans le tube d'accélération et on considère que, dans le tube, la propagation de la flamme se fait en présence d'une seule phase gazeuse. Un dispositif d'acquisition de données enregistre les signaux de pression ainsi que ceux des photomultiplicateurs.

3 RESULTATS

22 essais validés ont été réalisés, en présence d'obstacles (BR=0,63). Les conditions expérimentales sont regroupées dans le Tableau 30.

N° Essai	<XH ₂ > [%]	Injecteur	N° Essai	<XH ₂ > [%]	Injecteur
7g	13,06	sec	19g	≈ 13,0	14W
8g	13,13	14W	20g	≈ 13,0	sec
9g	10,62	sec	21g	10,52	sec
11g	11,72	sec	22g	≈ 10,5	sec
12g	11,49	sec	23g	≈ 13,0	2.8W
13g	11,51	14W	24g	13,22	2.8W
14g	11,55	sec	25g	13,14	2.8W
15g	≈ 11,5	14W	26g	13,13	2.8W
16g	13,12	sec	27g	11,72	2.8W
17g	10,71	sec	28g	11,72	2.8W
18g	10,66	sec	29g	11,77	2.8W

Tableau 30 : conditions expérimentales des essais validés d'aspersion sur une flamme accélérée H₂ / air, réalisés sur ENACCEFII – essais nommés 7g à 29g

La technique de remplissage utilisée permet de réduire au maximum la stratification des mélanges dans l'enceinte. Une ligne de gaz unique est alimentée par les débitmètres, puis cette ligne est divisée de manière à introduire les gaz en milieu de dôme et en milieu de tube d'accélération. Les valeurs marquées en jaune (essais 10g ; 15g ; 19g ; 20g 22g et 23g) n'ont pas fait l'objet de mesure et sont les valeurs de consigne. Pour tous les autres essais, l'analyse des gaz par chromatographie a permis de déterminer la concentration en dihydrogène. L'écart maximal enregistré pour un même essai, entre l'échantillon prélevé à 0 m et celui prélevé à 2,877 m du point d'inflammation est de 0,1 % d'H₂ Vol. dans l'air. La valeur de concentration volumique d'H₂ dans l'air reportée dans le Tableau 30 est la moyenne entre ces deux mesures. La température de travail est la température ambiante, comprise entre 20 et 25 °C pour les gaz et 13 à 17 °C pour l'eau injectée. La tension de vapeur de l'eau varie donc entre 2,4 et 3,8 kPa.

Pour l'aspersion, les deux buses 2.8 W et 14 W ont été utilisées. Elles génèrent un spray conique, de manière à ce que les gouttes occupent le volume maximum dans le dôme. On rappelle que le débit de la buse 2.8 W est de 1,7 L.min⁻¹ et que celui de la buse 14 W est de 8.6 L.min⁻¹. Lorsque l'aspersion est déclenchée pendant 3 secondes, 85 mL d'eau liquide sont introduits dans l'enceinte avec la buse 2.8 W et 430 mL avec la buse 14 W. Les diamètres moyens de Sauter sont respectivement de 158 µm pour la buse 2.8 W et 270 µm pour la 14 W. Pour plus de détails sur la caractérisation des sprays, le lecteur pourra se reporter au chapitre II.

3.1 MELANGES 10,5 % D'H₂ DANS L'AIR

En traçant l'évolution de la vitesse de propagation de la flamme en fonction de la position par rapport au point d'inflammation, on constate que deux comportements distincts peuvent être identifiés. Sur la Figure 139 on remarque que la flamme est coincée dans le champ d'obstacles (0,813 → 2,091 m par rapport au point d'inflammation) pour les essais 17g, 18g, 21g, 22g et qu'elle parvient à pénétrer dans le dôme pour un seul essai, l'essai 9g. Dans 80 % des cas, la flamme est donc coincée, alors que sa célérité de propagation est voisine de 300 m.s⁻¹. Pour l'essai 9g, la vitesse de la flamme est également voisine de 300 m.s⁻¹, bien que la flamme se propage jusque dans le dôme. Les concentrations volumiques correspondant aux essais référencés s'évaluent entre 10,50 et 10,71 % Vol. H₂ dans l'air.

Il est également intéressant de visualiser les signaux de pression associés aux essais présentés car ils permettent de s'assurer que l'élévation de pression reste quasi nulle dans les cas d'extinction. Sur la Figure 140, on remarque que seul l'essai 9g présente un pic de pression significatif à 2,69 bars alors que la P_{AICC} s'élève à 4,44 bars dans ces conditions. Le dôme et le tube étant dans un rapport de volume proche de 10, c'est la combustion du dôme de l'enceinte qui pilote majoritairement l'élévation de pression. Pour cette fraction volumique d' H_2 , aucun essai n'a été réalisé en présence de goutte car la probabilité qu'il y ait extinction avant même l'arrivée dans le dôme est trop forte.

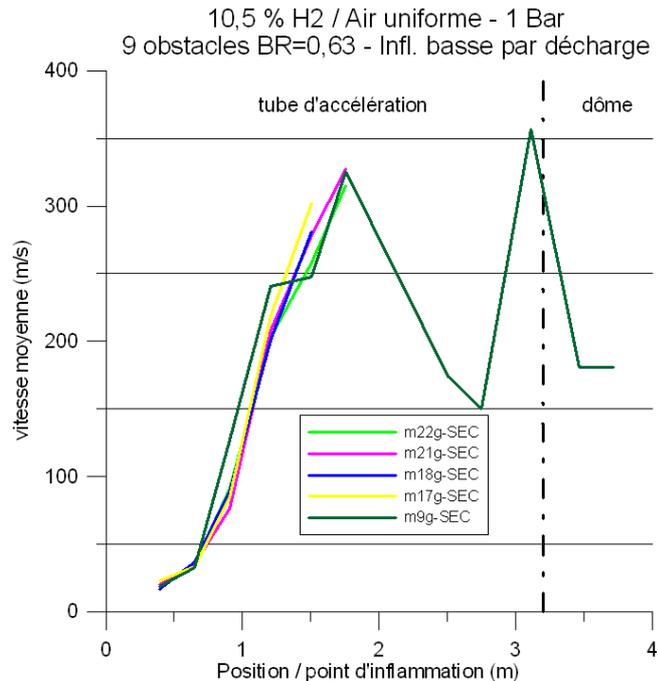


Figure 139 : Evolution de la vitesse en fonction de la position par rapport au point d'inflammation, en l'absence d'aspersion – Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 10,5 % Vol. H_2 dans l'air.

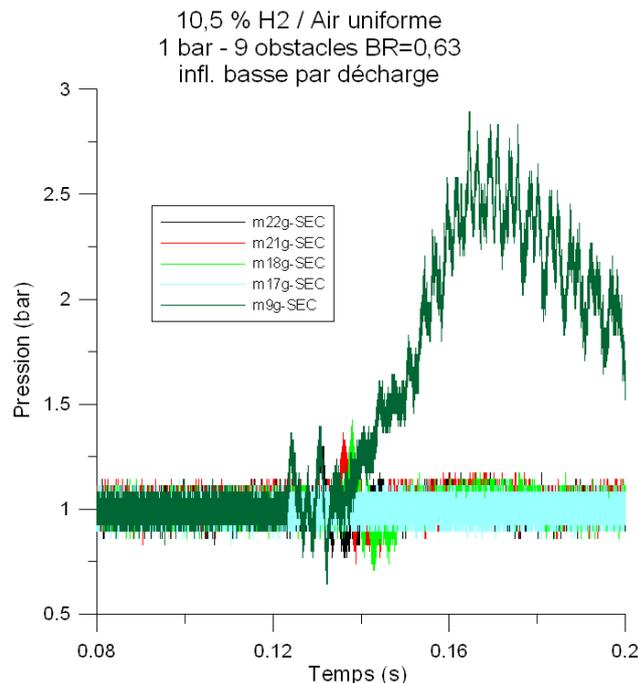


Figure 140 : Evolution de la pression absolue dans l'enceinte ENACCEFII, en l'absence d'aspersion – Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 10,5 % Vol. H_2 dans l'air.

3.2 MELANGES 11,5 % D'H₂ DANS L'AIR

Le cas 11 % d'H₂ dans l'air correspond au cas limite de flamme fortement accélérée telle qu'elle a été définie dans le chapitre IV. Il est donc intéressant de se pencher sur l'action que les gouttelettes peuvent avoir sur la flamme.

La Figure 141 représente l'évolution de la célérité de propagation de la flamme par rapport à la distance au point d'inflammation. Les essais 11g, 12g et 14g ont été effectués sans aspersion. Pour les essais 27g, 28g et 29g l'aspersion a été obtenue par l'injecteur 2.8 W et pour les essais 13g et 15g, l'aspersion a été obtenue par l'injecteur 14W. Pour ces essais, la dispersion en concentrations s'étale de 11,49 à 11,77 % Vol. d'H₂ dans l'air.

On remarque que l'accélération qui a lieu dans le champ d'obstacles est très reproductible d'un essai à l'autre, dans la mesure où les concentrations sont très voisines et que les gouttelettes ne sont présentes que dans le dôme, quand l'essai est réalisé en présence d'aspersion. La célérité maximale, atteinte en dernière partie du tube d'accélération est comprise entre 630 et 810 m.s⁻¹, à 2,50 m du point d'inflammation. La célérité du son dans les gaz brûlés est estimée à 693 m.s⁻¹ dans ces conditions et par conséquent, ces flammes sont classées dans le domaine des flammes fortement accélérées ($V_{max} / C_{sp} > 0,5$).

La mesure des célérités dans le dôme est complexe puisque l'intérieur de l'enceinte est le siège de réflexions multiples, en présence de gouttes. La détermination des temps de passage par rapport aux photomultiplicateurs est peu précise et les célérités mesurées ne sont pas reproductibles d'un essai à l'autre, même pour une composition initiale très proche. La turbulence très forte de la flamme à l'entrée dans le dôme peut aussi être responsable en partie de la dispersion observée. En revanche, il est intéressant de remarquer que la vitesse d'entrée dans le dôme est très voisine pour tous les essais présentés : 55 m.s⁻¹ à 3,10 m du point d'inflammation.

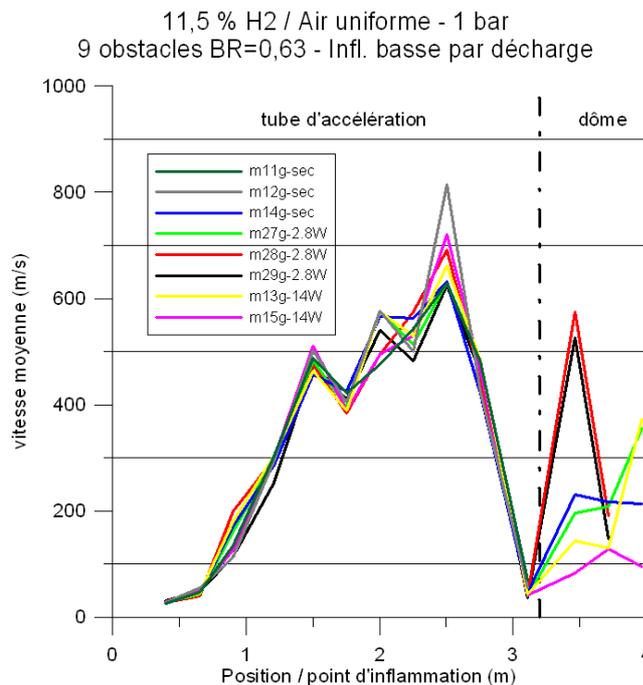


Figure 141 : Evolution de la vitesse en fonction de la position par rapport au point d'inflammation. Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 11,5 % Vol. H₂ dans l'air.

Sur la Figure 142, on remarque que la variation de pression est caractéristique d'une propagation totale de la flamme. Aucune extinction n'a été observée pour cette série d'essais, contrairement aux essais réalisés avec une composition initiale de 10,5 % Vol. d'H₂ dans l'air. En effet, on peut distinguer deux phases dans l'évolution de la pression. En isolant l'essai 27g réalisé en présence d'aspersion, par exemple, on remarque une première élévation brutale de pression correspondant au passage physique de la flamme au niveau du capteur.

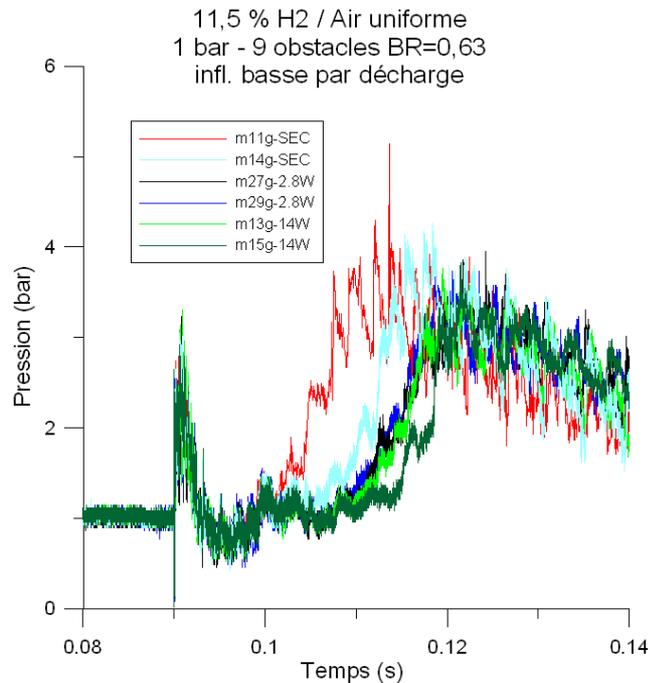


Figure 142 : Evolution de la pression absolue dans l'enceinte ENACCEFII. Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 11,5 % Vol. H₂ dans l'air.

Sur la Figure 143, à 90 ms, la flamme arrive à 2,877 m du point d'inflammation, lieu où se trouvent simultanément le PM6 et le capteur de pression Kistler. Ce pic de pression laisse ensuite place à une élévation plus lente du signal de pression. Il s'agit de la combustion du volume correspondant au dôme. C'est dans cette phase de la propagation que le pic de pression maximale est enregistré.

11,72 % H₂ / Air uniforme
 1 bar - 9 obstacles BR=0,63
 infl. basse par décharge

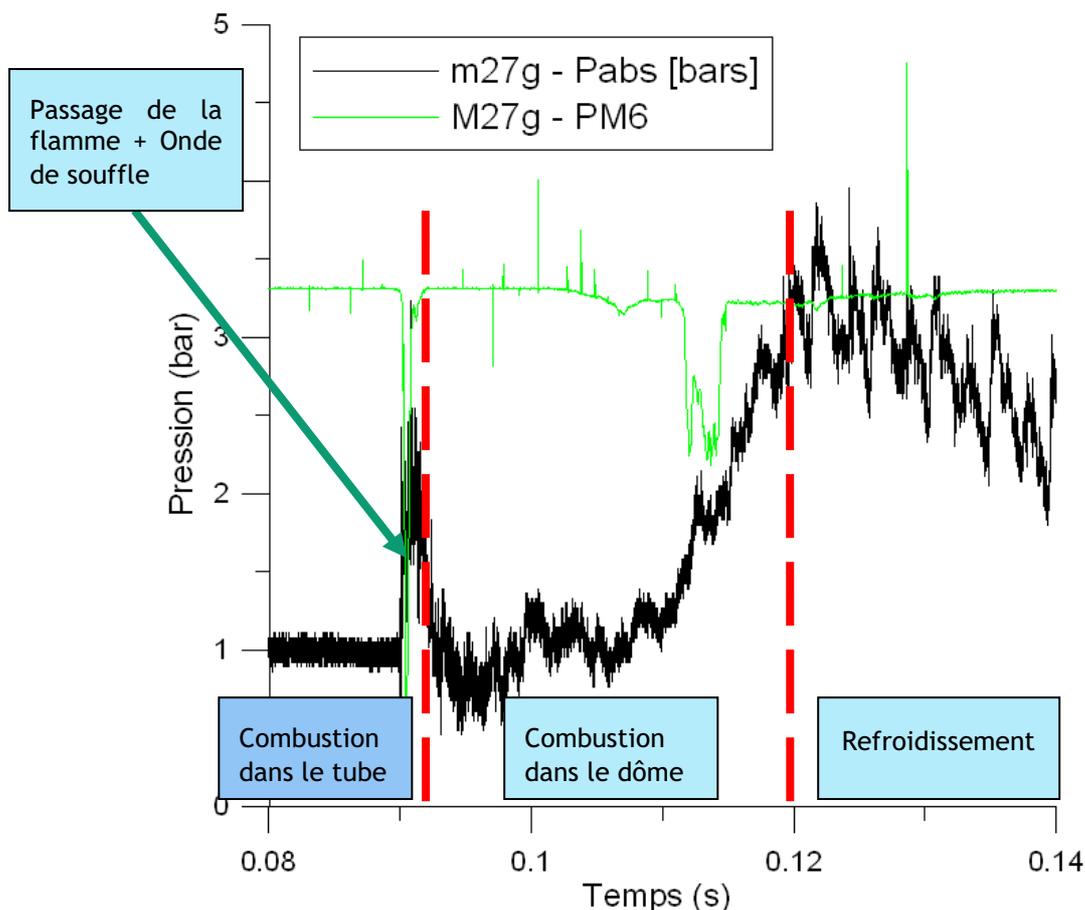


Figure 143 : Signal de pression et signal issu du photomultiplicateur N°6 pour l'essai 27g en présence d'aspersion – 2,877 m – Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 11,72 % Vol. H₂ dans l'air.

3.3 MELANGES 13 % D'H₂ DANS L'AIR

Lorsqu'on augmente encore la fraction d'hydrogène, on observe des flammes plus fortement accélérées, c'est-à-dire que le rapport entre la célérité maximale mesurée et la célérité du son calculée dans les gaz brûlés est compris entre 0,5 et 1. Pour ces essais, la dispersion autour de la concentration initiale d'hydrogène s'étale entre 13,0 et 13,22 % Vol. d'H₂ dans l'air. Même s'il est difficile de tirer des conclusions quant aux célérités mesurées dans le dôme, il est important de constater que pour ces mélanges, la célérité maximale peut être atteinte en fin de tube ou dans le dôme et qu'elle peut dépasser 1000 m.s⁻¹.

L'accélération le long du tube, en particulier dans le champ d'obstacles est cependant bien reproductible d'un essai à l'autre comme on peut le voir sur la Figure 144.

On observe sur la Figure 145 que la forme du signal de pression est similaire à ce qu'on observe pour des concentrations voisines de 11,5 % Vol. d'H₂ dans l'air : un pic de pression correspondant au passage physique de l'onde de souffle au niveau du capteur puis une élévation plus lente jusqu'au maximum, correspondant à la combustion du volume engendré par le dôme.

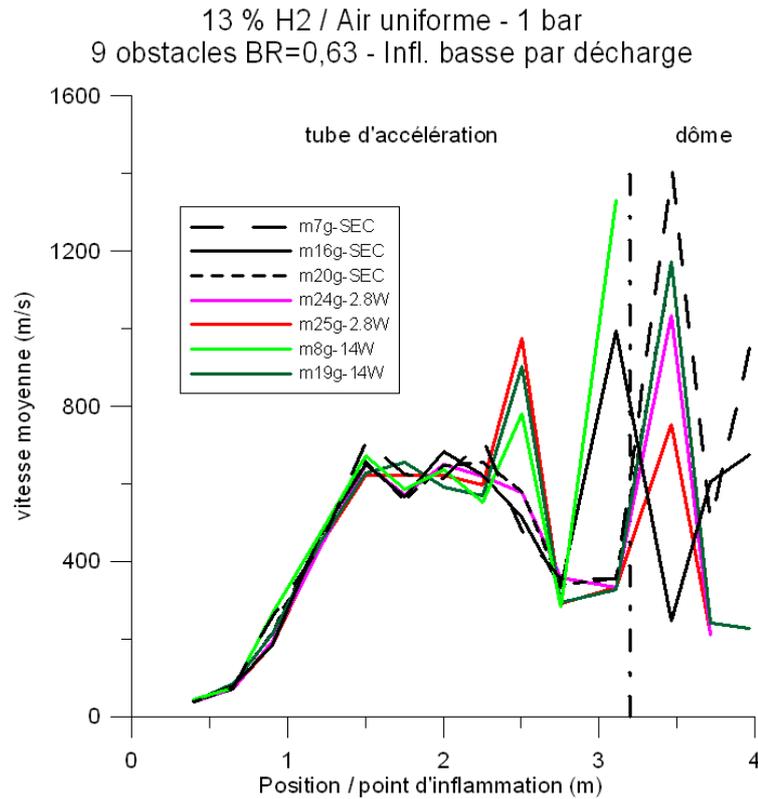


Figure 144 : Evolution de la vitesse en fonction de la position par rapport au point d'inflammation, en présence (couleurs) et en absence (noires) d'aspersion. Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 13 % Vol. H₂ dans l'air.

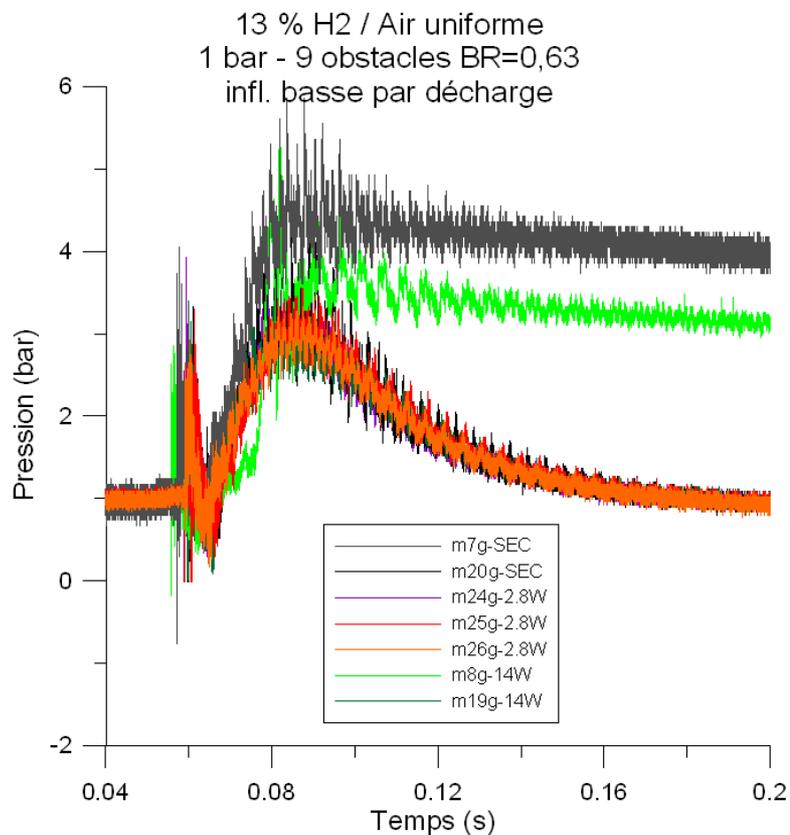


Figure 145 : Evolution de la pression absolue dans l'enceinte ENACCEFII, en présence (couleurs) et en absence (noires) d'aspersion. Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 13 % Vol. H₂ dans l'air.

4 DISCUSSION

Sur la Figure 143, on distingue un premier pic de pression correspondant au passage de la flamme à 2,877 m, c'est-à-dire simultanément au niveau du PM6 et du capteur de pression Kistler. Pour évaluer l'impact que les gouttes peuvent avoir sur la flamme à son entrée dans le dôme, nous allons utiliser ce pic de pression et ramener tous les essais d'une même gamme à la même référence temporelle. Pour cela, nous prendrons comme référence temporelle l'essai 27g, pour les essais réalisés en présence de 11,5 % Vol. d'H₂, et l'essai 8g pour les essais réalisés en présence de 13 % Vol. d'H₂.

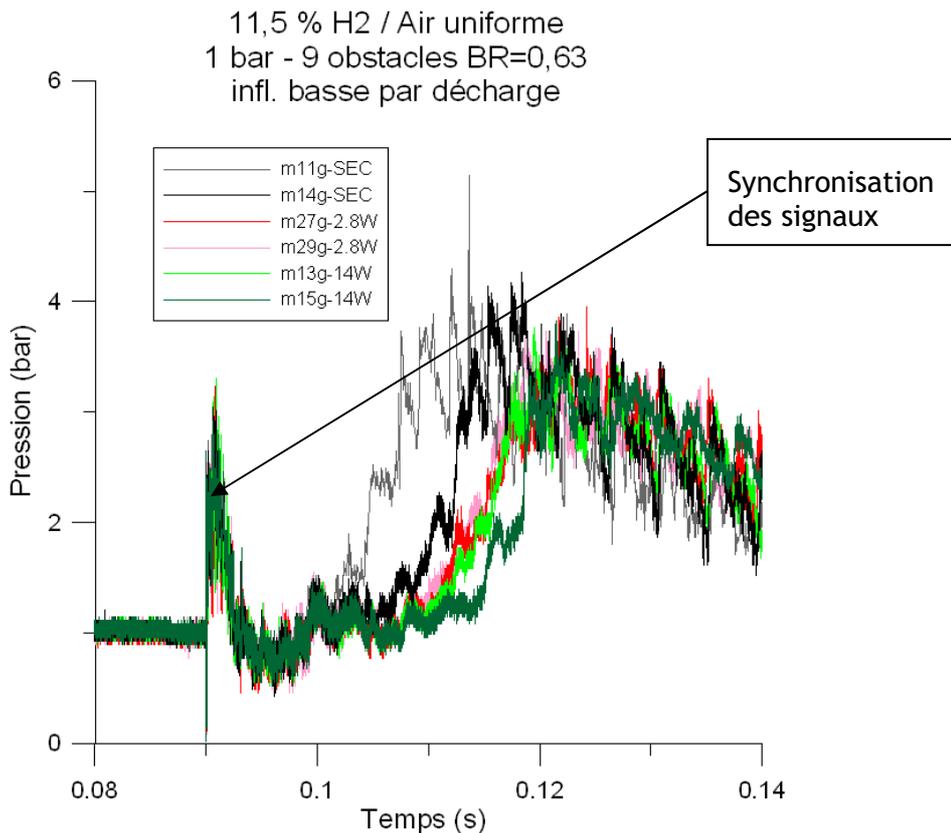


Figure 146 : Ajustement des bases de temps des différents essais – Référence : m27g – Evolution de la pression absolue dans l'enceinte ENACCEFII en présence (couleurs) et en absence (noires) d'aspersion. Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 11,5 % Vol. H₂ dans l'air.

Sur la Figure 146, on peut visualiser l'évolution des signaux de pression des différents essais, alors qu'ils sont ramenés au même temps de passage à 2,877 m que l'essai 27g. Ainsi, il est possible de comparer l'évolution de la pression alors que la flamme se déplace dans le dôme, avec une référence temporelle commune à l'ensemble des essais en présence d'aspersion ou secs. Sur le Tableau 31, on trouve la liste des différents essais réalisés, ainsi que leurs caractéristiques :

- Le pourcentage volumique d'hydrogène est donné pour le mélange initial sans gouttes (la tension de vapeur d'eau à température ambiante est négligée)
- Les pressions absolues maximales sont mesurées à partir des signaux expérimentaux
- Les temps de montée en pression Δt_P sont donnés par rapport aux échelles réajustées, c'est-à-dire après alignement temporel des pics de pressions provenant

du passage de la flamme devant le capteur Kistler. Ils correspondent au temps séparant le passage de la flamme à 2,877 m (premier pic de pression) du maximum. Pour l'essai 9g, et uniquement pour celui-ci, réalisé en présence de 10,62 % Vol. d'H₂, le temps indiqué dans le Tableau 31 correspond au temps de montée jusqu'au maximum de pression, à partir de l'inflammation.

- P_{AICC} représente la pression adiabatique de combustion, calculée avec Chemkin [101] à volume constant.

En évaluant le rapport entre pression maximale atteinte et pression adiabatique de combustion, on peut évaluer le taux de gaz brûlés.

N° essai	XH ₂ [% Vol.]	Buse	P _{max} [bars]	Δt _P [ms]	P _{AICC} [bars]	% P _{AICC}
9g	10,62%	SEC	2,69	170	4,44	60,49
17g	10,71%	SEC	extinction	extinction	4,47	-
18g	10,66%	SEC	extinction	extinction	4,45	-
21g	10,52%	SEC	extinction	extinction	4,41	-
22g	10,50%	SEC	extinction	extinction	4,40	-
11g	11,72%	SEC	4,03	22,71	4,73	85,06
12g	11,49%	SEC	-	-	4,67	-
13g	11,51%	14	3,59	30,64	4,68	76,81
14g	11,55%	SEC	4,14	26,56	4,68	88,31
15g	11,50%	14	3,64	31,76	4,67	77,97
27g	11,72%	2.8W	3,68	31,91	4,73	77,81
28g	11,72%	2.8W	-	-	4,74	-
29g	11,77%	2.8W	3,63	29,83	4,75	76,50
7g	13,06%	SEC	5,11	29,32	5,09	100,32
8g	13,13%	14W	5,13	27,07	5,10	100,88
16g	13,12%	SEC	-	-	5,10	-
19g	13,00%	14W	3,15	23,60	5,07	62,12
20g	13,00%	SEC	3,84	24,73	5,05	75,96
23g	13,00%	2.8W	-	-	5,07	-
24g	13,22%	2.8W	3,45	25,00	5,12	67,36
25g	13,14%	2.8W	3,43	25,10	5,10	67,23
26g	13,13%	2.8W	3,28	25,95	5,10	64,29

Tableau 31 : Caractéristiques des différents essais réalisés – Buses 2.8W / 14W et mélanges secs.

Les essais 11g et 14g ont été réalisés en l'absence de gouttelettes et la pression atteinte dépasse 85 % de la P_{AICC} alors qu'elle n'excède pas 78 % en présence de celles-ci. Même si le choix de l'injecteur semble avoir peu d'influence sur la propagation de la flamme, la présence des gouttes réduit significativement la pression maximale atteinte. On constate aussi que la montée en pression est amorcée plus tôt pour ces deux essais

11g et 14g. La combustion dans le dôme est donc moins rapide en présence de gouttelettes lorsque la fraction d'hydrogène est voisine de 11,5 % Vol. d'H₂ dans l'air.

Sur la Figure 147, si on se penche sur l'analyse des signaux de pression obtenus pour la série d'essais à 13 % Vol. d'H₂ dans l'air, on constate que le comportement est plus complexe. Les flammes sont fortement accélérées dans le tube et atteignent le dôme avec une vitesse supérieure à 400 m.s⁻¹. Les essais 19g ; 24g ; 25g et 26g ont atteint approximativement 65 % de la P_{AICC} et ont donc un comportement similaire à ce qui est observé avec des flammes à 11,5 % Vol. d'H₂ dans l'air. Pour l'essai 7g, on atteint 100 % de la P_{AICC} mais pour l'essai 20g, réalisé en l'absence de gouttelettes également, la pression n'a atteint que 76 % de la P_{AICC}. Lors de l'essai 8g, réalisé en présence de gouttes, il est aussi surprenant d'observer que la pression maximale est très voisine de la P_{AICC}.

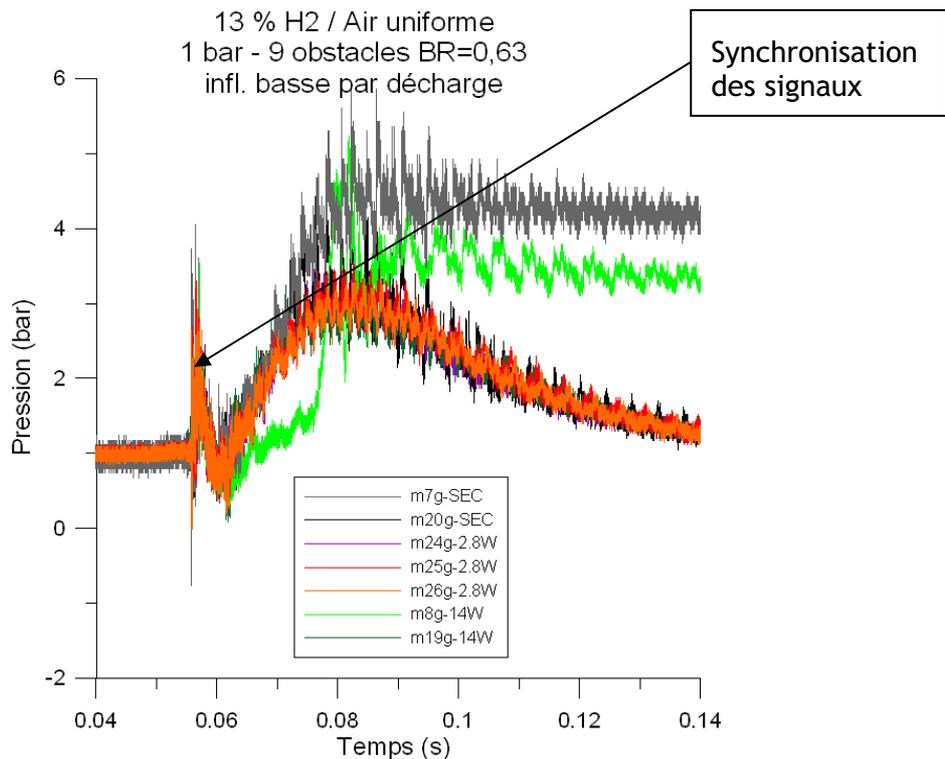


Figure 147 : Ajustement des bases de temps des différents essais – Référence : m8g – Evolution de la pression absolue dans ENACCEFII, en présence (couleurs) et en l'absence (noires) d'aspersion. Rapport de blocage = 0,63 – Pression initiale 1 bar – T° ambiante – 13 % Vol. H₂ dans l'air.

CONCLUSION DU CHAPITRE V

Un outil hautement instrumenté a été réalisé pour l'étude de l'interaction entre une flamme et des gouttes d'eau d'un diamètre de 168 ou 270 μm . Il a permis de caractériser l'influence de l'aspersion sur la pression maximale, la vitesse de montée en pression et la célérité de propagation spatiale de la flamme. D'après les essais réalisés, on peut conclure que la présence des gouttelettes réduit la pression maximale atteinte dans l'enceinte et ralentit la vitesse de montée en pression.

La granulométrie des gouttes, pour la gamme testée, n'a pas d'influence notable sur l'impact du spray. Si on exclut le cas de la série d'expériences à 10,5 % Vol. d' H_2 dans l'air à cause du trop grand nombre d'extinctions observé, on remarque aussi que l'écart à la P_{AICC} semble grandir avec la fraction d'hydrogène. Thomas et Coll. [102] ont conduit des expériences dans un tube présentant un rapport longueur sur diamètre élevé. Ils ont montré que l'efficacité du spray est d'autant plus forte que la vitesse des gaz en amont du front de flamme est forte. L'impact sur les grandes gouttes génère une fragmentation secondaire qui permet d'obtenir un nombre important de gouttelettes beaucoup plus fines dans la zone réactive. La vitesse des gaz arrivant sur les gouttelettes est comprise entre 250 et 450 m.s^{-1} alors que dans notre étude, les gaz impactent les gouttes à environ 400 m.s^{-1} pour les essais à 13 % mais seulement à 50 m.s^{-1} pour la série réalisée à 11,5 % Vol. d' H_2 dans l'air. On pourrait s'attendre à ce que le rapport $P_{\text{max}} / P_{\text{AICC}}$ diminue à mesure que la fraction d'hydrogène augmente, générant des célérités de plus en plus élevées.

Cependant, pendant la durée de cette thèse, il n'a pas été possible de réaliser une étude suffisamment détaillée pour faire ressortir des comportements critiques en fonction de la densité du spray, de la granulométrie ou de la vitesse de flamme incidente.

CONCLUSION GENERALE

Les travaux réalisés durant cette thèse s'inscrivent dans le cadre des études de sécurité relatives aux Réacteurs à Eau Pressurisée (REP). Les scénarios d'accident grave prévoient de déclencher l'aspersion dans l'enceinte en cas d'élévation de pression, dans l'optique de rabattre les aérosols vers le puisard et de faire chuter la pression sur une échelle de temps longue (plusieurs dizaines d'heures). Cette réduction de pression résulte essentiellement de la chute de la température imposée par les gouttes froides et par la condensation de la vapeur d'eau excédentaire.

L'étude bibliographique qui a été effectuée lors des premiers mois de la thèse a permis de mettre en évidence le manque de données expérimentales concernant l'action de l'aspersion sur les flammes de prémélange hydrogène / air / vapeur d'eau. La plupart des études portent sur l'extinction des flammes de diffusion par des sprays de gouttelettes d'eau. Il ressort de cette analyse que l'un des paramètres clés dans l'interaction flamme / gouttelettes est le rapport entre son temps d'évaporation et son temps de séjour dans le front de flamme. Cette étude bibliographique rappelle par ailleurs les aspects fondamentaux des flammes de prémélange. Enfin, elle a éclairé le choix du matériel et l'établissement d'une méthodologie pour l'étude de l'interaction entre une flamme et des gouttelettes.

Le second chapitre décrit dans le détail les dispositifs expérimentaux utilisés lors des essais. Le premier dispositif nommé SF2, d'un volume d'environ 56 litres, a servi à l'étude de l'interaction des gouttes avec une flamme laminaire ou alors avec des flammes dont la célérité de propagation spatiale est faible. Les dispositifs ENACCEF et ENACCEF II, d'un volume d'environ 720 Litres, ont été optimisés pour accélérer les flammes d'une part, et pour évaluer l'impact que l'aspersion peut avoir sur leur propagation d'autre part.

Le troisième chapitre présente l'ensemble des résultats obtenus avec l'enceinte SF2. Les limites d'inflammabilité ont été déterminées avec et sans vapeur d'eau mais sans aspersion. Trois limites distinctes apparaissent : La limite de propagation ascendante, la limite de propagation horizontale et la limite de propagation descendante. L'influence de la pression et de la température initiale a aussi été mise en évidence, au même titre que celle de la fraction de vapeur d'eau dans le milieu. Si le mélange est inerté par une quantité suffisante de vapeur d'eau, il apparaît que l'aspersion peut ramener le milieu dans le domaine d'inflammabilité. Une source d'inflammation suffisante peut alors allumer le mélange et une petite poche de gaz brûlés est formée. Lorsque que la convection induite par l'aspersion est importante, cette bulle est transportée vers le fond de l'enceinte. La présence des gouttelettes dans le milieu n'a pas conduit à l'extinction de la flamme. Les grandes gouttes (>200 μm) peuvent générer un effet d'accrochage de flamme, augmentant la surface du front de flamme. Les petites gouttes participent à la réduction de la vitesse de montée en pression et généralement à celle de la pression maximale atteinte.

Dans le quatrième chapitre, la combustion se fait sans aspersion. Les mélanges monophasiques étudiés présentent un gradient de concentration en hydrogène le long du tube d'accélération d'ENACCEF II. Cette étude a permis de comparer l'effet d'une répartition stratifiée de l'hydrogène par rapport à une répartition uniforme. Différentes observations ont pu être faites :

- Le profil de pression et le profil de célérité dépendent fortement du sens du gradient considéré.

- A composition moyenne égale dans le tube, la célérité de propagation maximale est généralement supérieure dans le cas d'un gradient négatif.
- En présence des obstacles, de nombreux cas d'extinction ont été observés avec les gradients négatifs, surtout pour des valeurs fortes de gradient.

Pour les gradients négatifs, il est possible, en première approximation, d'utiliser le critère d'accélération de flamme, basé sur le facteur d'expansion. Il s'écrit alors :

$$\sigma_{moyen}^* = 0,075.[\beta.(Le-1)]_{moyen} + 4$$

Le cinquième et dernier chapitre rassemble les résultats obtenus lors de l'étude de l'action des grandes gouttelettes (158 et 270 μm) sur des flammes préalablement accélérées dans ENACCEF II. Il apparaît que l'aspersion a pour effet de réduire la violence de l'explosion car elle réduit généralement la pression maximale atteinte et la vitesse de montée en pression. A mesure que la célérité de l'onde incidente augmente, l'écart entre les vitesses de montée en pression obtenues avec et sans aspersion grandit. Cet effet a été attribué à l'efficacité de la fragmentation secondaire engendrée par l'onde de pression sur les gouttelettes.

Les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse améliorent la compréhension générale des mécanismes physiques rencontrés lors d'un accident grave de réacteur à eau pressurisée. Ils renseignent sur l'impact des gouttes vis-à-vis de la probabilité d'inflammation du mélange gazeux d'une part et sur le comportement de la flamme en présence d'aspersion d'autre part. Les phénomènes intervenant dans les premiers instants du développement de la flamme ont été étudiés et, en cas d'accélération de la flamme durant sa propagation, une meilleure connaissance du mécanisme d'interaction flamme / gouttelettes permettra de mieux prédire les conséquences sur les structures.

Annexe 1

Mécanisme réactionnel de la combustion de l'hydrogène dans l'air

ELEMENTS CONSIDERED	ATOMIC WEIGHT
1. H	1.00797
2. O	15.9994
3. N	14.0067
4. C	12.0112
5. AR	39.9480
6. HE	4.00260

SPECIES CONSIDERED	S G	M O L E C U L A R W E I G H T	T E M P E R A T U R E		E L E M E N T C O U N T						
			L O W	H I G H	H	O	N	C	A R	H E	
1. H2	G	0	2.01594	300.0	5000.0	2	0	0	0	0	0
2. O2	G	0	31.99880	300.0	5000.0	0	2	0	0	0	0
3. H2O	G	0	18.01534	300.0	5000.0	2	1	0	0	0	0
4. H	G	0	1.00797	300.0	5000.0	1	0	0	0	0	0
5. O	G	0	15.99940	300.0	5000.0	0	1	0	0	0	0
6. OH	G	0	17.00737	200.0	6000.0	1	1	0	0	0	0
7. HO2	G	0	33.00677	200.0	3500.0	1	2	0	0	0	0
8. H2O2	G	0	34.01474	300.0	5000.0	2	2	0	0	0	0
9. AR	G	0	39.94800	300.0	5000.0	0	0	0	0	1	0
10. N2	G	0	28.01340	300.0	5000.0	0	0	2	0	0	0
11. HE	G	0	4.00260	300.0	5000.0	0	0	0	0	0	1

REACTIONS CONSIDERED	(k = A T**b exp(-E/RT))		
	A	b	E
1. H+O2=O+OH	3.55E+15	-0.4	16599.0
2. O+H2=H+OH	5.08E+04	2.7	6290.0
3. H2+OH=H2O+H	2.16E+08	1.5	3430.0
4. O+H2O=OH+OH	2.97E+06	2.0	13400.0
5. H2+M=H+H+M	4.58E+19	-1.4	104380.0
6. H2+AR=H+H+AR	5.84E+18	-1.1	104380.0
7. H2+HE=H+H+HE	5.84E+18	-1.1	104380.0
8. O+O+M=O2+M	6.16E+15	-0.5	0.0
9. O+O+AR=O2+AR	1.89E+13	0.0	-1788.0
10. O+O+HE=O2+HE	1.89E+13	0.0	-1788.0
11. O+H+M=OH+M	4.71E+18	-1.0	0.0
12. H+OH+M=H2O+M	3.80E+22	-2.0	0.0
13. H+O2(+M)=HO2(+M)	1.47E+12	0.6	0.0
14. HO2+H=H2+O2	1.66E+13	0.0	823.0
15. HO2+H=OH+OH	7.08E+13	0.0	295.0
16. HO2+O=O2+OH	3.25E+13	0.0	0.0
17. HO2+OH=H2O+O2	2.89E+13	0.0	-497.0
18. HO2+HO2=H2O2+O2	4.20E+14	0.0	11982.0
19. HO2+HO2=H2O2+O2	1.30E+11	0.0	-1629.3
20. H2O2(+M)=OH+OH(+M)	2.95E+14	0.0	48430.0
21. H2O2+H=H2O+OH	2.41E+13	0.0	3970.0
22. H2O2+H=HO2+H2	4.82E+13	0.0	7950.0
23. H2O2+O=OH+HO2	9.55E+06	2.0	3970.0
24. H2O2+OH=HO2+H2O	1.00E+12	0.0	0.0
25. H2O2+OH=HO2+H2O	5.80E+14	0.0	9557.0

A : [mole-cm-sec-K],
E : [cal/mole]

Annexe 2

Paramètres des mélanges étudiés en présence de gradients de concentration d'hydrogène (Chapitre IV)

essai	position	X	σ	C _{sp}	Le	Ma _b	β	$\beta(\text{Le}-1)$	T _f
736	0	0,11432	3,81	761,99	0,349	-9,147	11,804	-7,688	1474
	0,277	0,10887	3,70	748,68	0,346	-9,421	12,256	-8,018	1424
	1,139	0,09267	3,33	706,96	0,337	-10,155	13,761	-9,129	1271
	1,377	0,08479	3,15	685,52	0,332	-10,504	14,588	-9,744	1195
	2,127	0,06706	2,73	634,22	0,321	-11,173	16,695	-11,331	1021
	2,877	0,05828	2,50	606,76	0,316	-11,356	17,875	-12,231	933
737	0	0,11428	3,81	761,99	0,349	-9,148	11,805	-7,688	1474
	0,277	0,10941	3,71	749,92	0,346	-9,394	12,212	-7,986	1428
	1,139	0,09409	3,36	710,68	0,337	-10,087	13,621	-9,024	1284
	1,377	0,0885	3,24	695,66	0,334	-10,356	14,192	-9,449	1230
	2,127	0,06774	2,73	636,05	0,321	-11,114	16,616	-11,280	1027
	2,877	0,05803	2,51	605,83	0,316	-11,427	17,914	-12,261	930
738	0	0,11229	3,77	757,09	0,348	-9,251	11,969	-7,808	1455
	0,277	0,10956	3,71	750,39	0,346	-9,379	12,197	-7,975	1430
	1,139	0,09241	3,33	706,16	0,336	-10,174	13,791	-9,151	1268
	1,377	0,08897	3,25	697,01	0,334	-10,326	14,141	-9,411	1235
	2,127	0,06917	2,78	640,56	0,323	-11,119	16,427	-11,128	1042
	2,877	0,0568	2,48	601,97	0,315	-11,467	18,083	-12,390	918
740	0	0,14592	4,49	835,12	0,365	-7,669	9,577	-6,081	1761
	0,277	0,14164	4,40	825,60	0,363	-7,868	9,844	-6,271	1723
	1,139	0,11874	3,91	772,65	0,351	-8,946	11,453	-7,432	1515
	1,377	0,11266	3,78	758,08	0,348	-9,232	11,937	-7,784	1459
	2,127	0,07659	2,96	662,37	0,327	-10,845	15,519	-10,442	1115
	2,877	0,06374	2,65	623,79	0,319	-11,292	17,138	-11,668	988
741	0	0,16688	4,91	879,75	0,375	-6,724	8,409	-5,255	1944
	0,277	0,16082	4,79	867,11	0,372	-6,993	8,726	-5,478	1892
	1,139	0,13369	4,23	807,79	0,359	-8,238	10,363	-6,643	1652
	1,377	0,12376	4,02	784,80	0,354	-8,706	11,066	-7,151	1562
	2,127	0,07953	3,03	670,67	0,329	-10,729	15,180	-10,188	1143
	2,877	0,06383	2,66	624,08	0,319	-11,289	17,125	-11,658	989
761	0	0,1267	4,08	791,62	0,355	-8,568	10,853	-6,996	1588
	0,277	0,1249	4,04	787,39	0,354	-8,654	10,985	-7,091	1572
	1,139	0,1176	3,89	770,01	0,351	-8,999	11,540	-7,495	1504
	1,377	0,1161	3,85	766,38	0,350	-9,071	11,660	-7,582	1491
	2,127	0,1074	3,66	744,93	0,345	-9,482	12,385	-8,113	1410
	2,877	0,1053	3,62	739,64	0,344	-9,580	12,570	-8,248	1390
763	0	0,12725	4,09	792,99	0,356	-8,541	10,812	-6,966	1593
	0,277	0,12651	4,08	791,15	0,355	-8,577	10,867	-7,006	1586
	1,139	0,11896	3,92	773,38	0,351	-8,934	11,432	-7,416	1517
	1,377	0,11667	3,87	767,83	0,350	-9,043	11,612	-7,547	1496
	2,127	0,10815	3,68	746,90	0,345	-9,446	12,318	-8,063	1417
	2,877	0,10481	3,60	738,38	0,344	-9,604	12,614	-8,281	1385

Paramètres des mélanges étudiés en gradient négatif. σ : rapport d'expansion, C_{sp} : célérité du son dans les gaz brûlés (m.s⁻¹), Le, Nombre de Lewis, β : nombre de Zeldovich, T_f : température adiabatique de flamme (K) et Ma_b : nombre de Markstein des gaz brûlés. Les mélanges sont composés de xH₂+(1-x)(0,21O₂ + 0,79N₂).

essai	position	X	σ	Csp	Le	Mab	β	$\beta(\text{Le-1})$	Tf
765	0	0,1157	3,85	766,05	0,350	-9,083	11,677	-7,594	1489
	0,277	0,1153	3,83	763,79	0,349	-9,115	11,739	-7,640	1481
	1,139	0,0996	3,49	725,07	0,341	-9,846	13,090	-8,632	1336
	1,377	0,0963	3,41	716,47	0,339	-9,997	13,405	-8,865	1305
	2,127	0,0861	3,18	689,10	0,333	-10,452	14,447	-9,639	1207
	2,877	0,0407	2,08	546,49	0,304	-11,547	20,396	-14,188	751
	766	0	0,1091	3,70	749,17	0,346	-9,402	12,238	-8,005
0,277		0,1044	3,60	737,36	0,343	-9,622	12,649	-8,307	1381
1,139		0,088	3,23	694,30	0,334	-10,369	14,245	-9,488	1226
1,377		0,0857	3,17	688,00	0,333	-10,469	14,491	-9,672	1203
2,127		0,0686	2,77	638,77	0,322	-11,138	16,501	-11,184	1036
2,877		0,0654	2,70	629,27	0,320	-11,241	16,908	-11,492	1005
744		0	0,12441	4,03	786,22	0,354	-8,677	11,021	-7,118
	0,277	0,12055	3,95	776,97	0,352	-8,861	11,314	-7,330	1531
	1,139	0,11626	3,86	766,83	0,350	-9,062	11,645	-7,571	1492
	1,377	0,11176	3,76	755,86	0,347	-9,275	12,012	-7,839	1451
	2,127	0,10823	3,68	746,93	0,345	-9,443	12,315	-8,061	1417
	2,877	0,10674	3,65	743,17	0,345	-9,513	12,445	-8,157	1403
	745	0	0,12484	4,04	787,16	0,354	-8,657	10,991	-7,096
0,277		0,12152	3,97	779,35	0,353	-8,814	11,238	-7,276	1540
1,139		0,11607	3,85	766,38	0,350	-9,072	11,660	-7,582	1491
1,377		0,11458	3,82	762,73	0,349	-9,142	11,781	-7,670	1477
2,127		0,11125	3,75	754,41	0,347	-9,301	12,059	-7,874	1445
2,877		0,10644	3,64	742,44	0,344	-9,528	12,471	-8,176	1400
746		0	0,13207	4,20	804,09	0,358	-8,314	10,473	-6,722
	0,277	0,12355	4,02	784,30	0,354	-8,716	11,083	-7,162	1560
	1,139	0,10624	3,64	741,91	0,344	-9,537	12,488	-8,189	1398
	1,377	0,09861	3,47	722,48	0,340	-9,892	13,184	-8,701	1327
	2,127	0,08615	3,18	689,12	0,333	-10,451	14,445	-9,638	1207
	2,877	0,07129	2,84	646,86	0,324	-11,045	16,162	-10,927	1063

Paramètres des mélanges étudiés en gradient négatif.

essai	position	X	σ	C _{sp}	Le	Ma _b	β	$\beta(\text{Le}-1)$	T _f
717	0,277	0,1071	3,70	675,39	0,345	-9,622	12,436	-8,147	1403
	1,139	0,1151	3,88	693,20	0,349	-9,240	11,763	-7,654	1477
	1,377	0,1184	3,96	700,42	0,351	-9,082	11,500	-7,463	1508
	2,127	0,1269	4,14	718,68	0,356	-8,674	10,859	-6,997	1586
	2,877	0,1251	4,10	714,86	0,355	-8,760	10,991	-7,093	1570
718	0,277	0,1071	3,70	675,39	0,345	-9,622	12,436	-8,147	1403
	1,139	0,1121	3,82	686,57	0,348	-9,384	12,009	-7,834	1450
	1,377	0,1135	3,85	689,67	0,348	-9,317	11,894	-7,750	1463
	2,127	0,122	4,04	708,21	0,353	-8,909	11,222	-7,261	1541
	2,877	0,1246	4,09	713,79	0,354	-8,784	11,028	-7,120	1565
720	0,277	0,1083	3,73	678,09	0,346	-9,565	12,332	-8,071	1414
	1,139	0,1122	3,82	686,80	0,348	-9,379	12,001	-7,828	1450
	1,377	0,1128	3,83	688,13	0,348	-9,350	11,951	-7,792	1456
	2,127	0,1209	4,01	705,84	0,352	-8,962	11,306	-7,321	1531
	2,877	0,1216	4,03	707,35	0,353	-8,928	11,253	-7,283	1537
726	0,277	0,1061	3,68	673,13	0,344	-9,671	12,524	-8,213	1393
	1,139	0,1122	3,82	686,80	0,348	-9,379	12,001	-7,828	1450
	1,377	0,1139	3,86	690,56	0,349	-9,295	11,858	-7,724	1467
	2,127	0,1204	4,00	704,76	0,352	-8,985	11,344	-7,349	1526
	2,877	0,1259	4,12	716,56	0,355	-8,722	10,932	-7,050	1577
728	0,277	0,1062	3,68	673,36	0,344	-9,665	12,516	-8,206	1394
	1,139	0,1139	3,86	690,56	0,349	-9,295	11,858	-7,724	1467
	1,377	0,1141	3,86	691,00	0,349	-9,288	11,845	-7,714	1468
	2,127	0,1223	4,04	708,86	0,353	-8,895	11,200	-7,244	1544
	2,877	0,1253	4,11	715,28	0,355	-8,750	10,975	-7,081	1571
729	0,277	0,1051	3,66	670,89	0,344	-9,716	12,612	-8,276	1384
	1,139	0,1138	3,85	690,34	0,349	-9,303	11,870	-7,732	1465
	1,377	0,1141	3,86	691,00	0,349	-9,288	11,845	-7,714	1468
	2,127	0,1203	4,00	704,54	0,352	-8,991	11,352	-7,355	1525
	2,877	0,1219	4,03	708,00	0,353	-8,914	11,230	-7,266	1540
730	0,277	0,1091	3,75	679,88	0,346	-9,527	12,263	-8,020	1422
	1,139	0,1156	3,89	694,30	0,350	-9,216	11,723	-7,625	1482
	1,377	0,1174	3,93	698,24	0,351	-9,130	11,579	-7,520	1499
	2,127	0,1240	4,08	712,50	0,354	-8,813	11,072	-7,152	1559
	2,877	0,1256	4,11	715,92	0,355	-8,736	10,954	-7,066	1574
732	0	0,0558	2,46	598,74	0,314	-11,490	18,224	-12,499	908
	0,277	0,0582	2,52	606,45	0,316	-11,444	17,889	-12,241	932
	1,139	0,0818	3,08	677,16	0,330	-10,628	14,919	-9,992	1166
	1,377	0,0878	3,22	693,73	0,334	-10,378	14,267	-9,505	1224
	2,127	0,1061	3,63	741,66	0,344	-9,536	12,500	-8,197	1397
	2,877	0,1226	3,94	781,96	0,353	-8,664	11,156	-7,216	1550

Paramètres des mélanges étudiés en gradient positif. σ : rapport d'expansion, C_{sp} : célérité du son dans les gaz brûlés (m.s⁻¹), Le, Nombre de Lewis, β : nombre de Zeldovich, T_f : température adiabatique de flamme (K) et Ma_b : nombre de Markstein des gaz brûlés. Les mélanges sont composés de xH₂+(1-x)(0,21O₂ + 0,79N₂).

essai	position	X	σ	Csp	Le	Mab	β	$\beta(\text{Le-1})$	Tf
733	0	0,0573	2,50	603,58	0,315	-11,470	18,012	-12,335	923
	0,277	0,059	2,54	609,02	0,316	-11,425	17,777	-12,155	940
	1,139	0,0826	3,10	679,37	0,331	-10,601	14,831	-9,926	1173
	1,377	0,0884	3,23	695,39	0,334	-10,341	14,203	-9,457	1229
	2,127	0,1069	3,65	743,64	0,345	-9,504	12,430	-8,145	1405
	2,877	0,1197	3,93	775,05	0,352	-8,897	11,376	-7,376	1524
734	0	0,0568	2,48	601,97	0,315	-11,451	18,082	-12,390	918
	0,277	0,059	2,54	609,02	0,316	-11,426	17,778	-12,156	940
	1,139	0,0831	3,11	680,82	0,331	-10,573	14,773	-9,883	1178
	1,377	0,0893	3,25	697,83	0,335	-10,299	14,109	-9,387	1238
	2,127	0,1053	3,62	739,64	0,344	-9,590	12,570	-8,249	1390
	2,877	0,1167	3,87	767,83	0,350	-9,049	11,612	-7,547	1496
735	0	0,0572	2,49	603,26	0,315	-11,445	18,028	-12,348	922
	0,277	0,059	2,54	609,02	0,316	-11,426	17,778	-12,156	940
	1,139	0,0824	3,10	678,84	0,331	-10,623	14,854	-9,943	1171
	1,377	0,0887	3,24	696,20	0,334	-10,334	14,170	-9,433	1232
	2,127	0,1074	3,66	744,96	0,345	-9,475	12,383	-8,112	1410
	2,877	0,1221	3,98	780,75	0,353	-8,781	11,194	-7,244	1546
764	0	0,1035	3,58	735,07	0,343	-9,664	12,731	-8,367	1373
	0,277	0,1028	3,56	733,29	0,342	-9,697	12,794	-8,414	1366
	1,139	0,1092	3,70	749,42	0,346	-9,397	12,230	-7,999	1426
	1,377	0,1127	3,78	758,08	0,348	-9,231	11,936	-7,783	1459
	2,127	0,12	3,94	775,77	0,352	-8,886	11,354	-7,359	1527
	2,877	0,1199	3,94	775,53	0,352	-8,890	11,361	-7,365	1526
742	0	0,1068	3,65	743,42	0,345	-9,509	12,436	-8,150	1404
	0,277	0,1064	3,64	742,41	0,344	-9,529	12,472	-8,177	1400
	1,139	0,1122	3,77	756,85	0,348	-9,255	11,977	-7,814	1454
	1,377	0,1149	3,83	763,43	0,349	-9,128	11,757	-7,653	1479
	2,127	0,1195	3,93	774,57	0,352	-8,908	11,391	-7,387	1522
	2,877	0,1213	3,97	778,88	0,353	-8,824	11,254	-7,287	1539
743	0	0,1067	3,65	743,17	0,345	-9,514	12,445	-8,157	1403
	0,277	0,1064	3,64	742,41	0,344	-9,528	12,472	-8,176	1400
	1,139	0,1109	3,74	753,64	0,347	-9,317	12,086	-7,894	1442
	1,377	0,1135	3,80	760,04	0,348	-9,193	11,869	-7,735	1466
	2,127	0,1208	3,96	777,69	0,352	-8,849	11,293	-7,315	1534
	2,877	0,1235	4,01	784,09	0,354	-8,718	11,087	-7,166	1559

Paramètres des mélanges étudiés en gradient positif

Références

-
- 1 **NFPA 750**: Standard on Water Mist Fire Protection Systems; 2000 Edition
 - 2 **Mawhinney J.R. ; Richardson J.K.** ; A Review of Water Mists Fire Suppression research and Development; Fire Technology; V33; p54-90; 1997
 - 3 **Yao B. ; Weichen F. ; Guangxuan L.**; Interaction of water mists with a diffusion flame in a confined space; Fire Safety Journal V33; p129-139; 1999
 - 4 **Consalvi J.L ; Porterie B. ; Loraud J.S** ; Dynamic and radiative aspects of fire-water mist interactions; Combustion Science and Technology V176; p721-752; 2004
 - 5 **Lefebvre A.H** ; Atomization and Sprays ; Hemisphere Publishing Corporation; 1989
 - 6 **Bodèle E.** ; Modélisation et simulation de l'atomisation secondaire et de la vaporisation turbulente. Application à la cryotechnique ; Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans ; 2004
 - 7 **Schraiber A.A. ; Podvysotsky A.M. ; Dubrovsky V.V.** ; Deformation and breakup of drops by aerodynamic forces ; Atomization and Sprays ; V6 ; p667-692 ; 1996
 - 8 **Ye J. ; Chen Z. ; Fan B. ; Xie B.** ; Suppression of methane explosions in a field-scale pipe ; Journal of Loss Prevention in the Process Industries V18 ; p89-95 ; 2005
 - 9 **Tjahjadi M. ; Stone H.A. ; Ottino J.M.** ; Satellite and subsatellite formation in capillary breakup. ; Journal of Fluid Mechanics ; V243 ; p297-317 ; 1992
 - 10 **Rabe C.** ; Etude de la coalescence dans les rampes de spray : application au système d'aspersion des Réacteurs à Eau Préssurisée; Thèse de doctorat de l'Université P.M Curie – IRSN / IRSN – 2009 - 116; janvier 2009
 - 11 **Parra T. ; Castro F. ; Mendez C. ; Villafruela J.M. ; Rodriguez M.A.** ; Extinction of premixed Methane – Air flames by water mists ; Fire Safety Journal ; V39 ; p581-600 ; 2004
 - 12 **Dvorjetski A. ; Greenberg J.B.** ; Theoretical analysis of polydisperse water spray extinction of opposed flow diffusion flames ; Fire Safety Journal V39 ; p309-326 ; 2004
 - 13 **Shebeko Yu. N. ; Tsarichenko S.G ; Korolchenko Ya. ; Trunev A.V. ; Navzenya V. YU. ; Papkov S.N. ; Zaitzev A.A.** ; Burning velocities and flammability limits of gaseous mixtures at elevated temperatures and pressures; Combustion and Flame V102; p427-437; 1995
 - 14 **Schmidt U.T. ; Sojka P.S.** ; Air-Assist pressure swirl Atomization; Atomization and Sprays; V9; p173-192; 1999
 - 15 **Spalding D.B.** ; The combustion of liquid fuels ; 4th Symposium (International) on Combustion ; p847-864 ; 1953
 - 16 **Godsave G.A.E.** ; Studies of the combustion of drops in a fuel-spray. The burning of single droplets ; 4th Symposium (International) on Combustion ; p818-830 ; 1953
 - 17 **Chen G. ; Gomez A.** ; Co-flow laminar diffusion flames of monodisperse sprays : Structure; Evaporation and microgravity effects ; Combustion Science and Technology ; V115 ; p177-201 ; 1996
 - 18 **Tambour Y.** ; A lagrangian sectional approach for simulating droplet size distribution of vaporizing fuel sprays in a turbulent jet. ; Combustion and Flame ; V60 ; p15-28 ; 1985
 - 19 **Lee J.** ; Dynamic parameters of gaseous detonations. Annual review of Fluid Mechanics ; V16 ; pp 311-336 ; 1984
 - 20 **Fay J.** ; A mechanical theory of spinning detonation. Journal of Chemical Physics; V20 ; pp 942 – 950 ; 1952
 - 21 **Desbordes D. ; Brisot D. ; Guerraud C.** ; *Taille et régularité de la structure de la détonation dans les gaz. Corrélations avec le diamètre critique de transmission de la détonation* ; Annales de Physique 14 ; pp629-635 ; 1989
 - 22 **Lamoureux N. ; Djebaili-Chaumeix N. ; Paillard C-E.** ; Mesures de vitesses fondamentales de combustion par la méthode de la bombe sphérique. Mélanges H₂-Air-CO₂-He à température ambiante et H₂-Air-Vapeur d'eau à 80°C; Rapport intermédiaire de contrat CNRS-4070 9B56870; octobre 2001
 - 23 **Malet F.** ; Etude expérimentale et numérique de la propagation de flammes prémélangées turbulentes dans une atmosphère pauvre en hydrogène et humide ; Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans ; décembre 2005
 - 24 **Gelfand B.E** ; APPENDIX A : Laminar and turbulent flame propagation in hydrogen – Air – Steam mixtures ; (Part of : Flame Acceleration and Deflagration to Detonation Transition in Nuclear Safety) ; OECD Nuclear Energy Agency -NEA/CSNI/R(2000)7 - 2000

-
- 25 **Dugger G.L. ; Heibel S. ; Weast R.C.** : I and E.C. ; V 47 ; p114 ; 1955
 - 26 **Mallard E. ; Le Châtelier H.L.** ; Ann Mines ; V4 ; p379 ; 1883
 - 27 **Murty Kanury A.** ; Introduction to combustion phenomena ; Gordon and Breach science publishers ; Combustion Science and Technology Book Series ; V2 ; 1975
 - 28 **Shimizu H. ; Tsuzuki M. ; Yamazaki Y. ; Koichi Hayashi A.** ; Experiments and numerical simulation on methane flame quenching by water mist ; Journal of Loss Prevention in the Process Industries ; V14 ; p603-608 ; 2001
 - 29 **Richard J.** ; Interaction d'un brouillard d'eau avec un feu de nappe à l'échelle laboratoire. Effets physicochimiques et influence sur le rayonnement ; Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers ; 2001
 - 30 **Coppalle A. ; Nedelka D. ; Bauer B.** ; Fire protection : Water curtains ; Fire Safety Journal ; V20 ; p241-255 ; 1993
 - 31 **Ravigurajan T.S. ; Beltran M.R.** ; A Model for Attenuation of Fire Radiation through Water Droplets ; Fire Safety Journal ; V15 ; p171-181 ; 1989
 - 32 **Yang W. ; Parker T. ; Ladouceur H.D. ; Kee R.J.** ; The interaction of thermal radiation and water mist in fire suppression ; Fire Safety journal V39 ; p41-66 ; 2004
 - 33 **Mawhinney J.R. ; Dlugogorski B.Z. ; Kim A.K.** ; A closer look at the fire extinguishing properties of water mist ; Fire Safety Science – Proceedings of the Fourth International Symposium ; p47-60 ; 1994
 - 34 **Braidech M.M. ; Neale J.A. ; Matson A.F. ; Dufour R.E** ; The mechanism of Extinguishment of Fire by Finely Divided Water ; Underwriters Laboratories Inc. for the National Board of Fire Underwriters ; 1955
 - 35 **Modak A.U. ; Abbud-Madrid A. ; Delplanque J.P. ; Kee R.J.** ; The effect of mono dispersed water mist on the suppression of laminar premixed hydrogen-; methane-; and propane-air flames; Combustion and Flame; V144; p103-111; 2006
 - 36 **Buckmaster J.D. ; Ludford G.S.S.** ; Theory of Laminar Flames; Cambridge University Press; 1982
 - 37 **Chelliah H.K.** ; Flame inhibition/suppression by water mist: Droplet size/surface area; flame structure; and flow residence time effects. ; Proceedings of the Combustion Institute ; 2006
 - 38 **Downie B. ; Polymeropoulos C.** ; Interaction of water mist with a buoyant methane diffusion flame ; Fire Safety Journal V24; p359-381; 1995
 - 39 **Acton M.R. ; Sutton P. ; Wickens M.J.** ; An Investigation of the Mitigation of gaz Cloud Explosions by Water Sprays ; British Gas MRS E595 ; Presented at Piper Alpha : Lessons for Life Cycle Safety Management Symposium; Institution of Chemical Engineers; London ; 1990
 - 40 **Bjerketvedt D. ; Bjørkhaug M.** ; Experimental investigation: Effect of waterspray on gas explosions; Report prepared by the Christian Michelsen Institute; Bergen; Norway; for the UK Department of Energy; OTH 90 316; HMSO ; 1991
 - 41 **Van Wingerden K. ; Wilkins B.** ; The Influence of water sprays on gas explosions. Part 1 : Water-spray-generated turbulence; Journal of Loss Prevention in the Process Industries V8 N°2 ; pp53-59; 1995
 - 42 **Van Wingerden K. ; Wilkins B. ; Bakken J. ; Pedersen G.** ; **The influence of water sprays on gas explosions. Part 2 : mitigation** ; Journal of Loss Prevention in the Process Industries V8 N°2 ; pp61-70; 1995
 - 43 **Van Wingerden K. ; Storvik I.E. ; Arntzen B.J. ; Teigland R. ; Bakke J.R. ; Sand I.Ø. ; Sørheim H.R.** ; *FLACS-93* - A new explosion simulator; Paper presented at the 2nd International Conference on Offshore Structural Design against Extreme Loads ; 1993
 - 44 **Van Wingerden K.** ; Mitigation of Gas Explosions Using Water Deluge ; Process Safety Progress V19 Issue 3 ; p173-178 ; 2004
 - 45 **Thomas G.O.** ; On the conditions required for explosion mitigation by water sprays; Process Safety and Environmental Protection; V78; p339-354; 2000
 - 46 **Bruce Ewan C.R. ; Moatamedi M.** ; Induced Water Atomization Devices for Gas Explosion Suppression ; Process Safety Progress ; V21 - N°2 ; 2002
 - 47 **Jones A. ; Thomas G.O.** ; The action of water sprays on fires and explosions : A review of experimental work ; TranslchemE Part B ; V71 ; 1993

-
- 48 **Thomas G.O. ; Jones A. ; Edwards D.H.** ; Influence of water sprays on explosion development in Fuel-Air mixtures.; *Combustion Science and Technology* V80 ; p47-61 ; 1991
- 49 **Tam V.H.Y. ; O'Connell M. ; Pedersen G. ; Renwick P.** ; Testing of the Micromist device: an active soft barrier for explosion control ; *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* V16 ; p81-88 ; 2003
- 50 **Andersson P. ; Arvidson M. ; Holmstedt G.** ; Small scale experiments and theoretical aspects of flame extinguishment with water mist; Report ISRN LUTDG/TVBB--3080-SE 1996
- 51 **Nyankina K. ; Turan O.F.** ; Optimal droplet diameter and relative sprinkler location in fire-sprinkler interaction; *Fire Safety Science; Proceedings of the 6th International Symposium*; p421-432; 1999
- 52 **Jiang Z. ; Chow W.K. ; Tang J. ; Li S.F.** ; Preliminary study on the suppression chemistry of water mists on poly(methyl methacrylate) flames ; *Polymer Degradation and Stability* V86 ; pp293-300 ; 2004
- 53 **Higgins B.H. ; Lacas F.M.** ; Effet d'un brouillard de gouttelettes d'eau sur la vitesse de flamme laminaire ; *Combustion* ; V14 ; 2000
- 54 **Srivastava R. ; McKinnon J.T. ; Bub R.J.** ; Modeling Study of the Effect of Fine Water Mists on Premixed CH₄/Air Flame Propagation ; *Halon Options Technical Working Conference*; 1997
- 55 **Mesli B.** ; Etudes expérimentales sur l'extinction par brouillards d'eau des flammes turbulentes de prémélanges stabilisées entre deux jets opposés. ; Thèse de doctorat de l'Université d'Orléans ; 2000
- 56 **Chao B.H. ; Law C.K.** ; Laminar flame propagation with volumetric heat loss and chain branching-terminating reactions; *International Journal of Heat and Mass Transfer*; V37; p673-680; 1994
- 57 **Knutar M. ; Finlay W.H. ; Kostiuik L.W.** ; Effects of water mists on premixed flame propagation ; *Joint Technical Meeting of Combustion Fundamentals and Applications*; Sans Antonio; 1995
- 58 **Tien J.H. ; Liu C.C. ; Lin T.H.** ; Extinction Theory of Stretched Premixed Flames by Inert Sprays; *Combustion Science and Technology*; V91; p309-327; 1993
- 59 **Schwer D. ; Kailasanath K.** ; Numerical simulations of the mitigation of unconfined explosions using water-mist ; *Proceedings of the Combustion Institute (2006)*; doi:10.1016/j.proci.2006.07.145.
- 60 **Van Wingerden K. ; Wilkins B.** ; The influence of water sprays on gas explosions. Part 1: Water-spray-generated turbulence ; *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* V8 ; p53-59 ; 1995
- 61 **Van Wingerden K. ; Wilkins B. ; Bakken J. ; Pedersen G.** ; The influence of water sprays on gas explosions. Part 2: Mitigation ; *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* V8 ; p61-70 ; 1995
- 62 **Alekhanov Yu.V. ; Bliznetsov M.V. ; Vlasov Yu.A. ; Gerasimov S.I. ; Dudin V.I ; Levushov A.E. ; Logvinov A.I. ; Lomtev S.A. ; Marmyshev V.V. ; Meshkov E.E. ; Semenov Yu.K. ; Tsykin S.V. ;** Method for studying the interaction of dispersed Water with Flame ; *Combustion; Explosion; and Shock Waves* V42 ; p48-54 ; 2006
- 63 **Yang W. ; Kee J.K.** ; The effect of Monodispersed Water Mists on the Structure; Burning Velocity; and Extinction Behavior of Freely Propagating; Stoichiometric; Premixed; Methane-Air Flames ; *Combustion and Flame* V130 ; p322-335 ; 2002
- 64 **Jones A. ; Nolan P.F.** ; Discussions on the use fine water sprays or mists for fire suppression ; *Journal of Loss Prevention in the Process Industries* V8 ; 1995
- 65 **Malet J.** ; Pré-calculs numériques 3-D d'un essai air-vapeur en présence de condensation dans l'enceinte TOSQAN avec le code TOS Multi-D »; IRSN/DPEA/SERAC/LPMAC/02-32; octobre 2002
- 66 **Malet J.** ; Presentation of the test matrix for the TOSQAN Facility spray program; IRSN/DSU/SERAC/LEMAC/03-06; novembre 2003
- 67 **Plumecocq W.** ; Etude de l'interaction d'un système d'aspersion liquid avec l'atmosphère environnante ; Thèse de doctorat de l'Université de Provence ; 1997
- 68 **Grant G. ; Brenton J. ; Drysdale D.** ; Fire suppression by water sprays ; *Progress in energy and Combustion Science* V26 ; p 79-130 ; 2000
- 69 **Sapko M.J. ; Furno A.L. ; Kuchta J.M.** ; Quenching methane-air ignitions with water sprays ; *Bureau of Mines Report RI-8214 ; U.S Dept of Interior* ; 1977
- 70 **Chelliah H.K. ; Lentati A.M** ; Dynamics of Droplets in a Counterflow Field and their Effect on Flame Extinction ; *Combustion and Flame* V115 ; p158-179 ; 1998

-
- 71 **Fischer B.T ; Awtry A.R. ; Sheinson R.S. ; Fleming J.W.** ; Flow behaviour impact on the suppression effectiveness of sub-10- μm water drops in propane/air co-flow non-premixed flames ; Proceedings of the Combustion Institute (2007) ; doi : 10.1016/j.proci.2006.07.023
- 72 **Jones A. ; Nolan P.F.** ; Discussions on the use fine water sprays or mists for fire suppression ; Journal of Loss Prevention in the Process Industries V8 ; 1995
- 73 **Li S.C.** ; Spray stagnation flames ; Progress in energy and Combustion Science V23 ; p303-347 ; 1997
- 74 **Van Wingerden K. ; Linga H.** ; New aspects of the effect of water spray on gas explosions in offshore rigs; Présenté lors de la conférence ERA – FIRE AND BLAST ENGINEERING; Londres – 19 Novembre 1997
- 75 **Van Wingerden K.** ; Mitigation of Gas Explosions Using Water Deluge; Process safety Progress V19; pp 173 – 178; 2004
- 76 **Lamoureux N. ; Djebaïli-Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Mesures de vitesses fondamentales de flamme par la méthode de la bombe sphérique. Mélanges H₂ – O₂ – N₂ ou H₂ – O₂ - He à température ambiante. Effet de la pression initiale.* Juin 2004. Contrat IPSNCNRS N°081 15 35 00.
- 77 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Laminar flame velocity determination for H₂ – air – He – CO₂ mixtures using the spherical bomb method;* Experimental Thermal Fluid Science; Vol. 27; pp. 385-393 (2003).
- 78 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Mesure de vitesses fondamentales de flamme par la méthode de la bombe sphérique. Mélanges H₂ – O₂ – N₂ ou H₂ – O₂ – He à température ambiante. Effet de la pression initiale.* Contrat IPSNCNRS N°081 15 35 00 ; Juin 2004
- 79 **Lamoureux N. ; Djebaïli-Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; Mesures de vitesses fondamentales de flamme par la méthode de la bombe sphérique. Mélanges H₂ – O₂ – N₂ ou H₂ – O₂ - He à température ambiante. Effet de la pression initiale. Juin 2004. Contrat IPSNCNRS N°081 15 35 00.
- 80 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Laminar flame velocity determination for H₂ – air – He – CO₂ mixtures using the spherical bomb method;* Experimental Thermal Fluid Science; Vol. 27; pp. 385-393 (2003).
- 81 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Mesure de vitesses fondamentales de flamme par la méthode de la bombe sphérique. Mélanges H₂ – O₂ – N₂ ou H₂ – O₂ – He à température ambiante. Effet de la pression initiale.* Contrat IPSNCNRS N°081 15 35 00 ; Juin 2004
- 82 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Etude expérimentale de la propagation de flammes de mélanges à base d'hydrogène dans une enceinte encombrée d'obstacles; Note technique sur l'enceinte d'accélération de flamme;* Octobre 2001; Contrat IPSN-CNRS N° 40.709B056970SM
- 83 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Série d'essais hautement instrumentés sur la combustion de l'hydrogène dans une enceinte encombrée d'obstacles. Mesures des vitesses spatiales de propagation de flamme dans une Enceinte d'Accélération de Flamme. Cas des mélanges hydrogène-air-diluants. ;* Décembre 2001; Contrat CNRS-IPSN/081.07.6600
- 84 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Série d'essais hautement instrumentés sur la combustion de l'hydrogène dans une enceinte encombrée d'obstacles; Mesures des vitesses spatiales de propagation de flammes dans une enceinte d'accélération de flamme. Cas des mélanges hydrogène-air-diluants. Essais de mesures de Vélocimétrie Doppler Laser;* Décembre 2002; Contrat IPSN-CNRS N° 081.1167.00
- 85 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Etude expérimentale de la propagation de flammes de mélanges à base d'hydrogène dans une enceinte encombrée d'obstacles. Mesures des vitesses spatiales de propagation de flamme dans une Enceinte d'ACCélération de Flamme;* Juillet 2003; Contrat IPSN-CNRS N° 081.1167.00
- 86 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Etude expérimentale de la propagation de flammes de mélanges à base d'hydrogène dans une enceinte encombrée d'obstacles. Mesures des vitesses spatiales de propagation de flamme dans une Enceinte d'ACCélération de Flamme;* Décembre 2003; Rapport Final; Contrat IPSN-CNRS N° 081.1167.00
- 87 **Bernard C. ; Cheikhravat H. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E.** ; *Mesures des Vitesses Spatiales de Propagation de Flamme dans une ENceinte d'ACCÉlération de Flamme. Influence des inhomogénéités de concentration d'hydrogène sur la propagation d'une flamme en présence d'obstacles;* CNRS – IRSN - N° 081 15 35 00 ; juillet 2006

-
- 88 **Kee R.J. ; Rupley F.M. ; Miller J.A. ;** *Chemkin-II : A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*; SAND89-8009B; 1989
- 89 **Coward; H. F. ; Jones; G. W ;** *Limits of Flammability of gases and vapors ; Bureau of Mines of Washington DC ;* 1952
- 90 **Hertzberg M. ; and Cashdollar K. ;** “Flammability behavior and pressure development of hydrogen mixtures in containment volumes”; Paper in Thermal hydraulics of nuclear reactors; American Nuclear society; Lagrange Park; IL; 1: 29-37 (1983)
- 91 **Lamoureux N. ; Chaumeix N. ; Paillard C.-E. ;** *Mesure des vitesses spatiales de propagation de flamme dans une ENceinte d’ACCElération de Flamme. Effet d’un gradient de concentration et de la position du point d’inflammation sur la vitesse de flamme*; décembre 2004. Contrat IPSN CNRS N°081 15 35 00
- 93 **Dorofeev S.B. ; Kuznetsov M.S. ; Alekseev V.I. ; Efimenko A.A. ; Bezmelnitsyn A.V. ; Yankin Yu.G. ; Breitung W. ;** *Effect of scale and mixture properties on behavior of turbulent flames in obstructed areas*; FZKA-6268; IAE-6127/3; 1999
- 94 **Dorofeev S.B. ; Kuznetsov M.S. ; Alekseev V.I. ; Efimenko A.A. ; Breitung W. ;** *Evaluation of limits for effective flame acceleration in hydrogen mixtures*; J. Loss Prevent. ; vol. 14; pp. 583-589; 2001
- 95 **Cheikhrahat H. ; Malet F. ; Chaumeix N. ; Paillard CE. ;** *Mesures des vitesses spatiales de propagation de flamme dans une ENceinte d’ACCElération de Flamme. Effet piston et effet venting sur les instabilités de flamme ; essais avec allumage dans le dôme d’ENACCEF*; décembre 2005; Contrat IPSN-CNRS N° 081 15 35 00
- 96 **Kee R.J. ; Rupley F.M. ; Miller J.A. ;** *Chemkin-II: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*; SAND89-8009B; 1989
- 97 **Kee R.J. ; Grcar J.F. ; Smooke M.D. ; Miller J.A. ;** *A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames*; Sandia International Laboratories Report No. SAND85-8240; 1993.
- 98 **Marinov N. ; Westbrook C.K. ; Pitz W.J. ;** in *Transport phenomena in Combustion*; Vol. 1; edited by S.H. Chan; Taylor and Francis; Washington; DC; 1996. (UCRL-JC-120677)
- 99 **Bechtold; J.K. ; Matalon; M.** *The dependence of the Markstein length on stoichiometry*; *Combust. Flame*; vol. 127; pp. 1906-1913; 2001
- 100 **Kuznetsov M. ; Alekseev V. ; Bezmelnitsyn A. ; Breitung W. ; Dorofeev S. ; Matsukov I. ; Veser A. ; Yankin Yu.** *Effect of obstacle geometry on behaviour of turbulent flames*; FZKA-6328; IAE-6137/3; 1999
- 101 **Kee R.J. ; Rupley F.M. ; Miller J.A. ;** *Chemkin-II : A fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics*; SAND89-8009B; 1989
- 102 **Thomas G.O; Jones A. ; Edwards J. ;** *Influence of water sprays on explosion development in fuel-air-mixtures*; *Combustion Science and Technology*; 1991; Vol. 80; pp47-61;

Homan CHEIKHRAVAT

Etude expérimentale de la combustion de l'hydrogène dans une atmosphère inflammable en présence de gouttes d'eau

Résumé :

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des études de sécurité relatives aux Réacteurs à Eau Pressurisée des centrales nucléaires. Les scénarios où il y a libération d'hydrogène prévoient de déclencher l'aspersion afin d'abaisser la pression et de rabattre les aérosols. Cependant l'aspersion entraîne l'abaissement de la température et, par conséquent, de la teneur en vapeur d'eau initialement suffisante pour rendre l'atmosphère inerte. L'objet de cette thèse est d'examiner les conditions de désinertage des milieux hydrogène/air/vapeur d'eau en présence d'un brouillard puis d'analyser l'interaction entre le spray d'eau et une flamme initialement laminaire ou turbulente. A cet effet deux installations ont été réalisées : une sphérique à inflammation centrale de 56 L pouvant être chauffée jusqu'à 200 °C et une de grand volume munie d'un dispositif d'accélération de flamme (ENACCEF). Avec ces outils ont été déterminées les limites d'inflammabilité des mélanges H₂/air/vapeur d'eau en fonction de la pression et de la température, le comportement des flammes au voisinage des limites, l'effet de l'aspersion sur le désinertage et enfin l'interaction entre le front de flamme et les gouttelettes en fonction notamment de leur granulométrie. L'influence d'un gradient de concentration d'hydrogène sur le critère de limite de flamme accélérée ainsi que le rôle de l'aspersion sur la propagation d'une flamme turbulente ont également été étudiés. Il ressort que l'aspersion peut provoquer non seulement le désinertage mais aussi être inefficace dans l'extinction de la flamme et même, dans certains cas, accroître la turbulence et l'accélération de la combustion.

Mots clés : Combustion, hydrogène, gouttelettes, désinertage, sécurité nucléaire, expérimentale

Experimental study of hydrogen combustion in a flammable atmosphere in presence of water drops

Summary:

This thesis is part of safety studies on Pressurized Water Reactors for nuclear power plants. Scenarios including a release of hydrogen predict to trigger spraying in order to reduce the pressure and collect the aerosols towards the bottom. However spraying involves lowering the temperature and, consequently, the content of water vapor initially sufficient to render the atmosphere inert. The purpose of this thesis is to study the desinerting conditions of premixed hydrogen / air / water vapor in presence of fogs and then to analyze the interaction between the water spray and the flame which can initially be laminar or turbulent. For this purpose two facilities have been designed: a spherical one of 56 L with central ignition that can be heated to 200 ° C and a large one optimised for flame acceleration (ENACCEF). With these tools have been determined the flammability limits of H₂/air/water vapor as a function of pressure and temperature, the behavior of flames close to the limits, the effect of sprinkling on desinerting and finally the interaction between the flame front and the droplets considering different mean droplets sizes. The influence of a hydrogen concentration gradient on the acceleration criterion and the role of sprinkling on the propagation of a turbulent flame have also been studied. It appears that the spray can cause not only desinerting but also be ineffective in extinguishing the flame and, in some cases, can even increase the turbulence rate and consequently the flame acceleration process.

Keywords : Combustion, hydrogen, droplets, desinerting, nuclear safety, experimental

Laboratoire ICARE

- 1C avenue de la recherche scientifique -