



**UNIVERSITÉ D'ORLÉANS**



**ÉCOLE DOCTORALE**

**ENERGIE, MATERIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS**

Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement



**THÈSE** présentée par :

**Romain GROSSEUVRES**



Soutenance prévue : **8 Octobre 2018**

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

Discipline/S spécialité : Combustion, Energétique, Mécanique des fluides

**Analyse de propagation de flammes Hydrogène-Air-  
Vapeur d'eau en milieu confiné**

**THÈSE dirigée par :**

**Nabiha CHAUMEIX** Directrice de recherche, CNRS ICARE Orléans

**RAPPORTEURS :**

**Marc BELLENOUE** Professeur, Université ISAE-ENSMA – CNRS Pprime Poitiers  
**Denis VEYNANTE** Directeur de recherche, EM2C, CNRS et Ecole Centrale Paris

**JURY :**

**Marc BELLENOUE** Professeur, Université ISAE-ENSMA – CNRS Pprime Poitiers  
**Ahmed BENTAÏB** Chercheur, IRSN, Fontenay-aux-Roses  
**Nabiha CHAUMEIX** Directrice de recherche, CNRS ICARE Orléans  
**Andrea COMANDINI** Chercheur, CNRS ICARE Orléans  
**Frédéric GRISCH** Professeur, INSA de Rouen – CNRS CORIA Rouen  
**Ernst-Arndt REINECKE** Chercheur, Centre de recherche de Jülich IEK-6, Allemagne  
**Denis VEYNANTE** Directeur de recherche, EM2C, CNRS et Ecole Centrale Paris



# Sommaire

<b>INTRODUCTION</b> .....	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1 ETAT DE L'ART DES FLAMMES DE PREMELANGE</b> .....	<b>5</b>
<b>1. Naissance d'une flamme</b> .....	<b>6</b>
1.1 Définition des limites d'inflammabilité .....	6
1.2 Influence du diluant.....	7
1.3 Influence de la température initiale.....	8
1.4 Influence de la pression initiale.....	9
1.5 Energie minimale d'inflammation .....	10
1.6 Influence de la turbulence initiale du milieu.....	12
1.7 Détermination des limites d'inflammabilité.....	13
<b>2. Modes de propagation des flammes de prémélange</b> .....	<b>13</b>
<b>3. Flammes laminaires de prémélange</b> .....	<b>16</b>
3.1 Structure d'une flamme laminaire de prémélange .....	16
3.1.1 Théorie de Mallard et Le Châtelier .....	18
3.1.2 Théorie de Zel'dovich, Frank-Kamenetskii et Semenov .....	19
3.2 Energie d'activation et nombre de Zel'dovich .....	20
3.3 Epaisseur du front de flamme laminaire .....	21
3.4 Instabilités de flamme .....	22
3.4.1 Instabilités hydrodynamiques .....	23
3.4.2 Instabilités thermo-diffusives.....	23
3.5 Méthodes de détermination des vitesses de flamme laminaire.....	24
3.6 Etat de l'art de l'étude des flammes laminaires de mélanges $H_2/O_2/N_2/H_2O_{gaz}$ .....	27
3.6.1 Impact de la richesse sur la vitesse de flamme laminaire de mélange $H_2/Air$ .....	27
3.6.2 Impact de la température sur la vitesse de flamme laminaire de mélange $H_2/Air$ .....	28
3.6.3 Impact de la dilution par l'azote sur la vitesse de flamme laminaire de mélange $H_2/O_2/N_2$	31
3.6.4 Impact de la dilution par la vapeur d'eau sur la vitesse de flamme laminaire de mélange $H_2/Air$ .....	33
<b>4. Flammes turbulentes</b> .....	<b>36</b>
4.1 Grandeurs caractéristiques de la turbulence .....	36
4.2 Classification des flammes turbulentes.....	38
<b>5. Déflagrations accélérées</b> .....	<b>40</b>
5.1 Accélération de flamme en tube lisse .....	41
5.2 Accélération de flamme en tube encombré.....	41
5.3 Régimes de propagation de flammes.....	45
5.3.1 Régime d'extinction.....	46
5.3.2 Régime des flammes subsoniques .....	47
5.3.3 Régime des flammes supersoniques .....	48

5.3.3 Régime des quasi-détonations .....	49
5.4 Conditions critiques pour l'accélération d'une flamme .....	51
<b>6. Conclusions sur l'état de l'art des flammes de prémélange .....</b>	<b>54</b>
<b>CHAPITRE 2       DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET METHODOLOGIE .....</b>	<b>55</b>
<b>1. Etudes des flammes laminaires.....</b>	<b>56</b>
1.1 Bombes sphériques .....	56
1.1.1 Bombe sphérique de 93L.....	56
1.1.2 Bombe sphérique de 56 L.....	57
1.1.3 Préparation des mélanges.....	59
1.1.4 Inflammation des mélanges .....	60
1.1.5 Visualisation par technique Schlieren .....	60
1.1.6 Analyse des images Schlieren et détermination de la vitesse de flamme laminaire .....	62
1.1.7 Incertitudes sur la détermination de vitesse de flamme laminaire et la longueur de Markstein .....	64
1.2 Modélisation.....	69
1.2.1 Mode de fonctionnement des codes de calculs utilisés.....	70
1.2.2 Calcul des paramètres fondamentaux de combustion .....	71
<b>2. Etudes des flammes accélérées.....</b>	<b>72</b>
2.1 ENACCEF 1 .....	72
2.1.1 Description de l'enceinte.....	72
2.1.2 Instrumentation de l'enceinte.....	75
2.1.3 Calcul de la vitesse de propagation de flamme et incertitude.....	78
2.2 ENACCEF 2 .....	81
2.2.1 Description de l'enceinte.....	81
2.2.2 Instrumentation de l'enceinte.....	84
2.2.3 Calcul de la vitesse de propagation de flamme et incertitude.....	87
2.2.4 Calcul des paramètres de choc.....	87
2.3 Analyses chromatographiques .....	88
<b>3. Conclusions sur les dispositifs expérimentaux et méthodologie .....</b>	<b>90</b>
<b>CHAPITRE 3       RESULTATS ET DISCUSSIONS.....</b>	<b>91</b>
<b>1. Paramètres fondamentaux .....</b>	<b>92</b>
1.1 Choix du mécanisme cinétique détaillé.....	93
1.2 Vitesses de flammes laminares .....	94
1.2.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote .....	94
1.2.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau .....	96
1.2.3 Comparaison avec la littérature .....	97
1.2.3.1 Mélanges H <sub>2</sub> /Air en conditions ambiantes.....	97
1.2.3.2 Mélanges H <sub>2</sub> /Air à température élevée .....	98
1.2.3.3 Mélanges H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> en conditions ambiantes .....	99

1.2.3.4 Mélanges H <sub>2</sub> /Air/H <sub>2</sub> O <sub>gaz</sub> .....	101
1.3 Longueurs de Markstein .....	101
1.3.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote .....	101
1.3.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau .....	102
1.4 Rayons critiques des flammes H <sub>2</sub> /Air/H <sub>2</sub> O <sub>gaz</sub> .....	103
1.5 Epaisseur de front de flamme .....	106
1.5.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote .....	106
1.5.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau .....	107
1.5.3 Comparaison avec la littérature .....	108
1.5.3.1 Mélanges H <sub>2</sub> /Air en conditions ambiantes .....	108
1.5.3.2 Mélanges H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> en conditions ambiantes .....	109
1.6 Energie d'activation et nombre de Zel'dovich .....	110
1.6.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote .....	110
1.6.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau .....	112
1.6.3 Comparaison des deux méthodes de calcul .....	113
1.6.4 Comparaison avec la littérature .....	114
1.7 Nombre de Lewis effectif .....	115
1.7.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote .....	115
1.7.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau .....	116
1.7.3 Comparaison avec la littérature .....	117
1.8 Conclusion .....	118
<b>2. Impact de l'encombrement sur des flammes accélérées H<sub>2</sub>/Air en milieu encombré au sein d'ENACCEF 1.....</b>	<b>119</b>
2.1 Enceinte encombrée par 5 obstacles .....	119
2.2 Enceinte encombrée par 9 obstacles .....	121
2.3 Enceinte encombrée par 17 obstacles .....	122
2.4 Comparaison des profils de vitesses obtenus dans les différentes configurations d'encombrement.....	122
2.5 Evolution de la pression dans les différentes configurations d'encombrement .....	124
2.5 Conclusion .....	125
<b>3. Flammes accélérées H<sub>2</sub>/Air/Diluant en milieu encombré au sein d'ENACCEF 2 .....</b>	<b>126</b>
3.1 Impact de la richesse .....	127
3.1 Profils de vitesses de flamme .....	128
3.1.2 Profils de pressions.....	133
3.1.3 Visualisation Schlieren.....	137
3.1.4 Conclusions.....	140
3.2 Impact de la température .....	140
3.2.1 Profils de vitesses de flamme .....	141
3.2.2 Profils des trajectoires.....	147
3.2.3 Profils des pressions .....	153
3.2.4 Profils de vitesses des chocs incidents et des paramètres de choc .....	155
3.2.5 Visualisations Schlieren .....	157
3.2.6 Conclusions.....	162

3.3 Impact du diluant à haute température.....	162
3.3.1 Flamme diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> .....	162
3.3.1.1 Profils de vitesses .....	162
3.3.1.2 Trajectoires.....	167
3.3.1.3 Profils de pressions.....	171
3.3.2 Flamme diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> .....	180
3.3.2.1 Profils de vitesses .....	181
3.3.2.2 Trajectoires.....	186
3.3.2.3 Profils de pressions.....	190
3.4 Conclusion .....	200
<b>4 Critère d'accélération de flamme.....</b>	<b>201</b>
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES .....</b>	<b>205</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>209</b>

# Nomenclature

## Acronymes

ASTRID	Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration
BR	Blockage Ratio
DNS	Direct Numerical Simulations
ENACCEF	Enceinte d'Accélération de Flamme
EPR	European Pressurized Reactor
GC	Gas Chromatography
ITER	International Thermonuclear Experimental Reactor
NPT	National Pipe Thread
PIV	Particle Image Velocimetry
PM	Photomultiplicateur
RCFS	Radiation-Corrected Flame Speed
REP	Réacteur à Eau Pressurisée
TCD	Thermal Conductivity Detector

## Lettres grecques

$\alpha$	Diffusivité thermique	[m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> ]
$\beta$	Nombre de Zel'dovich	
$\delta_{\text{therm}}$	Epaisseur de flamme basée sur la diffusivité thermique du mélange réactionnel	[m]
$\delta_{\text{gradT}}$	Epaisseur de flamme basée sur le profil thermique du front de flamme	[m]
$\delta_r$	Epaisseur de la zone de préchauffage du front de flamme	[m]
$\delta_r$	Epaisseur de la zone de réaction du front de flamme	[m]
$\lambda$	Conductivité thermique	[W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$\gamma$	Rapport des capacités thermiques	

$\varepsilon$	Taux de dissipation énergétique	$[\text{m}^2.\text{s}^{-3}]$
$\xi$	Taux de réaction	$[\text{mol}.\text{m}^{-3}.\text{s}^{-1}]$
$\rho$	Masse volumique	$[\text{g}.\text{mol}^{-1}]$
$\phi$	Richesse du prémélange	
$\sigma$	Coefficient d'expansion des gaz brûlés	
$\mu$	Viscosité d'un fluide	$[\text{Pa}.\text{s}^{-1}]$
$\nu$	Viscosité cinématique fluide	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
$\tau_c$	Temps caractéristique de combustion	$[\text{s}]$
$\tau_k$	Echelle temporelle de Kolmogorov	$[\text{s}]$
$\tau_T$	Echelle intégrale temporelle	$[\text{s}]$
$\dot{\omega}$	Vitesse de réaction	$[\text{mol}.\text{m}^{-3}.\text{s}^{-1}]$

### Lettres latines

a	Vitesse du son	$[\text{m}.\text{s}^{-1}]$
A	Surface	$[\text{m}^2]$
C	Concentration	$[\text{mol}.\text{m}^{-3}]$
$C_p$	Capacité calorifique à pression constante	$[\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}]$
$C_v$	Capacité calorifique à volume constante	$[\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}]$
Da	Nombre de Damköhler	
Ea	Energie d'activation	$[\text{J}.\text{mol}^{-1}]$
f	focale	$[\text{m}]$
H	Enthalpie	$[\text{J}]$
k	Constante de vitesse	
K	Etirement total du front de flamme	$[\text{s}^{-1}]$
Ka	Nombre de Karlovitz	
L	Limite d'inflammabilité d'un mélange gazeux	
Le	Nombre de Lewis	



$L_K$	Echelle de Kolmogorov	
$L_T$	Echelle intégrale	
$L_B$	Longueur de Markstein	
$m$	Masse	[g]
$M$	Nombre de Mach	
$Ma$	Nombre de Markstein	
$M_i$	Masse molaire de l'espèce $i$	[kg.m <sup>-3</sup> ]
$P$	Pression	[Pa]
$Pr$	Nombre de Prandtl	
$r$	Rayon	[m]
$R$	Constante des gaz parfaits	[J.mol <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]
$Re$	Nombre de Reynolds	
$Re_T$	Nombre de Reynolds turbulent	
$S_b$	Vitesse de propagation de flamme	[m.s <sup>-1</sup> ]
$S_b^0$	Vitesse de propagation de flamme à étirement nul	[m.s <sup>-1</sup> ]
$Sc$	Nombre de Schmidt	
$S_u$	Vitesse fondamentale de flamme	[m.s <sup>-1</sup> ]
$S_u^0$	Vitesse fondamentale de flamme à étirement nul	[m.s <sup>-1</sup> ]
$S_T$	Vitesse de flamme turbulente	[m.s <sup>-1</sup> ]
$t$	temps	[s]
$T$	Température	[K]
$U$	Vitesse	[m.s <sup>-1</sup> ]
$V_j$	Vitesse de jet	[m.s <sup>-1</sup> ]

### Indices

0	Relatif aux conditions standards de pression et de température
AICC	Adiabatic Isochoric Complete Combustion

amb	ambiante
b	relatif aux gaz brûlés
CJ	Chapman-Jouguet
cr	critique
eff	effectif
f	relatif à la flamme

# Liste des figures

Figure 1 : Diagramme ternaire représentant les limites d'inflammabilité pour des mélanges hydrogène-air-vapeur d'eau [18] .....	6
Figure 2 : Domaines de non-inflammabilité (vert), d'inflammabilité ascendante (orange) et d'inflammabilité totale (rouge) pour des mélanges hydrogène-air [19] .....	7
Figure 3 : Comparaison des domaines d'inflammabilité des mélanges hydrogène-oxygène-dioxyde de carbone (a) et hydrogène-oxygène-argon (b) [20].....	8
Figure 4 : Impact de la température initiale sur les limites d'inflammabilité inférieures et supérieures des mélanges hydrogène-air à pression atmosphérique pour des flammes en propagation descendante [21].....	9
Figure 5 : Impact de la température initiale sur les domaines de non-inflammabilité (vert), d'inflammabilité ascendante (orange) et d'inflammabilité totale (rouge) pour des mélanges hydrogène-air [19].....	9
Figure 6 : Impact de la pression initiale sur les limites d'inflammabilité de mélanges H <sub>2</sub> -air [23] .....	10
Figure 7 : Energies minimales d'inflammation pour des mélanges hydrogène-air à différentes pressions initiales [25].....	11
Figure 8 : Energie d'inflammation en fonction des distances inter-électrodes .....	11
Figure 9 : Impact de la turbulence sur les limites d'inflammabilité inférieures de mélange hydrogène-air et méthane-air à 298 et 328K [27] .....	12
Figure 10 : Impact de la turbulence sur les limites d'inflammabilité inférieures de mélange hydrogène-air à 293K et 101.3kPa [28].....	13
Figure 11 : Représentation schématique d'une onde plane stationnaire à une dimension dans un conduit.....	14
Figure 12 : Représentation de la courbe d'Hugoniot et des droites de Rayleigh .....	15
Figure 13 : Structure d'une flamme laminaire de prémélange .....	18
Figure 14 : Structure de flamme selon la théorie de Mallard et Le Châtelier.....	18
Figure 15 : Détermination de l'épaisseur du front de flamme par la modélisation de l'évolution thermique au travers du front de flamme .....	22
Figure 16 : Visualisation Schlieren des cellules d'une flamme hydrogène-air ( $\phi=0.9$ , $T_{ini}=298K$ , $P_{ini}=101.3kPa$ ) [36].....	22
Figure 17 : Schéma des instabilités hydrodynamiques .....	23
Figure 18 : Schéma des instabilités thermo-diffusives.....	23
Figure 19 : Résultats de la littérature concernant les vitesses de flamme laminaire de mélanges H <sub>2</sub> /Air en fonction de la richesse à température et pression ambiantes [33] [52] [53] [54] [55] [56] [57] [58] [59] [60] [61] [62] .....	28
Figure 20 : Vitesses de flamme laminaire H <sub>2</sub> /Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Liu et al. [64] à différentes températures initiales .....	29
Figure 21 : Vitesses de flamme laminaire H <sub>2</sub> /Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Korrol et al. [54] [65] à différentes températures initiales .....	30
Figure 22 : Vitesses de flamme laminaire H <sub>2</sub> /Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Hu et al. [60] à différentes températures initiales .....	30
Figure 23 : Vitesses de flamme laminaire H <sub>2</sub> /Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Lamoureux et al. [69] à différentes températures initiales .....	31

Figure 24 : Vitesses de flamme laminaire $H_2/O_2/N_2$ ( $P_{ini}=100kPa$ - $T_{ini}=300K$ ) obtenues par Egolfopoulos et al. [53] avec différents taux de dilution par l'azote .....	32
Figure 25 : Vitesses de flamme laminaire $H_2/O_2/N_2$ ( $P_{ini}=101,3kPa$ - $T_{ini}=300K$ ) obtenues par Aung et al. [70] avec différents taux de dilution par l'azote .....	32
Figure 26 : Vitesses de flamme laminaire $H_2/O_2/N_2$ ( $P_{ini}=101,3kPa$ - $T_{ini}=300K$ ) obtenues par Qiao et al. [45] à $\phi=1$ et 1,8 avec différents taux de dilution par l'azote .....	33
Figure 27 : Vitesses de flamme laminaire $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Liu et al. [64] à différentes températures initiales et différents taux de dilution par l'eau: (a) 323K (b) 373K (c) 423K (d) 473K .....	34
Figure 28 : Vitesses de flamme laminaire $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ ( $P_{ini}=100kPa$ - $T_{ini}=373K$ ) obtenues par Korrol et al. [54] [65] avec différents taux de dilution par l'eau: $\circ$ méthode du brûleur, $\square$ méthode des doubles noyaux .....	35
Figure 29 : Vitesses de flamme laminaire $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ ( $P_{ini}=100kPa$ - $T_{ini}=353K$ ) obtenues par Lamoureux et al. [69] avec différents taux de dilution par l'eau .....	35
Figure 30 : Cascade de Kolmogorov représentant le spectre d'énergie $E(\kappa)$ d'un écoulement turbulent en fonction du nombre d'onde $\kappa$ des tourbillons.....	37
Figure 31 : Diagramme de Borghi [72] permettant de représenter les différents régimes de flammes turbulentes .....	38
Figure 32 : Schéma de la structure d'une flamme turbulente de type plissée [74].....	39
Figure 33 : Schéma de la structure d'une flamme turbulente de type plissée-épaissie [74].....	39
Figure 34 : Schéma de la structure d'une flamme turbulente de type épaissie [74].....	40
Figure 35 : Séquence de photographies prises lors de la propagation d'une flamme en forme de "tulipe" dans un tube de rugosité 1mm; mélange stœchiométrique hydrogène-oxygène à $P_{ini}=0.06bar$ [76] .....	41
Figure 36 : Visualisation de l'injection d'hélium ainsi que de l'écoulement en amont de la flamme de manière schématique (a) et par technique Schlieren (b) [83] .....	43
Figure 37 : Visualisation Schlieren d'une flamme 70%Vol. $H_2$ + 30%Vol.air se propageant dans une enceinte rectangulaire de longueur totale de 5,28m et de section 80*80mm, munie d'obstacles (BR=0,6) espacés d'un diamètre interne à $t=17ms$ (a) et $t=19,6ms$ (b) [84].....	43
Figure 38 : Visualisation Schlieren d'une flamme subsonique 10%Vol. $H_2$ + 90%Vol.air se propageant dans une enceinte rectangulaire de longueur totale de 5,28m et de section 80*80mm, munie d'obstacles (BR=0,6) espacés d'un diamètre interne à $t=17ms$ (a) et $t=19,6ms$ (b) [84].....	44
Figure 39 : Visualisation Schlieren d'une flamme supersonique 70%Vol. $H_2$ + 30%Vol.air se propageant dans une enceinte rectangulaire de longueur totale de 5,28m et de section 80*80mm, munie d'obstacles (BR=0,6) espacés d'un diamètre interne à $t=21,6ms$ et $d=0,32m$ (a) et à $t=24,9ms$ et $d=2,4m$ (b) [84].....	44
Figure 40 : (a) Ensemble de photographies représentant les différentes étapes d'accélération d'une flamme en propagation en tube encombré d'obstacles [77] (b) Niveaux de vitesses obtenus expérimentalement pour les trois régimes de propagation différents [88] .....	45
Figure 41 : Diamètres du passage entre tube lisse horizontal et enceinte de large volume permettant la propagation de la flamme (symboles pleins) ou entraînant son extinction (symboles vides) en fonction de la fraction volumique en hydrogène pour des mélanges hydrogène-air à température et pression atmosphériques [86].....	46

Figure 42 : Vitesses d'équilibre de flammes en propagation en enceintes cylindriques encombrées d'obstacles en fonction de la composition de mélanges hydrogène-air avec variation du diamètre interne de l'enceinte et du rapport de blocage des obstacles utilisés [87] .....	49
Figure 43 : Niveaux de vitesse obtenus dans le régime de quasi-détonation pour des flammes H <sub>2</sub> /Air (T <sub>ini</sub> =293K – P <sub>ini</sub> =101kPa) se propageant dans un tube encombré d'obstacles (BR=0,44 et 0,62) en fonction de l'espacement entre les obstacles : ◊ 1 diamètre, Δ 1,5 diamètre, ○ 2 diamètre [98] .....	51
Figure 44 : Régimes de combustion obtenus en fonction du coefficient d'expansion $\sigma$ et du rapport L <sub>r</sub> /δ par Kuznetsov et al. [88] .....	52
Figure 45 : Régimes de combustion classifiés en fonction du coefficient d'expansion $\sigma$ et de l'énergie d'activation normalisée Ea/RT <sub>u</sub> par Dorofeev et al. [11].....	52
Figure 46 : Régimes de combustion obtenus par Malet [12] représentés en fonction du coefficient d'expansion des gaz brûlés, du nombre de Zel'dovich et du nombre de Lewis de l'hydrogène .....	53
Figure 47 : Critère d'accélération de flamme $\sigma^*$ déterminé par Malet [12] .....	54
Figure 48 : Différentes vues de la bombe et de ses bossages.....	57
Figure 49 : Vue éclatée de la bombe sphérique de 56 L avec les deux sphères concentriques .....	58
Figure 50 : Vues de la bombe sphérique de 56 L munie de ces différents bossages.....	59
Figure 51 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire obtenues pour différents temps d'attente avant inflammation du mélange hydrogène-air ( $\phi=1,47$ , T <sub>ini</sub> =T <sub>amb</sub> , P <sub>ini</sub> =100kPa).....	60
Figure 52 : Schéma d'un montage optique de type Schlieren .....	61
Figure 53 : Visualisation Schlieren d'une flamme H <sub>2</sub> /Air ( $\phi= 3,6 - T_{ini}= T_{amb} - P_{ini}= 100kPa$ ) .....	62
Figure 54 : Détermination de l'ellipse ayant le même périmètre que la flamme H <sub>2</sub> /Air observée ( $\phi= 3,6 - T_{ini}= T_{amb} - P_{ini}= 100kPa$ ).....	62
Figure 55 : Extraction de la vitesse de flamme à étirement nul S <sub>b</sub> <sup>0</sup> par l'utilisation de l'équation non linéaire pour une flamme H <sub>2</sub> /Air ( $\phi= 3,6 - T_{ini}= T_{amb} - P_{ini}= 100kPa$ ). O : Vitesses obtenues à l'aide rayons expérimentaux, — Vitesses obtenues à l'aide des rayons calculés .....	63
Figure 56 : Vitesses de propagation à étirement nul obtenues pour une flamme H <sub>2</sub> /Air ( $\phi= 3,6 - T_{ini}= T_{amb} - P_{ini}= 100kPa$ ) via différentes méthodes d'extrapolation : ○ Eq.41, — Eq.40, – – Eq. 43, – – Eq. 42, ... Eq.44.....	63
Figure 57 : Etude de l'impact de la température initiale sur (a) la vitesse de flamme laminaire S <sub>u</sub> <sup>0</sup> et (b) la longueur de Markstein L' pour une flamme laminaire H <sub>2</sub> /Air ( $\phi= 1,47 - T_{ini}= T_{amb} - P_{ini}= 100kPa$ ) .....	64
Figure 58 : Evolution du rayon de flamme en fonction du temps pour une flamme H <sub>2</sub> /Air ( $\phi= 3,6 - T_{ini}= T_{amb} - P_{ini}= 100kPa$ ).....	65
Figure 59 : Vérification des conditions isobariques durant l'observation d'une flamme H <sub>2</sub> /Air ( $\phi= 3,6 - T_{ini}= 296K - P_{ini}= 100kPa$ ) .....	66
Figure 60 : Etude de l'impact de l'extrapolation de S <sub>b</sub> <sup>0</sup> par l'analyse du produit Ma <sub>linear</sub> .Ka <sub>middle</sub> pour toutes les expériences effectuées en bombe sphérique (T <sub>ini</sub> = 296K - 363K - 413K – P <sub>ini</sub> = 100kPa – N <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> = 3,76 – 5,67 - 9) .....	67
Figure 61 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme S <sub>b</sub> d'une flamme méthane-air ( $\phi=1 - T_{ini}= 298K - P_{ini}= 1013hPa$ ) en fonction du taux d'étirement K calculé par DNS [101] pour trois conditions différentes : • adiabatique, ■ pertes radiatives dont 50% réabsorbées, ▲ pertes radiatives sans réabsorption.....	68

Figure 62 : Comparaison entre les vitesses de flamme laminaire prenant en compte les pertes radiatives (RCFS) [106] et les vitesses de flamme laminaire mesurées expérimentalement pour des mélanges H <sub>2</sub> /Air (T <sub>ini</sub> =296 K – P <sub>ini</sub> =100kPa).....	69
Figure 63 : Architecture du fonctionnement des codes de calcul « Equilibrium » et « One dimensional freely propagating flame » de COSILAB. En bleu apparaissent les paramètres définis par l'utilisateur et en rouge apparaissent les systèmes contrôlés ou fichiers générés par le programme.....	70
Figure 64 : Exemple d'obtention de l'énergie d'activation pour un mélange H <sub>2</sub> /Air ( $\phi=0.76 - T_{ini}=296K - P_{ini}=100 \text{ kPa}$ ) par l'équation Eq.24.....	72
Figure 65 : Schéma représentatif du premier élément d'ENACCEF 1.....	73
Figure 66 : Schéma des 3 éléments tubulaires identiques d'ENACCEF 1.....	74
Figure 67 : Schémas représentatifs de l'élément comprenant une section de visualisation.....	74
Figure 68 : Ensembles d'obstacles répétés de type grille et annulaire pouvant encombrer le tube d'accélération d'ENACCEF 1.....	75
Figure 69 : Photographies du dôme et du tube d'accélération d'ENACCEF 1.....	75
Figure 70 : Schéma du principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur.....	76
Figure 71 : Transmission des filtres UV appartenant à la famille UG en fonction de la longueur d'onde.....	76
Figure 72 : Représentations de l'enceinte ENACCEF 1 et de la position de ces équipements. PM : photomultiplicateurs, E : échantillonnages, F : sections à fenêtres en quartz, CP : capteurs de pression.....	78
Figure 73 : Exemple de signaux de photomultiplicateurs d'ENACCEF 1 pour une flamme 13%H <sub>2</sub> + 87%Air (T <sub>ini</sub> =T <sub>amb</sub> – P <sub>ini</sub> =100kPa) avec extraction du temps de passage de la flamme.....	79
Figure 74 : Exemple d'analyse de l'erreur commise sur la mesure du temps de passage d'une flamme (13%H <sub>2</sub> + 87%Air – T <sub>ini</sub> =T <sub>amb</sub> – P <sub>ini</sub> =100kPa) sur le signal d'un photomultiplicateur.....	80
Figure 75 : Représentations d'un élément de type 1 (a) Vue avant (b) Vue arrière (c) Coupe horizontale.....	82
Figure 76 : Représentation de l'élément type 2.....	83
Figure 77 : Schéma de la bride initiale d'ENACCEF 2.....	83
Figure 78 : Photographies d'ENACCEF 2 avec et sans son système de régulation de température entre 2 et 5 m de hauteur.....	84
Figure 79 : Schéma du montage Schlieren mis en place sur ENACCEF 2.....	86
Figure 80 : Représentations de l'enceinte ENACCEF2 et positions des différents composants. PM : photomultiplicateurs, E : échantillonnages, F : section à fenêtres en saphir, PCB, K : capteurs de pression.....	86
Figure 81 : Exemple de signaux de pression obtenus à trois hauteurs différentes au sein d'ENACCEF 2 représentant le passage d'une onde de choc durant la propagation d'une flamme 11%H <sub>2</sub> + 89%Air (T <sub>ini</sub> =296K – P <sub>ini</sub> =100kPa).....	87
Figure 82 : Vues avant et arrière du Micro-GC.....	89
Figure 83 : Exemple de chromatogramme obtenu pour un mélange 15%H <sub>2</sub> + 85%Air.....	90
Figure 84 : Vitesses laminaires de flamme en fonction de la richesse. Comparaison des valeurs simulées par trois mécanismes différents avec les valeurs expérimentales.....	93
Figure 85 : Evolution (a) de l'énergie d'activation, (b) du nombre de Zel'dovich et (c) du nombre de Lewis effectif en fonction de la richesse : Comparaison Expériences (symboles)– Simulation (lignes).....	94

Figure 86 : Vitesses de flamme laminaire obtenues expérimentalement (symboles) et numériquement (lignes pleines) pour des mélanges $H_2/O_2/N_2$ à différentes températures initiales : ● 296K, ● 363K, ● 413K .....	95
Figure 87 : Coefficient de dépendance en température $\alpha$ en fonction de la richesse pour des mélanges $H_2/O_2/N_2$ ( $P_{ini}= 100kPa$ ) obtenu avec les données expérimentales (symboles) et les données simulées (lignes) .....	96
Figure 88 : Vitesses de flamme laminaire obtenues expérimentalement pour des mélanges $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ à 363 et 413K avec différents taux de dilution par la vapeur d'eau : ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol. $H_2O_{gaz}$ .....	97
Figure 89 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges $H_2/Air$ en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature .....	98
Figure 90 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges $H_2/Air$ à températures élevées avec les résultats de la littérature : (a) $T_{ini}\approx 363K$ (b) $T_{ini}\approx 413K$ .....	99
Figure 91 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges $H_2/O_2/N_2$ avec les résultats de la littérature.....	100
Figure 92 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges $H_2/O_2/N_2$ avec les résultats de la littérature [53] .....	100
Figure 93 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ avec les résultats de la littérature : (a) %mol. $H_2O_{gaz}=20$ (b) %mol. $H_2O_{gaz}=30$ .....	101
Figure 94 : Longueurs de Markstein obtenues expérimentalement pour des mélanges $H_2/O_2/N_2$ à différentes températures initiales : ● 296K, ● 363K, ● 413K. Les barres horizontales représentent les incertitudes liées à l'extraction de $L'$ par l'utilisation de l'équation Eq.44 .....	102
Figure 95 : Longueurs de Markstein obtenues expérimentalement pour des mélanges $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ à 363 et 413K avec différents taux de dilution par la vapeur d'eau : ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20% mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol. $H_2O_{gaz}$ .....	103
Figure 96 : Détermination du rayon critique par analyse de la vitesse de propagation de flamme en fonction de l'étirement pour des mélanges $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ ( $T_{ini}=413K - \phi=0,8$ ) : ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20% mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol. $H_2O_{gaz}$ .....	104
Figure 97 : Visualisations Schlieren de flammes $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ ( $T_{ini}=413K - \phi=0,8$ ) ayant un rayon de 33mm : (a) 0%mol. $H_2O_{gaz}$ , (b) 20% mol. $H_2O_{gaz}$ , (c) 30% mol. $H_2O_{gaz}$ .....	105
Figure 98 : Epaisseurs de front de flamme obtenus à l'aide (a) des propriétés thermiques du mélange réactif ( $\delta_{therm}=\lambda/\rho.C_p.S_u^0$ ) et (b) du profil de température du front de flamme ( $\delta_{gradT}=(T_f-T_{ini})/(dT/dx)_{max}$ ), pour des mélanges $H_2/O_2/N_2$ à trois températures initiales différentes : ● 296K, ● 363K, ● 413K .....	107
Figure 99 : Epaisseurs de front de flamme obtenus à l'aide (a) des propriétés thermiques du mélange réactif ( $\delta_{therm}=\lambda/\rho.C_p.S_u^0$ ) et (b) du profil de température du front de flamme ( $\delta_{gradT}=(T_f-T_{ini})/(dT/dx)_{max}$ ), pour des mélanges $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ à 363 et 413K à différents taux de dilution par la vapeur d'eau : ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol. $H_2O_{gaz}$ .....	108
Figure 100 : Comparaison des épaisseurs de front de flamme $H_2/Air$ en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature.....	109
Figure 101 : Comparaison des épaisseurs de front de flamme $\delta_{therm}$ $H_2/O_2/N_2$ ( $N_2/O_2=5,67$ ) en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature [70] .....	110
Figure 102 : (a) Energie d'activation et (b) nombre de Zel'dovich obtenus expérimentalement (symboles) et numériquement (lignes pleines) pour des mélanges $H_2/O_2/N_2$ à trois températures initiales différentes : ● 296K, ● 363K, ● 413K.....	112

Figure 103 : (a) Energie d'activation et (b) nombre de Zel'dovich obtenus numériquement pour des mélanges $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ à 363 et 413K à différents taux de dilution par la vapeur d'eau : ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol. $H_2O_{gaz}$ .....	113
Figure 104 : Comparaison des énergies d'activation (a) et des nombres de Zel'dovich (b) obtenus expérimentalement (symboles) et numériquement (lignes pleines) à l'aide des différentes méthodes de calculs .....	114
Figure 105 : Comparaison des énergies d'activation de mélanges $H_2/Air$ en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature [56].....	115
Figure 106 : Nombre de Lewis effectif de mélanges $H_2/O_2/N_2$ : ● 296K, ● 363K, ● 413K.....	116
Figure 107 : Nombre de Lewis effectif de mélanges $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ à 363 et 413K : ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol. $H_2O_{gaz}$ .....	117
Figure 108 : Comparaison des nombres de Lewis effectifs de mélanges $H_2/Air$ en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature .....	118
Figure 109 : Evolution de la vitesse de flamme (13% $H_2$ +87% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 5 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	120
Figure 110 : Evolution de la vitesse de flamme (13% $H_2$ +87% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	121
Figure 111 : Evolution de la vitesse de flamme (13% $H_2$ +87% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 17 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	122
Figure 112 : Evolution de la vitesse de flamme (13% $H_2$ +87% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 5, 9 et 17 obstacles.....	123
Figure 113 : Evolution de la pression mesurée à 2,877 m du point d'inflammation durant la propagation de flamme (13% $H_2$ +87% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de l'encombrement du tube d'accélération (5, 9 et 17obstacles) au sein d'ENACCEF 1.....	124
Figure 114 : Signaux de pression filtré et non filtré obtenus à 2,877 m du point d'inflammation durant la propagation de flamme (13% $H_2$ +87% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 5 obstacles (BR=0,63 – $x/D=2$ ) .....	125
Figure 115 : Profils de vitesses de flamme ( $T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) 11% $H_2$ +89% $Air$ (b) 13% $H_2$ +87% $Air$ (c) 15% $H_2$ +85% $Air$ (d) comparaison entre les nombres de Mach moyens obtenus pour des flammes à 11% $H_2$ , 13% $H_2$ et 15% $H_2$ dans l'air .....	128
Figure 116 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 225 et (b) Profils de vitesses de flamme (11% $H_2$ +89% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	130
Figure 117 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 221 et (b) Profils de vitesses de flamme (13% $H_2$ +87% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	131
Figure 118 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 211 et (b) Profils de vitesses de flamme (15% $H_2$ +85% $Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	132
Figure 119 : Profils de pressions obtenus durant la propagation de flamme ( $T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) 11% $H_2$ +89% $Air$ (b) 13% $H_2$ +87% $Air$ (c) 15% $H_2$ +85% $Air$ .....	134
Figure 120 : Comparaison des vitesses d'ondes de choc incidentes et des paramètres de choc calculés pour des flammes à 11% $H_2$ , 13% $H_2$ et 15% $H_2$ dans l'air ( $T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ).....	135



Figure 121 : Comparaison des pressions expérimentales et des pressions calculées via les équations des paramètres de choc (a) 11% $H_2$ +89%Air (b) 13% $H_2$ +87%Air (c) 15% $H_2$ +85%Air ( $T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) .....	136
Figure 122 : Signal de pression obtenu après les passages d'une onde de choc incidente et d'une onde de choc réfléchi durant la propagation d'une flamme de 11% $H_2$ + 89%Air à 296K au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	136
Figure 123 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 11% $H_2$ +89%Air à 296K et 100KPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur .....	138
Figure 124 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 13% $H_2$ +87%Air à 296K et 100KPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur .....	138
Figure 125 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 15% $H_2$ +85%Air à 296K et 100KPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur .....	139
Figure 126 : Correspondances temporelles entre mesures de pression et visualisation de type Schlieren effectuées lors des passages du choc incident et du choc réfléchi pour une flamme 11% $H_2$ +89%Air à 296K et 100KPa.....	139
Figure 127 : Comparaison de (a) la vitesse de propagation de flamme et de (b) la trajectoire de flamme obtenue à partir des signaux de photomultiplicateurs et de la visualisation Schlieren (11% $H_2$ +89%Air à 296K et 100KPa) .....	140
Figure 128 : Profils de vitesses de flamme en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à 363 K et 413 K ( $P_{ini}= 100$ kPa).....	142
Figure 129 : Profils des nombres de Mach en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à 363 K et 413 K ( $P_{ini}= 100$ kPa).....	143
Figure 130 Evolution de (a) la vitesse de propagation de flamme et du (b) nombre de Mach pour une flamme de 11% $H_2$ +89%Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à différentes températures initiales (296K, 363K et 413K) .....	144
Figure 131 : Evolution des profils de vitesses de flamme (11% $H_2$ +89%Air) obtenus au sein des 4 premiers obstacles (BR=0.63) d'ENACCEF 2 à 296K, 363K et 413K.....	145
Figure 132 : Evolution de (a) la vitesse de propagation de flamme et du (b) nombre de Mach pour une flamme de 13% $H_2$ +87%Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à différentes températures initiales (296K, 363K et 413K) .....	146
Figure 133 : Evolution de (a) la vitesse de propagation de flamme et du (b) nombre de Mach pour une flamme de 15% $H_2$ +85%Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à différentes températures initiales (296K, 363K et 413K) .....	147
Figure 134 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 227 et (b) Profils de vitesses de flamme (11% $H_2$ +89%Air - $T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	148
Figure 135 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 252 et (b) Profils de vitesses de flamme (11% $H_2$ +89%Air - $T_{ini}=413K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	149
Figure 136 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 236 et (b) Profils de vitesses de flamme (13% $H_2$ +87%Air - $T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	150
Figure 137 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 256 et (b) Profils de vitesses de flamme (13% $H_2$ +87%Air - $T_{ini}=413K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	151

Figure 138 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc et (b) Profils de vitesses de flamme (15% $H_2$ +85%Air - $T_{ini}$ =363K - $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	152
Figure 139 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 267 et (b) Profils de vitesses de flamme (15% $H_2$ +85%Air - $T_{ini}$ =413K - $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	153
Figure 140 : Profils de pressions obtenus durant la propagation de flamme de 11% $H_2$ +89%Air ( $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) 296K (b) 363K (c) 413K.....	154
Figure 141 : Profils de pressions obtenus durant la propagation de flamme de 13% $H_2$ +87%Air ( $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) 296K (b) 363K (c) 413K.....	154
Figure 142 : Profils de pressions obtenus durant la propagation de flamme de 15% $H_2$ +85%Air ( $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) 296K (b) 363K (c) 413K.....	155
Figure 143 : Comparaison des vitesses d'ondes de choc incidentes et des paramètres de choc calculés pour des flammes de 11% $H_2$ +89%Air à 100kPa à trois températures initiales différentes (296K, 363K, 413K) .....	156
Figure 144 : Comparaison des vitesses d'ondes de choc incidentes et des paramètres de choc calculés pour des flammes de 13% $H_2$ +87%Air à 100kPa à trois températures initiales différentes (296K, 363K, 413K) .....	156
Figure 145 : Comparaison des vitesses d'ondes de choc incidentes et des paramètres de choc calculés pour des flammes de 15% $H_2$ +85%Air à 100kPa à trois températures initiales différentes (296K, 363K, 413K) .....	157
Figure 146 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 11% $H_2$ +89%Air à 100kPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur .....	159
Figure 147 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 13% $H_2$ +87%Air à 100kPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur .....	160
Figure 148 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 15% $H_2$ +85%Air à 100kPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur .....	161
Figure 149 : Profils de vitesses de flamme $H_2$ /Air diluée par 20%mol. $H_2O_{vap}$ ( $T_{ini}$ =363K – $P_{ini}$ =100kPa) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) $\phi$ =0,294 (b) $\phi$ =0,356 (c) $\phi$ =0,42 .....	163
Figure 150 : Profils de vitesses de flamme $H_2$ /Air diluée par 20%mol. $H_2O_{vap}$ ( $T_{ini}$ =413K – $P_{ini}$ =100kPa) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) $\phi$ =0,294 (b) $\phi$ =0,356 (c) $\phi$ =0,42 .....	166
Figure 151 : Trajectoires de flammes diluées par 20%mol $H_2O_{vap}$ ( $\phi$ =0,294 - $T_{ini}$ =363K - $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63). .....	167
Figure 152 : Trajectoires de l'onde de choc réfléchi et de la flamme diluée par 20%mol $H_2O_{vap}$ ( $\phi$ =0,356 - $T_{ini}$ =363K - $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	168
Figure 153 : Trajectoires de l'onde de choc et de la flamme diluée par 20%mol $H_2O_{vap}$ ( $\phi$ =0,42 - $T_{ini}$ =363K - $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	169

Figure 154 : Trajectoire de flamme diluée par 20%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) avec observation de l'extinction locale suivie de la ré-inflammation .....	169
Figure 155 : Trajectoires de l'onde de choc et de la flamme diluée par 20%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	170
Figure 156 : Trajectoires de l'onde de choc et de la flamme diluée par 20%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	170
Figure 157 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction totale d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - $T_{ini}=363K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur l'augmentation de pression due à la combustion .....	172
Figure 158 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction locale suivie de la ré-inflammation d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - $T_{ini}=363K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur les pressions mesurées durant le phénomène d'extinction locale suivie de la ré-inflammation.....	173
Figure 159 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction locale suivie de la ré-inflammation d'une flamme d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - $T_{ini}=363K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l'onde de choc en propagation descendante .....	174
Figure 160 : Profils de pressions obtenus durant la propagation d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - $T_{ini}=363K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	175
Figure 161 : Profil de vitesse de l'onde de choc incidente et des paramètres de choc calculés pour une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - $T_{ini}=363K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) .....	176
Figure 162 : Comparaison des pressions expérimentales et des pressions calculées via les équations des paramètres de choc pour une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - $T_{ini}=363K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) .....	176
Figure 163 : Profils de pressions obtenus durant la propagation d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluées par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) : (a) Profils entiers (b) Zoom sur les temps correspondant à l'extinction locale et à la ré-inflammation .....	177
Figure 164 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction locale suivie de la ré-inflammation d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l'onde de choc en propagation descendante .....	178
Figure 165 : Profils de pressions obtenus durant la propagation d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l'onde de choc .....	179
Figure 166 : Profil de vitesse de l'onde de choc incidente et des paramètres de choc calculés pour une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) .....	180
Figure 167 : Comparaison des pressions expérimentales et des pressions calculées via les équations des paramètres de choc pour une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 20%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) .....	180

Figure 168 : Profils de vitesses de flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> (T <sub>ini</sub> =363K – P <sub>ini</sub> =100kPa) en fonction de la distance au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) $\phi=0,294$ (b) $\phi=0,356$ (c) $\phi=0,42$ .....	181
Figure 169 : Profils de vitesses de flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> (T <sub>ini</sub> =413K – P <sub>ini</sub> =100kPa) en fonction de la distance au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) $\phi=0,294$ (b) $\phi=0,356$ (c) $\phi=0,42$ .....	185
Figure 170 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - T <sub>ini</sub> =363K - P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63). .....	187
Figure 171 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - T <sub>ini</sub> =363K - P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) avec observation de l’extinction totale .....	187
Figure 172 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - T <sub>ini</sub> =363K - P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	188
Figure 173 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - T <sub>ini</sub> =413K - P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	189
Figure 174 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - T <sub>ini</sub> =413K - P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) avec observation de l’extinction totale .....	189
Figure 175 : Trajectoires de l’onde de choc et de la flamme diluée par 30%molH <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - T <sub>ini</sub> =413K - P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) .....	190
Figure 176 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction locale suivie de la ré-inflammation d’une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - T <sub>ini</sub> =363K – P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur les pressions mesurées durant le phénomène d’extinction locale suivie de la ré-inflammation.....	191
Figure 177 : Profils de pressions obtenus durant la propagation sans extinction d’une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - T <sub>ini</sub> =363K – P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel.....	192
Figure 178 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction totale d’une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - T <sub>ini</sub> =363K – P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur l’augmentation de pression due à la combustion .....	193
Figure 179 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction locale suivie de la ré-inflammation d’une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - T <sub>ini</sub> =363K – P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur les pressions mesurées durant le phénomène d’extinction locale suivie de la ré-inflammation.....	194
Figure 180 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction totale d’une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - T <sub>ini</sub> =363K – P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur l’augmentation de pression due à la combustion .....	195
Figure 181 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction locale suivie de la ré-inflammation d’une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - T <sub>ini</sub> =363K – P <sub>ini</sub> =100kPa) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l’onde de choc en propagation descendante .....	196

Figure 182 : Profils de pressions obtenus durant la propagation sans extinction d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel.....	197
Figure 183 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction totale d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur l'augmentation de pression due à la combustion .....	198
Figure 184 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction locale suivie de la ré-inflammation d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$ - $T_{ini}=363K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur les pressions mesurées durant le phénomène d'extinction locale suivie de la ré-inflammation.....	199
Figure 185 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction locale suivie de la ré-inflammation d'une flamme H <sub>2</sub> /Air diluée par 30%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$ - $T_{ini}=413K$ - $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l'onde de choc en propagation descendante .....	200
Figure 186 : Critère sigma en fonction du rapport $L_T/\delta$ pour l'ensemble des résultats obtenus au cours de ce travail .....	202
Figure 187 : Confrontation des critères d'accélération de la littérature (a) Critère de Dorofeev avec les données de ce travail (b) Critère de Dorofeev avec les données de ce travail de Malet Critère de Malet avec les données de ce travail .....	203
Figure 188 : Comparaison entre les nombres de Zel'dovich extrapolés depuis les expériences en bombe sphérique et calculés à partir du polynôme de Malet [12].....	203
Figure 189 : Critère sigma en fonction du nombre $\beta_{extrapolé}*(Le_{eff}-1)$ pour l'ensemble des résultats obtenus au cours de ce travail. Les données de Malet [12] sont reportées pour comparaison. ....	204

## Liste des tableaux

Tableau 1 : Caractéristiques principales du capteur de pression type 601A .....	77
Tableau 2 : Caractéristiques principales des capteurs de pression type 113B03 et 601CA.....	85
Tableau 3 : Répertoire des colonnes, des gaz vecteurs ainsi que des espèces analysées par le micro-GC .....	89
Tableau 4 : Matrice des conditions d'études pour les flammes laminaires $H_2/O_2/N_2$ à 100kPa.....	92
Tableau 5 : Rayons critiques des flammes $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ étudiées au cours de cette thèse.....	105
Tableau 6 : Conditions d'encombrement d'ENACCEF 1 pour l'étude de flammes $H_2/Air$ .....	119
Tableau 7 : Propriétés physico-chimiques d'une flamme de 13% $H_2$ +87% $Air$ à 296K et 100kPa .....	119
Tableau 8 : Paramètres d'encombrement d'ENACCEF 2 pour l'étude des flammes accélérées $H_2/Air$ au sein d'ENACCEF 2.....	126
Tableau 9 : Propriétés physico-chimiques des flammes $H_2/Air$ étudiées à l'aide d'ENACCEF 2 à 296, 363 et 413K et 100kPa.....	126
Tableau 10 : Propriétés physico-chimiques des flammes $H_2/Air/H_2O_{vap}$ étudiées à l'aide d'ENACCEF 2 à 363 et 413K et 100kPa.....	127
Tableau 11 : Analyse des prélèvements effectués avant et après le Tir 331 .....	164
Tableau 12 : Analyse des prélèvements effectués avant et après les Tirs 336, 337 et 339.....	183
Tableau 13 : Analyse des prélèvements effectués avant et après le Tir 343 .....	183
Tableau 14 : Analyse des prélèvements effectués avant et après le Tir 365 .....	185

# Introduction

L'accroissement de la population mondiale ainsi que l'augmentation du niveau de vie dans les pays en voie de développement entraînent une hausse de la demande énergétique. En effet, entre 1900 et 2000 la population mondiale a été multipliée par 3,6 et la consommation d'énergie par 10 [1]. De plus, les scénarios envisagés pour évaluer ces paramètres à horizon 2030-2050 prévoient tous la continuité des accroissements [2]. Parallèlement, ces augmentations ont été accompagnées de l'élévation des rejets de gaz carbonique responsables de l'effet de serre d'origine humaine ainsi que de l'épuisement de combustibles fossiles tels que le pétrole ou le gaz. Face au défi énergétique engendré par ces problématiques, d'autres sources d'énergie (renouvelables, nucléaire) ont vu le jour et devraient voir leurs contributions au bilan des énergies mondiales augmentées [1].

L'énergie nucléaire présente de nombreux avantages, tels son électricité peu onéreuse et son très bas niveau d'émission de gaz à effet de serre. Cependant lors d'incidents voire d'accidents nucléaires, les conséquences peuvent être majeurs sur les plans humain et environnemental. Les accidents nucléaires survenus à Three Mile Island (1979), Tchernobyl (1986) et Fukushima-Daishii (2011) ont notamment mis en exergue le risque d'explosion de l'hydrogène au sein des centrales nucléaires. Ce risque représente la possibilité de perte d'intégrité du confinement des matières radioactives ou la perte des systèmes de sûreté nécessaires à la gestion d'accident [3] [4]. La perte de confinement entraînant le relâchement des produits radioactifs provenant du cœur de réacteur dans l'environnement, il est nécessaire de prévenir, d'évaluer et de limiter les conséquences d'une explosion d'hydrogène dans les installations de production d'électricité nucléaires (REP, EPR, ASTRID, ITER, etc.).

Lors d'un accident grave initié par une brèche dans le circuit primaire, l'eau contenue dans le circuit primaire est d'abord relâchée dans l'enceinte de confinement entraînant le découverture et l'échauffement du cœur du réacteur. Sous cet échauffement les produits de fission les plus volatils sont libérés et on assiste à l'oxydation du zirconium des gaines de combustible [5]. Cette oxydation produit de l'hydrogène qui va être à son tour libéré dans le circuit primaire puis dans l'enceinte de confinement. Au sein du cœur du réacteur se forme parallèlement un bain de matériaux fondu nommé corium. Ce corium coule au fur et à mesure en fond de cuve pouvant provoquer sa rupture. Une partie du corium peut ainsi être dispersée au sein de l'enceinte de confinement et interagir avec le radier. L'oxydation des métaux présents dans ce corium ainsi que l'interaction entre ce dernier et le béton du radier sont également sources de production d'hydrogène. L'hydrogène ainsi produit se répartit dans l'enceinte de confinement, entraîné par les boucles de convection induites par la condensation de la vapeur d'eau. Cette distribution plus ou moins homogène peut entraîner de fortes concentrations locales dépassant la limite d'inflammabilité [6] et ce malgré la présence de recombinaisons [7]. L'inflammation d'un tel mélange pouvant être aisément provoquée via la libération d'énergie pouvant avoir différentes origines (étincelle électrique, surface chaude, jet de gaz chaud), il y a alors risque d'apparition d'une flamme dite de prémélange et de sa propagation au sein de l'enceinte de confinement. Suivant le mode de propagation atteint par la flamme et les niveaux de pression qu'elle génère, l'enceinte de confinement peut être endommagée entraînant ainsi la libération des produits radioactifs dans l'environnement. Dès lors, il apparaît nécessaire d'être en mesure d'identifier et de distinguer ces différents modes de propagation, afin de déterminer les scénarios présentant un risque pour la tenue de l'enceinte de confinement.



Une flamme peut se propager dans un mélange gazeux inflammable selon deux principaux régimes : la déflagration et la détonation. La déflagration est une propagation subsonique régie par les transferts thermique et massique à travers le front de flamme, tandis que la détonation est une propagation supersonique où le front de flamme est couplé à une onde de choc. Dans le cadre d'un accident grave en réacteur nucléaire, les sources d'énergie présentes (quelques mJ) ne permettent d'initier qu'uniquement des déflagrations. En effet, les énergies nécessaires à l'initiation d'une détonation (>100KJ) [5] ne peuvent être envisagées dans de telles situations. Cependant, sous l'effet des instabilités hydrodynamiques, de la turbulence, de la géométrie du confinement et de la présence d'obstacles [8] [9] [10], la déflagration initialement lente peut s'accélérer et ainsi transiter vers d'autres régimes de propagation plus rapides : déflagration rapide, quasi-détonation et détonation via la transition déflagration-détonation. Suivant ces régimes, les montées en pression sont de plus en plus importantes et le risque de rupture de la tenue mécanique de l'enceinte de confinement en est donc accru.

Dans le but d'améliorer la sûreté des installations de production d'électricité nucléaire existantes et futures, il est donc nécessaire d'étudier les phénomènes intervenants régissant la propagation de flamme et notamment ceux responsables des phénomènes d'accélération. La limite entre déflagration lente et déflagration rapide a fait l'objet de plusieurs études qui ont mené à l'établissement d'un critère dit d'accélération qui est fonction du coefficient d'expansion  $\sigma$  du mélange réactif initial [11] [12] [13] [14]. Ce critère, basé principalement sur la réactivité du mélange inflammable initial, permet de déterminer a priori si une flamme aura la capacité d'être accélérée et éventuellement transiter vers le régime de la détonation. Utilisé dans les études de sûreté de fonctionnement de l'industrie nucléaire, il est également employé pour les analyses de risques au sein des industries de chimie et de pétrochimie.

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre du projet de Recherche en matière de sûreté nucléaire et radioprotection (RSNR) 2012-"Investissement d'Avenir" intitulé MITHYGÈNE. Ce projet regroupe huit partenaires dont un académique (le laboratoire ICARE du CNRS), deux institutionnels (l'IRSN, le CEA, l'institut de recherche allemand Jülich) et quatre industriels (Elta, EDF, Arcys, Air Liquide). MITHYGÈNE vise à améliorer la connaissance des phénomènes associés au risque d'explosion de l'hydrogène en cas d'accident grave d'un réacteur nucléaire, ainsi qu'à développer une instrumentation pour mieux gérer ce risque (mesure des concentrations d'hydrogène, de vapeur d'eau et d'air) et améliorer les dispositifs pour l'atténuer.

Cette thèse vise donc à fournir de nouveaux éléments permettant l'analyse des déflagrations hydrogène-air-vapeur d'eau lentes et rapides. Pour cela, la première partie des études réalisées a consisté en la détermination des paramètres fondamentaux des flammes prémélangées  $H_2/Air/H_2O_{vapeur}$  nécessaires à l'établissement du critère  $\sigma$ . Ces paramètres fondamentaux sont également d'intérêt pour les calculs numériques modélisant la combustion à grande échelle (de type CFD (Computational Fluid Dynamics) ou LP (Lumped Parameter)) et pour lesquels ils sont utilisés comme des paramètres de normalisation (tels la vitesse de flamme laminaire, épaisseur de flamme laminaire, nombre de Zel'dovich, ...) [15]. Ces déterminations ont été effectuées à différentes températures initiales ainsi qu'à différents taux d'appauvrissement en oxygène afin de représenter au mieux les conditions qui peuvent régner en enceinte de confinement [4]. La deuxième partie des

travaux effectués a concerné l'impact du confinement sur l'accélération de flamme à température ambiante. En effet lors d'un accident grave, les flammes initiées en partie basse de l'enceinte de confinement se situent dans des milieux encombrés. Au sein d'une enceinte représentant, à échelle réduite, la configuration d'une partie d'une enceinte de confinement d'un réacteur à eau pressurisée (ENACCEF 1), il a alors s'agit d'étudier l'impact de différents encombrements en partie basse sur l'accélération de flamme. Enfin dans un dernier temps, une nouvelle enceinte a été mise en place (ENACCEF 2) de manière à étudier l'impact de la température et de la dilution par la vapeur d'eau sur l'accélération de flamme en milieu confiné pour des mélanges pauvres en hydrogène représentatifs des mélanges produits durant les accidents graves.

Ainsi le présent manuscrit se décompose en trois principales parties. Dans un premier temps sera présenté un état de l'art sur les flammes prémélangées comprenant un développement sur leurs conditions d'existence, leurs principales caractéristiques ainsi que leurs conditions d'accélération. Ensuite seront exposés les dispositifs expérimentaux utilisés ainsi que les conditions des études réalisées pour la détermination des paramètres fondamentaux de flamme et pour la caractérisation de l'accélération de flamme en milieu confiné. Enfin dans un dernier temps seront présentés les résultats obtenus pour chaque étude réalisée accompagnés d'analyses et de discussions.

# Chapitre 1

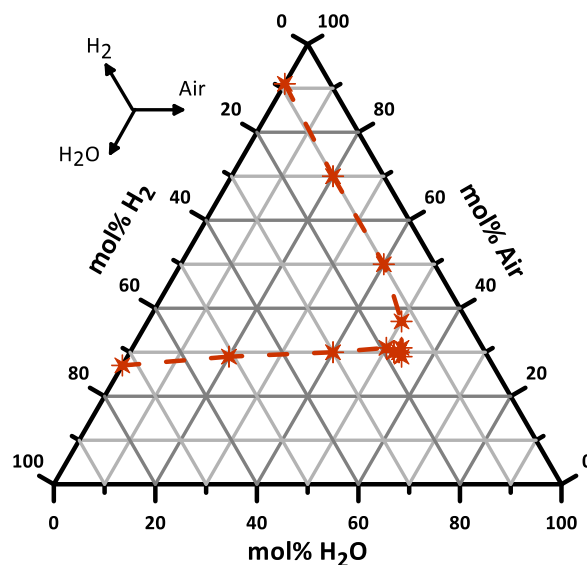
## Etat de l'art des flammes de prémélange

Ce premier chapitre aborde les bases théoriques nécessaires à la compréhension des phénomènes mis en jeu lors de la propagation d'une flamme de prémélange en milieu confiné et lors de son accélération. Ainsi les définitions et paramètres fondamentaux des flammes laminaires seront abordés, ils permettront notamment de présenter la manière d'établir le critère  $\sigma$  d'accélération de flamme qui distingue les flammes ayant la capacité de s'accélérer des flammes ne le pouvant pas. Enfin, seront également détaillés les différents modes de propagation d'une flamme de prémélange, notamment les modes accélérés qui représentent un réel danger d'un point de vue sûreté nucléaire.

# 1. Naissance d'une flamme

## 1.1 Définition des limites d'inflammabilité

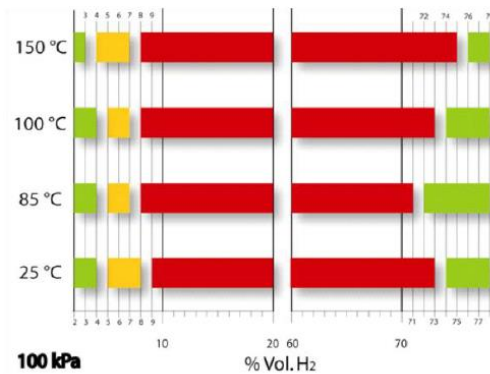
Les limites d'inflammabilité délimitent un domaine pour lequel un mélange gazeux peut être enflammé, ce pour des conditions de pression, de température et d'apport d'énergie au système fixées [16] [17]. Elles sont couramment représentées dans un diagramme ternaire, qui permet d'identifier toutes les compositions possibles du mélange considéré. Celui-ci doit alors respecter des fractions volumiques en combustible, comburant et diluant pour être enflammé. La Figure 1 représente le diagramme de Shapiro pour un mélange hydrogène-air-vapeur d'eau.



**Figure 1 : Diagramme ternaire représentant les limites d'inflammabilité pour des mélanges hydrogène-air-vapeur d'eau [18]**

La limite inférieure d'inflammabilité représente le pourcentage molaire minimal du combustible pour lequel le mélange s'enflamme. A l'inverse la limite supérieure d'inflammabilité représente le pourcentage molaire maximal du combustible pour lequel le mélange s'enflamme. Par exemple pour les mélanges hydrogène-air, les limites d'inflammabilité inférieure et supérieure sont de 4 et 75%Vol.H<sub>2</sub> [16].

Dans le processus d'inflammation d'un mélange, il est nécessaire de prendre en compte la concurrence entre les transferts thermiques et les effets de gravité. En effet, les gaz brûlés étant plus légers que les gaz frais, si la flamme ne produit pas assez d'énergie (chaleur dégagée) ce qui se traduit par une vitesse de propagation faible, on assistera alors à une flamme ascendante correspondant à une combustion partielle. Cependant si la flamme produit assez d'énergie, celle-ci pourra se propager dans toutes les directions de l'espace. Elle sera alors sphérique et correspondra à une combustion totale. Suivant ces principes, il est possible de définir deux limites différentes : la limite d'inflammabilité ascendante et la limite d'inflammabilité totale. La Figure 2 illustre cette différence pour un mélange hydrogène-air.



**Figure 2 : Domaines de non-inflammabilité (vert), d'inflammabilité ascendante (orange) et d'inflammabilité totale (rouge) pour des mélanges hydrogène-air [19]**

Plusieurs paramètres influencent les limites d'inflammabilité d'un mélange gazeux, tels que la nature et la quantité de diluant présent, la température initiale, la pression initiale et l'énergie fournie au système pour son inflammation.

## 1.2 Influence du diluant

La présence d'un diluant, comme la vapeur d'eau par exemple, permet de diminuer le domaine d'inflammabilité d'un mélange hydrogène-air comme présenté en Figure 1. L'addition croissante de la quantité de diluant dans le mélange peut permettre in fine, un inertage complet. La capacité d'un diluant à inerte un mélange inflammable est variable selon sa nature. En effet, plus la chaleur spécifique du diluant est élevée plus l'abaissement de la température de flamme sera efficace [16]. Les molécules triatomiques (vapeur d'eau, dioxyde de carbone, etc.) ayant une chaleur spécifique supérieure à celle des molécules diatomiques ou monoatomiques (hélium, azote, argon), elles sont donc de meilleurs inhibiteurs de la combustion.

Les études menées par Kumar ont permis de déterminer l'impact de la nature du diluant sur les limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène-oxygène et hydrogène-air, pour différentes températures initiales (295, 373 et 473K) et des pressions initiales variant de 20 kPa à 100 kPa [20]. Les diluants étudiés ont été l'hélium, l'argon, l'azote, le dioxyde de carbone et la vapeur d'eau. Le dispositif expérimental utilisé correspond à un tube vertical d'un diamètre interne de 5 cm et d'une hauteur totale de 1.8m où l'inflammation du mélange peut être effectuée en partie supérieure ou inférieure. Pour les mélanges hydrogène-oxygène, il a été démontré que 86%Vol. de vapeur d'eau ou de dioxyde de carbone suffisent pour l'inertage tandis que 90%Vol. d'hélium ou d'argon sont nécessaires (Figure 3) confirmant ainsi la relation entre les propriétés physiques du diluant et l'effet sur les limites d'inflammabilité.

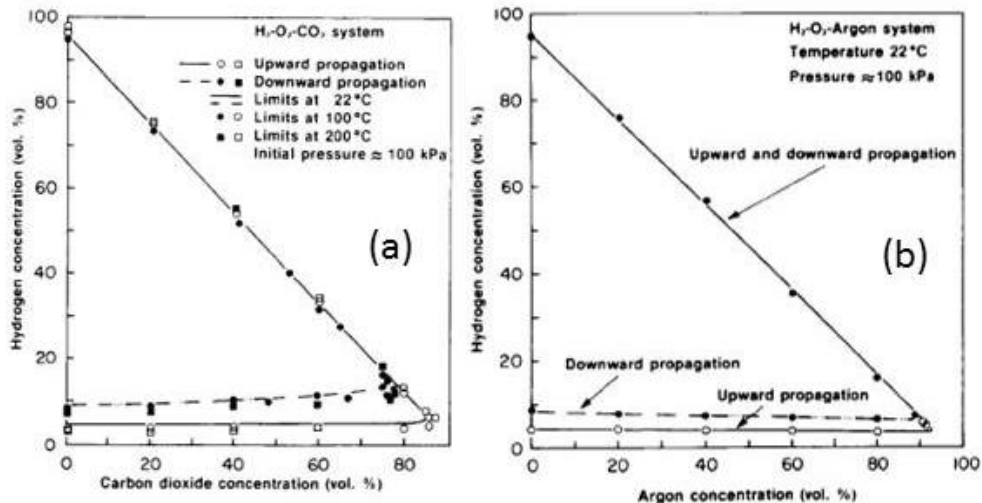
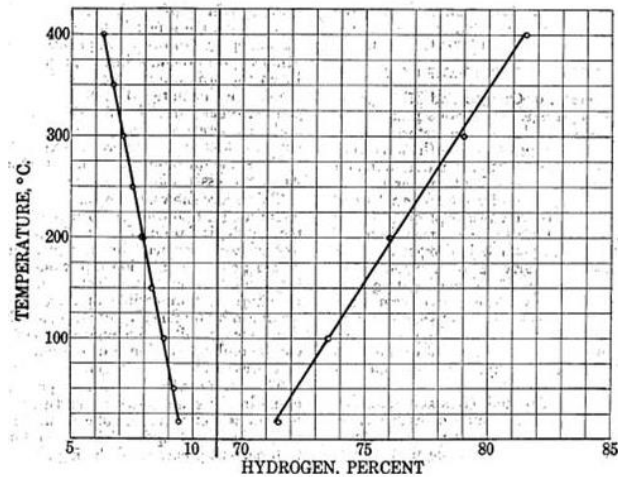


Figure 3 : Comparaison des domaines d'inflammabilité des mélanges hydrogène-oxygène-dioxyde de carbone (a) et hydrogène-oxygène-argon (b) [20]

### 1.3 Influence de la température initiale

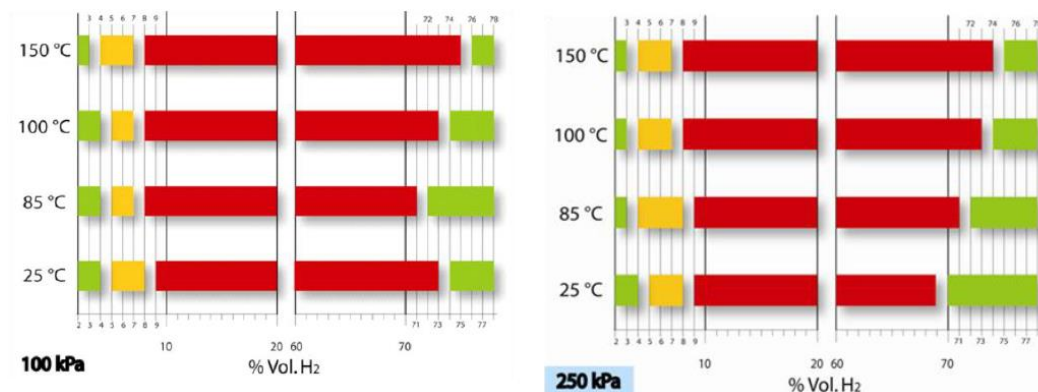
Dans tous les cas de figure, l'augmentation de la température initiale du mélange gazeux permet d'accroître le domaine d'inflammabilité. Ceci peut s'expliquer par deux raisons principales. Premièrement les pertes de chaleur sont amoindries, les transferts thermiques et donc la propagation de la flamme en sont donc facilités. A plus faible température, les noyaux de flamme ne pouvant se propager le peuvent alors à plus haute température. Deuxièmement, par modification de la température la cinétique du mélange réactionnel est également modifiée. Les constantes de vitesses étant augmentées avec la température, on favorise l'accélération des réactions chimiques.

L'impact de la température initiale sur les limites d'inflammabilité de mélanges hydrogène-air à pression atmosphérique a notamment été étudié par Coward et Jones [21]. Le dispositif expérimental utilisé est un tube vertical en verre de diamètre intérieur de 5 cm et d'une hauteur de 1.50 m. Une diminution et une augmentation linéaires ont été constatées pour les limites respectivement inférieure et supérieure pour des flammes en propagation descendante (Figure 4). En effet, on peut observer pour un changement de la température initiale de 290K à 673 K, une diminution de la limite inférieure de 9.4 à 6.3%vol. et une augmentation de la limite supérieure de 71.5 à 81.5%vol.



**Figure 4 : Impact de la température initiale sur les limites d’inflammabilité inférieures et supérieures des mélanges hydrogène-air à pression atmosphérique pour des flammes en propagation descendante [21]**

Les travaux de Cheikhravat et al. [19] ont aussi concerné des mélanges hydrogène-air mais pour des pressions initiales de 100 et 250kPa (Figure 5). Ils ont été menés en bombe sphérique d’un diamètre interne de 476mm représentant un volume de 56L. L’augmentation de la température initiale (298 à 423K) a également étendu le domaine d’inflammabilité hormis à 100kPa lorsque la température initiale a été augmenté de 298 à 358K où l’on peut observer une diminution de la limite supérieure de 74 à 72%Vol H<sub>2</sub>.



**Figure 5 : Impact de la température initiale sur les domaines de non-inflammabilité (vert), d’inflammabilité ascendante (orange) et d’inflammabilité totale (rouge) pour des mélanges hydrogène-air [19]**

## 1.4 Influence de la pression initiale

Contrairement à l’influence de la température, l’influence de la pression n’est pas linéaire. Elle dépend notamment du fait que la pression soit supérieure ou inférieure à la pression atmosphérique. De plus, un changement de la pression initiale affecte d’avantage la limite supérieure d’inflammabilité que la limite inférieure d’inflammabilité [16]. Pour des mélanges hydrogène-air, Cheikhravat et al. [19] ont montré une restriction du domaine d’inflammabilité lorsque la pression

initiale était augmentée de 100 à 250kPa et cela pour différentes températures initiales (Figure 5). On peut noter, par exemple à température ambiante (298K), que ce changement de pression initiale n'affecte pas la limite inférieure mais qu'il entraîne une diminution de la limite supérieure de 74 à 70%Vol. Pour des mélanges hydrogène-air à pressions initiales sub-atmosphériques, Jones [22] et Kuznetsov et al. [23] ont observé une diminution du domaine d'inflammabilité lorsque la pression initiale diminue. La Figure 6 représente les résultats obtenus par Kuznetsov et al. [23] en bombe sphérique d'un volume de 8.2dm<sup>3</sup> pour des pressions allant de 2.5kPa à 100kPa. Comme expliqué précédemment, on peut remarquer que la diminution de la pression initiale diminue les limites supérieures mais n'a que peu d'impact sur les limites inférieures. Il est également important d'indiquer que d'importants écarts peuvent être rencontrés dans les résultats lorsque différents dispositifs d'inflammation sont utilisés. On peut en effet noter que pour une pression initiale de 30kPa, la limite supérieure est de 70%Vol.H<sub>2</sub> ou de 78%Vol.H<sub>2</sub> selon si le système d'inflammation utilisé correspond à une étincelle produite entre deux électrodes ou à une bougie de préchauffage.

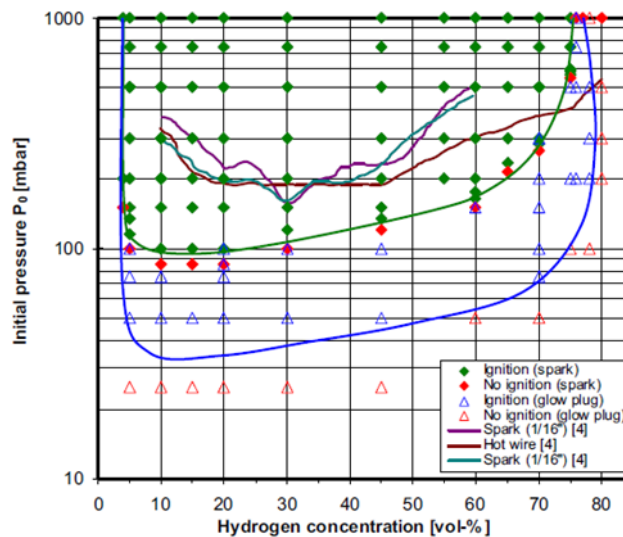
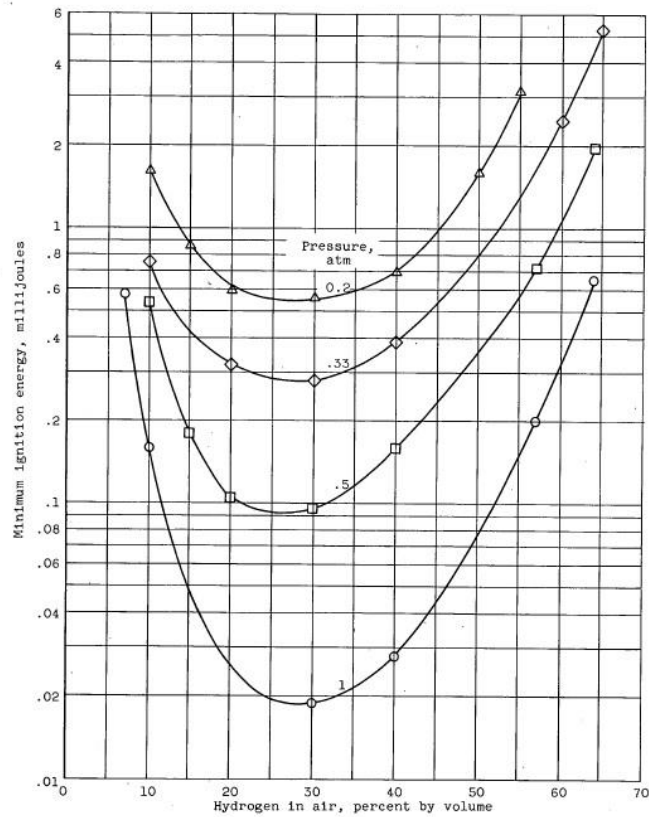


Figure 6 : Impact de la pression initiale sur les limites d'inflammabilité de mélanges H<sub>2</sub>-air [23]

## 1.5 Energie minimale d'inflammation

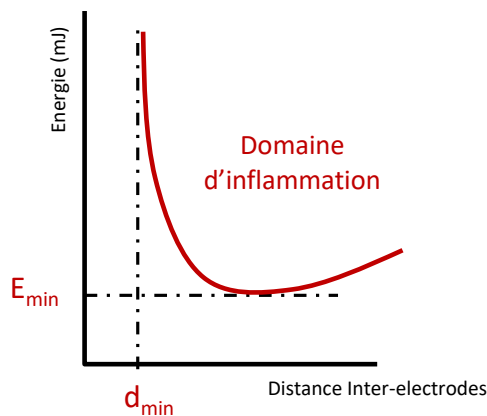
Lorsque le mélange gazeux inflammable se situe dans son domaine d'inflammabilité, il est nécessaire de lui apporter une énergie dite minimale pour initier son inflammation. Cette quantité d'énergie est fonction de plusieurs paramètres, tels la nature du combustible, la température et la pression initiale. Dans le cas des mélanges stœchiométriques hydrogène-air à pression et température atmosphériques, l'énergie minimale d'inflammation est inférieure à 0.02mJ [24] [25]. Elle diminue lorsque la pression initiale augmente comme démontré par Belles et Drell [25] dont les résultats sont présentés en Figure 7. Ces travaux permettent également de rendre compte du fait que les mélanges stœchiométriques (environ 30%Vol. H<sub>2</sub>) sont ceux qui nécessitent les plus faibles énergies d'inflammation.





**Figure 7 : Energies minimales d'inflammation pour des mélanges hydrogène-air à différentes pressions initiales [25]**

De plus, la source d'énergie peut prendre différentes formes : étincelle électrique, surface chaude, jet de gaz chauds ou onde de choc. L'étincelle électrique est la méthode la plus couramment utilisée car son fonctionnement et la détermination de l'énergie transmise au mélange réactionnel sont simples. Il s'agit généralement de deux électrodes se faisant face au centre de l'enceinte expérimentale et reliées à un circuit électrique. La densité énergétique nécessaire à l'inflammation dépend à la fois de l'énergie transmise mais également de l'espacement entre les électrodes [26]. En effet, au-dessous d'une distance appelée distance de coincement, aucune inflammation ne pourra être produite car les électrodes absorbent alors une majeure partie de la chaleur dégagée par le noyau de flamme naissant. Ainsi, l'évolution l'énergie à fournir au système en fonction de la distance inter-électrodes peut être représentée comme sur la Figure 8.



**Figure 8 : Energie d'inflammation en fonction des distances inter-électrodes**

## 1.6 Influence de la turbulence initiale du milieu

Comme indiqué dans les travaux de Kumar [20], les limites d'inflammabilité peuvent être modifiées lorsque le mélange initial n'est pas quiescent. Peu d'études ont jusqu'à maintenant été réalisées sur les limites d'inflammabilité des mélanges hydrogène-air en milieu turbulent. Les travaux de Abdel-Gayed et al. [27] ont été conduits dans une enceinte cylindrique de 305 mm de diamètre interne et de 305 mm de hauteur sur les limites turbulentes d'inflammabilité inférieures de mélanges hydrogène-air mais aussi méthane-air à pression atmosphérique. Une zone de turbulence homogène et isotrope de 178 mm de diamètre est produite au centre de l'enceinte à l'aide de quatre ventilateurs ( $\phi=147\text{mm}$ ) équidistants à la circonférence centrale. Une bougie d'allumage est utilisée pour l'inflammation du mélange. La Figure 9 représente les limites d'inflammabilité inférieures obtenues en fonction de la vitesse de rotation des ventilateurs pour les mélanges étudiés. On peut noter qu'une faible vitesse de rotation des ventilateurs ( $<50\text{Hz}$ ) permet d'augmenter la limite inférieure d'inflammabilité de  $4\%\text{Vol.H}_2$  (limite obtenue sans turbulence [16]) à  $4.5\%\text{Vol.H}_2$ . Lorsque la vitesse est maximale (environ  $167\text{Hz}$ ), cette limite est considérablement modifiée et atteint  $9\%\text{Vol.H}_2$ .

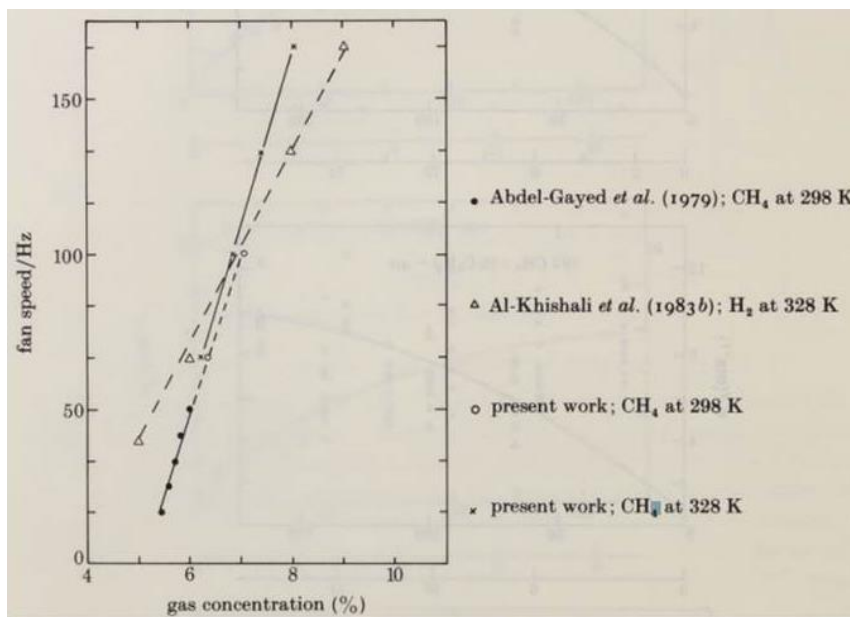
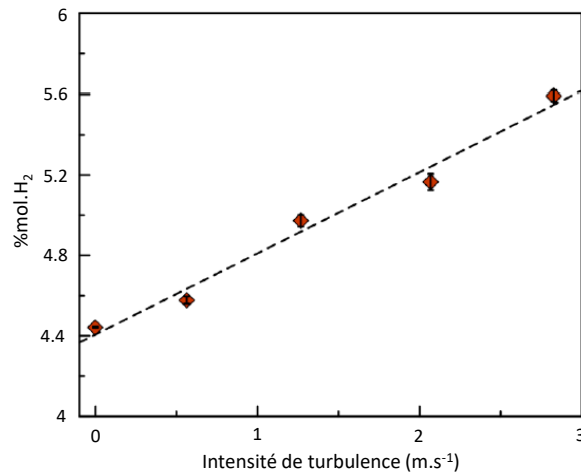


Figure 9 : Impact de la turbulence sur les limites d'inflammabilité inférieures de mélange hydrogène-air et méthane-air à 298 et 328K [27]

Les travaux de thèse de Goulier [28] ont également concerné la détermination des limites inférieures de mélange hydrogène-air en présence de turbulence mais pour une température initiale de 293K à pression atmosphérique. Cette étude a été réalisée en bombe sphérique d'un diamètre interne de 563mm représentant un volume interne de 93L, où la turbulence est générée à l'aide de 8 ventilateurs répartis aux sommets d'un cube inscrit dans une sphère équivalente au diamètre intérieure de l'enceinte. Ces ventilateurs correspondent à des hélices quadripales de 130mm de diamètre et permettent de générer une zone de turbulence homogène et isotrope au centre de la bombe sphérique équivalente à une sphère de rayon de 100 mm. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 10.



**Figure 10 : Impact de la turbulence sur les limites d’inflammabilité inférieures de mélange hydrogène-air à 293K et 101.3kPa [28]**

## 1.7 Détermination des limites d’inflammabilité

Les limites d’inflammabilité peuvent être déterminées expérimentalement via plusieurs méthodes [29] fondées sur un ou deux critères fondamentaux : le critère visuel et le critère de pression. Le critère visuel permet de déterminer les limites d’inflammabilité par observation de la création et la propagation de la flamme en enceinte fermée. Le critère de pression est quant à lui basé sur la mesure de la différence de pression avant et après tentative d’inflammation du mélange.

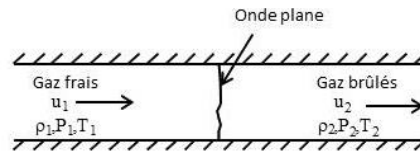
Il est également possible, pour un mélange de différents combustibles, d’évaluer théoriquement la limite d’inflammabilité connaissant les limites d’inflammabilité de chaque combustible en utilisant la loi de Le Châtelier [30] :

$$L = \frac{100}{\sum_{i=1}^N \frac{X_i}{L_i}} \quad \text{Eq. 1}$$

Où L représente la limite inférieure ou supérieure d’inflammabilité du mélange considéré,  $X_i$  la fraction volumique du combustible i et  $L_i$  limite inférieure ou supérieure d’inflammabilité du combustible i. Cette relation est en bon accord avec les résultats expérimentaux concernant des combustibles de natures proches (pour des mélanges d’hydrocarbures par exemple) mais présente en revanche des écarts lorsque les combustibles considérés sont de natures chimiques différentes [21].

## 2. Modes de propagation des flammes de prémélange

Une fois les conditions de naissance d'une flamme remplies comme expliqué précédemment, la flamme se propage dans son milieu et peut suivre deux principaux modes qui sont la déflagration et la détonation [9]. Le premier correspond à une propagation subsonique reposant sur des mécanismes de diffusion. Le second est une propagation supersonique résultant d'un couplage entre la zone réactionnelle et une onde de choc. Ces deux phénomènes peuvent être traités comme des ondes planes se propageant selon une dimension dans un conduit comme représenté en Figure 11.



**Figure 11 : Représentation schématique d'une onde plane stationnaire à une dimension dans un conduit**

L'état initial, c'est-à-dire l'état des gaz n'ayant pas encore réagi et dits « frais », est symbolisé par le chiffre 1, tandis que l'état final correspondant à celui des gaz ayant réagi et donc « brûlés », est identifié par le chiffre 2. Ces deux états sont caractérisés par différents paramètres tels la vitesse des gaz ( $u$ ), leur masse volumique ( $\rho$ ), la pression ( $P$ ) et la température ( $T$ ). Les paramètres correspondant à l'état initial sont généralement connus. En émettant plusieurs hypothèses (propagation de l'onde de combustion à vitesse constante, pas de perte ou d'apport de chaleur), l'état final de la réaction ( $u_2, \rho_2, P_2, T_2$ ) peut être défini à l'aide des équations de conservation qui suivent [31].

Conservation de la masse : 
$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad \text{Eq. 2}$$

Conservation de la quantité de mouvement : 
$$\rho_1 u_1^2 + P_1 = \rho_2 u_2^2 + P_2 \quad \text{Eq. 3}$$

Conservation de l'énergie : 
$$\frac{u_1^2}{2} + h_1 = \frac{u_2^2}{2} + h_2 \quad \text{Eq. 4}$$

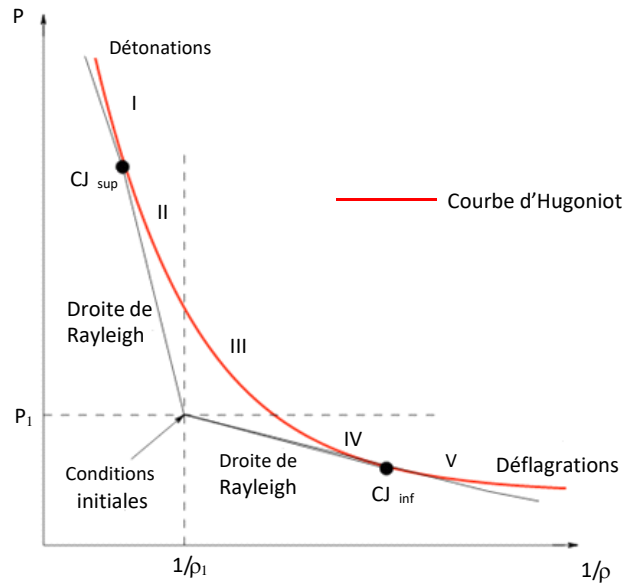
Avec l'enthalpie : 
$$h_i = E_i + \frac{P_i}{\rho_i} \quad \text{Eq. 5}$$

En réarrangeant ces relations on obtient les équations dites de Rayleigh et d'Hugoniot :

Equation de Rayleigh : 
$$\frac{P_2 - P_1}{\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_2}} = \rho_1^2 u_1^2 = \rho_2^2 u_2^2 \quad \text{Eq. 6}$$

Equation d'Hugoniot : 
$$h_2 - h_1 = \frac{1}{2} (P_2 - P_1) \left( \frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_1} \right) \quad \text{Eq. 7}$$

Ces dernières peuvent être tracées sur un graphique (Figure 12) représentant la Pression en fonction du volume massique. L'origine de la droite de Rayleigh représente les conditions initiales de la réaction tandis que l'intersection entre cette droite et la courbe d'Hugoniot décrit l'état final de la réaction.



**Figure 12 : Représentation de la courbe d'Hugoniot et des droites de Rayleigh**

Ces états finaux sont répartis en 5 régions, chacune étant représentative d'un régime de propagation. La région III correspond à des conditions où  $P_2 > P_1$  et  $1/\rho_2 > 1/\rho_1$ . Suivant l'équation de Rayleigh (Eq.6), ces conditions impliquent que la vitesse  $u_1$  représente un nombre imaginaire, c'est pourquoi les états situés dans cette région ne peuvent être rencontrés dans la réalité.

Deux points particuliers figurent sur cette courbe, les points  $CJ_{sup}$  et  $CJ_{inf}$ . Ces points sont nommés les points Chapman-Jouguet en référence aux travaux pionniers de Chapman et Jouguet dans le domaine de la détonation. Ils définissent des états où la vitesse des gaz brûlés ( $v_2$ ) correspond à la vitesse du son dans ces mêmes gaz brûlés. Si l'on considère des coordonnées dans un repère lié au laboratoire, l'onde de combustion plane (Figure 11) se déplace à une vitesse non nulle relative au conduit que l'on peut noter  $V_0$ . De cette manière on obtient les relations suivantes entre les vitesses absolues ( $v$ ) et relatives ( $V, u$ ) :

$$v_1 = V_0 - u_1 \quad \text{Eq. 8}$$

$$v_2 = V_0 - u_2 \quad \text{Eq. 9}$$

La vitesse absolue des gaz frais ( $v_1$ ) étant présumée nulle, on obtient une égalité entre la vitesse relative des gaz frais ( $u_1$ ) et celle de l'onde de combustion ( $V_0$ ). Il en découle la relation qui suit :

$$V_0 = v_2 + u_2 \quad \text{Eq. 10}$$

Or la vitesse des gaz brûlés étant égale à celle du son dans les gaz brûlés, nous avons selon l'équation 10 une onde de combustion se déplaçant à une vitesse supersonique.

Les points se trouvant dans les régions I et II représentent des états finaux caractéristiques de combustions supersoniques (détonations – ondes de compression) où une augmentation de la pression ( $P_2 > P_1$ ) et de la densité ( $1/\rho_2 < 1/\rho_1$ ) est observée. La région I correspond à des fortes détonations ( $P_2 > P_{CJ}$ ) tandis que la région II correspond à des faibles détonations ( $P_2 < P_{CJ}$ ). Les fortes

détonations sont expérimentalement rarement observées du fait qu'elles nécessitent un important confinement et qu'elles ne constituent pas un mode stable de propagation. En effet les ondes de raréfaction entraînent l'affaiblissement de l'onde de choc qui voit alors sa vitesse diminuée. Les faibles détonations sont également rarement observées du fait que leurs solutions imposent des conditions quasi-isobariques ( $1/\rho_2 \approx 1/\rho_1$ ) entraînant ainsi des vitesses physiquement impossibles (équation Eq. 6). Ainsi les détonations les plus fréquemment observées correspondent à des détonations Chapman-Jouguet.

Les points se trouvant dans les régions IV et V représentent quant à eux des états finaux représentatifs de combustions subsoniques (déflagrations – ondes de détente) où la pression ( $P_2 < P_1$ ) et la densité ( $1/\rho_2 > 1/\rho_1$ ) diminuent après la réaction. Les points présents dans la région IV et le point  $CJ_{inf}$  correspondent à des déflagrations non rencontrées expérimentalement. En effet les fortes déflagrations représentées par ces points impliquent une augmentation de vitesse des gaz à travers l'onde de combustion, ce qui est physiquement impossible au sein d'un conduit à dimension constante. La région IV correspond quant à elle à des faibles déflagrations. Sous certaines conditions, ces dernières peuvent subir des accélérations et transiter vers d'autres régimes (déflagration rapide, quasi-détonation, détonation). Le détail des structures de ces déflagrations lentes et accélérées sont exposés dans les deux chapitres suivants.

### 3. Flammes laminaires de prémélange

A partir de la courbe d'Hugoniot détaillée dans le chapitre précédent, nous avons pu voir que les déflagrations correspondent à des propagations de flammes subsoniques. En cas d'absence de turbulence initiale avant l'inflammation, la flamme est dans un premier temps laminaire. Ce chapitre aborde les notions théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes gouvernant la propagation des flammes laminaires de prémélange.

#### 3.1 Structure d'une flamme laminaire de prémélange

Une flamme est un milieu hautement exothermique où s'opèrent des réactions chimiques, des diffusions d'espèces, des diffusions de chaleur, ainsi que des rayonnements. Le mécanisme de la combustion est souvent représenté par une seule équation globale du type :



Dans cette équation, A et B représentent les réactifs (un combustible et un comburant), P les produits,  $u_a$  et  $u_b$  sont les coefficients stœchiométriques de la réaction et Q symbolise le dégagement de chaleur. L'évolution de la consommation des réactifs A et B ou de la production des produits P est définie par le taux de réaction  $\xi$  :

$$\xi = \frac{dC_{\text{product}}}{dt} = \frac{dC_{\text{reactant}}}{dt} = k \prod_{i=1}^N (C_{M_i})^{v_i} \quad \text{Eq. 12}$$

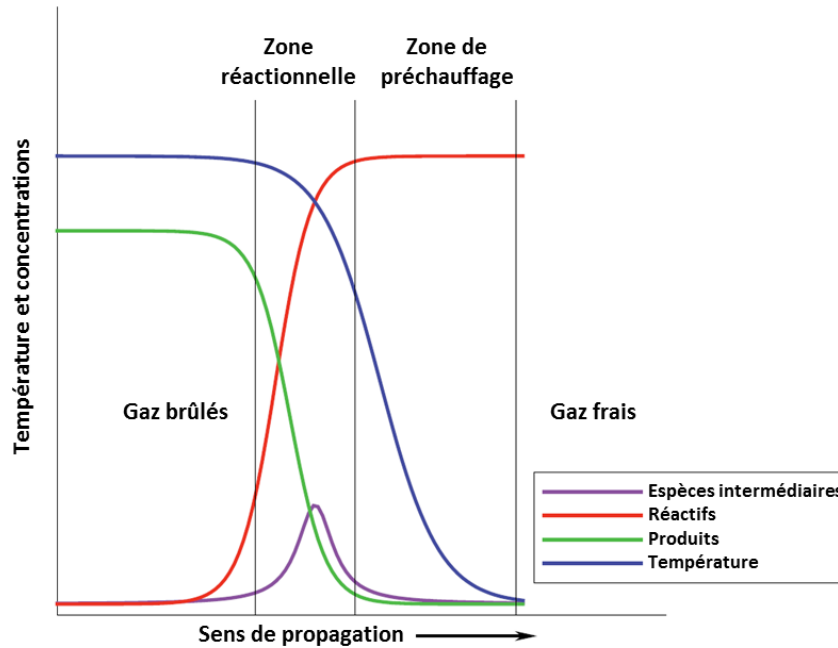
Le coefficient  $k$  représente la constante de vitesse de la réaction. Pour une réaction donnée, elle dépend uniquement de la température et est exprimée de la manière suivante :

$$k = AT^b e^{-E_a/RT} \quad \text{Eq. 13}$$

$A$  étant un facteur pré-exponentiel,  $T$  la température,  $R$  la constante des gaz parfaits et  $E_a$  l'énergie d'activation. Cette dernière grandeur représente la quantité d'énergie nécessaire à apporter au système pour que la réaction ait lieu.

Les produits de la réaction (gaz brûlés) sont séparés des réactifs (gaz frais) par la zone réactionnelle dénommée le front de flamme. La propagation d'une flamme laminaire est assurée par le transfert de chaleur et des espèces réactives depuis la zone réactionnelle vers les gaz frais. Ainsi le front de flamme se propage des gaz brûlés vers les gaz frais. La Figure 13 : Structure d'une flamme laminaire de prémélange représente la structure d'une flamme de prémélange comprenant les variations des profils d'espèces et de la température. La vitesse de flamme et l'épaisseur du front de flamme sont deux propriétés importantes dans la théorie de la combustion. La vitesse de flamme, nommée couramment vitesse de flamme laminaire, est définie comme la vitesse des gaz frais dans une direction normale au front de flamme. Ces grandeurs intrinsèques au mélange étudié sont dépendantes de la pression et de la température. Dans le but de les déterminer, plusieurs approches théoriques ont été développées au cours du siècle dernier [31]. Trois catégories de théories se distinguent selon les mécanismes sur lesquels elles se basent :

- théorie thermique, où la propagation de la flamme est due aux transferts thermiques
- théorie radicalaire, où la propagation de la flamme est due aux transferts de matière
- théorie complète, où la propagation de la flamme est due aux transferts thermiques et de matière

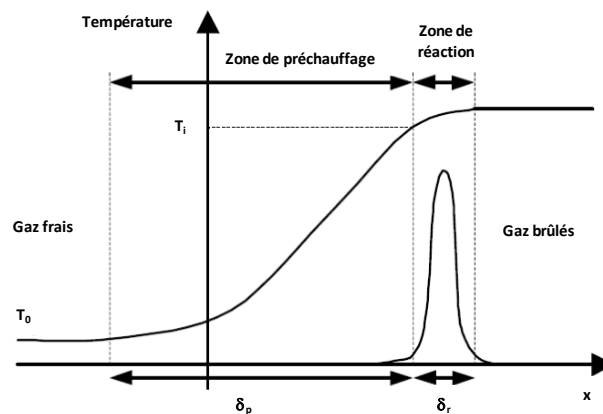


**Figure 13 : Structure d'une flamme laminaire de prémélange**

Ici sont présentées les deux théories les plus couramment utilisées : la théorie de Mallard et Le Châtelier et la théorie de Zel'dovich, Frank-Kamenetskii et Semenov.

### 3.1.1 Théorie de Mallard et Le Châtelier

Cette approche est issue de la théorie thermique. La propagation de la chaleur produite par la réaction depuis les gaz brûlés vers les gaz frais est responsable du déplacement de la flamme. Ainsi, en représentant la variation de la température au sein de la flamme, cette dernière peut être divisée en deux zones comme il est présenté en Figure 14.



**Figure 14 : Structure de flamme selon la théorie de Mallard et Le Châtelier**

La zone de préchauffage correspond à une région de chauffage des gaz frais par conduction de la chaleur depuis les gaz brûlés. Son épaisseur ( $\delta_p$ ) est délimitée par le gradient thermique séparant les gaz étant encore à la température initiale  $T_0$  et les gaz à la température d'inflammation  $T_i$ . La zone de réaction ( $\delta_r$ ) correspond quant à elle, à l'espace depuis lequel la diffusion de la chaleur produite par



la réaction chimique s'opère. Les limites de cet espace sont définies par la température d'inflammation et la température des gaz brûlés  $T_b$ . La détermination de l'épaisseur de ces deux zones et la somme de leur épaisseur permet d'obtenir l'épaisseur du front de flamme  $\delta$ .

Par la connaissance de l'épaisseur de la zone de réaction il est possible de déterminer la vitesse de flamme laminaire suivant l'équation Eq.14. Cette vitesse représente bien la vitesse de consommation des gaz réactifs.

$$S_u = \frac{\lambda}{\rho \cdot C_p} \frac{T_b - T_i}{T_i - T_0} \frac{1}{\delta_r} \quad \text{Eq. 14}$$

La conductivité thermique et la capacité calorifique à pression constante sont respectivement représentées par  $\lambda$  et  $C_p$ .

En définissant la variable d'avancement de la réaction  $\xi$ , l'épaisseur de la zone de réaction peut être exprimée en fonction de la vitesse de flamme laminaire et du taux de réaction  $d\xi/dt$  selon l'équation Eq. 15.

$$\delta_r = S_u \frac{dt}{d\xi} \quad \text{Eq. 15}$$

Par réarrangement entre les équations 14 et 15, on peut alors démontrer la dépendance de la vitesse de flamme laminaire vis-à-vis de la cinétique de réaction ainsi que de la diffusivité thermique au sein du milieu :

$$S_u = \sqrt{\frac{\lambda}{\rho \cdot C_p} \frac{T_f - T_i}{T_i - T_0} \frac{d\xi}{dt}} \quad \text{Eq. 16}$$

Cependant la théorie de Mallard et Le Châtelier n'indique pas la température à laquelle doit être déterminé le taux de réaction  $d\xi/dt$ . De plus, il est nécessaire pour l'utilisation de cette théorie, de connaître la température d'inflammation du mélange.

### 3.1.2 Théorie de Zel'dovich, Frank-Kamenetskii et Semenov

Zel'dovich, Frank-Kamenetskii et Semenov considèrent également deux zones distinctes dans la flamme, cette approche ne prend cependant pas en compte la température d'inflammation pour séparer la zone de préchauffage de la zone de réaction mais la température adiabatique de flamme. De plus, cette théorie fait appel à plusieurs hypothèses supplémentaires :

- Conservation des espèces, il n'y a pas de variation du nombre total de moles dans le mélange
- La capacité calorifique à pression constante et la conductivité thermique ne varient pas

- La pression reste constante
- La flamme est stationnaire, unidimensionnelle et adiabatique
- Les nombres de Lewis (Le), Prandtl (Pr) et Schmidt (Sc) sont égaux à 1

Où ces nombres sont définis comme suit :

$$Le = \frac{\alpha}{D} \quad \text{Eq. 17}$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad \text{Eq. 18}$$

$$Sc = \nu D \quad \text{Eq. 19}$$

Avec  $\alpha$  le coefficient de diffusion thermique,  $D$  le coefficient de diffusion massique et  $\nu$  la viscosité cinématique.

Par la résolution des équations de conservation de masse et d'énergie, on obtient l'expression de la vitesse de flamme laminaire suivante :

$$S_u = \sqrt{\frac{2\lambda_f C_{pf} A}{\rho_0 \bar{C}_p^2} \left(\frac{T_0}{T_f}\right) \left(\frac{n_r}{n_p}\right) (Le) \left(\frac{RT_f^2}{E_a}\right) \frac{e^{-E_a/RT_f}}{(T_f - T_0)^2}} \quad \text{Eq. 20}$$

La différence entre cette théorie et celle de Mallard et Le Châtelier réside dans le fait qu'ici le taux de réaction est basé sur la température adiabatique de flamme. La vitesse de flamme laminaire peut donc être obtenue à l'aide de ces théories, mais de par les équations auxquelles elles font appel, il est nécessaire de définir plusieurs grandeurs comme le nombre de Zel'dovich  $\beta$  ou encore l'énergie d'activation  $E_a$ .

### 3.2 Energie d'activation et nombre de Zel'dovich

En prenant en compte la théorie de Zel'dovich, Frank-Kamenetskii et Semenov, on remarque que la vitesse de flamme laminaire est exprimée en fonction de l'énergie d'activation de la réaction ainsi que de la température des gaz brûlés (Eq. 20). Ces paramètres étant reliés par la loi d'Arrhenius à la vitesse de réaction  $\dot{\omega}$  (Eq. 21), on peut donc exprimer la vitesse de flamme laminaire en fonction de cette dernière selon l'équation Eq. 22.

$$\dot{\omega} = A \cdot e^{\frac{-E_a}{RT}} \quad \text{Eq. 21}$$

$$S_u = \sqrt{\alpha \dot{\omega}} \quad \text{Eq. 22}$$

Depuis la relation Eq.22 on peut déduire les équations suivantes :

$$S_u^2 = \text{Cste} \cdot e^{\frac{-E_a}{RT_b}} \quad \text{Eq. 23}$$

$$2 \ln S_u = \ln \text{Cste} - \left( \frac{E_a}{R} \frac{1}{T_b} \right) \quad \text{Eq. 24}$$

Ainsi, en traçant l'évolution de la valeur  $2 \ln(S_u)$  en fonction de l'inverse de la température des gaz brûlés  $T_b$  on peut déterminer l'énergie d'activation via le coefficient directeur de la droite.

Le nombre de Zel'dovich représente l'énergie d'activation normalisée par la température [32].

$$\beta = \frac{E_a (T_b - T_u)}{RT_b^2} \quad \text{Eq. 25}$$

### 3.3 Epaisseur du front de flamme laminaire

Du fait des différentes théories existantes sur la propagation des flammes (thermique, radicalaire et complète), il existe différents moyens pour obtenir l'épaisseur du front de flamme.

Par l'utilisation de la théorie thermique de Mallard et Le Châtelier [33], on détermine l'épaisseur du front de flamme en calculant les épaisseurs de la zone de préchauffage et de la zone réactionnelle. L'épaisseur de la zone de préchauffage est obtenue en considérant l'équilibre qui s'opère entre le flux de chaleur depuis la zone réactionnelle et le flux énergétique depuis les gaz frais (vitesse de flamme laminaire). On obtient alors l'expression suivante :

$$\delta_p = \frac{\lambda}{\rho_u C_p S_u^0} \quad \text{Eq. 26}$$

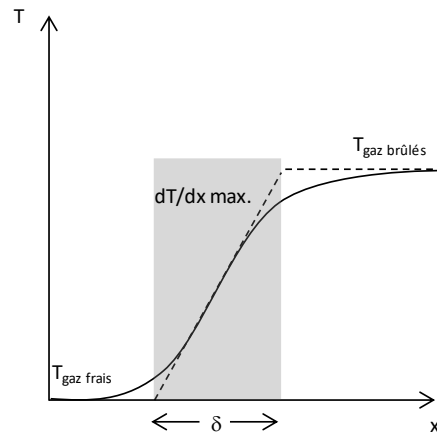
où  $\lambda$ ,  $\rho_u$ ,  $C_p$  sont respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique massique des gaz frais, et  $S_u^0$  la vitesse de flamme laminaire à étirement nul. L'épaisseur de la zone réactionnelle est obtenue quant à elle, en prenant en compte l'épaisseur de la zone de préchauffage et le nombre de Zel'dovich.

$$\delta_r = \frac{\delta_p}{\beta} \quad \text{Eq. 27}$$

De cette manière et en additionnant ces deux épaisseurs, on obtient l'épaisseur du front de flamme laminaire  $\delta$ .

Les théories complètes permettent d'obtenir l'épaisseur du front de flamme d'une autre manière. Il s'agit de modéliser l'évolution de la température au travers de la flamme. Pour cela il est nécessaire d'avoir en possession un mécanisme cinétique détaillé. La modélisation effectuée, on calcule l'épaisseur du front par la détermination du gradient thermique maximal [34] comme définis sur la Figure 15.

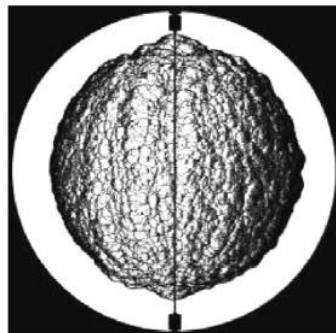
$$\delta = \frac{T_b - T_u}{\frac{dT}{dx}_{\max.}} \quad \text{Eq. 28}$$



**Figure 15 : Détermination de l'épaisseur du front de flamme par la modélisation de l'évolution thermique au travers du front de flamme**

### 3.4 Instabilités de flamme

Lors de sa propagation, une flamme est le siège d'instabilités qui lui sont intrinsèques [9]. En effet, au travers du front de flamme les gradients de concentration et de température créent des déséquilibres thermodynamiques locaux provoquant in fine la déformation de ce front et l'apparition de cellules à la surface de la flamme [35]. Ces instabilités sont de différents types, plus particulièrement : les instabilités hydrodynamiques causées par l'expansion des gaz brûlés et les instabilités thermo-diffusives causées par les transferts diffusifs de masse et de chaleur. Un exemple de l'apparition de cellules à la surface d'une flamme hydrogène-air est donné en Figure 16.



**Figure 16 : Visualisation Schlieren des cellules d'une flamme hydrogène-air ( $\phi=0.9$ ,  $T_{ini}=298K$ ,  $P_{ini}=101.3kPa$ ) [36]**

### 3.4.1 Instabilités hydrodynamiques

Également appelées instabilités de Darrieus-Landau, ces instabilités sont provoquées par l'expansion des gaz au travers du front de flamme (gaz frais vers les gaz brûlés). En effet, les lignes de courant des gaz peuvent accentuer la déformation du front de flamme d'une flamme déjà légèrement courbée comme cela est illustré en Figure 17.

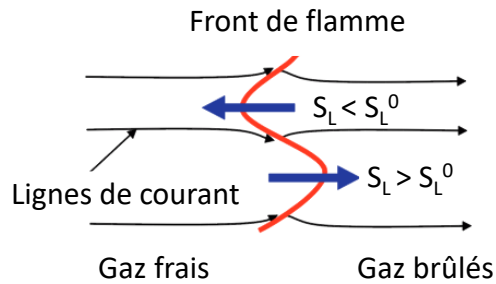


Figure 17 : Schéma des instabilités hydrodynamiques

Du fait du changement de densité au travers du front de flamme, les lignes de courant vont voir leur trajectoire modifiée. Les lignes de courant situées derrière les parties convexes côté gaz frais deviennent convergentes côté gaz brûlés, c'est-à-dire qu'elles sont déviées dans la même direction. On observe ainsi une diminution de la vitesse d'écoulement des gaz frais au travers du front de flamme. A l'inverse, les lignes de courant situées derrière les parties concaves côté gaz frais deviennent divergentes côté gaz brûlés, c'est-à-dire qu'elles sont déviées dans des directions opposées. On observe alors ici une augmentation de la vitesse d'écoulement des gaz frais au travers du front de flamme.

### 3.4.2 Instabilités thermo-diffusives

La nature de ces instabilités provient des différences qui peuvent exister entre la diffusion de la chaleur et la diffusion massique présentées en Figure 18. Par le processus de diffusion massique, on retrouve côté gaz frais un déficit de réactifs dans la concavité puisqu'ils ont tendance à se concentrer dans la partie convexe. Ainsi dans la convexité la vitesse augmente tandis que dans la concavité la vitesse diminue. On remarque bien ici que ce processus accentue la courbature du front déjà initialement déformé et ainsi que la diffusion massique a un effet déstabilisant sur le front de flamme.

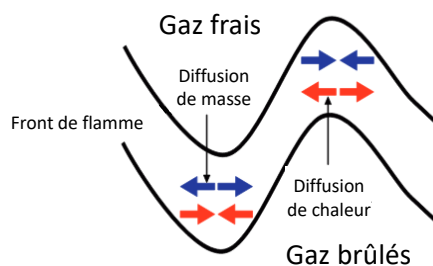


Figure 18 : Schéma des instabilités thermo-diffusives

Malgré la déstabilisation du front de flamme par la diffusion massique, la diffusion thermique peut quant à elle jouer un rôle stabilisant. En effet, la chaleur étant transférée depuis la zone de réaction vers les réactifs situés dans la zone de préchauffage, les pertes thermiques dans la partie concave côté gaz frais sont moins importantes que dans le cas d'une flamme plane. De cette manière la vitesse a tendance dans cette zone à augmenter et à compenser sa diminution provoquée par la diffusion massique. A l'inverse, les pertes thermiques sont plus importantes dans la partie convexe côté gaz frais. De ce fait la vitesse est ici diminuée et tend à compenser son augmentation due à la diffusion massique.

Par analyse du nombre de Lewis (présenté au Chapitre 3-1-2), il est possible de savoir si une flamme sera stabilisée ou déstabilisée par ces effets. Si ce dernier est supérieur à 1, la diffusion thermique est plus importante que la diffusion massique, ce qui entraîne une stabilisation de la flamme durant sa propagation. En revanche s'il est inférieur à un, la diffusion thermique devient moins importante que la diffusion massique, provoquant ainsi la déstabilisation du front de flamme.

### 3.5 Méthodes de détermination des vitesses de flamme laminaire

Il est possible de recenser une multitude de dispositifs expérimentaux permettant de déterminer cette grandeur [31]: bec bunsen, bulles de savon, brûleur à flamme plate, flamme à jets opposés, bombe sphérique, etc. Dans le cadre des travaux de cette thèse, le dispositif utilisé est la bombe sphérique. Nous nous attacherons donc dans ce manuscrit à décrire la détermination de la vitesse de flamme laminaire à partir d'une flamme sphérique.

Une bombe sphérique correspond à une enceinte de géométrie sphérique dans laquelle est introduit le mélange réactif à étudier. Son inflammation est effectuée au centre et deux fenêtres diamétralement opposées permettent de suivre la propagation du front de flamme. Depuis cette observation on détermine la vitesse de flamme laminaire du mélange. Cette dernière représente la vitesse des gaz frais par rapport au front de flamme dans une direction normale à celui-ci [37]. Elle représente de ce fait la vitesse de consommation des gaz frais. Ainsi, pour une flamme sphérique de rayon  $r_f$  se propageant dans une enceinte également sphérique de rayon  $r_e$ , on peut établir une relation entre la vitesse de flamme ( $S_u$ ) et la variation de masse des gaz frais ( $dm_u/dt$ ) à la surface de la flamme ( $A_f=4\pi r_f^2$ ) [38]:

$$S_u = - \frac{1}{\rho_u A_f} \frac{dm_u}{dt} \quad \text{Eq. 29}$$

La variation de masse des gaz frais au travers du front de flamme peut être représentée par l'équation suivante :

$$\frac{dm_u}{dt} = \frac{4}{3} \pi \frac{d}{dt} [\rho_u (r_e^3 - r_f^3)] \quad \text{Eq. 30}$$

Depuis les relations Eq. 29 et Eq. 30 on obtient :

$$S_u = - \frac{1}{3\rho_u r_f^2} \frac{d}{dt} [\rho_u (r_e^3 - r_f^3)] \quad \text{Eq. 31}$$

En émettant l'hypothèse d'absence de pertes radiatives, on considère alors une flamme adiabatique et l'on peut écrire les relations qui suivent :

$$P\rho_u^{-\gamma_u} = Cste \quad \text{Eq. 32}$$

Avec  $\gamma_u$  le rapport des capacités calorifiques des gaz frais à pression constante et des gaz frais à volume constant ( $C_p/C_v$ ).

Ce qui donne :

$$\frac{d\rho_u}{dt} = \frac{dP^{\frac{1}{\gamma_u}}}{dt} = \frac{1}{\gamma_u} P^{1-\frac{1}{\gamma_u}} \frac{dP}{dt} \quad \text{Eq. 33}$$

Par combinaison des Equations Eq. 32 et Eq. 34, on obtient l'expression suivante pour la vitesse de flamme :

$$S_u = \frac{dr_f}{dt} - \frac{r_e^3 - r_f^3}{3 r_f^2 \gamma_u P} \frac{dP}{dt} \quad \text{Eq. 34}$$

Par l'application de la loi de compressibilité aux gaz frais, on obtient depuis l'équation Eq. 35 :

$$S_u = \frac{\rho_b}{\rho_u} \left( \frac{dr_f}{dt} + \frac{r_f}{3\gamma_b P} \frac{dP}{dt} \right) \quad \text{Eq. 35}$$

En pratique, lorsque la flamme se propage au sein de la bombe sphérique, la visualisation ne s'effectue que sur une faible fraction du volume totale de l'enceinte. Ainsi on peut considérer la combustion comme étant isobarique, et le second terme de l'équation Eq. 35 devient alors négligeable. L'expression de la vitesse de flamme laminaire devient alors :

$$S_u = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{dr_f}{dt} = \frac{S_b}{\sigma} \quad \text{Eq. 36}$$

On note ainsi que la vitesse de flamme ne dépend plus que de deux paramètres : la vitesse de propagation de flamme  $S_b$  représentant l'évolution du rayon de la flamme en fonction du temps (déterminé expérimentalement), et le taux d'expansion  $\sigma$  qui représente le rapport entre la masse volumique des gaz frais  $\rho_u$  et la masse volumique des gaz brûlés  $\rho_b$ . La vitesse de flamme spatiale représente la somme de la vitesse fondamentale et de la vitesse des gaz frais provoquée par l'expansion thermique des gaz brûlés. Cette mise en mouvement des gaz frais en amont de la flamme est appelée effet piston.

Cependant dans le cadre d'une flamme sphérique, son rayon de courbure tend à l'étirer et de ce fait à modifier sa structure. L'étirement de la flamme peut être exprimé en fonction de l'évolution temporelle de la surface élémentaire du front de flamme [39] :

$$K = \frac{1}{A_f} \frac{dA_f}{dt} \quad \text{Eq. 37}$$

Pour une flamme sphérique, on obtient alors le facteur d'étirement suivant :

$$K = \frac{2}{r_f} \frac{dr_f}{dt} \quad \text{Eq. 38}$$

En introduisant ce facteur d'étirement, il est alors possible de déterminer une vitesse de propagation de flamme à étirement nul  $S_b^0$  caractéristique du mélange combustible et indépendante de la configuration expérimentale :

$$S_b^0 = \lim_{K \rightarrow 0} S_b \quad \text{Eq. 39}$$

En prenant en compte des valeurs d'étirement faibles et un nombre de Lewis proche de l'unité, Markstein [40] proposa en 1951 un modèle linéaire entre la vitesse de propagation à étirement nul et la vitesse de propagation :

$$S_b^0 - S_b = L_b K \quad \text{Eq. 40}$$

Où  $L_b$  représente la longueur de Markstein définie côté gaz brûlés. Ce paramètre dépend des propriétés physico-chimiques du mélange réactif considéré et caractérise la réponse de la flamme lorsque celle-ci est soumise à un étirement donné. L'équation Eq. 40 a été confirmée par les études théoriques de Matalon et Matkowsky [41] puis de Clavin en 1985 [32], toutes deux basées sur un développement asymptotique des équations de conservation pour des flammes faiblement étirées ( $U=S_b/S_b^0 \approx 1$ ) telles que les rayons de flamme considérés soient importants ( $r_f/\delta_f \gg 1$ ). Suivant ce développement asymptotique, la relation linéaire d'extrapolation de  $S_b^0$  (Eq. 40) est généralement exprimée comme suit [42] [43] [44] [45]:

$$\frac{S_b}{S_b^0} = 1 - Ma \cdot Ka = 1 - \frac{L_b K}{S_b^0} \quad \text{Eq. 41}$$

Où  $Ma$  représente le nombre de Markstein ( $Ma=L_b/\delta$ ) et  $Ka$  correspond au nombre de Karlovitz ( $Ka=\delta K/S_u^0$ ). Depuis cette expression de nombreux autres modèles d'extrapolation ont été développés sur la base de différentes hypothèses et simplifications [46] [47] et ont pu être comparés [43] [44] [46].

Ainsi, en prenant en compte de larges rayons de flamme ( $r_f \gg \delta$ ) mais aussi un nombre de Lewis  $Le \neq 1$ , Ronney et Sivashinsky [48] développèrent un second modèle linéaire :

$$S_b^0 - S_b = L_b \kappa = \frac{2L_b}{r_f} \quad \text{Eq. 42}$$

Contrairement au premier modèle linéaire (Eq. 40), ce dernier ne prend pas en compte l'étirement de la flamme  $K$  mais sa courbure ( $\kappa=1/r_f$ ).



A partir de l'équation Eq. 42, Kelley et Law [44] ont déterminé une relation non-linéaire entre la vitesse de propagation  $S_b$  et la vitesse de propagation à étirement nul  $S_b^0$ . Se basant sur les travaux réalisés par Ronney et Sivashinsky [48] et en considérant une flamme adiabatique soumise à un fort étirement, ils développèrent le modèle suivant :

$$\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right)^2 \ln\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right) = -2 \frac{L_b K}{S_b^0} \quad \text{Eq. 43}$$

Egalement sur la base des études réalisées par Ronney et Sivashinsky [48], Kelley et Law proposèrent une seconde relation non-linéaire décrite sous la forme développée [49]. Cette relation étant très proche de la précédente, les vitesses de flamme laminaires extraites sont également similaires à celles obtenues avec l'équation Eq. 44 [49].

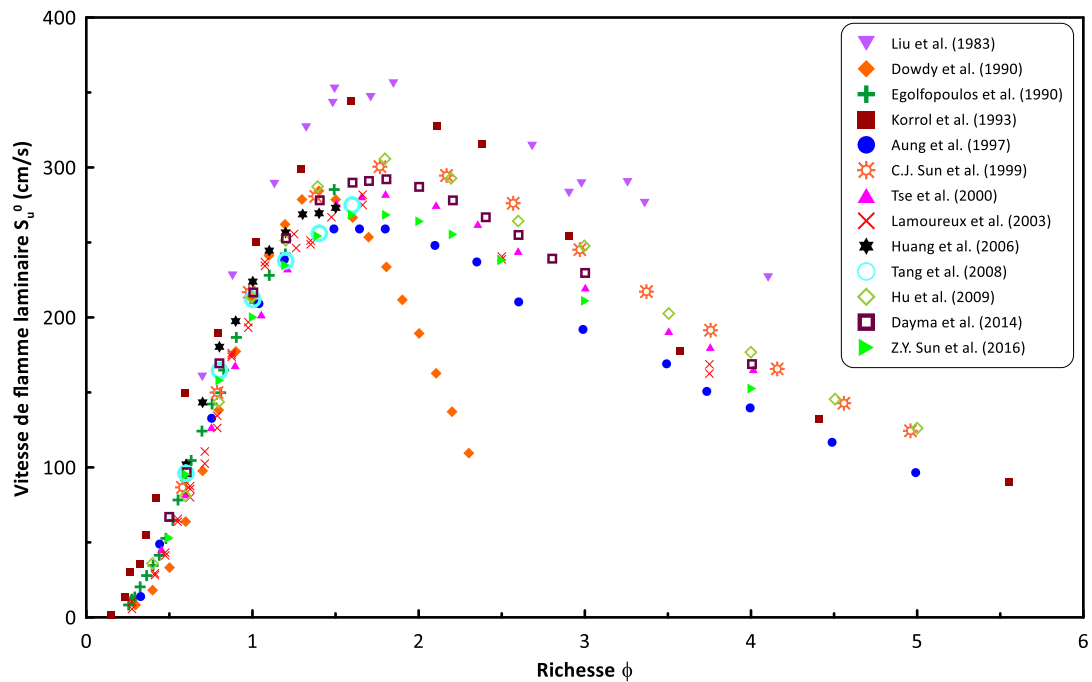
$$\left(\frac{S_b}{S_b^0}\right)^2 \left[ 1 + \frac{2L_b}{r_f} + \frac{4L_b^2}{r_f^2} + \frac{16L_b^3}{3r_f^3} + o^4\left(\frac{L_b}{r_f}\right) \right] = 1 \quad \text{Eq. 44}$$

### 3.6 Etat de l'art de l'étude des flammes laminaires de mélanges $H_2/O_2/N_2/H_2O_{\text{gaz}}$

Un grand nombre d'études présentes dans la littérature abordent les vitesses de flamme laminaire des mélanges  $H_2$ /Air principalement à température ambiante. Certaines d'entre elles traitent également de l'augmentation de la température ainsi que de l'ajout de vapeur d'eau. Cependant très peu concerne la dilution du mélange par l'azote par le changement du rapport  $N_2/O_2$ . Les prochaines sections traitent de l'influence de ces trois paramètres (température, vapeur d'eau, rapport  $N_2/O_2$ ) ainsi que celui de la richesse sur les vitesses de flamme laminaire de mélange  $H_2/O_2/N_2$  à 100kPa.

#### 3.6.1 Impact de la richesse sur la vitesse de flamme laminaire de mélange $H_2$ /Air

Comme expliqué dans la section 3.5, de nombreux dispositifs expérimentaux permettent d'obtenir les vitesses de flamme laminaire. Cependant, la méthode de la bombe sphérique étant la mieux adaptée [50], c'est celle que l'on retrouve le plus souvent dans la littérature. La Figure 19 présente les vitesses de flamme laminaire obtenues par plusieurs études (liste non exhaustive) pour des mélanges  $H_2$ /Air à température et pression ambiantes en fonction de la richesse du mélange [33] [51] [52] [53] [54] [55] [56] [57] [58] [59] [60] [61] [62].

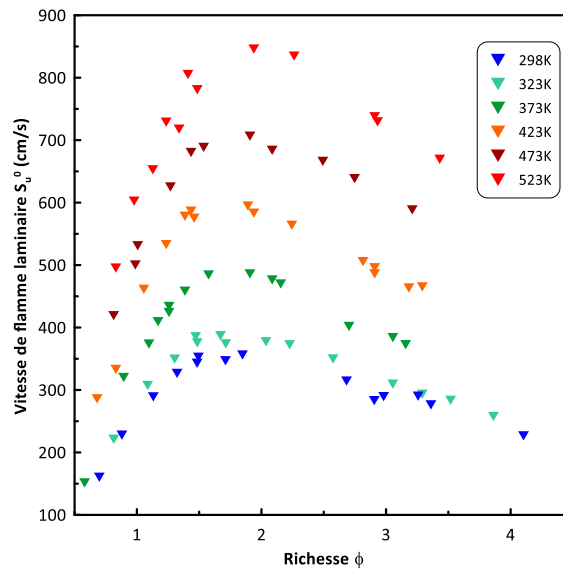


**Figure 19 : Résultats de la littérature concernant les vitesses de flamme laminaire de mélanges H<sub>2</sub>/Air en fonction de la richesse à température et pressions ambiantes [33] [52] [53] [54] [55] [56] [57] [58] [59] [60] [61] [62]**

Les résultats présentent une forme de « cloche » avec un maximum variant selon les études entre 259 cm/s et 356 cm/s pour une richesse comprise entre 1,4 et 1,9. Les résultats diffèrent peu pour les mélanges pauvres et stœchiométriques ( $\Delta_{\max}=50\text{cm/s}$ ) tandis que de larges écarts peuvent être observés pour les mélanges riches ( $\Delta_{\max}=100\text{cm/s}$ ). Ces différences ont pour principale origine les conditions expérimentales (préparation du mélange, inflammation, radiations thermiques, etc.) [63].

### 3.6.2 Impact de la température sur la vitesse de flamme laminaire de mélange H<sub>2</sub>/Air

En 1983 Liu et al. [51] ont étudiés des vitesses de flammes lamineuses pour des mélanges hydrogène/air obtenues à différentes températures pour une pression initiale de 100kPa. Leurs travaux ont été conduits sur un brûleur ( $\varnothing=3\text{mm}$ ) et la mesure de  $S_u^0$  a été effectuée par couplage entre vélocimétrie laser (LDA) et visualisation Schlieren. Les températures investiguées ont été de 298, 323, 373, 423, 473 et 523K. Les résultats de leurs travaux sont présentées en Figure 20. Liu et al. observent ainsi pour des mélanges hydrogène/air que l'augmentation de la température initiale provoque une augmentation de la vitesse de flamme laminaire sur tout le domaine de richesse investigué. La richesse pour laquelle est atteint le maximum de  $S_u^0$  varie quelque peu entre 1,65 et 1,95 lorsque la température augmente.

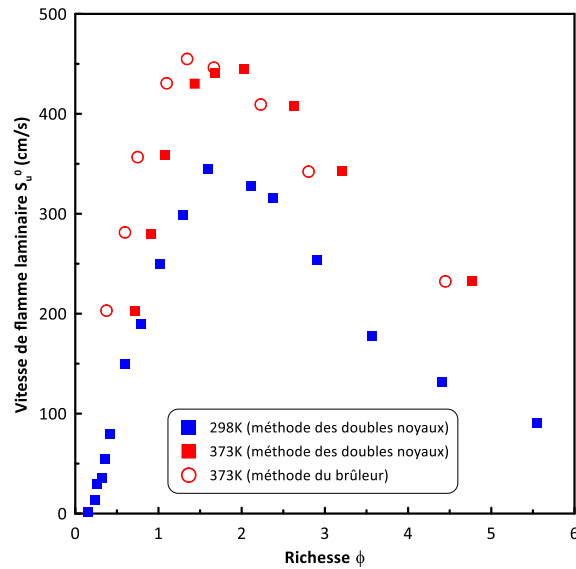


**Figure 20 : Vitesses de flamme laminaire H<sub>2</sub>/Air (P<sub>ini</sub>=100kPa) obtenues par Liu et al. [64] à différentes températures initiales**

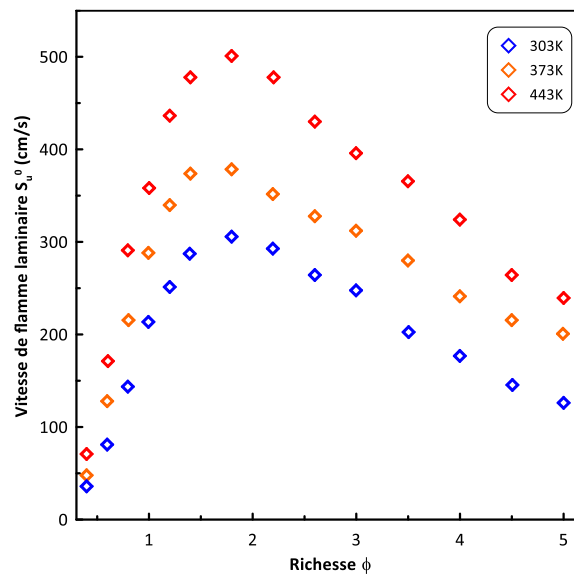
En 1993, Korrol et al. [54] ont également étudié l'impact de la température initiale (273 et 373K) sur les vitesses de flamme laminaire de mélange hydrogène/air (100kPa). Pour cela ils ont utilisé la méthode des doubles noyaux au sein d'une enceinte d'un volume de 17L comprenant deux fenêtres à quartz ( $\phi=90\text{mm}$ ). Cette méthode consiste à observer la propagation l'un vers l'autre de deux fronts de flamme produits par l'inflammation simultanée du mélange combustible en deux positions différentes à l'intérieur de l'enceinte. Durant ces travaux, la propagation des fronts de flamme a été visualisée par technique Schlieren. Cette étude peut être comparée avec celle réalisée par les mêmes auteurs en 1986 [65] qui avait été également menée sur des mélanges hydrogène-air à P<sub>ini</sub>=100kPa mais uniquement à 373K. De plus cette première étude avec été conduite sur un brûleur ( $\phi=3\text{mm}$ ) et la mesure de vitesse de flamme laminaire avait été effectuée par couplage LDA - Schlieren. Les résultats de ces deux études sont reportés en Figure 21. On peut observer qu'ici également lorsque la température initiale est augmentée la vitesse de flamme laminaire augmente aussi. Il est à noter un décalage en richesse des S<sub>u</sub><sup>0</sup> obtenues entre la méthode du brûleur et la méthode des doubles noyaux. Les niveaux de vitesses obtenus sont similaires mais ils sont décalés vers des richesses plus faibles ( $\Delta\phi\approx 0,4$ ) avec la première méthode. Ceci peut s'expliquer par les limitations de la méthode du brûleur (difficulté de stabilisation de la flamme, effet du diamètre du brûleur) [54]. Malgré cela, les niveaux de vitesse obtenus sont sensiblement les mêmes que ceux obtenus par Liu et al. [51] pour les mêmes températures, hormis pour les maximums où l'on observe une différence d'environ 40cm/s. De plus, on peut noter que ces limitations liées à l'utilisation du brûleur ont été récemment palliées par l'utilisation de la méthode de chimiluminescence OH\*. En effet que ce soit pour les hydrocarbures légers [66], lourds ou oxygénés [67] [68], on observe de très bons accords entre les vitesses de flamme laminaire déterminées à l'aide d'un brûleur et celles mesurées à l'aide d'autres dispositifs expérimentaux.

Hu et al. [60] ont pu mesurer les vitesses de flamme laminaire H<sub>2</sub>/Air pour trois températures initiales à 100kPa : 303, 373 et 443K. Cette étude a été conduite au sein d'un réacteur à volume constant (méthode similaire à celle de la bombe sphérique) de forme cylindrique (V=5.5L –  $\phi=180\text{mm}$ ). La technique Schlieren a été utilisée afin d'observer la propagation du front de flamme sphérique à travers deux fenêtres en quartz d'un diamètre de 80mm, répartie sur le diamètre du

réacteur. La méthode linéaire développée par Markstein [40] (Eq.40) a été utilisée pour extraire la vitesse de flamme laminaire. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 22. Pour cette étude également  $S_u^0$  augmente avec la température initiale. Cependant les niveaux de vitesse sont inférieurs à ceux mesurés par Liu et al. [51] ou Korrol et al. [54] avec une variation maximale allant de 15 à 33% à  $T_{ini}=373K$ .

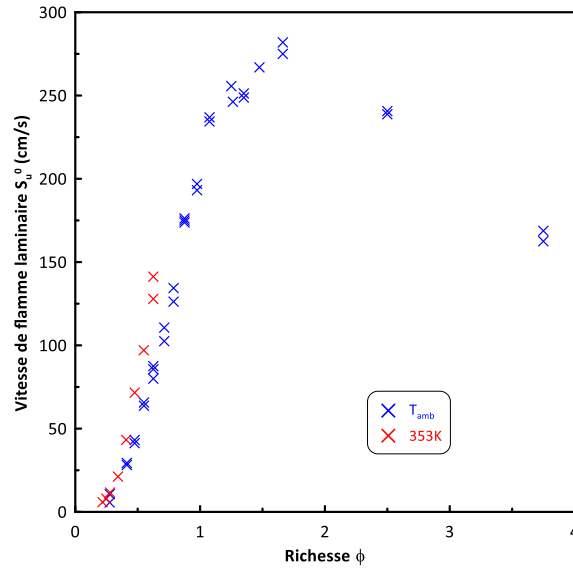


**Figure 21 : Vitesses de flamme laminaire  $H_2/Air$  ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Korrol et al. [54] [65] à différentes températures initiales**



**Figure 22 : Vitesses de flamme laminaire  $H_2/Air$  ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Hu et al. [60] à différentes températures initiales**

Notons également que les études de Lamoureux et al. [69] en 2003 ont permis d'étudier les flammes laminares  $H_2/Air$  à température ambiante mais aussi à 353K. Les études menées à 353K n'ont concerné que les mélanges pauvres ( $\phi < 0,7$ ). Les travaux ont été conduits au sein d'une bombe sphérique d'un volume de 8L couplée à un système Schlieren pour observer l'évolution de la flamme. Les vitesses de flamme laminaire obtenues sont présentées en Figure 23. La comparaison des résultats pour les mélanges pauvres indique également une augmentation de  $S_u^0$  avec la température initiale comme pour les travaux cités précédemment.



**Figure 23 : Vitesses de flamme laminaire  $H_2$ /Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Lamoureux et al. [69] à différentes températures initiales**

### 3.6.3 Impact de la dilution par l'azote sur la vitesse de flamme laminaire de mélange $H_2/O_2/N_2$

La dilution par l'azote via l'augmentation du rapport  $N_2/O_2$  a été étudiée par Egolfopoulos et al. [53] en 1990. Le dispositif expérimental utilisé est un brûleur à contre-courant couplé à un système de vélocimétrie laser pour mesurer la vitesse de flamme laminaire. Les conditions expérimentales ont été fixées à une température de 300K et pression initiale de 100kPa avec une variation du ratio  $N_2/O_2$  allant de 2,33 jusqu'à 11,99, le rapport de 3,76 représentant celui de l'air. Compte tenu des limitations du brûleur utilisé et des températures de flamme pouvant être atteintes avec les mélanges enrichis en oxygène (faible rapport  $N_2/O_2$ ), les richesses supérieures à 1,5 n'ont pas été investiguées pour les mélanges dont le rapport  $N_2/O_2$  est inférieur à 11,99 [53]. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 24. On observe comme dans le cas de la dilution par l'eau une diminution de  $S_u^0$  lorsque la dilution par l'azote augmente.

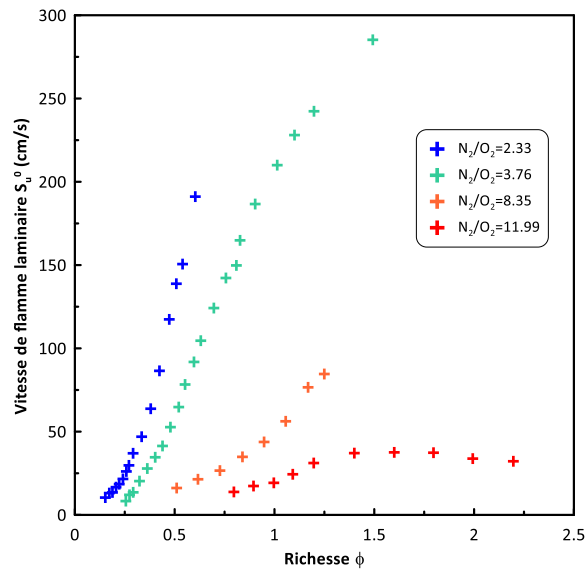


Figure 24 : Vitesses de flamme laminaire  $H_2/O_2/N_2$  ( $P_{ini}=100kPa$  -  $T_{ini}=300K$ ) obtenues par Egolfopoulos et al. [53] avec différents taux de dilution par l'azote

Durant leurs travaux concernant les effets de la pression et de la dilution par l'azote sur les flammes  $H_2/O_2/N_2$ , Aung et al. [70] ont également fait varier le rapport  $N_2/O_2$  de 3,76 à 7. Une bombe sphérique d'un volume de 24L couplée à un système Schlieren a permis la mesure des vitesses de flamme laminaire à température et pression ambiantes. La Figure 25 permet de visualiser les résultats expérimentaux. Contrairement aux travaux d'Egolfopoulos et al. [53] précédemment évoqués, Aung et al. ont pu investiguer une gamme de richesse plus étendue. On voit ainsi que pour les mélanges riches et pauvres,  $S_u^0$  diminue lorsque le rapport  $N_2/O_2$  est augmenté.

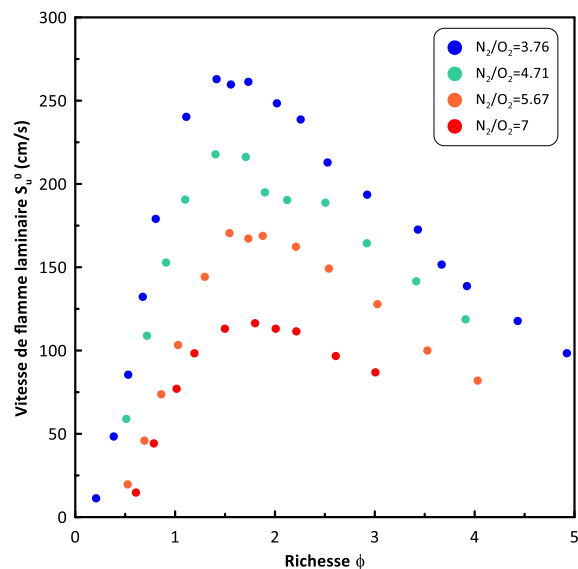
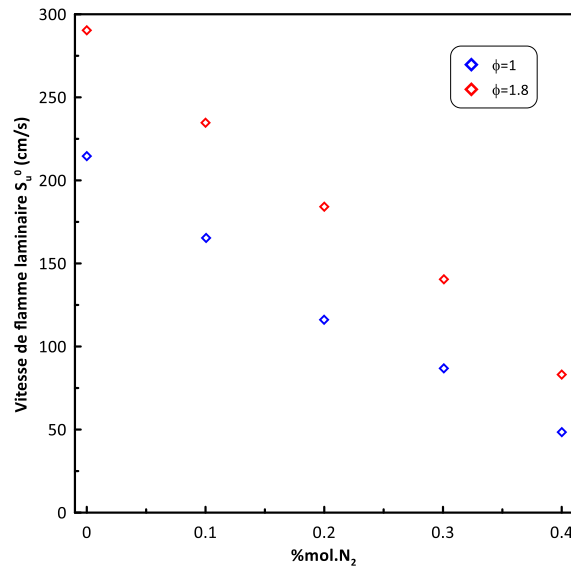


Figure 25 : Vitesses de flamme laminaire  $H_2/O_2/N_2$  ( $P_{ini}=101,3kPa$  -  $T_{ini}=300K$ ) obtenues par Aung et al. [70] avec différents taux de dilution par l'azote

Plus tard en 2005, Qiao et al. [45] ont utilisé le même dispositif expérimental qu'Aung et al. dans les mêmes conditions de température et de pression (300K et 101.3kPa) pour étudier les effets suppresseurs de plusieurs diluants dont l'azote. En fixant la richesse de mélanges hydrogène/air à 1 puis 1,8, ils ont ainsi pu constater une diminution de plus de 70% de la vitesse de flamme laminaire

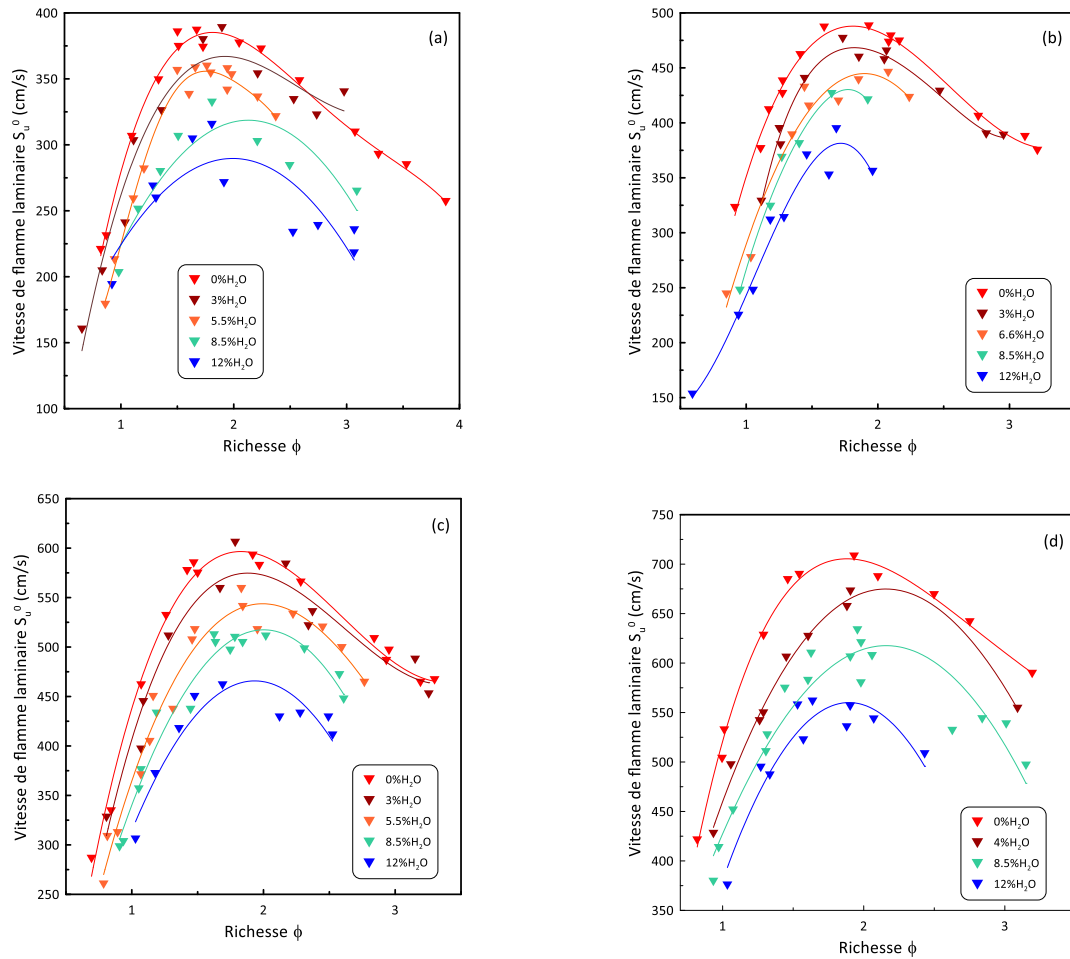
lors de l'ajout de 40%mol. d'azote dans les deux cas. Les niveaux de  $S_u^0$  mesurés sont représentés en Figure 26.



**Figure 26 : Vitesses de flamme laminaire  $H_2/O_2/N_2$  ( $P_{ini}=101,3kPa - T_{ini}=300K$ ) obtenues par Qiao et al. [45] à  $\phi=1$  et 1,8 avec différents taux de dilution par l'azote**

### 3.6.4 Impact de la dilution par la vapeur d'eau sur la vitesse de flamme laminaire de mélange $H_2/Air$

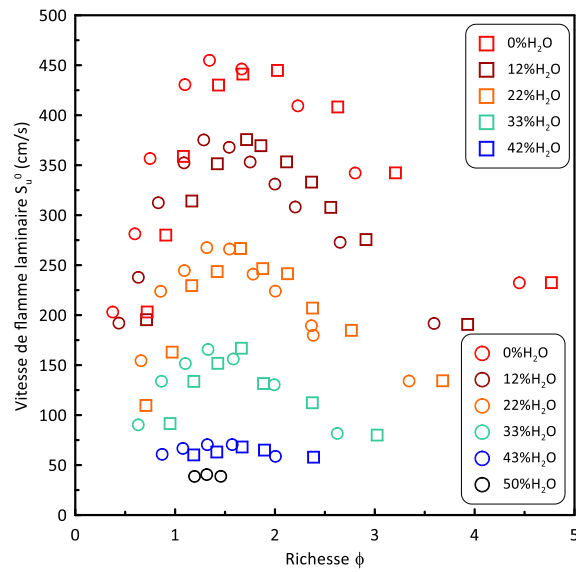
Les travaux de Liu et al. [51] ainsi que ceux de Korrol et al. [54] [65] ont également abordé l'effet de l'ajout de vapeur d'eau au mélange réactionnel  $H_2/Air$  à 100kPa. Liu et al. ont ainsi étudié sur brûleur les vitesses de flamme laminaire de ces mélanges par augmentation successive de la fraction volumique de l'eau et ce pour quatre températures initiales différentes (323, 373, 423 et 473K). Leurs résultats sont présentés en Figure 27. Une régression polynomiale a été appliquée pour chaque condition afin d'obtenir une meilleure visibilité des tendances.



**Figure 27 : Vitesses de flamme laminaire  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$  ( $P_{ini}=100kPa$ ) obtenues par Liu et al. [64] à différentes températures initiales et différents taux de dilution par l'eau: (a) 323K (b) 373K (c) 423K (d) 473K**

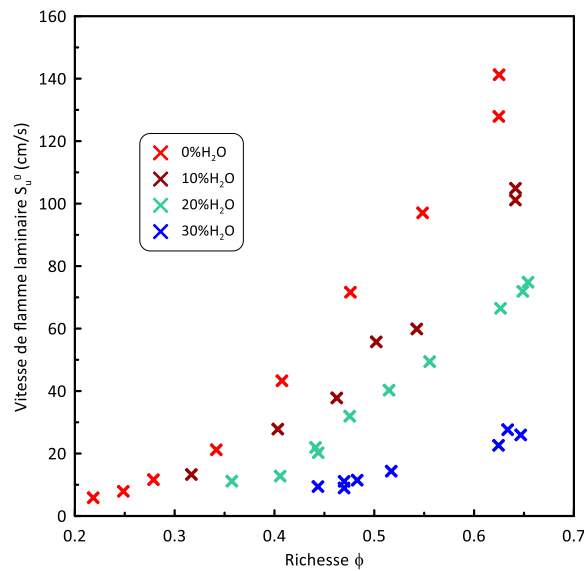
De la même manière mais uniquement à 373K, Korrol et al. ont mesuré  $S_u^0$  par la méthode du brûleur [65] puis par la méthode des doubles noyaux [54] (Figure 28). Dans tous les cas on observe une diminution de la vitesse de flamme laminaire lorsque le pourcentage volumique de la vapeur d'eau augmente. Pour le cas à 373K avec 12%Vol. $H_2O$ , les niveaux de vitesses de flamme laminaire obtenus par Liu et al. sont similaires à ceux obtenus par Korrol et al. Comme indiqué dans la section précédente, un décalage vers les richesses plus faibles est observé dans les résultats obtenus avec la méthode du brûleur utilisée par Korrol et al.





**Figure 28 : Vitesses de flamme laminaire H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub> (P<sub>ini</sub>=100kPa - T<sub>ini</sub>=373K) obtenues par Korror et al. [54] [65] avec différents taux de dilution par l'eau: ○ méthode du brûleur, □ méthode des doubles noyaux**

Enfin, également dans leur étude de 2003, Lamoureux et al. [69] ont étudié l'impact de l'ajout de différentes fractions volumiques d'eau au mélange H<sub>2</sub>/Air à température et pression initiales respectives de 353K et 100kPa (Figure 29). Pour des mélanges pauvres dont la richesse n'excède pas 0,7, on peut noter dans ce cas aussi une diminution de la vitesse de la flamme laminaire lorsque la fraction volumique en eau augmente.



**Figure 29 : Vitesses de flamme laminaire H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub> (P<sub>ini</sub>=100kPa - T<sub>ini</sub>=353K) obtenues par Lamoureux et al. [69] avec différents taux de dilution par l'eau**

## 4. Flammes turbulentes

### 4.1 Grandeurs caractéristiques de la turbulence

En préambule de la description des flammes turbulentes, il est nécessaire d'introduire les différentes échelles et grandeurs caractéristiques des écoulements turbulents. Du fait de leur caractère fluctuant, ces derniers sont décrits de manière statistique afin d'extraire des paramètres mesurables tels des grandeurs moyennes ou des fluctuations. C'est le cas notamment pour la vitesse d'écoulement, qui peut être exprimée sous la forme de la décomposition de Reynolds en un point  $i$  de l'espace :

$$u_i(x,y,z,t) = \overline{u(x,y,z,t)} + u'(x,y,z,t) \quad \text{Eq. 45}$$

Où  $x$ ,  $y$  et  $z$  correspondent aux trois variables de l'espace,  $t$  la variable du temps,  $\bar{u}$  la vitesse moyenne de l'écoulement et  $u'$  la composante fluctuante de la vitesse représentant notamment l'intensité turbulente.

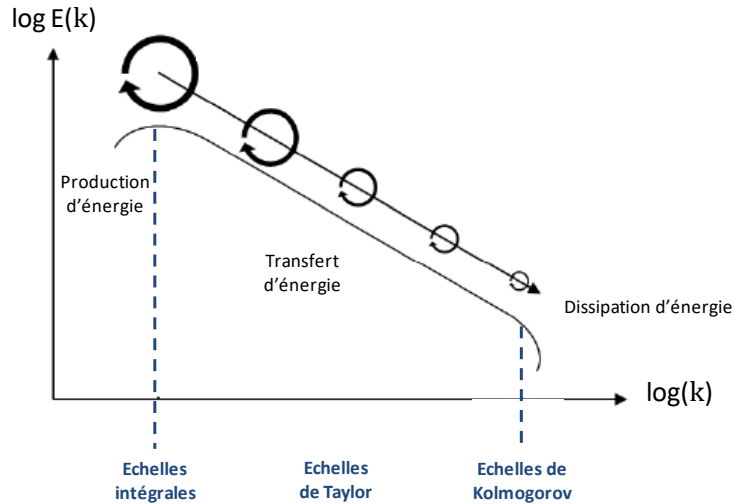
L'énergie cinétique d'un écoulement est directement reliée à l'intensité turbulente par la relation :

$$k = \frac{3}{2} u'^2 \quad \text{Eq. 46}$$

Un écoulement turbulent est constitué d'une multitude de tourbillons de tailles différentes, qui sont responsables des fluctuations de la vitesse turbulente ( $u'$ ) ainsi que des différents transferts de masse et d'énergie [71]. L'énergie cinétique d'un écoulement se répartie donc dans cet ensemble de tourbillons et son spectre  $E(\kappa)$  défini par la relation Eq.48 peut être représenté par la cascade de Kolmogorov [71] (Figure 30).

$$k = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \quad \text{Eq. 47}$$

Où  $k$  est l'énergie cinétique de l'écoulement et  $\kappa$  le nombre d'onde associé à un tourbillon de taille  $l$  ( $\kappa = 2\pi/l$ ).



**Figure 30 : Cascade de Kolmogorov représentant le spectre d'énergie  $E(k)$  d'un écoulement turbulent en fonction du nombre d'onde  $k$  des tourbillons**

Ainsi la cascade de Kolmogorov permet de représenter la répartition de l'énergie cinétique d'un écoulement turbulent en fonction de la taille des tourbillons le composant. Trois zones représentant différents phénomènes se distinguent. La première, correspondant aux faibles nombres d'ondes, fait apparaître la production d'énergie due à la présence de gradients de vitesse dans l'écoulement. Elle contient donc les tourbillons de plus grandes tailles qui comprennent la plus importante partie de l'énergie cinétique de l'écoulement. La seconde zone représente les transferts d'énergie depuis les grands tourbillons vers les petits tourbillons : chaque tourbillon se subdivise en deux tourbillons de taille et d'énergie inférieures. Enfin la dernière zone illustre la dissipation de l'énergie sous forme visqueuse provoquant la disparition des plus petits tourbillons. Cette représentation schématisée permet de dégager les échelles spatiales et temporelles caractéristiques de la turbulence :

- l'échelle spatiale intégrale  $L_T$  et l'échelle temporelle intégrale  $\tau_T$  correspondant respectivement à la dimension et la durée de vie des plus grands tourbillons portant l'essentiel de l'énergie cinétique de l'écoulement :

$$L_T = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \qquad \tau_T = \frac{k}{\varepsilon} \qquad \text{Eq. 48}$$

- l'échelle de Kolmogorov caractérisant les tourbillons dont la dimension  $L_k$  et la durée de vie  $\tau_k$  sont les plus petites :

$$L_K = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \qquad \tau_k = \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \qquad \text{Eq. 49}$$

Dans ces expressions  $k$  représente l'énergie cinétique de l'écoulement,  $\nu$  représente sa viscosité et  $\varepsilon$  le taux de dissipation énergétique.

## 4.2 Classification des flammes turbulentes

Différents régimes de flammes turbulentes peuvent être définis en fonction des caractéristiques de la combustion et de la turbulence ainsi que des interactions entre ces deux paramètres. Ces interactions sont décrites par différents nombres adimensionnels :

- le nombre de Reynolds turbulent  $Re_T$  permet de distinguer les flammes laminaires ( $Re_T < 1$ ) des flammes turbulentes ( $Re_T > 1$ ) :

$$Re_T = \frac{u' L_T}{\nu} \quad \text{Eq. 50}$$

- le nombre de Damköhler  $Da$  permet de comparer l'échelle de temps intégrale  $\tau_T$  avec le temps caractéristique de combustion  $\tau_c$  :

$$Da = \frac{\tau_T}{\tau_c} = \left( \frac{S_u^0}{u'} \right) \left( \frac{L_T}{\delta} \right) \quad \text{Eq. 51}$$

- le nombre de Karlovitz  $Ka$  permet de comparer le temps caractéristique de combustion  $\tau_c$  avec l'échelle de temps de Kolmogorov  $\tau_k$  :

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_k} = \left( \frac{\delta}{S_u^0} \right) \left( \frac{u'}{\eta_k} \right) \quad \text{Eq. 52}$$

En se basant sur la définition de ces nombres adimensionnels et en considérant une turbulence homogène et isotrope, Borghi [72] a pu proposer un diagramme (Figure 31) permettant de distinguer les différents types de flammes en fonction de leur structure. L'hypothèse de l'homogénéité et de l'isotropie de l'écoulement permet entre autre d'obtenir les différentes échelles de turbulences par la connaissance des champs de vitesse de l'écoulement [73].

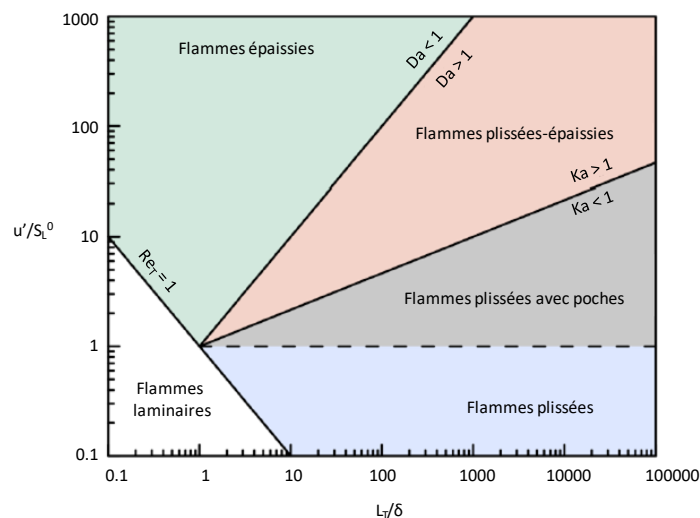


Figure 31 : Diagramme de Borghi [72] permettant de représenter les différents régimes de flammes turbulentes

Lorsque le nombre de Reynolds turbulent est supérieur à 1, il existe quatre types de flamme turbulente :

- Les flammes plissées conservent la structure des flammes laminaires (Chapitre 3-1). En effet, le nombre de Karlovitz étant inférieur à 1, le temps caractéristique de combustion est inférieur à l'échelle temporelle de Kolmogorov. Ceci se traduit par le fait que le front de flamme a une épaisseur supérieure à toutes les structures turbulentes. Les tourbillons peuvent ainsi le déformer en le plissant sans toutefois le pénétrer. Dans le cas où  $u'/S_u^0$  est supérieur à 1 (vitesse turbulente fluctuante supérieure à la vitesse de flamme laminaire), la vitesse des tourbillons est suffisamment importante pour perturber d'avantage le front de flamme et provoquer l'apparition de poches de gaz frais et/ou de gaz brûlés. Le schéma d'une flamme plissée est présenté en Figure 32.

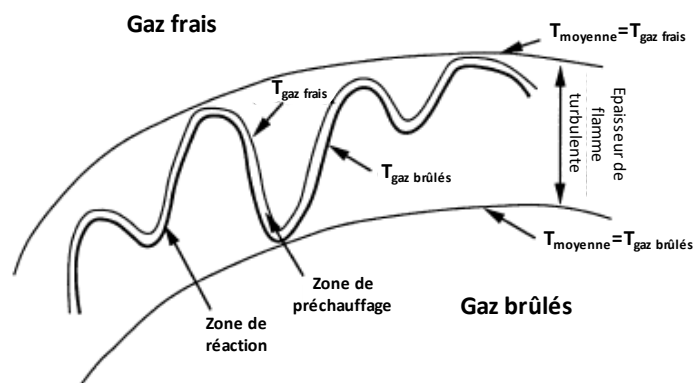


Figure 32 : Schéma de la structure d'une flamme turbulente de type plissée [74]

- Les flammes plissées-épaissies correspondent aux flammes pour lesquelles le nombre de Karlovitz est supérieur à 1 et le nombre de Damköhler est inférieur à 1. Ceci indique que le temps caractéristique de combustion est supérieur à l'échelle temporelle de Kolmogorov mais inférieur à l'échelle de temps intégrale. Ainsi les petits tourbillons peuvent modifier la structure du front de flamme en l'étirant tandis que les grands tourbillons peuvent le plisser. Le schéma d'une flamme plissée-épaissie est présenté en Figure 33.

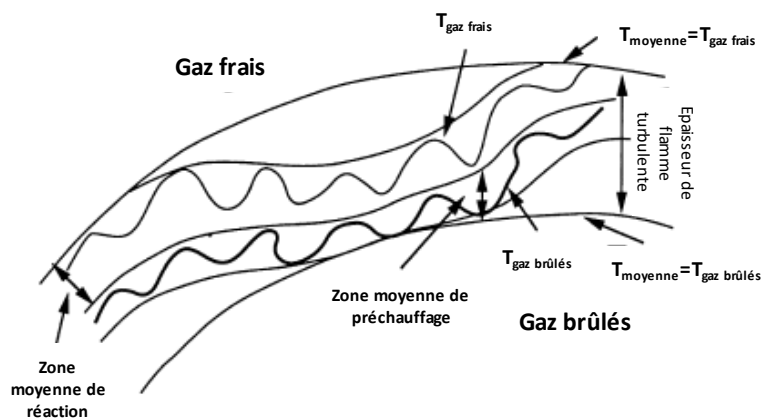


Figure 33 : Schéma de la structure d'une flamme turbulente de type plissée-épaissie [74]

- Les flammes épaissies correspondent aux flammes pour lesquelles le nombre de Damköhler est supérieur à 1. Le temps caractéristique de combustion étant inférieure à l'échelle de temps intégrale, toutes les échelles spatiales de turbulence sont inférieures à l'épaisseur du front de flamme. Ce dernier est alors très épaissi mais peu plissé. Le schéma d'une flamme épaissie est présenté en Figure 34.

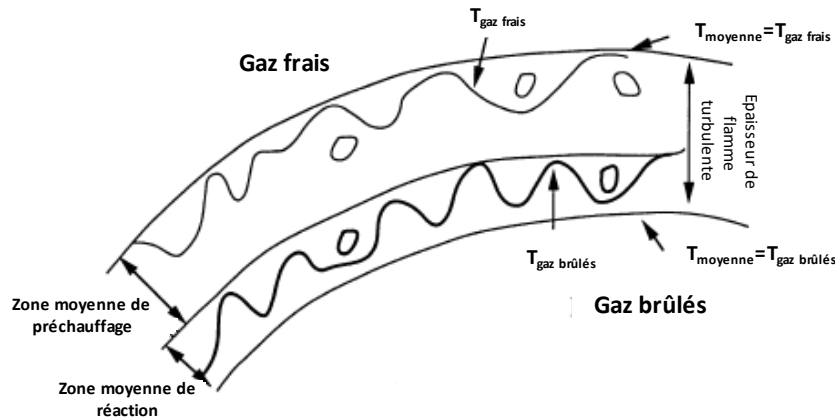


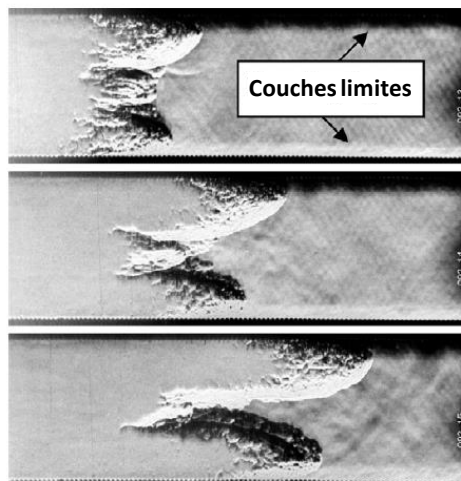
Figure 34 : Schéma de la structure d'une flamme turbulente de type épaissie [74]

## 5. Déflagrations accélérées

Lorsqu'un mélange gazeux est enflammé via une faible source d'inflammation et qu'il y a absence de turbulence dans le milieu, la flamme est dans un premier temps de type laminaire comme présenté dans la section 3.1 de ce chapitre. Sous les effets des instabilités hydrodynamiques qui peuvent être compensées ou non par les instabilités thermo-diffusives, des cellules apparaissent à sa surface qui augmente. Cette augmentation de surface s'accompagnant également d'une augmentation du taux de réaction  $\xi$ , la vitesse de propagation de flamme s'accroît. De plus, elle induit un mouvement et donc une vitesse des gaz frais en amont du front de flamme via l'expansion des gaz brûlés (effet piston mis en évidence par les travaux de Chapman et Wheeler sur les accélérations de flamme méthane-air en tube lisse [75]). Malgré tout, le développement des cellules liées aux instabilités hydrodynamiques est limité et l'accélération de la flamme reste donc mineure [9] [76] [77]. La flamme peut cependant subir d'autres phénomènes d'accélération durant sa propagation. Ces phénomènes qui peuvent également entraîner l'apparition d'instabilités propres aux flammes accélérées, sont de différentes natures selon si la flamme se propage en tube lisse ou en tube encombré d'obstacles. Dans cette section sont ainsi développées les étapes d'accélération intervenant pour ces deux cas de figure. Il est à noter que la flamme peut subir une phase de décélération dans ses premiers instants de propagation lorsqu'elle atteint les parois de l'enceinte ou elle se propage puisque son augmentation de surface est alors stoppée et que des pertes de chaleur se produisent [78].

## 5.1 Accélération de flamme en tube lisse

Le paramètre fondamental dans le phénomène d'accélération de flamme en tube lisse est la rugosité des parois [78]. Lorsque la flamme débute sa propagation dans le tube lisse, des ondes de compression sont générées en amont du front de flamme qui vont provoquer l'apparition de couches limites turbulentes. Le temps de développement de ces couches est fonction de la rugosité des parois [9] : plus la rugosité est élevée, moins le temps sera important. De plus, l'épaisseur de ces couches limites augmente au fur et à mesure que la flamme se propage dans le tube. Lorsque le tube est assez long une onde de choc se forme en amont de la flamme, soit en tête des ondes de compression soit plus proche du front de flamme. Les interactions entre la flamme et les couches limites turbulentes entraînent une augmentation du taux de réaction  $\xi$  au niveau des parois provoquant l'accélération de la flamme dans cette zone. La propagation de la flamme étant promue dans ces régions, on assiste alors au développement d'une forme dite « tulipe ». Cette structure a été observée pour la première fois par Salamandra et al. [78]. Une séquence de photographies prises lors de la propagation d'une flamme de forme « tulipe » est présentée en Figure 35.



**Figure 35 : Séquence de photographies prises lors de la propagation d'une flamme en forme de "tulipe" dans un tube de rugosité 1mm ; mélange stoechiométrique hydrogène-oxygène à  $P_{ini}=0.06\text{bar}$  [76]**

Cependant cette structure peut ultérieurement disparaître du fait de la génération de turbulence dans l'axe de l'écoulement par la propagation de la flamme. Enfin, lorsque la longueur et le diamètre du tube sont suffisants ( $\varnothing_{\text{tube}} > \lambda$ ), une transition vers la détonation est possible [79].

## 5.2 Accélération de flamme en tube encombré

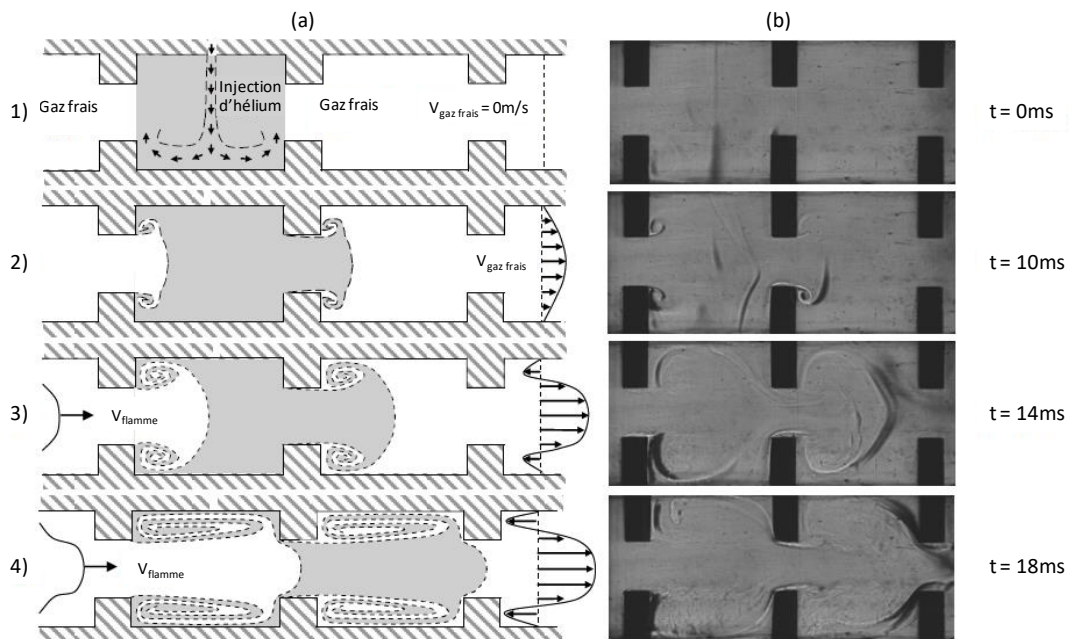
Comme indiqué précédemment, l'expansion des gaz brûlés provoque la mise en mouvement des gaz frais en amont du front de flamme. Dans le cadre d'un tube encombré d'obstacles, cette mise en mouvement n'est pas uniforme le long du diamètre interne et des gradients apparaissent dans le champ de vitesse des gaz frais. L'écoulement ainsi produit autour des obstacles provoque un

accroissement de la surface de flamme par plissement. Cet accroissement de surface entraîne une augmentation de la vitesse de propagation de flamme qui entraîne à son tour une plus forte vitesse d'écoulement des gaz frais en amont. La vitesse des gaz frais étant accrue, le plissement de la flamme est plus important et la propagation de flamme est accélérée. Il y a ainsi création d'une boucle de rétroaction [77] [80] entre la surface de flamme et l'écoulement des gaz frais, résultant sur une accélération continue de la propagation de flamme.

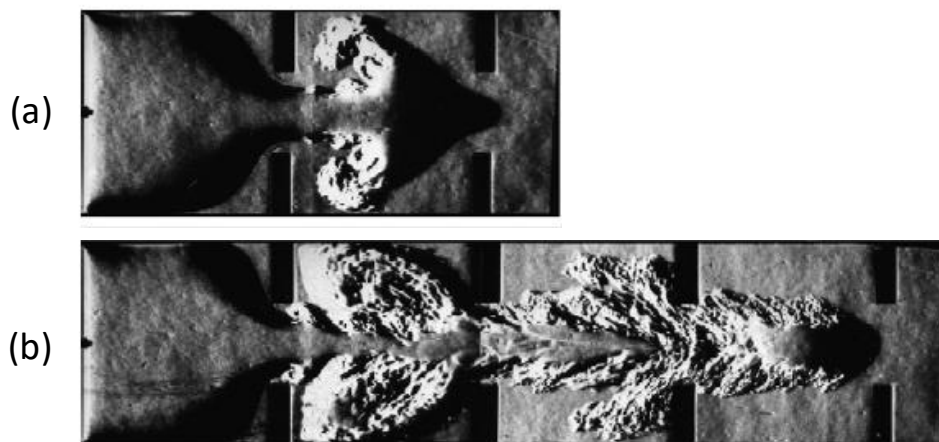
Suivant ce processus, le nombre de Reynolds de l'écoulement des gaz frais augmente et atteint finalement une valeur limite où l'écoulement n'est plus laminaire et devient turbulent. Cette turbulence qui apparaît est une seconde source d'accélération de la flamme. En effet les grandes échelles de turbulence permettent le plissement à grande échelle de la flamme, augmentant ainsi le taux de réaction  $\xi$  et donc la vitesse de flamme, tandis que les petites échelles de turbulence favorisent les échanges de chaleur et de masse. Dès lors, une seconde boucle de rétroaction [77] [80] apparaît puisque l'accélération de la flamme provoquée par l'écoulement turbulent en amont du front de flamme renforce l'intensité de turbulence dans les gaz frais. Cependant cette seconde boucle disparaît dès lors qu'il n'y a plus d'obstacles sur le chemin de propagation de la flamme [81] [82]. En effet la présence d'obstacle permet notamment la création des grandes échelles de turbulence qui si elles disparaissent ne permettent plus le plissement à grande échelle de la flamme.

L'écoulement des gaz frais et la création de structures turbulentes provoqués par la propagation de la flamme et la présence d'obstacles ont pu être observés dans les travaux de Johansen et Ciccarelli [83]. Ils ont été menés sur des mélanges stœchiométriques méthane-air à  $P_{ini}=47\text{kPa}$  dans un conduit de section carrée ( $7,62 \times 7,62 \text{ cm}$ ) et de longueur totale de 2,44m. Afin de promouvoir l'accélération de la flamme, des obstacles ont été répartis le long du conduit avec une distance entre chacun d'entre eux équivalente à la hauteur interne du conduit. La visualisation des phénomènes intervenant durant la propagation de la flamme est effectuée par la technique Schlieren. De manière à visualiser l'écoulement des gaz frais et l'établissement de structures turbulentes, de l'hélium est injecté avant l'inflammation du mélange gazeux entre deux paires d'obstacles consécutives. Ceci crée un mélange de basse densité constitué du mélange inflammable et de l'hélium visible sur les images Schlieren. Cette étape d'injection (1) ainsi que les étapes suivants l'inflammation du mélange (2 à 4) sont représentées en Figure 36. A l'étape 2 (10 ms après inflammation) l'écoulement des gaz frais derrière la première paire d'obstacles est visible ainsi que celui du mélange gaz frais-hélium derrière la deuxième paire d'obstacles. A l'étape 3, la flamme via l'expansion des gaz brûlés continue de « pousser » les gaz frais et on peut noter l'apparition de vortex derrière chaque paire d'obstacles. Avec le temps cet écoulement est de plus en plus important et devient turbulent. Les vortex finissent par occuper l'espace complet entre deux obstacles consécutifs (étape 4), créant ainsi une véritable zone de recirculation et une couche limite turbulente séparant cette zone du cœur de l'écoulement des gaz frais. Si la flamme atteint un vortex dans sa phase de développement, elle est entraînée dans son sillage et brûle les gaz frais présents. En revanche si elle l'atteint après sa phase de développement elle se propage d'abord dans le cœur de l'écoulement (centre du tube encombré) puis dans la zone de recirculation. Ces deux phénomènes sont visibles en Figure 37 lorsque la flamme atteint les deuxièmes (a) et quatrième paire d'obstacles (b).



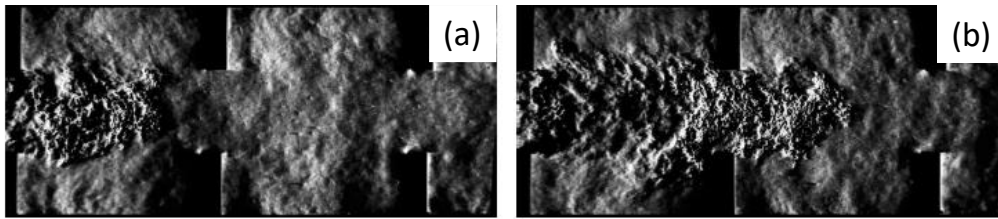


**Figure 36 : Visualisation de l'injection d'hélium ainsi que de l'écoulement en amont de la flamme de manière schématique (a) et par technique Schlieren (b) [83]**



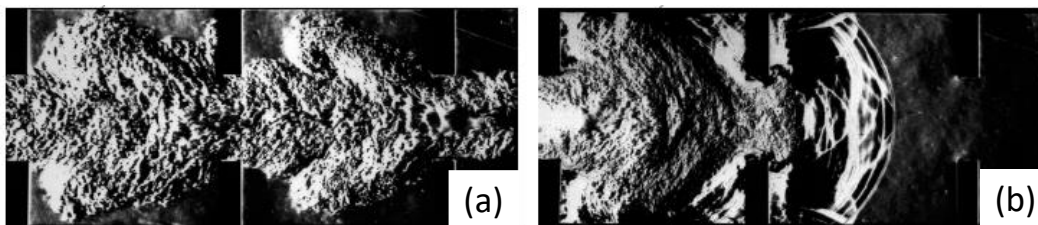
**Figure 37 : Visualisation Schlieren d'une flamme 70%Vol.H<sub>2</sub> + 30%Vol.air se propageant dans une enceinte rectangulaire de longueur totale de 5,28m et de section 80\*80mm, munie d'obstacles (BR=0,6) espacés d'un diamètre interne à t=17ms (a) et t=19,6ms (b) [84]**

Lorsque la seconde boucle de rétroaction est amorcée, deux processus différents peuvent se produire selon la nature du mélange inflammable initial et/ou des conditions géométriques où se propage la flamme [77] [85]. Dans un premier cas, l'intensité de turbulence dans les gaz frais atteint un niveau élevé qui provoque des extinctions locales, limitant ainsi la vitesse de propagation de flamme. On a alors une flamme turbulente subsonique. Lorsque les pertes de chaleur sont trop élevées ou lorsque le niveau de turbulence est trop important, il est possible d'avoir une extinction totale de la flamme [86] [87]. Un exemple de visualisation Schlieren d'une flamme subsonique en propagation au sein d'une enceinte obstruée est présentée en **Figure 38**.



**Figure 38 : Visualisation Schlieren d'une flamme subsonique 10%Vol.H<sub>2</sub> + 90%Vol.air se propageant dans une enceinte rectangulaire de longueur totale de 5,28m et de section 80\*80mm, munie d'obstacles (BR=0,6) espacés d'un diamètre interne à t=17ms (a) et t=19,6ms (b) [84]**

Dans un second cas, la vitesse de flamme s'accélère de manière continue jusqu'à se stabiliser à une valeur supersonique dans les gaz frais. Une onde de choc ou un ensemble de choc se propagent en amont du front de flamme, élevant ainsi les conditions de température et de pression du milieu (milieu devenant compressible). On a alors une flamme turbulente supersonique ou encore une flamme dite « choquée ». La Figure 39 présente une visualisation Schlieren d'une flamme supersonique en propagation dans une enceinte obstruée.



**Figure 39 : Visualisation Schlieren d'une flamme supersonique 70%Vol.H<sub>2</sub> + 30%Vol.air se propageant dans une enceinte rectangulaire de longueur totale de 5,28m et de section 80\*80mm, munie d'obstacles (BR=0,6) espacés d'un diamètre interne à t=21,6ms et d= 0,32m (a) et à t=24,9ms et d=2,4m (b) [84]**

Sous certaines conditions la flamme peut successivement se coupler puis se découpler de l'onde de choc. Il s'agit alors du régime de quasi-détonation. Enfin lorsque les conditions géométriques le permettent, une transition déflagration-détonation peut être observée lorsqu'un point chaud est produit et que l'onde de détonation est auto-entretenu. Toutes ces phases d'accélération et ces différents régimes de propagation sont représentés dans la Figure 40 et sont décrits dans la section suivante. La comparaison entre ces régimes s'effectue sur leur mécanisme de propagation de flamme mais aussi sur la vitesse d'équilibre atteinte par la flamme. Ainsi la Figure 40 contient également un exemple de profils de vitesse obtenus pour ces régimes par Kuznetsov et al. [88] pour des flammes H<sub>2</sub>/Air en propagation au sein de trois dispositifs expérimentaux différents correspondant à des conduits tubulaires ou de section carrée obstrués par des obstacles. On remarque bien que pour chaque régime obtenu, une vitesse d'équilibre est atteinte lorsque la flamme a parcourue une distance plus ou moins importante au sein du dispositif expérimental. Il apparaît également pour une configuration d'obstacles fixée que la transition d'un régime à un autre s'effectue de manière distincte et correspond à des valeurs critiques de concentration du combustible.

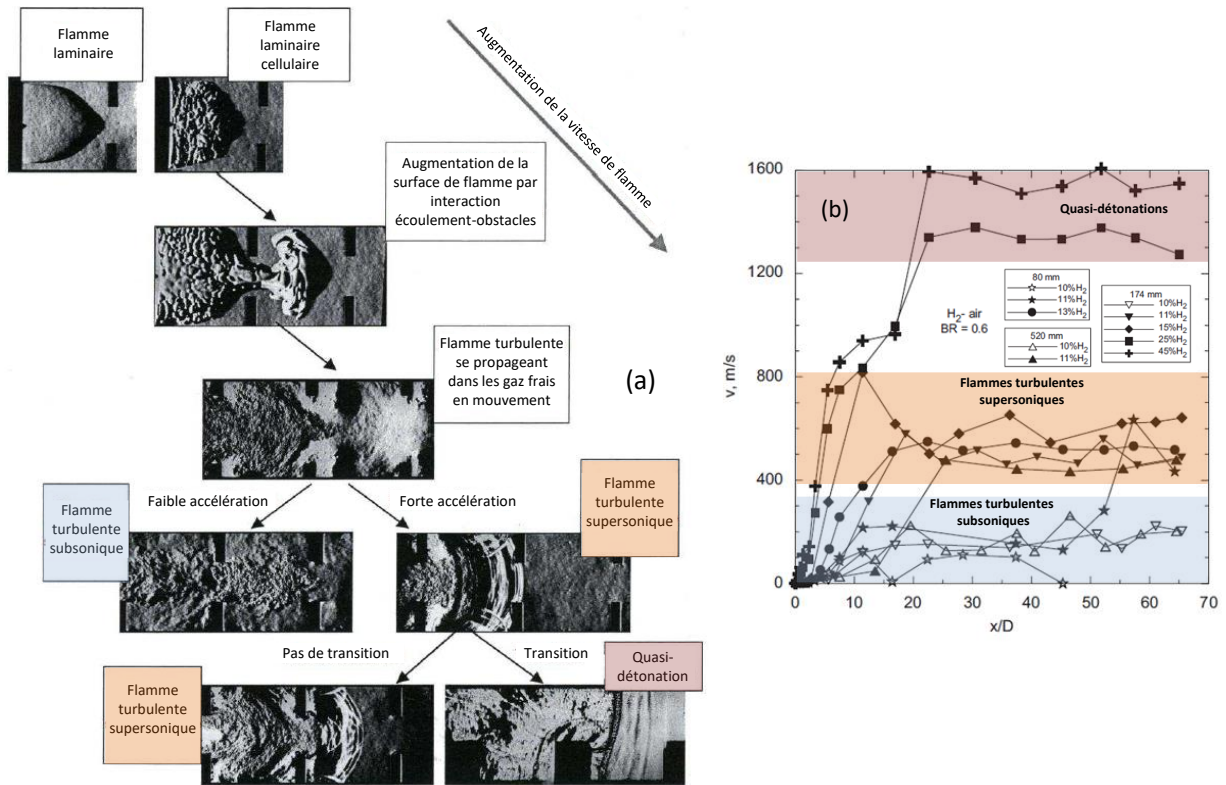


Figure 40 : (a) Ensemble de photographies représentant les différentes étapes d'accélération d'une flamme en propagation en tube encombré d'obstacles [77] (b) Niveaux de vitesses obtenus expérimentalement pour les trois régimes de propagation différents [88]

### 5.3 Régimes de propagation de flammes

Comme décrit précédemment, lorsqu'une flamme se propage dans un tube encombré d'obstacles elle peut suivre quatre types de régime bien distincts selon la nature du mélange réactif et l'encombrement : le régime d'extinction, le régime subsonique, le régime supersonique ou « choqué » et le régime de la quasi-détonation. Les obstacles permettant l'accélération des flammes peuvent être de forme annulaire ou correspondre à des grilles. Ils sont caractérisés par leur rapport de blocage ainsi que la distance qui les séparent chacun d'entre eux. Cette dernière est généralement normalisée par le diamètre interne de l'enceinte dans laquelle se propage la flamme. Le rapport de blocage quant à lui permet de rendre compte de la surface obstruée sur le passage de la flamme. Pour des disques annulaires, ce rapport est calculé comme suit :

$$BR = 1 - \left(\frac{d}{D}\right)^2 \quad \text{Eq. 53}$$

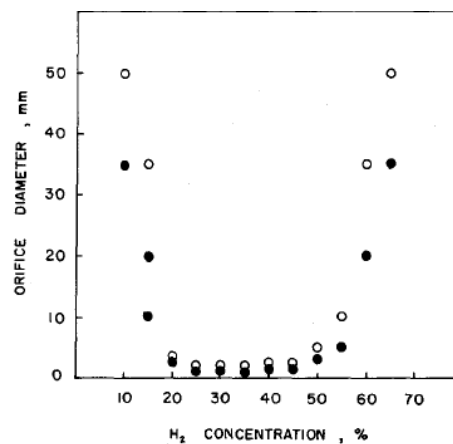
Où  $d$  correspond au diamètre interne de l'obstacle (surface libre pour le passage de la flamme) et  $D$  représente le diamètre interne de l'enceinte.

Les différents régimes cités précédemment sont décrits successivement dans les prochains paragraphes.

### 5.3.1 Régime d'extinction

Pour décrire ce régime, il est possible d'assimiler le tube encombré d'obstacles à une succession de chambres interconnectées [86] [87] [89]. La propagation de la flamme entre deux chambres successives est assurée par le jet de gaz brûlés chauds dans les gaz frais à travers les obstacles. Ainsi l'extinction dépend du diamètre et de l'épaisseur des obstacles ainsi que de la vitesse de l'écoulement des gaz au travers de ces obstacles [86].

Les travaux de Thibault et al. [86] ont permis de démontrer l'existence d'un diamètre d'extinction entre les chambres en dessous duquel la flamme ne peut se propager d'une chambre à l'autre et subit donc une extinction. L'étude porte notamment sur des flammes de prémélange hydrogène-air à pression et température atmosphériques. Elles sont analysées en propagation en tube lisse horizontal (longueur=48cm, diamètre=5cm) débouchant sur une enceinte de large volume (longueur=10m, diamètre=2,5m) avec un diamètre de passage entre ces deux ensembles réglables. Deux capteurs de pression situés en amont et en aval du passage permettent de déterminer l'extinction de la flamme. Lorsque la différence de pression obtenue entre les deux capteurs est faible, l'écoulement est laminaire et le diamètre d'extinction de la flamme correspond alors simplement au diamètre critique (quenching distance). Dans ce cas l'extinction est produite par la perte de chaleur et de radicaux aux parois. Lorsque cette différence est plus importante, l'écoulement n'est plus laminaire et le diamètre d'extinction est alors modifié. L'extinction est alors provoquée par la dissipation turbulente de la chaleur et des radicaux. Les diamètres d'extinction obtenus dans cette étude sont reportés en Figure 41. Les valeurs maximales sont obtenues pour les mélanges proches des limites d'inflammabilité (pauvre et riche) tandis que la valeur minimale (1,2mm) est obtenue à la stœchiométrie (environ 30%Vol. H<sub>2</sub>).



**Figure 41 : Diamètres du passage entre tube lisse horizontal et enceinte de large volume permettant la propagation de la flamme (symboles pleins) ou entraînant son extinction (symboles vides) en fonction de la fraction volumique en hydrogène pour des mélanges hydrogène-air à température et pression atmosphériques [86]**

Ainsi le phénomène d'extinction est en partie contrôlé par la compétition entre le taux de production de chaleur par la combustion et le taux de perte de chaleur causée par le mélange entre les gaz brûlés et les gaz frais. Suivant ces processus, Thibault et al. reprennent le critère d'extinction

établi par Hjertager [90] où le temps caractéristique de combustion  $t_c$  doit être supérieur au temps de mélange turbulent  $t_m$  d'une constante empirique  $\alpha$  comme indiqué dans la relation Eq. 54 :

$$t_m = \frac{d}{V_j} \quad \text{Eq. 54}$$

La constante empirique  $\alpha$  dépend notamment des définitions prise en compte pour les deux temps caractéristiques. Les études numériques de Hjertager [90] ont montré dans le cadre de propagation de flammes turbulentes méthane-air et propane-air que le temps caractéristique de combustion défini comme étant le délai d'auto-inflammation ( $\tau$ ) du mélange permet de reproduire correctement les résultats expérimentaux à grandes échelles [91]. Enfin le temps de mélange turbulent étant lié aux caractéristiques du jet turbulent de gaz brûlés dans les gaz frais par l'orifice de l'obstacle, ce dernier est défini comme le rapport entre le diamètre  $d$  de cet orifice et la vitesse du jet  $V_j$  [86] [87]:

$$t_m = \frac{d}{V_j} \quad \text{Eq. 55}$$

De cette manière, le critère d'extinction est défini selon l'équation Eq. 56 qui montre bien que le mécanisme de propagation d'une flamme turbulente au travers d'obstacles est conditionné par la dynamique de l'inflammation par jet de gaz chauds.

$$\frac{t_c}{t_m} = \tau \frac{V_j}{d} \geq \alpha \quad \text{Eq. 56}$$

Par conséquent, le diamètre d'extinction défini dans ce paragraphe peut être utilisé pour délimiter le régime d'extinction des régimes de propagation de flamme [87].

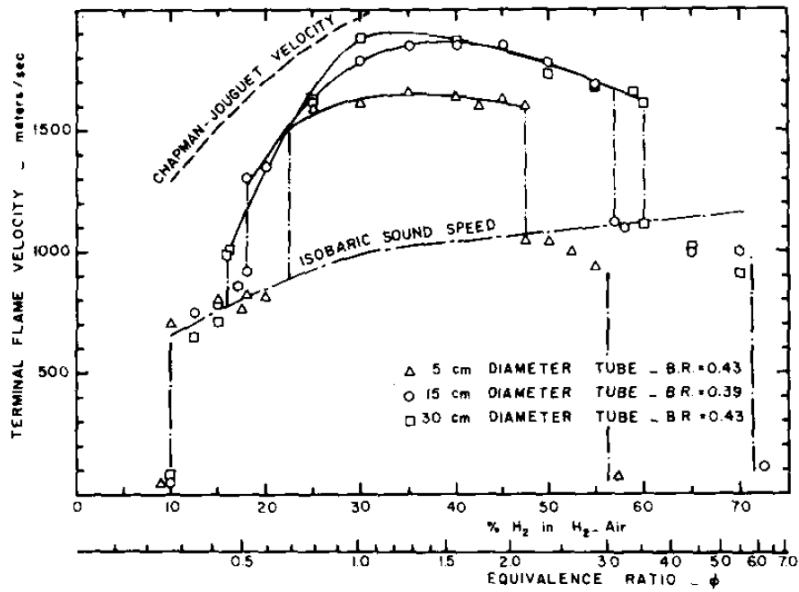
### 5.3.2 Régime des flammes subsoniques

Lorsque les conditions d'extinction ne sont pas rencontrées, la flamme en propagation s'accélère de manière continue jusqu'à une valeur d'équilibre via les mécanismes décrits dans la section 5.2 de ce chapitre. Dans le régime des flammes subsoniques, cette vitesse d'équilibre est généralement de l'ordre de quelques dizaines de mètre par seconde selon le mélange réactif étudié [89]. Ce régime correspond à des flammes pauvres et/ou en propagation dans une section libre d'obstacles ou avec des obstacles dont le rapport de blocage reste faible [88] [89]. La flamme peut présenter des extinctions locales et des ré-inflammations successives. Enfin, l'évolution de la pression reste faible et n'atteint pas la pression maximale théorique  $P_{AICC}$  (Pression Adiabatique Ischorique à Combustion Complète) due aux pertes de chaleur aux parois de l'enceinte.

### 5.3.3 Régime des flammes supersoniques

Dans le cas des flammes supersoniques, la vitesse d'équilibre atteinte est légèrement inférieure à la vitesse du son dans les gaz brûlés et correspond approximativement à la moitié de la vitesse de détonation Chapman-Jouguet [92] [93]. Ce niveau de vitesse n'est cependant maintenu qu'en présence d'obstacles répétés [8] [81] [82]. La vitesse du son dans les gaz frais étant dépassée (nombre de Mach supérieur à l'unité), les effets de compressibilité apparaissent et des ondes de compression se forment en amont du front de flamme. Au fur et à mesure de leurs propagations, ces ondes finissent par se coupler pour former des ondes de choc [94]. Ainsi Lee [87] référa pour la première fois ce régime de propagation comme étant celui des flammes « choquées ». Les chocs formés en amont du front de flamme ne sont cependant pas suffisants pour entraîner l'auto-inflammation du mélange gazeux frais qui entraînerait une transition vers la détonation [95]. Plusieurs études [87] [89] [92] indiquent que les niveaux de vitesse de flamme d'équilibre atteints dans ce régime ne dépendent uniquement que des propriétés thermodynamiques du mélange initial considéré.

Les travaux de Lee et al. [87] portent notamment sur la propagation de flamme hydrogène-air à pression atmosphérique et température ambiante au sein de trois enceintes cylindriques de diamètres internes différents (5, 15 et 30 cm). Chacune d'entre elles est équipée avec des obstacles en forme de disques ( $BR=0,43$  et  $0,39$ ) séparés les uns des autres par une distance équivalente au diamètre interne de l'enceinte considérée. La Figure 42 représente les résultats obtenus. Il apparaît que lorsque le régime choqué est atteint pour les mélanges pauvres, les vitesses de flamme sont équivalentes à la vitesse du son dans les gaz brûlés. De plus elles ne varient pas en fonction du diamètre interne de l'enceinte ou du rapport de blocage des obstacles. Seule une variation de la composition du mélange étudié entraîne une variation de la vitesse de flamme. Cependant la transition vers le régime de quasi-détonation (décrit dans le chapitre suivant) n'intervient pas pour les mêmes mélanges selon la configuration de l'enceinte. En effet on peut observer que plus le diamètre du tube est important plus la gamme de mélange définissant le régime choqué est restreinte. Ainsi les niveaux de vitesse ne dépendent pas du diamètre du tube mais celui-ci conditionne l'étendue du domaine du régime choqué. En faisant référence à ces résultats, Lee [89] suggère ainsi que les pertes thermiques aux parois (inversement proportionnelles au diamètre du tube) ont un effet stabilisant pour le régime choqué et que celui-ci ne peut être rencontré pour des tubes au diamètre suffisamment large (représentant par conséquent de faibles pertes thermiques).



**Figure 42 : Vitesses d'équilibre de flammes en propagation en enceintes cylindriques encombrées d'obstacles en fonction de la composition de mélanges hydrogène-air avec variation du diamètre interne de l'enceinte et du rapport de blocage des obstacles utilisés [87]**

Cette dépendance de la vitesse de flamme en fonction uniquement de la composition du mélange initial a également été étudiée par Chu et al. [92]. En modélisant les résultats expérimentaux obtenus par Lee et al. [87] et par Dupré et al. [96], il a été démontré que les flammes choquées correspondent à des déflagrations Chapman-Jouguet dont la vitesse de propagation correspond à la vitesse du son dans les gaz brûlés. Ainsi ces flammes sont gouvernées uniquement par les propriétés thermodynamiques du mélange initial et non pas par l'écoulement turbulent, ce qui indique que le régime choqué est un régime d'équilibre. Cependant comme indiqué précédemment, ces niveaux de vitesse ne sont maintenus qu'en présence d'obstacles. De plus, du fait des interactions entre les flammes et les chocs créés, des instabilités de type Richtmyer-Meshkov peuvent apparaître et influencent la propagation de la flamme [94] [93].

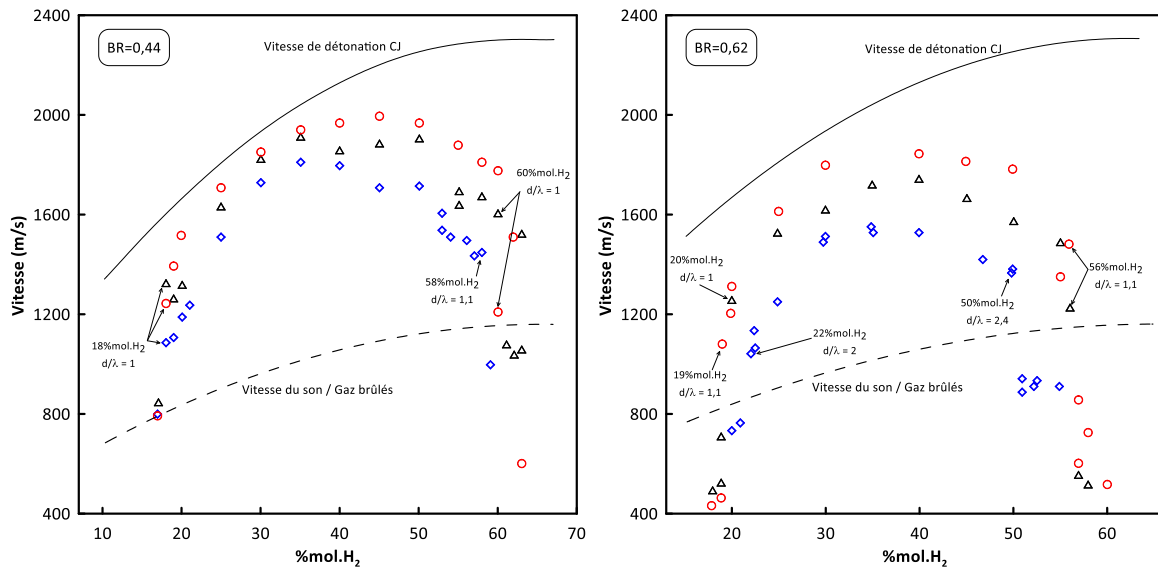
### 5.3.3 Régime des quasi-détonations

Suivant les travaux de Lee présentés en Figure 42, on note une transition depuis le régime choqué vers un régime plus rapide lorsque la concentration en combustible augmente. Ce deuxième régime a été défini pour la première fois par Lee et al. [80] comme étant celui de la quasi-détonation. Les flammes se propagent à une vitesse ayant un déficit par rapport à la vitesse de détonation Chapman-Jouguet plus ou moins important selon la configuration géométrique et de l'encombrement du tube [89] [97]. Ainsi contrairement au régime des flammes choquées, le régime de la quasi-détonation n'est pas un régime d'équilibre. Ce déficit de vitesse est dû aux pertes de chaleur et de quantité de mouvement aux parois ainsi qu'aux obstacles [87]. En effet pour que la vitesse de détonation Chapman-Jouguet soit atteinte en tube encombré, le diamètre de passage des obstacles doit être au moins 13 fois supérieur à la largeur de la cellule de détonation  $\lambda$  du mélange considéré [79] [87]. Dès

lors où cette condition n'est pas respectée mais que  $d/\lambda \geq 1$ , la flamme se propage sous le régime de la quasi-détonation qui correspond à une succession d'initiations et d'extinctions de détonations [95] [98]. Si  $d/\lambda < 1$  alors la flamme reste dans le régime choqué. Le mécanisme responsable de la transition entre ces deux régimes n'est pas encore bien connu. Cependant, un couplage entre une auto-inflammation produite derrière une réflexion d'un choc et un mélange turbulent entre les gaz chauds et les réactifs semble en être l'origine.

Les études de Ciccarelli et al. [98] ont permis de montrer que le rapport de blocage des obstacles ainsi que l'espacement entre chacun d'eux conditionnent le régime de la quasi-détonation. Leurs travaux ont porté entre autre sur la propagation de flammes hydrogène/air au sein d'un tube de 6,1m de long ayant un diamètre interne de 100mm. Des obstacles de type disques percés sont introduits dans la seconde partie de ce tube. Les expériences sont conduites à 293K et 101kPa. Une détonation est provoquée à l'extrémité de la section lisse du tube dans un mélange oxygène/acétylène par décharge électrique. Cette détonation se transmet ensuite au mélange d'intérêt ( $H_2$ /Air) avant la section obstruée. Ainsi lorsqu'elle rencontre les obstacles, la détonation subit une succession d'initiations et d'extinctions permettant l'étude de la flamme dans le régime de quasi-détonation. Les rapports de blocage sont fixés à 0,44 puis à 0,62 et l'espacement entre chaque obstacle a varié entre 100 (1×diamètre interne), 150 (1,5×diamètre interne) et 200mm (2×diamètre interne). Les résultats de cette étude sont reportés dans la Figure 43. Pour un même mélange réactif ( $\lambda$  constante) lorsque BR est augmenté le rapport  $d/\lambda$  est diminué empêchant toute transition. Ainsi le domaine de quasi-détonation est diminué lorsque le rapport de blocage est augmenté et ce quel que soit l'espacement entre les obstacles. A titre d'exemple, lorsque la distance entre chaque obstacle correspond au diamètre interne du tube, les limites inférieure et supérieure varient respectivement de 18%mol. $H_2$  à 22%mol. $H_2$  et de 58%mol. $H_2$  à 50%mol. $H_2$ . Ces travaux permettent également de rendre compte que le déficit de vitesse dans le régime de quasi-détonation par rapport à la vitesse de détonation Chapman-Jouguet dépend du rapport de blocage des obstacles mais également de l'espacement entre chacun d'eux. On note ainsi une diminution de ce déficit lorsque l'espacement est augmenté et lorsque BR est diminué.





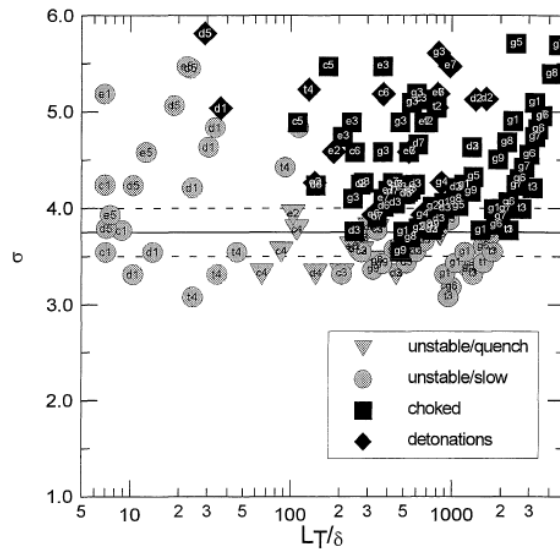
**Figure 43 : Niveaux de vitesse obtenus dans le régime de quasi-détonation pour des flammes H<sub>2</sub>/Air (T<sub>ini</sub>=293K – P<sub>ini</sub>=101kPa) se propageant dans un tube encombré d’obstacles (BR=0,44 et 0,62) en fonction de l’espacement entre les obstacles : ♦ 1 diamètre, Δ 1,5 diamètre, ○ 2 diamètre [98]**

## 5.4 Conditions critiques pour l’accélération d’une flamme

Dans le cadre de la sûreté des installations de production d’électricité nucléaire, il est nécessaire d’être en mesure d’identifier les flammes pouvant s’accélérer fortement ainsi que les flammes n’ayant pas cette capacité. La vitesse de propagation limite utilisée pour séparer ces deux types de flamme est communément déterminée comme étant la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés. Ainsi les flammes lentes regroupent les flammes se propageant sous le régime d’extinction, sous le régime subsonique ainsi qu’une partie des flammes supersoniques (cette dénomination faisant appel à la vitesse du son dans les gaz frais). Les flammes fortement accélérées (ou rapides) regroupent quant à elles la partie des flammes supersoniques dont la vitesse est supérieure à  $0,5 \cdot C_{sGB}$  ainsi que les quasi-détonations.

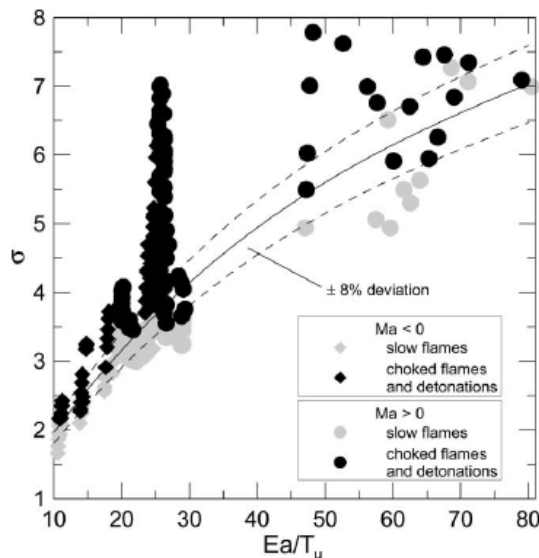
Les études expérimentales de Kuznetsov et al. [88] ont permis d’établir une limite géométrique permettant de différencier les flammes ayant la capacité de s’accélérer fortement des flammes ne le pouvant pas. Elles ont été menées à l’aide de différentes enceintes correspondant à des tubes cylindriques ou de section carrée obstrués sur toute la longueur par des obstacles dont le rapport de blocage a varié. Les flammes étudiées correspondent à des mélanges hydrogène-air et hydrogène-oxygène dilués par des gaz inertes (N<sub>2</sub>, Ar, He, CO<sub>2</sub>). Il a ainsi été démontré qu’à suffisamment large échelle ( $L_T/\delta > 100$ ) avec  $\delta$  calculée sur la base de la diffusivité thermique du mélange réactionnel), la capacité d’une flamme à pouvoir s’accélérer fortement ne dépend uniquement que de la composition du mélange réactif initial. La Figure 44 représente les flammes étudiées durant ces travaux et permet de constater la limite  $L_T/\delta > 100$ , l’échelle intégrale  $L_T$  étant définie par les caractéristiques géométriques de l’enceinte et des obstacles considérés. Cette analyse permet

également de mettre en exergue la dépendance de l'accélération d'une flamme envers le coefficient d'expansion  $\sigma$ .



**Figure 44 : Régimes de combustion obtenus en fonction du coefficient d'expansion  $\sigma$  et du rapport  $L_T/\delta$  par Kuznetsov et al. [88]**

Sur la base de cette limite géométrique et de différentes études présentes dans la littérature Dorofeev et al. [11] ont également étudié l'accélération de flamme hydrogène-air. Afin d'établir un critère d'accélération, ils assimilent la capacité d'une flamme à accélérer à sa capacité à limiter le phénomène d'extinctions locales. La réactivité d'un mélange étant un facteur limitant ce phénomène, Dorofeev et al. concluent que l'énergie d'activation est un paramètre majeur pour l'accélération d'une flamme. Ainsi en classifiant les flammes étudiées dans la littérature comme présenté en Figure 45, un coefficient d'expansion critique peut être extrait en fonction de l'énergie d'activation normalisée par la température.



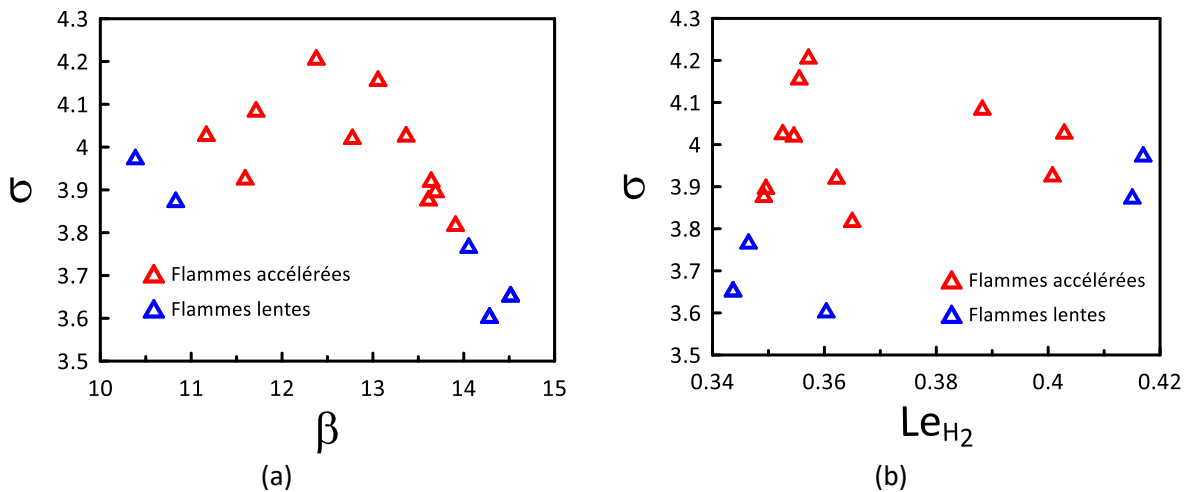
**Figure 45 : Régimes de combustion classifiés en fonction du coefficient d'expansion  $\sigma$  et de l'énergie d'activation normalisée  $Ea/RT_u$  par Dorofeev et al. [11]**

L'équation de ce critère d'accélération est définie par Dorofeev et al. comme suit :

$$\sigma_{cr} = 0,9 \cdot 10^{-5} \left( \frac{Ea}{RT_u} \right)^3 - 0,0019 \left( \frac{Ea}{RT_u} \right)^2 + 0,1807 \frac{Ea}{RT_u} + 0,2314 \quad \text{Eq. 57}$$

Cependant, lors de cette thèse il nous a été impossible de reproduire la courbe représentée en Figure 45. En effet, par digitalisation des points représentant les flammes rapides et les flammes lentes et par confrontation de ces points avec l'équation du critère  $\sigma_{cr}$  proposé, nous n'avons pas pu retrouver la limite entre ces flammes que l'on aperçoit sur la Figure 45. Après étude et communication privée avec les auteurs de la publication [11], il s'avère que le terme  $Ea/RT_u$  indiqué dans l'équation Eq. 57 correspond en réalité au nombre de Zel'dovich  $\beta$ . Ainsi Dorofeev et al. ont établi un critère d'accélération de flamme basé sur le nombre de Zel'dovich.

Les études de Malet [12] ont également permis d'établir un critère d'accélération de flamme basé sur le coefficient d'expansion en fonction de la réactivité du mélange considéré. Des flammes  $H_2/O_2/N_2$ /Diluant ont été étudiées au sein de l'enceinte ENACCEF 1, également utilisée durant les travaux de cette thèse et sera présentée dans le chapitre 2 de ce manuscrit. Le diluant utilisé a été un mélange d'hélium et de dioxyde de carbone sensé reproduire le comportement de la vapeur d'eau. Comme cela avait déjà pu être mis en évidence par Dorofeev et al. [11], Malet a pu démontrer que la condition limite pour obtenir une flamme accélérée dépend non seulement de la réactivité du mélange initial ( $\beta$ ) mais également des instabilités de flamme représentées par le nombre de Lewis. Cependant, nous avons pu remarquer que les calculs réalisés pour obtenir la température adiabatique de flamme comportent une erreur. En effet ces derniers n'ont pas été effectués en considérant une pression constante. Cette erreur n'impactant que le nombre de Zel'dovich ( $\beta = E_a(T_b - T_u)/RT_b^2$ ), nous avons recalculé ces températures. Ainsi, la Figure 46 représente les régimes de combustion obtenus par Malet en fonction de  $\sigma$ ,  $\beta$  et de  $Le_{H_2}$ , les nombres de Zel'dovich étant calculés avec les températures  $T_b$  correctes. Il apparaît ainsi clairement qu'un critère d'accélération peut être exprimé en fonction de ces trois paramètres.



**Figure 46 : Régimes de combustion obtenus par Malet [12] représentés en fonction du coefficient d'expansion des gaz brûlés, du nombre de Zel'dovich et du nombre de Lewis de l'hydrogène**

Ainsi le coefficient d'expansion critique établi durant les travaux de Malet est défini comme suit :

$$\sigma_{cr} = 0,067\beta(\text{Le}_{\text{H}_2} - 1) + 4,39$$

Eq. 58

Par la représentation graphique de ce coefficient critique en Figure 47 on peut noter qu'il permet de prédire correctement la limite entre les flammes accélérées et les flammes lentes obtenues par Malet au sein d'ENACCEF 1.

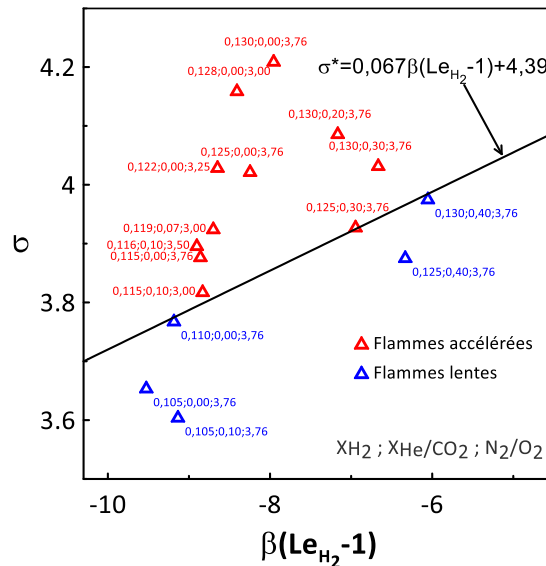


Figure 47 : Critère d'accélération de flamme  $\sigma^*$  déterminé par Malet [12]

## 6. Conclusions sur l'état de l'art des flammes de prémélange

Cette première partie a permis d'effectuer une synthèse des principales caractéristiques des flammes de prémélange  $\text{H}_2/\text{Air}$  et des phénomènes intervenant lorsque ces flammes sont de type laminaires, turbulents ou encore lorsqu'elles subissent des accélérations en milieu confiné. Certains aspects développés n'ont pas été étudiés au cours des travaux de cette thèse mais ont permis de définir les points importants de la combustion de flammes de prémélange.

Un état de l'art a été effectué sur les mesures de vitesses de flamme laminaires en étudiant l'impact de différents paramètres telle la température initiale. Il a notamment permis de mettre en évidence le manque de données ou l'ancienneté des études réalisées sur les mélanges  $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$  et  $\text{H}_2/\text{Air}/\text{H}_2\text{O}_{\text{vap}}$  d'intérêts du sujet de cette thèse. L'étude bibliographique des accélérations de flammes en milieu confiné a permis de déterminer comment mieux analyser et comprendre ce phénomène qui a été étudié au cours de cette thèse au sein de deux enceintes d'accélération de flamme. Un second état de l'art a été mené sur les critères d'accélération de flamme développés par le passé. Il a permis dans un premier temps d'identifier les paramètres fondamentaux impliqués dans ces critères afin qu'ils puissent être déterminés au cours de cette thèse. Dans un second temps il a rendu compte que ces critères n'ont pas été établis pour des flammes diluées par la vapeur d'eau [11] ou pour des températures élevées [12].

# Chapitre 2

## Dispositifs expérimentaux et méthodologie

Ce deuxième chapitre présente les différents dispositifs expérimentaux utilisés durant cette thèse afin de parvenir aux objectifs détaillés en introduction. Dans un premier temps seront présentées les deux bombes sphériques utilisées afin d'établir les paramètres fondamentaux des flammes hydrogène-air et hydrogène-air-vapeur d'eau, nécessaires à l'obtention du critère d'accélération de flamme. Dans un second temps sera présenté le logiciel de modélisation COSILAB qui a été utilisé pour les travaux de simulation qui ont été confrontés aux résultats expérimentaux obtenus en bombe sphérique. Ensuite, la première enceinte d'accélération de flamme (ENACCEF 1) sera décrite et détaillée. Elle a permis d'étudier l'impact du nombre d'obstacles sur l'accélération de flammes hydrogène-air à température ambiante. Enfin, la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation de la seconde enceinte d'accélération de flamme (ENACCEF 2) qui a été conçue, mise en place et instrumentée durant cette thèse. Elle a permis ensuite l'étude des flammes hydrogène-air-vapeur d'eau à basse et haute température.

# 1. Etudes des flammes laminaires

De manière à déterminer les paramètres fondamentaux des flammes laminaires hydrogène-air et hydrogène-air-vapeur d'eau, deux bombes sphériques ont été utilisées. Les études à température ambiante ont été menées dans une bombe sphérique de 93L tandis que les études à hautes températures (363K et 413K) ont été conduites dans une bombe sphérique de 56L. Bien que l'enceinte de 93L soit dimensionnée pour être chauffée, lors des travaux de cette thèse le dispositif de chauffage n'était pas encore présent. C'est la raison pour laquelle elle a été utilisée pour réaliser les études à température ambiante.

## 1.1 Bombes sphériques

### 1.1.1 Bombe sphérique de 93L

Ce dispositif expérimental est constitué de deux sphères concentriques en acier inoxydable de diamètres respectifs de 563 et 640 mm, entre lesquelles circule un fluide caloporteur. La température interne peut être ainsi régulée jusqu'à 573K et contrôlée par deux thermocouples ( $T_1$  et  $T_2$ ) situés dans des doigts de gant. La pression de service de cette bombe sphérique est de 200 bar. Un capteur de pression de haute précision MKS Baratron de type 690ARBTRB ayant une pleine échelle de 15 000 Torr permet la mesure de la pression initiale. Une multitude de bossages dédiés à l'installation de divers équipements sont implantés à la surface de la sphère extérieure (Figure 48).

Pour effectuer différents diagnostics optiques, quatre hublots diamétralement opposés deux à deux peuvent être mis en place (bossages  $H_1$  à  $H_4$ ). Deux catégories de hublots sont disponibles en fonction de la pression engendrée par la combustion. Pour des pressions allant de 0 à 50 bar, les hublots utilisés ont un diamètre de 240 mm et une épaisseur de 75 mm. Ils permettent ainsi d'avoir un passage optique de 200 mm de diamètre. De 50 à 100 bar, le passage optique est réduit à 100 mm de diamètre par l'utilisation de hublots ayant 140 mm de diamètre et 50 mm d'épaisseur. Enfin pour des pressions allant de 100 à 200 bar, la visualisation n'est pas permise et des bouchons sont mis à la place des hublots.

Huit bossages de 80 mm de diamètre sont disposés aux sommets d'un cube inscrit dans une sphère équivalente au rayon interne de l'enceinte (bossages  $V_1$  à  $V_8$ ). Ces bossages peuvent accueillir des ventilateurs qui sont ainsi équi-répartis au sein de la bombe. Leur vitesse de rotation varie de 1 000 tour/min à 12 000 tour/min. Ils peuvent être utilisés pour mélanger les gaz introduits dans l'enceinte avant l'inflammation et/ou pour créer une turbulence au sein de la bombe afin d'étudier les interactions entre turbulence et la combustion.

Deux bossages ( $C_1$  et  $C_2$ ) sont dédiés à l'accueil des capteurs de pression Kistler de type 601A et 6001 qui permettent de mesurer l'évolution de la pression lors de la propagation de la flamme au sein de la bombe sphérique. Le premier se trouve sur la partie supérieure de la bombe tandis que le second est situé sur la partie inférieure. Ils sont montés de manière à avoir leur surface affleurant à la

paroi interne. Leur échelle de mesure est de 0-250 bar et leur fréquence d'acquisition est de 150 KHz. Ces deux capteurs sont recouverts de graisse ainsi que d'une feuille mince en aluminium de manière à les protéger thermiquement. En effet les capteurs de pression ont une réponse négative en température et les protéger contre les transferts de chaleur (convection, conduction et rayonnements) permet de limiter toute déviation de la mesure de pression.

Deux bossages ( $E_1$  et  $E_2$ ) accueillent chacun une électrode afin d'enflammer le mélange introduit.

Deux bossages de type NPT (I et P) permettent l'introduction des gaz et le pompage de la bombe.

Enfin, d'autres bossages permettent l'ajout d'équipements supplémentaires mais n'ont pas été utilisés durant cette thèse (thermocouples, ballon de prélèvement pour échantillonnage gazeux, aspersion de gouttelettes d'eau, etc.).

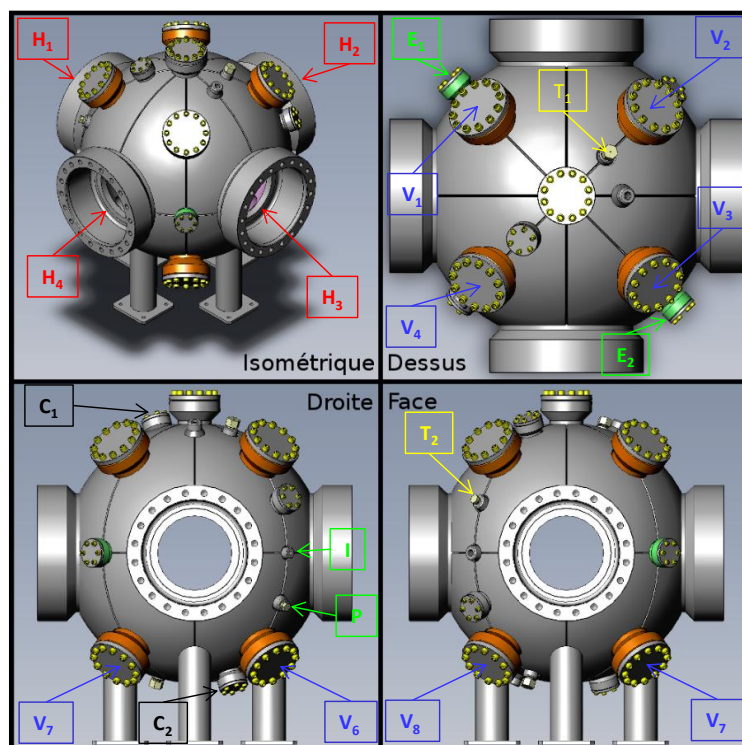


Figure 48 : Différentes vues de la bombe et de ses bossages

### 1.1.2 Bombe sphérique de 56 L

D'un volume interne de 56 L, cette bombe sphérique est également constituée de deux sphères concentriques en acier inoxydable (Figure 49) entre lesquelles circule un fluide caloporteur. Les diamètres internes de chacune d'elles sont de 476 et 500 mm. Ainsi la température interne peut être réglée jusqu'à 473K. La pression de service de cette bombe est de 50 bar. Un manomètre de type MKS ayant une pleine échelle de 1 000 Torr est utilisé pour la mesure de la pression initiale. Comme pour la précédente bombe sphérique, celle-ci est munie de nombreux bossages (Figure 50) qui permettent son instrumentation.

Quatre hublots diamétralement opposés deux à deux ( $H_1$  à  $H_4$ ) peuvent être mis en place. D'une épaisseur de 30 mm et d'un diamètre de 120 mm, ils permettent d'avoir un passage optique de 97 mm.

Deux bossages ( $E_1$  et  $E_2$ ) permettant la mise en place d'électrodes pour l'inflammation du mélange gazeux au centre de la bombe.

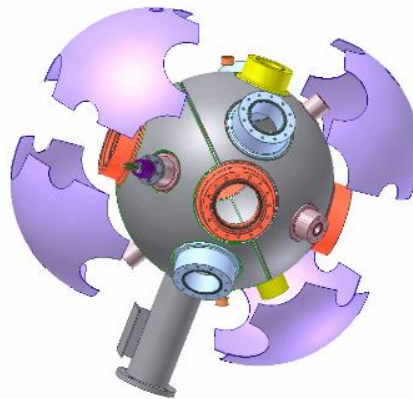
Un bossage (C) accueille un capteur de pression Kistler de type 601A afin de suivre l'évolution de la pression induite par la combustion du mélange gazeux. Sa surface est affleurant à la paroi interne de la bombe. Son échelle de mesure et sa fréquence d'acquisition sont respectivement de 0-250 bar et 150 KHz. Dans le même but que pour les mesures de pression au sein la bombe sphérique de 93L, ce dernier est recouvert de graisse ainsi que d'une feuille mince d'aluminium.

Un thermocouple est introduit dans le bossage T afin de mesurer la température interne de la bombe

La ligne d'introduction des gaz frais est reliée au bossage I tandis que la ligne de pompage des gaz brûlés est reliée au bossage P.

Deux bossages ( $FC_1$  et  $FC_2$ ) permettent la circulation du fluide caloporteur servant à la régulation en température.

Enfin, quatre bossages peuvent servir à l'installation de ventilateurs ( $V_1$  à  $V_4$ ). Durant cette thèse, aucun ventilateur n'a été mis en place. Cependant, le bossage  $V_2$  a permis l'utilisation d'un septum servant à l'injection d'eau liquide à l'aide d'une seringue (cette bombe sphérique ayant été utilisée pour les études à haute température avec notamment la vapeur d'eau).



**Figure 49 : Vue éclatée de la bombe sphérique de 56 L avec les deux sphères concentriques**



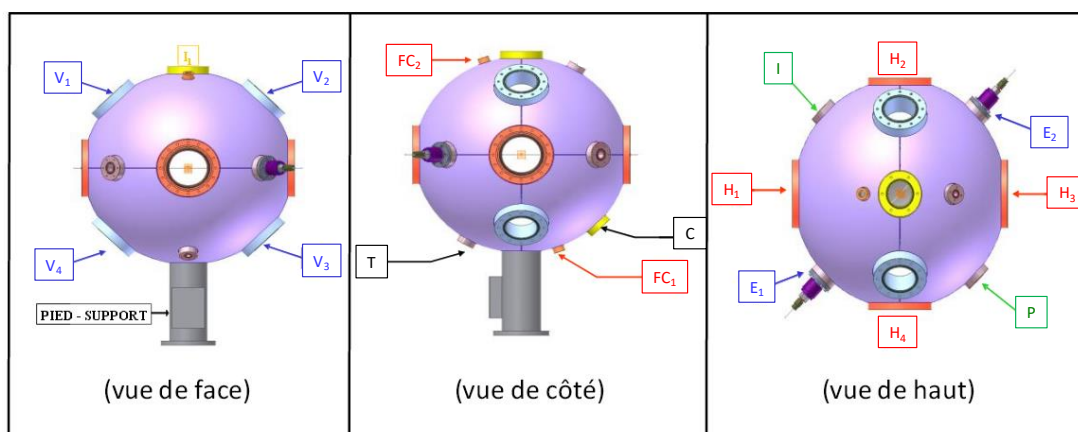
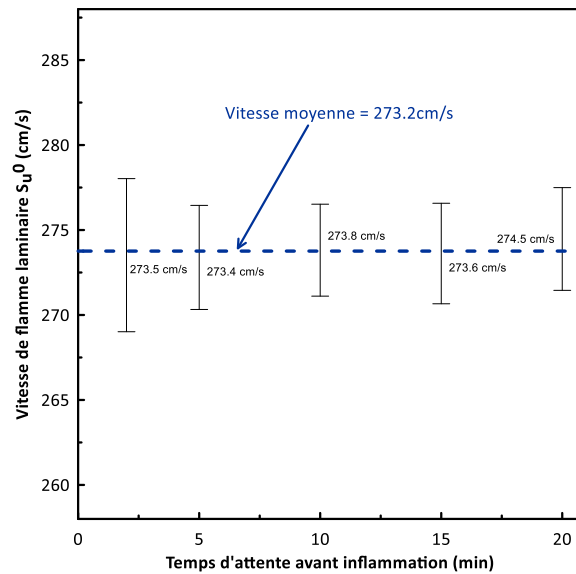


Figure 50 : Vues de la bombe sphérique de 56 L munie de ces différents bossages

### 1.1.3 Préparation des mélanges

Avant chaque expérience, les enceintes sont tirées au vide à l'aide d'une pompe primaire (ALCATEL type 2021C) de manière à obtenir un vide limite inférieur à 0,2 Torr. Ensuite, la préparation des mélanges inflammables est effectuée directement au sein des bombes sphériques par la méthode des pressions partielles. Les gaz (hydrogène et air (0,209% O<sub>2</sub> + 0,791% N<sub>2</sub>)) sont fournis par AIR LIQUIDE (Pureté > 99,9999%) tandis que l'eau est une eau distillée au sein du laboratoire. A l'aide des manomètres présents sur chaque bombe (chapitres 1.1.1 et 1.1.2), l'incertitude sur les richesses des mélanges étudiés est de maximum ±0,8%. Du fait du volume important de la bombe sphérique de 93L, après l'introduction de tous les composés gazeux les ventilateurs sont utilisés de manière à les mélanger durant 2 minutes. Après cela ils sont laissés au repos durant 5 minutes de manière à dissiper toute turbulence. Ce temps est également respecté dans la bombe sphérique de 56L après la fin du remplissage. De manière à s'assurer que ce délai soit sans impact sur les résultats finaux, une comparaison a été effectuée entre les vitesses de flamme laminaires obtenues après différents temps d'attente pour un mélange H<sub>2</sub>/Air à température ambiante et pression initiale de 1bar. Pour cela cinq temps d'attente différents (2, 5, 10, 15 et 20 minutes) ont été testés et les résultats obtenus sont présentés en Figure 51. On remarque que le temps d'attente n'a pas d'impact significatif sur le résultat final. Les barres d'erreur représentées correspondent à l'incertitude liée à la résolution de l'équation Eq. 43.



**Figure 51 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire obtenues pour différents temps d'attente avant inflammation du mélange hydrogène-air ( $\phi=1,47$ ,  $T_{ini}=T_{amb}$ ,  $P_{ini}=100kPa$ )**

#### 1.1.4 Inflammation des mélanges

Dans le cadre des deux bombes sphériques, deux fines électrodes en tungstène (diamètre ~1 mm) sont utilisées pour provoquer l'inflammation des mélanges gazeux. Elles sont polies de manière à les rendre lisses afin de limiter les interactions avec la flamme durant sa propagation. Ceci permet notamment d'obtenir une flamme lisse et sphérique. Montées sur le plan équatorial de chacune des bombes, elles sont reliées à une source haute tension permettant de provoquer l'arc électrique servant à l'inflammation. De manière à mesurer l'énergie délivrée au mélange gazeux ( $E = \int U \cdot Idt$ ), l'intensité  $I$  et la tension  $U$  sont mesurées respectivement par une sonde AMS Technologies CT-D1.0-B et une sonde Tektronix P6015A. Sur une moyenne de 100 étincelles, l'énergie délivrée est approximativement de 5,77mJ avec une dispersion de 3,91mJ en fonction du mélange réactionnel considéré. Lorsqu'elle est produite, l'étincelle permet de déclencher les appareils de mesure utilisés en parallèle des bombes sphériques (caméra rapide, oscilloscope) assurant ainsi la synchronisation des images avec l'évolution de la pression de combustion au sein de l'enceinte.

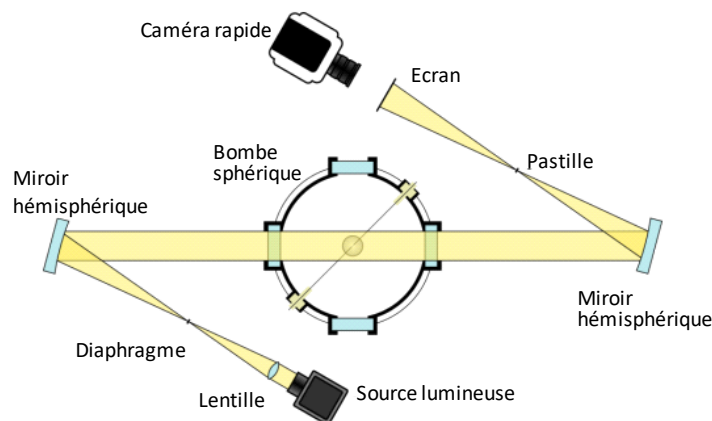
#### 1.1.5 Visualisation par technique Schlieren

Dans le but d'obtenir les vitesses de flamme laminaire des mélanges d'intérêt, couplé à chaque bombe sphérique est mis en place un montage optique de type Schlieren afin d'effectuer de la strioscopie. Cette technique de visualisation permet l'observation du déplacement du front de flamme au sein de l'enceinte. En effet elle permet de mettre en évidence les gradients de densité existant au sein d'un fluide [99]. La masse volumique des gaz changeant au travers du front de flamme, il est donc possible via cette méthode d'observer à chaque instant la position de ce dernier

au sein de la bombe sphérique. De cette manière on peut suivre l'augmentation du rayon de la flamme en fonction du temps.

Ce montage optique de type Schlieren (Figure 52) comprend plusieurs instruments :

- Une source de lumière collimatée (Lampes Xénon de 150W et 300W respectivement pour les bombes sphériques de 56L et de 93L)
- Une lentille achromatique ( $f=200$  mm) située après la source de lumière
- Deux miroirs hémisphériques placés de part et d'autre de l'enceinte (focales de 1m et 1.5m respectivement pour les bombes sphériques de 56L et de 93L)
- Un diaphragme ( $\varnothing=3$ mm) placé à la focale du premier miroir hémisphérique
- Une pastille opaque placée à la focale du second miroir hémisphérique
- Un écran et une caméra rapide situés en aval de la pastille opaque



**Figure 52 : Schéma d'un montage optique de type Schlieren**

Le faisceau lumineux issu de la lampe est focalisé au niveau du diaphragme et est rendu parallèle après réflexion sur le premier miroir. Ce faisceau collimaté traverse la bombe sphérique puis est réfléchi par le second miroir, pour être focalisé au niveau de la pastille. En absence de gradient de température et de densité, et donc d'indice de réfraction, au sein du mélange contenu dans la bombe, la pastille permet de bloquer une large partie des rayons focalisés. La présence d'un front de flamme engendre ainsi des gradients d'indice de réfraction qui ont pour effet de dévier angulairement le faisceau lumineux. Après réflexion sur le second miroir ces faisceaux déviés ne seront pas focalisés exactement sur la pastille et seront transmis vers le dispositif d'acquisition d'images (caméra rapide). Il en résulte un meilleur contraste sur l'image obtenue. Durant les travaux de cette thèse, deux caméras rapides différentes ont été utilisées en fonction des niveaux de vitesse de flamme étudiés. Une caméra Phantom V2512 a été utilisée pour les flammes ayant une vitesse de propagation supérieure ou égale à 3m/s, tandis qu'une caméra Phantom V1610 a été utilisée pour les flammes ayant une vitesse de propagation inférieure à 3m/s. Les fréquences d'acquisition de ces deux caméras sont respectivement de 25,7 et 16,6kHz en pleine résolution (1200\*800). Cependant, dans le but d'avoir un nombre plus important d'images pour une analyse plus précise de la vitesse de flamme ces fréquences peuvent être augmentées en diminuant la résolution.

### 1.1.6 Analyse des images Schlieren et détermination de la vitesse de flamme laminaire

Un échantillon d'images Schlieren obtenu par l'observation d'une flamme hydrogène-air ( $\phi = 3,6 - T_{ini} = T_{amb} - P_{ini} = 100\text{kPa}$ ) est présenté en Figure 53. A l'aide d'un code de traitement d'image développé au laboratoire via la bibliothèque Matlab®, il est possible de détecter la position du contour du front de flamme sur chaque image. Lorsque la flamme est parfaitement lisse et sphérique, on détermine ainsi une ellipse dont le périmètre correspond au contour de flamme détecté (Figure 54). Pour chaque image, les deux axes (petit et grand) de cette ellipse sont moyennés pour obtenir un rayon de flamme. De cette manière et entre chaque image, on obtient une vitesse de propagation  $S_b$  correspondant à l'évolution du rayon de la flamme en fonction du temps ( $S_b = dr_f/dt$ ).

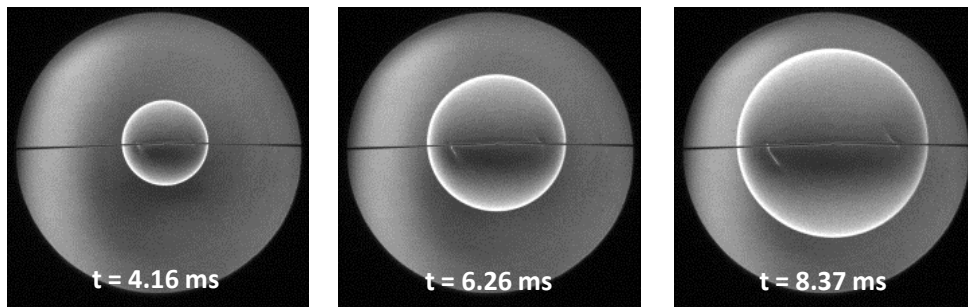


Figure 53 : Visualisation Schlieren d'une flamme H<sub>2</sub>/Air ( $\phi = 3,6 - T_{ini} = T_{amb} - P_{ini} = 100\text{kPa}$ )

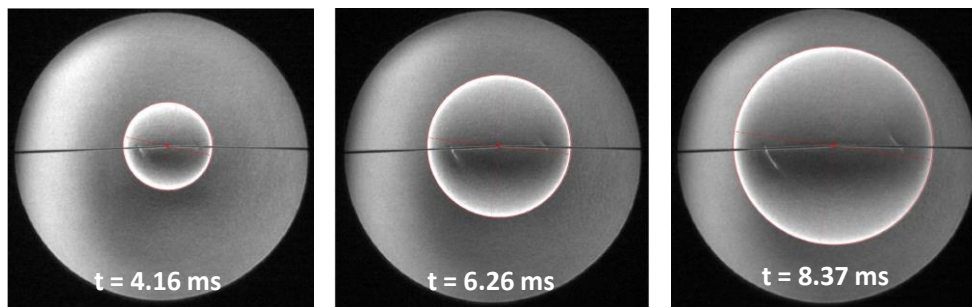
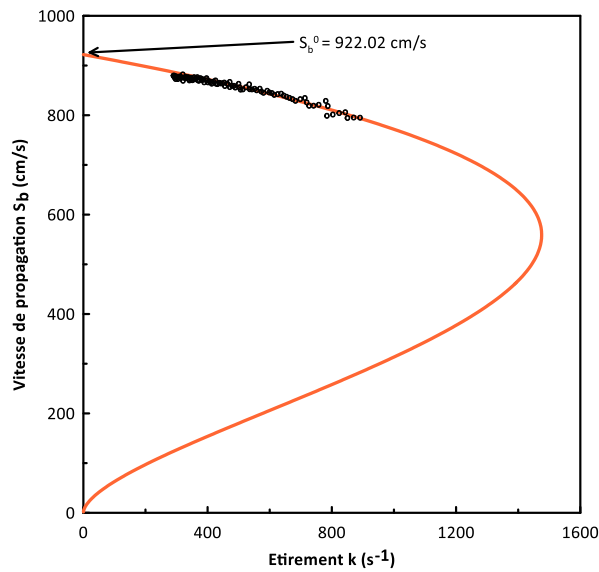


Figure 54 : Détermination de l'ellipse ayant le même périmètre que la flamme H<sub>2</sub>/Air observée ( $\phi = 3,6 - T_{ini} = T_{amb} - P_{ini} = 100\text{kPa}$ )

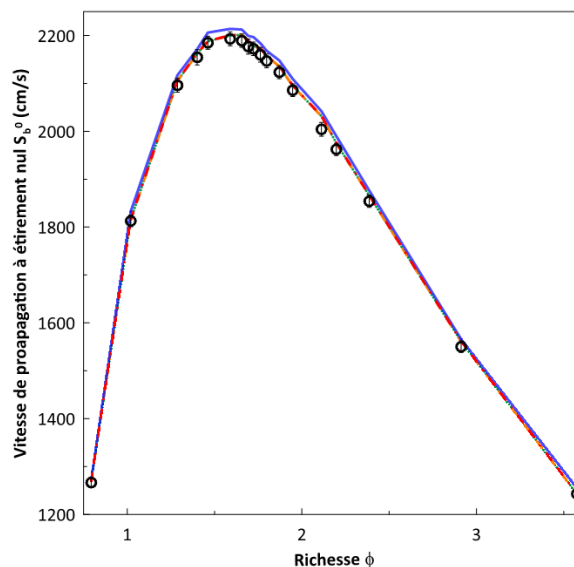
Comme décrit dans la section 3-5 du chapitre 1, plusieurs modèles sont utilisables pour extraire la vitesse de propagation à étirement nul. Pour les études présentées dans ce manuscrit, la relation non linéaire  $(S_b/S_b^0) \cdot 2 \ln(S_b/S_b^0) = -2L_b \cdot K/S_b^0$  (Eq. 43) a été utilisée. Pour ce faire, un code développé au laboratoire via la bibliothèque Matlab® permet de résoudre cette équation et de comparer les solutions obtenues avec les résultats expérimentaux. Dans un premier temps, des valeurs aléatoires sont attribuées à  $S_b^0$  et  $L_b$ . L'équation est ensuite résolue, et les rayons calculés (liés à l'étirement  $K$ ) sont comparés avec ceux obtenus expérimentalement. Si ces derniers sont différents, alors de nouvelles valeurs sont attribuées à  $S_b^0$  et  $L_b$  et l'équation est à nouveau résolue de manière à obtenir une meilleure correspondance. Ce processus est donc une boucle qui vise à minimiser la différence entre les rayons calculés et les rayons obtenus expérimentalement. Une fois la meilleure correspondance établie, l'extrapolation peut s'effectuer afin d'obtenir la vitesse de propagation à étirement nul  $S_b^0$  comme indiqué sur la Figure 55. Enfin, de manière à calculer la vitesse de flamme laminaire depuis  $S_b^0$  ( $S_u^0 = S_b^0/\sigma$ ), les densités des gaz frais  $\rho_u$  et des gaz brûlés  $\rho_b$  sont calculés via le

code de calcul « Equilibrium » du logiciel COSILAB [100] pour obtenir le coefficient d'expansion ( $\sigma = \rho_u / \rho_b$ ).



**Figure 55 : Extraction de la vitesse de flamme à étirement nul  $S_b^0$  par l'utilisation de l'équation non linéaire pour une flamme  $H_2/Air$  ( $\phi = 3,6 - T_{ini} = T_{amb} - P_{ini} = 100kPa$ ). O : Vitesses obtenues à l'aide rayons expérimentaux, — Vitesses obtenues à l'aide des rayons calculés**

Cependant, malgré le choix de l'équation Eq. 43 pour extraire la vitesse de propagation de flamme à étirement nul, une analyse a été effectuée pour connaître l'impact de la méthode d'extrapolation choisie. En effet plusieurs équations permettent d'extrapoler  $S_b^0$  (section 3.5 du chapitre 1). Les résultats tirés de chacune d'entre elles ont été comparés pour des mélanges hydrogène-air à 413K et 100kPa et sont présentés en Figure 56. On voit ainsi que les différences induites sur  $S_b^0$  par l'utilisation de différentes méthodes d'extrapolation sont minimales. En effet l'écart maximal observé par rapport à la méthode utilisée durant les travaux de cette thèse est de 1,86%.



**Figure 56 : Vitesses de propagation à étirement nul obtenues pour une flamme  $H_2/Air$  ( $\phi = 3,6 - T_{ini} = T_{amb} - P_{ini} = 100kPa$ ) via différentes méthodes d'extrapolation : O Eq.41, — Eq.40, - - Eq. 43, ··· Eq. 42, - · - · Eq.44**

### 1.1.7 Incertitudes sur la détermination de vitesse de flamme laminaire et la longueur de Markstein

A partir des mesures effectuées en bombe sphérique, plusieurs paramètres peuvent être sources d'incertitudes sur les vitesses de flamme laminaire obtenues [46] [47] [63] [101]. Ainsi durant les travaux de cette thèse, les conditions expérimentales, l'inflammation, les effets de compression et l'apparition des instabilités, ainsi que les pertes radiatives durant la propagation des flammes et l'impact de la méthode d'extrapolation ont été pris en compte pour déterminer les incertitudes liées aux mesures effectuées.

- Les conditions expérimentales

Pour chaque expérience, les conditions initiales du mélange réactif sont bien définies ( $\Delta P_{ini} = \pm 0,5 \text{ kPa}$ ,  $\Delta T_{ini} = \pm 1,2 \text{ K}$ ,  $\Delta \phi = \pm 0,016$ ). Les énergies d'inflammation sont également connues et les électrodes sont positionnées de manière à limiter les interactions avec la flamme durant sa propagation (voir section 1.1.4). Enfin chaque mélange réactif a été étudié deux fois afin de s'assurer du résultat obtenu pour la vitesse de flamme laminaire.

Afin de déterminer l'influence des conditions initiales, un test de répétabilité a été effectué. Cette étude a concerné un mélange hydrogène-air ( $\phi = 1,47 - P_{ini} = 100 \text{ kPa}$ ) à température ambiante. Le choix de la température ambiante a été motivé par le fait que la bombe sphérique n'est dans ce cas pas régulée en température. Il s'agit donc du cas où les variations de température sont les plus élevées ( $\pm 1,2 \text{ K}$ ). Les vitesses de flamme laminaire ainsi que les longueurs de Markstein obtenues pour 10 expériences effectuées dans ces conditions sont représentées en Figure 57. Les barres d'erreur représentées correspondent à l'incertitude liée à la résolution de l'équation Eq.43. La moyenne et l'écart-type des vitesses obtenues sont respectivement de  $275,29 \text{ cm/s}$  et  $1,27 \text{ cm/s}$ . Ainsi l'incertitude relative sur la vitesse de flamme laminaire liée à la température initiale du mélange réactif est de  $\pm 0,46\%$ . De même, la moyenne et l'écart-type des longueurs de Markstein obtenues sont respectivement de  $0,109 \text{ mm}$  et  $0,008 \text{ mm}$ , résultant sur une incertitude de  $\pm 7,45\%$ .

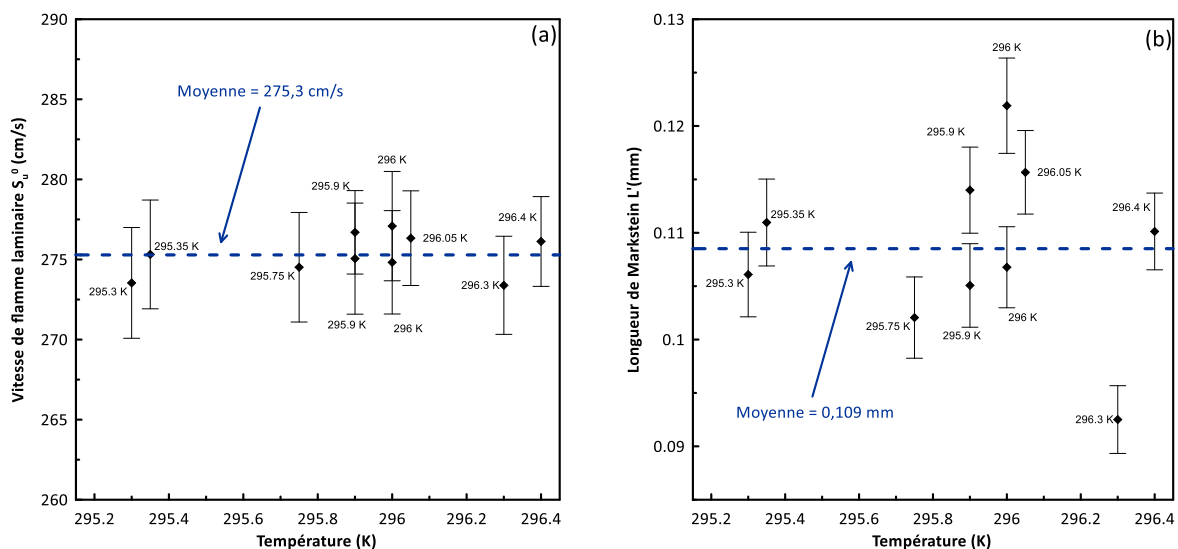
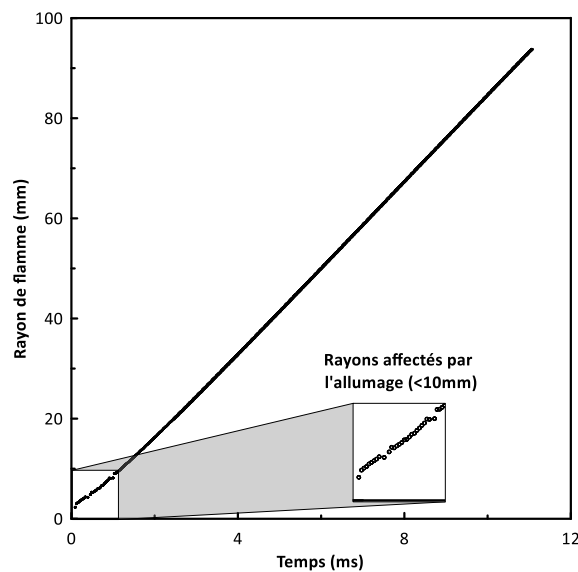


Figure 57 : Etude de l'impact de la température initiale sur (a) la vitesse de flamme laminaire  $S_u^0$  et (b) la longueur de Markstein  $L'$  pour une flamme laminaire  $H_2/Air$  ( $\phi = 1,47 - T_{ini} = T_{amb} - P_{ini} = 100 \text{ kPa}$ )

- L'inflammation, les effets de compression et l'apparition des instabilités

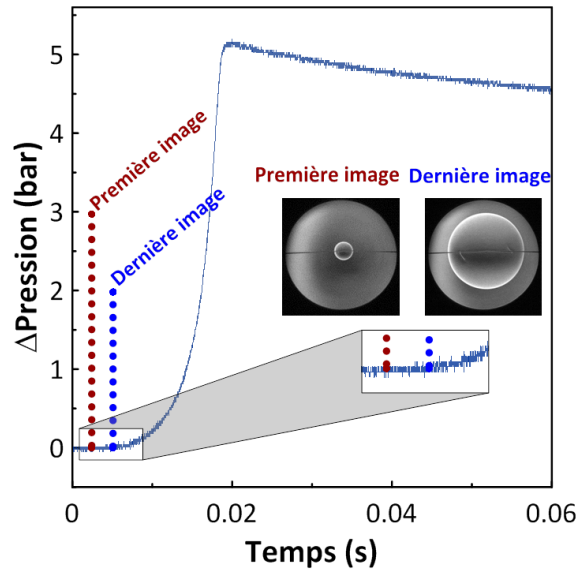
L'influence de ces trois paramètres peut être supprimée par le choix des rayons de flamme considérés pour l'extraction de la vitesse de propagation de flamme à étirement nul.

L'étincelle produite entre les électrodes pour entraîner l'inflammation du mélange réactif induit une accélération de la flamme dans ses premiers instants de propagation. Cette influence disparaît ensuite et la vitesse de propagation de flamme devient linéaire. Ainsi les faibles rayons observés expérimentalement doivent être exclus dans l'analyse de la vitesse de flamme laminaire [43] [44] [50]. Par conséquent les rayons inférieurs à 10mm n'ont jamais été considérés dans les études effectuées dans les deux bombes sphériques. L'influence de l'allumage sur ces faibles rayons est présentée en Figure 58.



**Figure 58 : Evolution du rayon de flamme en fonction du temps pour une flamme H<sub>2</sub>/Air ( $\phi = 3,6 - T_{ini} = T_{amb} - P_{ini} = 100\text{kPa}$ )**

Lorsque le volume de gaz brûlés devient important une compression s'effectue dans les gaz frais. L'équation Eq. 37 n'est alors plus utilisable ( $S_u = S_b / \sigma$ ) puisqu'elle n'est valable qu'en condition isobarique. De manière à s'affranchir des effets de compression (qui diminuent la vitesse de propagation de flamme), il est nécessaire d'exclure les rayons de flamme au-delà desquels la pression initiale a évolué [44] [102]. Ainsi pour les études menées dans la bombe sphérique de 93L le rayon maximal considéré est de 70 mm tandis que pour les études menées dans la bombe sphérique de 56L ce dernier est de 46mm. Un exemple de vérification des conditions isobariques pour les rayons de flamme pris en compte dans la détermination de vitesse de flamme laminaire est donné en Figure 59.



**Figure 59 : Vérification des conditions isobariques durant l’observation d’une flamme H<sub>2</sub>/Air ( $\phi= 3,6$  – T<sub>ini</sub>= 296K – P<sub>ini</sub>= 100kPa)**

La limite maximale définie pour les rayons de flamme à considérer a cependant parfois dû être ajustée en fonction des flammes étudiées. En effet lors de la propagation d’une flamme, des instabilités thermo-diffusives peuvent apparaître sous forme de cellules qui modifient la structure et la surface de la flamme, rendant ainsi l’extraction de la vitesse de flamme laminaire impossible [103] [104]. Par conséquent les rayons pour lesquels des cellules apparaissent à la surface des flammes n’ont également pas été pris en compte.

Bien que la détermination du domaine de rayons de flamme à étudier permette de supprimer les incertitudes liées à l’inflammation, aux effets de compression et à l’apparition des instabilités, une incertitude est présente sur la détection du front de flamme qui induit successivement une incertitude sur les rayons de flammes, les vitesses de propagation et les longueurs de Markstein calculés. La détection du front de flamme se faisant à l’aide d’un code de traitement d’image utilisant la bibliothèque Matlab®, l’erreur absolue sur la position du front de flamme est de  $\pm 1$  pixel se traduisant par des incertitudes relatives maximales sur la vitesse de flamme laminaire et la longueur de Markstein respectivement de  $\pm 0,95\%$  et  $\pm 1,60\%$ .

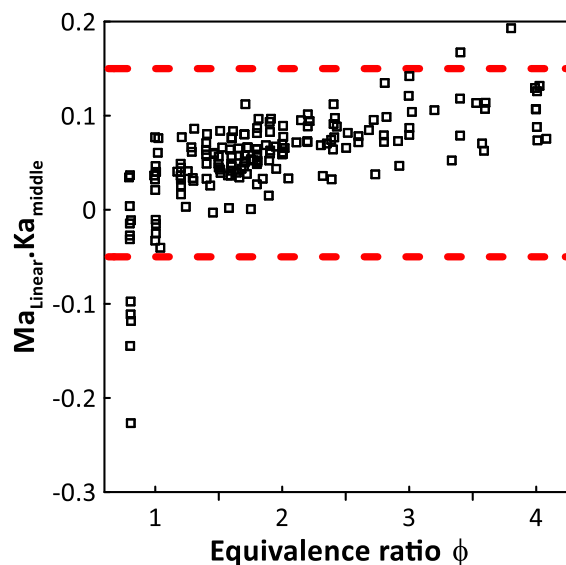
- L’extrapolation de la vitesse de flamme laminaire

Les travaux de Wu et al. [47] ont concerné les incertitudes liées à l’extrapolation des vitesses de flamme à étirement nul par la méthode de la bombe sphérique. Pour ce faire, ils ont comparé des résultats numériques obtenus par DNS (Direct Numerical Simulations) avec des résultats expérimentaux obtenus en bombe sphérique pour des mélanges hydrogène-air et n-heptane-air à température ambiante et pression atmosphérique. Ils ont ainsi mis en exergue une méthode d’analyse permettant d’évaluer l’impact de l’extrapolation sur la vitesse de propagation à étirement nul calculée. Cette méthode consiste à calculer le produit des nombres de Markstein et de Karlovitz, le premier étant obtenu à l’aide de l’équation Eq. 40 ( $Ma_{linear}$ ) et le second étant calculé pour le rayon central du domaine de rayons utilisés pour l’extrapolation ( $Ka_{middle}$ ). Les conclusions de leur étude ont montré que pour des produits  $Ma_{linear} \cdot Ka_{middle}$  compris entre -0,05 et 0,15 les vitesses de propagation obtenues expérimentalement correspondent aux résultats obtenus en DNS, démontrant ainsi une faible incertitude liée à l’extrapolation. En revanche une surestimation et une sous-estimation de  $S_b^0$



sont effectuées lorsque le produit  $Ma_{\text{linear}} \cdot Ka_{\text{middle}}$  est respectivement inférieur à -0,05 et supérieur à 0,15.

De manière à vérifier que l'extrapolation n'ait pas d'impact majeur sur les vitesses de flamme laminaire obtenues, une analyse du produit  $Ma_{\text{linear}} \cdot Ka_{\text{middle}}$  a été effectuée pour toutes les expériences réalisées. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 60. Seules quelques expériences (7) pour des mélanges pauvres ou très riches ont conduit à avoir un  $Ma_{\text{linear}} \cdot Ka_{\text{middle}}$  en dehors du domaine recommandé par Wu et al. ( $-0,05 \leq Ma_{\text{linear}} \cdot Ka_{\text{middle}} \leq 0,15$ ). Ceci est notamment dû au fait que le nombre de Lewis est différent de 1 pour ces mélanges [47]. On peut donc en déduire que l'impact de l'extrapolation n'est pas significatif et qu'il n'induit pas d'incertitude supplémentaire sur les vitesses de flamme laminaire obtenues durant les travaux de cette thèse.

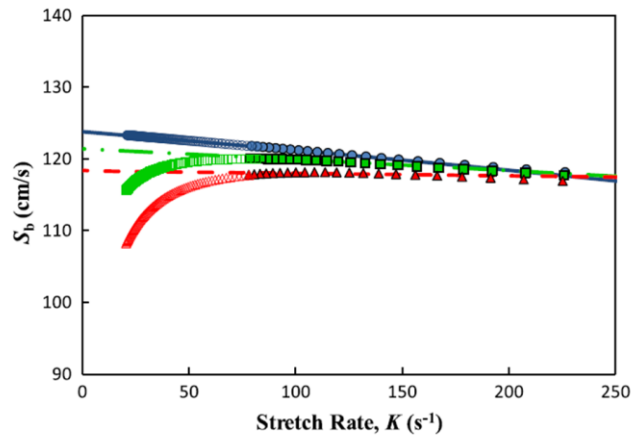


**Figure 60 : Etude de l'impact de l'extrapolation de  $S_b^0$  par l'analyse du produit  $Ma_{\text{linear}} \cdot Ka_{\text{middle}}$  pour toutes les expériences effectuées en bombe sphérique ( $T_{\text{ini}} = 296\text{K} - 363\text{K} - 413\text{K}$  –  $P_{\text{ini}} = 100\text{kPa}$  –  $N_2/O_2 = 3,76 - 5,67 - 9$ )**

- Les pertes radiatives

Durant sa propagation, une flamme subit des pertes thermiques via les radiations des gaz brûlés. Ainsi la température de flamme est abaissée ce qui induit in fine une diminution de la vitesse de flamme laminaire [101] [105] [106]. Les travaux de Jayachandran et al. [101] ont notamment mis en exergue l'impact des radiations sur la vitesse de propagation de flamme. Pour ce faire leur étude a consisté en la comparaison de calculs (DNS) de  $S_b$  en fonction du taux d'étirement  $K$  pour une flamme méthane-air à 298K et pression atmosphérique. Ces calculs ont été menés de manière à considérer trois cas : une flamme sans perte radiative, une flamme avec pertes radiatives et une flamme avec pertes radiatives mais réabsorbant 50% des émissions radiatives des gaz brûlés. En effet à haute pression les flammes peuvent réabsorber une partie importante de ces radiations [107] [108]. Le mécanisme cinétique pris en compte pour ces calculs était l'« USC Mech II » et l'équation d'extrapolation utilisée est celle décrite par l'équation Eq.41. Les résultats de ces différents calculs sont présentés en Figure 61. Ces derniers indiquent que la présence de pertes radiatives entraîne une diminution de  $S_b$  sur tout le domaine d'étirement et que cette diminution est de plus en plus importante lorsque l'étirement diminue (rayons de flamme de plus en plus grands). En effet on voit nettement sur la Figure 61 que lorsque les pertes radiatives sont prises en compte, une courbure est

présente pour les  $S_b$  correspondant à de faibles  $K$  et que cette courbure est plus importante lorsqu'il n'y a pas de réabsorption par la flamme. Également pour les faibles taux d'étirement on peut noter une surestimation lorsque les pertes radiatives ne sont pas prises en compte.

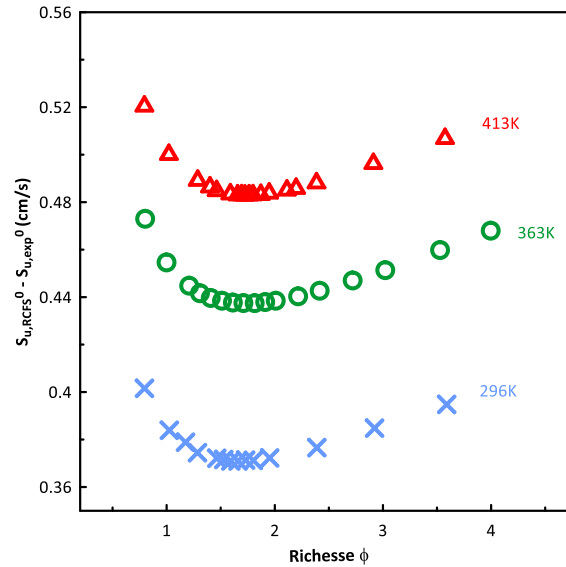


**Figure 61 : Evolution de la vitesse de propagation de flamme  $S_b$  d'une flamme méthane-air ( $\phi=1$  -  $T_{ini}= 298K$  -  $P_{ini}= 1013hPa$ ) en fonction du taux d'étirement  $K$  calculé par DNS [101] pour trois conditions différentes : • adiabatique, ■ pertes radiatives dont 50% réabsorbées, ▲ pertes radiatives sans réabsorption**

Bien que durant cette thèse aucun abaissement de la vitesse de propagation  $S_b$  n'a pu être observé pour les faibles étirements  $K$ , les pertes radiatives ont été considérées dans l'estimation des incertitudes relatives sur la vitesse de flamme laminaire. Pour cela l'expression proposée par Yu et al. [106] a été utilisée afin d'évaluer l'écart entre les vitesses de flamme laminaire mesurées en bombe sphérique et les vitesses de flamme laminaire prenant en compte les pertes radiatives (dite Radiation-Corrected Flame Speed (RCFS)) :

$$S_{u,RCFS}^0 = S_{u,exp}^0 + 0.82 S_{u,RCFS}^0 \left( \frac{S_{u,RCFS}^0}{S_0} \right)^{-1.14} \left( \frac{T_u}{T_0} \right) \left( \frac{P}{P_0} \right)^{-0.3} \quad \text{Eq. 59}$$

Les écarts entre ces deux vitesses pour les mélanges  $H_2$ /Air étudiés à 296 K et 100 kPa sont représentés en Figure 62. Ainsi, pour l'ensemble des études conduites durant cette thèse, ces écarts varient de 0,37 à 0,67cm/s représentant une incertitude relative maximale de 0,8% sur la vitesse de flamme laminaire mesurée.



**Figure 62 : Comparaison entre les vitesses de flamme laminaire prenant en compte les pertes radiatives (RCFS) [106] et les vitesses de flamme laminaire mesurées expérimentalement pour des mélanges H<sub>2</sub>/Air (T<sub>ini</sub>=296 K – P<sub>ini</sub>=100kPa)**

En conclusion de ces études menées sur les incertitudes, les incertitudes relatives globales sur la vitesse de flamme laminaire et sur la longueur de Markstein peuvent être calculées par la méthode de propagation des erreurs indépendantes [109]:

$$\frac{\Delta S_u^0}{S_u^0} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S_u^0}{S_u^0}\right)_{T_{initiale}}^2 + \left(\frac{\Delta S_u^0}{S_u^0}\right)_{d\acute{e}tection\ rayon}^2 + \left(\frac{\Delta S_u^0}{S_u^0}\right)_{radiations}^2} \quad \text{Eq. 60}$$

$$\frac{\Delta L'}{L'} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L'}{L'}\right)_{T_{initiale}}^2 + \left(\frac{\Delta L'}{L'}\right)_{d\acute{e}tection\ rayon}^2} \quad \text{Eq. 61}$$

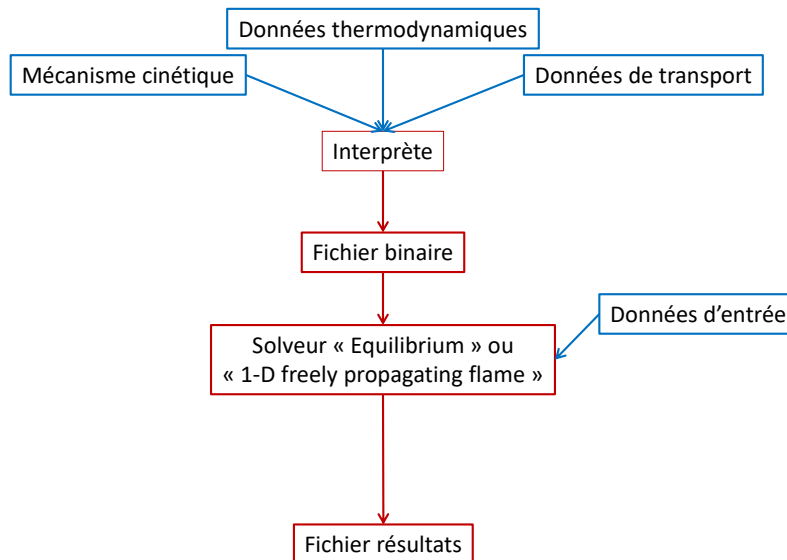
Ainsi les incertitudes relatives globales maximales sur  $S_u^0$  et sur  $L'$  sont estimées à approximativement  $\pm 1,32\%$  et  $\pm 7,62\%$ .

## 1.2 Modélisation

Le logiciel COSILAB [100] a été utilisé au cours de cette thèse pour effectuer les travaux de modélisation. Il permet la représentation de systèmes physico-chimiques et de leurs solutions à l'aide d'une multitude de codes de calcul. Ainsi deux codes en particulier ont été utilisés au cours de cette thèse. Le premier, nommé « Equilibrium », a permis entre autre d'obtenir les paramètres thermodynamiques d'équilibre ( $P_{A_{iCC}}$ ,  $T_b$ ) des flammes d'intérêt tandis que le second, « One dimensional freely propagating flame », a permis de modéliser les vitesses de flamme laminaire. Ainsi dans cette section sont présentés le mode de fonctionnement de ces codes de calculs ainsi que les paramètres fondamentaux de combustion découlant des simulations effectuées.

### 1.2.1 Mode de fonctionnement des codes de calculs utilisés

Le mode de fonctionnement des codes « Equilibrium » et « One dimensional freely propagating flame » du logiciel COSILAB repose sur une architecture commune qui est schématisée en Figure 63.



**Figure 63 : Architecture du fonctionnement des codes de calcul « Equilibrium » et « One dimensional freely propagating flame » de COSILAB. En bleu apparaissent les paramètres définis par l'utilisateur et en rouge apparaissent les systèmes contrôlés ou fichiers générés par le programme**

Dans un premier temps, le logiciel analyse trois fichiers d'entrée renseignés par l'utilisateur afin de vérifier qu'ils soient complets et écrits sous la bonne syntaxe. Ces trois fichiers regroupent :

- Le fichier « Mécanisme cinétique » où sont renseignés tous les éléments et toutes les espèces impliquées dans les réactions élémentaires qui sont elles aussi déclarées. Pour chaque réaction élémentaire, le fichier comporte également les paramètres cinétiques ( $A$ ,  $\beta$ ,  $E_a$ ) qui lui sont associées sous la forme d'Arrhénius ( $k=A \cdot T^\beta \cdot \exp(-E_a/RT)$  avec  $A$  le facteur pré-exponentiel,  $\beta$  le terme de dépendance en température et  $E_a$  l'énergie d'activation)
- Le fichier « Données thermodynamiques » où sont répertoriés les polynômes permettant d'obtenir la chaleur spécifique, l'enthalpie et l'entropie de chaque espèce déclarée dans le fichier « Mécanisme cinétique » et ce pour deux domaines de température définis
- Le fichier « Données de transport » qui comporte les paramètres moléculaires des espèces déclarées tels leur géométrie (simple atome, molécule linéaire ou molécule non linéaire), le potentiel de Lennard-Jones ou encore le moment dipolaire

Une fois cette étape de vérification effectuée, l'interpréteur de COSILAB compile ces trois fichiers en un fichier binaire utilisable par les différents solveurs du logiciel. En plus de ce fichier binaire, les solveurs utilisent des « Données d'entrée » spécifiées par l'utilisateur afin de résoudre un système d'équations différentielles représentant l'évolution du système réactif. Les « Données d'entrée »

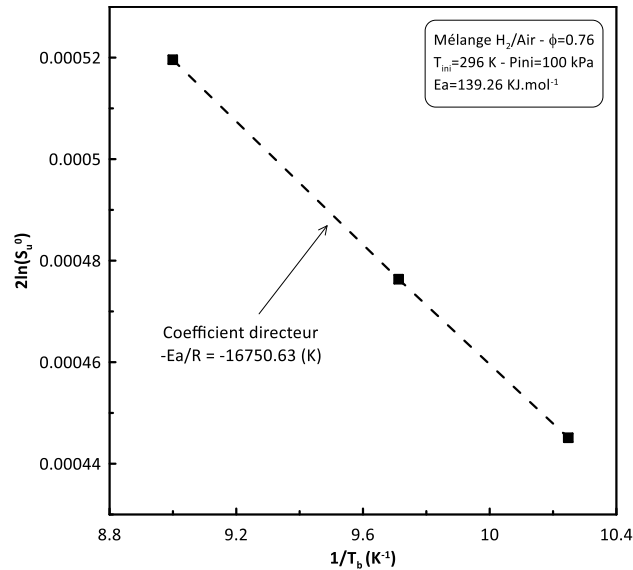
regroupent la composition du mélange réactif, les conditions thermodynamiques initiales (T, P) ainsi que le type de réacteur à considérer (calcul à Volume constant ou à Pression constante par exemple). Après résolution des équations, un « Fichier résultat » répertoriant les solutions obtenues est généré. Dans le cadre des calculs effectués à l'aide du code « One dimensional freely propagating flame », les paramètres « GRAD » et « CURV » du logiciel COSILAB qui permettent d'ajuster la taille des mailles dans les zones où les variables calculées varient de manière importante ont été fixés à  $5 \cdot 10^{-5}$ . De plus, un large domaine spatial a été défini (-10 à +10 cm) afin d'assurer une convergence vers les solutions finales.

### 1.2.2 Calcul des paramètres fondamentaux de combustion

A l'aide de la modélisation des vitesses de flamme laminaire, il est possible de déterminer un ensemble de paramètres fondamentaux de combustion : épaisseur de front de flamme ( $\delta$ ), énergie d'activation ( $E_a$ ), nombre de Zel'dovich ( $\beta$ ), nombre de Lewis effectif ( $Le_{eff}$ ). Ces derniers interviennent notamment dans les différentes définitions du critère d'accélération de flamme exposé au Chapitre 1.

Comme décrit dans la section 3.3 du Chapitre 1, il est possible de calculer l'épaisseur du front de flamme suivant deux méthodes. La première se base sur la théorie thermique de Mallard et Le Châtelier. Le calcul de l'épaisseur du front de flamme s'effectue par la connaissance des propriétés thermiques du mélange réactionnel ( $\delta = \lambda / (\rho_u \cdot C_p \cdot S_u^0)$ ). Ces dernières ( $\lambda$ ,  $C_p$ ) peuvent être déduites de calculs à l'équilibre thermodynamique effectués à partir du code « Equilibrium » de COSILAB. La seconde méthode se base sur le profil de température du front de flamme ( $\delta = T_b - T_u / (dT/dx_{max})$ ) qui est obtenu lors de la simulation de vitesse de flamme laminaire à l'aide du code « One dimensional freely propagating flame ».

L'énergie d'activation d'un mélange réactif peut être obtenue par l'équation Eq. 24 ( $2 \ln(S_u^0) = \ln(C_{ste}) - E_a \cdot 1 / (R \cdot T_b)$ ). Dans cette équation on peut noter qu' $E_a$  représente la sensibilité de la vitesse de flamme laminaire envers la température de flamme. Ainsi pour calculer l'énergie d'activation d'un mélange il est nécessaire d'obtenir une variation de  $T_b$  pour entraîner une variation linéaire de  $S_u^0$ . Cette variation de température de flamme pour une richesse donnée peut être obtenue soit par variation de la température initiale [110] soit par changement de la fraction molaire en diluant (tel l'azote par exemple) [56]. Durant les travaux de cette thèse, la variation de %mol.N<sub>2</sub> a été utilisée mais une étude comparative a été menée avec la variation de  $T_{ini}$  pour des mélanges H<sub>2</sub>/Air à 296K. Un exemple d'extraction de l'énergie d'activation par variation de la vitesse de flamme laminaire obtenue par variation de la quantité de diluant (N<sub>2</sub>) est donné en Figure 64. De cette extraction découle également le calcul du nombre de Zel'dovich qui représente l'énergie d'activation normalisée par la température  $\beta = E_a \cdot (T_b - T_u) / (R \cdot T_b^2)$  (Eq.25). Notons que cette extraction peut provenir de vitesses de flamme laminaire obtenues numériquement ou expérimentalement [111]. Ainsi au cours de cette thèse une comparaison a été effectuée entre les énergies d'activation obtenues à partir des travaux de modélisation et celles obtenues à partir des travaux expérimentaux.



**Figure 64 : Exemple d'obtention de l'énergie d'activation pour un mélange H<sub>2</sub>/Air ( $\phi=0.76$  –  $T_{ini}=296K$  –  $P_{ini}=100$  kPa) par l'équation Eq.24**

Enfin pour déterminer le nombre de Lewis des mélanges étudiés au cours de cette thèse, la définition proposée par Addabbo et al. [112] a été retenue. Cette dernière tient compte à la fois du nombre de Lewis de l'espèce déficitaire et de celui de l'espèce excédentaire pour calculer le nombre de Lewis dit « effectif » du mélange lui-même. L'expression de ce dernier est donnée par l'équation Eq. 62 :

$$Le_{eff}=1+\frac{(Le_E-1)+[(Le_D-1)\times A]}{1+A} \quad \text{Eq. 62}$$

Avec  $Le_E$  et  $Le_D$  les nombres de Lewis respectivement de l'espèce en excès et de l'espèce en déficit, et  $A$  un coefficient dépendant de la richesse du mélange considéré comme suit :

$$A = 1 + \beta(\Phi-1) \quad \text{Eq. 63}$$

$$\Phi = \phi ; \phi \geq 1 \quad \text{Eq. 64}$$

$$\Phi = 1/\phi ; \phi < 1 \quad \text{Eq. 65}$$

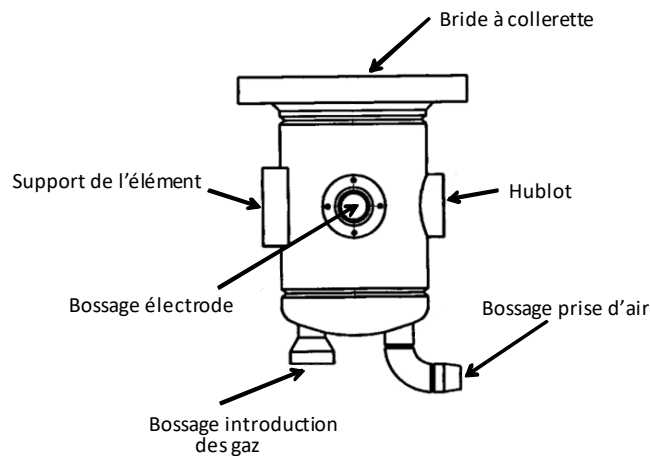
## 2. Etudes des flammes accélérées

### 2.1 ENACCEF 1

#### 2.1.1 Description de l'enceinte

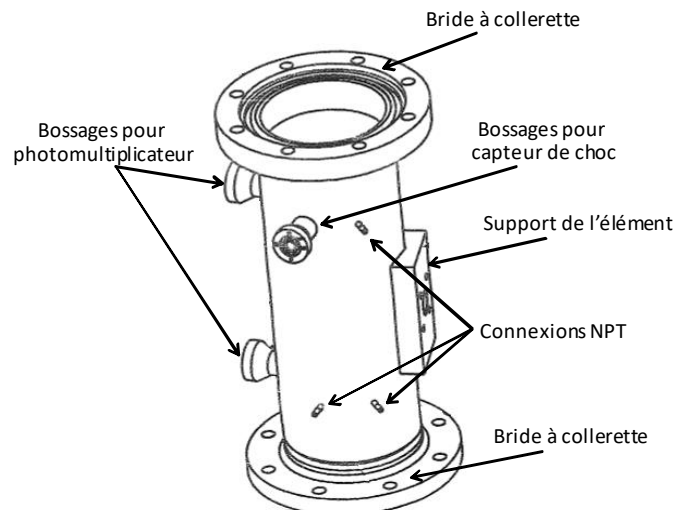
Des études de propagation de flamme en milieu confiné et obstrué à température ambiante ont été effectuées au sein de l'ENceinte d'ACCELération de Flamme (ENACCEF 1). Elles ont permis d'étudier l'impact du nombre d'obstacles sur l'accélération de flammes hydrogène-air.

ENACCEF 1 représente à échelle réduite la configuration d'une partie d'une enceinte de confinement d'un bâtiment de réacteur à eau pressurisée. L'enceinte est verticale et est divisée en deux parties. La première représente la casemate d'un générateur de vapeur et est constituée d'un tube de 3,20 m de hauteur et de diamètre interne de 154 mm. La seconde partie constitue un dôme de 1,682 m de hauteur et de 737,6 mm de diamètre interne et représente le sommet de l'enceinte de confinement. Le tout représente un volume total de 778 L. Le tube d'accélération est constitué de six éléments tubulaires interchangeables sur lesquels sont répartis plusieurs bossages. Ces éléments tubulaires sont maintenus par un système de contrepoids, rattaché à chaque élément par un bras mécanique. Ils sont de trois types différents. Le premier élément se trouvant à la base du tube d'accélération est représenté en Figure 65. D'une hauteur de 200mm il accueille deux électrodes en tungstène reliées à une source haute tension permettant de créer un arc électrique afin de provoquer l'inflammation du mélange gazeux. Il peut également comprendre un hublot pour effectuer l'inflammation par claquage laser. A son sommet se situe une bride femelle à collerette permettant la connexion avec l'élément tubulaire suivant.



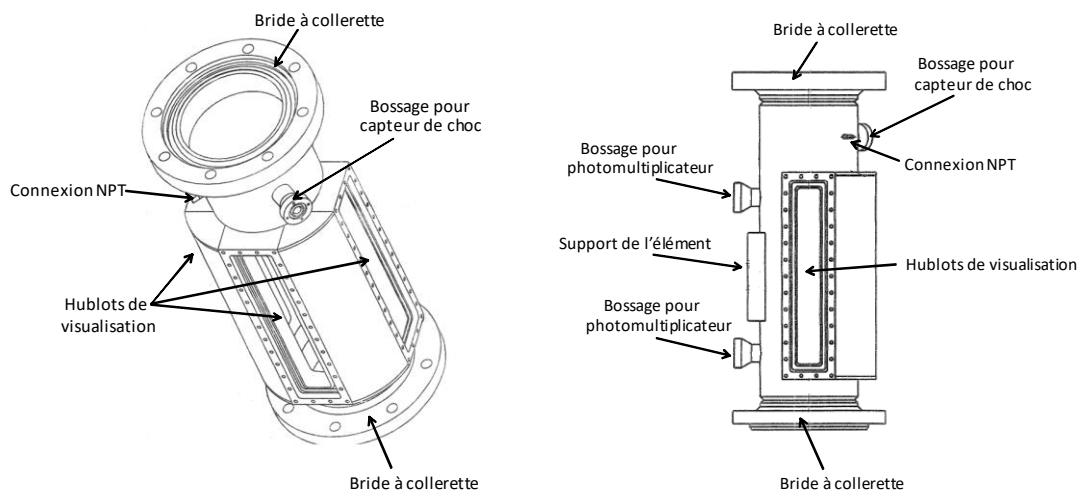
**Figure 65 : Schéma représentatif du premier élément d'ENACCEF 1**

A la suite de cet élément de type 1 se présentent trois éléments identiques d'une hauteur de 508mm. Ils contiennent trois bossages similaires ainsi que trois connexions NPT. Le schéma représentatif de ces éléments est présenté en Figure 66. Leur interconnexion s'effectue également à l'aide de brides à collerette mâles et femelles.



**Figure 66 : Schéma des 3 éléments tubulaires identiques d'ENACCEF 1**

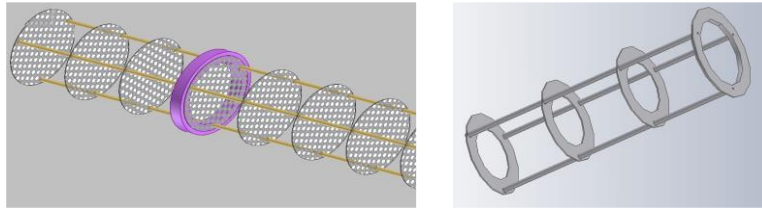
Ensuite se trouve un élément tubulaire de 608 mm de hauteur comprenant une section de visualisation constituée de trois fenêtres en quartz qui permettent l'utilisation de techniques optiques de type Schlieren ou PIV (Particle Image Velocimetry). Ces fenêtres présentent un passage optique rectangulaire de 300mm en hauteur par 40mm de largeur. Deux d'entre elles sont opposées à elles-mêmes et la troisième est située de manière perpendiculaire aux autres. Grâce au système de contrepois cet élément dit de type 2 peut être positionné à différents endroits le long du tube d'accélération. Pour les études menées durant cette thèse, il a été positionné à une hauteur de 1,9m par rapport à l'inflammation. Deux schémas le décrivant sont présentés en Figure 67. Sur cet élément on retrouve également trois bossages et une connexion de type NPT.



**Figure 67 : Schémas représentatifs de l'élément comprenant une section de visualisation**

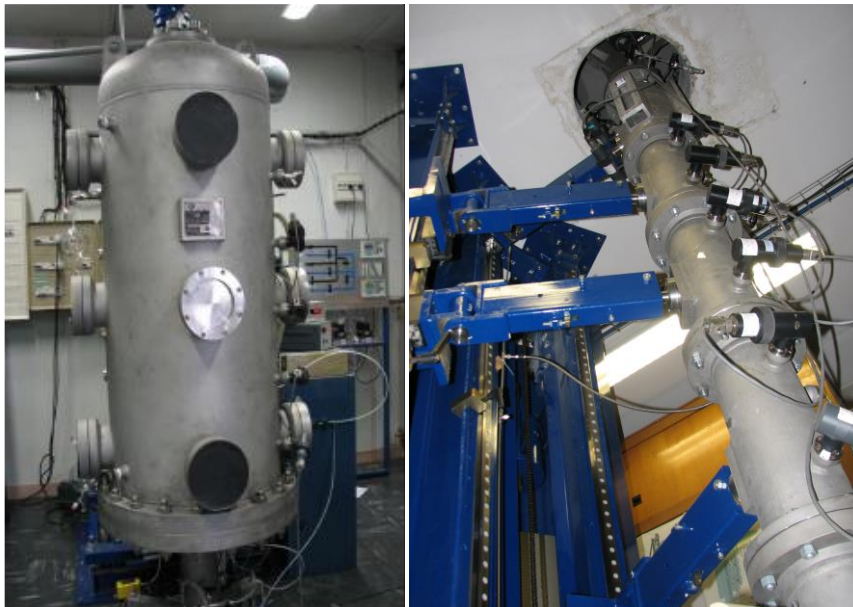
Enfin, la liaison entre le tube d'accélération et le dôme s'effectue par une dernière section tubulaire mesurant 909mm et possédant également trois bossages et une connexion NPT. Contrairement aux autres sections tubulaires présentées précédemment, celle-ci est fixe et ne peut être intervertie avec un autre élément. Les autres éléments étant interchangeables, il est possible de raccourcir la longueur du tube d'accélération et/ou de positionner la section de visualisation au début ou à la fin de ce tube. Il est ainsi possible d'observer la flamme au début ou à la fin de sa propagation. Enfin, de manière à obstruer et confiner le passage de la flamme au sein du tube d'accélération de flamme, des obstacles répétés de type grille ou annulaire peuvent être disposés (Figure 68). Ces obstacles sont caractérisés par leur rapport de blocage (BR) qui définit la surface obstruée par rapport à la surface totale représentée par le diamètre interne du tube d'accélération. Dans le cadre des études présentées dans ce manuscrit, uniquement des obstacles annulaires ont été utilisés. Pour ce type d'obstacle, le rapport de blocage se définit par  $BR=1-d^2/D^2$  avec  $d$  et  $D$  les diamètres intérieurs respectivement de l'obstacle et de l'enceinte. La distance ( $x$ ) séparant chacun des obstacles peut être ajustée de 0,5 à 2 fois le diamètre interne de l'enceinte ( $D$ ).





**Figure 68 : Ensembles d'obstacles répétés de type grille et annulaire pouvant encombrer le tube d'accélération d'ENACCEF 1**

Le dôme est également muni de plusieurs bossages (17 dont 7 au sommet) ainsi que de connexions NPT (5). L'inflammation peut être effectuée au sommet de l'enceinte par mise en place d'électrodes sur l'un des bossages du sommet. Trois séries de trois piquages sont répartis sur la hauteur du dôme. Chacun de ses piquages a un diamètre de 168.3mm et servent de support pour des hublots de visualisation en quartz. Pour chaque série, deux piquages sont diamétralement opposés et le dernier est à 90° du plan des deux autres. En Figure 69 sont présentées deux photographies du dôme et d'une partie du tube d'accélération d'ENACCEF 1.



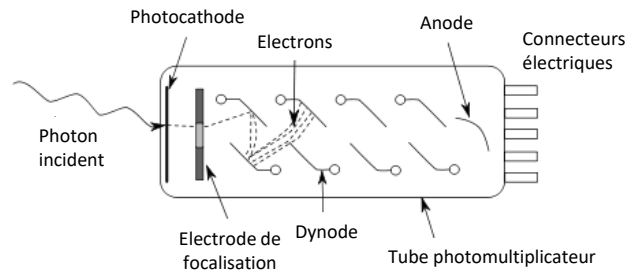
**Figure 69 : Photographies du dôme et du tube d'accélération d'ENACCEF 1**

### 2.1.2 Instrumentation de l'enceinte

L'introduction du mélange gazeux à étudier est effectuée à l'aide de débitmètres massiques (5850S, BROOKS) reliés à trois lignes d'injection réparties le long d'ENACCEF 1 de manière à obtenir une homogénéité totale. L'inflammation de ce mélange peut être effectuée à la base ou au sommet de l'enceinte. Les flammes étudiées durant cette thèse n'ont été qu'ascendantes, l'inflammation a donc été produite au niveau du premier élément du tube d'accélération.

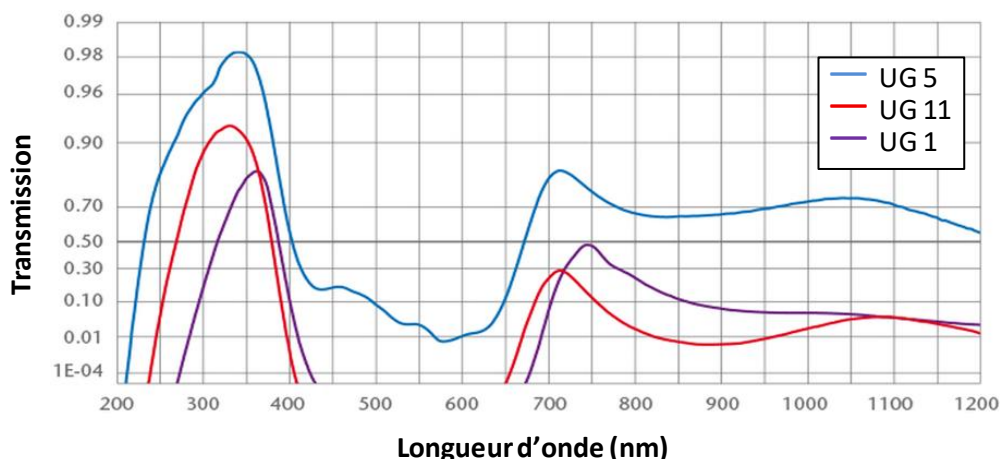
Afin de suivre la propagation de la flamme, ENACCEF 1 est équipée de quinze photomultiplicateurs (Hamamatsu, 1P28) montés sur les bossages répartis le long de l'enceinte. Ces détecteurs permettent de convertir un signal lumineux en signal électrique amplifié. Les photons

sont détectés à l'aide d'une photocathode qui émet en réponse des électrons focalisés sur un électro-multiplicateur (ensemble de dynodes). Ainsi un ensemble d'électrons secondaires sont générés et vont être récupérés sur une anode qui va générer le courant électrique en sortie du photomultiplicateur. Le principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur est présenté en Figure 70.



**Figure 70 : Schéma du principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur**

Onze photomultiplicateurs se situent sur le tube d'accélération et quatre autres se trouvent sur le dôme. Chacun d'entre eux est couplé à un filtre optique (Schott, UG11), une lentille convergente ( $f'=50\text{mm}$ ) et une fente rectangulaire horizontale ( $10\text{mm}\times 1\text{mm}$ ). Ce montage optique permet de focaliser sur la partie sensible du photomultiplicateur les radiations émises ( $306\text{nm}$ ) lors de la désexcitation des radicaux  $\text{OH}^*$  se trouvant principalement dans le front de flamme. Le passage optique des bossages étant de  $6\text{mm}$ , seules les radiations provenant d'un pinceau de la même épaisseur sont détectées. La courbe de transmission des filtres UG11 est présentée en Figure 71. On constate effectivement que le maximum de leur transmission se situe entre  $300$  et  $350\text{nm}$ . On peut observer également qu'une partie des longueurs d'onde supérieures à  $650\text{nm}$  sont transmises. Par conséquent les radiations infrarouges émises par les gaz brûlés à haute température peuvent également être observées par les photomultiplicateurs. Durant les expériences, ces derniers sont alimentés par une haute tension d'environ  $1000\text{V}$ . A cette tension leur gain est de  $1.10^7$ , ce qui permet d'obtenir des signaux ayant une amplitude suffisante pour analyser la propagation de la flamme.



**Figure 71 : Transmission des filtres UV appartenant à la famille UG en fonction de la longueur d'onde**

Afin de mesurer l'évolution de la pression dans l'enceinte pendant et après la combustion, un capteur de pression (Kistler 601A) peut être monté à fleur de la paroi interne en fin du tube

d'accélération ou au sommet du dôme. Ce capteur est de type piézo-électrique. Il est muni d'un quartz recouvert d'une membrane (acier inoxydable) qui permet de transformer la pression qui lui est appliqué en charge électrique. Cette charge électrique est ensuite convertie en tension à l'aide d'un amplificateur de charge de type 5011B auquel est connecté le 601A. Cet amplificateur permet également d'appliquer des filtres aux signaux recueillis mais cette fonction n'a pas été utilisée au cours de cette thèse. Les principales caractéristiques du capteur de pression 601A sont décrites dans le Tableau 1 : Caractéristiques principales du capteur de pression type 601A. Comme dans le cadre des mesures de pression au sein des bombes sphériques, ce capteur est recouvert de graisse et d'une feuille d'aluminium afin de limiter la déviation de la mesure de pression.

Paramètres	Capteur 601A
Pression de mesure	0-250 bar
Sensibilité	-37 pC/bar
Température de fonctionnement	-196 – 200 °C
Fréquence de mesure	150 kHz

**Tableau 1 : Caractéristiques principales du capteur de pression type 601A**

Egalement quatre vannes de prélèvement sont réparties le long de l'enceinte afin d'échantillonner les gaz présents. Ceci permet d'effectuer une analyse des gaz frais et/ou des gaz brûlés, respectivement afin de vérifier la composition initiale avant combustion mais aussi de confirmer ou d'infirmer si la combustion a été complète. Ces analyses ont été effectuées à l'aide d'un chromatographe en phase gazeuse qui sera décrits dans la section 2.3 de ce chapitre 2.

L'inflammation du mélange est effectuée à l'aide de deux électrodes en tungstène situées sur le premier élément constitutif d'ENACCEF 1 (Figure 65). Ces électrodes sont reliées à une source haute tension permettant de produire l'étincelle responsable de l'inflammation. Cette étincelle permet en parallèle le déclenchement des appareils de mesure utilisés tels les oscilloscopes sur lesquels sont reliés les photomultiplicateurs et les capteurs de pression. De la même manière que dans le cadre des bombes sphériques, l'intensité et la tension délivrée lors de la décharge électrique sont mesurées à l'aide d'une sonde AMS Technologies CT-D1.0-B et une sonde Tektronix P6015A. Ainsi sur 100 étincelles produites, la moyenne de l'énergie délivrée durant l'inflammation est de 6,4mJ avec une dispersion de 2,04mJ.

Enfin, deux pompes primaires (221C1THEM, Adixen) sont raccordées au dôme afin de pomper les gaz brûlés en fin de combustion et d'obtenir un vide limite avant remplissage qui soit inférieur à 1067 Pa. Le schéma de l'enceinte avec la position de ces équipements est représenté en Figure 72.

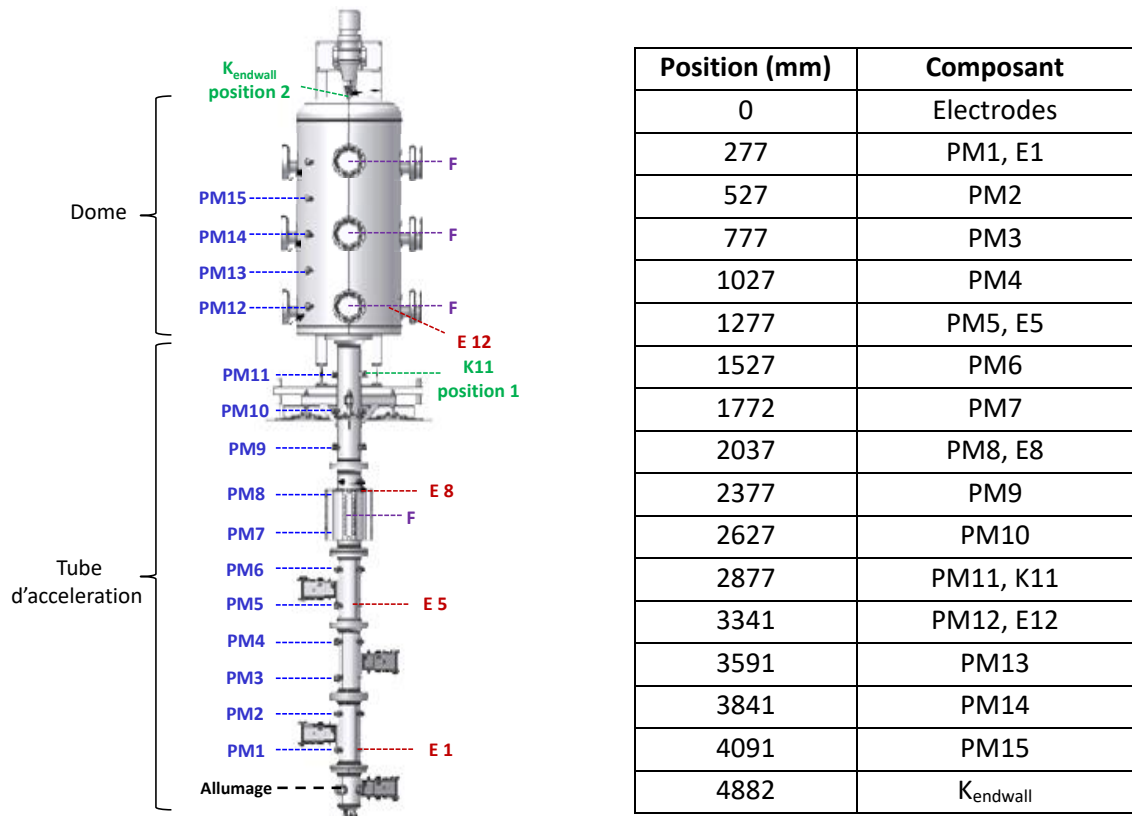
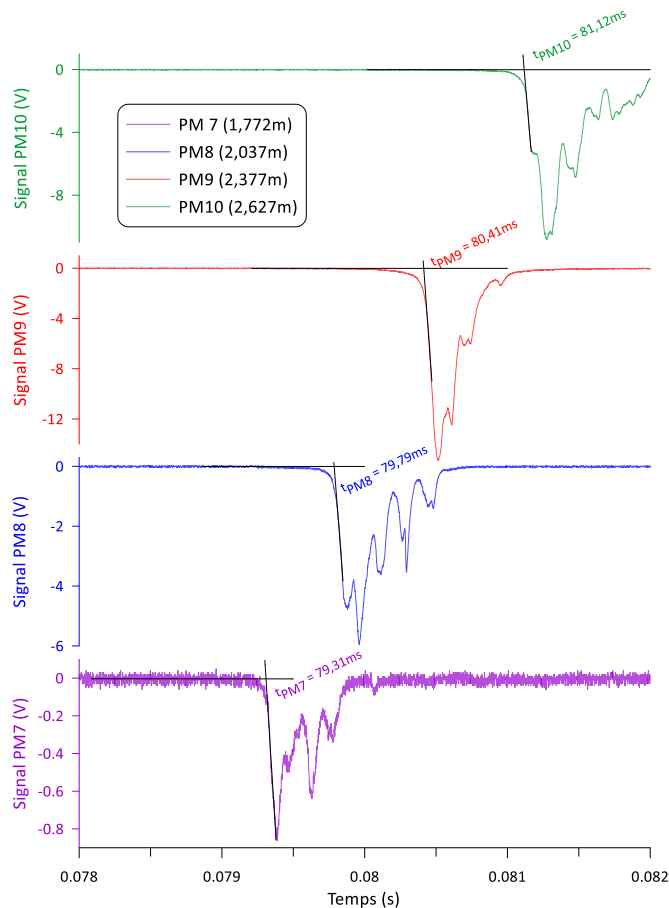


Figure 72 : Représentations de l'enceinte ENACCEF 1 et de la position de ces équipements. **PM** : photomultiplicateurs, **E** : échantillonnages, **F** : sections à fenêtres en quartz, **CP** : capteurs de pression

### 2.1.3 Calcul de la vitesse de propagation de flamme et incertitude

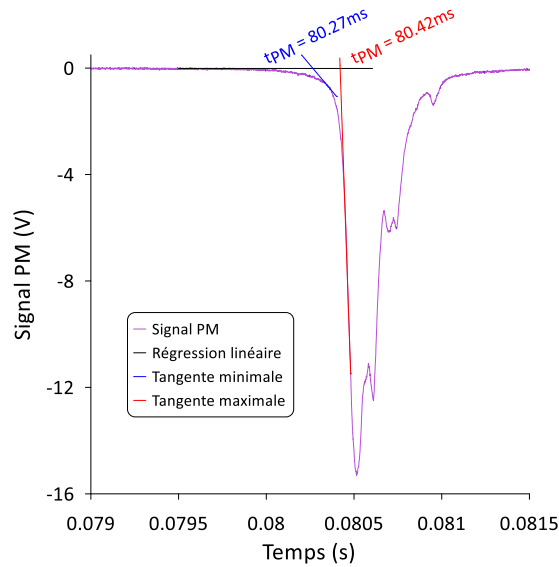
La mesure de la vitesse de propagation de flamme s'effectue par analyse des signaux des 15 photomultiplicateurs. Un exemple de signaux de quatre photomultiplicateurs successifs est présenté en Figure 73, avec également la méthode d'analyse qui permet d'extraire le temps de passage de la flamme. Cette dernière consiste à tracer une régression linéaire du signal plat (0V) et la tangente à la déviation du signal. Leur intersection est défini comme étant le temps pour lequel la flamme se situe à la position du photomultiplicateur considéré. Ainsi pour chaque photomultiplicateur le temps de passage de la flamme peut être déterminé. Enfin connaissant la distance exacte séparant chacun d'entre eux il est possible de calculer la vitesse de propagation de la flamme par la relation suivante :

$$v_{PM_n} = \frac{d_{PM_{n+1}} - d_{PM_{n-1}}}{t_{PM_{n+1}} - t_{PM_{n-1}}} \quad \text{Eq. 66}$$



**Figure 73 : Exemple de signaux de photomultiplicateurs d'ENACCEF 1 pour une flamme 13% $H_2$  + 87%Air ( $T_{ini}=T_{amb}$  –  $P_{ini}=100kPa$ ) avec extraction du temps de passage de la flamme**

Selon l'équation Eq.66, l'incertitude sur le calcul de vitesse de propagation de flamme provient de l'incertitude sur la mesure du temps de passage de la flamme ainsi que de l'incertitude sur la distance parcourue par la flamme. On remarque sur la Figure 73 que la méthode avec laquelle est tracée la tangente sur les signaux de photomultiplicateurs est une source d'erreur sur la mesure du temps de passage de la flamme. Afin d'étudier cette incertitude, les tangentes ont été tracées aux extremums du décrochage des 15 signaux obtenus pour une flamme de 13% $H_2$ +87%Air accélérées par 9 obstacles ( $BR=0,63 - x/D=1$ ) à température ambiante et 100kPa. C'est-à-dire que les pentes minimale et maximale des signaux ont été prises en compte pour déterminer l'incertitude absolue sur le temps de passage comme indiqué en Figure 74.



**Figure 74 : Exemple d'analyse de l'erreur commise sur la mesure du temps de passage d'une flamme (13% $H_2$  + 87% $Air$  –  $T_{ini}=T_{amb}$  –  $P_{ini}=100kPa$ ) sur le signal d'un photomultiplicateur**

De plus, une incertitude est ajoutée provenant de l'oscilloscope utilisé sur lequel sont enregistrés les signaux des photomultiplicateurs. L'incertitude absolue temporelle liée à l'oscilloscope est définie comme suit :

$$\Delta t_{\text{oscilloscope}} = \frac{\text{base de temps}}{\text{nombre de points par division}} \quad \text{Eq. 67}$$

De cette manière et en réutilisant la méthode de propagation des erreurs indépendantes on obtient une incertitude relative maximale sur la mesure du temps de passage de flamme de  $\pm 2,32\%$ .

L'erreur commise sur la distance parcourue par la flamme provient de l'erreur commise sur la détection de la position du front de flamme. Cette dernière a pour origine le montage optique en amont des photomultiplicateurs. En effet, comme décrit précédemment la détection du front de flamme s'effectue sur une épaisseur de 4 mm. Ainsi pour un photomultiplicateur  $PM_n$ , la position minimale à laquelle la flamme peut être détectée correspond à la hauteur du  $PM_n - 2mm$  tandis que la position maximale correspond à la hauteur du  $PM_n + 2mm$ . Par conséquent l'incertitude sur la position du front de flamme est de  $\pm 4mm$ . Ainsi l'incertitude sur la longueur parcourue entre deux photomultiplicateurs est maximale lorsque la distance les séparant est minimale ( $\Delta d/d$ ). La distance minimale entre deux photomultiplicateurs successifs sur ENACCEF 1 étant de 245mm, l'erreur relative commise sur la position de la flamme est de  $\pm 1,63\%$ .

Ainsi, par l'utilisation de la méthode de propagation des erreurs indépendantes, l'incertitude relative liée à la vitesse de propagation de flamme au sein d'ENACCEF 1 est de  $\pm 2,83\%$ .

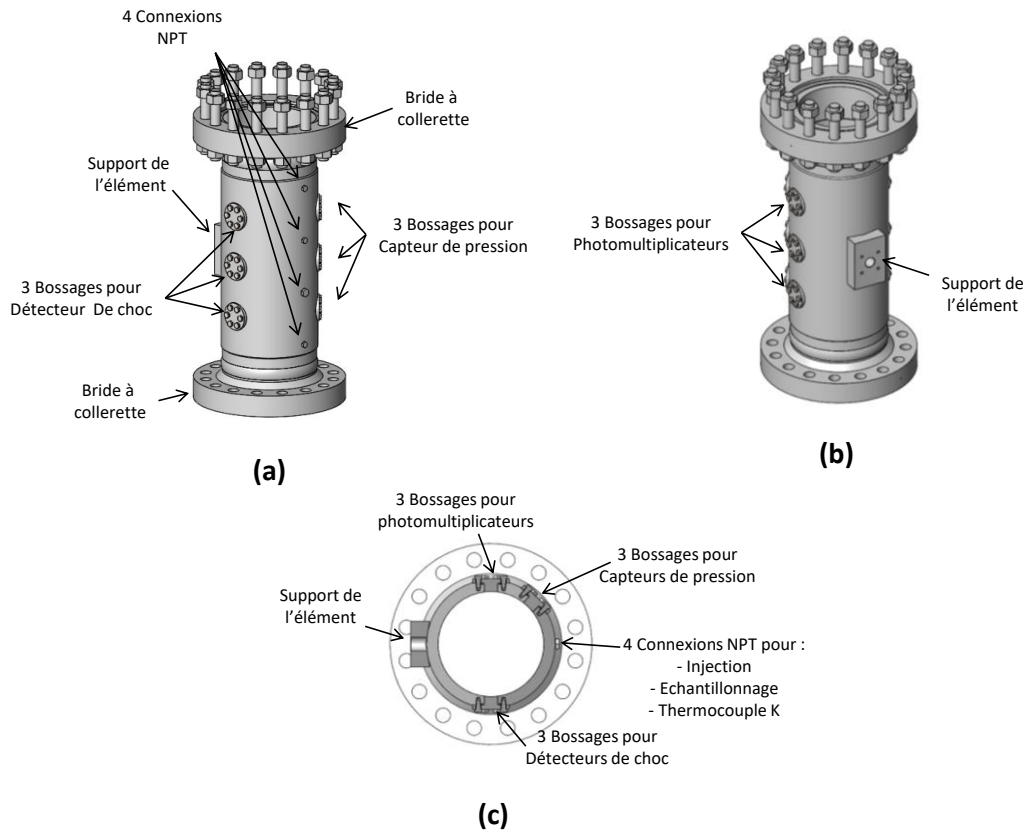
## 2.2 ENACCEF 2

Comme décrit en introduction de ce manuscrit, une seconde enceinte d'accélération de flamme a été mise en place et instrumentée au cours de cette thèse. D'une géométrie plus simple, elle a été dimensionnée afin d'effectuer des études à haute température et ainsi pouvoir mieux représenter les conditions réelles d'un accident grave notamment par l'ajout de vapeur d'eau au mélange inflammable.

### 2.2.1 Description de l'enceinte

Comme pour le tube d'accélération d'ENACCEF 1, ENACCEF 2 est divisée en neuf éléments tubulaires interchangeables maintenus par des contrepoids. Sept d'entre eux sont des éléments pleins (de type 1) et deux autres comportent des fenêtres rectangulaires (de type 2) permettant l'utilisation de techniques optiques de type Schlieren ou PIV. Afin d'étudier les phénomènes de transition vers la détonation, ces éléments de type 2 peuvent être remplacés par deux autres éléments de type 1 placés en parallèle de manière à protéger les fenêtres contre les forts niveaux de pression pouvant être générés. Les neuf éléments interconnectés, l'enceinte représente un cylindre d'une hauteur et de diamètre internes respectifs de 7,65m et 230mm. Le tout est dimensionné pour soutenir une pression maximale de 120 bar à 200°C lorsque les fenêtres rectangulaires sont mises en place, et 234 bar à 200°C lorsque ces fenêtres sont mises en parallèle à l'enceinte.

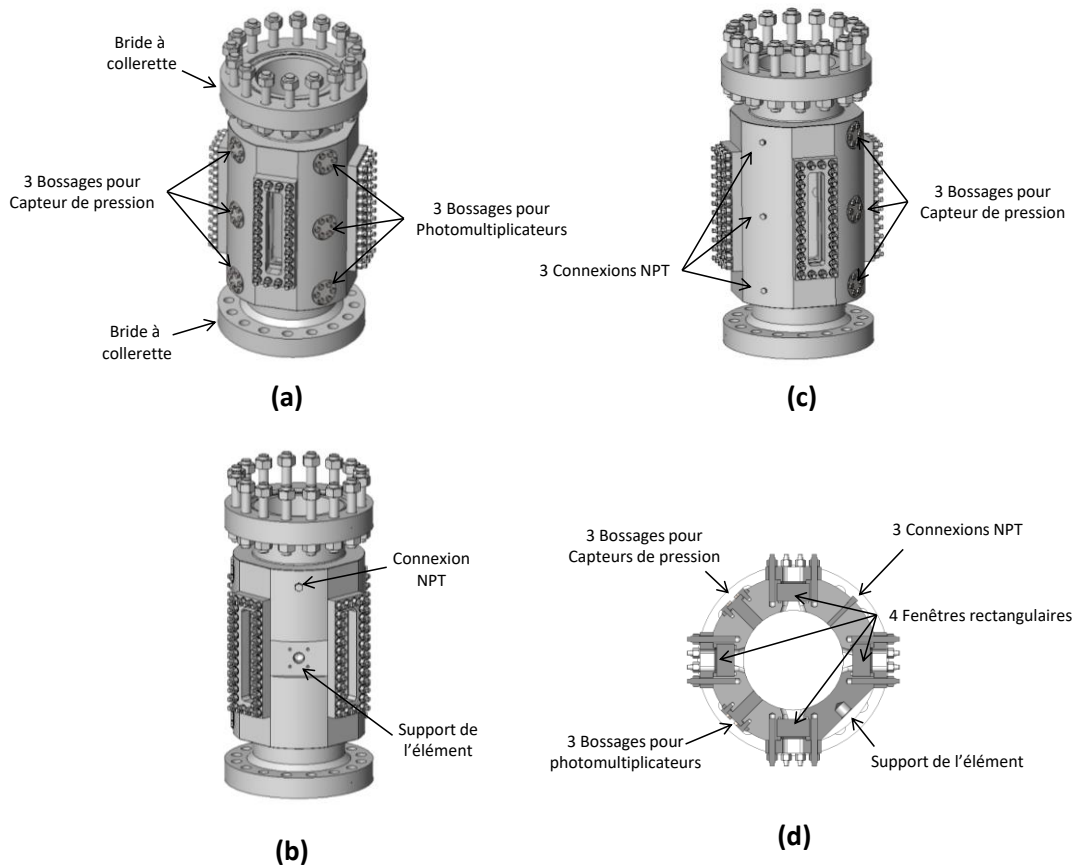
Les éléments de type 1 ont une hauteur de 850mm. Ils contiennent 9 bossages divisés en 3 séries verticales, chaque série étant définie par la nature du capteur à laquelle elle est associée. Ils comprennent également 4 connexions de type NPT pouvant être utilisée pour différents objectifs (introduction des gaz, pompage des gaz, mesure de la température interne). La Figure 75 permet de visualiser leur géométrie ainsi que leurs éléments constitutifs.



**Figure 75 : Représentations d'un élément de type 1 (a) Vue avant (b) Vue arrière (c) Coupe horizontale**

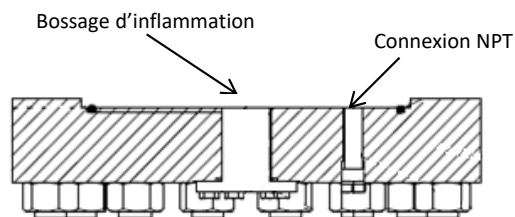
Les éléments de type 2 ont également une hauteur de 850mm. Ils contiennent 6 bossages divisés en 2 séries verticales, chaque série étant définie par la nature du capteur à laquelle elle est associée. Ils comprennent également 3 connexions de type NPT pouvant être utilisée pour différents objectifs (introduction des gaz, pompage des gaz, mesure de la température interne). Ils contiennent également 4 emplacements opposés diamétralement deux à deux, chacun d'entre eux accueillant une fenêtre en saphir de forme rectangulaire ayant hauteur de 306mm, une largeur de 74mm et une épaisseur de 30mm. Ces fenêtres permettent ainsi d'avoir un passage optique de 282mm de hauteur sur 50mm de largeur au sein de l'enceinte. La Figure 76 permet de visualiser leur géométrie ainsi que leurs éléments constitutifs.





**Figure 76 : Représentation de l'élément type 2**

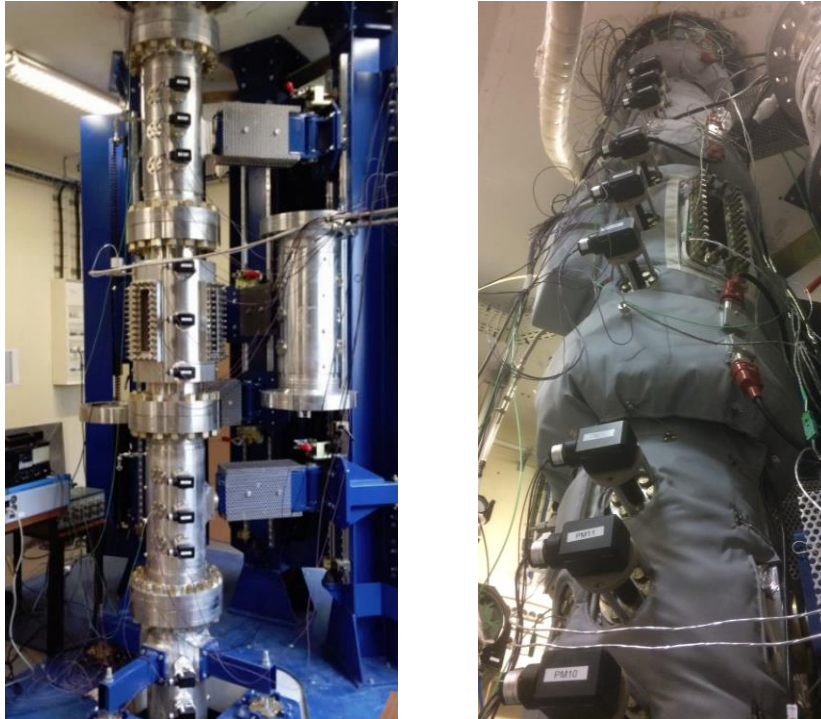
Afin de fermer l'enceinte, une bride initiale et une bride finale viennent se connecter respectivement au premier élément et au dernier élément constitutif d'ENACCEF2. La bride initiale, d'une épaisseur de 77mm, comprend un bossage central auquel est connectée une bougie d'allumage ainsi qu'une connexion NPT permettant l'évacuation de l'eau condensée dans l'enceinte. Un dessin représentatif d'une vue avant est représenté en Figure 77. La bride finale possède quant à elle un bossage comprenant un capteur de pression ainsi que deux connexions NPT.



**Figure 77 : Schéma de la bride initiale d'ENACCEF 2**

Afin de réguler la température interne de l'enceinte de 0 à 200°C, un ensemble de résistances chauffantes a été mis en place sous forme de rubans et colliers contrôlés par des régulateurs de température PID de type STATOP série 30. Pour chaque élément tubulaire, un thermocouple de type K associé à une connexion de type NPT permet de mesurer la température interne et ainsi de s'assurer de l'homogénéité en température le long d'ENACCEF 2.

Deux photographies de l'enceinte permettent de visualiser une partie des éléments tubulaires assemblés sont présentées en Figure 78.



**Figure 78 : Photographies d'ENACCEF 2 avec et sans son système de régulation de température entre 2 et 5 m de hauteur**

### 2.2.2 Instrumentation de l'enceinte

Afin d'introduire les mélanges réactifs à étudier au sein d'ENACCEF 2, un ensemble de débitmètres a été mis en place. Ainsi des débitmètres massiques (F-201CV, Bronkhorst) peuvent réguler l'injection d'hélium, de dioxyde de carbone, d'air et d'hydrogène tandis qu'un débitmètre à effet Coriolis (M13V14I, Bronkhorst) permet l'injection d'eau. L'injection est effectuée à l'aide de trois lignes régulées en température (de 0 à 200°C) connectée à l'enceinte.

Comme pour ENACCEF 1, la propagation de la flamme est suivie à l'aide de photomultiplicateurs (R928, Hamamatsu) montés sur les bossages le long d'ENACCEF 2. Ils sont couplés à des filtres optiques (Schott, UG11), des lentilles convergentes ( $f'=100\text{mm}$ ) et des fentes rectangulaires ( $9\text{mm}\times 1\text{mm}$ ) de manière à focaliser les radiations ( $306\text{nm}$ ) sur la partie sensible du photomultiplicateur. Le passage optique des bossages étant de  $5\text{mm}$ , seules les radiations provenant d'un pinceau de la même épaisseur sont détectées. Les études menées sur ENACCEF 2 ayant concernées les effets de la concentration en hydrogène, la quantité de radicaux  $\text{OH}^*$  et donc de radiations à  $306\text{nm}$  a donc été variable selon les expériences. De manière à obtenir des signaux de photomultiplicateurs suffisant pour analyser la propagation de la flamme dans chaque cas, leur alimentation a été ajustée entre  $800$  et  $1400\text{V}$  en fonction des conditions d'étude. A ces tensions correspondent des gains variant linéairement de  $5.10^6$  à  $5.10^7$ . Enfin, le calcul de la vitesse de propagation de la flamme est effectué de la même méthode que dans le cadre des études conduites à l'aie d'ENACCEF 1 (Eq. 66).

Le suivi de l'évolution de la pression au sein de l'enceinte s'effectue à l'aide de dix capteurs de pression. Chaque élément tubulaire comprend un capteur et un capteur supplémentaire se situe sur la bride finale. Deux types de capteurs sont utilisés : deux sont de type 113B03 (PCB Piezotronics) et huit sont de type 601CA (Kistler). Ces capteurs sont également de type piézo-électrique comme décrit précédemment pour le capteur 601A d'ENACCEF 1. Leurs principales caractéristiques sont répertoriées dans le Tableau 2. Ils sont reliés à des amplificateurs de charge de type 402A+480C02 (PCB Piezotronics) et 5080A (Kistler).

Paramètres	113B03 (PCB Piezotronics)	601A (Kistler)
Pression de mesure	0-1034 bar	0-250 bar
Sensibilité	5,6 pC/bar	-37 pC/bar
Température de fonctionnement	-240 – 204 °C	-196 – 350 °C
Fréquence de mesure	500 kHz	215 kHz

**Tableau 2 : Caractéristiques principales des capteurs de pression type 113B03 et 601CA**

De la même manière que pour les expériences effectuées sur ENACCEF 1, quatre prélèvements gazeux sont effectués le long de l'enceinte afin de s'assurer de la composition et de l'homogénéité du mélange introduit, mais aussi pour vérifier si la combustion a été totale ou non.

L'inflammation des mélanges gazeux est produite à l'aide d'une bougie connectée à la bride initiale de l'enceinte (Figure 77). Cette bougie est reliée à une source haute tension afin de produire l'arc électrique. Cette source haute tension correspond à celle utilisée dans le cadre des études menées sur ENACCEF 1.

Également, une pompe sèche (ACP 40, Pfeiffer Vacuum) est raccordée à l'enceinte afin de pomper les gaz brûlés en fin de combustion et d'obtenir un vide limite avant remplissage qui soit inférieur à 300 Pa.

Enfin, la présence de deux éléments tubulaires comprenant des fenêtres permet la mise en place de diagnostics optiques. Au cours de cette thèse de la visualisation de type Schlieren a ainsi été effectuée au niveau du dernier élément de l'enceinte. La Figure 79 reprend les éléments constitutifs de ce dispositif optique dont les caractéristiques sont différentes de ceux employés sur les bombes sphériques. Dans le cadre des études conduites sur ENACCEF 2, la visualisation a été effectuée entre 7,10 et 7,35 m de hauteur par rapport à l'inflammation à l'aide d'une caméra Phantom V1610. La résolution adoptée a été de 800\*200 avec une vitesse d'acquisition de 45016 image/s. Afin d'éviter d'avoir des images rémanentes, le temps d'exposition de la caméra a été fixé à 1 $\mu$ s.

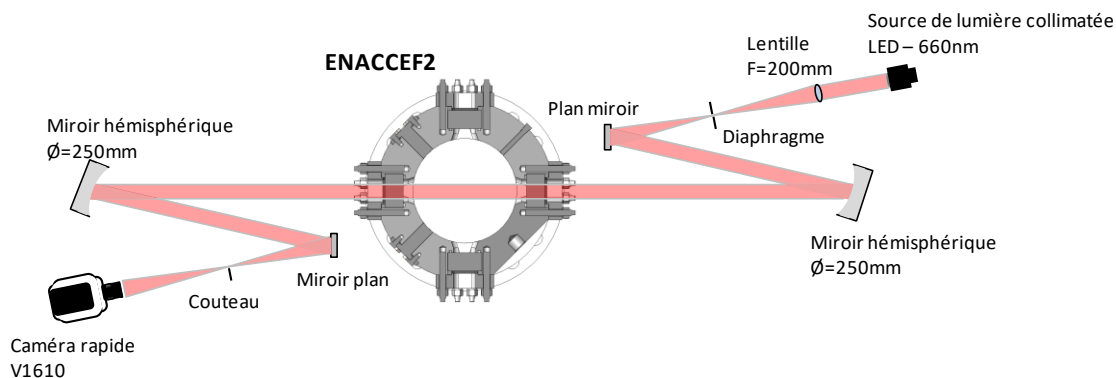


Figure 79 : Schéma du montage Schlieren mis en place sur ENACCEF 2

Le schéma de l'enceinte avec la position des équipements sans le dispositif Schlieren est représenté en Figure 80.

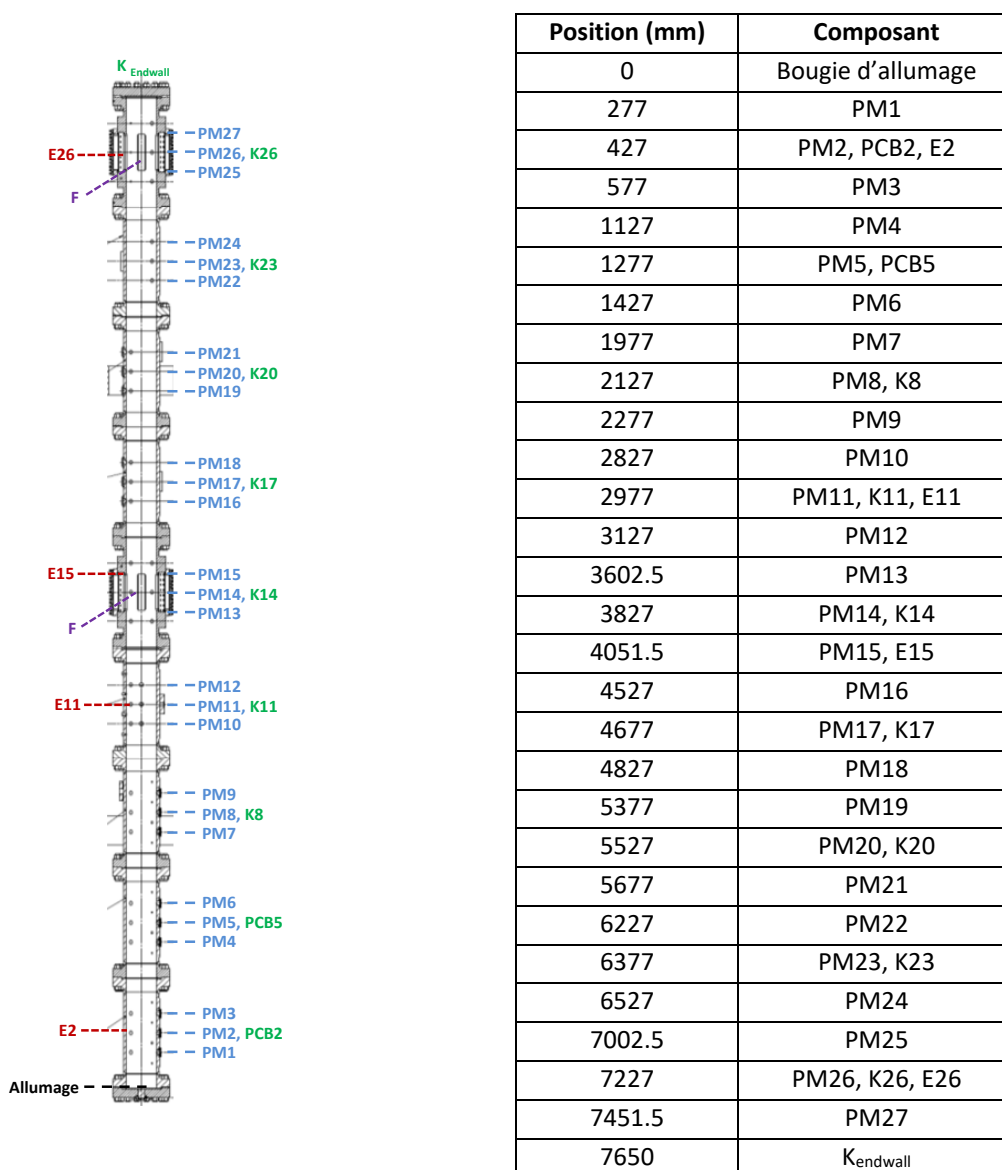


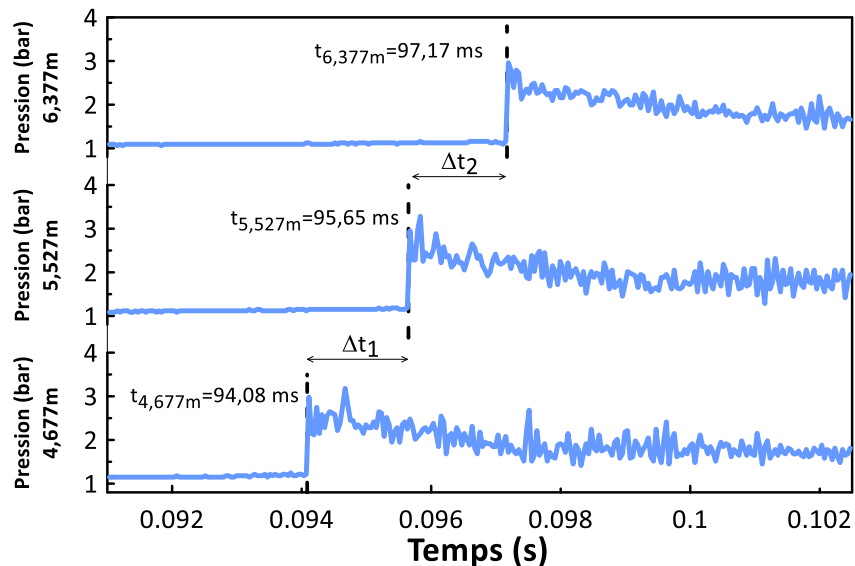
Figure 80 : Représentations de l'enceinte ENACCEF2 et positions des différents composants. **PM** : photomultiplicateurs, **E** : échantillonnages, **F** : section à fenêtres en saphir, **PCB, K** : capteurs de pression

### 2.2.3 Calcul de la vitesse de propagation de flamme et incertitude

Les méthodes de calcul de la vitesse de propagation de flamme et de son incertitude sont les mêmes que celles utilisées pour les études réalisées sur ENACCEF 1 (section 2.1.3 de ce chapitre). Ainsi les incertitudes relatives reliées au temps de passage de flamme et à la position de la flamme sont respectivement de  $\pm 8,16\%$  et  $\pm 3,33\%$ . Par conséquent l'incertitude relative maximale induite sur le calcul de la vitesse de propagation de flamme au sein d'ENACCEF 2 est de  $\pm 8,81\%$ .

### 2.2.4 Calcul des paramètres de choc

A l'aide des capteurs de pression répartis le long de l'enceinte, il est possible de détecter la formation d'ondes de choc et d'en suivre la propagation. Un exemple d'extraction du temps de passage d'une onde de choc devant un capteur de pression est présenté en Figure 81.



**Figure 81 : Exemple de signaux de pression obtenus à trois hauteurs différentes au sein d'ENACCEF 2 représentant le passage d'une onde de choc durant la propagation d'une flamme  $11\%H_2 + 89\%Air$  ( $T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ )**

Par conséquent il est possible d'obtenir la vitesse d'une onde choc se propageant au sein d'ENACCEF 2 ainsi que son nombre de Mach. Ce dernier représente le rapport entre la vitesse de l'onde de choc et la vitesse du son qui peut être calculée de la manière suivante :

$$a = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} \quad \text{Eq. 68}$$

Où  $M$  représente la masse molaire du mélange considéré,  $R$  la constante des gaz parfait et  $T$  la température. Par la connaissance du nombre de Mach de l'onde de choc ainsi qu'en considérant les gaz comme étant calorifiquement parfaits, l'utilisation des équations de conservation permettent de calculer les conditions thermodynamiques atteintes derrière cette onde [113]. Ces équations monodimensionnelles permettent ainsi de calculer la pression (Eq. 69) et la température (Eq. 70) derrière l'onde de choc ainsi que la pression (Eq. 71) et la température (Eq. 72) derrière l'onde de choc réfléchi.

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad \text{Eq. 69}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\left(\gamma M_1^2 - \frac{\gamma - 1}{2}\right) \left(\frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 + 1\right)}{\left(\frac{\gamma + 1}{2}\right) M_1^2} \quad \text{Eq. 70}$$

$$\frac{P_5}{P_1} = \left(\frac{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1}\right) \left(\frac{(3\gamma - 1)M_1^2 - 2(\gamma - 1)}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}\right) \quad \text{Eq. 71}$$

$$\frac{T_5}{T_1} = \frac{\left(2(\gamma - 1)M_1^2 + (3 - \gamma)\right) \left((3\gamma - 1)M_1^2 - 2(\gamma - 1)\right)}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad \text{Eq. 72}$$

Dans ces équations, les indices 1, 2 et 5 représentent respectivement l'état initial avant le passage de l'onde de choc, l'état derrière l'onde de choc et l'état derrière l'onde de choc réfléchi. Également,  $\gamma$  correspond au rapport des capacités thermiques ( $C_p/C_v$ ) et  $M_i$  représente ici le nombre de Mach.

Il est important de noter que lors des passages successifs des chocs incidents et réfléchis, les propriétés thermodynamiques du milieu sont modifiées du fait de l'élévation de la température et de la pression. Pour obtenir les températures et pressions correspondant aux états 2 et 5, le logiciel « Chocfi » développé au laboratoire ICARE a été utilisé. Ce dernier permet, par calculs itératifs, de prendre en compte la variation de la capacité calorifique du gaz en fonction de la température.

Tous ces paramètres découlant de la vitesse de l'onde de choc calculée, leur incertitude provient donc de l'incertitude de cette vitesse. Comme pour la vitesse de propagation de flamme, l'incertitude de vitesse du choc provient des incertitudes temporelle et spatiale. La digitalisation du temps de passage du choc sur le capteur étant très précise (Figure 80), l'incertitude temporelle n'est due qu'à l'échantillonnage des oscilloscopes utilisés. Cette dernière peut être calculée à l'aide de l'équation Eq. 67 et est de maximum  $\pm 40\mu\text{s}$  représentant une erreur de  $\pm 0,063\%$ . L'incertitude spatiale provient de la surface du capteur de pression utilisé. Les diamètres des capteurs de type PCB Piezotronics et des capteurs de type Kistler sont respectivement de 5,54 et 5,55mm. Ainsi, l'erreur maximale sur la distance parcourue par le choc est maximale lorsque la distance entre deux capteurs est minimale. Cette distance minimale étant de 423mm, l'incertitude relative maximale sur la position du choc est de  $\pm 3,10\%$ . Ainsi l'erreur relative commise sur la vitesse du choc est également de  $\pm 3,10\%$  (l'incertitude temporelle étant très faible, elle n'impacte quasiment pas l'incertitude sur la vitesse du choc).

L'incertitude liée à la mesure de la température étant de  $\pm 1\text{K}$ , l'incertitude relative sur la vitesse du son est très faible (maximum  $\pm 0,012\%$ ). Par conséquent l'incertitude relative sur le nombre de Mach est identique à celle sur la vitesse du choc. Les incertitudes relatives des pressions  $P_2$  et  $P_5$  ainsi que des températures  $T_2$  et  $T_5$  sont alors respectivement de  $\pm 6,62\%$ ,  $\pm 11,56\%$ ,  $\pm 2,34\%$  et  $\pm 3,87\%$ .

## 2.3 Analyses chromatographiques

Comme mentionné dans les deux sections précédentes concernant les enceintes d'accélération de flamme, des prélèvements sont effectués afin d'analyser la composition des gaz frais introduits ou celles des gaz brûlés après la combustion. Ces prélèvements sont effectués à l'aide de ballons « Pyrex » d'un volume de 1L. Leur analyse est effectuée à l'aide d'un chromatographe en phase gazeuse de type Micro-GC (SRA Instruments) mis en place durant cette thèse (Figure 82).



**Figure 82 : Vues avant et arrière du Micro-GC**

La chromatographie est une méthode d'analyse permettant d'identifier et de quantifier des espèces chimiques sur la base d'un étalonnage de l'appareil. Le principe de fonctionnement d'un chromatographe repose sur la séparation des composés de l'échantillon à analyser, via l'interaction entre ces composés entraînés par une phase mobile (gaz vecteur) et une phase stationnaire (colonne chromatographique). Par conséquent chaque composé est caractérisé par un temps d'élution qui correspond à son temps de sortie de la colonne. Une fois la séparation des espèces effectuée, un détecteur permet d'effectuer leur quantification. Ainsi un chromatographe est composé de trois éléments principaux : un injecteur, une colonne et un détecteur. Dans le cadre du Micro-GC utilisé au cours de cette thèse, ce dernier est composé de trois modules analytiques différents, chacun d'entre eux étant pourvu de ces trois éléments. Les caractéristiques principales de ces modules sont exposés dans le Tableau 3. Les injecteurs ainsi que les détecteurs sont tous de même nature, seules les colonnes diffèrent ce qui permet l'analyse de larges gammes de composés différents en simultané. Les détecteurs sont de type TCD (Thermal Conductivity Detector) et se basent pour leurs mesures sur la différence de conductivité thermique entre l'analyte et le gaz vecteur. Chaque analyte élué induit une réponse du TCD qui se traduit par l'apparition d'un pic sur le chromatographe. La surface de ce pic correspond alors à la quantité de l'analyte. Un exemple de chromatogramme obtenu pour une analyse d'un mélange composé de 15% $H_2$  + 85%Air est présenté en Figure 83. L'identification des pics ainsi que la correspondance entre la surface de ces derniers avec la quantité d'analyte s'effectue par comparaison avec les temps de rétention et les surfaces obtenus pour des échantillons étalonnés. De cette manière, une droite de calibration est effectuée pour chaque composé à analyser ( $H_2$ ,  $O_2$  et  $N_2$  pour le cas présent).

Modules	A	B	C
Gaz vecteurs utilisés	Argon	Hélium	Hélium
Colonnes utilisées	Molsieve (Tamis moléculaire)	Molsieve (Tamis moléculaire)	PoraPLOT Q (PPQ)
Espèces analysées	$H_2$ , $O_2$ , $N_2$	$CH_4$ , CO	COS, $H_2S$ , $CO_2$ , $C_2$ à $C_3$

**Tableau 3 : Répertoire des colonnes, des gaz vecteurs ainsi que des espèces analysées par le micro-GC**

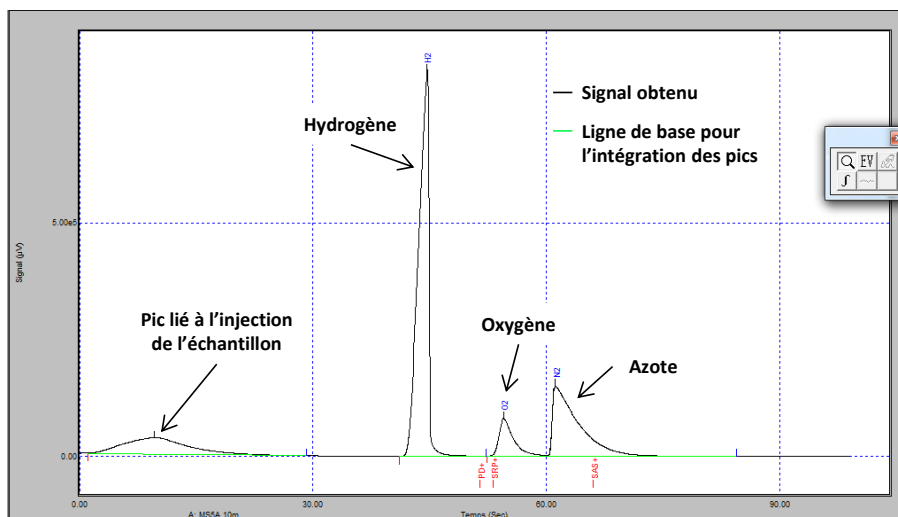


Figure 83 : Exemple de chromatogramme obtenu pour un mélange 15% $H_2$  + 85%Air

En amont du micro-GC se trouve un « geni filter » composé d'une membrane en téflon et d'un fritté permettant la protection des colonnes contre toutes particules, poussières ou liquides. Également située à l'entrée du micro-GC, un système de compression permet de contrôler la pression d'injection des échantillons. Ceci permet une répétabilité entre les analyses (injections à la même pression) et d'augmenter la résolution pour chaque analyse. En effet plus la pression d'injection est importante plus les pics du chromatographe seront séparés et fins. L'incertitude de mesure est d'approximativement  $\pm 0,16\%$ mol. Enfin, de manière à vérifier qu'il n'y avait pas de déviation de la calibration du micro-GC au cours du temps, un échantillon étalon fut analysé quotidiennement durant les travaux de cette thèse.

### 3. Conclusions sur les dispositifs expérimentaux et méthodologie

Au sein de ce Chapitre 2 ont été présentés les dispositifs expérimentaux utilisés au cours de cette thèse ainsi que la méthodologie employée.

Ainsi pour l'étude des flammes laminaires et la détermination des paramètres fondamentaux des flammes  $H_2/O_2/N_2$  et  $H_2/Air/H_2O_{vap}$  d'intérêt pour cette thèse, deux bombes sphériques ont été utilisés en parallèle du logiciel COSILAB. La première a permis d'effectuer les études à température ambiante tandis que la seconde a été utilisée pour les mélanges à haute température avec ajout de vapeur d'eau. L'étude des flammes accélérées a pu s'effectuer à l'aide deux enceintes différentes : ENACCEF 1 et ENACCEF 2. Chacun de ces dispositifs présente des avantages particuliers. Par sa géométrie, ENACCEF 1 représente à échelle réduite la configuration d'une partie d'une enceinte de confinement d'un bâtiment de réacteur à eau pressurisée. ENACCEF 2 permet quant à elle d'effectuer des études à haute température et d'étudier ainsi l'ajout de la vapeur d'eau au mélange réactionnel.



# Chapitre 3

## Résultats et discussions

Ce dernier chapitre présente les résultats des études effectuées sur la base de la bibliographie et des dispositifs expérimentaux présentés dans les deux chapitres précédents. La première partie présentera les résultats des études fondamentales concernant la détermination des vitesses de flamme laminaire et des paramètres fondamentaux de combustion. La deuxième partie présentera les études réalisées au sein d'ENACCEF 1 avec notamment l'effet de l'encombrement sur l'accélération de la flamme mais également l'amélioration du système de mesure de la pression durant la combustion. Enfin la troisième et dernière partie concernera les études réalisées avec ENACCEF 2 avec notamment les effets de la richesse et de la température sur la propagation de la flamme.

## 1. Paramètres fondamentaux

Comme introduit dans ce manuscrit, les vitesses de flamme laminaire de mélanges réactifs à base d'hydrogène ont été déterminées expérimentalement en bombe sphérique et numériquement à l'aide du logiciel COSILAB. La matrice des conditions dans lesquelles elles ont été étudiées est présentée dans le Tableau 4. Trois températures initiales ont été expérimentées et la dilution par l'azote et par la vapeur d'eau ont été investiguées sur une large gamme de richesse. Le domaine de richesse pour les mélanges pauvres a été limité à 0,8 car pour des richesses inférieures les flammes deviennent trop rapidement cellulaires du fait des instabilités thermo-diffusives ce qui empêche toute extraction de vitesse de flamme laminaire et ainsi des autres paramètres fondamentaux. De la détermination de  $S_u^0$  ont découlées les déterminations d'autres paramètres fondamentaux :  $E_a$ ,  $\beta$  et  $\delta$ . Durant ces travaux, le nombre de Lewis effectif a également été calculé pour les mélanges d'intérêt. Ce calcul s'effectue uniquement par simulation. La détermination de ces différents paramètres n'a pas pour objectif de développer un nouveau mécanisme cinétique ou encore d'améliorer des mécanismes existants. Elle permet pour les conditions de la présente étude, de sélectionner le mécanisme le plus approprié afin de calculer numériquement ces mêmes paramètres pour des mélanges représentatifs des accidents graves au sein des installations nucléaires qui sont exploitables expérimentalement. Elle permettra, à l'aide des études conduites sur l'accélération de flamme au cours de cette thèse, d'affiner les critères d'accélération de flamme déjà existants dans la littérature ou d'établir un nouveau critère pour les flammes  $H_2/Air/H_2O_{vap}$ .

Richesses	Températures initiales (K)	$N_2/O_2$	%mol. $H_2O$
0,8 à 4	298	3,76 (Air)	0
		5,67	0
		9	0
	363	3,76 (Air)	0 - 20 - 30
		5,67	0
		9	0
	413	3,76 (Air)	0 - 20 - 30
		5,67	0
		9	0

**Tableau 4 : Matrice des conditions d'études pour les flammes laminares  $H_2/O_2/N_2$  à 100kPa**

Les études de simulation ont débutées par une comparaison entre trois mécanismes différents afin de choisir un unique mécanisme pour le calcul des paramètres fondamentaux. Ainsi la prochaine section présente cette comparaison et ce choix. Ensuite les sections suivantes exposent chacun des paramètres fondamentaux obtenus expérimentalement et numériquement.

## 1.1 Choix du mécanisme cinétique détaillé

La connaissance des paramètres fondamentaux des flammes de pré-mélange est nécessaire à l'analyse des régimes de combustion susceptibles de se développer dans une enceinte encombrée d'obstacles comme nous avons pu le voir dans le chapitre bibliographique et comme nous le verrons dans les sections suivantes concernant les essais dans ENACCEF 1 et 2.

Les mélanges combustibles d'intérêt pour l'analyse du risque d'explosion d'hydrogène dans les centrales contiennent des teneurs inférieures à 15% d'hydrogène dans l'air. Ces mélanges pouvant être portés à haute température et dilués par de la vapeur d'eau. Or, expérimentalement ces flammes sont fortement plissées et l'extraction des paramètres fondamentaux devient impossible. Aussi, il devient nécessaire de simuler les vitesses de flamme laminaire et à partir de ces simulations d'en déduire les différents paramètres que sont l'énergie d'activation, l'épaisseur de la flamme et le nombre de Lewis effectif.

Différents mécanismes cinétiques détaillés dédiés à l'hydrogène existent dans la littérature. Nous en avons confronté 3 principaux à nos vitesses de flamme laminaire, à nos énergies d'action et à nos nombres de Zel'dovich déterminés expérimentalement. Ceci nous a permis de n'en sélectionner qu'un seul afin de simuler la totalité de nos paramètres fondamentaux. Ainsi, le mécanisme de Li et al. [114], le mécanisme de Mével et al. développé au laboratoire ICARE [115], et le mécanisme du GRI 3.0 [116] ont été comparés.

Comme on peut le voir sur la Figure 84, les 3 mécanismes sont en mesure de reproduire correctement les vitesses de flamme des mélanges pauvres  $H_2$ /air à 296K. Pour les mélanges riches, le mécanisme du GRI est le plus adéquat ce qui peut être surprenant car ce dernier a été développé pour le gaz naturel. A 363 K et en présence de 20 % de vapeur d'eau, les 3 mécanismes sous estiment les vitesses de flamme. On notera tout de même que les valeurs simulées par le mécanisme de Mével sont celles qui sont les plus proches des valeurs expérimentales.

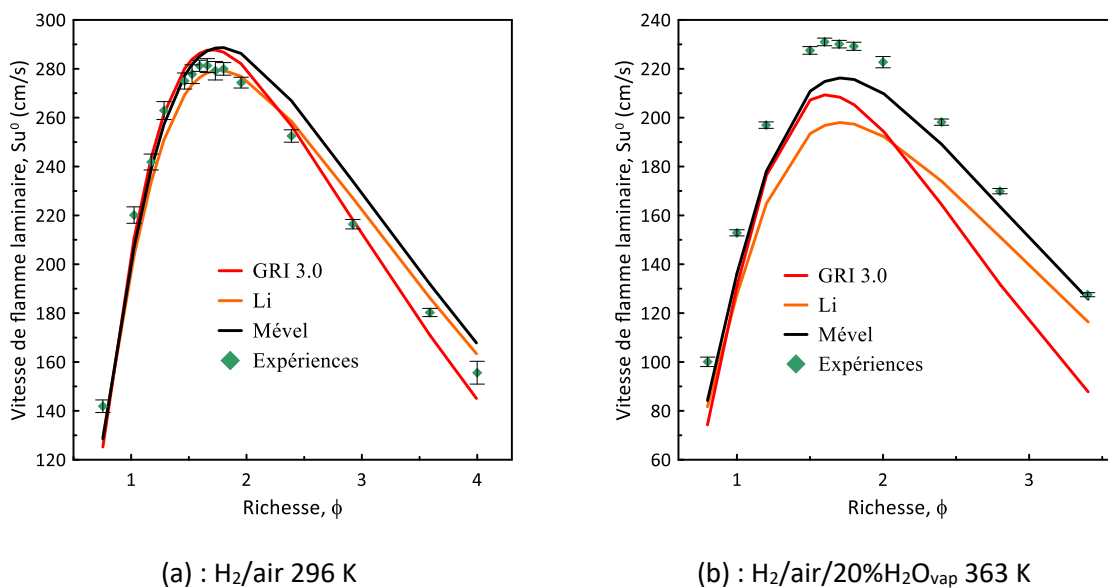
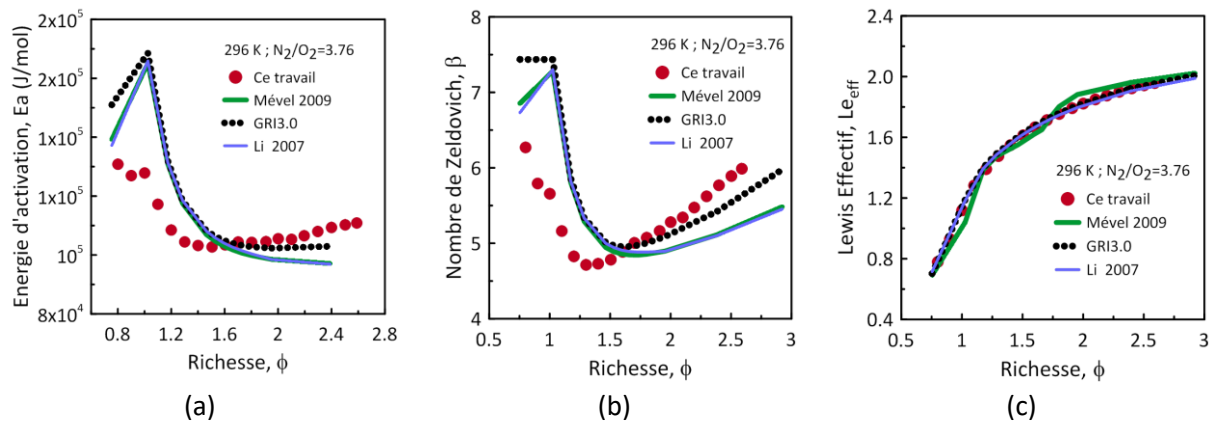


Figure 84 : Vitesses laminaires de flamme en fonction de la richesse. Comparaison des valeurs simulées par trois mécanismes différents avec les valeurs expérimentales

Concernant les énergies d'activation et les nombres de Zel'dovich (Figure 85), les trois mécanismes ne sont que très modérément satisfaisants. Par contre, les trois mécanismes reproduisent correctement les nombres de Lewis effectif sur l'ensemble du domaine de richesse.



**Figure 85 : Evolution (a) de l'énergie d'activation, (b) du nombre de Zel'dovich et (c) du nombre de Lewis effectif en fonction de la richesse : Comparaison Expériences (symboles)– Simulation (lignes)**

En conclusion de ces comparaisons, on peut noter que les résultats de la simulation sont sensiblement équivalents quel que soit le schéma réactionnel employé, excepté dans le cas des vitesses de flamme laminaire en présence de vapeur d'eau où le mécanisme de Mével présente des différences moins importantes avec les valeurs expérimentales. Malgré cela, l'analyse des études et résultats présents dans la littérature montre que le mécanisme de Mével est approprié pour simuler un grand nombre de paramètres des mélanges  $H_2/O_2/N_2$  tels les vitesses de flamme laminaire, les délais d'auto-inflammation ou encore les vitesses de détonation et les cellules de détonation [117]. Ainsi, notre choix s'est porté sur le mécanisme de Mével afin de calculer l'ensemble des paramètres fondamentaux d'intérêt dans cette étude.

## 1.2 Vitesses de flammes laminaires

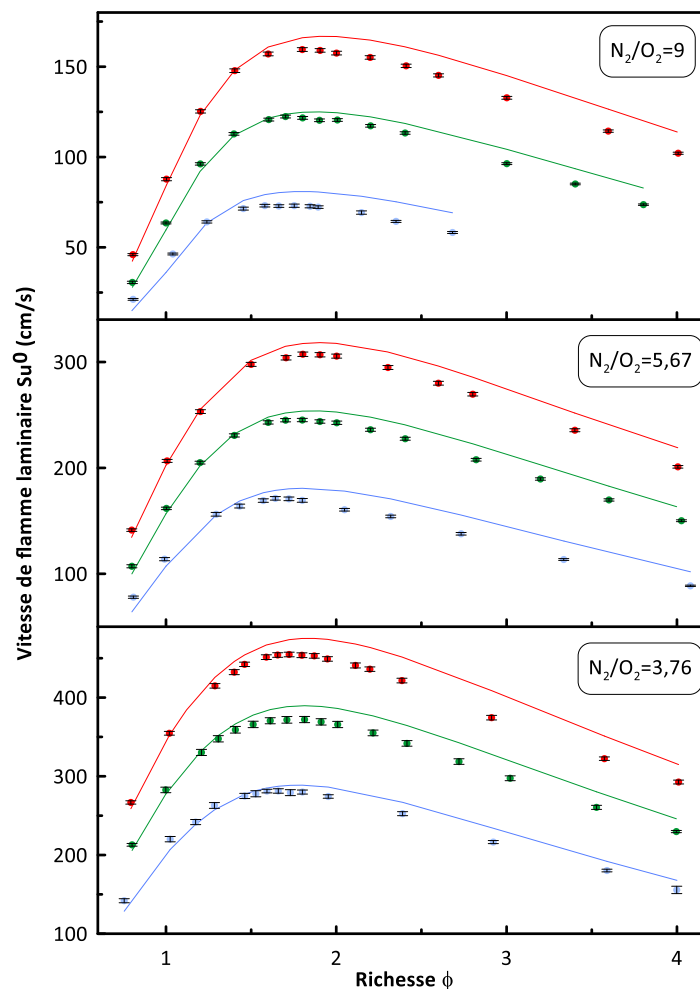
### 1.2.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote

Pour rappel, et comme calculé dans la section 1.1.7 du chapitre 2, l'incertitude globale sur les vitesses de flamme laminaire mesurée sont de  $\pm 1,32\%$ .

Les vitesses de flamme laminaire obtenues expérimentalement pour les trois températures initiales investiguées (296K, 363K, 413K) sont représentées en Figure 86. Ces dernières sont également comparées avec celles qui ont été calculées numériquement à l'aide du mécanisme de Mével. Elles sont notamment représentées pour les trois niveaux de dilution par l'azote étudiés (ratios  $N_2/O_2$ ). On peut ainsi observer que pour chaque ratio,  $S_u^0$  augmente avec la température initiale. Notons que dans le cas d'un rapport  $N_2/O_2 = 9$  et une température initiale de 296K, le mélange réactif n'est plus inflammable au-delà d'une richesse de 2,7. Lorsque la température est fixée, les niveaux de vitesse augmentent lorsque le ratio  $N_2/O_2$  se rapproche de celui de l'air puisque la dilution

en azote diminue. Par exemple pour une température de 296K, la vitesse de flamme laminaire maximale varie de 73,09 à 281,31cm/s lorsque le ratio  $N_2/O_2$  varie de 9 à 3,76.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques révèle que le mécanisme cinétique de Mével permet de modéliser correctement les vitesses de flamme laminaire. En effet la variation de  $S_u^0$  en fonction de la richesse est bien représentée dans tous les cas. De plus, pour les mélanges pauvres et stœchiométriques mais aussi pour les mélanges riches dont  $\phi$  est inférieure à 1,7, on peut observer d'excellentes correspondances. Lorsque la richesse est supérieure à 1,8, bien que les résultats soient similaires on remarque dans tous les cas que les calculs numériques surestiment la vitesse de flamme laminaire. De manière générale, les différences entre les résultats expérimentaux et la modélisation numérique varient entre 0,35 et 34,33 cm/s, le maximum étant obtenu à 413K à une richesse de 2,9 pour un ratio  $N_2/O_2=9$ .

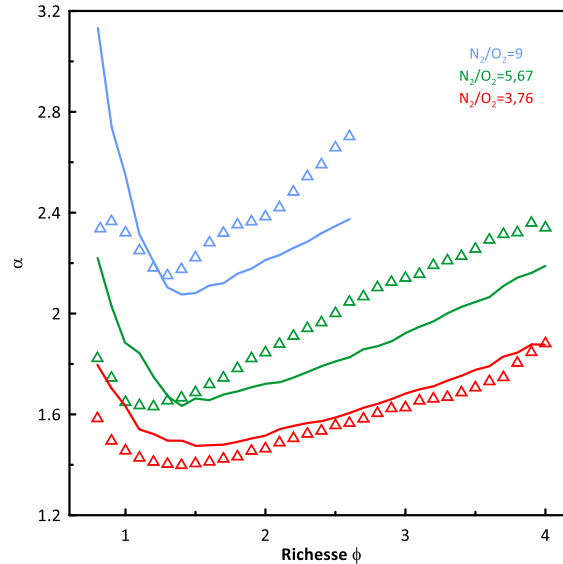


**Figure 86 : Vitesses de flamme laminaire obtenues expérimentalement (symboles) et numériquement (lignes pleines) pour des mélanges  $H_2/O_2/N_2$  à différentes températures initiales :**  
 ● 296K, ● 363K, ● 413K

L'étude expérimentale des vitesses de flamme laminaire à trois différentes températures initiales permet d'étudier la dépendance en température de ces vitesses à l'aide de la détermination du coefficient de dépendance en température  $\alpha$  via l'équation Eq. 73 :

$$\frac{S_{u(T_i)}^0}{S_{u(T_0)}^0} = \left(\frac{T_i}{T_0}\right)^\alpha \quad \text{Eq. 73}$$

Où l'indice 0 renvoie aux données de références de 296K et l'indice i renvoie aux conditions à étudier. Le coefficient  $\alpha$  est représenté en fonction de la richesse et du ratio  $N_2/O_2$  dans la Figure 87.



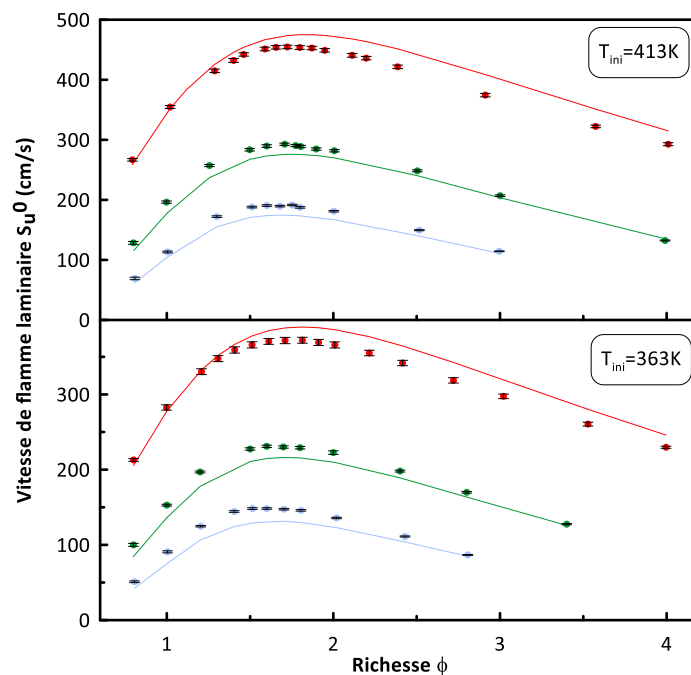
**Figure 87 : Coefficient de dépendance en température  $\alpha$  en fonction de la richesse pour des mélanges  $H_2/O_2/N_2$  ( $P_{ini}= 100kPa$ ) obtenu avec les données expérimentales (symboles) et les données simulées (lignes)**

On peut noter que les courbes du coefficient  $\alpha$  en fonction de la richesse adoptent pour chaque ratio  $N_2/O_2$  une forme de « U » centré sur  $\phi=1,2-1,3$ . Ainsi l'impact de la température est plus important pour les mélanges très riches investigués au cours de cette thèse ( $\phi>2$ ). La comparaison entre les coefficients  $\alpha$  obtenus avec les  $S_u^0$  expérimentales et ceux obtenus avec les  $S_u^0$  simulées montrent un bon accord pour à  $N_2/O_2=9$ . Cependant pour les deux autres taux de dilution par l'azote, les résultats issus de la simulation présentent un décalage vers les richesses plus importantes ainsi que des coefficients  $\alpha$  bien plus élevés à la stœchiométrie et pour les mélanges pauvres.

### 1.2.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau

Les vitesses de flamme laminaire obtenues expérimentalement à 363 et 413K en présence de vapeur d'eau (20 et 30%mol.) sont représentées en Figure 88. Comme dans le cas de la dilution par l'azote, la dilution par l'eau entraîne une diminution notable de  $S_u^0$ . En moyenne, la vitesse de flamme laminaire diminue d'environ 42% lorsque 20%mol. de vapeur d'eau sont ajoutés au mélange réactif et de 63% lorsque 30%mol. de vapeur d'eau sont ajoutés et ce quelle que soit la température initiale. Il est à noter également que plusieurs limites d'inflammabilité ont été atteintes dans cette étude. Lorsque la température est de 413K, les mélanges dont  $\phi>3$  et dilués par 30%mol. ne sont pas inflammables. Il en est de même à 363K pour les mélanges dilués à 20 et 30%mol. d'eau dont la richesse excède respectivement 3,6 et 2,8.

La Figure 88 représente également les résultats numériques de  $S_u^0$ . Ici aussi le mécanisme de Mével permet de reproduire correctement les vitesses de flamme laminaire obtenues expérimentalement. On peut également noter dans le cas de la dilution par la vapeur d'eau que la modélisation de la vitesse de flamme laminaire sous-estime  $S_u^0$  sur tout le domaine de richesse et ce quelle que soit la température initiale. Ceci est dû au fait que les radiations ne sont pas prises en compte dans les outils de modélisation. De ce fait, lors de la propagation de la flamme, l'échauffement des gaz frais par les radiations n'est pas considéré, résultant sur une vitesse de propagation moins importante. Cet effet est plus visible dans le cas de la dilution par la vapeur d'eau que dans le cas de la dilution par l'azote. En effet le coefficient d'absorption de l'eau est plus élevé que celui de l'azote [118] qui peut être négligé. De plus, la chaleur spécifique de l'eau étant plus élevée, l'échauffement des gaz frais causé est plus important. A titre d'exemple, à 273K la chaleur spécifique de l'azote est de  $1025 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  tandis que celle de l'eau est de  $2010 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ .



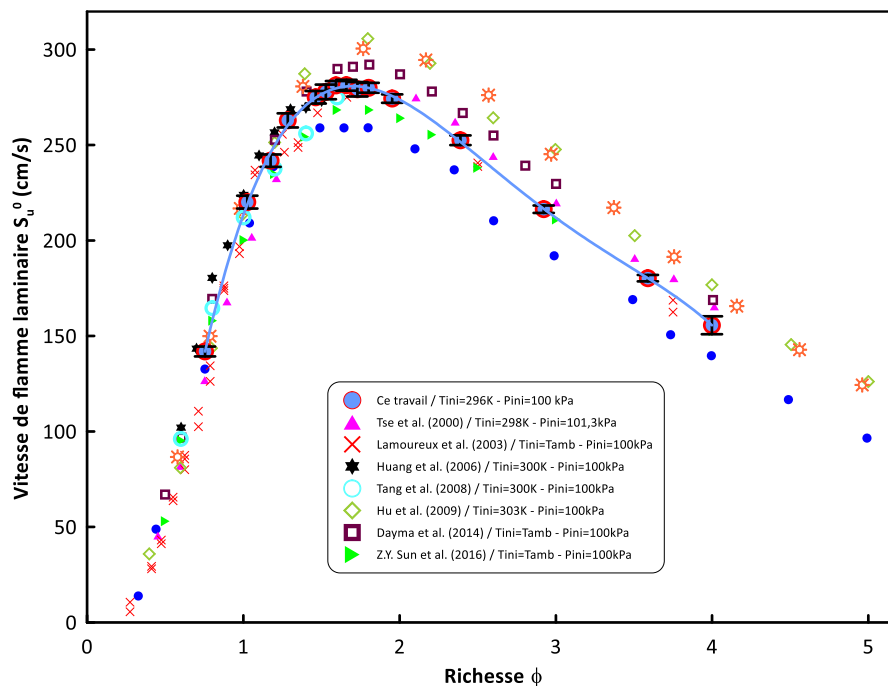
**Figure 88 : Vitesses de flamme laminaire obtenues expérimentalement pour des mélanges  $\text{H}_2/\text{Air}/\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$  à 363 et 413K avec différents taux de dilution par la vapeur d'eau: ● 30%mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$ , ● 20%mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$ , ● 0% mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$**

### 1.2.3 Comparaison avec la littérature

Lorsque les conditions d'études sont similaires, une comparaison est effectuée entre les résultats expérimentaux obtenus durant les travaux de cette thèse et ceux de la littérature qui sont présentés dans la section 3.6 du chapitre 1 de ce manuscrit.

#### 1.2.3.1 Mélanges $\text{H}_2/\text{Air}$ en conditions ambiantes

Les études de détermination de la vitesse de flamme laminaire des mélanges hydrogène/air à température et pression ambiantes sont nombreuses comme cela a été évoqué dans la section 3.6.1 du chapitre 1. Ainsi les résultats présentés précédemment peuvent être comparés avec ceux présents dans la littérature. Cette comparaison peut être effectuée à l'aide de la Figure 89 où les points expérimentaux des travaux de cette thèse sont reliés par une régression polynomiale afin d'obtenir une meilleure visualisation. On observe ainsi une bonne correspondance sur tout le domaine de richesse avec la plupart des autres études présentées ici. De larges différences sont à noter cependant pour les valeurs maximales de  $S_u^0$  mais aussi pour le domaine des mélanges très riches ( $\phi > 2$ ) avec les études les plus anciennes [51] [52] [54]. Ceci peut s'expliquer du fait des avancées technologiques qui permettent d'améliorer les méthodes de mesure. Pour cela et pour obtenir une meilleure visualisation, les résultats de la littérature obtenus avant 2000 qui présentent d'importantes différences ne sont pas représentés dans la Figure 89. Ainsi on peut noter que les études réalisées à partir des années 2000 présentent des résultats concordants. Enfin les écarts moins importants peuvent provenir des légères différences dans les conditions initiales d'études des mélanges  $H_2$ /Air qui sont rappelées dans la Figure 89 mais également des incertitudes liées aux conditions expérimentales [63].



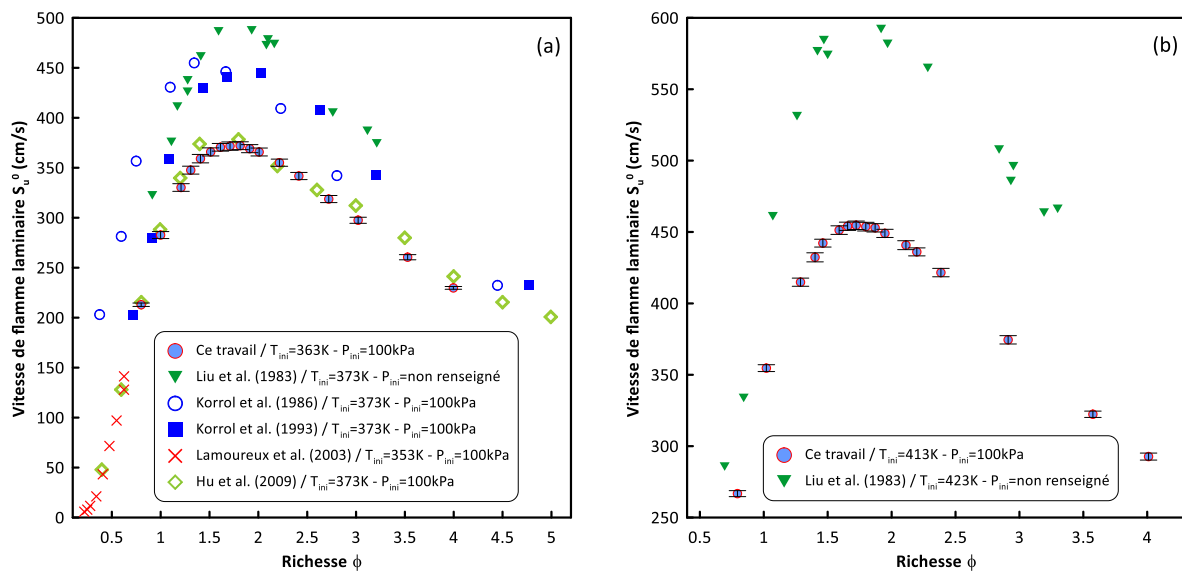
**Figure 89 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges  $H_2$ /Air en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature**

### 1.2.3.2 Mélanges $H_2$ /Air à température élevée

Les études portant sur l'impact de la température initiale sur les vitesses de flamme laminaire des mélanges  $H_2$ /Air peuvent être comparées à celles présentes dans la littérature [51] [54] [60] [65]. Bien qu'entre ces études les températures initiales peuvent différer de quelques Kelvin, une comparaison est effectuée en Figure 90. On observe ainsi que les vitesses de flamme laminaire mesurées à 363K au cours de cette thèse (Figure 90 (a)) sont plus faibles que celles mesurées par les



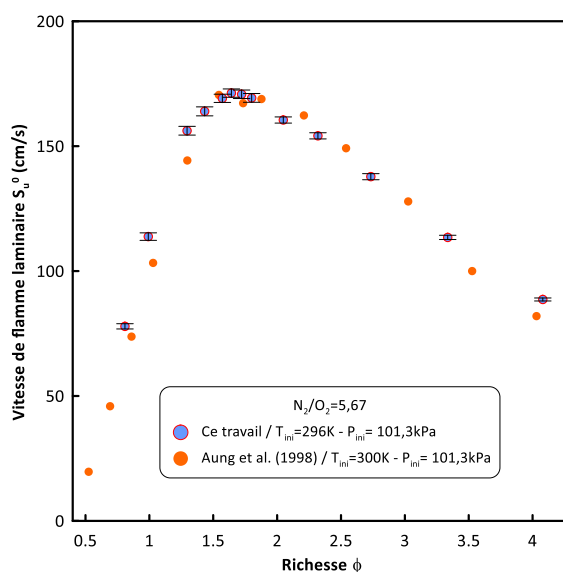
autres études, hormis par Hu et al. et Lamoureux et al. Bien qu'il y ait une différence de 10K en température initiale, Lamoureux et al. obtiennent des valeurs similaires pour les mélanges pauvres. Les valeurs de Hu et al. sont également très proches de celles mesurées au cours de cette étude alors que la température est plus élevée. Notons que les deux études de Korrol et al. sont représentées, l'une menée en 1986 avec la méthode du brûleur [65] et l'autre menée en 1993 avec la méthode des doubles noyaux [54]. A température plus élevée, seule l'étude menée par Liu et al. [51] peut être comparée à ce travail. On observe comme pour le cas à 363K que les vitesses de flamme mesurées sont bien supérieures à celle mesurées au cours de ce travail. Liu et al. ont conduit leurs expériences avec la méthode du brûleur. Comme expliqué dans le chapitre 1, cette méthode présente plusieurs limitations qui peuvent apporter une explication aux différences observées [54].



**Figure 90 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges  $H_2/Air$  à températures élevées avec les résultats de la littérature : (a)  $T_{ini} \approx 363K$  (b)  $T_{ini} \approx 413K$**

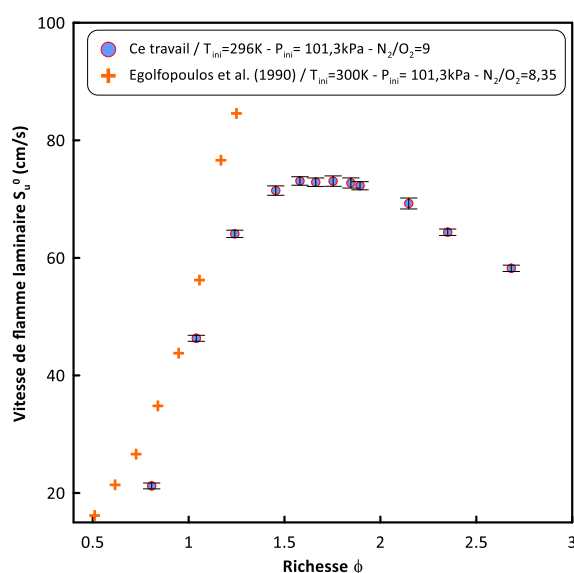
### 1.2.3.3 Mélanges $H_2/O_2/N_2$ en conditions ambiantes

Les résultats d'Aung et al. [70] concernant la dilution par l'azote des mélanges  $H_2/O_2/N_2$  sont comparés aux vitesses de flamme laminaire obtenues ici pour le rapport  $N_2/O_2 = 5,67$ . Cette comparaison est illustrée sur la Figure 91. On note ainsi une très bonne concordance entre les vitesses obtenues sur tout le domaine de richesse exploré. Les niveaux maximaux sont notamment très proches : 171,2cm/s pour la présente étude et 170,5 cm/s pour l'étude d'Aung et al. Il est à noter que les deux études ont été menés à l'aide d'un dispositif expérimental équivalent (bombe sphérique couplée à un montage optique de type Schlieren).



**Figure 91 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges  $H_2/O_2/N_2$  avec les résultats de la littérature**

Bien que les travaux d'Egolfopoulos et al. [53] n'aient concernés qu'un domaine de richesse restreint, les vitesses de flamme laminaire obtenues pour un ratio  $N_2/O_2=8,35$  peuvent être comparées à celles obtenus dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit pour un rapport  $N_2/O_2$  de 9. La Figure 92 représente cette comparaison. On remarque que les valeurs de Egolfopoulos et al. sont plus élevées que celle mesurées au cours de cette étude, cet écart s'accroissant lorsque  $\phi$  augmente. En effet les résultats d'Egolfopoulos et al. montrent une augmentation importante et constante de  $S_u^0$  tandis que les niveaux des vitesses de flamme laminaire de cette thèse s'affaissent pour présenter un plateau à partir de la richesse de 1,5. On pourra noter que dans le cadre des travaux de cette thèse la température initiale est légèrement inférieure et que la dilution en azote est plus importante.



**Figure 92 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges  $H_2/O_2/N_2$  avec les résultats de la littérature [53]**

### 1.2.3.4 Mélanges $H_2/Air/H_2O_{gaz}$

Seules les études de Korrol et al. [54] [65] et de Lamoureux et al. [69] peuvent être comparés aux résultats des présentes études puisque les taux de dilution ont également été de 20 et 30%mol. d'eau à 363K. Cette comparaison est représentée en Figure 93. Cette dernière présente les résultats obtenus par Korrol et al. avec la méthode du brûleur [65] ainsi qu'avec la méthode des doubles noyaux [54]. Bien que les richesses investiguées par l'étude de Lamoureux et al. ne l'aient pas été dans la présente étude, les courbes de vitesses de flamme laminaire semblent parfaitement correspondre. De plus, la comparaison avec les études de Korrol et al. par la méthode des doubles noyaux montrent de bons accords. On note que les tendances sont similaires. Cependant les niveaux maximaux de  $S_u^0$  présentent une certaine différence. En effet les différences sont de 35,7 cm/s et de 18,49cm/s respectivement pour des dilutions de 20%mol. $H_2O_{gaz}$  et 30%mol. $H_2O_{gaz}$ . Enfin comme expliqué dans la section 3.6.2 du chapitre 1, la méthode du brûleur utilisée par Korrol et al. présente un décalage des niveaux de vitesse vers les mélanges pauvres ( $\Delta\phi\approx 0,4$ ).

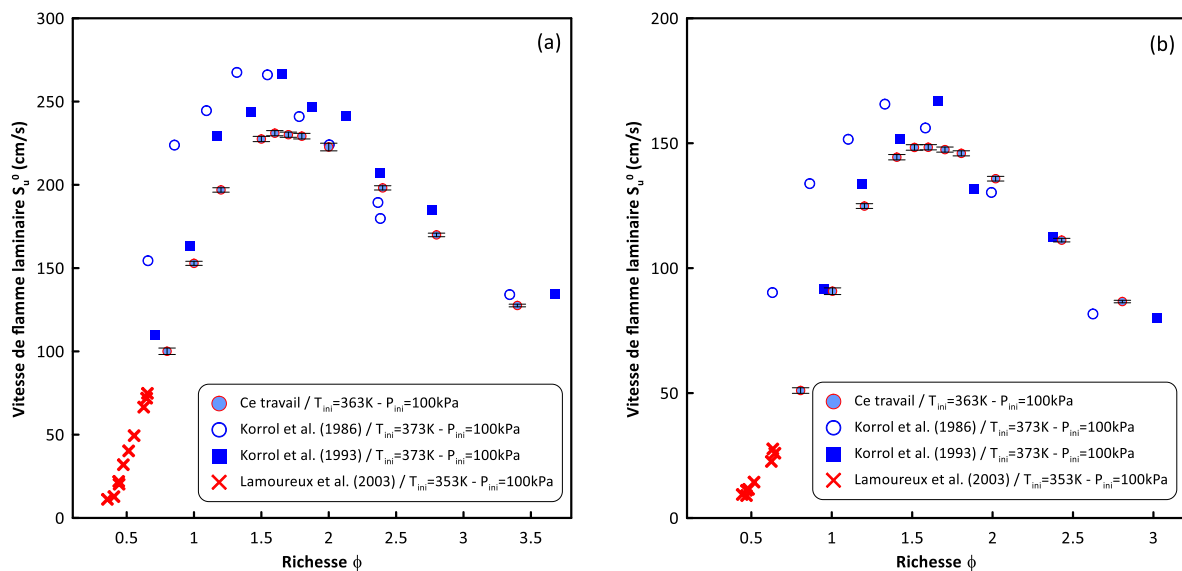


Figure 93 : Comparaison des vitesses de flamme laminaire de mélanges  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$  avec les résultats de la littérature : (a) %mol. $H_2O_{gaz}$ =20 (b) %mol. $H_2O_{gaz}$ =30

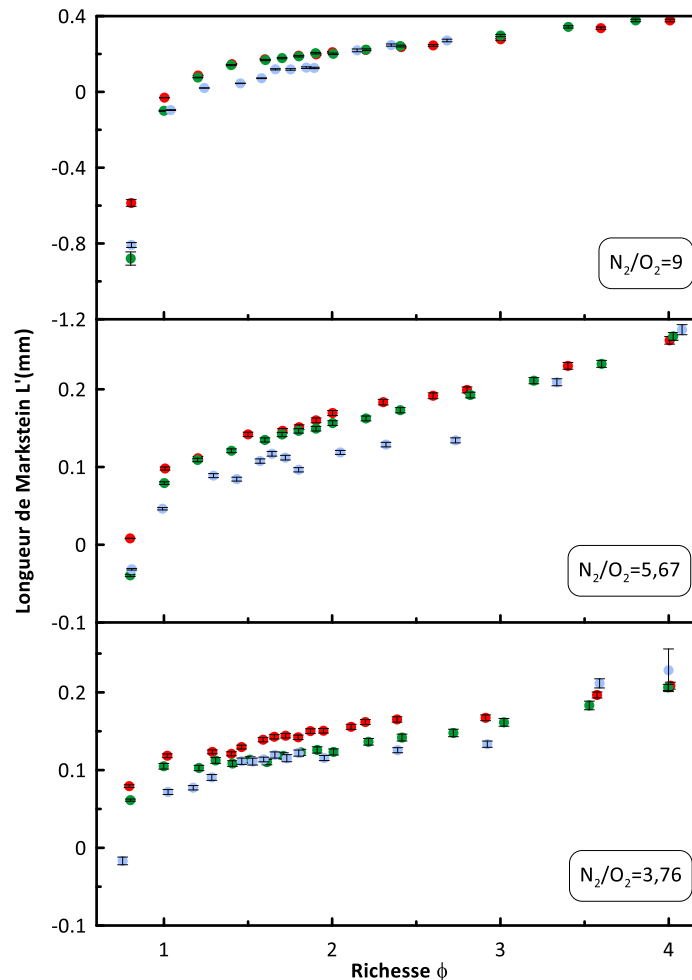
## 1.3 Longueurs de Markstein

### 1.3.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote

Pour rappel, et comme calculé dans la section 1.1.7 du chapitre 2, l'incertitude globale sur les longueurs de Markstein mesurées sont de  $\pm 7,62\%$ .

Les longueurs de Markstein obtenues expérimentalement en fonction de la richesse pour les trois températures initiales et les trois ratios  $N_2/O_2$  sont représentées en Figure 94. Dans un premier temps on peut observer que la majeure partie des flammes étudiées sont stables ( $L'>0$ ). Ensuite, il

est à noter que la température initiale n'a pas d'impact sur la longueur de Markstein. Puis, l'augmentation de la dilution en azote a un double impact. D'abord elle augmente les instabilités pour les mélanges pauvres et stœchiométriques. En effet pour ces derniers  $L'$  diminue lorsque le ratio  $N_2/O_2$  augmente. A titre d'exemple lorsque  $\phi=1$ ,  $L'$  varie de 0,072 à -0,096 quand le rapport  $N_2/O_2$  augmente de 3,76 à 9. Enfin pour les mélanges riches, la longueur de Markstein est augmentée lorsque la dilution en azote augmente.



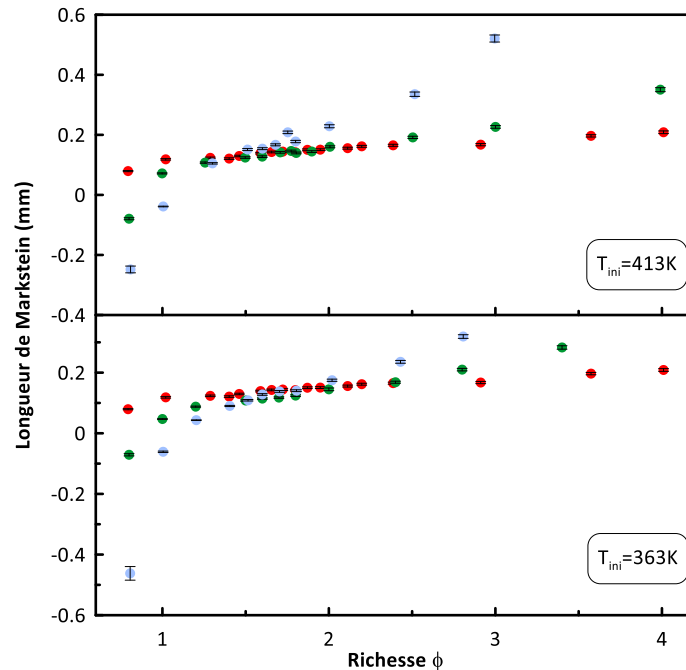
**Figure 94 : Longueurs de Markstein obtenues expérimentalement pour des mélanges  $H_2/O_2/N_2$  à différentes températures initiales : ● 296K, ● 363K, ● 413K. Les barres horizontales représentent les incertitudes liées à l'extraction de  $L'$  par l'utilisation de l'équation Eq.44**

Bien que l'analyse des longueurs de Markstein permette de mettre en évidence le caractère déstabilisant de la dilution par l'azote pour les mélanges pauvres et stœchiométriques, les passages optiques des dispositifs expérimentaux utilisés n'ont pas permis d'observer par la technique Schlieren l'apparition d'instabilités thermo-diffusives à la surface des flammes.

### 1.3.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau

Les longueurs de Markstein obtenues expérimentalement en fonction de la richesse à 363 et 413K et les différents taux de dilution par la vapeur d'eau sont représentées en Figure 95. Ici aussi la

majeure partie des flammes étudiées sont stables ( $L' > 0$ ). Comme dans le cas de la dilution par l'azote, la dilution par la vapeur d'eau la longueur de Markstein augmente et diminue respectivement pour les mélanges riches et les mélanges pauvres/stœchiométriques. Ainsi la vapeur d'eau a un caractère déstabilisant pour les mélanges dont  $\phi \leq 1$ .



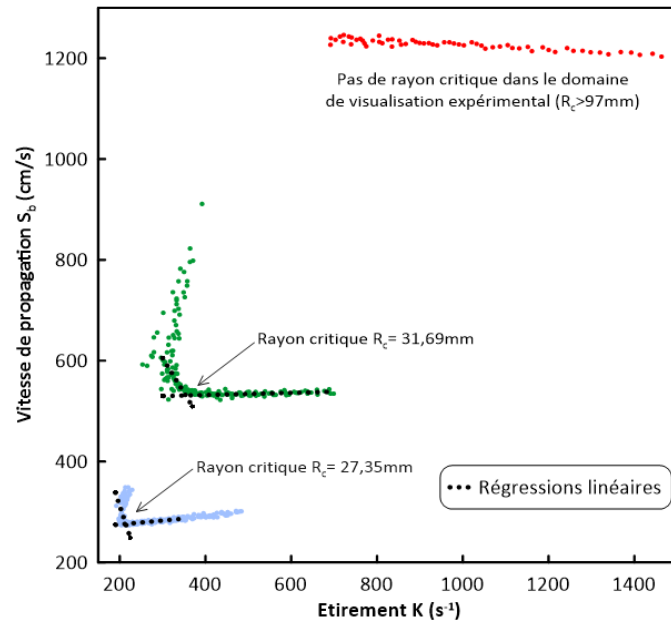
**Figure 95 : Longueurs de Markstein obtenues expérimentalement pour des mélanges  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$  à 363 et 413K avec différents taux de dilution par la vapeur d'eau : ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20% mol.  $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol.  $H_2O_{gaz}$**

Contrairement aux flammes diluées par l'azote, il a été possible dans le cas présent d'observer l'apparition d'instabilités thermo-diffusives à la surface des flammes pour les mélanges pauvres et stœchiométriques par la technique Schlieren. Pour chacun de ces mélanges un rayon dit « critique » ( $R_c$ ) a pu être déterminé correspondant au rayon de flamme pour lequel les instabilités apparaissent. Ces rayons et leur méthode de détermination sont présentés dans la section suivante.

#### 1.4 Rayons critiques des flammes $H_2/Air/H_2O_{gaz}$

L'identification d'un rayon critique s'effectue par l'analyse de l'évolution de la vitesse de propagation de flamme  $S_b$  en fonction de l'étirement  $K$ . En effet l'apparition des instabilités induit une augmentation de la surface de la flamme et donc une accélération. Ceci se traduit par une augmentation abrupte du profil de vitesse  $S_b$  en fonction de  $K$ . Un exemple de détermination de rayons critiques est exposé en Figure 96 pour des mélanges  $H_2/Air$  ( $\phi=0,8$ ) à 413K dilués par différentes proportions de vapeur d'eau. Sur cette figure on voit bien que le rayon critique diminue lorsque le %mol. $H_2O_{gaz}$  est augmenté illustrant le caractère déstabilisant de la vapeur d'eau pour ces mélanges. Notons que pour le mélange ne contenant pas de vapeur d'eau, aucun rayon critique ne peut être déterminé par cette méthode car dans le domaine de visualisation permis par le dispositif

expérimental (97mm pour les études à hautes températures) aucun changement abrupt de la vitesse de propagation en fonction de l'étirement n'est visible.



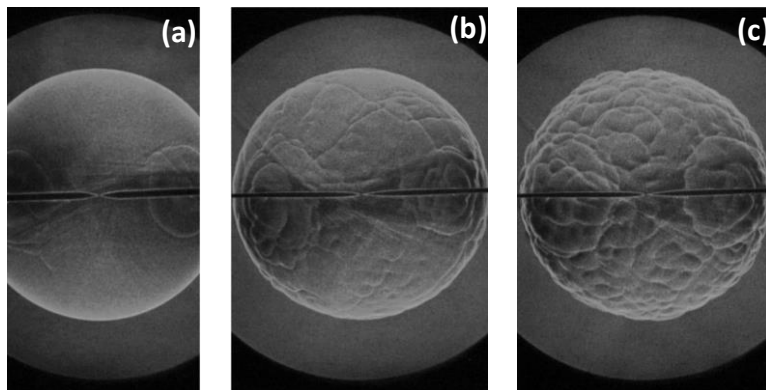
**Figure 96 : Détermination du rayon critique par analyse de la vitesse de propagation de flamme en fonction de l'étirement pour des mélanges  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$  ( $T_{ini}=413K - \phi=0,8$ ) :** ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20% mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol. $H_2O_{gaz}$

De cette manière il a été possible de déterminer les rayons critiques pour les mélanges  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$  étudiés au cours de cette thèse. Les résultats sont présentés dans le Tableau 5. L'incertitude sur  $R_c$  provient de la détermination graphique du point de fléchissement de la vitesse  $S_b$  en fonction de l'étirement  $K$  qui s'effectue dans une zone plus ou moins large. Ainsi pour cette étude l'incertitude sur les rayons critiques est de  $\pm 3,65mm$ . On remarque que les rayons critiques augmentent avec la température initiale mais également avec la richesse du mélange réactif qui entraîne l'élévation du nombre de Lewis du mélange réactif. Ces paramètres permettent donc de stabiliser les flammes au contraire de la dilution par la vapeur d'eau qui entraîne dans chaque cas une diminution de  $R_c$ . Notons que pour trois mélanges non dilués par  $H_2O_{gaz}$  ( $\phi=1$  à  $T_{ini}=363K$  et  $\phi=0,8/1$  à  $T_{ini}=413K$ ) il n'a pas été possible de déterminer un rayon critique dû à la limitation de la visualisation de la flamme par le dispositif expérimental utilisé.

$T_{ini}$ (K)	$\phi$	%mol.H <sub>2</sub> O <sub>gaz</sub>	Rayons critiques (mm)
363	0,8	0	44,5
		20	26,62
		30	24,79
	1	0	Non déterminable
		20	37,20
		30	30,91
413	0,8	0	Non déterminable
		20	31,69
		30	27,35
	1	0	Non déterminable
		20	40,51
		30	39,40

**Tableau 5 : Rayons critiques des flammes H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub> étudiées au cours de cette thèse**

La visualisation Schlieren permet également de rendre compte de l'apparition précoce des instabilités thermo-diffusives lorsque de la vapeur d'eau est ajoutée au mélange réactif. Un exemple d'images Schlieren obtenues pour des mélanges H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub> ( $\phi=0,8$ ) à 413K ayant des fractions molaires d'eau différentes est présenté en Figure 97. Ces images permettent d'illustrer le développement des cellules à la surface du front de flamme pour un même rayon de flamme qui devient plus important lorsque le %mol.H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub> augmente. Notons que la résolution de la caméra a été modifiée entre ces expériences afin d'obtenir un nombre d'images à traiter suffisant dans le cas des flammes rapides (non diluée par la vapeur d'eau).



**Figure 97 : Visualisations Schlieren de flammes H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub> ( $T_{ini}=413K - \phi=0,8$ ) ayant un rayon de 33mm : (a) 0%mol.H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub>, (b) 20% mol.H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub>, (c) 30% mol.H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub>**

Enfin, cette analyse de déstabilisation de la flamme par dilution du mélange réactif peut être complétée par l'étude du nombre de Lewis qui rend compte de l'équilibre ou du déséquilibre des diffusivités thermique et massique. Cette étude sera présentée dans la section 1.7 de ce chapitre.

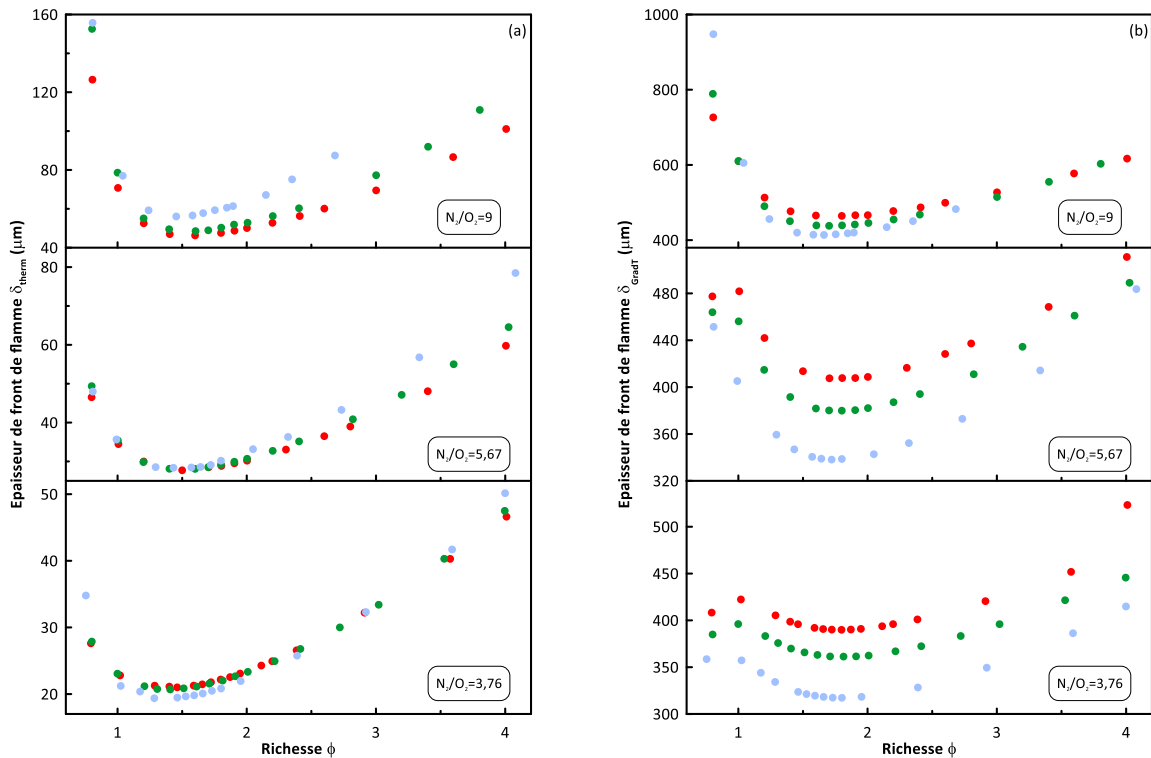
## 1.5 Epaisseur de front de flamme

Comme indiqué dans la section 1.2.2 du chapitre 2, il existe deux méthodes pour calculer l'épaisseur de front de flamme. La première utilise la diffusivité thermique du mélange réactif (Eq. 26) tandis que la seconde est basée sur le gradient thermique au sein du front de flamme (Eq. 28). Des comparaisons sont effectuées entre les résultats obtenus par ces deux méthodes pour les mélanges  $H_2/O_2/N_2$  ainsi que les mélanges  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$  et sont respectivement présentées ci-après.

### 1.5.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote

L'effet de la température sur les épaisseurs de flamme  $H_2/O_2/N_2$  est présenté en Figure 98 pour les deux méthodes de calcul de  $\delta$ . Pour chaque cas, on observe des épaisseurs de flamme bien plus importantes avec le calcul faisant intervenir le profil de température du front de flamme. En effet de manière globale ces dernières sont au moins 12 fois supérieures à celles calculées avec la diffusivité thermique du mélange. Malgré cela l'évolution de l'épaisseur en fonction de la richesse est identique dans les deux cas avec des maximums situés vers les extrêmes (mélanges pauvres et riches). Cependant les minimums calculés avec le gradient thermique sont décalés vers les richesses supérieures en comparaison avec ceux calculés avec la diffusivité thermique. A titre d'exemple, dans le cas d'un mélange  $H_2/Air$  ( $N_2/O_2=3,76$ ) à 296K le minimum est de 317,36  $\mu m$  à  $\phi=1,8$  avec le gradient thermique, et de 19,4  $\mu m$  à  $\phi=1,3$  avec la diffusivité thermique. On peut également remarquer que les calculs utilisant le gradient thermique entraînent une diminution de l'épaisseur de flamme lorsque les mélanges sont pauvres pour les ratios  $N_2/O_2=3,76$  et 5,67. Concernant l'effet de la température, celui-ci n'est pas identique selon la méthode de calcul utilisée. En effet avec l'utilisation de la diffusivité thermique, la température n'influence pas l'épaisseur du front de flamme lorsque le ratio  $N_2/O_2$  est de 3,76 ou de 5,67. En revanche lorsque ce dernier est de 9, l'augmentation de la température entraîne une diminution de  $\delta$ . Par exemple le minimum obtenu à 296K est de 56,07 $\mu m$  ( $\phi=1,5$ ) tandis qu'à 413K le minimum est de 46,29 $\mu m$  ( $\phi=1,6$ ). Avec l'utilisation du gradient thermique l'effet de la température est bien plus prononcé et ce pour chaque ratio  $N_2/O_2$ . En effet dans tous les cas on observe une augmentation de  $\delta$  avec  $T_{ini}$  de 50 à 73  $\mu m$  pour les minimums obtenus selon le ratio  $N_2/O_2$  considéré. Ceci est notamment dû au fait que le gradient thermique diminue fortement lorsque la température initiale est accrue. Enfin, lorsque  $N_2/O_2$  croît, une augmentation de l'épaisseur du front de flamme est observée pour chaque méthode de calcul. En effet lorsque la dilution en azote est plus importante, le gradient thermique au sein du front de flamme ( $dT/dx$ ) ainsi que la vitesse de flamme laminaire ( $S_u^0$ ) diminuent, entraînant ainsi pour chaque méthode de calcul une augmentation de  $\delta$ .

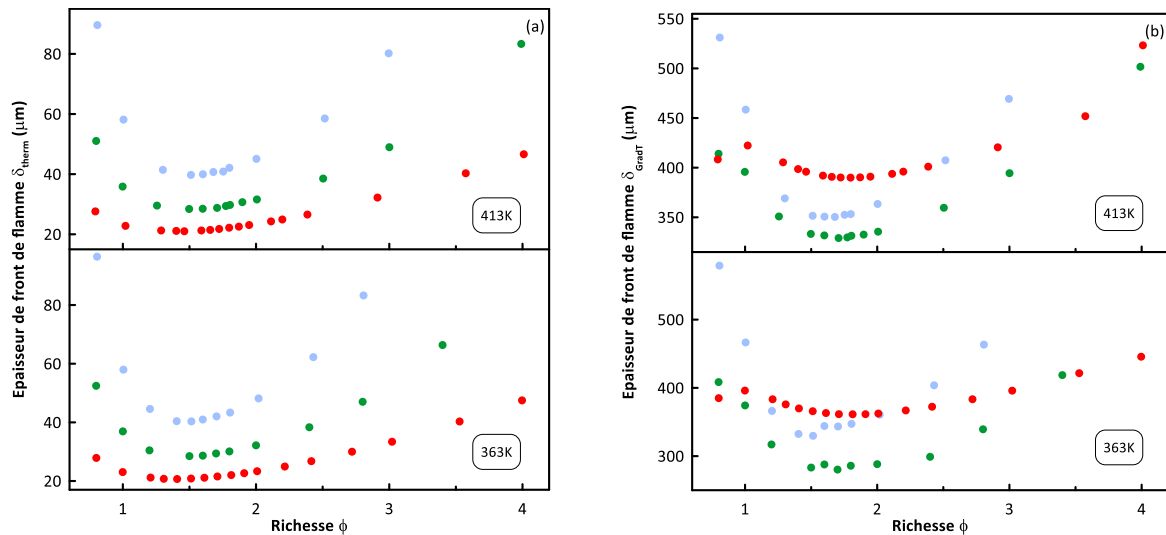




**Figure 98 : Epaisseurs de front de flamme obtenus à l'aide (a) des propriétés thermiques du mélange réactif ( $\delta_{\text{therm}} = \lambda / \rho \cdot C_p \cdot S_u^0$ ) et (b) du profil de température du front de flamme ( $\delta_{\text{gradT}} = (T_f - T_{\text{ini}}) / (dT/dx)_{\text{max}}$ ), pour des mélanges  $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$  à trois températures initiales différentes :**  
 ● 296K, ● 363K, ● 413K

### 1.5.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau

Les effets de la température et de la fraction molaire de vapeur d'eau sur les épaisseurs de flamme  $\text{H}_2/\text{Air}$  est présenté en Figure 99 pour les deux méthodes de calcul de  $\delta$ . Comme pour les mélanges  $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$  sans eau, on remarque ici également qu'avec le gradient thermique les épaisseurs obtenues sont beaucoup plus importantes qu'avec la diffusivité thermique. L'effet de la dilution par la vapeur d'eau apparaît être aléatoire avec la méthode du gradient thermique tandis que la variation de  $\delta$  est proportionnelle à la quantité d' $\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$  avec la méthode de la diffusivité thermique. En effet à titre d'exemple pour les minimums obtenus avec cette méthode, on obtient pour les deux températures investiguées des augmentations d'environ 27% et 48% lorsque la fraction molaire de la vapeur d'eau augmente respectivement de 0 à 20 et de 0 à 30%. Enfin, comme pour le cas des mélanges  $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$  sans eau, la température initiale n'a pas d'impact sur  $\delta$  lorsque cette dernière est calculée avec la diffusivité thermique tandis qu'elle permet de l'augmenter lorsqu'elle est calculée à l'aide du gradient thermique et ce quel que soit le %mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$ .

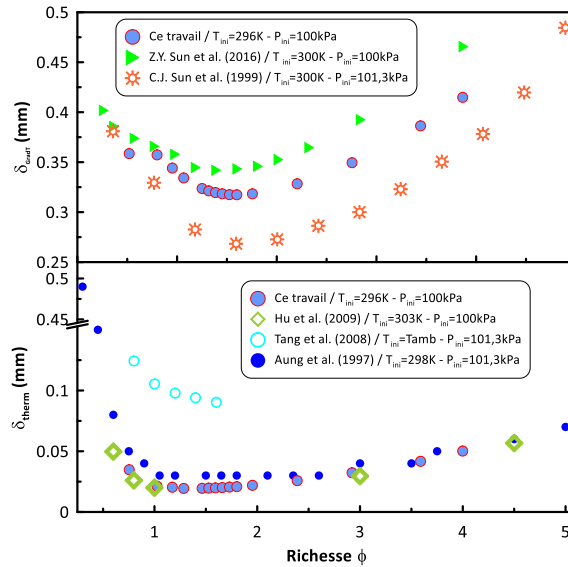


**Figure 99 : Epaisseurs de front de flamme obtenus à l'aide (a) des propriétés thermiques du mélange réactif ( $\delta_{\text{therm}} = \lambda / \rho \cdot C_p \cdot S_u^0$ ) et (b) du profil de température du front de flamme ( $\delta_{\text{gradT}} = (T_f - T_{\text{ini}}) / (dT/dx)_{\text{max}}$ ), pour des mélanges  $\text{H}_2/\text{Air}/\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$  à 363 et 413K à différents taux de dilution par la vapeur d'eau : ● 30%mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$ , ● 20%mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$ , ● 0% mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{gaz}}$**

### 1.5.3 Comparaison avec la littérature

#### 1.5.3.1 Mélanges $\text{H}_2/\text{Air}$ en conditions ambiantes

Les épaisseurs de front de flamme calculées au cours de cette thèse pour les mélanges hydrogène-air à température ambiante et 100 kPa peuvent être comparées avec les résultats présents dans la littérature. Parmi ceux-ci, les épaisseurs obtenues par Sun et al. [62] sont calculées à l'aide du gradient thermique au sein du front de flamme sur la base du mécanisme cinétique de Kim [119]. Sun et al. [56] ont également utilisée cette méthode mais aucun modèle réactionnel n'est renseigné. Enfin, Hu et al. [60], Tang et al. [59] et de Aung et al. [55] ont calculé l'épaisseur de flamme à l'aide de la diffusivité thermique. L'ensemble de ces résultats est regroupé dans la Figure 100.

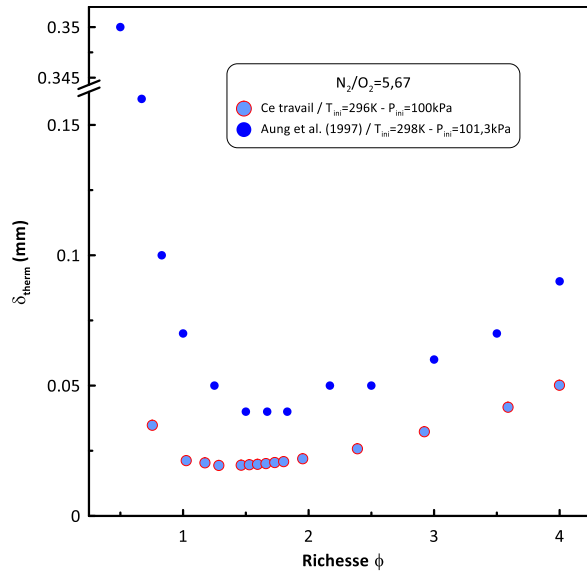


**Figure 100 : Comparaison des épaisseurs de front de flamme H<sub>2</sub>/Air en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature**

Dans le cas de l'épaisseur calculée avec le gradient thermique, on peut noter une bonne correspondance entre les résultats obtenus et ceux de la littérature. Les différences qui peuvent être notées augmentent lorsque la richesse du mélange devient de plus en plus riche. Elles peuvent provenir des légères différences de température et de pression dans lesquelles sont étudiées les mélanges mais aussi principalement des mécanismes cinétiques employés pour le calcul du gradient thermique au sein du front de flamme. Dans le cas du calcul utilisant la diffusivité thermique, on observe également de très bons accords avec les résultats de Hu et al. et de Aung et al. En effet les résultats concernant la vitesse de flamme laminaire  $S_u^0$  étaient déjà en très bon accord (Figure 89) ( $\delta_{\text{therm}} = \lambda / \rho \cdot C_p \cdot S_u^0$ ).

### 1.5.3.2 Mélanges H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> en conditions ambiantes

Les travaux de Aung et al. [70] ont également porté sur la détermination des épaisseurs de front de flamme ( $\delta_{\text{therm}}$ ) pour des mélanges H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> avec un ratio N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>=5,67. Une comparaison avec les résultats obtenus au cours de cette thèse est présentée en Figure 101. Bien que pour les mêmes conditions on observe des vitesses de flamme laminaire très similaires (Figure 91), on remarque que les  $\delta_{\text{therm}}$  obtenus par Aung et al. sont systématiquement supérieures. L'origine de ces différences doit donc résider dans les propriétés thermiques ( $\lambda$ ,  $C_p$ ) qui doivent être différentes entre les deux études mais non renseignées dans [70].



**Figure 101 : Comparaison des épaisseurs de front de flamme  $\delta_{therm}$   $H_2/O_2/N_2$  ( $N_2/O_2=5,67$ ) en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature [70]**

## 1.6 Energie d'activation et nombre de Zel'dovich

Comme décrit dans la section 1.2.2 du chapitre 2, plusieurs méthodes peuvent être employées pour calculer l'énergie d'activation d'un mélange réactionnel. Pour tous les mélanges d'intérêt investigués dans cette étude ( $H_2/O_2/N_2$  et  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ ),  $E_a$  a été calculée à partir des vitesses de flamme laminaire simulées à l'aide de la méthode de la variation de diluant (azote). Dans le cadre des mélanges sans vapeur d'eau, les expériences en bombe sphérique ayant entre autre concerné la variation de la dilution en azote, l'énergie d'activation a également pu être calculée à partir des vitesses de flamme laminaire expérimentales. Une comparaison a ainsi pu être effectuée entre la simulation et l'expérience. Cependant il est important de noter que la variation d'azote n'a pas été identique entre ces dernières. En effet, les  $E_a$  extraites à partir des  $S_u^0$  expérimentales se basent sur les trois ratios  $N_2/O_2$  investigués tandis que les  $E_a$  extraites à partir des  $S_u^0$  modélisées se basent sur une variation de  $\pm 3\% mol.N_2$  pour chaque ratio  $N_2/O_2$ . Cela impose donc pour une richesse donnée une unique énergie d'activation expérimentale commune aux trois ratios  $N_2/O_2$  tandis qu'il est possible de calculer numériquement une énergie d'activation pour chaque ratio  $N_2/O_2$ .

Enfin, pour des mélanges  $H_2/Air$  à 296K la méthode de calcul de l'énergie d'activation par la variation de la température initiale a été étudiée numériquement et expérimentalement afin d'analyser les différences avec la méthode de calcul par la variation d'azote.

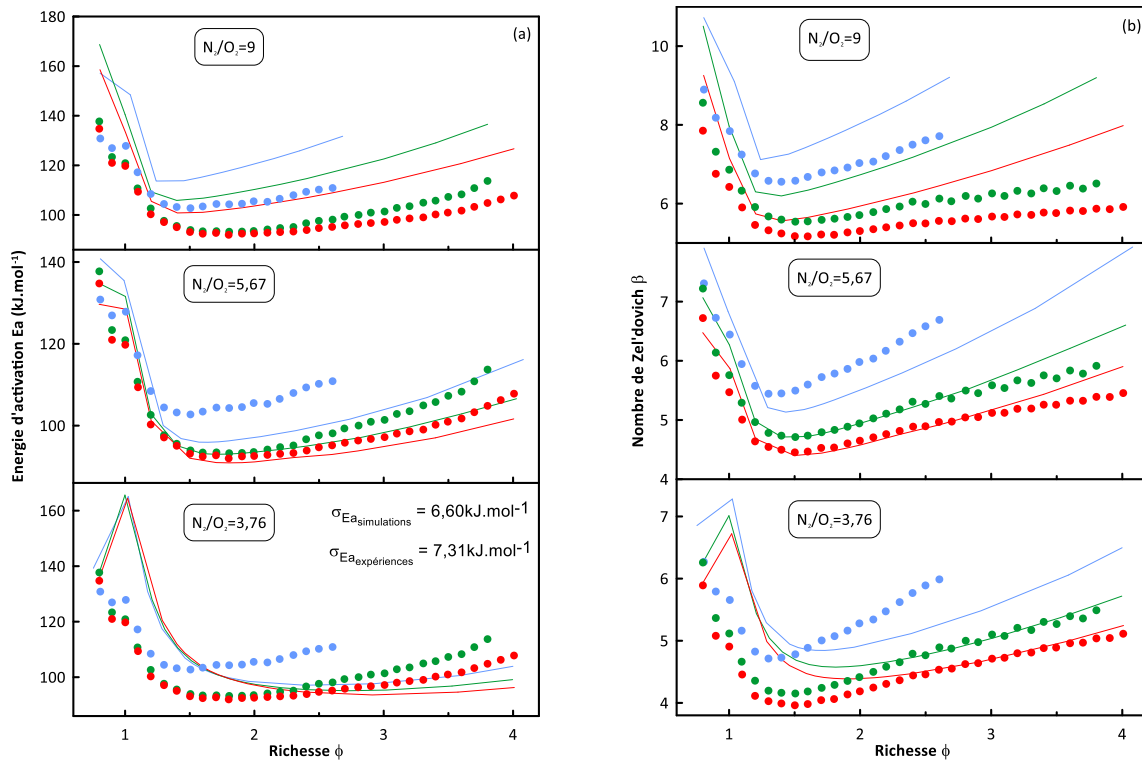
### 1.6.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote

Les résultats obtenus pour les énergies d'activation ainsi que les nombres de Zel'dovich des mélanges  $H_2/O_2/N_2$  calculés à l'aide des données expérimentales et des résultats de modélisation

pour trois températures initiales différentes (296, 363 et 413K) sont représentés en Figure 102. Dans un premier temps il est à noter que les calculs effectués sur la base des  $S_u^0$  expérimentales à 296 K ne permettent pas d'accéder aux  $E_a$  et  $\beta$  pour des richesses supérieures à 2,6 lorsque le rapport  $N_2/O_2=9$ . En effet, pour ce cas, il n'a pas été possible d'enflammer les mélanges pour des richesses supérieures à 2,6 (la limite d'inflammabilité a été atteinte). Malgré cela, on peut remarquer un bon accord entre les deux méthodes de calculs pour les trois températures investiguées à  $N_2/O_2=5,67$  et 9 avec une évolution similaire de l'énergie d'activation et du nombre de Zel'dovich en fonction de la richesse. Dans le cas de  $N_2/O_2=3,76$ , on note un notable décalage vers les mélanges riches avec les résultats de la simulation. De plus, contrairement aux résultats expérimentaux on observe un maximum pour l'énergie d'activation et pour nombre de Zel'dovich à  $\phi=1$ . Il apparaît alors nécessaire d'utiliser une extrapolation à partir des résultats expérimentaux pour extraire ces paramètres pour les mélanges plus pauvres qui sont notamment d'intérêt pour la sûreté nucléaire ( $\%mol.H_2 \leq 15$ ). Malgré cela, il est très important de noter que l'ordre de la réaction globale  $n$  évolue en fonction de la richesse du mélange [56] [111]. C'est la raison pour laquelle on constate que l'énergie d'activation a une évolution différente entre les mélanges pauvres et les mélanges riches, avec notamment une discontinuité à la stœchiométrie. Cette observation peut être effectuée pour les énergies d'activation expérimentales et issues de la simulation.

L'augmentation de la température initiale permet de diminuer les énergies d'activation ainsi que les nombres de Zel'dovich dans tous les cas, excepté pour les valeurs simulées à  $N_2/O_2=3,76$  où l'on remarque que la température initiale ne modifie pas  $E_a$  pour des richesses comprises entre 0,8 et 1,75. Ainsi dans la majorité des cas la réactivité du mélange combustible est accrue lorsque la température initiale augmente.

L'effet de la dilution par de l'azote sur les énergies d'activation et les nombres de Zel'dovich calculés numériquement n'est pas linéaire. A titre d'exemple, pour une température initiale de 413K lorsque le ratio  $N_2/O_2$  est diminué de 9 à 5,67  $E_a$  et  $\beta$  diminuent sur tout le domaine de richesse investigué. Or lorsque le ratio  $N_2/O_2$  varie de 5,67 à 3,76,  $E_a$  augmente pour  $\phi \leq 3$  et diminue pour  $\phi \geq 3$  et  $\beta$  augmente lorsque  $0,9 \leq \phi \leq 1,65$  et diminue en dehors de ce domaine. Ce comportement est similaire à 296 et 363K avec d'autres richesses limites. Cependant pour le nombre de Zel'dovich calculé sur la base des expériences, on peut noter qu'il augmente dans tous les cas lorsque le ratio  $N_2/O_2$  est augmenté montrant ainsi la diminution de la réactivité des mélanges étudiés quand la dilution en azote est accrue.



**Figure 102 : (a) Energie d'activation et (b) nombre de Zel'dovich obtenus expérimentalement (symboles) et numériquement (lignes pleines) pour des mélanges  $H_2/O_2/N_2$  à trois températures initiales différentes : ● 296K, ● 363K, ● 413K**

### 1.6.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau

Pour les mélanges  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$ , les énergies d'activation ont été déduites des simulations uniquement. En effet, les mesures expérimentales en bombe sphérique n'ont été effectuées que pour un seul rapport  $N_2/O_2$ . Ainsi, les énergies d'activation et les nombres de Zel'dovich qui leur sont associés pour ces mélanges sont représentés sur la Figure 103. La Figure 103 (a) montre que la dilution par la vapeur d'eau du mélange  $H_2/Air$  entraîne l'augmentation de l'énergie d'activation excepté pour  $1 \leq \phi \leq 1,2$ . En effet pour ces richesses  $E_a$  diminue d'abord entre 296 et 363K puis augmente ensuite entre 363 et 413K. Lorsque la fraction de vapeur d'eau est fixée, l'augmentation de la température initiale entraîne une diminution de l'énergie d'activation sur tout le domaine de richesse étudié. Enfin, le nombre de Zel'dovich  $\beta$  (Figure 103 (b)) augmente systématiquement lorsque la dilution par la vapeur d'eau croît. De plus, comme pour l'énergie d'activation, on peut noter que lorsque  $\%mol.H_2O_{gaz}$  est constant, l'augmentation de la température initiale induit une diminution de  $\beta$ .

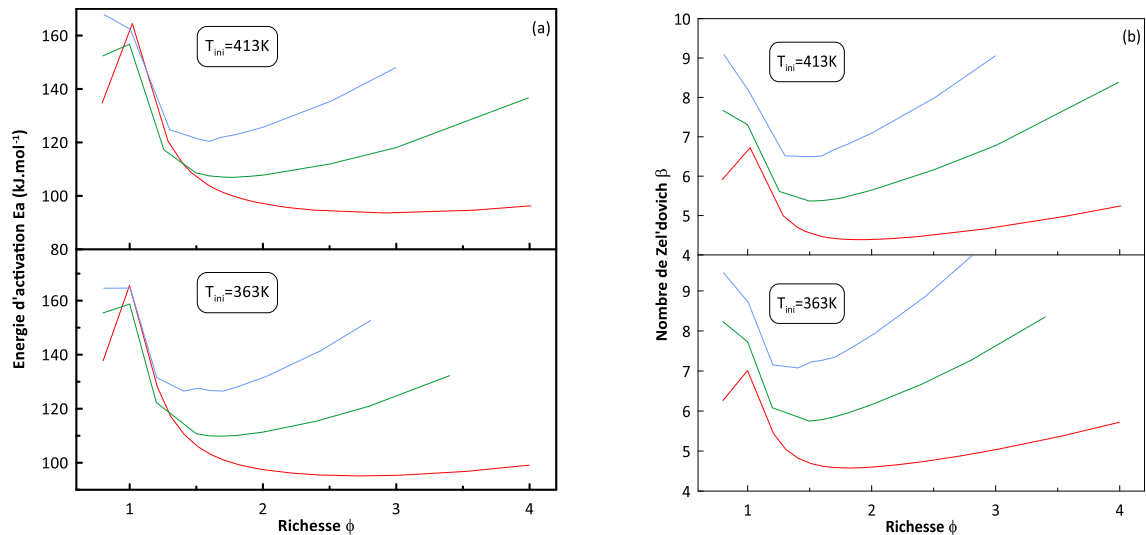
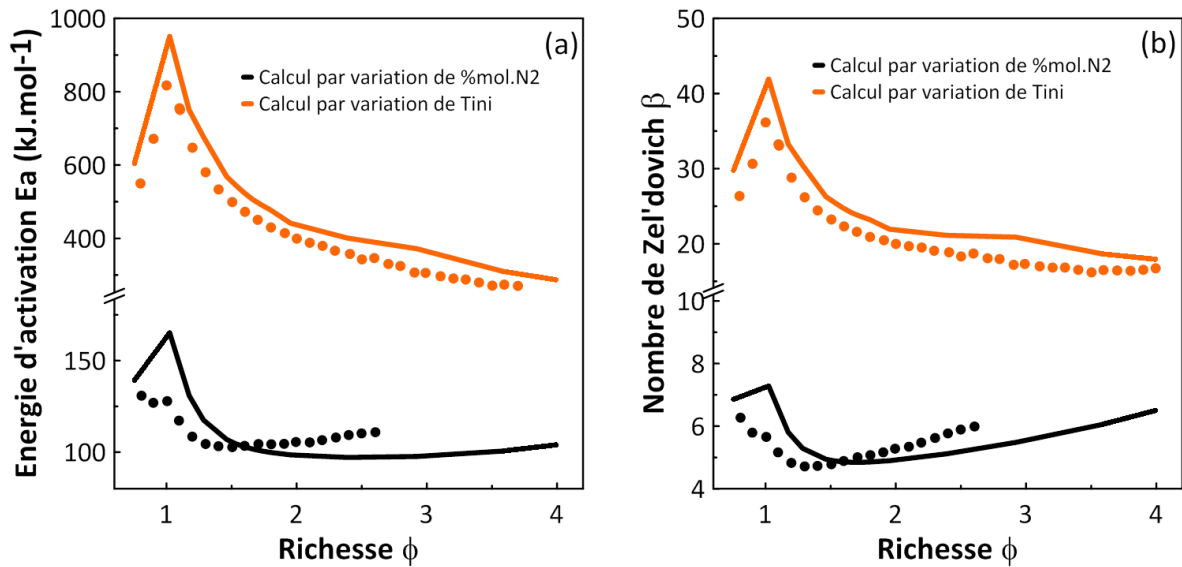


Figure 103 : (a) Energie d'activation et (b) nombre de Zel'dovich obtenus numériquement pour des mélanges H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub> à 363 et 413K à différents taux de dilution par la vapeur d'eau : ● 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub>, ● 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub>, ● 0% mol.H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub>

### 1.6.3 Comparaison des deux méthodes de calcul

Les énergies d'activation et les nombres de Zel'dovich qui leur sont associés pouvant être calculés par variation de la fraction molaire en azote ou par variation de la température initiale, une comparaison a été effectuée entre ces deux méthodes pour des mélanges H<sub>2</sub>/Air à 296K. La Figure 104 présente les résultats obtenus expérimentalement et numériquement à l'aide de ces deux méthodes. On peut remarquer dans un premier temps un meilleur accord entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques lorsque la méthode de la variation de la température initiale est utilisée. Cependant cette méthode entraîne de manière systématique des énergies d'activation et des nombres de Zel'dovich bien plus élevés (de l'ordre de 3 à 6 fois supérieurs).

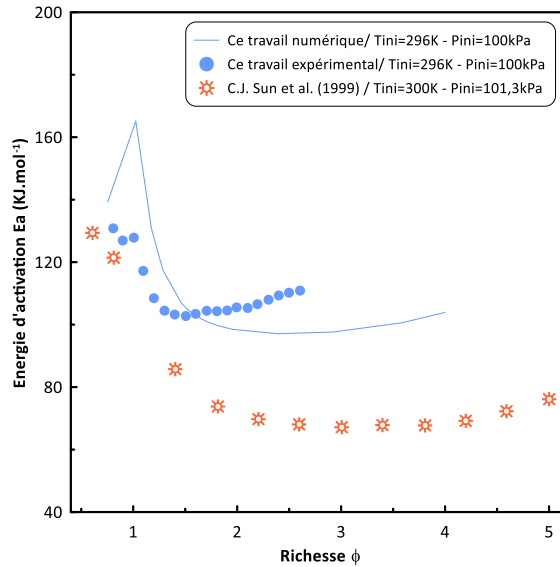


**Figure 104 : Comparaison des énergies d'activation (a) et des nombres de Zel'dovich (b) obtenus expérimentalement (symboles) et numériquement (lignes pleines) à l'aide des différentes méthodes de calculs**

#### 1.6.4 Comparaison avec la littérature

Les énergies d'activation obtenues pour les mélanges hydrogène-air à 296K peuvent être comparées avec celles obtenues par Sun et al. [56]. La comparaison est présentée en Figure 105. On peut voir ainsi que l'évolution de l'énergie d'activation en fonction de la richesse est la même entre les deux études excepté à la stœchiométrie où l'on trouve un point d'infléchissement avec les études réalisées au cours de cette thèse. Malgré cela Sun et al. calculent sur tout le domaine de  $\phi$  des énergies d'activation plus faibles. Il est à noter que Sun et al. ont déduit  $E_a$  par simulation sur la base du mécanisme cinétique de Kim [119], ce qui peut expliquer ces différences.





**Figure 105 : Comparaison des énergies d'activation de mélanges H<sub>2</sub>/Air en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature [56]**

## 1.7 Nombre de Lewis effectif

L'équation Eq. 62 décrite dans la section 1.2.2 du chapitre 2 a permis de calculer les nombres de Lewis effectifs pour les mélanges étudiés. Les deux prochaines sections présentent les résultats obtenus pour les mélanges H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> ainsi que les mélanges H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>gaz</sub>.

### 1.7.1 Impact de la température initiale et de la dilution par l'azote

La Figure 106 présente les nombres de Lewis effectifs calculés pour les mélanges H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> en fonction des trois températures initiales investiguées (296, 363 et 413K). Cette dernière permet de rendre compte que la majorité des flammes étudiées sont stables. En effet pour la plupart d'entre elles  $Le_{eff} > 1$ . Le changement de température ne présente pas d'impact significatif mais on peut tout de même noter une légère diminution du nombre de Lewis lorsque la température initiale est augmentée. L'effet de la dilution par l'azote est plus important et son augmentation entraîne également une diminution de  $Le_{eff}$ . On peut notamment remarquer que les Lewis effectifs des mélanges stœchiométriques diminuent lorsque le ratio N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> augmente. Ils sont notamment stables ( $Le_{eff} > 1$ ) à N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>=3,76 et 5,67 et deviennent instables à N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>=9.

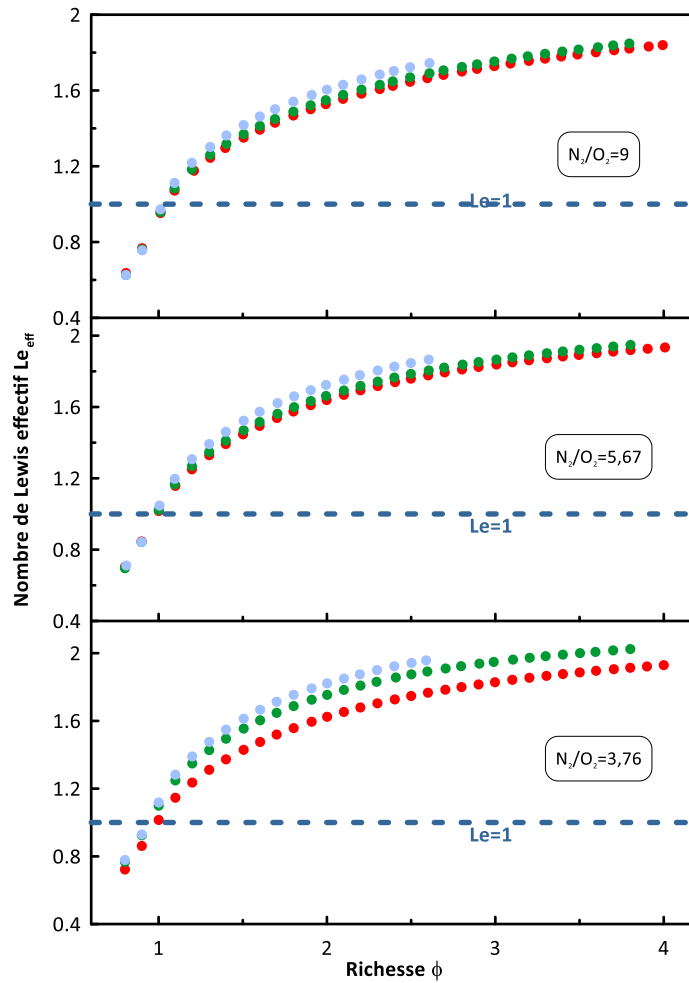


Figure 106 : Nombre de Lewis effectif de mélanges  $H_2/O_2/N_2$  : ● 296K, ● 363K, ● 413K

### 1.7.2 Impact de la dilution par la vapeur d'eau

La Figure 107 présente les nombres de Lewis effectifs calculés pour les mélanges  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$  en fonction de la fraction molaire de la vapeur d'eau (0, 20 et 30%mol.) ainsi que de la température initiale (363 et 413K). On peut noter comme pour la dilution à l'azote que la dilution par la vapeur d'eau entraîne une diminution du nombre de Lewis effectif sur tout le domaine de richesse investigué à 363 et 413K. A titre d'exemple pour une richesse de 1 on peut noter pour les deux températures initiales étudiées, lorsque de la vapeur d'eau est ajoutée au mélange réactif (20 ou 30%mol.), le  $Le_{eff}$  devient inférieur à l'unité rendant la flamme instable.

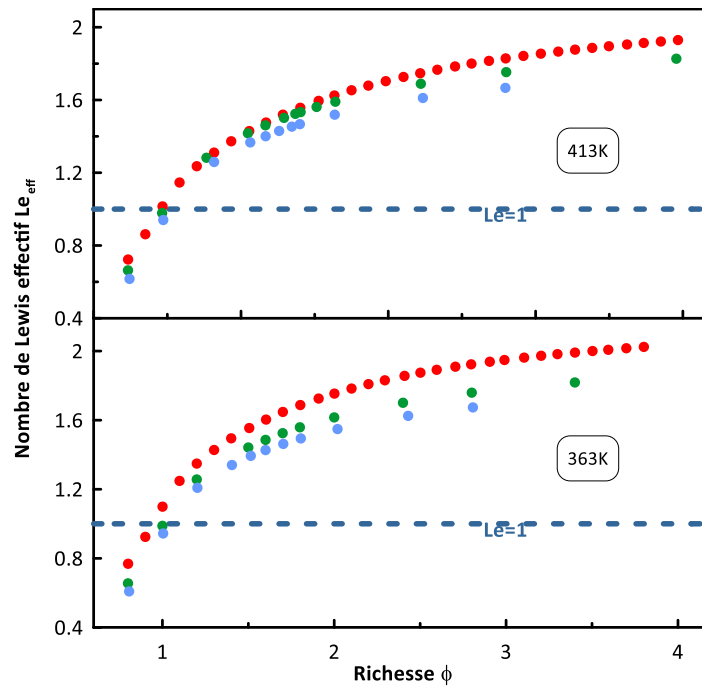
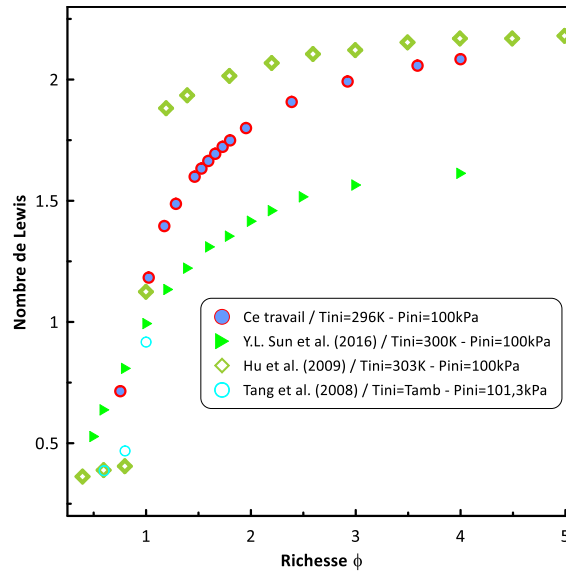


Figure 107 : Nombre de Lewis effectif  $Le_{eff}$  de mélanges  $H_2/Air/H_2O_{gaz}$  à 363 et 413K : ● 30%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 20%mol. $H_2O_{gaz}$ , ● 0% mol. $H_2O_{gaz}$

### 1.7.3 Comparaison avec la littérature

A température et pression ambiantes, les études menées par Tang et al. [59], Hu et al. [60] et Sun et al. [62] ont également déterminé les nombres de Lewis pour des mélanges  $H_2/Air$ . La Figure 108 permet de comparer les résultats de ces études avec ceux obtenus au cours de cette thèse. Bien que les nombres de Lewis soient différents pour les mélanges riches, on remarque une évolution similaire du nombre de Lewis en fonction de la richesse entre cette étude et celle conduite par Sun et al. Ceci vient du fait que la définition du nombre de Lewis prise en compte est la même. En effet, on peut noter que pour les études de Tang et al. et de Hu et al., la définition choisie pour le nombre de Lewis prend en compte uniquement le nombre de Lewis de l'espèce minoritaire au sein du mélange réactionnel (l'hydrogène pour les mélanges pauvres et l'oxygène pour les mélanges riches).



**Figure 108 : Comparaison des nombres de Lewis effectifs de mélanges H<sub>2</sub>/Air en conditions ambiantes avec les résultats de la littérature**

## 1.8 Conclusion

Les calculs numériques effectués à l'aide du mécanisme cinétique de Mével ont permis de calculer les épaisseurs de front de flamme, les énergies d'activation, les nombres de Zel'dovich ainsi que les nombres de Lewis effectifs pour les mélanges d'intérêt de cette étude. Bien qu'il ait été montré que ce mécanisme soit valide pour modéliser les vitesses de flamme laminaire, la comparaison d'Ea et  $\beta$  modélisés avec ceux issus des expériences montre des différences qui peuvent être importantes dans le cas des mélanges H<sub>2</sub>/Air à 296K, 363K et 413K. Ainsi, les mécanismes cinétiques sont généralement validés sur les vitesses fondamentales de flamme, mais à notre connaissance, cela ne l'a jamais été fait sur les énergies d'activation. Par conséquent cet aspect est à prendre en compte lors du calcul de ces paramètres pour des mélanges représentatifs des accidents graves au sein des installations nucléaires. Ainsi, dans ce cadre il est préférable d'effectuer une extrapolation des résultats expérimentaux afin d'obtenir les énergies d'activation et les nombres de Zel'dovich. Pour les études conduites au cours de cette thèse l'extrapolation a été réalisée à partir des résultats expérimentaux présentés en Figure 102 à l'aide d'une régression polynomiale d'ordre 4.

## 2. Impact de l'encombrement sur des flammes accélérées H<sub>2</sub>/Air en milieu encombré au sein d'ENACCEF 1

Au cours de cette thèse, l'effet de l'encombrement sur l'accélération de flammes hydrogène/air a été étudié expérimentalement au sein de l'enceinte ENACCEF 1. Trois différents types d'encombrement du tube d'accélération par des obstacles annulaires ont été expérimentés et sont répertoriés dans le Tableau 6.

Nombre d'obstacles	Position des premier et dernier obstacles (m)	Rapport de blocage (BR) des obstacles	x/D
5	0,649 et 1,874	0,63	2
9			1
17			0,5

**Tableau 6 : Conditions d'encombrement d'ENACCEF 1 pour l'étude de flammes H<sub>2</sub>/Air**

Le paramètre x/D représente la distance (x) séparant les obstacles les uns des autres rapportée par le diamètre interne de l'enceinte (D). Cette étude a concerné une flamme de 13%H<sub>2</sub>+87%Air à température ambiante et pression initiale de 100kPa. Les propriétés physico-chimiques d'une telle flamme sont définies dans le Tableau 7.

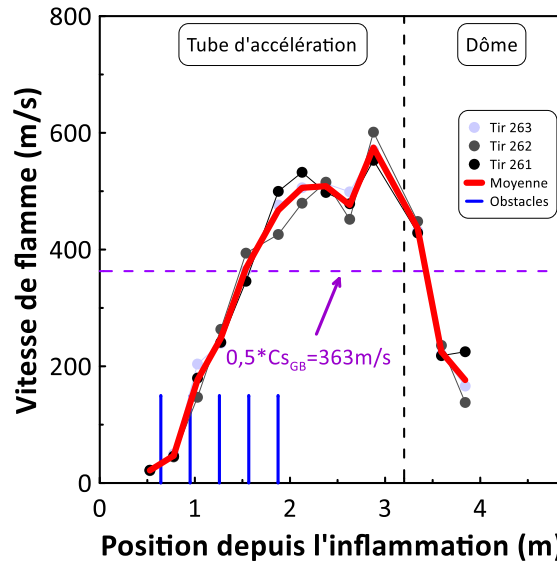
Richesse	T <sub>f</sub> (K)	S <sub>u</sub> <sup>0</sup> (cm/s)	δ <sub>therm</sub> (μm)	E <sub>a</sub> <sub>extrapolé</sub> (kJ.mol <sup>-1</sup> )	β <sub>extrapolé</sub>	L <sub>eff</sub>	σ	C <sub>sGF</sub> (m/s)	C <sub>sGB</sub> (m/s)
0,356	1321	10,84	2,99	188	11,02	0,408	4,17	369	726

**Tableau 7 : Propriétés physico-chimiques d'une flamme de 13%H<sub>2</sub>+87%Air à 296K et 100kPa**

Les prochaines sections présentent les résultats de cette étude. Pour chaque encombrement du tube d'accélération, trois tirs ont été effectués dans les mêmes conditions dans le but de s'assurer de leur répétabilité mais aussi afin de calculer une moyenne des vitesses obtenues. Ces moyennes ont ensuite permis d'effectuer une comparaison entre les encombrements. Pour rappel, et comme calculé dans la section 2.1.3 du chapitre 2, l'incertitude relative sur les vitesses de propagation de flamme mesurée est de ±2,83%. Également, on rappelle ici que la vitesse limite pour considérer qu'une flamme est fortement accélérée (ou rapide) est de la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés.

### 2.1 Enceinte encombrée par 5 obstacles

Pour cette étude, le tube d'accélération d'ENACCEF 1 est encombré par 5 obstacles annulaires séparés les uns des autres par une distance équivalente au double du diamètre interne du tube. Les profils de vitesse obtenus pour les trois tirs effectués dans ces conditions d'encombrement pour une flamme 13%H<sub>2</sub>+87%Air ainsi que leur moyenne sont représentés dans la Figure 109.



**Figure 109 : Evolution de la vitesse de flamme (13% $H_2$ +87%Air –  $T_{ini}=296K$  –  $P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 5 obstacles annulaires (BR=0,63)**

Sur ces profils de vitesses, trois étapes de propagation de la flamme peuvent être distinguées :

- 1<sup>ère</sup> phase : la flamme subit une accélération lors de son passage dans la région des obstacles où elle voit sa vitesse augmentée d'environ 21 à approximativement 508m/s en moyenne. La présence des obstacles permet d'une part de modifier la surface de la flamme à chaque passage d'obstacle et d'autre part de créer une turbulence au sein des gaz frais qui promeut l'accélération de la flamme. On peut notamment noter que la vitesse de propagation de flamme dépasse celle du son dans les gaz frais (369m/s) indiquant un nombre de Mach supérieur à l'unité et donc la formation d'ondes de choc en amont du front de flamme. Ces ondes de choc provoquant l'augmentation de la température et de la pression, la flamme ne se propage plus dès lors dans les conditions initiales ( $T=296K$  –  $P=100kPa$ ). Ainsi la flamme transite du régime subsonique au régime supersonique ou régime des flammes choquées. On note également qu'il s'agit d'une flamme fortement accélérée car la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés (363m/s) a été dépassée.
- 2<sup>ème</sup> phase : en sortie d'obstacles, la flamme voit sa vitesse osciller entre 476 et 575m/s. Dû à l'absence d'encombrement dans cette partie du tube d'accélération, la turbulence diminue provoquant une stabilisation de la vitesse de propagation de la flamme.
- 3<sup>ème</sup> phase : la flamme arrive dans le dôme d'ENACCEF 1 et voit sa vitesse chuter jusqu'à approximativement 176m/s transitant ainsi dans le régime subsonique. Ce ralentissement est provoqué par l'expansion du volume représentée par le passage du tube d'accélération au dôme. De plus cette expansion provoque également la dissipation des ondes de choc se propageant en amont du front de flamme.

## 2.2 Enceinte encombrée par 9 obstacles

Pour cette étude, le tube d'accélération d'ENACCEF 1 est encombré par 9 obstacles annulaires séparés les uns des autres par une distance équivalente au diamètre interne du tube. Les profils de vitesse obtenus pour les trois tirs effectués dans ces conditions d'encombrement pour une flamme 13% $H_2$ +87%Air ainsi que leur moyenne sont représentés dans la Figure 110.

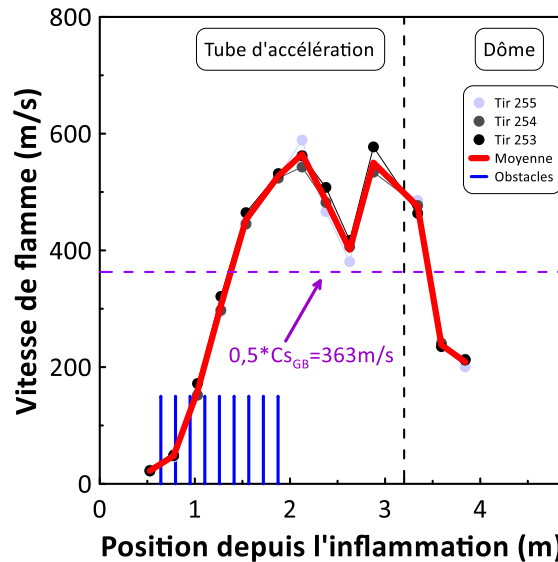


Figure 110 : Evolution de la vitesse de flamme (13% $H_2$ +87%Air –  $T_{ini}=296K$  –  $P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)

Sur ces profils de vitesses, trois étapes de propagation de la flamme peuvent être distinguées :

- 1<sup>ère</sup> phase : la flamme subit une accélération lors de son passage dans la région des obstacles où elle voit sa vitesse augmentée d'environ 22 à approximativement 565m/s en moyenne. Comme pour le cas précédent, la présence des obstacles permet d'augmenter la surface de la flamme et de créer une turbulence au sein des gaz frais qui promeut l'accélération de la flamme qui dépasse ici également la vitesse du son dans les gaz frais (369m/s) ainsi que la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés (363m/s).
- 2<sup>ème</sup> phase : en sortie d'obstacles, la flamme voit sa vitesse diminuer jusqu'à 401m/s puis augmenter à 550m/s. Dû à l'absence d'encombrement dans cette partie du tube d'accélération, la turbulence diminue provoquant ces oscillations de vitesse.
- 3<sup>ème</sup> phase : la flamme arrive dans le dôme d'ENACCEF 1 et voit sa vitesse chuter jusqu'à approximativement 209m/s retournant ainsi dans le régime subsonique.

## 2.3 Enceinte encombrée par 17 obstacles

Pour cette étude, le tube d'accélération d'ENACCEF 1 est encombré par 17 obstacles annulaires séparés les uns des autres par une distance équivalente à la moitié du diamètre interne du tube. Les profils de vitesse obtenus pour les trois tirs effectués dans ces conditions d'encombrement pour une flamme 13% $H_2$ +87%Air ainsi que leur moyenne sont représentés dans la Figure 111.

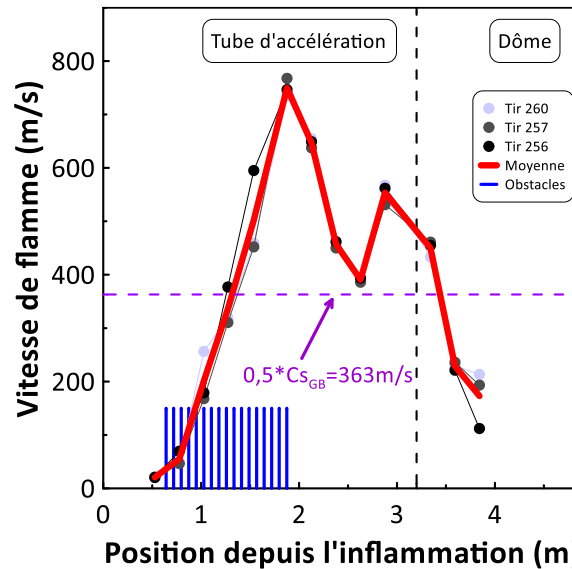


Figure 111 : Evolution de la vitesse de flamme (13% $H_2$ +87%Air –  $T_{ini}=296K$  –  $P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 17 obstacles annulaires (BR=0,63)

Sur ces profils de vitesses, trois étapes de propagation de la flamme peuvent être distinguées :

- 1<sup>ère</sup> phase : la flamme subit une accélération lors de son passage dans la région des obstacles où elle voit sa vitesse augmentée d'environ 21 à approximativement 750m/s en moyenne. Ici aussi la flamme transite vers le régime choqué et correspond également à une flamme fortement accélérée.
- 2<sup>ème</sup> phase : en sortie d'obstacles, la flamme voit sa vitesse diminuer jusqu'à 390m/s puis augmenter à 553m/s. Une fois encore la divergence de l'écoulement et la diminution de la turbulence dans cette région est responsable de ce comportement.
- 3<sup>ème</sup> phase : la flamme arrive dans le dôme d'ENACCEF 1 et voit comme pour les cas précédents une diminution de sa vitesse jusqu'à approximativement 172m/s.

## 2.4 Comparaison des profils de vitesses obtenus dans les différentes configurations d'encombrement

Suivant les résultats présentés précédemment, une comparaison peut être effectuée entre les profils de vitesse obtenus en fonction de l'encombrement du tube d'accélération. La Figure 112



permet de comparer ces moyennes obtenues. Dans chaque cas on retrouve les trois phases de propagation qui ont été décrites auparavant, à savoir une phase d'accélération dans la région des obstacles, une phase de diminution et d'oscillations de la vitesse en sortie d'obstacles puis une phase de décélération lorsque la flamme arrive dans le dôme. Également dans tous les cas, les flammes sont de type fortement accélérées.

La phase d'accélération dans la zone des obstacles apparaît clairement être dépendante de la configuration de l'encombrement. En effet plus le nombre d'obstacles est important plus l'accélération est forte. Ainsi la vitesse maximale est obtenue dans le cas des 17 obstacles (750m/s) et la vitesse minimale dans le cas des 5 obstacles (508m/s). On peut également noter que pour chaque cas la flamme transite du domaine subsonique vers le domaine supersonique (choqué). Cependant ce domaine est atteint d'autant plus rapidement que le nombre d'obstacles est important.

La phase de propagation en sortie d'obstacles semble également être dépendante de la configuration de l'encombrement. En effet plus le nombre d'obstacles augmente plus la diminution de la vitesse de flamme est importante. Cette décélération est de 48, 29 et 6,3% respectivement quand le nombre d'obstacles est de 17, 9 et 5. Malgré cette différence, la fin de cette décélération est obtenue dans chaque cas à la même position (2,627m). De plus on peut noter que pour 17 et 9 obstacles la vitesse de flamme obtenue après cette diminution est équivalente (environ 396m/s). Enfin après ce ralentissement la vitesse de flamme augmente et l'on obtient dans chaque cas une vitesse équivalente (560m/s en moyenne). Ainsi dans cette phase de propagation, bien que la flamme ait subi un fort ralentissement, sa vitesse de propagation reste supérieure à la vitesse du son dans les gaz frais (369m/s) quel que soit le nombre d'obstacles mis en place.

Enfin lorsque la flamme se propage dans le dôme, on observe une forte diminution de sa vitesse de propagation quelle que soit la configuration des obstacles dans le tube d'accélération. Ainsi la flamme subit à nouveau une transition en regagnant le régime subsonique. On peut remarquer que le changement du nombre d'obstacles ne modifie pas les niveaux de vitesse obtenus. La phase de propagation de la flamme dans le dôme paraît alors être indépendante de la configuration du tube d'accélération.

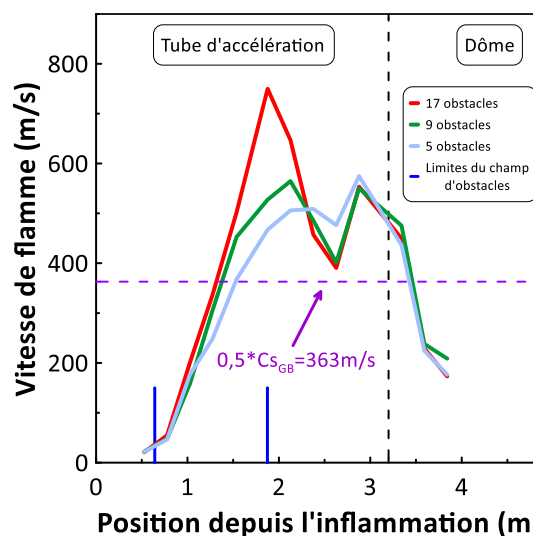


Figure 112 : Evolution de la vitesse de flamme (13% $H_2$ +87% $Air$  –  $T_{ini}=296K$  –  $P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 5, 9 et 17 obstacles

## 2.5 Evolution de la pression dans les différentes configurations d'encombrement

Durant la propagation de la flamme, l'évolution de la pression a été mesurée à l'aide du capteur de pression (601A) situé en fin de tube d'accélération. Les différentes évolutions mesurées en fonction du nombre d'obstacles mis en place dans ENACCEF 1 sont représentées dans la Figure 113. A cause de la vibration mécanique du dôme de l'enceinte, les signaux de pression sont très bruités. Pour cela ces derniers sont filtrés à l'aide d'un filtre passe-haut permettant de couper les fréquences correspondant à la vibration du dôme (568Hz). Un exemple de comparaison entre le signal bruité et le signal filtré est donné en Figure 114. On remarque à l'aide de la Figure 113 que bien que l'encombrement soit modifié, les signaux de pression sont très similaires et présentent les mêmes caractéristiques. On peut noter dans un premier temps la présence d'un pic d'environ 2,7 bar qui est suivi d'une évolution de pression plus lente présentant un maximum d'environ 4,1 bar. Le pic correspond au passage de l'onde de choc créée durant la propagation de la flamme lorsque celle-ci a transité vers le régime supersonique, tandis que l'évolution plus lente correspond au passage de la flamme. Lorsque le maximum de pression est atteint, la combustion est terminée. La diminution de pression est alors due aux pertes thermiques au sein des gaz brûlés vers les parois de l'enceinte, et notamment la condensation de la vapeur d'eau. Le décalage temporel que l'on peut observer entre les différentes configurations d'obstacles dès l'apparition du premier pic de pression est causé par les différences qui peuvent résider dans l'initiation de la flamme et ses premiers instants de propagation (notamment lorsque celle-ci rencontre la paroi du tube d'accélération).

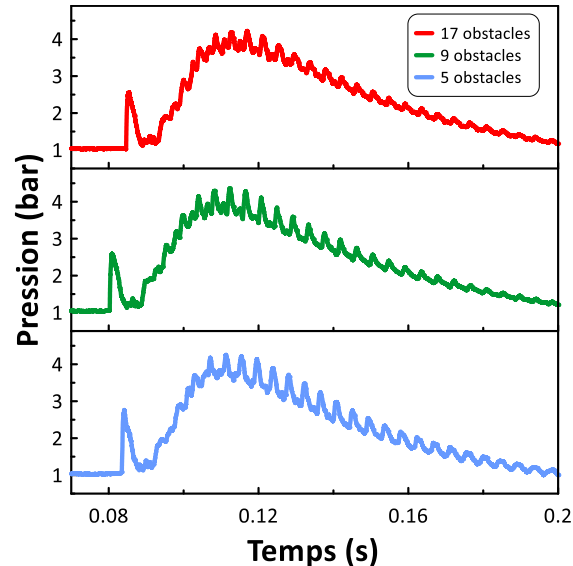
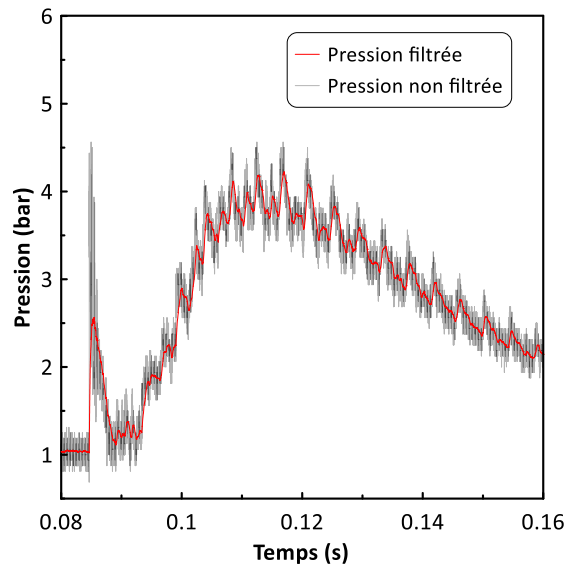


Figure 113 : Evolution de la pression mesurée à 2,877 m du point d'inflammation durant la propagation de flamme ( $13\%H_2+87\%Air - T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de l'encombrement du tube d'accélération (5, 9 et 17 obstacles) au sein d'ENACCEF 1



**Figure 114 : Signaux de pression filtré et non filtré obtenus à 2,877 m du point d'inflammation durant la propagation de flamme (13% $H_2$ +87%Air –  $T_{ini}=296K$  –  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 1 encombrée par 5 obstacles (BR=0,63 –  $x/D=2$ )**

## 2.5 Conclusion

Dans cette étude préliminaire, nous avons pu mettre en évidence l'importance de la géométrie de l'enceinte sur l'accélération de la flamme d'un mélange contenant 13% d' $H_2$  dans l'air. Nous avons pu aussi démontrer la création d'une onde de choc en avant de la flamme. L'interaction entre l'onde de choc et la flamme ne pouvait pas être étudiée avec cette installation, mais sera développée lors de la deuxième partie de ce chapitre. La présence du dôme qui représente le haut de l'enceinte de confinement d'un bâtiment réacteur montre que la majeure partie du volume de l'enceinte brûle en condition subsonique et que le chargement en pression correspond à celui calculé pour une combustion à volume constant.

### 3. Flammes accélérées H<sub>2</sub>/Air/Diluant en milieu encombré au sein d'ENACCEF 2

Les études conduites au sein de la nouvelle enceinte d'accélération de flamme (ENACCEF 2) ont permis d'analyser la propagation de flammes H<sub>2</sub>/Air/Diluant à différentes températures. Ces travaux ont ainsi concerné pour les flammes H<sub>2</sub>/Air les effets de la richesse à 296K ainsi que les effets de la température. Ils ont également porté sur l'impact de la vapeur d'eau comme diluant à haute température (363 et 413K). De manière à promouvoir l'accélération des flammes, l'enceinte est encombrée d'obstacles. Cet encombrement est décrit dans le Tableau 8. Le Tableau 9 et le Tableau 10 reprennent respectivement les principaux paramètres physico-chimiques des flammes H<sub>2</sub>/Air et des flammes H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> étudiées au sein d'ENACCEF 2 à 100kPa. Comme décrit précédemment, les travaux de simulation de cette thèse ont montré que le mécanisme de Mével ne permet pas de modéliser correctement les énergies d'activation ainsi que les nombres de Zel'dovich pour les mélanges d'intérêt. Ainsi, ces paramètres qui apparaissent dans le Tableau 9 et le Tableau 10 ont été obtenus par extrapolation à partir des courbes  $E_a=f(\phi)$  et  $\beta=f(\phi)$ .

Nombre d'obstacles	Position des premier et dernier obstacles (m)	Rapport de blocage (BR) des obstacles	x/D
9	0,638 et 2,478	0,63	1

Tableau 8 : Paramètres d'encombrement d'ENACCEF 2 pour l'étude des flammes accélérées H<sub>2</sub>/Air au sein d'ENACCEF 2

%mol.H <sub>2</sub>	Richesse	T <sub>ini</sub> (K)	T <sub>f</sub> (K)	S <sub>u</sub> <sup>0</sup> (cm/s)	δ <sub>therm</sub> (μm)	E <sub>a</sub> <sup>extrapolé</sup> (kJ.mol <sup>-1</sup> )	β <sup>extrapolé</sup>	L <sub>eff</sub>	σ	C <sub>S</sub> <sup>GF</sup> (m/s)	C <sub>S</sub> <sup>GB</sup> (m/s)
11	0,294	296	1171	2,50	12,30	198	12,06	0,382	3,74	365	682
13	0,356		1321	10,84	2,99	188	11,02	0,408	4,17	369	726
15	0,420		1468	23,76	1,43	179	10,03	0,440	4,59	373	766
11	0,294	363	1230	7,16	6,06	253	11,48	0,382	3,20	403	698
13	0,356		1378	21,13	2,16	240	10,52	0,408	3,55	408	741
15	0,420		1525	41,14	1,16	228	9,66	0,439	3,89	412	780
11	0,294	413	1275	13,34	4,05	219	10,15	0,386	2,91	430	710
13	0,356		1424	32,92	1,73	204	9,40	0,413	3,22	434	752
15	0,420		1570	60,07	0,99	191	8,68	0,445	3,51	439	790

Tableau 9 : Propriétés physico-chimiques des flammes H<sub>2</sub>/Air étudiées à l'aide d'ENACCEF 2 à 296, 363 et 413K et 100kPa

Richesse	T <sub>ini</sub> (K)	%mol.H <sub>2</sub> O <sub>vap</sub>	T <sub>f</sub> (K)	S <sub>u</sub> <sup>0</sup> (cm/s)	δ <sub>therm</sub> (mm)	E <sub>a</sub> <sup>extrapolé</sup> (kJ.mol <sup>-1</sup> )	β <sub>extrapolé</sub>	Le <sub>eff</sub>	σ	C <sub>SGF</sub> (m/s)	C <sub>SGB</sub> (m/s)
0,294	363	20	1036,8	0,24	52,35	238	14,47	0,347	2,73	414	664
		30	946	0,11	111,88	253	16,86	0,330	2,51	419	647
0,356		20	1153,1	0,69	18,44	227	13,45	0,367	3,01	417	701
		30	1046,8	0,19	68,29	240	15,61	0,347	2,75	423	681
0,42		20	1266	5,47	2,36	216	12,52	0,390	3,28	421	735
		30	1144,6	0,47	27,21	228	14,45	0,367	2,99	426	712
0,294	413	20	1080,9	0,38	41,14	235	13,24	0,351	2,50	440	677
		30	990,5	0,18	86,80	266	16,75	0,333	2,31	446	661
0,356		20	1196,3	2,31	6,87	223	12,34	0,371	2,75	444	713
		30	1090,5	0,38	42,18	251	15,46	0,349	2,52	450	694
0,42		20	1308,5	10,55	1,53	212	11,53	0,395	2,98	449	747
		30	1187,5	3,22	5,00	237	14,26	0,369	2,72	454	725

**Tableau 10 : Propriétés physico-chimiques des flammes H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> étudiées à l'aide d'ENACCEF 2 à 363 et 413K et 100kPa**

Par conséquent les prochaines sections abordent dans un premier temps l'effet de la richesse sur l'accélération de flamme H<sub>2</sub>/Air à 296K. Puis l'impact de la température sera étudié pour les mêmes flammes en s'appuyant sur les résultats obtenus à 363K et 413K. Enfin, également à 363K et 413K, l'impact du diluant (H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub>) sera présenté sur les flammes H<sub>2</sub>/Air, notamment en exposant les résultats obtenus en variant la fraction molaire de ce diluant (20 et 30%mol.). L'impact de ces différents paramètres sera notamment étudié sur les profils de vitesse obtenus, mais également sur les profils de pressions développés durant la propagation des flammes. Pour les mélanges non dilués par la vapeur d'eau, de la visualisation Schlieren a pu être effectuée. Les observations tirées de ce diagnostic optique seront alors également présentées.

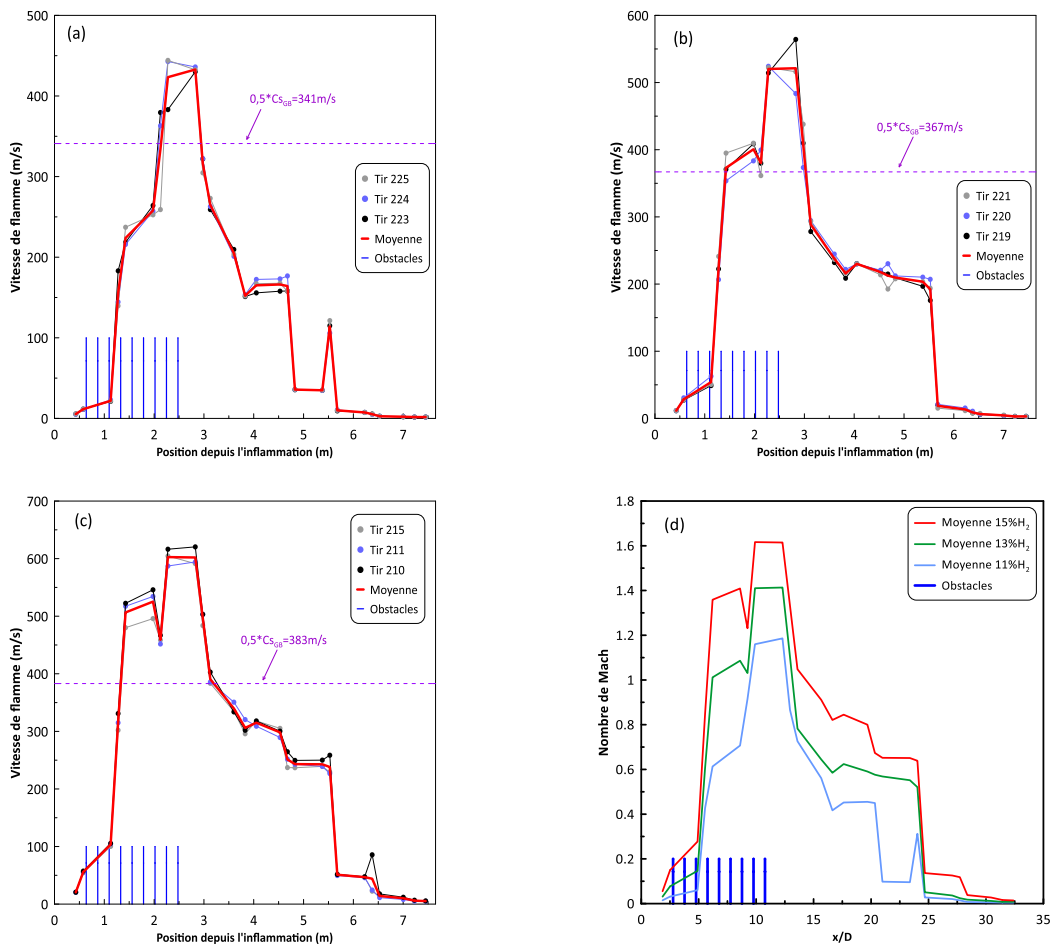
Pour rappel, et comme calculé dans la section 2.2.3 du chapitre 2, l'incertitude relative sur les vitesses de propagation de flamme mesurée est de ±8,81%. De plus, on rappelle aussi ici que la vitesse limite pour considérer qu'une flamme est fortement accélérée est de la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés. Cependant et contrairement à ENACCEF 1, la géométrie d'ENACCEF 2 permettant d'étudier l'interaction entre les flammes et les ondes de choc lorsque ces dernières sont produites, la vitesse du son dans les gaz frais constitue également une limite à étudier.

### 3.1 Impact de la richesse

L'effet de la richesse a été étudié pour les flammes H<sub>2</sub>/Air à 296K. Ainsi les prochains paragraphes présentent les différences obtenues dans les profils de vitesses et de pressions obtenues entre les richesses suivantes : 0,294, 0,356 et 0,42. Pour des mélanges non dilués ces richesses correspondent à 11, 13 et 15%H<sub>2</sub> dans l'air.

### 3.1 Profils de vitesses de flamme

Comme exposé dans le Chapitre 2, les photomultiplicateurs répartis le long de l'enceinte ENACCEF 2 ont permis de suivre la propagation du front de flamme et ainsi de calculer la vitesse de propagation de ce dernier. L'évolution de cette vitesse en fonction de la distance est représentée pour toutes les flammes étudiées (11% $H_2$ , 13% $H_2$  et 15% $H_2$  dans l'air) au sein la Figure 115. Pour chaque richesse, trois tirs ont été réalisés afin de vérifier la répétabilité des mesures effectuées mais également de calculer une moyenne. Ainsi, les moyennes obtenues peuvent être comparées entre elles de manière à étudier l'impact de la richesse. Dans la Figure 115 est également présentée une comparaison des profils de nombre de Mach des flammes étudiées.



**Figure 115 : Profils de vitesses de flamme ( $T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires ( $BR=0,63$ ) (a) 11% $H_2$ +89%Air (b) 13% $H_2$ +87%Air (c) 15% $H_2$ +85%Air (d) comparaison entre les nombres de Mach moyens obtenus pour des flammes à 11%  $H_2$ , 13% $H_2$  et 15% $H_2$  dans l'air**

Comme on peut le voir sur les Figure 115 (a), (b) et (c), quelle que soit la fraction molaire d'hydrogène considérée la propagation des flammes suit quatre étapes bien distinctes. Dans un premier temps les flammes sont accélérées lorsqu'elles se propagent dans la région des obstacles. Elles subissent ensuite une première forte décélération dès la sortie des obstacles. Un second important ralentissement se produit en fin d'enceinte entraînant des vitesses de propagation faibles

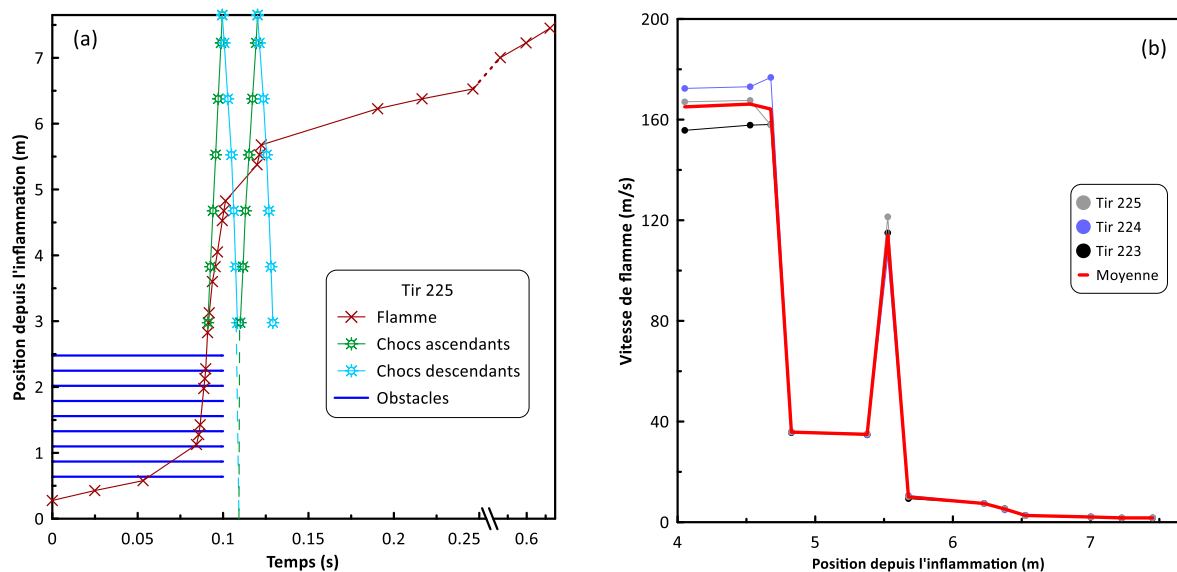
et constantes jusqu'au sommet d'ENACEF 2. Enfin, sur la Figure 115 (d) on peut constater sur tout le domaine spatial que plus la fraction molaire en hydrogène dans le mélange réactif est élevée, plus la vitesse de propagation de flamme est importante.

Durant l'étape de propagation initiale, les flammes subissent une première accélération avant qu'elles ne rencontrent le premier obstacle. Ceci est dû à l'apparition des instabilités thermo-diffusives qui augmente la surface du front de flamme. Cette accélération est d'autant plus importante que la fraction en hydrogène est élevée. Pour toutes les flammes étudiées (11% $H_2$ , 13% $H_2$  et 15% $H_2$  dans l'air) une forte accélération se produit après le troisième obstacle. La vitesse de flamme maximale est obtenue dans tous les cas en fin de région d'obstacles. Celle-ci croît avec la fraction molaire d'hydrogène. Il est intéressant de noter que cette phase d'accélération peut être décomposée en plusieurs étapes qui se déroulent aux mêmes positions dans l'enceinte quelle que soit la composition du mélange réactionnel. Lorsque les flammes franchissent le troisième obstacle, une très forte accélération se produit jusqu'à environ une distance de 1,43m. A cette position l'accélération est toujours présente mais elle perd en intensité. A 2,13 m de hauteur, la flamme de 11% $H_2$  voit son accélération augmenter. Dans le cas des flammes de 13 et 15% $H_2$ , on observe une diminution de la vitesse qui est d'autant plus importante que la fraction molaire en hydrogène est importante. Cette diminution prend fin aux mêmes positions (2,13m) et les flammes subissent à nouveau une accélération. A 2,28 m, pour toutes les flammes étudiées ces fortes accélérations sont stoppées et un pallier de vitesse est observé entre 2,5 et 2,8m de hauteur. Ce pallier croît avec la richesse du mélange. Pour toutes les flammes étudiées durant ces étapes, la vitesse de propagation dépasse la vitesse du son dans les gaz frais dans la zone des obstacles. Par conséquent une transition vers le régime supersonique se produit et une onde de choc se forme en amont du front de flamme. La trajectoire de ce choc ainsi que ces multiples réflexions au sommet et au bas de l'enceinte peuvent être déterminées à l'aide des capteurs de pression le long de l'enceinte. Les signaux de pression obtenus seront notamment présentés dans la section suivante. La position depuis l'inflammation pour laquelle se produit cette transition est d'autant plus faible que la fraction molaire d'hydrogène est importante. Elle est de 2,18, 1,42 et 1,33 m de hauteur respectivement pour les flammes à 11, 13 et 15% $H_2$ . On note également pour toutes ces flammes que la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés est dépassée. Elles correspondent alors à des flammes fortement accélérées.

Durant la deuxième phase de propagation, les vitesses de flamme subissent une importante diminution due à l'absence de turbulence en dehors des obstacles. On peut noter que la vitesse d'équilibre des flammes choquées n'est jamais atteinte ( $\approx C_{S_{GB}}$ ), ce qui indique que la région des obstacles n'a pas une longueur suffisante pour l'atteindre. La décélération subie en sortie d'obstacles est d'environ 60% pour toutes les flammes étudiées. Ainsi ces dernières rejoignent le régime subsonique. Cette seconde transition intervient d'autant plus tôt dans l'enceinte que la fraction en hydrogène est faible. En effet elle se produit à 2,91m pour une flamme de 11% $H_2$ , à 3,02m pour une flamme de 13% $H_2$  et à 3,29m pour une flamme de 15% $H_2$ . Après cette décélération, les vitesses de flamme se stabilisent aux alentours de 166m/s à 11% $H_2$  et de 213m/s à 13% $H_2$ . A 15% $H_2$ , la vitesse de propagation poursuit son ralentissement de manière continue entre 315m/s et 245m/s. Pour chaque flamme on peut ensuite observer un second ralentissement très brutal. Ce dernier s'explique par des interactions entre la flamme et le choc qui a subi plusieurs réflexions au sommet et au bas de l'enceinte. Lorsque le choc interagit avec le front de flamme, la vitesse de flamme varie considérablement. A l'aide des signaux des photomultiplicateurs et des signaux des capteurs de

pression, respectivement la trajectoire de la flamme et celle du choc sont déterminables. Par confrontation de ces dernières il est possible de mettre en évidence ces interactions et d'expliquer les profils de vitesse obtenus dans la seconde moitié de l'enceinte. Les vitesses mesurées étant répétibles entre les trois tirs effectués pour chaque richesse, les trajectoires obtenues pour les tirs 225, 221 et 211 sont détaillées ci-dessous pour décrire le comportement des flammes respectivement de 11% $H_2$ +89%Air, de 13% $H_2$ +87%Air et de 15% $H_2$ +85%Air.

La Figure 116 représente les trajectoires de la flamme et du choc obtenues pour le Tir 225 (Figure 116 (a)) ainsi que les profils de vitesses de flamme dans la seconde moitié d'ENACCEF 2 obtenus pour les trois tirs à 11% $H_2$ +89%Air (Figure 116 (b)). Le choc, formé à 2,18m, subit plusieurs réflexions aux extrémités de l'enceinte. Ainsi deux propagations ascendantes et deux propagations descendantes ont pu être déterminées à l'aide des signaux de pression. Cependant, l'identification de la réflexion au bas de l'enceinte est rendue impossible à cause du bruit présent sur les signaux obtenus dans la zone des obstacles. En effet, après sa réflexion au sommet de l'enceinte, lorsque le choc entre dans la zone des obstacles, ce dernier subit de nombreuses réflexions qui provoquent alors ce bruit. Ainsi, une extrapolation est effectuée de manière à estimer le temps où se produit la réflexion au bas d'ENACCEF 2. Pour les mêmes raisons, cette estimation sera également effectuée pour les autres richesses. Enfin, il est à noter que bien que la transition vers le régime supersonique se produise à 2,18m de hauteur, la configuration des capteurs de pression sur l'enceinte ne permet de repérer le choc pour sa première propagation ascendante avant 2,977m.



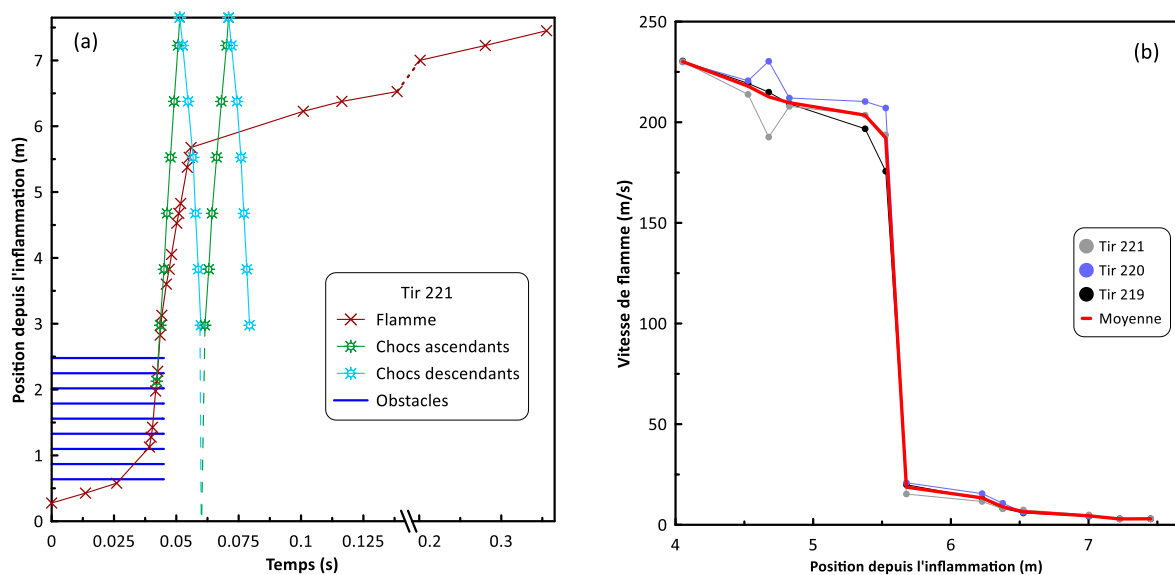
**Figure 116 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 225 et (b) Profils de vitesses de flamme (11% $H_2$ +89%Air -  $T_{ini}=296K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

On peut ainsi noter sur la Figure 116 (a) une première interaction entre la flamme et le premier choc descendant à une hauteur d'environ 4,96m. En conséquence la vitesse de flamme pour ce même tir chute brutalement depuis approximativement 170m/s jusqu'à 40m/s (Figure 116 (b)). Ce choc descendant se réfléchissant en partie basse de l'enceinte revient impacter le front de flamme à 5,2m entraînant cette fois une accélération de la flamme. En effet sur la Figure 116 (a) on peut apercevoir un croisement entre les trajectoires de la flamme et du second choc ascendant tandis que



sur la Figure 116 (b) on remarque une augmentation de la vitesse de flamme de 40 à environ 120m/s. Enfin, après la seconde réflexion au sommet de l'enceinte, le deuxième choc ascendant vient impacter la flamme à 5,70m entraînant un dernier ralentissement de la flamme qui finit ensuite sa propagation avec des vitesses inférieures à 10m/s.

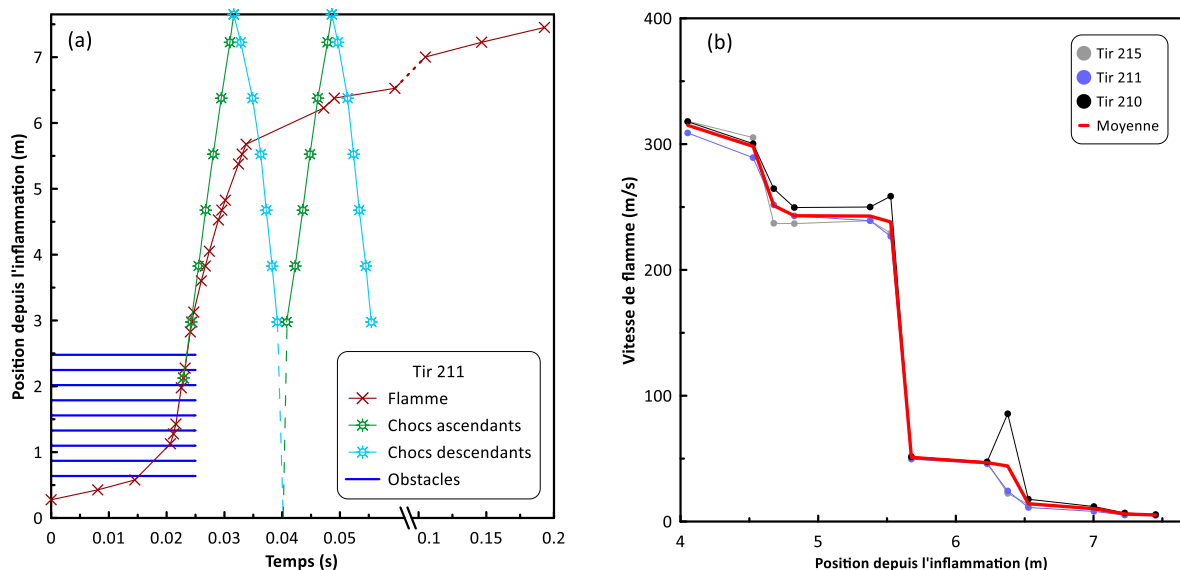
Dans le cadre des flammes de 13% $H_2$ +87%Air, les trajectoires de la flamme et du choc obtenues durant le Tir 221 sont représentées en Figure 117 (a). Également pour ces flammes, les profils de vitesses de flamme dans la seconde moitié d'ENACCEF 2 obtenus pour les trois tirs sont présentés en Figure 117 (b). A cette richesse, l'étude des profils de vitesse a permis de mettre en évidence la création du choc incident à environ 1,42m. Cependant, le premier capteur de pression à pouvoir le repérer se situe à 2,127m de hauteur. Concernant les interactions flamme/choc, on peut remarquer qu'entre 5,67 et 5,98m de hauteur, la flamme interagit trois fois avec l'onde de choc. La première interaction (flamme/premier choc descendant) entraîne une forte diminution de la vitesse de propagation de la flamme que l'on peut noter sur la Figure 117 (b). En effet on voit qu'après 5,5m la vitesse chute d'environ de 200m/s à approximativement 20m/s. Enfin, la rencontre successive de la flamme avec le second choc ascendant puis avec le second choc descendant ne permet pas d'observer d'évolution de sa vitesse de propagation avec la disposition des photomultiplicateurs d'ENACCEF 2.



**Figure 117 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 221 et (b) Profils de vitesses de flamme (13% $H_2$ +87%Air -  $T_{ini}$ =296K -  $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

La Figure 118 (a) représente les trajectoires de flamme et des chocs dans le cas d'une flamme de 15% $H_2$ +85%Air (Tir 211), tandis que la Figure 118 (b) représente la vitesse de propagation de flamme en seconde moitié de l'enceinte pour les trois tirs effectués dans les mêmes conditions. Comme à 13% $H_2$ , le choc incident n'est repéré pour la première fois qu'à partir de 2,127m. L'étude des trajectoires permet de montrer qu'entre 5,67 et 6,2m de hauteur, la flamme rencontre successivement le premier choc descendant ainsi que le second choc ascendant. Le premier choc descendant entraîne une rapide diminution de la vitesse de flamme comme on peut le constater sur la Figure 118 (b) où cette dernière chute approximativement depuis 250m/s jusqu'à environ 50m/s.

La Figure 118 (a) permet d'illustrer l'accélération de la flamme lorsque celle-ci rencontre le second choc ascendant à environ 6,2m. En effet on peut observer une augmentation de la pente de la trajectoire entre 6,2 et 6,4m. Cependant le second choc descendant vient impacter la flamme à environ 6,4m, ce qui empêche toute visualisation de cette accélération sur le profil de vitesse du Tir 211 en Figure 118 (b). Ceci provient de la méthode de calcul employée pour obtenir la vitesse de propagation. En effet cette dernière est calculée comme une différence centrée (équation Eq. 66), c'est-à-dire à l'aide des temps et des positions des photomultiplicateurs entourant la position du photomultiplicateur « n » où est calculée cette vitesse. Ainsi cette brève accélération est visible uniquement sur la trajectoire de la flamme. Malgré cela on peut observer sur le profil de vitesse du Tir 210 (Figure 118 (b)) une légère accélération pour cette même hauteur, démontrant bien que l'interaction avec un choc ascendant permet d'accélérer la flamme. Enfin, lorsque la rencontre entre la flamme et le second choc descendant a lieu, un second ralentissement de la flamme s'effectue. En conséquence cette dernière poursuit sa propagation jusqu'au sommet de l'enceinte avec des niveaux de vitesse de l'ordre de 10m/s.



**Figure 118 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 211 et (b) Profils de vitesses de flamme (15% $H_2$ +85%Air -  $T_{ini}$ =296K -  $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

En comparant les flammes étudiées de 11% $H_2$ , 13% $H_2$  et 15% $H_2$ , de notables différences apparaissent par l'étude des interactions flamme/choc. Dans un premier temps et comme indiqué dans l'étude des profils de vitesses, on observe la formation de l'onde de choc incidente à une hauteur moins importante à 11% $H_2$  qu'à 13 et 15% $H_2$ . De plus, les interactions entre la flamme et le premier choc descendant ainsi que le second choc ascendant ont lieu entre 4,96 et 5,2m à 11% $H_2$  tandis qu'elles surviennent entre 5,67 et 6,2m à 13 et 15% $H_2$ . En effet, bien que les vitesses des ondes de choc augmentent avec la fraction molaire en hydrogène, les vitesses de flamme augmentent également, entraînant des interactions flamme/choc à des hauteurs plus importantes au sein de l'enceinte. Également, le second choc descendant interagit avec les flammes de 11 et 13% $H_2$  entre 5,7 et 5,98m tandis qu'il interagit avec la flamme de 15% $H_2$  à environ 6,4m. Enfin pour chaque type de flamme étudié, il est à noter que la répétabilité obtenue dans les profils de vitesse de flamme démontre la répétabilité des hauteurs où se produisent les interactions flamme/choc entre plusieurs

tirs. Tout ceci montre bien que la nature du mélange inflammable conditionne la formation et la vitesse du choc incident qui à son tour conditionne la propagation de la flamme et ses niveaux de vitesse dans la seconde moitié d'ENACCEF 2.

Ainsi l'étude des profils de vitesse obtenus pour des flammes de 11, 13 et 15% $H_2$  dans l'air à 296K en propagation dans ENACCEF 2 munie de 9 obstacles en partie basse permet de mettre en évidence différentes phases de propagation dont les propriétés sont conditionnées par la nature du mélange gazeux initial. De manière globale on peut noter que l'augmentation de la fraction molaire en hydrogène dans le mélange réactif permet :

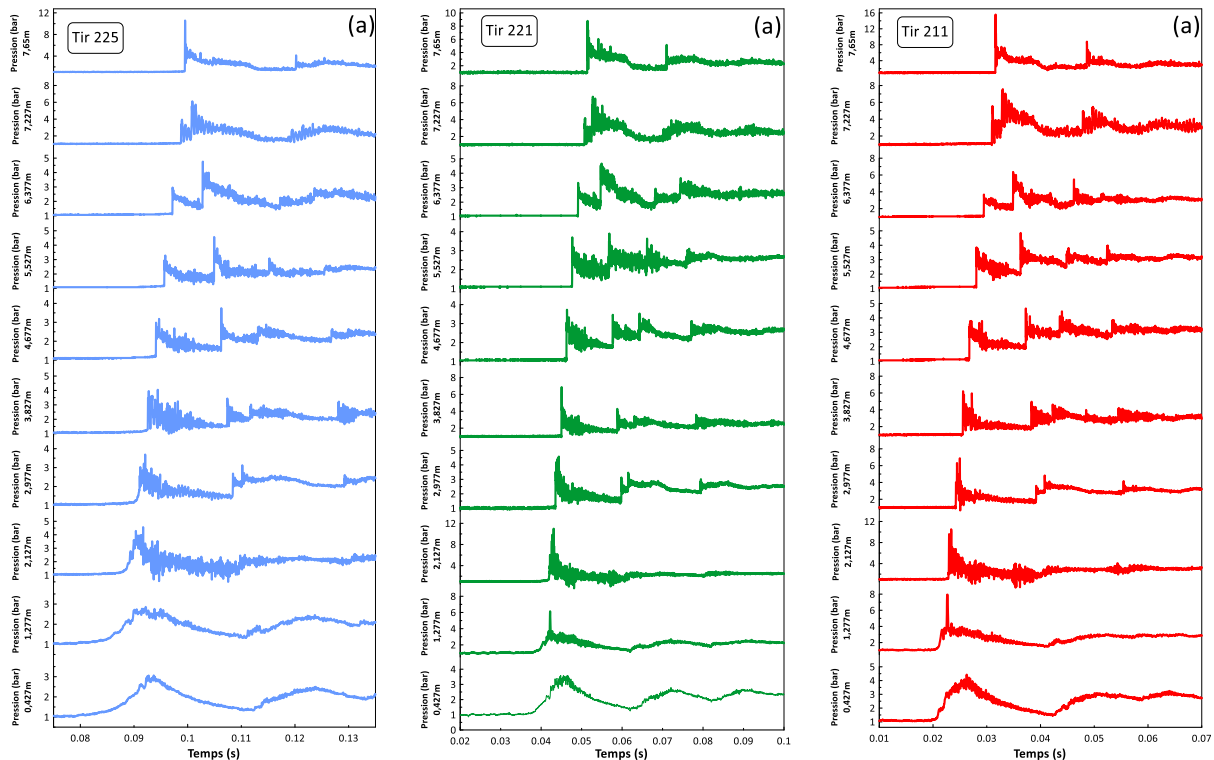
- d'augmenter les niveaux de vitesse mesurés
- d'accroître les phénomènes d'accélération au sein des obstacles
- de diminuer le délai pour lequel il y a transition du régime subsonique vers le régime supersonique
- d'augmenter le délai pour lequel il y a un retour du régime supersonique vers le régime subsonique

### 3.1.2 Profils de pressions

Les capteurs de pression répartis le long de l'enceinte ont permis de suivre l'évolution de la pression à différentes hauteurs durant la propagation des flammes. De la même manière que pour l'étude des trajectoires des flammes et des chocs, puisque pour chaque richesse les niveaux de vitesses sont similaires entre les trois Tirs de répétabilité, les niveaux de pression enregistrés pour un seul tir sont présentés ci-après dans la Figure 119. Ainsi pour les flammes de 11% $H_2$ +89%Air les signaux de pression du Tir 225 sont présentés, pour les flammes de 13% $H_2$ +87%Air les signaux de pression du Tir 221 sont présentés, et pour les flammes de 15% $H_2$ +85%Air les signaux de pression du Tir 211 sont présentés.

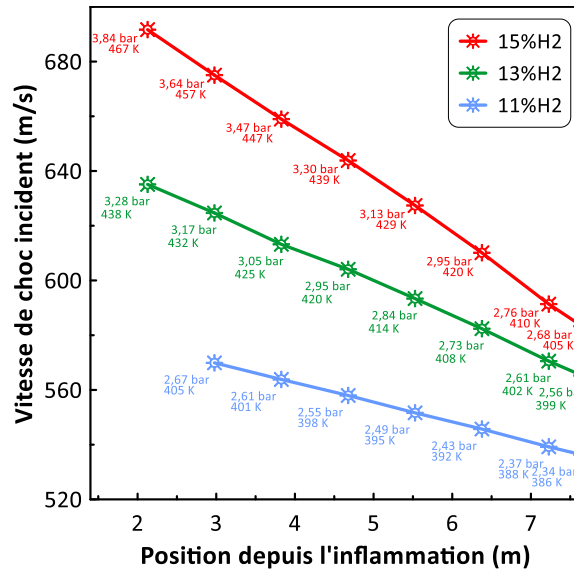
Dans le cas d'une flamme de 11% $H_2$  on observe, en accord avec les niveaux de vitesses présentées dans la section précédente, une propagation subsonique jusqu'au capteur de pression situé à une hauteur de 2,127m. De là on peut observer une augmentation abrupte à environ 0,09s indiquant le passage d'une onde de choc sur le capteur. Le nombre de Mach devenant supérieur à 1 à environ 2,18m (Figure 115 (d)) on en déduit que cette augmentation correspond à une réflexion de l'onde de choc sur l'obstacle suivant le capteur de pression. Cette analyse peut être également menée pour les flammes de 13 et 15% $H_2$  où l'on voit des réflexions d'onde aux capteurs situés dans les deux cas à 1,277m de hauteur. En effet l'étude des profils de vitesse de ces flammes indique que la transition vers le régime choqué intervient respectivement à 1,42m et 1,33m. On en déduit ainsi que les pics de pression observés sur les capteurs de pression situés à 2,127m correspondent aux passages des ondes de choc incidentes en propagation ascendante. Ainsi sur les signaux des capteurs suivants, les premiers pics de pression qui apparaissent correspondent à la propagation de cette onde. Les trajectoires des chocs présentées précédemment ont pu être obtenues en reportant le moment où le saut de pression se produit en fonction du temps. On peut noter que l'intensité de ces pics de pression est d'autant plus importante que la fraction en hydrogène dans le mélange réactif est élevée. Cependant pour un %mol. $H_2$  fixe, on observe que les pics de pression ont une intensité qui diminue en fonction de la hauteur dans l'enceinte. Lorsque le choc est réfléchi en fond d'enceinte, la

trajectoire de sa propagation descendante peut également être déterminée. En partie basse de l'enceinte, ce choc va subir une seconde réflexion et l'on peut noter sur les signaux de pression une seconde propagation ascendante. Cependant il est important de noter que cette seconde réflexion n'est pas identifiable sur les signaux obtenus. En effet, en rentrant dans la zone des obstacles (0,64 – 2,48m) le choc subit de nombreuses réflexions empêchant toute identification de sa trajectoire. Malgré cela, en dehors de la zone des obstacles on peut aisément identifier deux propagations ascendantes ainsi que deux propagations descendantes de l'onde de choc.



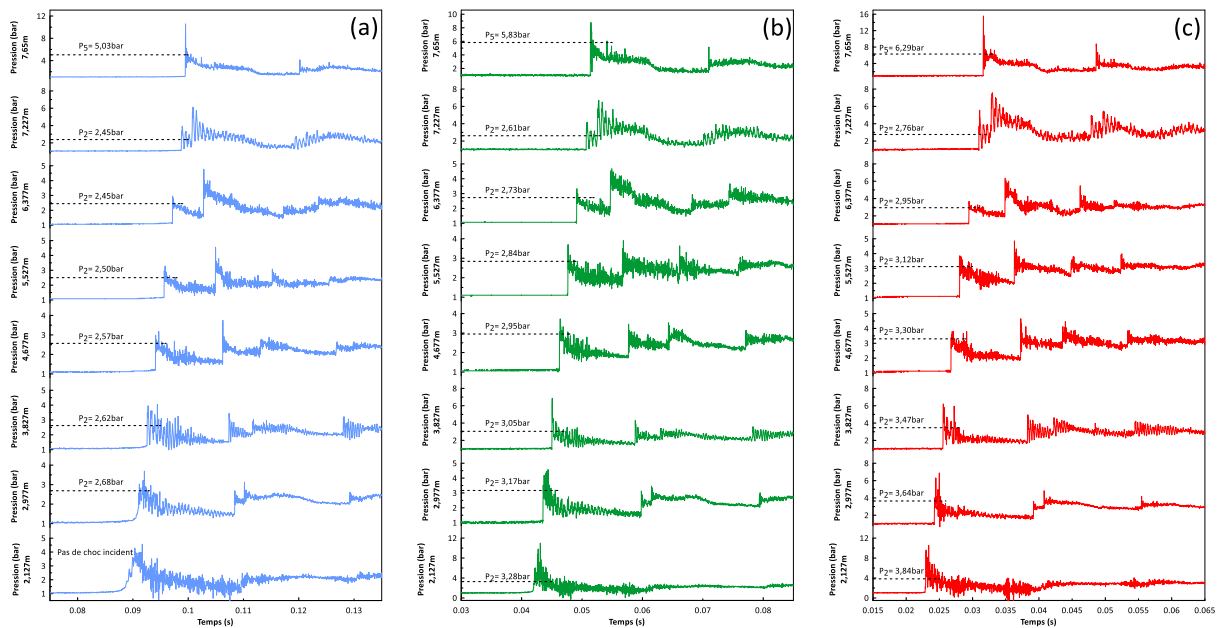
**Figure 119 : Profils de pressions obtenus durant la propagation de flamme ( $T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires ( $BR=0,63$ ) (a) 11% $H_2$ +89% $Air$  (b) 13% $H_2$ +87% $Air$  (c) 15% $H_2$ +85% $Air$**

Par la détermination des trajectoires des chocs incidents (première propagation ascendante) il est possible d'obtenir leurs vitesses et par conséquent de calculer la température et la pression immédiatement derrière l'onde de choc. La Figure 120 illustre les profils de vitesses des chocs incidents ainsi que les paramètres de choc associés pour les flammes de 11%  $H_2$ , 13% $H_2$  et 15% $H_2$  dans l'air. On peut noter que, plus le pourcentage d'hydrogène est élevé, plus la vitesse du choc incident et ainsi la pression et la température derrière ce choc sont élevées. Dans tous les cas ces paramètres diminuent approximativement de manière linéaire au fur et à mesure que le choc se propage. Le choc se propageant en amont de la flamme, on s'aperçoit ici dès sa formation que cette dernière ne se propage plus dans les conditions initiales de température et de pression.



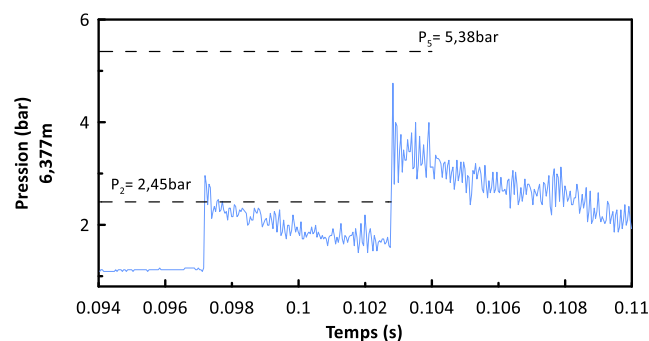
**Figure 120 : Comparaison des vitesses d'ondes de choc incidentes et des paramètres de choc calculés pour des flammes à 11% H<sub>2</sub>, 13% H<sub>2</sub> et 15% H<sub>2</sub> dans l'air (T<sub>ini</sub>=296K – P<sub>ini</sub>=100kPa)**

Enfin, les pressions calculées via les vitesses des chocs incidents peuvent être comparées avec les pics de pression expérimentalement mesurés à l'aide de la Figure 121. Compte tenu du bruit présent sur les signaux de pression obtenus on déduit un très bon accord entre les pressions théoriques et les pressions mesurées. Cette correspondance démontre bien la formation d'un choc droit qui se propage dans le milieu. Ainsi le calcul utilisant les équations monodimensionnelles (Eq. 69-Eq. 72) tient correctement en compte la variation des propriétés thermodynamiques du milieu (enthalpie et rapport des capacités calorifiques) en fonction de la température. On peut également noter que les signaux de pression utilisés pour l'extraction de la trajectoire de choc ne présentent que des sauts de pression démontrant que les ondes de compression ont coalescé et ont bel et bien formé une onde de choc. Il est à noter que les pressions indiquées pour les signaux des capteurs de pression situés au sommet de l'enceinte (7,65m) correspondent aux pressions induites par l'onde de choc réfléchi (P<sub>5</sub>) et sont par conséquent différentes des pressions induites par l'onde de choc incidente (P<sub>2</sub>) indiquées en Figure 120 pour la même hauteur.



**Figure 121 : Comparaison des pressions expérimentales et des pressions calculées via les équations des paramètres de choc (a) 11% $H_2$ +89%Air (b) 13% $H_2$ +87%Air (c) 15% $H_2$ +85%Air ( $T_{ini}=296K - P_{ini}=100kPa$ )**

Le calcul des paramètres de choc régnant derrière l'onde de choc réfléchi peut être effectué mais ne correspond pas aux mesures effectuées expérimentalement hormis pour la mesure effectuée en fond d'enceinte (7,65m). En effet les capteurs de pression ayant une sensibilité négative vis-à-vis de la température, lorsque ceux-ci sont échauffés au passage d'un choc ou d'une flamme, le signal qu'ils délivrent en est modifié. Ainsi pour les capteurs ayant déjà rencontré l'onde de choc incidente, lorsque l'onde de choc réfléchi revient, les signaux de pression délivrés par ces derniers ont déjà subi une diminution entraînant ainsi une sous-estimation de la pression engendrée par le passage de cette onde de choc réfléchi. Cependant, le saut de pression mesuré reste correct. La Figure 122 permet d'illustrer ce phénomène en représentant le signal du capteur de pression situé à 6,377m de hauteur, obtenu lors des passages successifs du choc incident et du choc réfléchi pour une flamme de 11%  $H_2 + 89\%$  Air à 296K au sein d'ENACCEF 2. Les pressions calculées  $P_2$  et  $P_5$  sont également reportées afin de rendre compte de la diminution du signal de pression lorsque le capteur est échauffé au passage de l'onde de choc. Malgré cela, on note bien que le second saut de pression correspond bien à la différence entre  $P_2$  et  $P_5$  ( $\Delta P=2,93bar$ ).



**Figure 122 : Signal de pression obtenu après les passages d'une onde de choc incidente et d'une onde de choc réfléchi durant la propagation d'une flamme de 11%  $H_2 + 89\%$  Air à 296K au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires ( $BR=0,63$ )**

Ainsi l'étude des signaux de pression à 296K a permis de confirmer la formation d'un choc pour toutes les flammes étudiées. Cette formation avait pu être mise en évidence par l'étude des profils de vitesse où dans tous les cas la vitesse de flamme dépasse la vitesse du son dans les gaz frais dans la zone des obstacles. Les signaux de pression ont également pu être utilisés pour calculer la vitesse du choc incident, permettant ainsi de calculer les paramètres de choc (pression et température régnant derrière ce choc). Ce calcul a mis en évidence que dès lors où le choc est formé, la flamme ne se propage plus dans les conditions initiales (296K et 100kPa) mais à des températures et pressions bien plus élevées. Enfin ces études ont permis de montrer que plus la teneur en H<sub>2</sub> est élevée, plus la vitesse du choc incident est importante et par conséquent les pression et température induites par ce choc sont également élevées.

### 3.1.3 Visualisation Schlieren

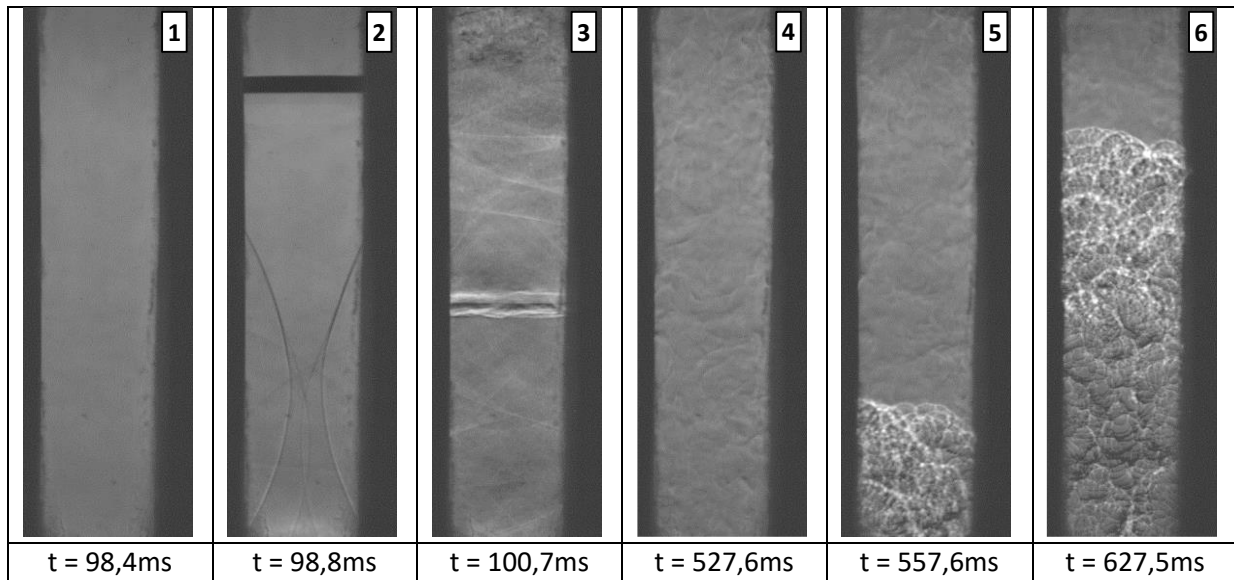
Comme décrit dans le Chapitre 2 de ce manuscrit, une visualisation de type Schlieren a été effectuée au cours des études conduites au sein d'ENACCEF 2 pour des hauteurs comprises entre 7,10 et 7,35 m. Ce diagnostic optique a ainsi permis d'observer la propagation des chocs et des flammes. Comme les phénomènes d'interaction flamme/choc ainsi que pour les signaux de pression présentés précédemment, seules des séries d'images Schlieren obtenues au cours des Tirs 225 (11%H<sub>2</sub>), 221 (13%H<sub>2</sub>) et 211 (15%H<sub>2</sub>) seront présentés ci-dessous. Pour les trois tirs de répétabilité effectués à chaque richesse, les phénomènes observés à l'aide de ce diagnostic ont été semblables. Ainsi la Figure 123, la Figure 124 et la Figure 125 représentent respectivement une série d'images Schlieren enregistrée durant la propagation de flamme de 11%H<sub>2</sub>, 13%H<sub>2</sub> et 15%H<sub>2</sub> à 296K. Pour chaque cas, les images présentées correspondent :

1. au milieu avant l'arrivée du choc incident
2. au choc incident (premier choc ascendant)
3. au choc réfléchi (premier choc descendant)
4. au milieu avant l'arrivée de la flamme
5. à la flamme se trouvant en partie basse de la fenêtre
6. à la flamme se trouvant en partie haute de la fenêtre

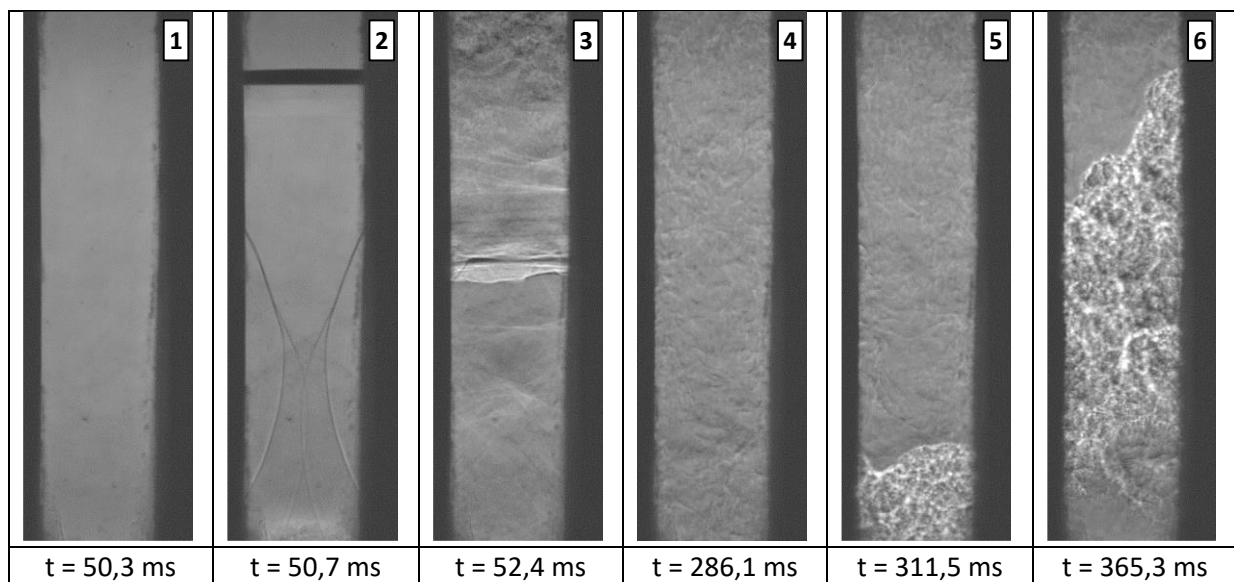
Les temps de ces images sont également mentionnés.

Lorsque le choc incident atteint le niveau de la visualisation on peut observer ses multiples réflexions aux parois des fenêtres. Lorsque le choc réfléchi atteint à son tour la fenêtre de visualisation, on voit également quelques réflexions qui le suivent. La structure de ces chocs est la même quelle que soit la fraction d'hydrogène considérée. La visualisation de ces chocs permet de rendre compte qu'ils sont plans et qu'ils ont un déplacement uni-dimensionnel. Au haut de la fenêtre sur les images 3, on peut apercevoir une discontinuité de masse volumique induite par les passages successifs du choc incident et du choc réfléchi. Cette discontinuité reste présente jusqu'à l'arrivée de la flamme (images 4, 5 et 6). La technique Schlieren étant une intégration des variations d'indice sur le chemin optique, il apparaît plausible que cette discontinuité ne soit présente qu'aux bords des parois des fenêtres, où résident des gradients de température. Malgré cela, il est possible d'apercevoir un mouvement de va et vient continu au sein des gaz frais lors de la propagation de la

flamme. Ainsi successivement la flamme est « poussée » puis « aspirée » par les gaz. Plus la flamme se rapproche du fond de l'enceinte, plus ce phénomène est important. Enfin les images 5 et 6 de chaque série permettent d'observer le passage de la flamme au sein de la section des fenêtres de visualisation. La structure de la flamme ne semble pas être modifiée en fonction de la richesse. Dans tous les on observe un grand nombre de cellules à sa surface. A ces hauteurs et comme cela a pu être montré par l'analyse des vitesses de propagation, la vitesse de ces flammes est très faible, de l'ordre de 10m/s.

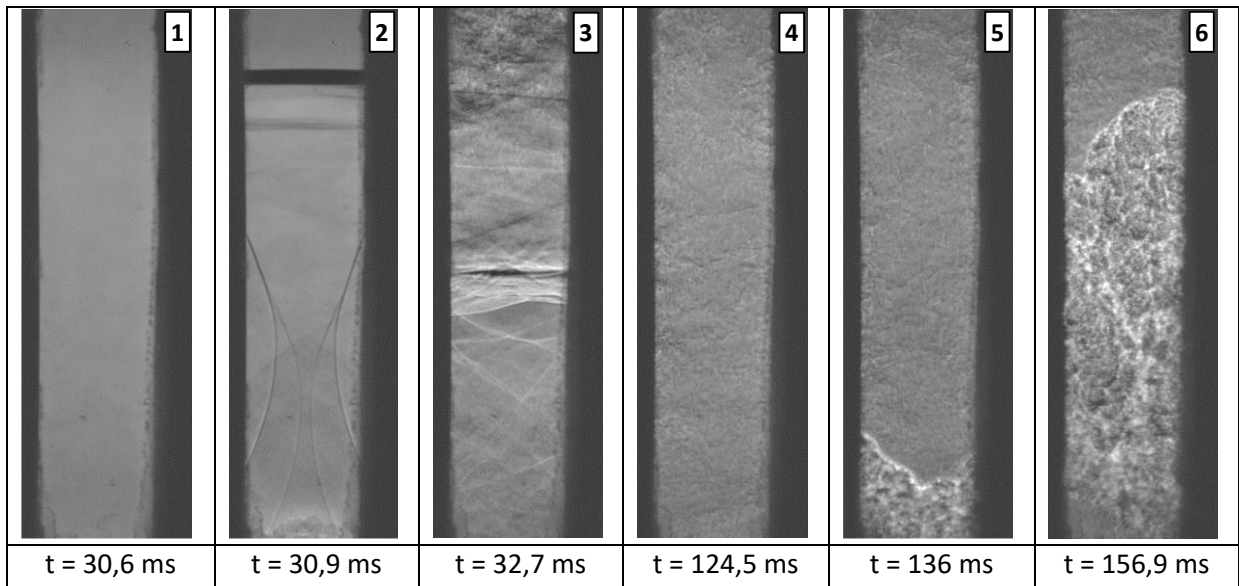


**Figure 123 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 11% $H_2$ +89%Air à 296K et 100KPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur**



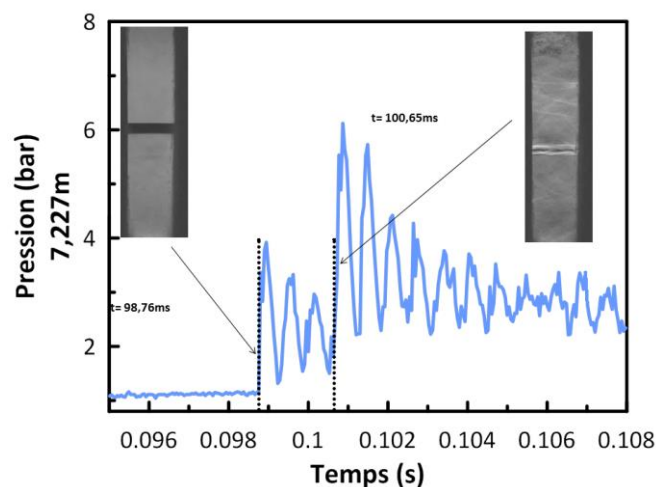
**Figure 124 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 13% $H_2$ +87%Air à 296K et 100KPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur**



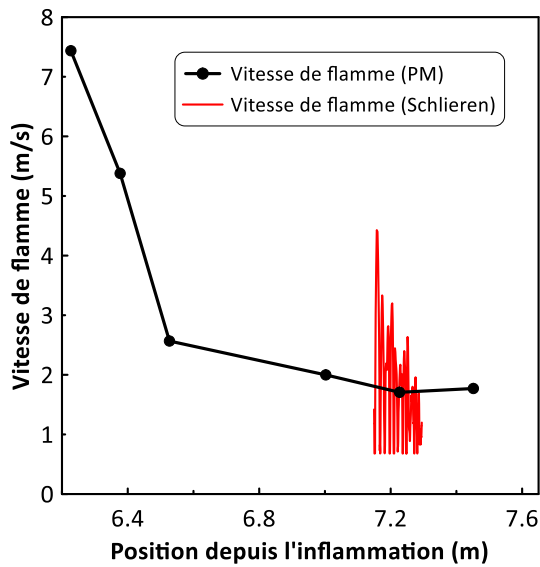


**Figure 125 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 15% $H_2$ +85%Air à 296K et 100KPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur**

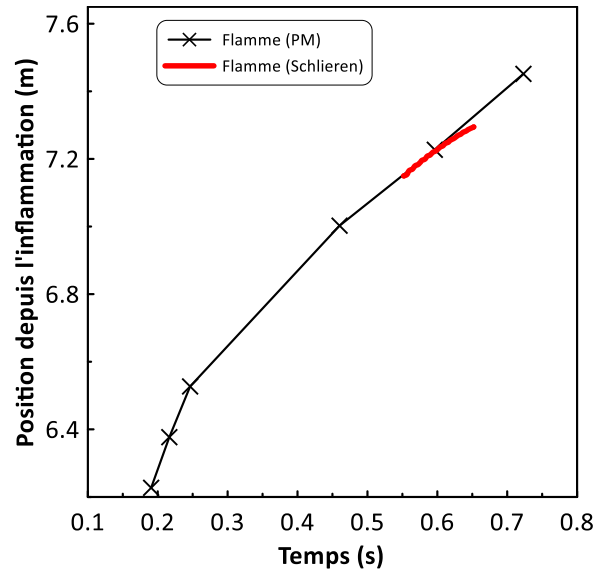
La visualisation Schlieren des chocs et des flammes permet d'obtenir leur temps de passage au sein de la fenêtre de visualisation. Ces temps peuvent ensuite être confrontés aux temps extraits des signaux de pression pour les chocs ou à ceux extraits des signaux de photomultiplicateurs pour les flammes. En effet, un capteur de pression (K26) ainsi qu'un photomultiplicateur (PM26) se trouve à la même hauteur que le centre des fenêtres. Ainsi une confirmation du temps de passage de l'onde de choc et celui de la flamme peut être effectuée dans chaque cas. Un exemple de concordance du temps de passage du premier choc descendant extrait de la visualisation Schlieren et du signal de pression obtenu par le capteur se trouvant à la même hauteur que la fenêtre pour une flamme de 11% $H_2$  (Tir 225) est donné en Figure 126. Une confrontation peut également être effectuée avec les vitesses calculées via les différents diagnostics. La Figure 126 présente pour le Tir 225 la vitesse de propagation de flamme calculée à partir des signaux de photomultiplicateurs et à partir de la visualisation Schlieren. On observe ainsi une très bonne adéquation entre ces deux diagnostics.



**Figure 126 : Correspondances temporelles entre mesures de pression et visualisation de type Schlieren effectuées lors des passages du choc incident et du choc réfléchi pour une flamme 11% $H_2$ +89%Air à 296K et 100KPa**



(a) Vitesse de propagation de flamme



(b) Trajectoire de flamme

Figure 127 : Comparaison de (a) la vitesse de propagation de flamme et de (b) la trajectoire de flamme obtenue à partir des signaux de photomultiplicateurs et de la visualisation Schlieren (11% $H_2$ +89%Air à 296K et 100KPa)

### 3.1.4 Conclusions

Les études conduites sur les mélanges  $H_2$ /Air à 296K au sein d'ENACCEF 2 munie de 9 obstacles en partie basse, ont permis de montrer que pour les trois fractions molaires d'hydrogène investiguées, les flammes obtenues sont systématiquement accélérées vers le régime supersonique et qu'elles correspondent également à des flammes fortement accélérées. De plus il a été établi que l'augmentation de %mol. $H_2$  augmente les vitesses de propagation de flamme et étend le domaine spatial pour lequel la flamme est supersonique. Cette augmentation entraîne également des vitesses de chocs plus élevées ainsi que des pressions et températures induites par ces chocs plus importantes. De plus il a été montré que les interactions flamme/choc jouent un rôle déterminant dans la propagation des flammes dans l'enceinte.

## 3.2 Impact de la température

L'impact de la température sur la vitesse de propagation de flamme a été étudié pour les flammes  $H_2$ /Air ayant une richesse de 0,294, 0,356 et 0,42. Ainsi les prochains paragraphes présentent les différences obtenues dans les profils de vitesses et de pressions obtenues entre les températures de 363K et 413K.

### 3.2.1 Profils de vitesses de flamme

Les profils de vitesse obtenus pour les flammes de 11% H<sub>2</sub>, 13%H<sub>2</sub> et 15%H<sub>2</sub> dans l'air à 363K et 413K sont représentés sur la Figure 128. De la même manière que pour les études conduites à température ambiante, trois tirs sont réalisés dans les mêmes conditions afin de s'assurer de la répétabilité des mesures effectuées. La Figure 129 représente une comparaison entre les moyennes des nombres de Mach des tirs obtenues pour chaque richesse.

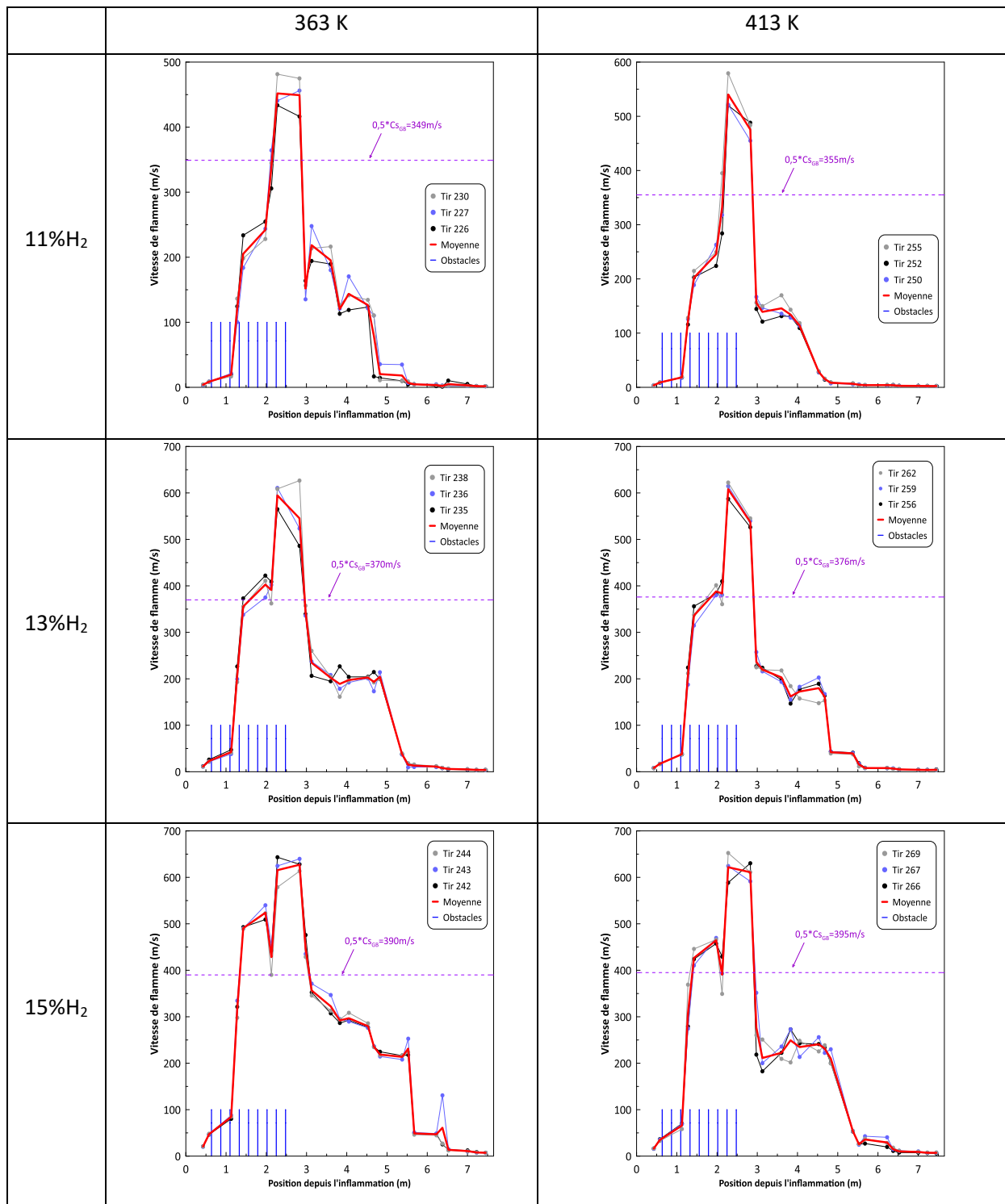
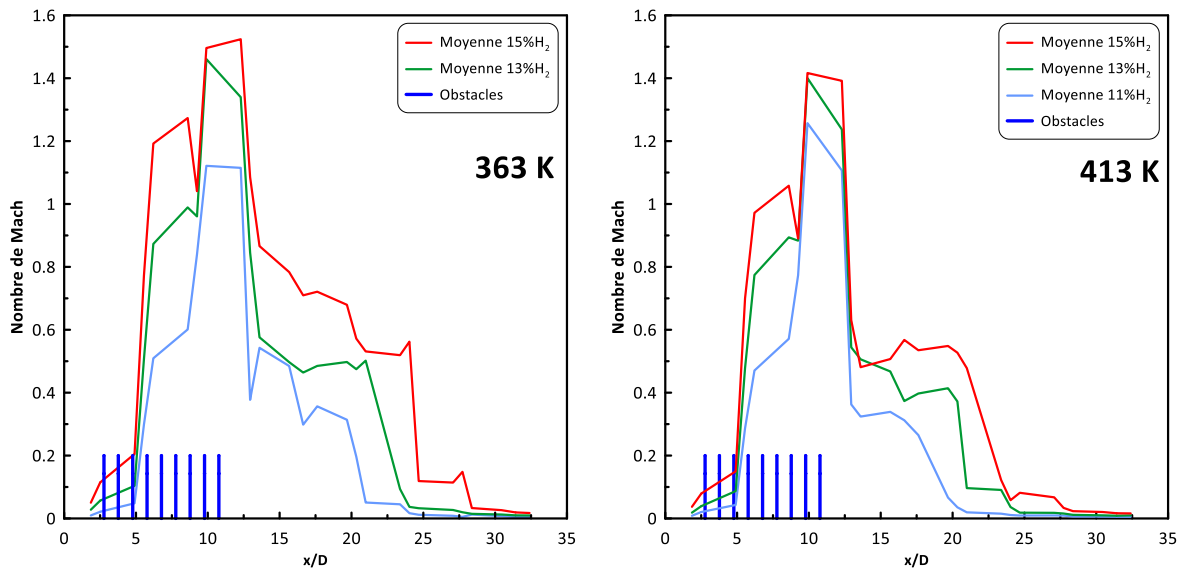


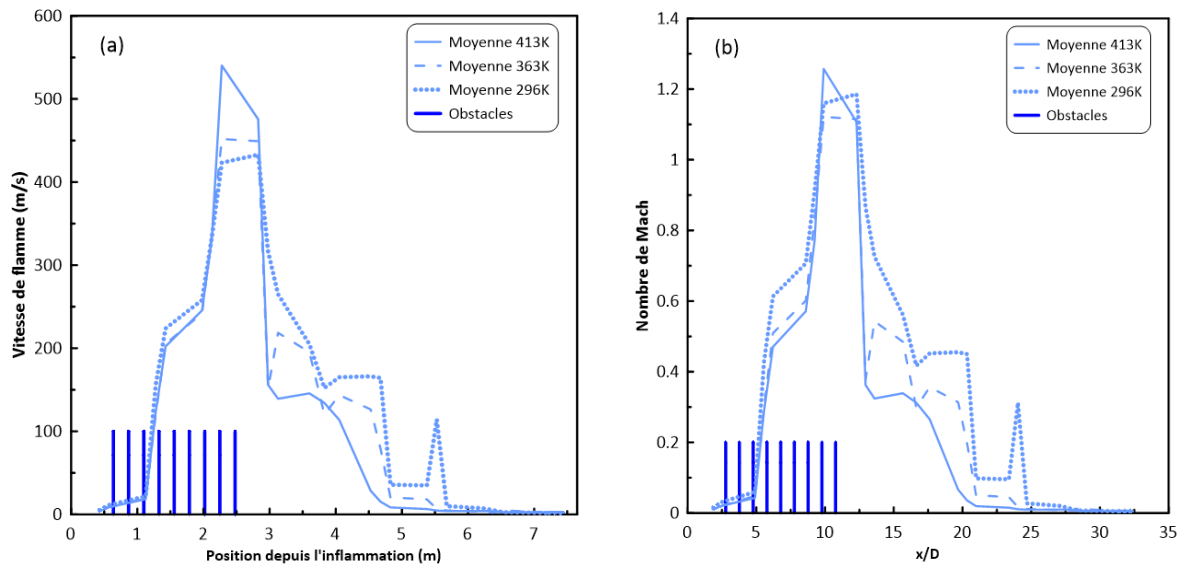
Figure 128 : Profils de vitesses de flamme en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à 363 K et 413 K ( $P_{ini}$ = 100 kPa)



**Figure 129 : Profils des nombres de Mach en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à 363 K et 413 K ( $P_{ini}= 100$  kPa)**

La Figure 128 illustre la répétabilité des vitesses mesurées entre les trois tirs effectués à chaque température et à chaque pourcentage d'hydrogène. Comme pour les flammes à 296K, on peut observer dans chaque cas quatre étapes de propagation. Une étape de forte accélération au sein des obstacles suivie de deux étapes successives d'importantes décélérations puis une étape où la flamme se propage de manière stable jusqu'à la fin de l'enceinte. Également, on peut noter qu'à 363K et 413K toutes les flammes étudiées sont des flammes fortement accélérées. Par la suite, afin de mieux illustrer l'impact de la température initiale sur la propagation des flammes étudiées, seules les moyennes des vitesses de propagation obtenues seront présentées.

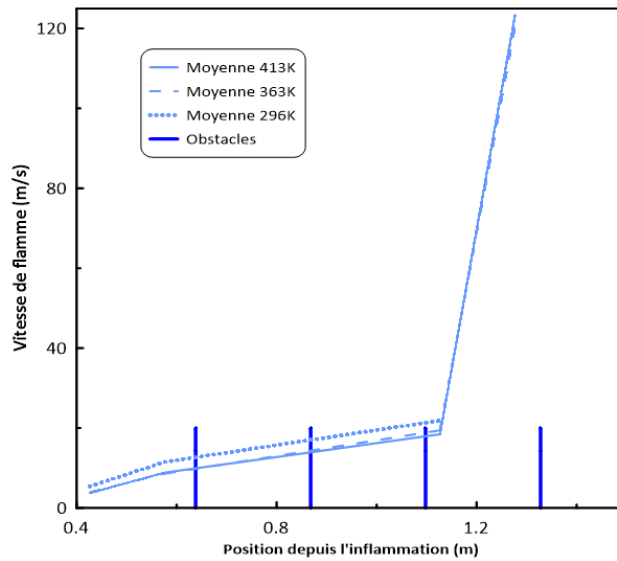
Ainsi, pour les mélanges constitués de 11% $H_2$ +89%Air, la Figure 130 (a) présente les vitesses obtenues à 296K, 363K et 413K, tandis que la Figure 130 (b) représente les nombres de Mach obtenus pour les mêmes températures.



**Figure 130 Evolution de (a) la vitesse de propagation de flamme et du (b) nombre de Mach pour une flamme de 11% $H_2$ +89%Air ( $P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires ( $BR=0,63$ ) à différentes températures initiales (296K, 363K et 413K)**

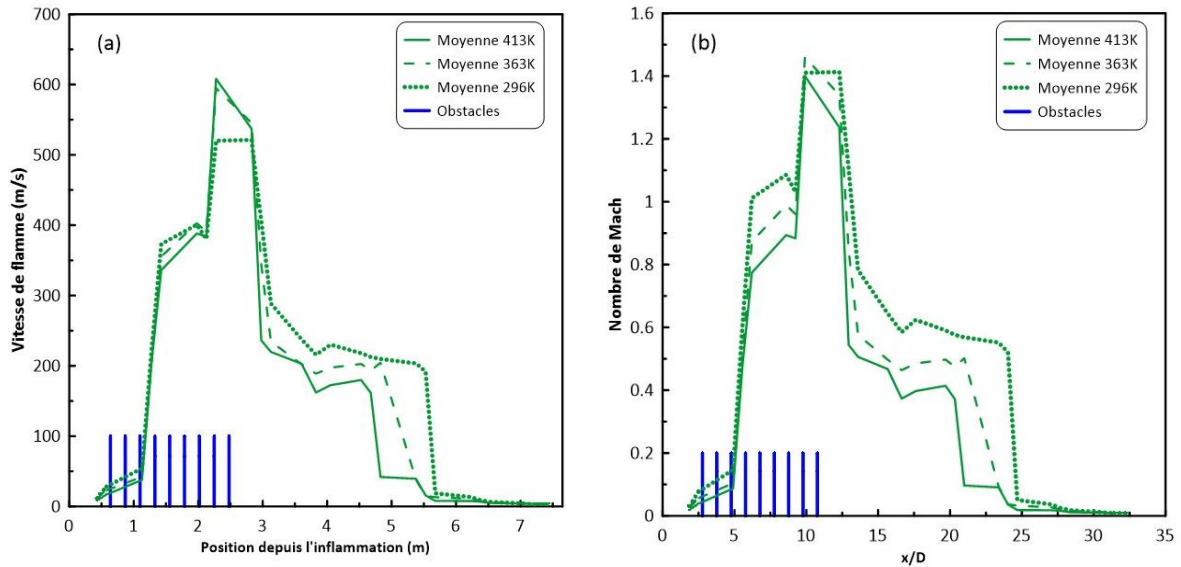
On observe ainsi des profils de vitesses comparables pour toutes les températures initiales étudiées mais avec des valeurs absolues différentes. Premièrement au sein des obstacles et jusqu'à 1,43m, on peut noter que la vitesse est légèrement plus forte lorsque l'on a la température la plus basse (296K). Ce phénomène est notamment plus visible lorsque l'on compare les nombres de Mach calculés en Figure 130 (b). En effet, à la hauteur de 1,43m environ ( $x/D=6,16$ ), les nombres de Mach atteints par les flammes sont de 0,61, 0,50 et 0,47 respectivement à 296K, 363K et 413K. Il est intéressant de noter qu'au sein des trois premiers obstacles où la forte accélération n'a pas encore eu lieu, la vitesse de propagation est déjà plus importante lorsque l'on diminue la température initiale. La Figure 131 permet d'observer ce phénomène. En effet, bien que la vitesse de flamme laminaire augmente avec la température (Tableau 9), la masse volumique des gaz frais  $\rho$  est plus élevée à basse température tout comme le facteur d'amplification de la vitesse de propagation lié aux instabilités thermo-diffusives [28]. Cette différence de vitesse dans cette zone peut notamment expliquer celle observée entre 1,4 et 2m de hauteur. Malgré cela, on peut observer sur la Figure 130 (a) que la vitesse maximale obtenue en fin d'accélération dans les obstacles est croissante avec la température. Ainsi à 296K, 363K et 413K respectivement la vitesse maximale mesurée est de 433m/s, 452m/s et 540m/s. De plus, les décroissances de vitesse en sortie d'obstacles deviennent de plus en plus importantes lorsque la température est augmentée. Ainsi, avant la première interaction flamme/choc provoquant le second fort ralentissement, on observe des niveaux de vitesse plus importants à basse température. De plus, cette interaction intervient d'autant plus rapidement que la température est élevée. En effet, on peut noter que le second fort ralentissement se produit à 4,69m, 4,55m et 4,07m de hauteur respectivement à 296K, 363K et 413K. Malgré cela, les niveaux de vitesse atteints pour les trois températures après cette interaction et jusqu'au sommet de l'enceinte sont semblables et inférieures à 10m/s. Enfin concernant les transitions du régime subsonique vers le régime supersonique puis du régime supersonique vers le régime subsonique, on observe que la température n'a aucun effet sur la position où ils se produisent. En effet, on peut noter sur la Figure

130 (b) que pour toutes les températures elles se produisent respectivement à approximativement 2,20 et 2,87m de hauteur



**Figure 131 : Evolution des profils de vitesses de flamme (11% $H_2$ +89%Air) obtenus au sein des 4 premiers obstacles (BR=0.63) d'ENACCEF 2 à 296K, 363K et 413K**

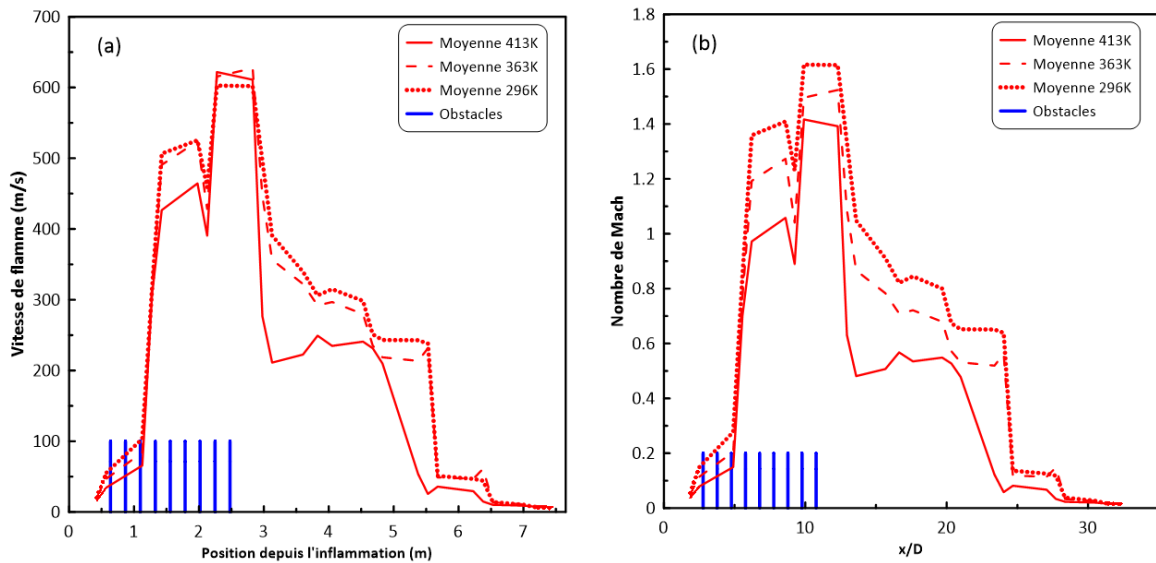
Les niveaux de vitesses et les nombres de Mach pour les flammes de 13% $H_2$ +87%Air à 296 K, 363 K et 413 K sont présentées respectivement en Figure 132 (a) et en Figure 132 (b). Pour les mêmes raisons que dans le cadre des flammes de 11% $H_2$ , on observe que la phase d'accélération au sein des trois premiers obstacles est plus importante lorsque la température est la plus basse. La vitesse de propagation de flamme maximale engendrée par l'accélération au sein des obstacles est augmentée avec la température. Ainsi à 296K, 363K et 413K ces vitesses maximales sont respectivement de 521 m/s, 595 m/s et 608 m/s. Lorsque les flammes quittent la région des obstacles, on observe que la décroissance de vitesse est d'autant plus importante que la température est élevée. Pour cette raison, les niveaux de vitesse atteints après ce premier fort ralentissement sont plus importants à 296K. Enfin comme à 11% $H_2$ , on observe que le second fort ralentissement provoqué par la première interaction flamme/choc se produit d'autant plus tôt dans l'enceinte que la température est élevée. En effet ils se produisent à 296K, 363K et 413K respectivement à 5,53m, 4,83m et 4,68m de hauteur. Également les niveaux de vitesse de propagation suite à cette interaction sont équivalents entre les trois températures investiguées et ce jusqu'au sommet de l'enceinte. Enfin, la Figure 132 (b) permet de constater que contrairement à 11% $H_2$ , l'augmentation de la température permet de retarder la transition du régime subsonique vers le régime supersonique. En effet tandis qu'elle se produit à une hauteur de 1,42m à 296K, à 363K et 413K le nombre de Mach excède l'unité uniquement à partir de 2,15m. Cependant la seconde transition du régime supersonique vers le régime subsonique en dehors des obstacles se produit approximativement aux mêmes hauteurs entre les trois différentes températures (entre 2,88 et 3m).



**Figure 132 : Evolution de (a) la vitesse de propagation de flamme et du (b) nombre de Mach pour une flamme de 13% $H_2$ +87%Air ( $P_{ini}$ =100kPa) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à différentes températures initiales (296K, 363K et 413K)**

La Figure 133 (a) et la Figure 133 (b) illustrent respectivement les niveaux de vitesse ainsi que les nombres de Mach obtenus par une flamme de 15% $H_2$ +85%Air à 296K, 363K et 413K. Comme pour les cas précédents, l'augmentation de la température initiale permet d'atténuer le phénomène d'accélération au sein de trois premiers obstacles. Cependant le taux d'accélération apparaît identique entre les trois températures et les niveaux de vitesse maximale atteint en fin d'obstacle sont très similaires (aux alentours de 610m/s). L'étude du profil du nombre de Mach révèle qu'à 296K et 363K, la flamme transite vers le régime supersonique à environ 1,34 m tandis qu'à 413K elle transite à approximativement 1,61m. De plus à cette dernière température, il est à noter qu'entre 2,03 et 2,15m de hauteur, la flamme est redevenue subsonique. Ensuite, le premier fort ralentissement en sortie d'obstacle devient de plus en plus important lorsque la température augmente. Enfin, bien qu'aucune différence n'apparaisse entre 296K et 363K, on peut noter comme à 11% $H_2$  et 13% $H_2$  que la première interaction flamme/choc responsable du second fort ralentissement se produit plus précocement dans l'enceinte à 413K. En effet à 296K et 363K elle se produit à 5,53m tandis qu'à 413K elle se produit à 4,84m.





**Figure 133 : Evolution de (a) la vitesse de propagation de flamme et du (b) nombre de Mach pour une flamme de 15% $H_2$ +85%Air ( $P_{ini}$ =100kPa) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) à différentes températures initiales (296K, 363K et 413K)**

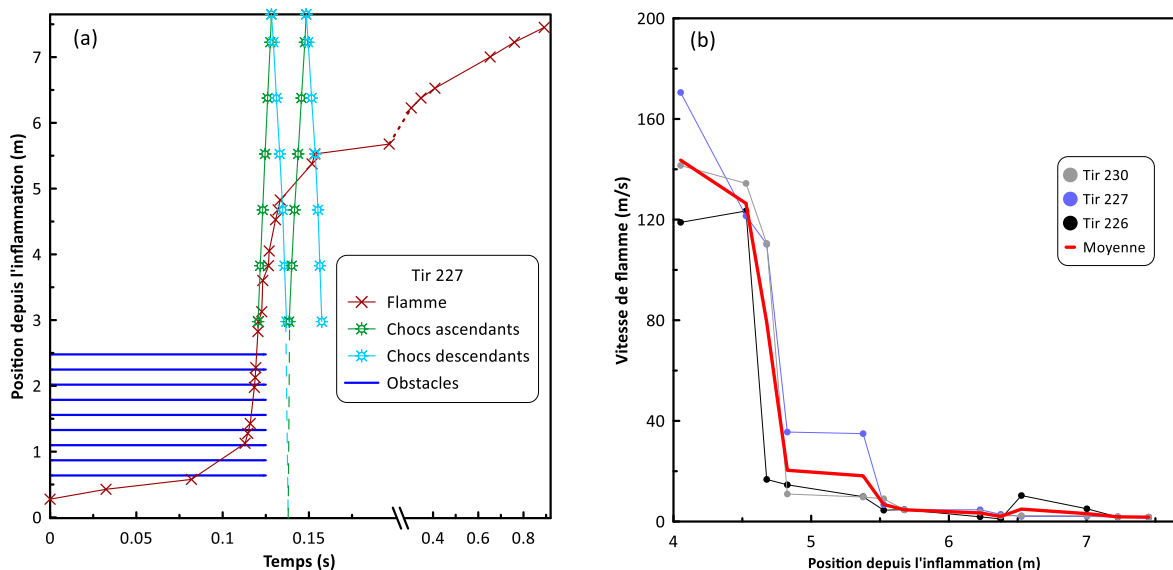
En conclusion, l'étude des propagations de flammes de 11% $H_2$ , 13% $H_2$  et 15% $H_2$  à 296K, 363K et 413K révèle plusieurs impacts de la température. Ainsi l'augmentation de la température initiale a pour effet :

- d'atténuer la première phase d'accélération due aux instabilités thermo-diffusives au sein des trois premiers obstacles
- d'augmenter la vitesse de propagation de flamme maximale en fin de région des obstacles à 11% $H_2$  et 13% $H_2$
- de diminuer la vitesse de propagation de flamme en sortie d'obstacles suite au premier ralentissement subit par la flamme
- de réduire la hauteur pour laquelle la première interaction flamme/choc responsable du second fort ralentissement se produit

### 3.2.2 Profils des trajectoires

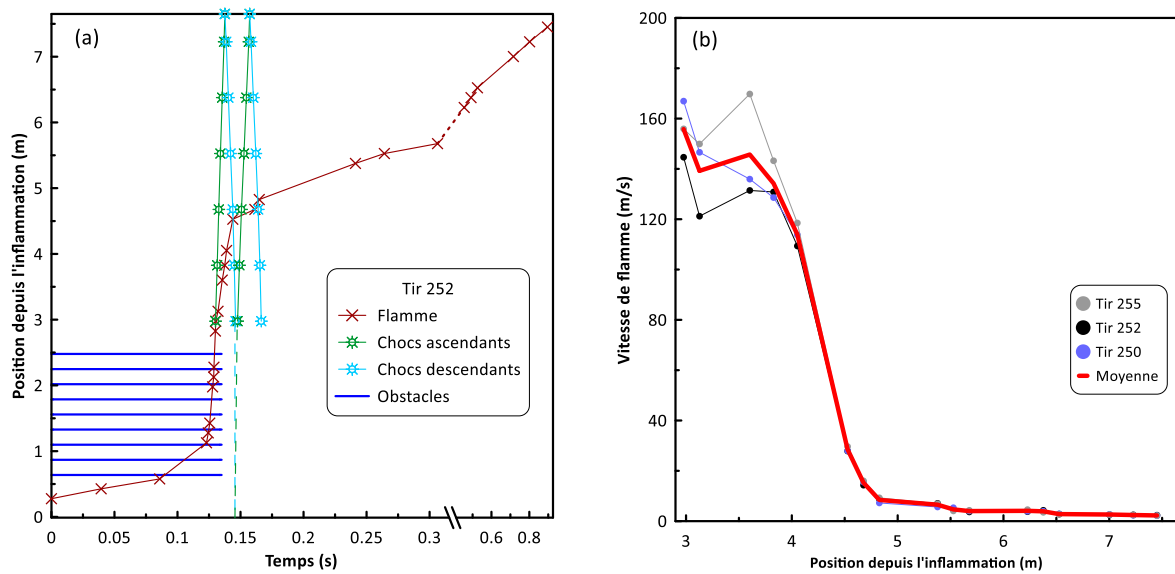
Comme à 296K, l'étude des trajectoires des flammes et des chocs permet d'expliquer les vitesses mesurées dans la seconde moitié de l'enceinte. En effet, depuis la transition de la flamme vers le régime supersonique au sein des obstacles, le choc crée se propage et subit plusieurs réflexions aux extrémités de l'enceinte. De cette manière il entre plusieurs fois en interaction avec la flamme. Afin de mettre en évidence ces phénomènes, les trajectoires des flammes et des chocs obtenues pour les flammes de 11%  $H_2$ , 13% $H_2$  et 15% $H_2$  dans l'air à 363K et 413K sont exposées ci-dessous. Comme cela a été effectué auparavant, des extrapolations sont effectuées pour identifier le temps où se produit la réflexion des chocs en partie basse de l'enceinte.

Dans le cadre des flammes de 11% $H_2$  à 363K, la Figure 134 (a) regroupe les trajectoires de la flamme, des chocs ascendants et des chocs descendants pour le Tir 227 tandis que les profils de vitesse de flamme obtenus dans la seconde moitié de l'enceinte ENACCEF 2 pour les trois tirs de répétabilité sont présentés par la Figure 134 (b). A l'aide des trajectoires on peut noter que lors de sa propagation entre 4,83 et 5,36m de hauteur, la flamme rencontre successivement le premier choc descendant et le second choc ascendant. Ainsi sa vitesse chute depuis 120m/s et se stabilise à presque 40m/s. La première interaction ralentit la flamme tandis que la seconde permet de la réaccélérer. Cette ré-accélération est visible sur la Figure 134 (a) avec une augmentation de pente sur la trajectoire de la flamme. Cependant, la dernière interaction flamme/choc avec le second choc descendant empêche d'observer une augmentation de vitesse sur la Figure 134 (b) entre 4,8 et 5,4m de hauteur. Sur les profils des trajectoires on voit que cette dernière se produit exactement à 5,53m. Ainsi une assiste à un dernier ralentissement de la flamme de 40m/s à une vitesse inférieure à 10m/s. On peut noter sur la Figure 134 (b) qu'elle poursuit ensuite sa propagation jusqu'à la fin de l'enceinte avec une vitesse quasi constante.



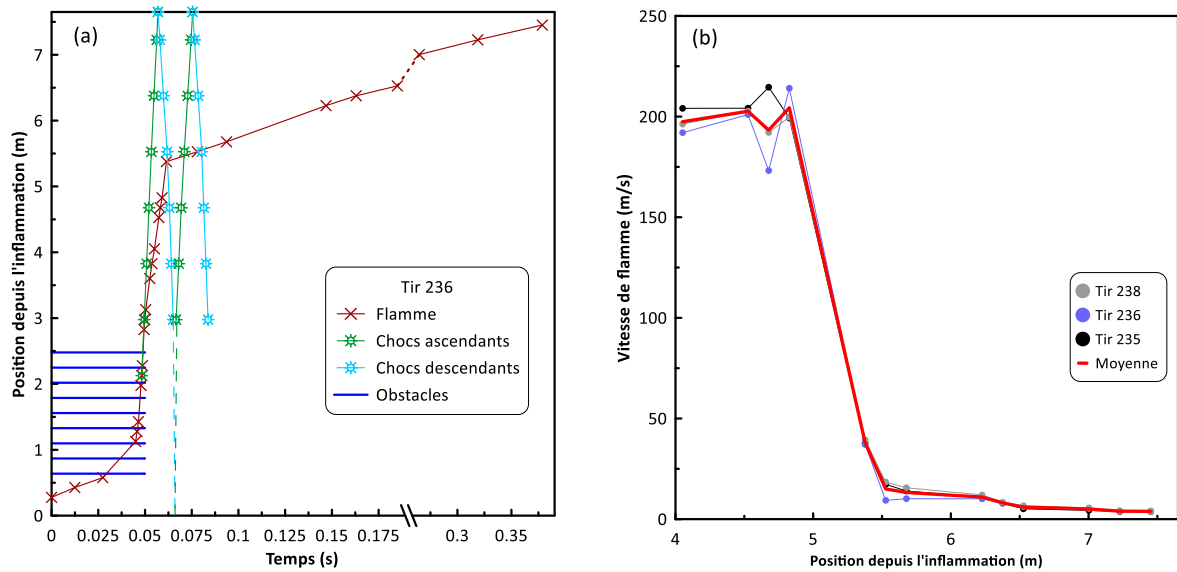
**Figure 134 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 227 et (b) Profils de vitesses de flamme (11% $H_2$ +89%Air -  $T_{ini}$ =363K -  $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

Pour un mélange identique à 413K, la Figure 135 (a) permet de visualiser les trajectoires de la flamme et du choc obtenues durant le Tir 252, tandis que les profils de vitesses de flamme obtenues pour les trois tests de répétabilité dans la seconde moitié de l'enceinte sont représentés en Figure 135 (b). L'analyse de la Figure 135 (a) permet de mettre en évidence deux interactions flamme/choc entre 4,53 et 4,6m de hauteur. La flamme rencontre successivement le premier choc descendant et le second choc ascendant. De ce fait on peut observer sur la Figure 135 (b) un fort ralentissement de la flamme où sa vitesse de propagation chute de 130m/s à 7,43m/s. Malgré cela on voit bien sur la trajectoire de la flamme du Tir 252 que cette dernière subit une accélération lorsque le second choc ascendant la rencontre. En effet une augmentation de la pente de la trajectoire est visible entre 15,9 et 16,22 ms. Cependant cette accélération n'est pas visible sur les profils de vitesse de la Figure 135 (b) car la flamme est impactée rapidement par le second choc descendant à environ 4,78m. Ainsi elle poursuit sa propagation jusqu'en fond d'enceinte avec une vitesse inférieure à 10m/s.



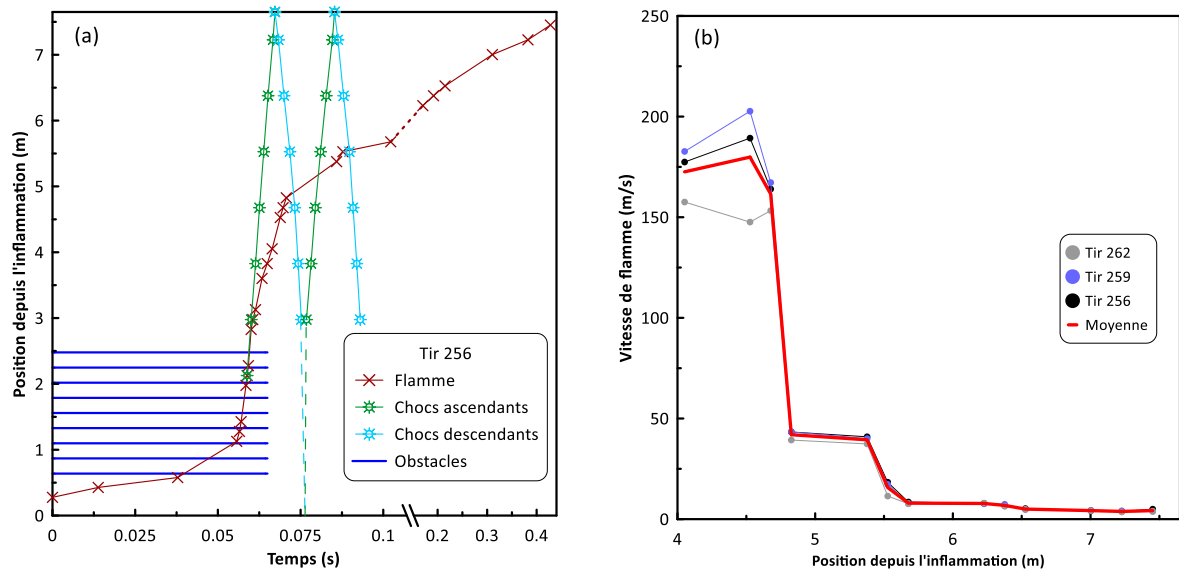
**Figure 135 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 252 et (b) Profils de vitesses de flamme (11% $H_2$ +89%Air -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

La Figure 136 (a) représente la trajectoire de la flamme ainsi que celle des chocs ascendants et descendants pour une flamme de 13% $H_2$ +87%Air à 363K (Tir 236). Pour le même type de flamme, la Figure 136 (b) représente les profils de vitesse de flamme des tirs 235, 236 et 238, obtenus dans la seconde moitié de l'enceinte ENACCEF 2. L'étude des trajectoires de la flamme et des chocs permet de constater que trois interactions se produisent sur un espace restreint, entre 5,38 et 5,57m de hauteur. On peut voir ainsi sur la Figure 136 (b) que la vitesse de propagation de flamme diminue d'environ 200m/s à 15m/s. La disposition des photomultiplicateurs d'ENACCEF 2 ne permet pas de rendre compte de fluctuations de cette vitesse aux hauteurs où se produisent successivement les trois interactions flamme/choc. En effet on peut voir sur la Figure 136 (a) que la courbe représentant la position de la flamme en fonction du temps ne présente pas de variations de pente. Enfin à l'aide de la Figure 136 (b) on note que la vitesse de propagation de la flamme est approximativement constante ( $\leq 10m/s$ ) jusqu'à la fin de l'enceinte.



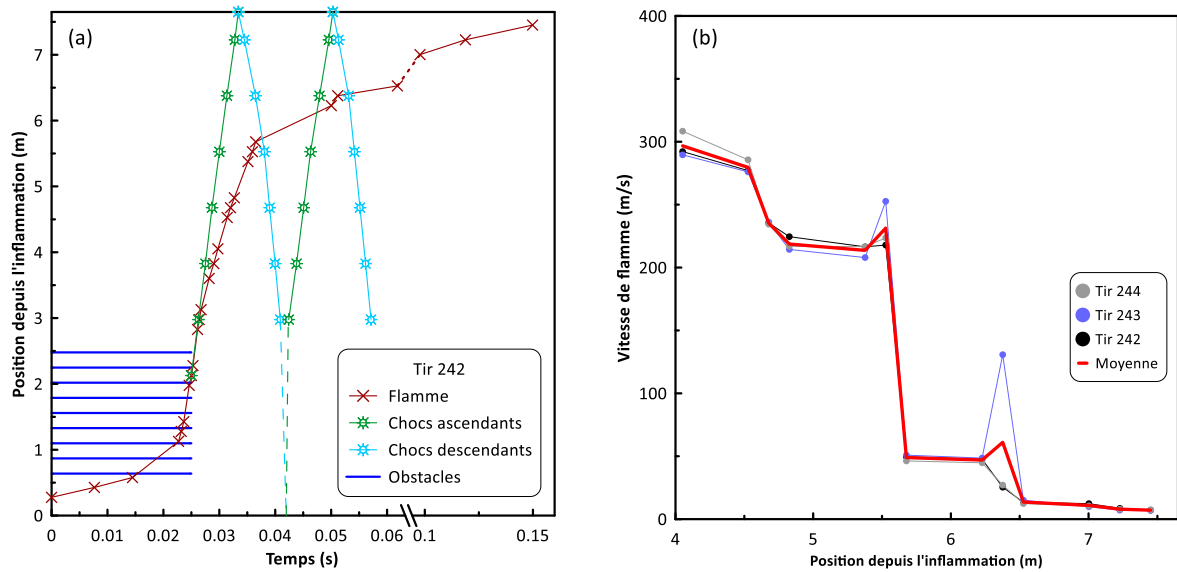
**Figure 136 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 236 et (b) Profils de vitesses de flamme ( $13\%H_2+87\%Air$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

La Figure 137 regroupe les trajectoires de la flamme et du choc obtenus pour le Tir 256 (Figure 137 (a)) ainsi que les profils de vitesse de flamme obtenus dans la seconde moitié de l'enceinte ENACCEF 2 pour les trois tirs de répétabilité à  $13\%H_2+87\%Air$  à 413K (Figure 137 (b)). A l'aide de la Figure 137 (a) on peut observer que le premier choc descendant ainsi que le second choc ascendant viennent impacter la flamme entre 4,90 et 5,18m de hauteur. Ainsi cette dernière est successivement ralentie puis accélérée entre ces positions. L'accélération étant limitée par l'impact avec le second choc descendant à 5,5m, on voit sur le profil de vitesse en Figure 137 (b) un premier ralentissement important où la vitesse de flamme chute d'environ 165m/s à 41m/s. Cette vitesse est approximativement constante jusqu'à ce dernier impact flamme/choc à 5,5m où un second ralentissement entraîne une propagation de la flamme jusqu'au sommet de l'enceinte à moins de 10m/s.



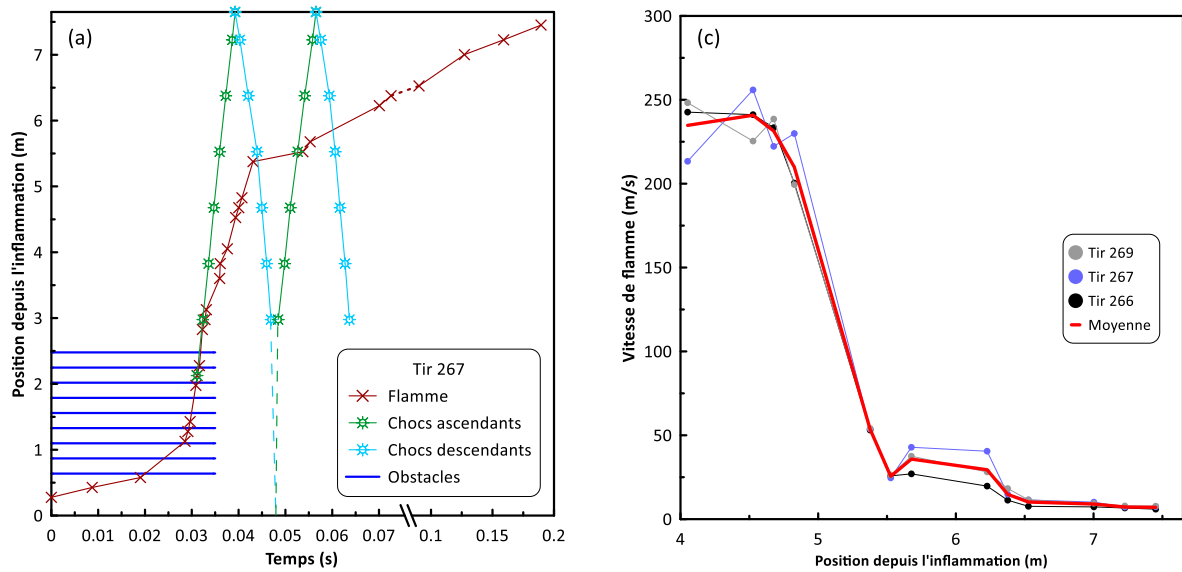
**Figure 137 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 256 et (b) Profils de vitesses de flamme ( $13\%H_2+87\%Air$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

Les trajectoires de la flamme et des chocs du Tir 242 ainsi que la vitesse de propagation de flamme en seconde moitié de l'enceinte pour un mélange de  $15\%H_2+85\%Air$  à  $363K$  (Tirs 242, 243 et 244) sont respectivement représentés en Figure 138 (a) et Figure 138 (b). A l'aide de ces deux figures on peut constater que la flamme rencontre le premier choc descendant et le second choc ascendant entre 5,72 et 6,12m de hauteur ce qui entraîne une diminution et une stabilisation de sa vitesse de propagation à environ 50 m/s. Pour le Tir 242 on observe sur le profil des trajectoires une accélération suite à la rencontre entre la flamme et le second choc ascendant qui n'est pas observable sur le profil de vitesses dû à la méthode de calcul de cette dernière comme expliqué précédemment. Cependant sur le profil de vitesse du Tir 243 on observe bien une accélération de la flamme jusqu'à environ 130m/s. Enfin, à approximativement 6,4m de hauteur la flamme rencontre le second choc descendant entraînant un dernier ralentissement. La flamme poursuit ainsi sa propagation jusqu'au sommet de l'enceinte avec une vitesse d'environ 10m/s.



**Figure 138 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc et (b) Profils de vitesses de flamme (15% $H_2$ +85%Air -  $T_{ini}$ 363K -  $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

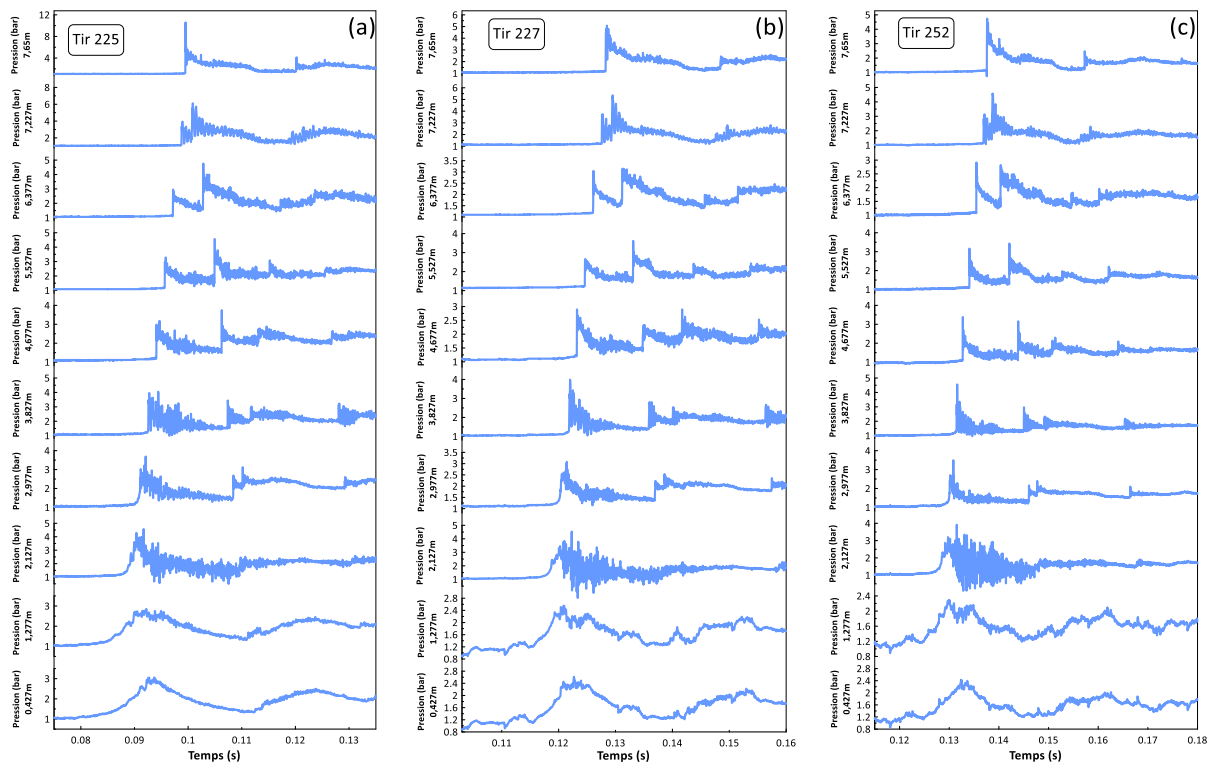
Les interactions flamme/choc pour une flamme de 15% $H_2$  à 413K peuvent être étudiées via la Figure 139. Cette dernière regroupe les trajectoires de la flamme et de l'onde de choc pour le Tir 267 (Figure 139 (a)) ainsi que les vitesses de propagation de flamme en seconde moitié d'ENACCEF 2 des Tirs 266, 267 et 269 qui correspondent aux essais de répétabilité dans ces conditions (Figure 139 (b)). A l'aide des profils de vitesses on s'aperçoit que la flamme de 15% $H_2$  à 413K subit un fort ralentissement entre 4,8 et 5,5m de hauteur, où la vitesse de propagation passe de 200m/s à environ 29m/s. Les deux interactions successives entre la flamme et le premier choc descendant et entre la flamme et le second choc ascendant en sont l'origine. Elles se produisent respectivement à 5,4 et 5,5m de hauteur. Cependant sur le profil de trajectoire de la flamme tu Tir 267 (Figure 139 (a)), il est possible de voir une accélération de la flamme après que le second choc ascendant l'ait impacté. Le second choc descendant interagissant avec la flamme peu de temps après à 5,85m de hauteur empêche de voir cette accélération sur le profil de vitesse en Figure 139 (b). Ainsi la flamme se propage avec une faible vitesse jusqu'au sommet de l'enceinte ( $\leq 10$ m/s).



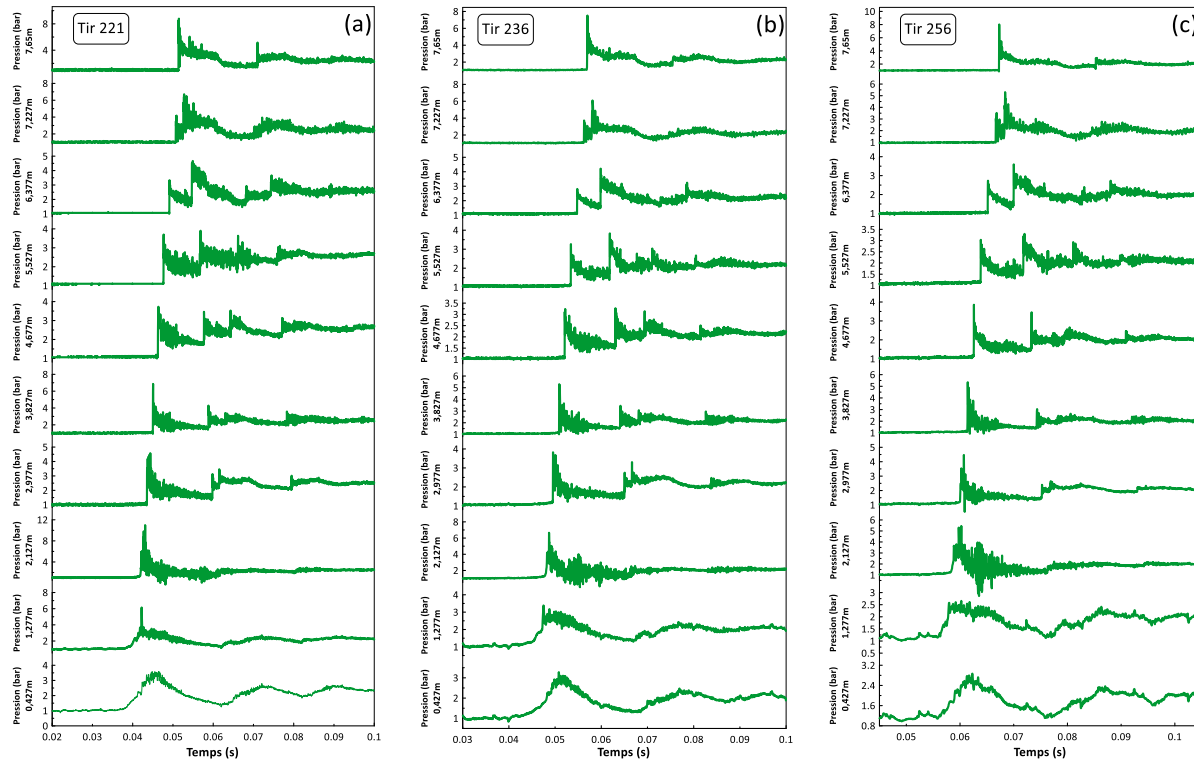
**Figure 139 : (a) Trajectoires de la flamme et de l'onde de choc obtenues pour le Tir 267 et (b) Profils de vitesses de flamme (15% $H_2$ +85%Air -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

### 3.2.3 Profils des pressions

Comme pour l'étude des trajectoires des flammes et des chocs, pour plus de clarté les pressions enregistrées au cours d'un seul tir seront présentées ci-après pour chaque condition de fraction d'hydrogène et de température. Ainsi pour les trois températures investiguées (296K, 363K, 413K), les profils de pression obtenus pour les flammes de 11% $H_2$ , de 13% $H_2$  et 15% $H_2$  sont représentés respectivement dans la Figure 140, la Figure 141 et la Figure 142. Comme on peut l'observer sur ces dernières, quelle que soit la fraction d'hydrogène considérée, lorsque la température initiale croît, les niveaux de pression mesurés diminuent. A titre d'exemple et compte tenu du bruit présent sur les signaux, la pression maximale mesurée au sommet de l'enceinte (7,65m) dans le cadre d'une flamme de 11% $H_2$  est de 5,1bar à 296K, de 4,55bar à 363K et de 4,50bar à 413K. Cependant, les évolutions de pression sont très similaires entre les trois températures investiguées du fait de la formation d'une onde de choc dans chaque cas.

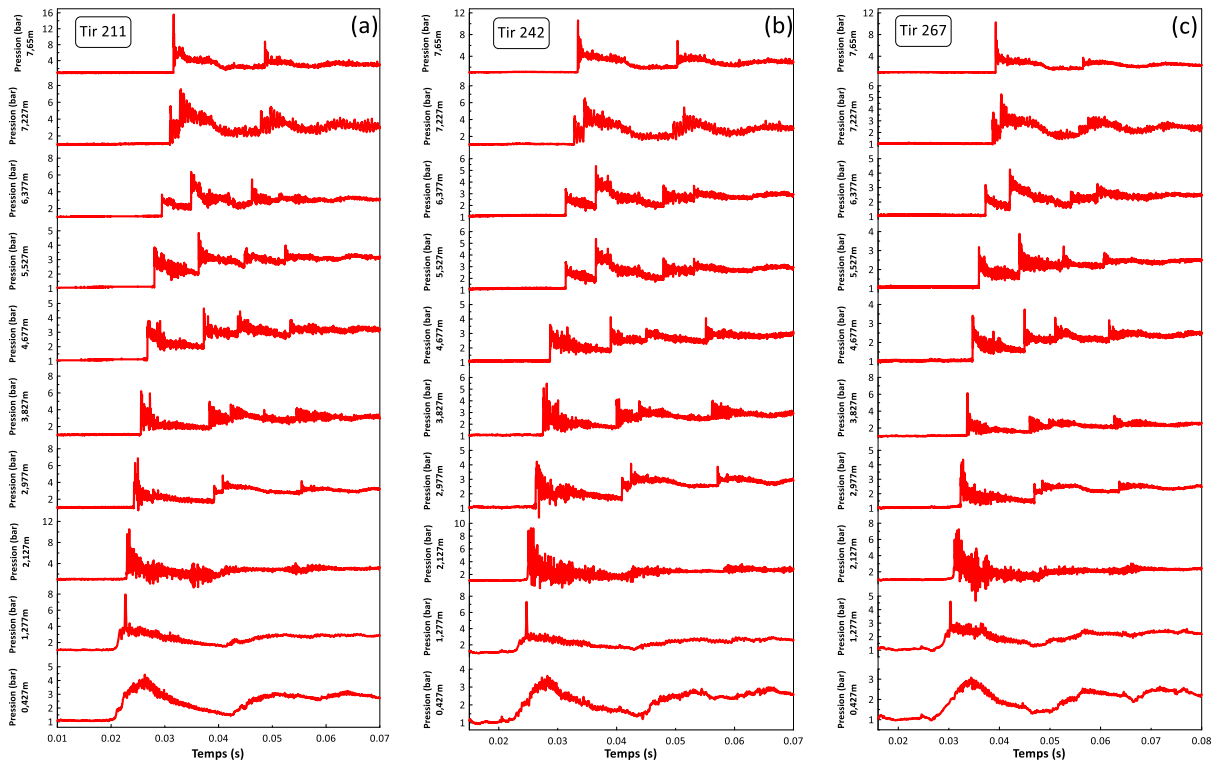


**Figure 140 : Profils de pressions obtenus durant la propagation de flamme de 11% $H_2$ +89%Air ( $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) 296K (b) 363K (c) 413K**



**Figure 141 : Profils de pressions obtenus durant la propagation de flamme de 13% $H_2$ +87%Air ( $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) 296K (b) 363K (c) 413K**





**Figure 142 : Profils de pressions obtenus durant la propagation de flamme de 15% $H_2$ +85%Air ( $P_{ini}$ =100kPa) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) 296K (b) 363K (c) 413K**

### 3.2.4 Profils de vitesses des chocs incidents et des paramètres de choc

L'impact de la température initiale peut également être étudié sur les vitesses des chocs incidents identifiés sur les signaux de pression, ainsi que sur les paramètres de choc. Dans cet objectif, ces vitesses ainsi que les pressions et températures calculées immédiatement derrière l'onde de choc incidente sont représentées dans la Figure 143, la Figure 144 et la Figure 145 respectivement pour les flammes de 11% $H_2$ , de 13% $H_2$  et 15% $H_2$  aux trois températures investiguées. A l'aide de ces trois figures on peut s'apercevoir que pour chaque fraction molaire d'hydrogène étudiée, l'augmentation de la température permet d'augmenter la vitesse de l'onde de choc incidente. Malgré cela, on peut noter que les pics de pression engendrés par l'onde de choc diminuent avec la température. A contrario les températures qui règnent derrière l'onde de choc augmentent avec la température.

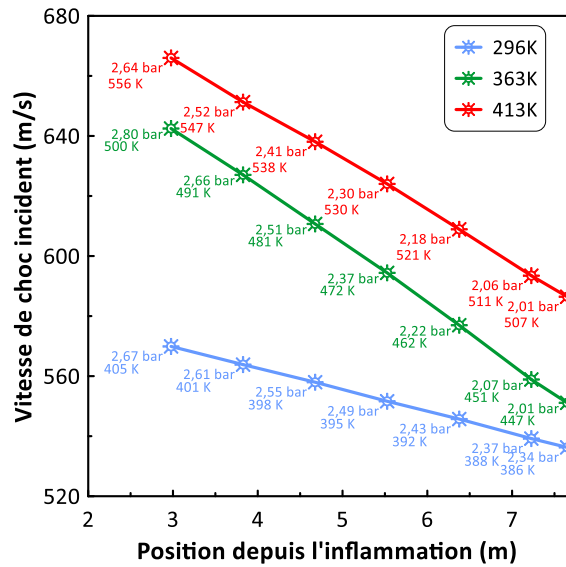


Figure 143 : Comparaison des vitesses d'ondes de choc incidentes et des paramètres de choc calculés pour des flammes de 11% H<sub>2</sub>+89%Air à 100kPa à trois températures initiales différentes (296K, 363K, 413K)

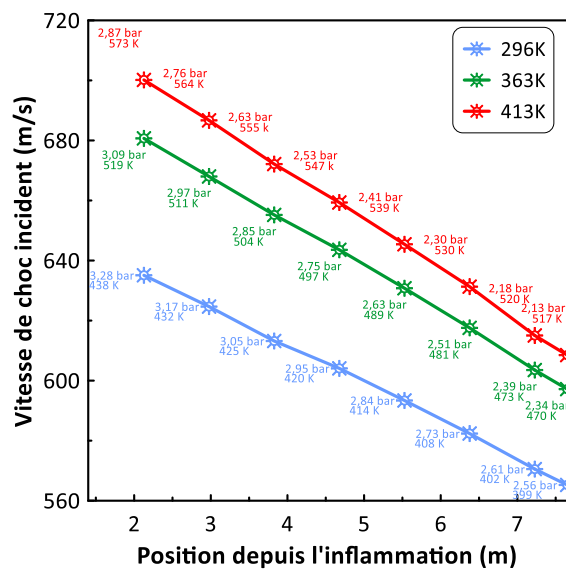
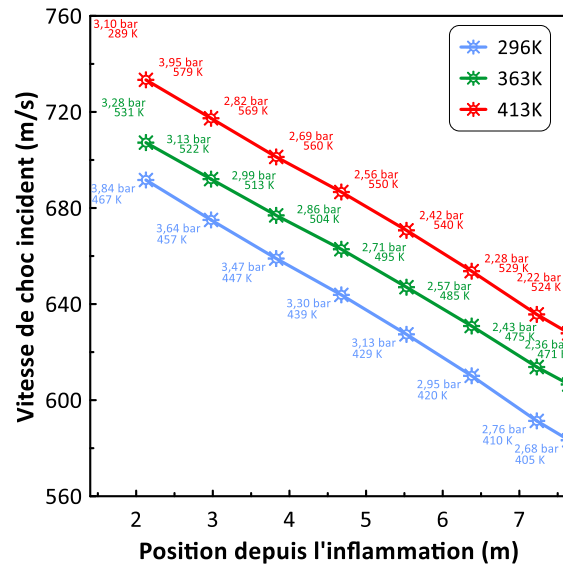


Figure 144 : Comparaison des vitesses d'ondes de choc incidentes et des paramètres de choc calculés pour des flammes de 13% H<sub>2</sub>+87%Air à 100kPa à trois températures initiales différentes (296K, 363K, 413K)



**Figure 145 : Comparaison des vitesses d'ondes de choc incidentes et des paramètres de choc calculés pour des flammes de 15% H<sub>2</sub>+85%Air à 100kPa à trois températures initiales différentes (296K, 363K, 413K)**

### 3.2.5 Visualisations Schlieren

Les visualisations Schlieren effectuées au cours de cette thèse peuvent également être comparées afin d'étudier l'impact de la température. Ainsi, la Figure 146, la Figure 147 et la Figure 148 représentent les images Schlieren obtenues pour les trois températures étudiées respectivement des flammes de 11%H<sub>2</sub>, de 13%H<sub>2</sub> et de 15%H<sub>2</sub>. Ces dernières ont été obtenues entre 7,10 et 7,35m de hauteur. Pour chaque condition, une série de 6 images est présentée qui correspondent :

1. au milieu avant l'arrivée du choc incident
2. au choc incident (premier choc ascendant)
3. au choc réfléchi (premier choc descendant)
4. au milieu avant l'arrivée de la flamme
5. à la flamme se trouvant en partie basse de la fenêtre
6. à la flamme se trouvant en partie haute de la fenêtre

Il est à noter que dans le cadre des flammes de 15%H<sub>2</sub> étudiées à 413K, la visualisation a été effectuée avec une caméra différente (Phantom V2640). La résolution adoptée a été de 1792\*400. Cependant la position de cette caméra a été la même que celle pour les autres tirs.

Comme pour l'étude de l'impact de la richesse, les réflexions des chocs aux parois des fenêtres sont visibles. On observe également une non uniformité de la masse volumique suite aux passages du choc incident et du choc réfléchi. Comme expliqué pour l'étude précédente, la technique Schlieren étant sensible à la variation de l'indice de réfraction et donc de la température, cette observation n'est peut-être due qu'au gradient de température présent au niveau des fenêtres de l'enceinte. Pour toutes les conditions d'études, on constate des mouvements successifs des gaz frais vers le haut puis vers le bas. De plus, au fur et à mesure de la propagation de la flamme, ces

mouvements sont de plus en plus importants. Enfin, les images 5 et 6 représentent le passage de la flamme au sein de la fenêtre de visualisation. On s'aperçoit alors dans tous les cas que la surface de la flamme présente de nombreuses cellules.

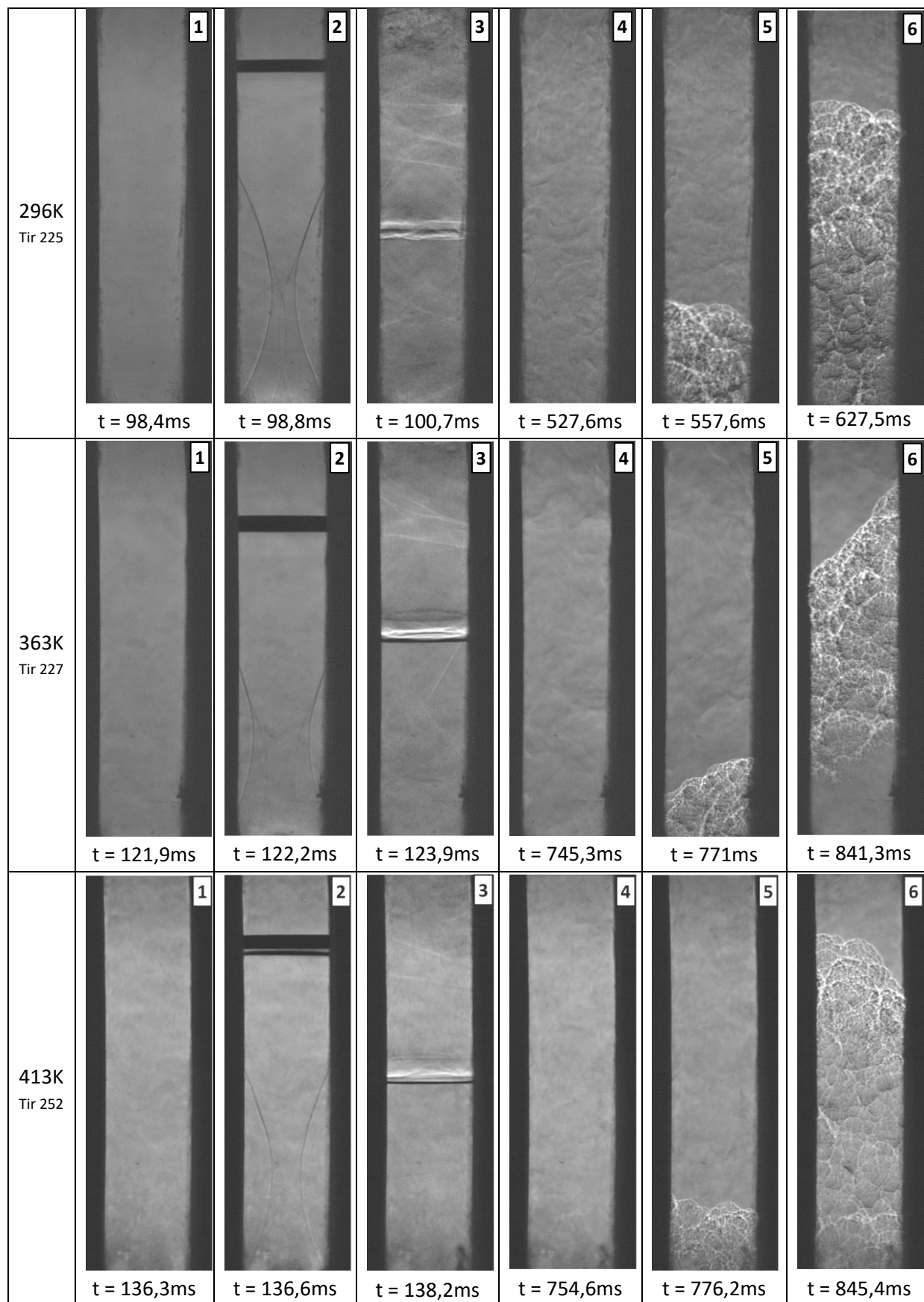


Figure 146 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 11% $H_2$ +89%Air à 100kPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur

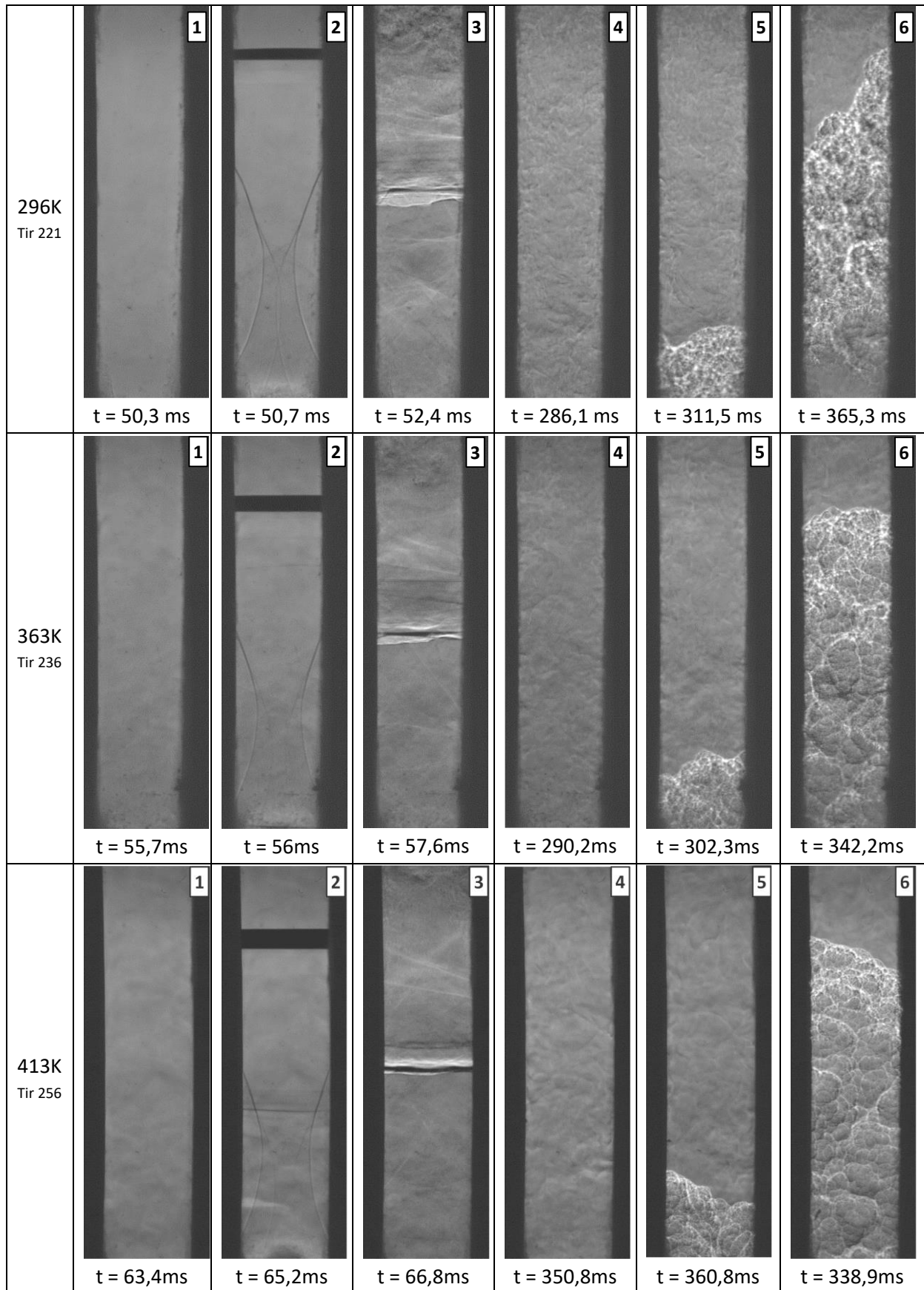


Figure 147 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 13% $H_2$ +87%Air à 100kPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur

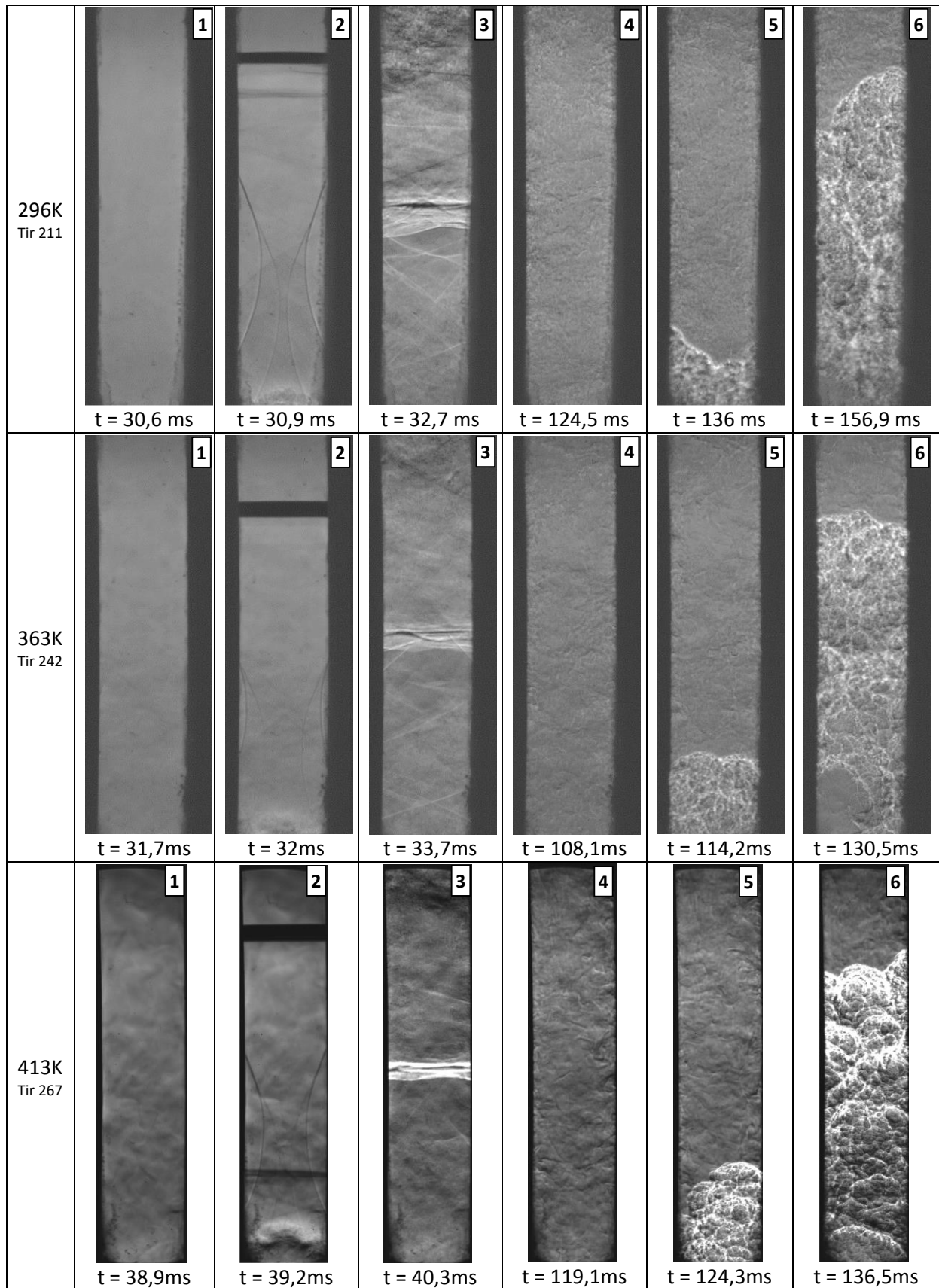


Figure 148 : Série d'images Schlieren obtenue au cours de la propagation d'une flamme de 15% $H_2$ +85%Air à 100kPa au sein d'ENACCEF 2 entre 7,10 et 7,35m de hauteur

### 3.2.6 Conclusions

L'analyse de l'impact de la température sur les flammes H<sub>2</sub>/Air au sein d'ENACCEF 2 munie de 9 obstacles en partie basse a permis de mettre en exergue différents aspects. Premièrement, pour les trois températures investiguées (296K, 363K et 413K) toutes les flammes étudiées ont transité vers le régime supersonique suite à l'accélération qu'elles ont subie au sein des obstacles. Également dans chaque cas, la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés a été dépassée, ce qui indique que ces flammes sont toutes fortement accélérées. Deuxièmement, l'augmentation de la température a diminué les vitesses de propagation en sortie d'obstacle et a également réduit la hauteur où se produit l'interaction entre la flamme et le choc réfléchi au sommet de l'enceinte. Enfin, cette augmentation a provoqué la diminution des niveaux de pression mesurés. Cependant, les chocs formés ont été plus rapides.

## 3.3 Impact du diluant à haute température

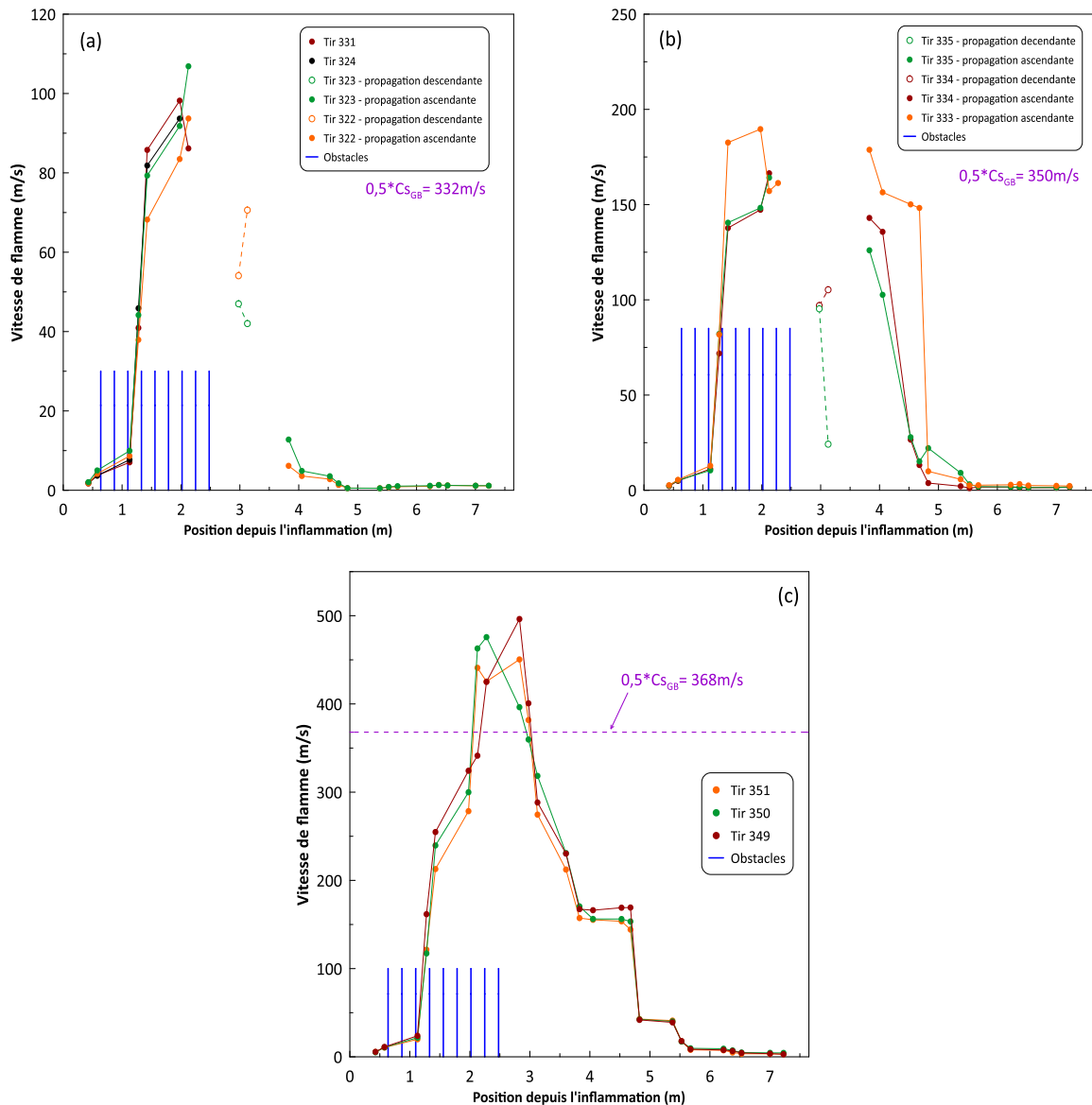
La présente section expose les résultats obtenus concernant les propagations de flamme H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> à 363K et 413K au sein d'ENACCEF 2. Afin d'analyser l'impact du diluant sur les flammes H<sub>2</sub>/Air, deux taux de dilution ont été étudiés pour chacune de ces températures : 20 et 30%. Par conséquent les prochaines sections présentent les niveaux de vitesses mesurés ainsi que les pressions enregistrées pour chaque taux de dilution et pour chaque température. Contrairement aux études menées sur les mélanges secs, aucune visualisation Schlieren n'a été effectuée au cours de ces travaux. Également, aucune moyenne des vitesses n'a été calculée dans le cadre des études avec la vapeur d'eau. En effet, comme cela va être présenté ci-après, pour des conditions initiales identiques et pour un même mélange, différents régimes de propagation peuvent être observés. Ainsi pour des conditions fixes, lorsque les trois tirs de répétabilité ont présenté le même régime de propagation, aucun tir supplémentaire n'a été effectué. En revanche, si différents régimes ont été observés au cours de ces trois tirs, un ou plusieurs autres tirs ont été effectués afin d'obtenir une analyse plus détaillée pour le mélange considéré.

### 3.3.1 Flammes diluées par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub>

#### 3.3.1.1 Profils de vitesses

Les profils de vitesse obtenus pour les flammes H<sub>2</sub>/Air diluées par 20%mol. de vapeur d'eau à 363K à  $\phi=0,294$ ,  $\phi=0,356$  et  $\phi=0,42$  sont respectivement présentés dans la Figure 149 (a), la Figure 149 (b) et la Figure 149 (c). Contrairement aux mélanges non dilués (sections précédentes de ce chapitre), on observe ici que la propagation de la flamme peut présenter différents régimes de propagation pour une même richesse. Malgré cela, on peut tout de même observer que pour les trois richesses investiguées l'accélération due aux instabilités thermo-diffusives avant les obstacles, puis une forte accélération dans le champ d'obstacles.





**Figure 149 : Profils de vitesses de flamme  $\text{H}_2/\text{Air}$  diluée par 20%mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{vap}}$  ( $T_{\text{ini}}=363\text{K} - P_{\text{ini}}=100\text{kPa}$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a)  $\phi=0,294$  (b)  $\phi=0,356$  (c)  $\phi=0,42$**

A la richesse 0,294, quatre Tirs ont été effectués. Pour chacun d'entre eux, on peut observer que la phase d'accélération produite par l'interaction flamme/obstacles permet à la flamme d'atteindre une vitesse d'environ 90m/s à 1,98m de hauteur. Suite à cela, une extinction de la flamme se produit entre 1,98 et 2,13m. Ceci permet d'indiquer que les niveaux de turbulence au sein des obstacles deviennent trop importants et provoquent une dissipation de chaleur suffisante pour éteindre la flamme. A partir de ce phénomène deux cas de figure bien distincts peuvent se présenter. Pour les Tirs 324 et 331, on observe que rien ne se produit suite à l'extinction de la flamme. De manière à vérifier que la flamme ne s'est pas propagée sur toute la hauteur de l'enceinte, des prélèvements ont été effectués au-delà des hauteurs où s'est produite l'extinction. Les analyses chromatographiques de ces prélèvements montrent que les concentrations en hydrogène sont approximativement les mêmes que celles mesurées pour les prélèvements effectués avant le tir. Une comparaison entre ces deux concentrations pour le Tir 331 est donnée dans le Tableau 11. Ainsi l'extinction totale de la

flamme est confirmée. Dans le cas des Tirs 322 et 323, une ré-inflammation est observée en dehors de la zone des obstacles, où la turbulence est moindre. En effet, à partir des signaux de photomultiplicateurs, on observe une propagation descendante et une propagation ascendante à partir d'une hauteur comprise entre 3,13 et 3,60m. Il ne peut s'agir d'une auto-inflammation par choc car le nombre de Mach est inférieur à 1 durant toute la propagation de la flamme. De plus, une compression isentropique n'est pas suffisante pour obtenir une auto-inflammation. En effet, lorsque l'extinction se produit, la pression dans l'enceinte est d'environ 1,25bar pour le Tir 322 et 1.20bar pour le Tir 323. Les températures suivant cette compression étant respectivement de 387K et 382K ( $((P_2/P_1)^{1/\gamma}=(T_2/T_1)^{1/(\gamma-1)})$ ), ces dernières sont trop faibles pour provoquer une auto-inflammation. Ainsi, lors de l'extinction produite dans les obstacles, des gaz brûlés ainsi que des radicaux sont éjectés vers des hauteurs plus importantes et permettent une ré-inflammation suite à l'échauffement des gaz frais. Suite à cette ré-inflammation on peut constater sur la Figure 149 (a) que les niveaux de vitesse en propagation ascendante sont très inférieurs à ceux obtenus avant l'extinction. De plus, ces vitesses sont très similaires entre les Tirs 323 et 322. Cependant en propagation descendante les vitesses mesurées diffèrent légèrement, on peut notamment observer une légère accélération (de 42 à 43m/s) pour le Tir 323 alors que le Tir 322 présente une décélération (de 71 à 54m/s). Ces différences proviennent certainement des différences dans les écoulements produits par le jet de gaz chauds mais également par la modification de la température produite également par ce jet. Ainsi une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> à  $\phi=0,294$  est caractérisée par une extinction en fin de zone d'obstacles suivie par un jet de gaz brûlés chauds en dehors de ces obstacles. Dans le cadre des tirs effectués pour cette étude, ces gaz chauds permettent une ré-inflammation dans 50% des cas. Ainsi, on note qu'aucune transition vers le régime supersonique n'est observée durant la propagation d'une telle flamme.

Hauteurs des prélèvements	Prélèvements avant le Tir	Prélèvements après le Tir
3,20 m	10,98 %H <sub>2</sub>	10,65 %H <sub>2</sub>
4,75 m	10,80 %H <sub>2</sub>	10,59 %H <sub>2</sub>
7,10 m	11,08 %H <sub>2</sub>	10,96 %H <sub>2</sub>

**Tableau 11 : Analyse des prélèvements effectués avant et après le Tir 331**

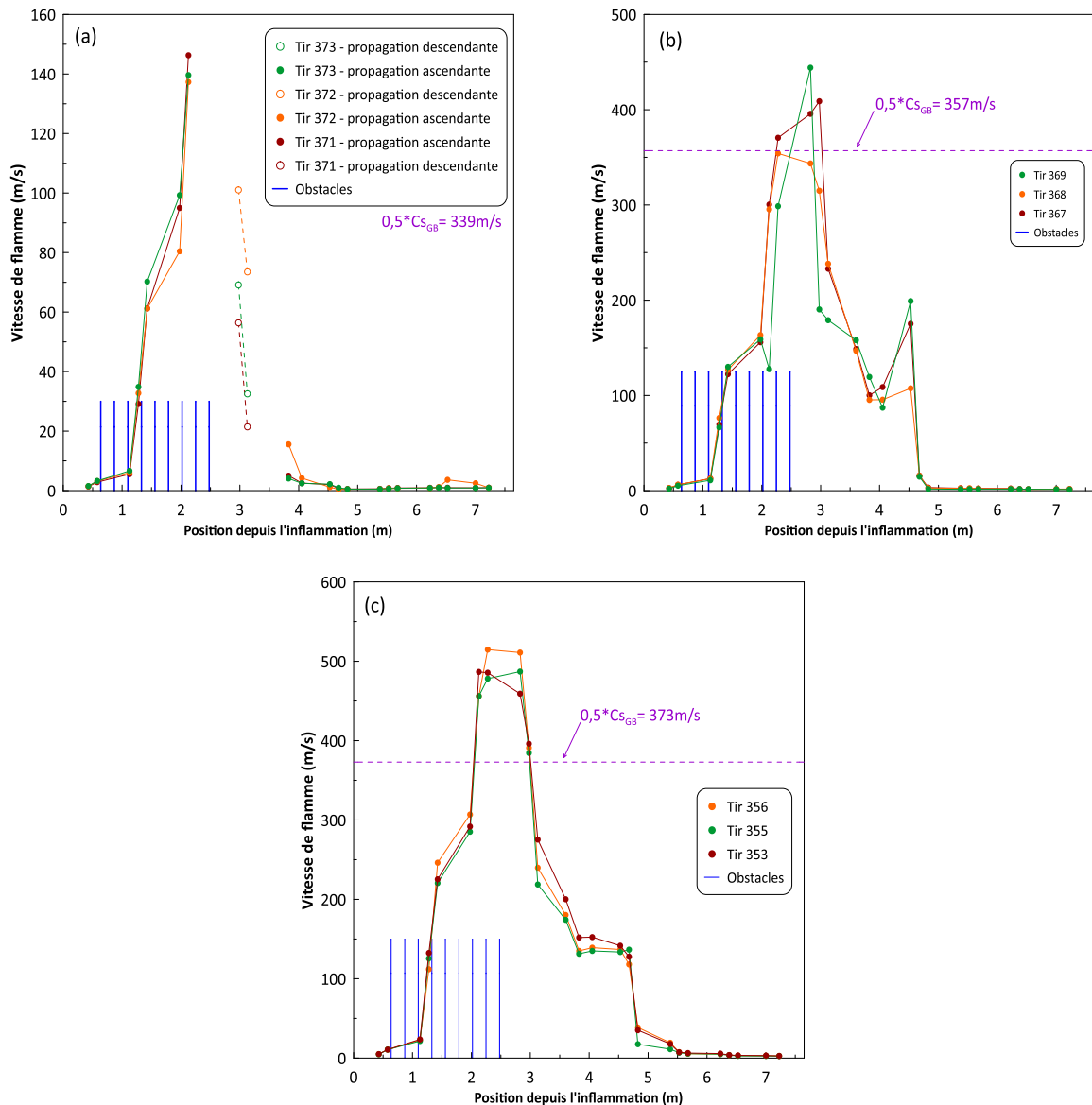
Pour une flamme dont la richesse est de 0,356, on peut observer à l'aide de la Figure 149 (b) que les trois tirs effectués présentent une extinction en fin de région des obstacles puis une ré-inflammation en dehors de ces derniers. Comme à  $\phi=0,294$ , la turbulence induite dans les obstacles devient trop importante ce qui provoque l'étouffement de la flamme avec un jet de gaz chauds en dehors des obstacles qui entraînent la ré-inflammation. On peut remarquer que l'extinction ne se produit pas exactement à la même position selon les tirs. En effet elle est observée entre 2,13 et 2,98m de hauteur au cours des Tirs 334 et 335, tandis qu'elle est observée entre 2,30 et 3,12m pour le Tir 333. La ré-inflammation est quant à elle produite en dehors des obstacles entre 3,13 et 3,83m dans chaque situation. Il est à noter qu'immédiatement après la ré-inflammation, dans chaque cas les niveaux de vitesse des propagations ascendantes sont très proches de ceux mesurés avant l'extinction et ce contrairement à la richesse 0,294. De plus, sur la Figure 149 (b) on peut remarquer qu'aucune vitesse en propagation descendante n'a pu être estimée pour le Tir 333. Ainsi les flammes H<sub>2</sub>/Air diluées par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> à  $\phi=0,356$  présentent systématiquement un phénomène d'extinction locale dans les obstacles suivi d'une ré-inflammation en dehors de ces derniers. Comme à  $\phi=0,294$  on observe également qu'aucune transition vers le régime supersonique ne se produit.

Cependant, les effets de compressibilité apparaissent à cette richesse puisqu'au sein des obstacles, la vitesse de propagation de flamme dépasse le tiers de la vitesse du son dans les gaz frais (417m/s). Ainsi des ondes de compression sont produites et se propagent en amont du front de flamme. Du fait de la faible augmentation de pression qu'elles induisent, ces ondes de compression ne sont identifiables sur les signaux de pression que lorsqu'elles coalescent pour former une onde de choc. Ainsi lorsque cette dernière est formée, des interactions avec la flamme se produisent et peuvent modifier la vitesse de propagation de cette dernière. Malgré cela, la vitesse de ces flammes ne dépasse jamais la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés, il s'agit donc de flammes lentes.

Enfin, à  $\phi=0,42$  on peut noter que les niveaux de vitesse obtenus sont très proches entre les trois tirs effectués. Bien que les profils soient similaires à ceux obtenus pour les mélanges non dilués par la vapeur d'eau, on observe des vitesses bien inférieures. Ainsi les étapes de propagation sont identiques. En premier lieu une étape de forte accélération dans la zone des obstacles due à la production de turbulence au sein de cette dernière. Cette étape entraîne l'observation des vitesses maximales en fin d'obstacles ou immédiatement en sortie de ceux-ci. Ces dernières sont de 496,3m/s, de 475,7m/s et de 450,5m/s respectivement pour les Tirs 349, 350 et 351. Ainsi la vitesse du son dans les gaz frais (421m/s) est franchie et l'on observe une transition vers le régime supersonique à 2,09m pour les Tirs 250 et 351 et à 2,26m pour le Tir 349. Dès lors, une onde de choc est formée et se propage en amont de la flamme. De plus, on note que la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés est dépassée. Ainsi il s'agit d'une flamme accélérée. Malgré cela, on peut observer sur la Figure 149 (c) un retour rapide dans le régime subsonique lors de la phase de ralentissement en dehors des obstacles du fait de l'absence de turbulence. Cette seconde transition intervient à 2,68m pour le Tir 350, à 2,90m pour le Tir 351 et à 2,94m pour le Tir 349. Après ce fort ralentissement, un plateau de vitesse est atteint dans tous les cas entre 3,83 et 4,68m à approximativement 160m/s. Suite à cela, deux interactions avec des chocs réfléchis descendants entraînent deux ralentissements successifs.

Ainsi l'étude des profils de vitesses obtenus pour les flammes  $H_2$ /Air diluées par 20%mol. $H_2O_{vap}$  à 363K met en évidence l'élévation des niveaux de vitesse entre 0 et 5,5m de hauteur lorsque la richesse est augmentée. Pour des hauteurs supérieures, les vitesses sont équivalentes quelle que soit la richesse considérée. Dans les cas où le phénomène de ré-inflammation est observé, il est intéressant de noter que l'extinction se produit dans la zone des obstacles suite à la forte accélération subie par les flammes et que la ré-inflammation se produit en dehors des obstacles où les niveaux de turbulence sont plus faibles. Ces études permettent ainsi de mettre en exergue l'influence de la turbulence sur la combustion. Enfin, la richesse 0,42 a été identifiée comme étant l'unique richesse pour laquelle les flammes diluées par 20%mol. $H_2O_{vap}$  à 363K peuvent être fortement accélérées.

Lorsque la température initiale est de 413 K, l'extinction de la flamme suivie d'une ré-inflammation par jet de gaz chauds ne se produit que pour le mélange le plus pauvre ( $\phi=0,294$ ) comme on peut le voir sur la Figure 150 (a). Lorsque la richesse est augmentée à 0,356 et 0,42, aucune extinction n'est observée (Figure 150 (b) et Figure 150 (c)). Pour ces deux derniers cas, on retrouve les profils classiques avec une accélération dans les champs d'obstacles, une décélération en sortie du champ d'obstacles et une décélération/accélération suite à l'interaction flamme/choc.



**Figure 150 : Profils de vitesses de flamme  $\text{H}_2/\text{Air}$  diluée par 20%mol. $\text{H}_2\text{O}_{\text{vap}}$  ( $T_{\text{ini}}=413\text{K} - P_{\text{ini}}=100\text{kPa}$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires ( $\text{BR}=0,63$ ) (a)  $\phi=0,294$  (b)  $\phi=0,356$  (c)  $\phi=0,42$**

A  $\phi=0,294$ , l'accélération subie par les flammes dans les obstacles permet d'atteindre une vitesse maximale de l'ordre de 140m/s à une hauteur de 2,13m. A partir de cette position, une extinction locale se produit. Comme dans les autres cas où une ré-inflammation est observée, les gaz brûlés chauds sont éjectés en dehors de la zone des obstacles et permettent d'initier une seconde propagation de flamme qui s'effectue de manière ascendante et descendante. Ainsi à cette richesse, une ré-inflammation se produit entre 3,13 et 3,60m de hauteur. On peut observer que les niveaux de vitesse obtenus pour les trois tirs sont équivalents à la fois pour les vitesses ascendantes et les vitesses descendantes. Il est intéressant de noter que dans chaque cas, les vitesses descendantes sont supérieures aux vitesses ascendantes. A partir de 4m de hauteur, les vitesses de flamme ascendantes ont des niveaux de vitesses faibles et continus ( $\approx 1\text{m/s}$ ) jusqu'au sommet de l'enceinte. Enfin, on peut noter que cette richesse ne permet pas d'obtenir une flamme fortement accélérée.

A  $\phi=0,356$  (Figure 150 (b)), Pour chacun des tirs 369 et 367 on observe une vitesse mesurée dépassant 357m/s ( $0.5 \cdot C_{sGB}$ ). Ainsi il s'agit de flammes accélérées. Cependant, la vitesse du son dans les gaz frais (444m/s) n'est pas dépassée, aucune transition vers le régime choqué ne se produit. Malgré cela, cette vitesse est approchée. Ainsi les effets de compressibilité apparaissent et des ondes de compression sont alors produites.

A  $\phi=0,42$  (Figure 150 (c)) les phases de propagation des flammes sont identiques à celles observées à  $\phi=0,356$ . Cependant les niveaux de vitesses sont toujours supérieurs pour les hauteurs comprises entre 0 et 4,6m. De plus, entre 2,09 et 2,92m les flammes sont supersoniques. En effet on observe des vitesses maximales qui oscillent entre 487 et 515m/s selon les Tirs. La trajectoire du choc formé peut être obtenue par l'analyse des signaux de pression qui seront présentés dans la prochaine section. De plus, la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés étant dépassée, les flammes sont alors fortement accélérées.

### 3.3.1.2 Trajectoires

En suivant la même méthodologie que celles adoptée pour les mélanges secs, les trajectoires des flammes et des ondes de choc induites par ces dernières sont analysées.

Ainsi, lorsque la température initiale est fixée à 363 K, pour une richesse initiale de 0,294, deux types de trajectoires sont tracés : (i) dans le cas où l'on observe une extinction, la flamme n'est plus détectée au-delà de 2,13 m (Figure 151 (a)) et (ii) dans le cas où suite à une extinction, une ré-inflammation se produit plus en aval et induit une propagation de la flamme dans les deux sens (ascendante et descendante) comme on peut le voir sur la Figure 151 (b).

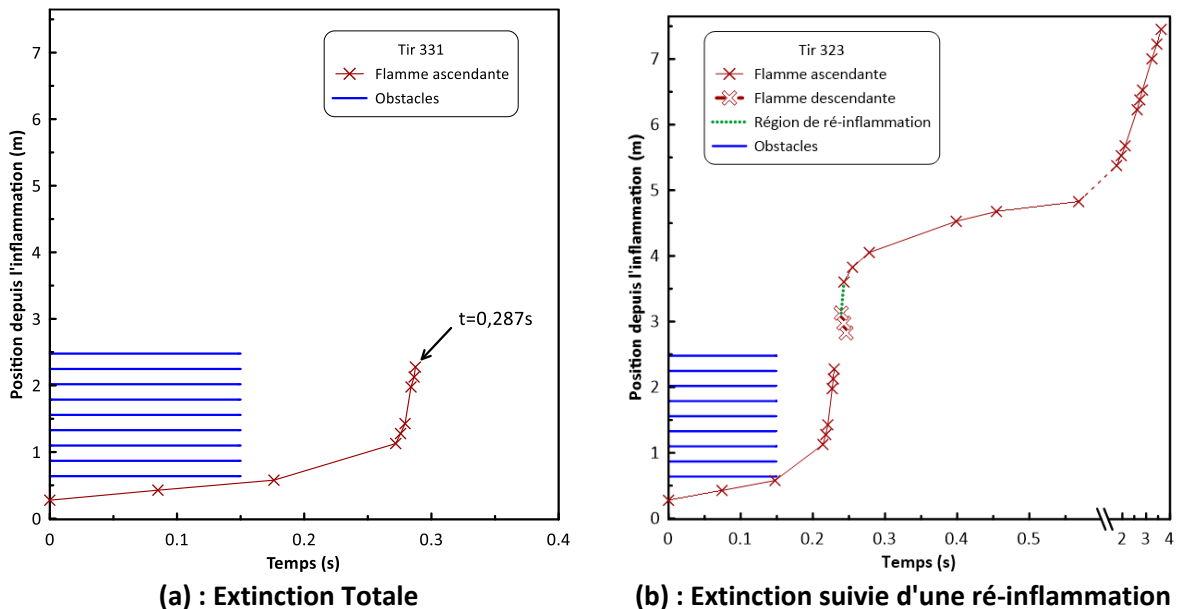
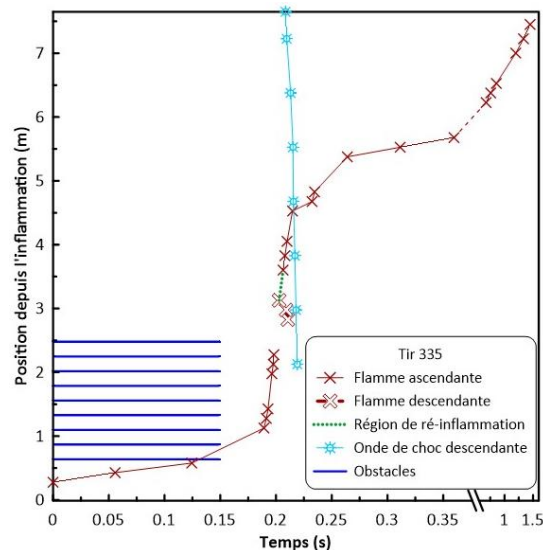


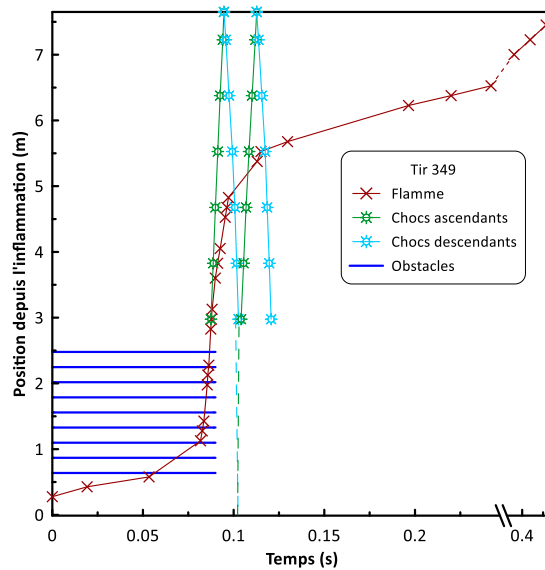
Figure 151 : Trajectoires de flammes diluées par 20%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63).

A  $\phi=0,356$ , les trois tests réalisés ont présenté le même comportement : une extinction locale de la flamme dans le champ d'obstacles suivis d'une ré-inflammation et propagation de la flamme plus en aval dans l'enceinte. A partir du point de ré-inflammation, la flamme se propage dans les deux sens. L'accélération de la flamme a été suffisamment importante pour initier la formation d'ondes de compression qui par coalescence ont formé une onde de choc visible sur les signaux de pression une fois qu'elle se réfléchit sur la bride terminale de l'enceinte. Ainsi pour chaque tir, la confrontation des trajectoires des ondes réfléchies et celles des flammes permet de mettre en évidence que le ralentissement subi par ces dernières entre 4,5 et 4,8m (selon le tir considéré) provient d'une interaction flamme/choc. La Figure 152 permet de rendre compte de cette interaction pour le Tir 335. A l'aide de cette figure, on imagine aisément que le second ralentissement de la flamme présent près de 5m de hauteur provient également d'une interaction avec l'onde de choc durant sa seconde propagation descendante. Cependant cette propagation n'a pas pu être identifiée sur les signaux de pression.



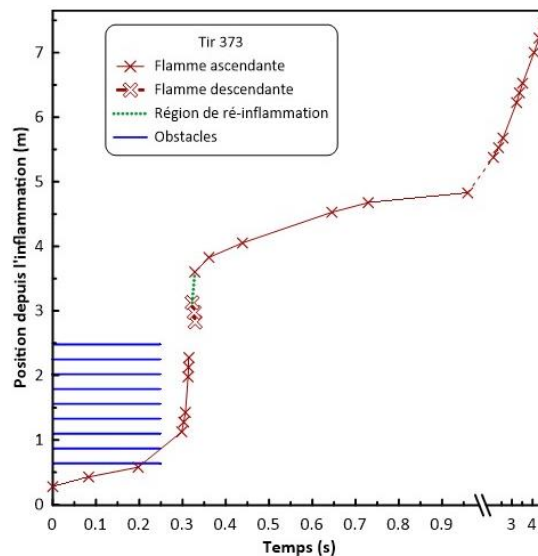
**Figure 152 : Trajectoires de l'onde de choc réfléchi et de la flamme diluée par 20%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

Pour une richesse initiale de 0,42, la Figure 153 représente les trajectoires des ondes de choc avec celle de la flamme pour le Tir 349 et permet ainsi d'illustrer les interactions responsables des deux ralentissements successifs de la flamme. Ces interactions se produisent à 4,9m et 5,5m de hauteur. Comme durant l'étude des mélanges non dilués, l'identification de la réflexion du premier choc descendant au bas de l'enceinte est rendue complexe par le bruit présent sur les capteurs de pression situés au sein des obstacles où de multiples réflexions se produisent. Ainsi, une extrapolation a été effectuée de manière à estimer le temps de cette réflexion. Enfin, suite à ces deux interactions flamme/choc, les flammes à  $\phi=0,42$  se propagent jusqu'au sommet de l'enceinte à des vitesses inférieures à 10m/s.



**Figure 153 : Trajectoires de l'onde de choc et de la flamme diluée par 20%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

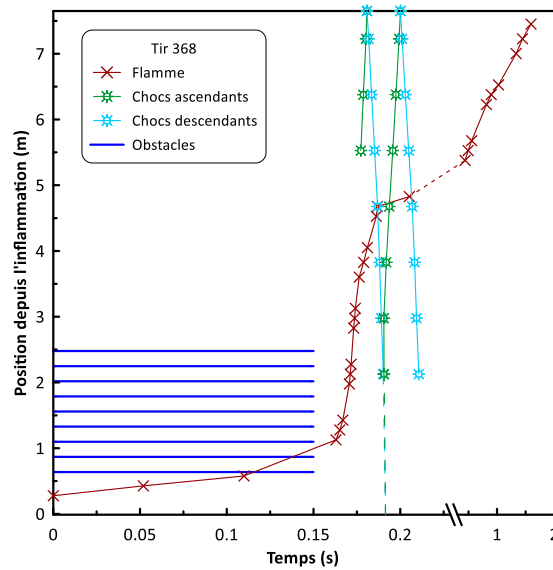
A une température initiale de 413 K les flammes se propageant plus vite, on note la formation des ondes de choc pour deux richesses :  $\phi=0,356$  et  $0,42$ . Pour le mélange le plus pauvre ( $\phi=0,294$ ), la vitesse de propagation restant globalement faible par rapport à la vitesse du son dans les gaz frais, la trajectoire de la flamme n'est pas perturbée comme. Ceci est illustré par la Figure 154 représentant la trajectoire de la flamme du Tir 373.



**Figure 154 : Trajectoire de flamme diluée par 20%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) avec observation de l'extinction locale suivie de la ré-inflammation**

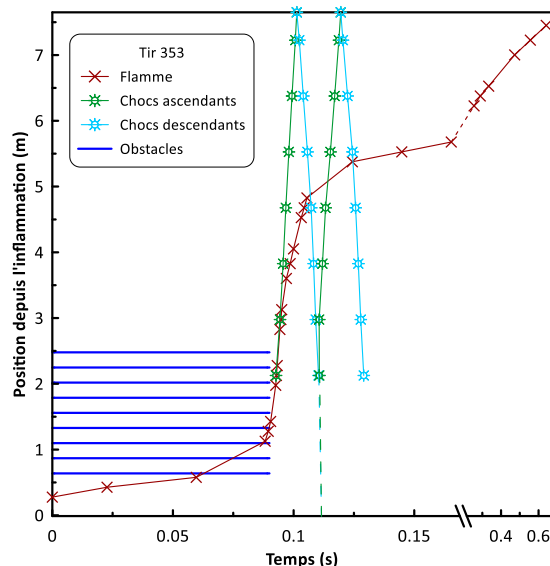
A  $\phi=0,356$ , la propagation de la flamme ayant permis la formation d'ondes de compression, on note la coalescence de ces ondes durant leur propagation ascendante à une hauteur d'environ 5,53m. Ces dernières donnent ainsi naissance à une onde de choc qui se propage et subit plusieurs réflexions aux extrémités de l'enceinte. Comme pour les cas similaires rencontrés précédemment, on peut noter une chute brutale des vitesses de flamme entre 4,5 et 5m de hauteur. La rencontre entre

la flamme et l'onde de choc est alors la cause de ce fort ralentissement comme on peut le constater sur la Figure 155 qui représente leur trajectoire pour le Tir 368.



**Figure 155 : Trajectoires de l'onde de choc et de la flamme diluée par 20%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

A 413 K et pour la richesse la plus élevée ( $\phi=0,42$ ), la flamme étant supersonique mais également fortement accélérée, les réflexions du choc aux extrémités de l'enceinte provoquent plusieurs interactions avec la flamme conditionnant par conséquent son profil de vitesse. Un fort ralentissement se produit notamment entre 4,5 et 5m de hauteur. Dans le cadre du Tir 353 ces interactions sont visibles par juxtaposition des trajectoires du choc et de la flamme comme présenté sur la Figure 156.



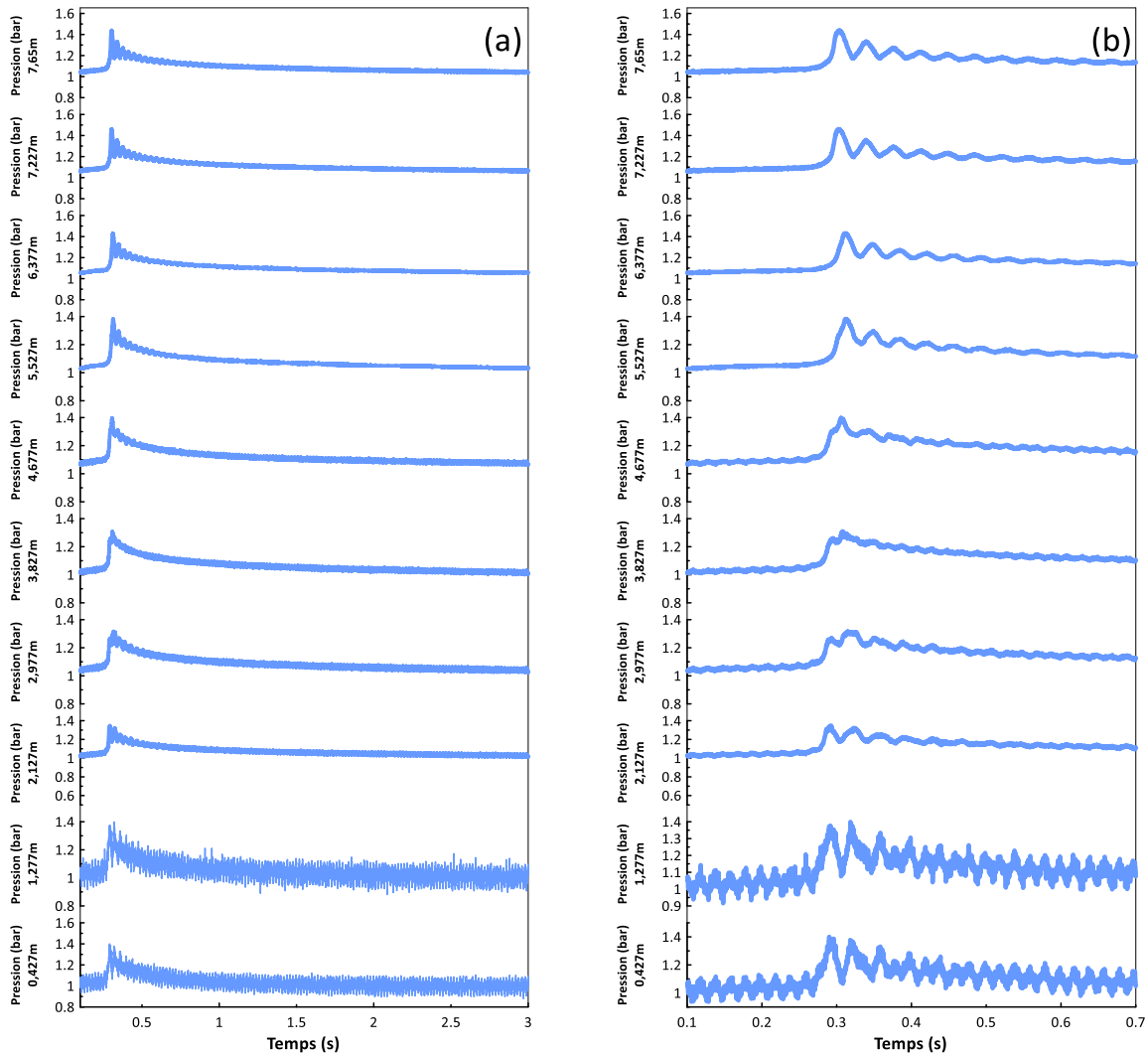
**Figure 156 : Trajectoires de l'onde de choc et de la flamme diluée par 20%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**



### 3.3.1.3 Profils de pressions

De même que pour les essais portant sur des mélanges secs, les signaux de pression enregistrés permettent de distinguer les différents régimes et d'évaluer le chargement en pression de l'enceinte.

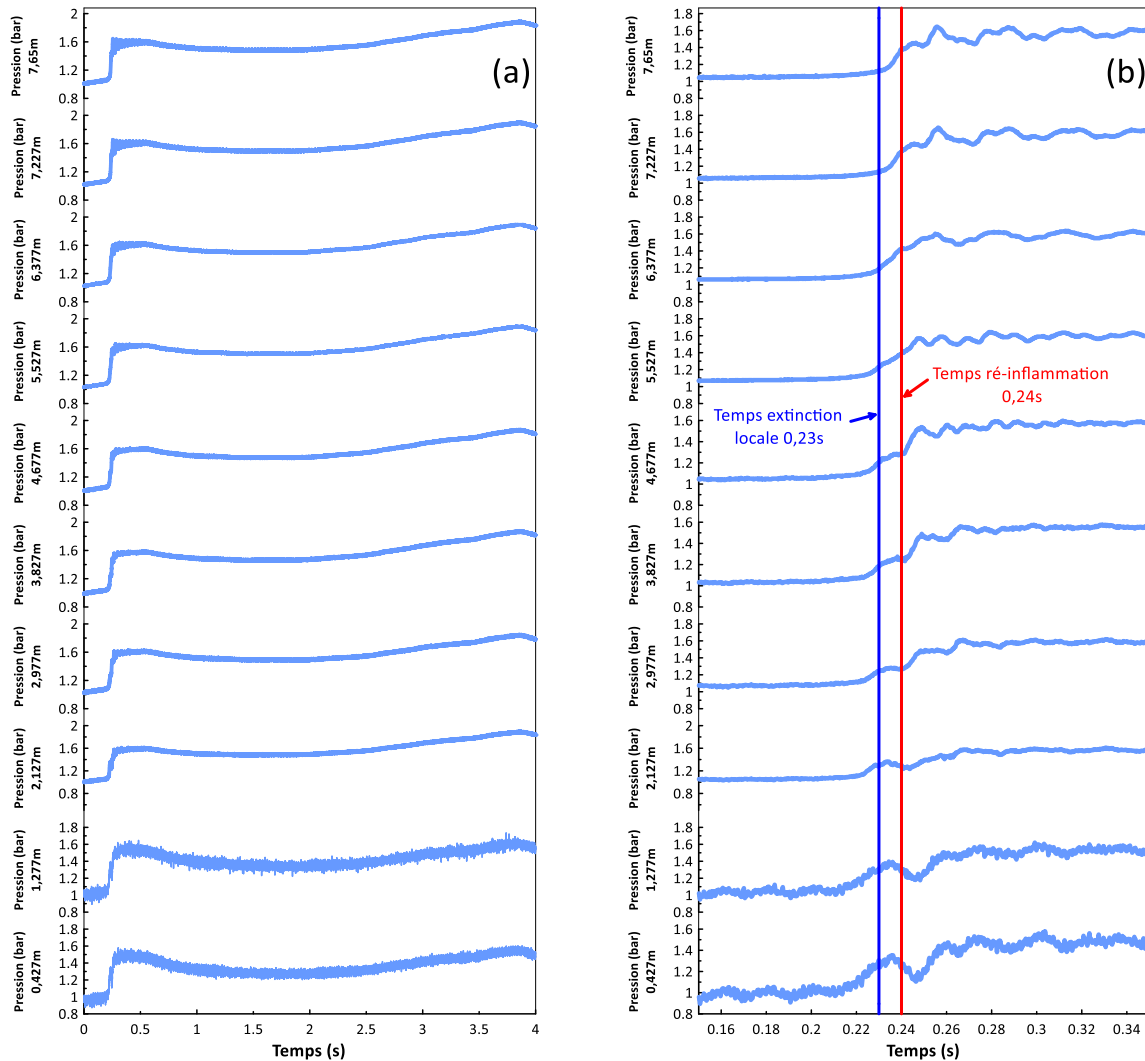
A une température initiale de 363 K, comme on a pu le voir sur les profils de vitesse et sur les trajectoires, à la richesse de 0,294 deux régimes de propagation peuvent être obtenus. Le premier qui correspond à l'étouffement total de la flamme, n'entraîne qu'une faible évolution de la pression. Les signaux de pression obtenus pour le Tir 331 sont représentés sur la Figure 157. On observe ainsi une augmentation de pression relativement lente jusqu'à un maximum puis une décroissance durant plusieurs secondes. L'augmentation de pression représente ainsi la propagation de la flamme qui est accélérée au sein des obstacles et le maximum de pression représente l'instant où se produit l'extinction de la flamme. A l'aide du zoom effectué sur l'augmentation de pression (Figure 157 (b)) on peut remarquer que ce maximum n'est pas obtenu exactement au même instant pour tous les signaux. Ainsi il est atteint entre 0,29 et 0,3s selon le capteur considéré. Ceci provient de la vitesse du son qui est plus importante dans les gaz brûlés que dans le gaz frais. Par conséquent les capteurs de pression se trouvant dans la zone des gaz brûlés sont « synchronisés » entre eux tandis que les capteurs se trouvant dans les gaz frais, c'est-à-dire à une position supérieure à celle où s'est produite l'extinction, présentent un retard qui augmente avec leur hauteur. Malgré cela, ces temps d'extinction sont en accord avec les temps obtenus par les photomultiplicateurs. En effet, à l'aide de la Figure 151 (a) présentée dans la section précédente et qui représente la trajectoire de la flamme au sein d'ENACCEF 2, on peut noter que le dernier temps pour lequel la flamme est détectée est de 0,287s. Suite au maximum de pression, une décroissance lente et continue est observée sur tous les signaux. Ces dernières sont causées par les pertes thermiques aux parois, ainsi que la dérive thermique des capteurs. En effet malgré l'extinction, le temps de propagation de flamme étant relativement long, d'importantes pertes thermiques aux parois peuvent se produire. Pour les capteurs de pression situés au-dessus de la position de l'extinction (environ 2,3m), la dérive thermique des capteurs est moins importante puisqu'ils n'ont pas été échauffés par la flamme. Ainsi la pression maximale peut être mesurée sur les capteurs de pressions situés au-delà de 2,13m. Compte tenu du bruit présent sur les signaux cette dernière est d'environ 1,43bar. Du fait de l'extinction totale, cette pression est bien inférieure à la pression maximale théorique ( $P_{AICC}$ ) qui est de 3,24bar pour ce type de mélange réactif.



**Figure 157 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction totale d’une flamme  $H_2$ /Air diluée par 20%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,294 - T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur l’augmentation de pression due à la combustion**

Dans le cas de l’extinction locale et de la ré-inflammation observées pour la même richesse (0,294), les pressions mesurées sont différentes. On peut le noter à l’aide de la Figure 158 qui représente les pressions obtenues pour le Tir 323. Sur la Figure 158 (a) on remarque que le temps pour lequel la flamme se propage sur toute la hauteur de l’enceinte est relativement long. En effet le maximum de pression est obtenu pour tous les capteurs à environ 3,86s. A cet instant, la pression maximale n’est pas la même pour tous les signaux obtenus. En effet comme pour le cas de l’extinction totale, des pertes de chaleur se produisent aux parois et sont responsables de la décroissance de pression que l’on peut noter approximativement entre 0,46 et 1,67s. Ainsi la pression maximale causée par la combustion complète du mélange est de 1,88bar. Cette dernière est également éloignée de la  $P_{AICC}$  du fait des pertes de chaleur. L’étude de ces signaux permet également de rendre compte des phénomènes d’extinction et de ré-inflammation. La trajectoire de la flamme obtenue à l’aide des signaux des photomultiplicateurs et représentée sur la Figure 151 (b), indique que ces phénomènes interviennent approximativement entre 0,23 et 0,24s et à une hauteur comprise entre 3,13 et 3,6m. Ainsi, les signaux de capteurs se trouvant à proximité de cette zone délivrent des signaux sur lesquels on peut noter un plateau de pression (Figure 158 (b)). Pour les

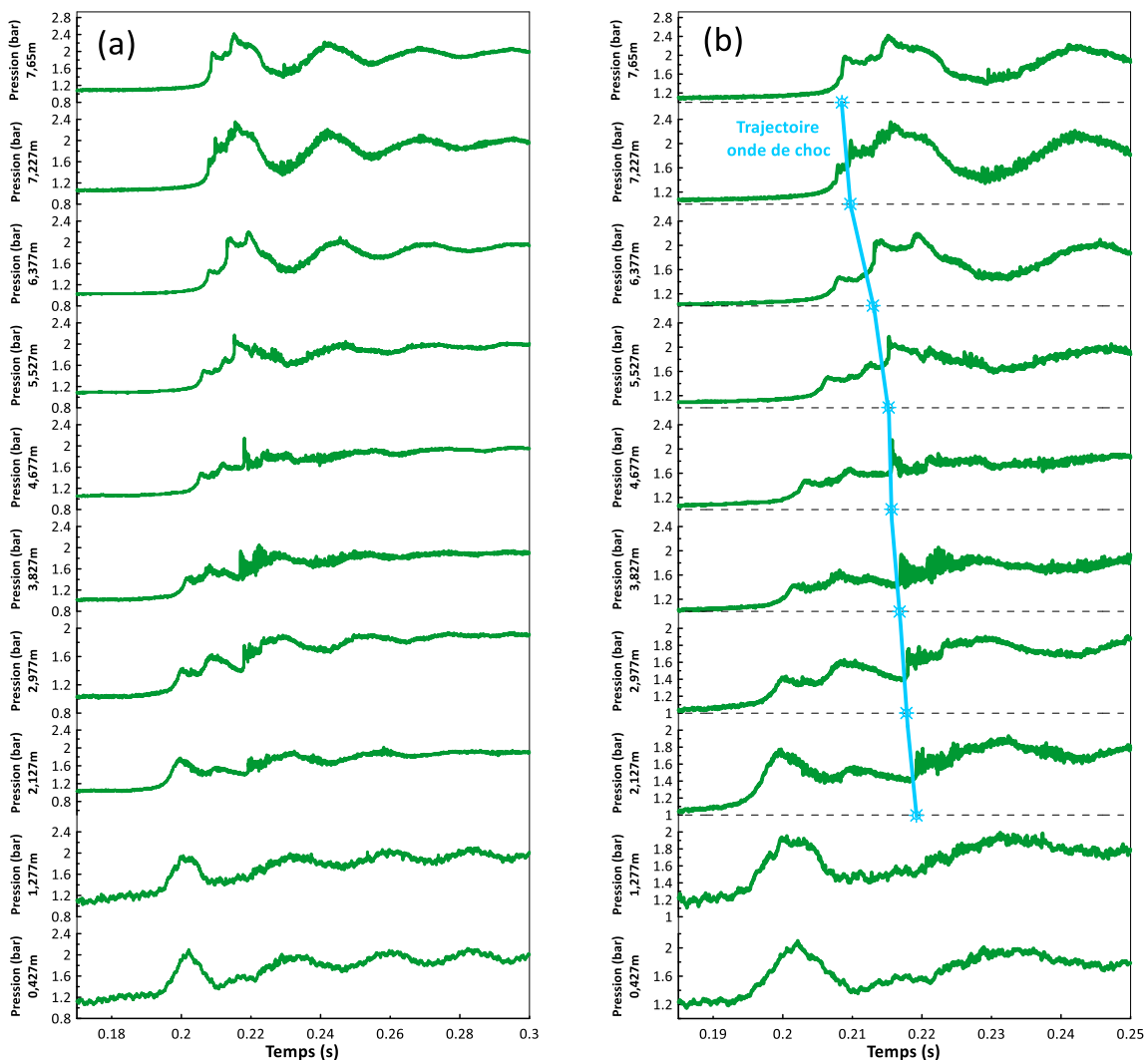
signaux obtenus aux faibles hauteurs, une diminution de pression est observée à cause de la dérive thermique à la suite du passage de la flamme. Enfin, une fois le phénomène de ré-inflammation produit, on peut noter sur la trajectoire de la flamme sur la Figure 151 (b) mais aussi sur le profil de vitesse présentés dans les sections précédentes (Figure 149 (b)), que la vitesse de propagation de flamme devient très faible. Ainsi sur les signaux de pression on observe que l'évolution de la pression devient très lente en comparaison avec celle obtenue avant l'extinction qui correspond à la phase d'accélération de la flamme au sein des obstacles.



**Figure 158 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction locale suivie de la ré-inflammation d'une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,294 - T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur les pressions mesurées durant le phénomène d'extinction locale suivie de la ré-inflammation**

Pour les flammes étudiées à  $\phi=0,356$ , les signaux de pression obtenus pour le Tir 335 sont représentés en Figure 159. La section précédente a permis de montrer que ces flammes présentent un étouffement au sein des obstacles puis une ré-inflammation à leur sortie. Ainsi la première augmentation de pression observée sur tous les signaux représente l'accélération de la flamme au sein des obstacles. De plus, pour les mêmes raisons que pour la richesse de 0,294, aux temps où se produisent l'extinction puis la ré-inflammation on observe différents comportements sur les signaux

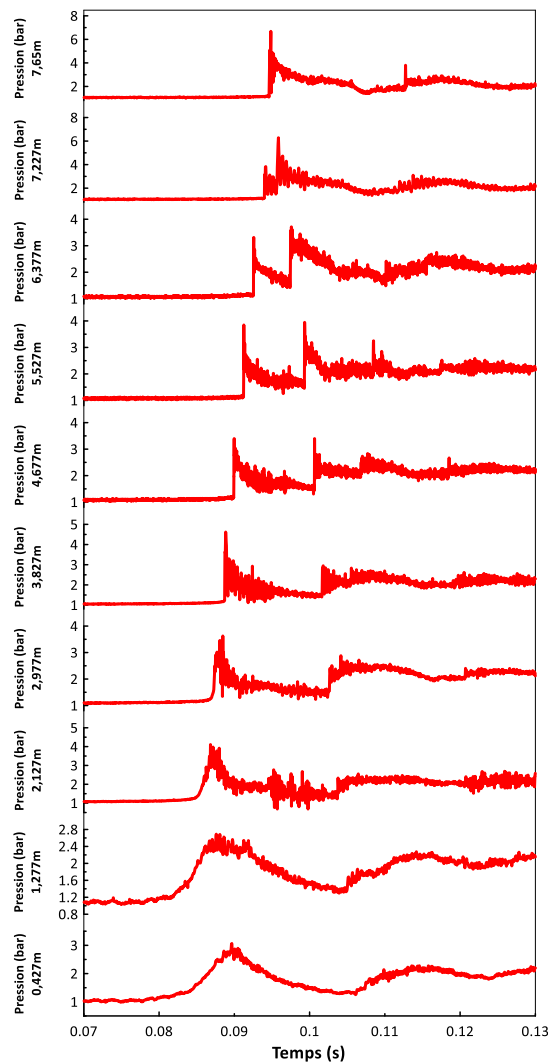
de pression. Pour les capteurs proches de la position où se produit l'extinction, les signaux de pression présentent un plateau. Les capteurs se trouvant en amont ont des signaux qui présentent une diminution tandis que ceux se trouvant à des hauteurs plus importantes ont des signaux ne présentant aucun changement en rapport avec ce phénomène. Comme expliqué dans la section précédente, des ondes de compression ont été formées durant la propagation de la flamme. Cependant et comme on peut le constater sur la Figure 159 (a), ces dernières n'ont pas eu le temps de se regrouper pour former une onde de choc en propagation ascendante. En effet, pour chaque signal obtenu, on peut noter que l'évolution de la pression dans les premiers instants correspond à une phase subsonique. A contrario, on peut extraire de ces signaux une propagation descendante d'une onde de choc. Ainsi les multiples ondes de compression se rejoignent au sommet de l'enceinte pour former l'onde de choc qui se propage vers le bas. La Figure 159 (b) permet d'identifier la trajectoire de cette dernière.



**Figure 159 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction locale suivie de la ré-inflammation d'une flamme d'une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,356 - T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l'onde de choc en propagation descendante**

Pour les flammes étudiées à  $\phi=0,42$ , les profils de pression obtenus pour le Tir 349 sont représentés dans la Figure 160. L'étude des vitesses de propagation de flamme ont permis de

montrer que la flamme transite vers le régime supersonique lors de sa propagation au sein des obstacles. Ainsi, à partir de 2,977m les signaux de pression obtenus présentent des pics de pression représentatifs de la propagation d'une onde de choc.



**Figure 160 : Profils de pressions obtenus durant la propagation d'une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

Ainsi, comme pour les mélanges non dilués, il est possible à  $\phi=0,42$  de déterminer les paramètres de choc régnant derrière l'onde de choc incidente durant sa première propagation ascendante au sein des gaz frais. Ces paramètres et la vitesse du choc sont représentés en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 dans la Figure 161. On observe ainsi que ce choc ralentit au fur et à mesure de sa propagation. Les pressions et températures qu'il engendre derrière lui diminuent donc également. Comme pour les flammes supersoniques observées dans les cas précédents, on s'aperçoit bien ici que dès lors où le choc est produit, la flamme ne se propage plus dans les conditions initiales de 100kPa et 363K. De manière à vérifier ces calculs, on peut noter la concordance entre les pressions calculées et les pressions mesurées à l'aide de la Figure 162.

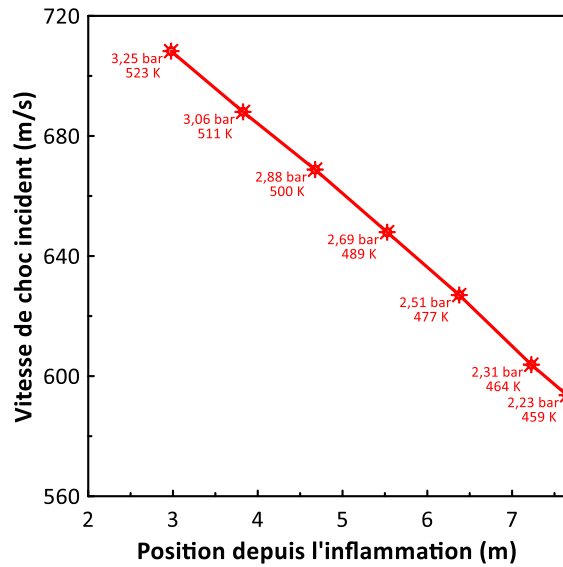


Figure 161 : Profil de vitesse de l'onde de choc incidente et des paramètres de choc calculés pour une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20% mol. H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ )

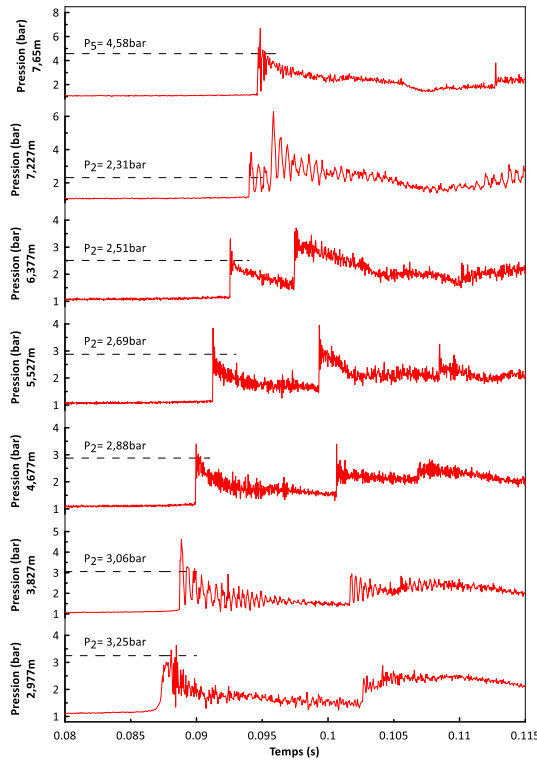
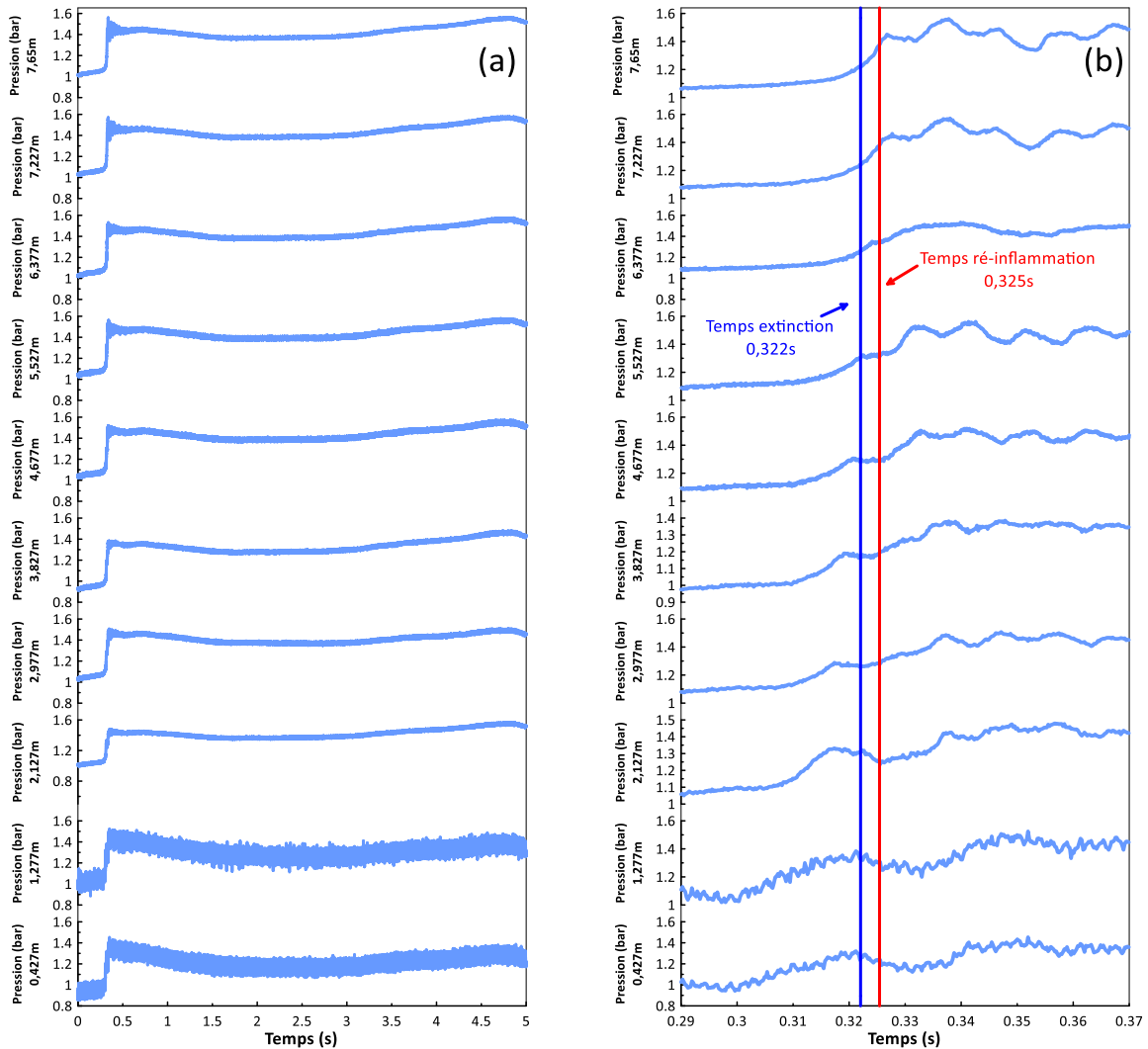


Figure 162 : Comparaison des pressions expérimentales et des pressions calculées via les équations des paramètres de choc pour une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20% mol. H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ )

Lorsque la température initiale est augmentée à 413K, les signaux de pression présentent tous une dynamique semblable pour  $\phi=0,294$ . La flamme étant subsonique, aucun choc n'est formé. On peut noter sur la Figure 163 (a) qui représente les pressions obtenues pour le tir 373, que la fin de la combustion se produit à approximativement 4,8 s avec un maximum de pression de 1,53bar obtenu sur le signal du dernier capteur de pression (7,65m). A l'aide de la focalisation temporelle présentée sur la Figure 163 (b), il est possible d'observer les phénomènes d'extinction locale et de ré-

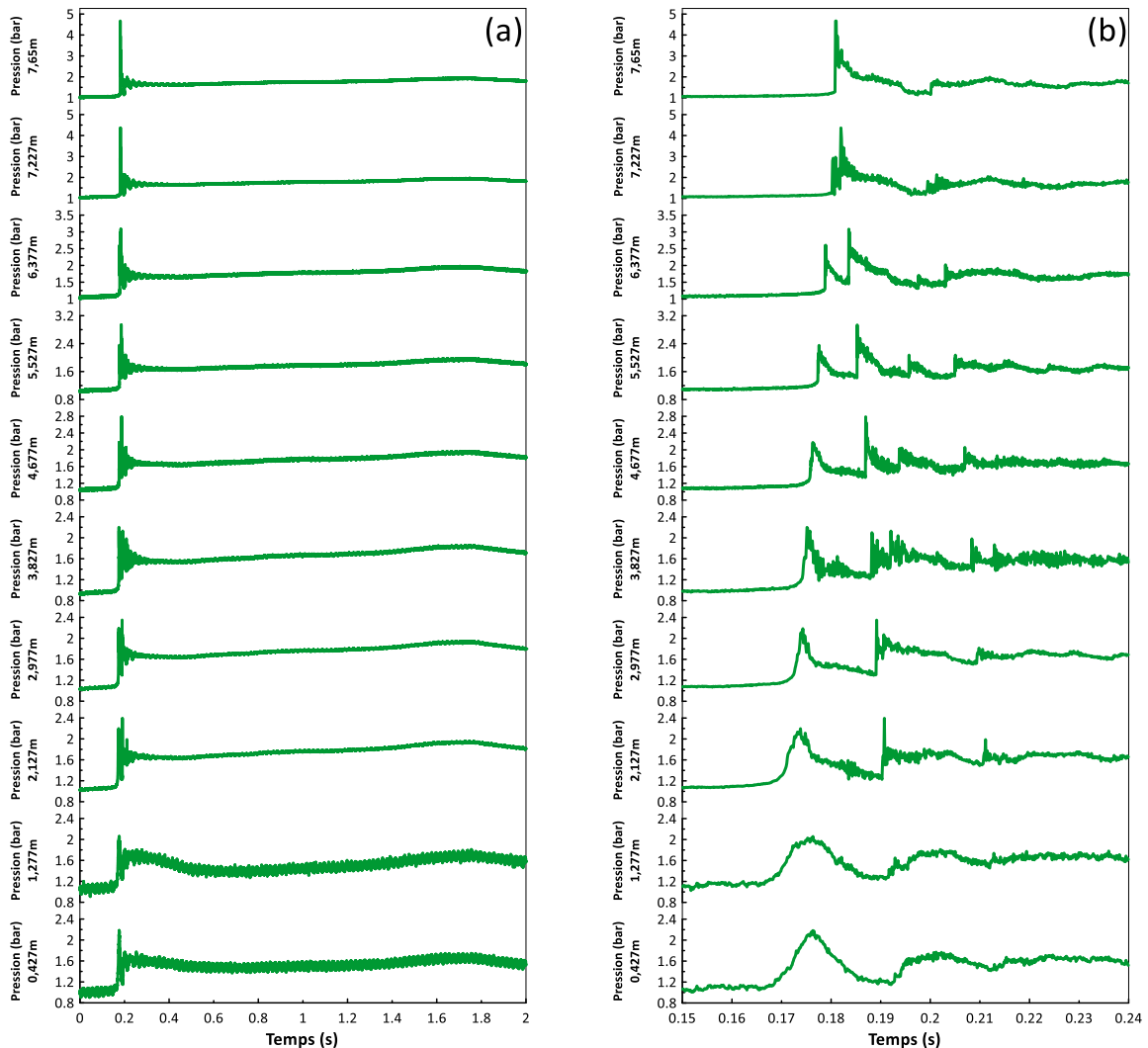
inflammation. En effet, à partir d'une estimation effectuée depuis les temps délivrés par les photomultiplicateurs, on peut déterminer approximativement le temps de l'extinction à 322ms et celui de la ré-inflammation à 325ms. Ces temps, indiqués sur la **Figure 163 (b)**, permettent d'observer que pour les signaux obtenus entre 0,427m et 3,827m de hauteur, une diminution ou un plateau de pression est obtenu durant l'arrêt de la combustion. Lorsque la ré-inflammation se produit, hormis pour les signaux obtenus à 0,427 et 1,277m où les capteurs sont encore assujettis à la dérive thermique, on observe que la pression ré-augmente.



**Figure 163 : Profils de pressions obtenus durant la propagation d'une flamme  $H_2$ /Air diluées par 20%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,294$ -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) : (a) Profils entiers (b) Zoom sur les temps correspondant à l'extinction locale et à la ré-inflammation**

Pour les flammes étudiées à richesse 0,356 et  $T_{ini} = 413K$ , lors de l'accélération, la vitesse de propagation de la flamme s'approche de la vitesse du son dans les gaz frais. De ce fait, lorsque l'on étudie les signaux de pression obtenus, ces derniers présentent une forte ressemblance avec ceux obtenus dans le cadre de flammes ayant transitées vers le régime supersonique. La Figure 164 (a) représente les pressions obtenues pour le tir 368. A l'aide de la Figure 164 (b) on peut notamment observer la coalescence des ondes de compression lors de leur propagation ascendante vers le

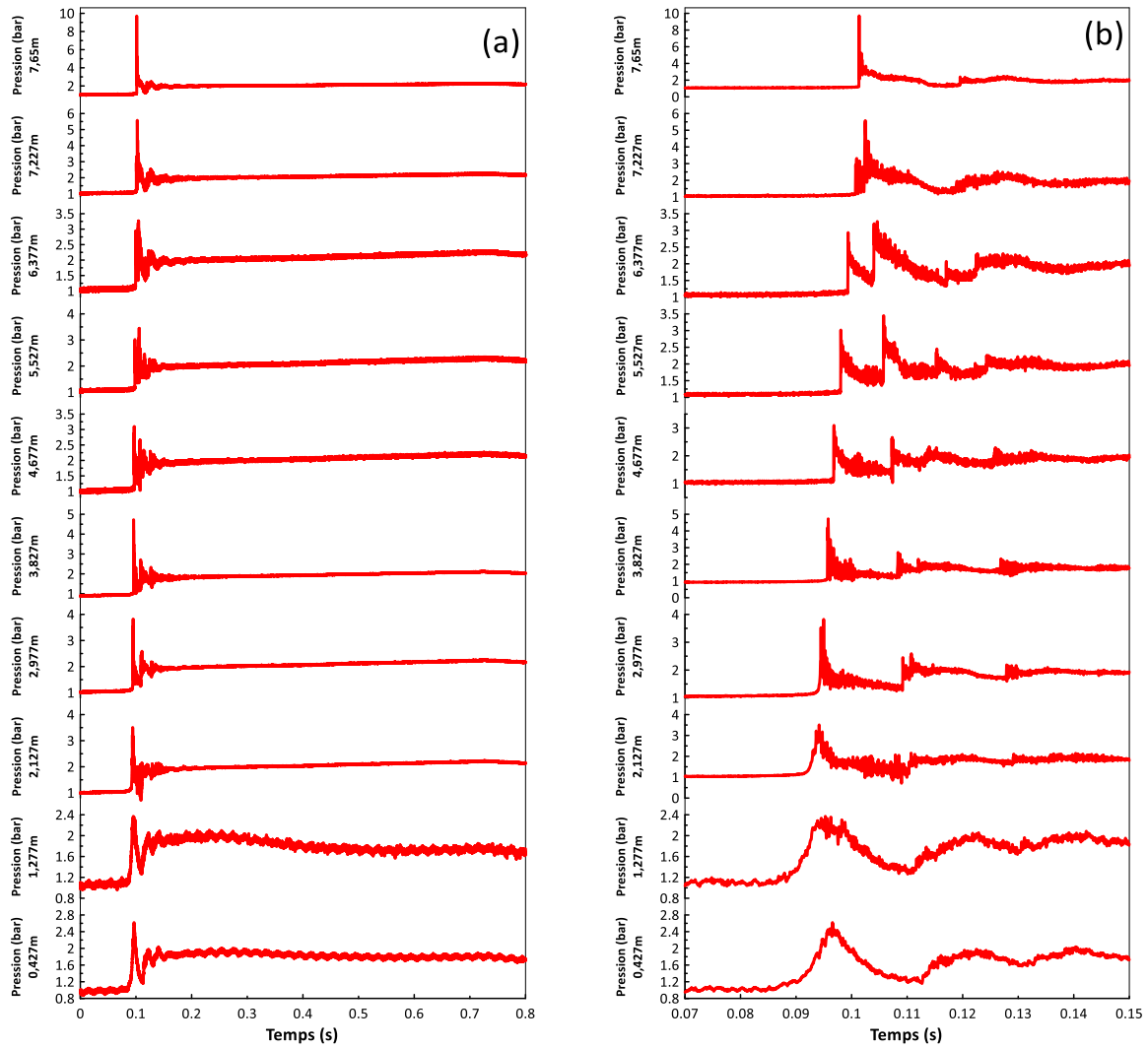
sommet de l'enceinte. En effet, lorsque la hauteur augmente, sur les signaux de pression on voit au fur et à mesure la formation d'un pic de pression caractéristique d'une onde de choc. Ainsi, par approximation on peut estimer que la formation de l'onde de choc se produit aux alentours de 5,527m. Enfin on peut également noter que deux propagations ascendantes et deux propagations descendantes de l'onde de choc peuvent être déterminées à l'aide de ces signaux de pression.



**Figure 164 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction locale suivie de la ré-inflammation d'une flamme  $H_2$ /Air diluée par 20%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,356 - T_{ini}=413K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l'onde de choc en propagation descendante**

Enfin, les études réalisées sur les flammes dont la richesse est de 0,42 et  $T_{ini} = 413 K$  ont révélées que ces dernières transitent systématiquement vers le régime supersonique durant leur accélération au sein des obstacles. Ainsi, les signaux de pression présentés dans la Figure 165 (tir 353) présentent des pics de pression correspondant à la propagation de l'onde de choc produite. Comme pour les autres cas où une onde de choc a pu être observée, les pics de pression qui sont induits perdent en intensité avec la hauteur au fur et à mesure de la propagation du premier choc ascendant.





**Figure 165 : Profils de pressions obtenus durant la propagation d'une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l'onde de choc**

La mesure des temps des pics de pression générés par l'onde de choc permet d'en déduire la trajectoire ainsi que la vitesse de cette dernière. A partir de cette vitesse, les pressions et températures régnants derrière le choc à peuvent être calculés. Tous ces paramètres sont représentés en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 sur la Figure 166. Ainsi on observe qu'au fur et à mesure de sa propagation l'onde de choc ralentit. Par conséquent, les paramètres de choc diminuent avec la hauteur dans l'enceinte. Le calcul de ces paramètres peut être vérifié par l'observation de la concordance entre les pressions calculées et les pressions mesurées à l'aide des capteurs sur la Figure 167.

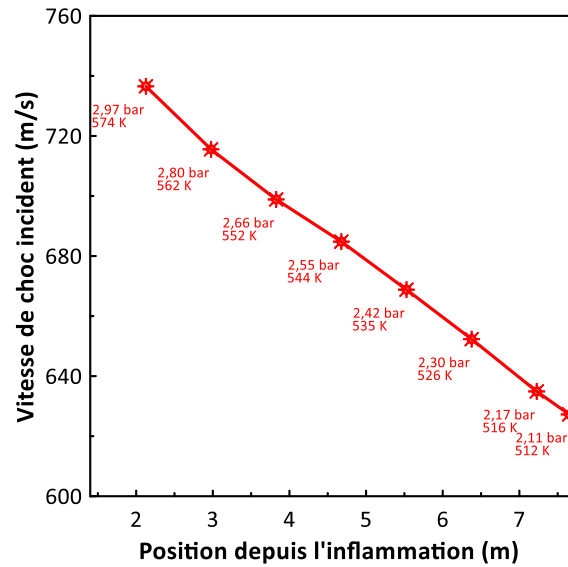


Figure 166 : Profil de vitesse de l'onde de choc incidente et des paramètres de choc calculés pour une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20% mol. H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ )

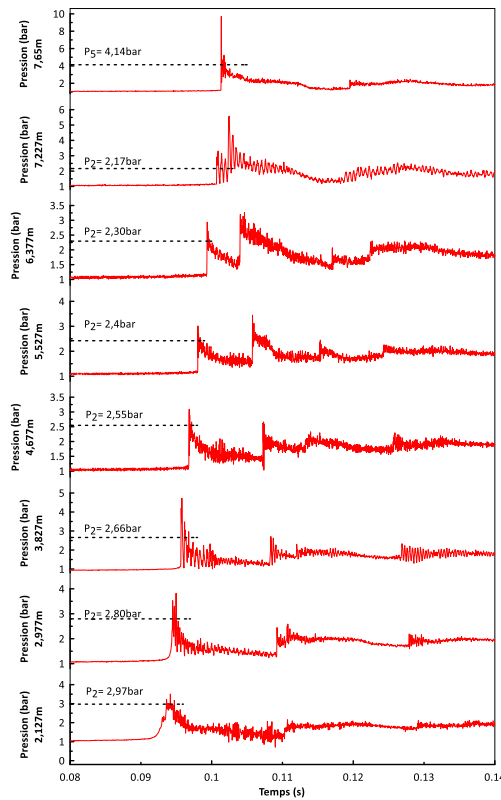


Figure 17 : Comparaison des pressions expérimentales et des pressions calculées via les équations des paramètres de choc pour une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 20% mol. H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ )

### 3.3.2 Flammes diluées par 30% mol. H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub>

Dans ce paragraphe, seront présentés les résultats de la propagation des flammes dilués avec 30% de vapeur d'eau. Comme précédemment, les expériences ont été réalisées pour deux températures initiales différentes, 363 et 413 K et 3 richesses différentes, 0,294, 0,356 et 0,42.

### 3.3.2.1 Profils de vitesses

Les profils de vitesse obtenus pour les flammes  $H_2/Air$  dilués par 30%mol. de vapeur d'eau à 363K à  $\phi=0,294$ ,  $\phi=0,356$  et  $\phi=0,42$  sont respectivement présentées dans la Figure 168 (a), la Figure 168 (b) et la Figure 168 (c). Comme dans le cas de la dilution par 20%mol $H_2O_{vap}$ , pour une même richesse différents régimes de propagation peuvent être observés qui s'accompagne toujours par une accélération notable de la flamme dans la première partie du champ d'obstacles.

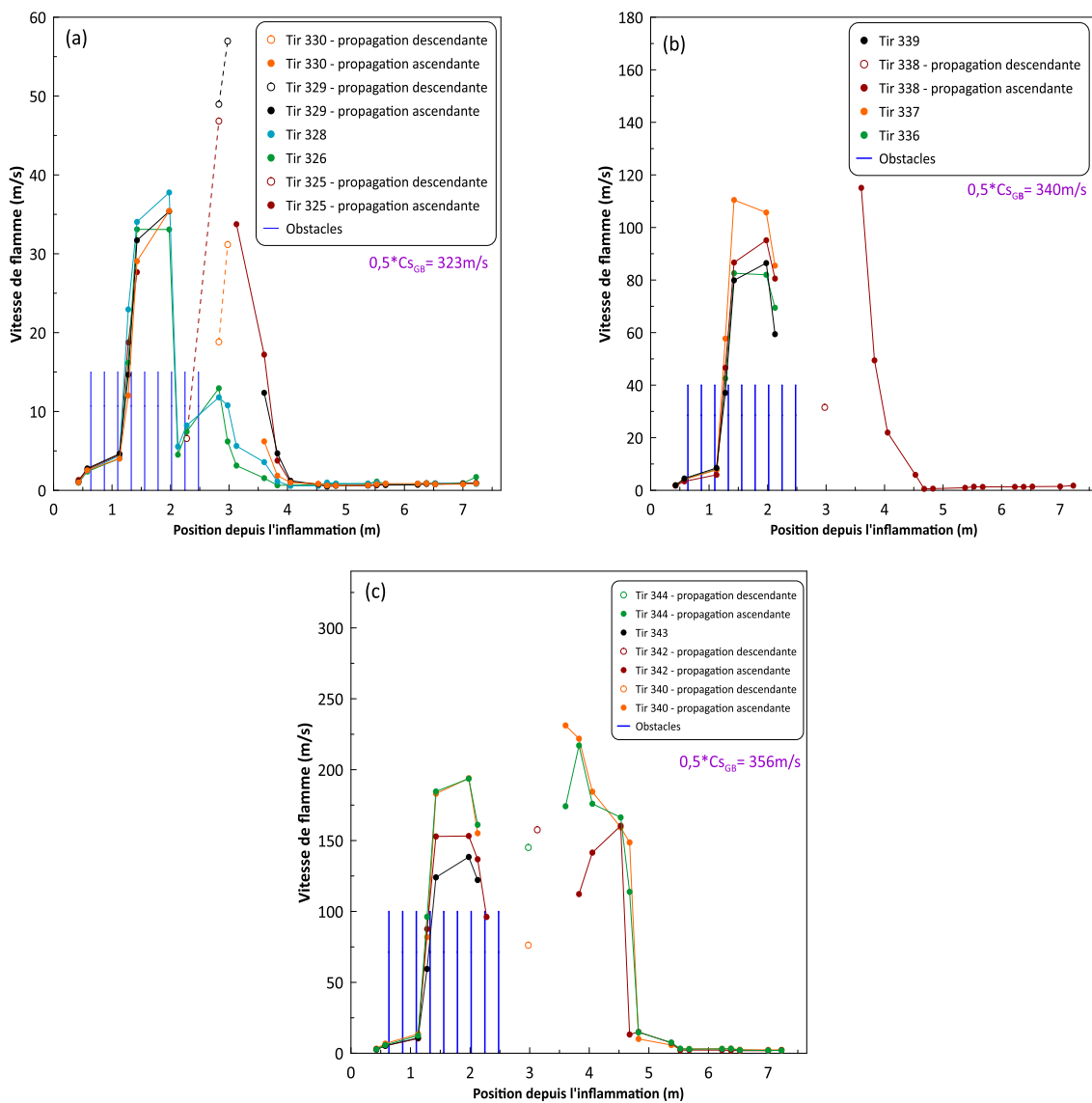


Figure 168 : Profils de vitesses de flamme  $H_2/Air$  diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  ( $T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) en fonction de la distance au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a)  $\phi=0,294$  (b)  $\phi=0,356$  (c)  $\phi=0,42$

A  $\phi=0,294$ , cinq tirs ont été effectués. Pour trois d'entre eux, l'interaction flamme/obstacles provoque une extinction qui se produit dans la région des obstacles après 1,46 m pour le Tir 325 et après 2m pour les Tirs 329 et 330. Suite à cela, une ré-inflammation par jet de gaz chauds est observée dans ces trois cas en dehors des obstacles, où les niveaux de turbulence sont plus faibles. La flamme naissante se propage alors vers le haut et vers le bas de l'enceinte ENACCEF 2. Ainsi sur la Figure 168 (a), on peut observer des vitesses ascendantes et des vitesses descendantes pour ces trois tirs. Malgré ces similitudes, on peut observer des différences entre les niveaux de vitesses descendantes. En effet pour le Tir 325, entre 2,83m et 2,23m la flamme se propage à une vitesse qui varie entre 46,8 et 6,6m/s, tandis que pour les Tirs 329 et 330, entre 2,93m et 2,93m respectivement les flammes ont une vitesse variant de 56,9 à 48,9m/s et de 31,2 à 18,8m/s. Concernant les propagations ascendantes, les vitesses obtenues dans les obstacles ainsi qu'après la ré-inflammation sont très similaires, excepté pour les vitesses mesurées immédiatement après la ré-inflammation où pour les Tirs 325, 329 et 330 respectivement ces dernières sont de 33,8m/s, de 12,4m/s et de 6,2m/s. Pour les deux autres tirs effectués à la même richesse (Tir 326 et Tir 328), on observe une propagation unique ascendante sans extinction. Depuis l'inflammation jusqu'à 1,98m, les vitesses sont équivalentes à celles mesurées pour les autres tirs et varient de 0 à 37,8m/s. A partir de cette hauteur, tandis que pour les autres cas une extinction était observée (hormis pour le Tir 325 où cette dernière est observée à 1,43m), une très forte décélération se produit alors que la flamme se propage toujours au sein des obstacles. A 2,13m la vitesse est approximativement de 5m/s pour les deux tirs. Malgré cela, une légère accélération est observée en fin de la région d'obstacles, amenant la flamme à avoir une vitesse d'environ 12m/s directement en sortie des obstacles. Suite à cette étape, une décélération continue se produit jusqu'à 3,83m, hauteur à partir de laquelle on observe des niveaux de vitesse de l'ordre de 1m/s et semblables à ceux obtenus pour les cas où une ré-inflammation était observée. Ainsi, pour les flammes dont la richesse est de 0,294, aucune accélération forte et aucune transition vers le régime supersonique ne sont observées.

Pour les mélanges H<sub>2</sub>/Air dilués par 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> à  $\phi=0,356$ , quatre tirs ont été effectués (Figure 168 (b)). Au sein des obstacles, les niveaux de vitesse engendrés par les phénomènes d'accélération de flamme sont équivalents hormis pour le Tir 337 où des vitesses plus importantes peuvent être notées à 1,43 et 1,98m de hauteur (respectivement 110 et 106m/s). Dans tous les cas une extinction de flamme se produit après le 7<sup>ème</sup> obstacle à environ 2,28m. Il est intéressant de noter qu'avant de subir cette extinction, toutes les flammes voient leur vitesse diminuer. Pour les Tirs 336, 337 et 339, il s'agit d'une extinction totale qui est confirmée par l'analyse de prélèvements effectués à des hauteurs supérieures où elle se produit. En effet, les résultats de ces analyses montrent des taux d'hydrogène similaires à ceux obtenus pour les analyses des prélèvements effectués avant ces Tirs. La comparaison entre ces taux est présentée dans le Tableau 12.

Tirs	Hauteurs des prélèvements	Prélèvements avant le Tir	Prélèvements après le Tir
336	3,20 m	12,88% $H_2$	12,65% $H_2$
	4,75 m	12,95% $H_2$	12,70% $H_2$
	7,10 m	13,06% $H_2$	12,83% $H_2$
337	3,20 m	12,86% $H_2$	12,43% $H_2$
	4,75 m	12,83% $H_2$	12,58% $H_2$
	7,10 m	12,94% $H_2$	12,88% $H_2$
339	3,20 m	12,84% $H_2$	12,40% $H_2$
	4,75 m	12,95% $H_2$	12,61% $H_2$
	7,10 m	12,88% $H_2$	12,76% $H_2$

**Tableau 12 : Analyse des prélèvements effectués avant et après les Tirs 336, 337 et 339**

Dans le cadre du Tir 338, cette extinction est locale car une ré-inflammation est produite après les obstacles à environ 3m de hauteur. Ainsi une vitesse de propagation descendante de 31,6m/s peut être mesurée pour cette hauteur. La flamme se propageant également vers le haut de l'enceinte, on observe un ralentissement décroissant de 3,6m jusqu'à 4,68m avec une vitesse initiale d'environ 115m/s. Il est intéressant de noter que cette vitesse est supérieure à celle obtenue juste avant l'extinction locale durant la première propagation ascendante (80,6m/s), ce qui n'était pas le cas pour toutes les ré-inflammations observées jusqu'à maintenant. A partir de 4,68m de hauteur, on observe une propagation à vitesse quasi constante de l'ordre de 1m/s. Ainsi comme à  $\phi=0,294$ , aucune forte accélération ou transition vers le régime supersonique n'est observée à  $\phi=0,354$ .

Pour les flammes ayant une richesse de 0,42 diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$ , contrairement à la dilution par 20%mol. $H_2O_{vap}$  présentée dans la section précédente, aucune transition vers le régime choqué n'est observée. Pour cette condition (Figure 168 (c)), quatre tirs au total ont été effectués. Pour chacun d'entre eux une extinction a été observée soit après le 7<sup>ème</sup> obstacle (Tirs 340, 343 et 344) soit après le 8<sup>ème</sup> obstacle (Tir 342). Comme à  $\phi=0,356$  et 413K dans les mêmes conditions de dilution, avant de subir cette extinction toutes les flammes ralentissent. Pour le Tir 343 cette extinction est totale et est confirmée par la confrontation des analyses chromatographiques des prélèvements effectués avant et après le tir. Les résultats de ces analyses sont présentés dans le Tableau 13.

Hauteurs des prélèvements	Prélèvements avant le Tir	Prélèvements après le Tir
3,20 m	14,84% $H_2$	14,42% $H_2$
4,75 m	14,89% $H_2$	14,60% $H_2$
7,10 m	14,94% $H_2$	14,87% $H_2$

**Tableau 13 : Analyse des prélèvements effectués avant et après le Tir 343**

Dans les autres cas, une ré-inflammation se produit à approximativement 3m pour les tirs où l'extinction s'est produite le plus tôt (Tirs 340 et 344) et à environ 3,13m pour le Tir 342. Les vitesses descendantes et ascendantes suivant la ré-inflammation présentent des différences notables entre tous ces tirs, mais à partir de 4,68m les vitesses ascendantes sont très similaires et diminuent progressivement d'environ 15m/s à 1m/s. Comme pour les mélanges à  $\phi=0,356$  dilués par 20%mol. $H_2O_{vap}$  on observe que la vitesse de flamme a franchi le tiers de la vitesse du son dans les gaz frais au sein des obstacles. Ainsi les effets de compressibilité apparaissent et des ondes de compression se propagent en amont de la flamme. L'analyse des signaux de pression qui sera

présentée dans la section 3.3.2.3 permet de montrer que la coalescence de ces ondes de compression pour former une onde de choc n'intervient qu'après leurs réflexions au sommet de l'enceinte. Ainsi cette onde de choc se propageant de manière descendante interagit avec la flamme en la ralentissant. Ce ralentissement est observé légèrement avant 5m de hauteur (Figure 168 (c)).

L'analyse des vitesses mesurées pour les trois richesses étudiées permet de montrer que dans le cadre d'une dilution par 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> à 363K, aucune flamme ne peut être fortement accélérée ou encore transiter vers le domaine supersonique. Cependant, tout comme les mélanges dilués par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub>, entre 0 et 5,5m de hauteur l'élévation de la richesse permet d'augmenter les niveaux de vitesses de propagations ascendantes. Pour les hauteurs supérieures à 5,5m on peut noter que les vitesses sont équivalentes entre les trois richesses. Également comme pour les mélanges étudiés précédemment, lorsque les phénomènes d'extinction et de ré-inflammation sont observés, ces derniers se produisent respectivement dans les obstacles et en dehors des obstacles.

Lorsque l'on augmente la température initiale pour atteindre 413K, les régimes de propagation des flammes dépendent fortement de la richesse. A cette température, les profils de vitesse obtenus pour les flammes H<sub>2</sub>/Air diluées par 30%mol. de vapeur d'eau à  $\phi=0,294$ ,  $\phi=0,356$  et  $\phi=0,42$  sont respectivement présentées dans la Figure 168 (a), la Figure 168 (b) et la Figure 168 (c). Pour les mélanges dont la richesse est de 0,294, on peut constater en comparaison avec les études présentées précédemment à la même richesse mais avec un taux de dilution différent qu'aucun phénomène d'extinction n'est observable. Ainsi au sein des obstacles, les trois tirs présentent une accélération marquée par une étape de ralentissement entre le 7<sup>ème</sup> et le 8<sup>ème</sup> obstacle. Ce ralentissement étant de faible intensité, les flammes atteignent toutes leur vitesse maximale à la hauteur de 2,83m. Ces vitesses sont de 86m/s, 104m/s et 101m/s respectivement pour le Tirs 374, 375 et 376. Suite à cela, les flammes se trouvant en dehors de la zone des obstacles, on observe un fort ralentissement. Ainsi elles atteignent entre 3,13 et 3,60m de hauteur des vitesses de propagation de l'ordre d'1m/s. Ces vitesses restent quasiment constantes jusqu'au sommet de l'enceinte. Ainsi à  $\phi=0,294$ , les flammes ne peuvent être fortement accélérées.

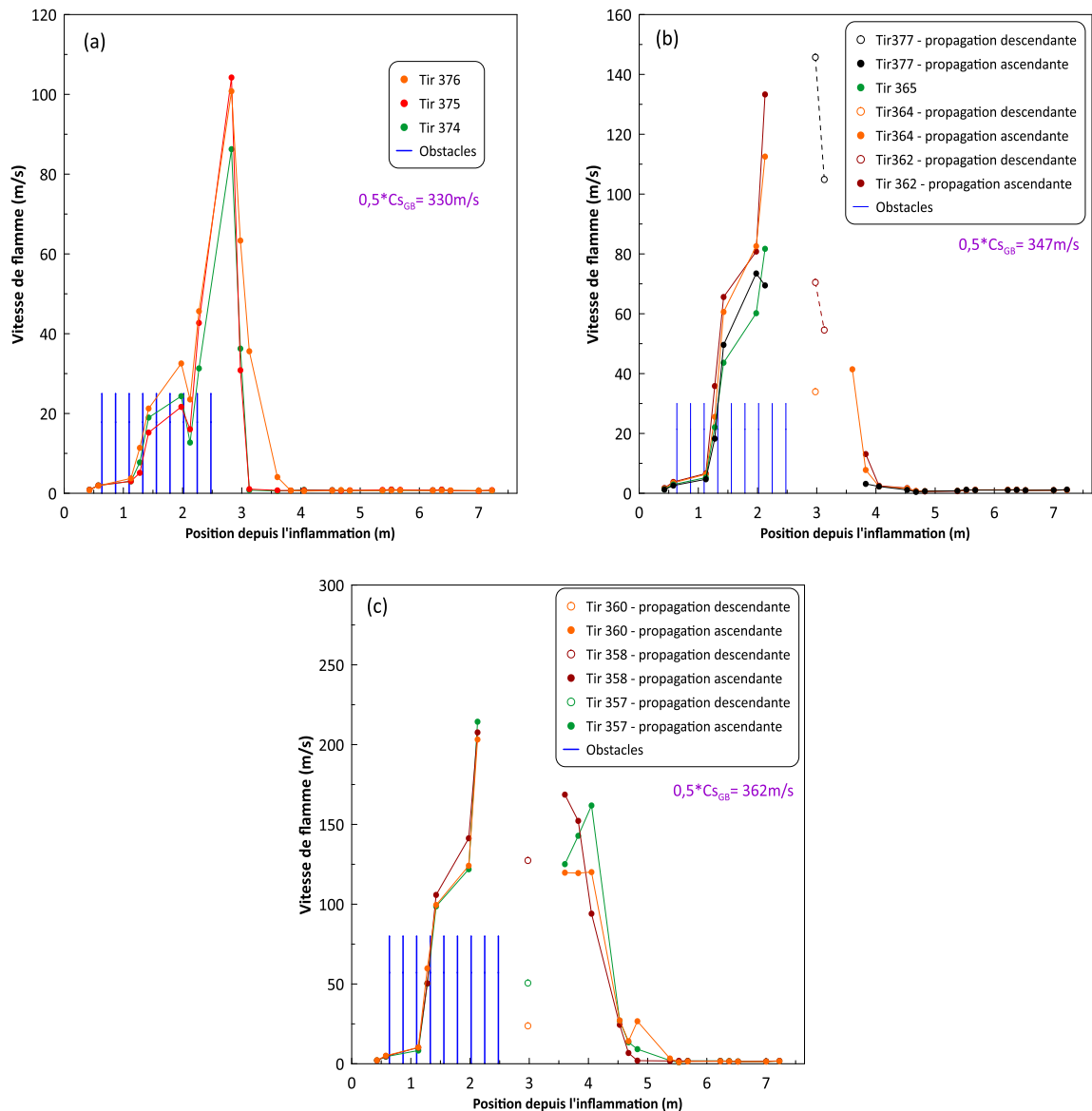


Figure 169 : Profils de vitesses de flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> (T<sub>ini</sub>=413K – P<sub>ini</sub>=100kPa) en fonction de la distance au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a)  $\phi=0,294$  (b)  $\phi=0,356$  (c)  $\phi=0,42$

A  $\phi=0,356$  (Figure 169 (b)), contrairement à la dilution par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub>, on observe que la propagation de la flamme tout le long de l’enceinte ne s’opère plus de manière continue mais via une extinction locale suivie d’une ré-inflammation. Pour le Tir 365 une extinction totale est même rencontrée. Comme dans les autres cas d’extinction totale, des prélèvements ont été effectués à hauteurs supérieures à la position de l’étouffement, afin de vérifier la présence d’hydrogène par analyse chromatographique. Les résultats de ces analyses sont présentés dans le Tableau 14.

Hauteurs des prélèvements	Prélèvements avant le Tir	Prélèvements après le Tir
3,20 m	13,07%H <sub>2</sub>	13,07%H <sub>2</sub>
4,75 m	13,15%H <sub>2</sub>	13,05%H <sub>2</sub>
7,10 m	13,10%H <sub>2</sub>	13,24%H <sub>2</sub>

Tableau 14 : Analyse des prélèvements effectués avant et après le Tir 365

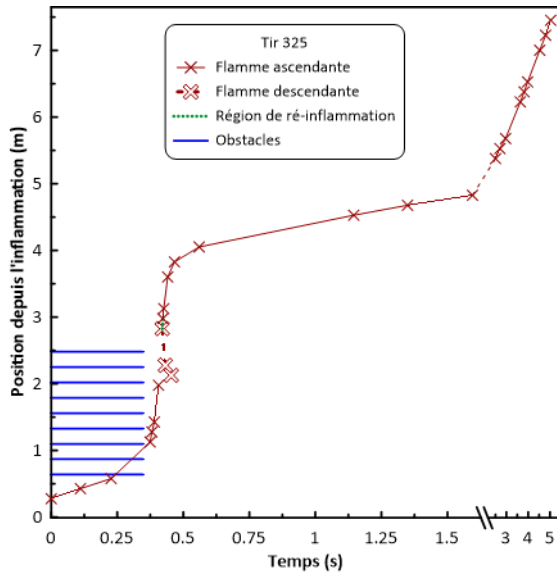
Bien que l'accélération subie par les flammes au sein des obstacles s'effectue aux mêmes hauteurs, on peut noter que la vitesse maximale engendrée par cette étape diffère de manière importante entre tous les tirs effectués. En effet on peut observer à 2,13m des vitesses comprises entre 70 et 133m/s environ. Ces vitesses correspondent également aux vitesses maximales mesurées sur tout le domaine spatial de l'enceinte excepté pour le Tir 377. A cette position on peut noter une extinction locale pour les Tirs 362, 364 et 377. Ces dernières sont suivies par des ré-inflammations se produisant entre 2,98 et 3,13m pour le Tir 362 et entre 3,13 et 3,60m pour les Tirs 364 et 377. Durant la propagation descendante, les vitesses mesurées pour le Tir 377 correspondent aux vitesses maximales obtenues pour ce Tir (146m/s à 2,98m et 105m/s à 3,13m). Enfin les vitesses mesurées en propagation ascendante après la ré-inflammation sont similaires entre les tirs et sont de l'ordre de 1m/s jusqu'au sommet de l'enceinte. Ainsi on note qu'à  $\phi=0,356$ , les flammes ne peuvent être fortement accélérées ou subir de transition vers le régime supersonique.

A  $\phi=0,42$  (Figure 169 (c)), on peut voir que pour les trois tirs une extinction locale se produit à 2,28m suivie d'une ré-inflammation entre 2,98 et 3,13m. Les niveaux de vitesses ascendantes à la fois au sein des obstacles durant l'étape d'accélération mais aussi suivant le phénomène de ré-inflammation sont très répétables. Bien que l'on n'observe pas de propagation supersonique, le tiers de la vitesse du son (445m/s) est dépassé durant l'accélération de la flamme au sein des obstacles. Ainsi, des ondes de compression sont formées en amont du front de flamme. Comme dans les autres cas où ce phénomène a été observé, ces ondes ne se rejoignent que tardivement au sein de l'enceinte. Par conséquent, comme pour les autres richesses étudiées à 413K avec 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub>, les flammes à  $\phi=0,42$  ne sont pas fortement accélérées.

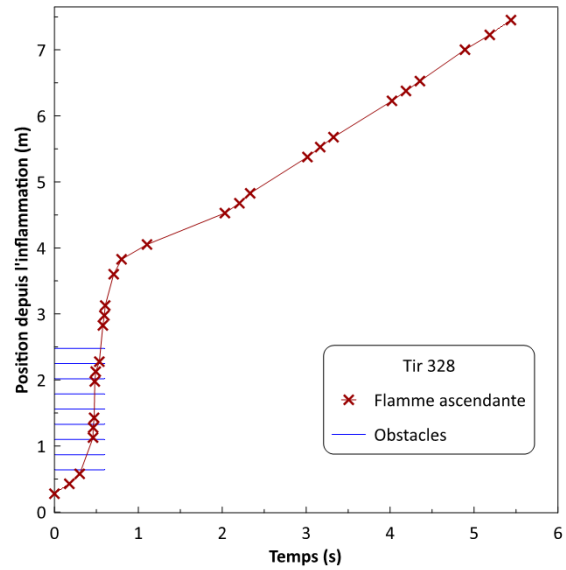
### 3.3.2.2 Trajectoires

Lorsque la teneur en vapeur d'eau est augmentée à 30 %, les différents essais montrent que la flamme se propage à l'ensemble de l'enceinte, mais dans quelques cas, on note une extinction locale suivie par une ré-inflammation. La trajectoire de la flamme exhibant une extinction locale suivie d'une ré-inflammation est reportée sur la Figure 170 (a), tandis que celle exhibant une propagation continue sans extinction est sur la Figure 170 (b).





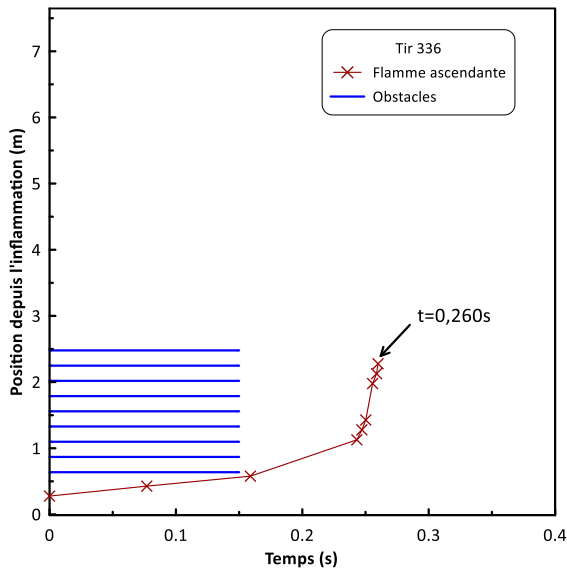
(a): Extinction puis ré-inflammation



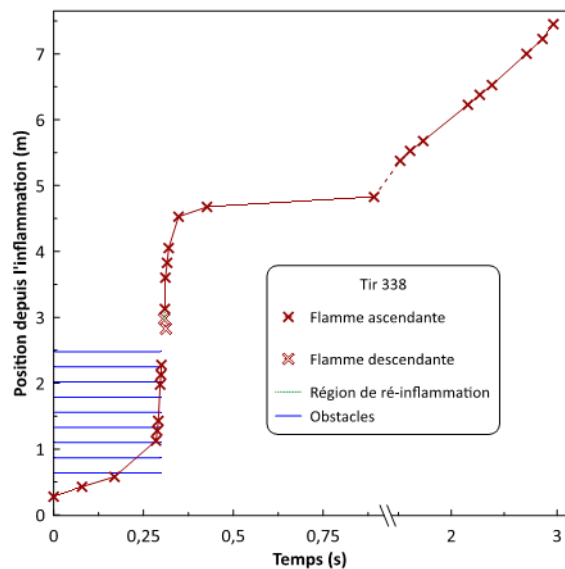
(b): Continue, sans extinction

**Figure 170 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63).**

Lorsque la richesse est de 0,356, trois essais ont conduit à un étouffement total de la flamme. Pour ce cas de figure, la trajectoire de la flamme du Tir 336 est donnée sur la Figure 171 (a). A contrario pour les mêmes conditions le Tir 338 a donné lieu à une extinction locale dans la région des obstacles et une ré-inflammation en dehors de ces derniers. La trajectoire de la flamme pour ce tir est représentée en Figure 171(b).



(a): Extinction totale

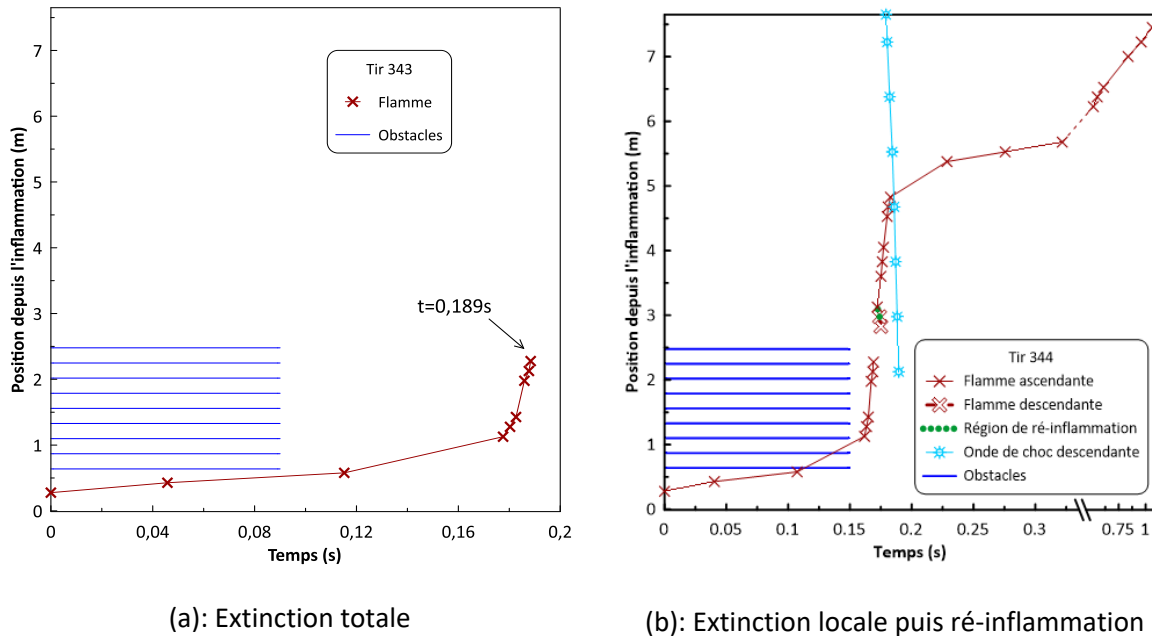


(b): Extinction locale puis ré-inflammation

**Figure 171 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) avec observation de l'extinction totale**

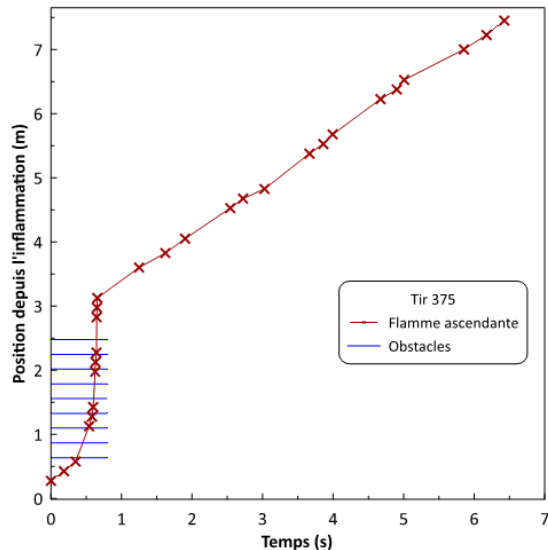
A  $\phi=0,42$ , deux types de trajectoire peuvent être tracés : (i) dans le cas où l'on observe une extinction totale au sein des obstacles (Figure 172 (a)) et (ii) dans le cas où suite à une extinction

locale, une ré-inflammation se produit en dehors des obstacles (Figure 172 (b)). Dans ce deuxième cas, l'accélération de la flamme est suffisamment importante, malgré la dilution par 30% de vapeur d'eau, pour induire la formation d'ondes de compression qui coalescent au sommet de l'enceinte pour former une onde de choc descendante. On peut noter sur la Figure 171 (b), que lorsque cette onde de choc rencontre la flamme se propageant vers le haut, cette dernière subit un ralentissement.



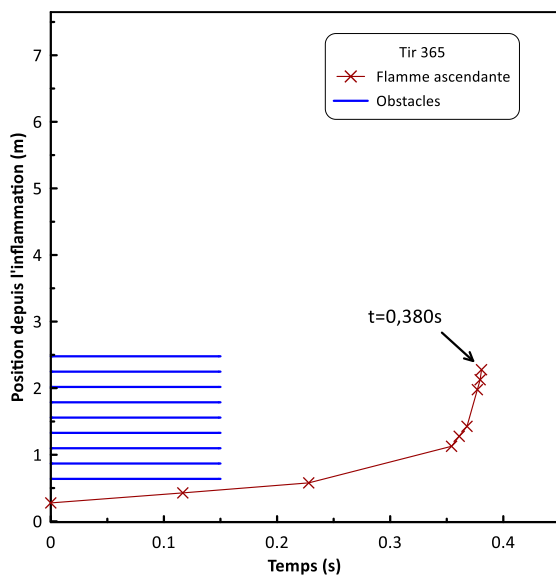
**Figure 172 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

Lorsque l'on augmente la température de 363K à 413K, on observe à  $\phi=0.294$  une propagation subsonique tout le long de l'enceinte, sans phénomène d'extinction. Pour représenter ce phénomène, la trajectoire de flamme obtenue pour le Tir 375 est exposée en Figure 173. A l'aide de cette trajectoire, on aperçoit bien la phase d'accélération de la flamme au sein des obstacles qui ne prend pas fin directement après ces derniers mais à une hauteur d'environ 3,12m de hauteur. Suite à cela et à la diminution de la turbulence en dehors des obstacles, la flamme se propage avec une vitesse moindre.

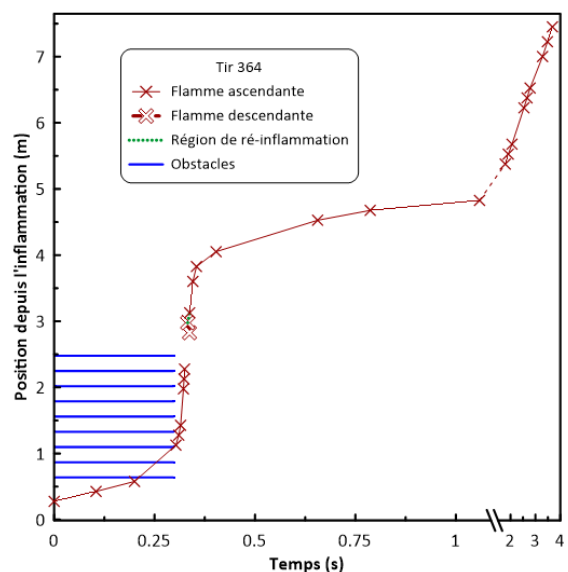


**Figure 173 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,294$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

A 413 K et  $\phi=0,356$ , deux régimes de propagation différents ont été observés. La trajectoire de flamme du Tir 365 est tracée sur la Figure 174 (a). Cette dernière décrit la trajectoire d'une flamme subissant une extinction au sein des obstacles. Sur la Figure 174 (b) la trajectoire de flamme du Tir 364 représentant une extinction suivie d'une ré-inflammation est représentée. Dans ce cas, les vitesses de propagation sont trop faibles pour induire des effets de compressibilité.



(a): Extinction

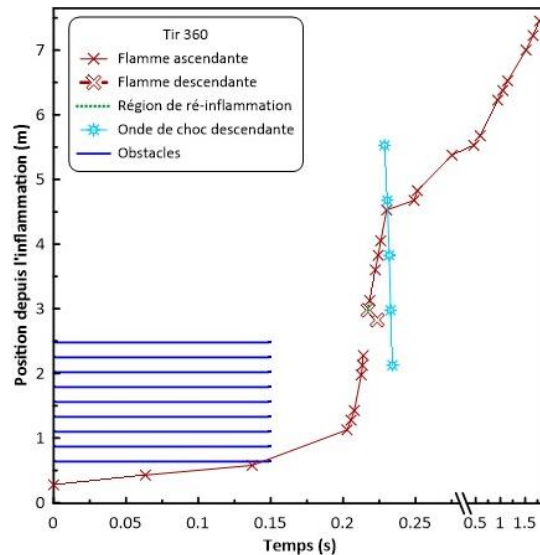


(b): Extinction puis ré-inflammation

**Figure 174 : Trajectoire de flamme diluée par 30%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,356$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) avec observation de l'extinction totale**

Enfin, à 413K et  $\phi =0,42$ , à chaque tir l'accélération de la flamme est suffisante pour donner naissance à des ondes de compression elles-mêmes formant une onde de choc qui n'est mesurable qu'une fois réfléchi sur la bride terminale de l'enceinte. L'onde de choc formée se propage alors de

manière descendante et finit par interagir avec la flamme se propageant dans l'autre direction. Leurs trajectoires respectives obtenues pour le Tir 360 sont représentées sur la Figure 175. Cette dernière permet de rendre compte de l'interaction qui est responsable du ralentissement de la flamme entre 4 et 4,5m.



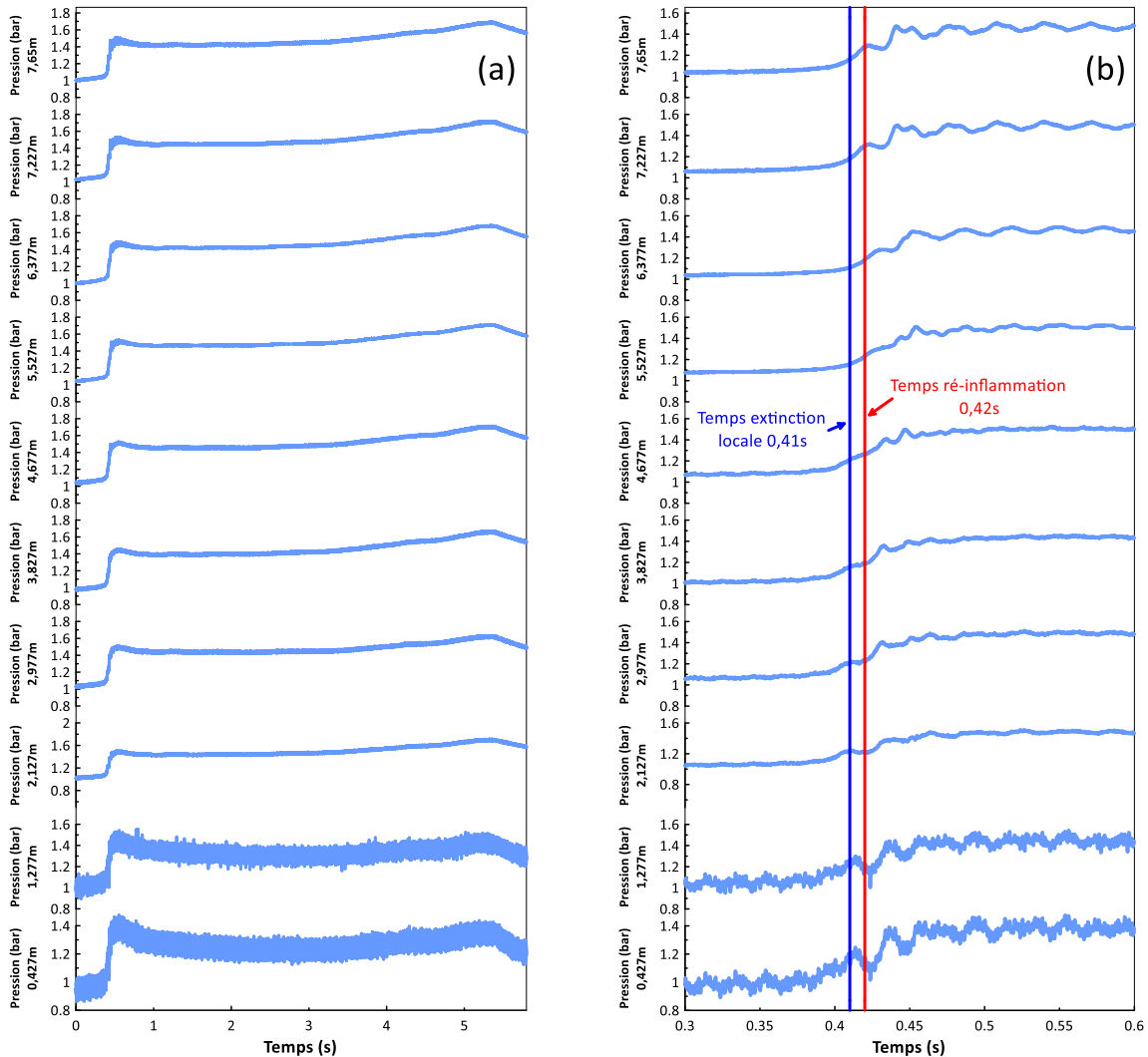
**Figure 175 : Trajectoires de l'onde de choc et de la flamme diluée par 30%molH<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63)**

### 3.3.2.3 Profils de pressions

Les profils de vitesse des flammes étudiées à 363K avec une dilution par 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> a mis en évidence plusieurs régimes de propagation pour les trois richesses investiguées. Ainsi pour chacune d'entre elle, un ensemble de signaux de pression obtenu pour chaque régime de propagation observé est présenté ci-dessous.

Dans le cadre de l'extinction locale suivie d'une ré-inflammation observées à  $\phi=0,294$ , les signaux de pression du Tir 325 sont présentés sur la Figure 176. La Figure 176 (a) permet de rendre compte de l'échelle de temps importante sur laquelle se produit la propagation de la flamme au sein d'ENACCEF 2. En effet on peut observer que la combustion prend fin à environ 5,37s. Pour les mêmes raisons explicitées dans le cadre des études réalisées avec 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub>, le maximum de pression produit par la flamme peut être lu sur le dernier capteur situé à 7,65m. Cette dernière est approximativement de 1,69bar. A nouveau cette pression est éloignée de la  $P_{AICC}$  (3,95bar) du fait des pertes thermiques. Malgré cela, l'analyse des signaux de pression permet de confirmer les événements observés par l'analyse des signaux de photomultiplicateurs, à savoir l'extinction locale et la ré-inflammation. En effet sur la Figure 170 (a) qui représente la trajectoire de la flamme pour le Tir 325, on observe que l'extinction se produit vers 2m à environ 0,41s, tandis que la ré-inflammation se produit vers 2,9m à approximativement 0,42s. Les signaux de pression à ces instants sont illustrés sur la Figure 176 (b). On observe ainsi que les capteurs se trouvant à des positions proches de cette zone délivrent des signaux présentant des plateaux de pression synonyme d'arrêt de la combustion. Lorsque la ré-inflammation se produit les signaux délivrés présentent alors une augmentation de

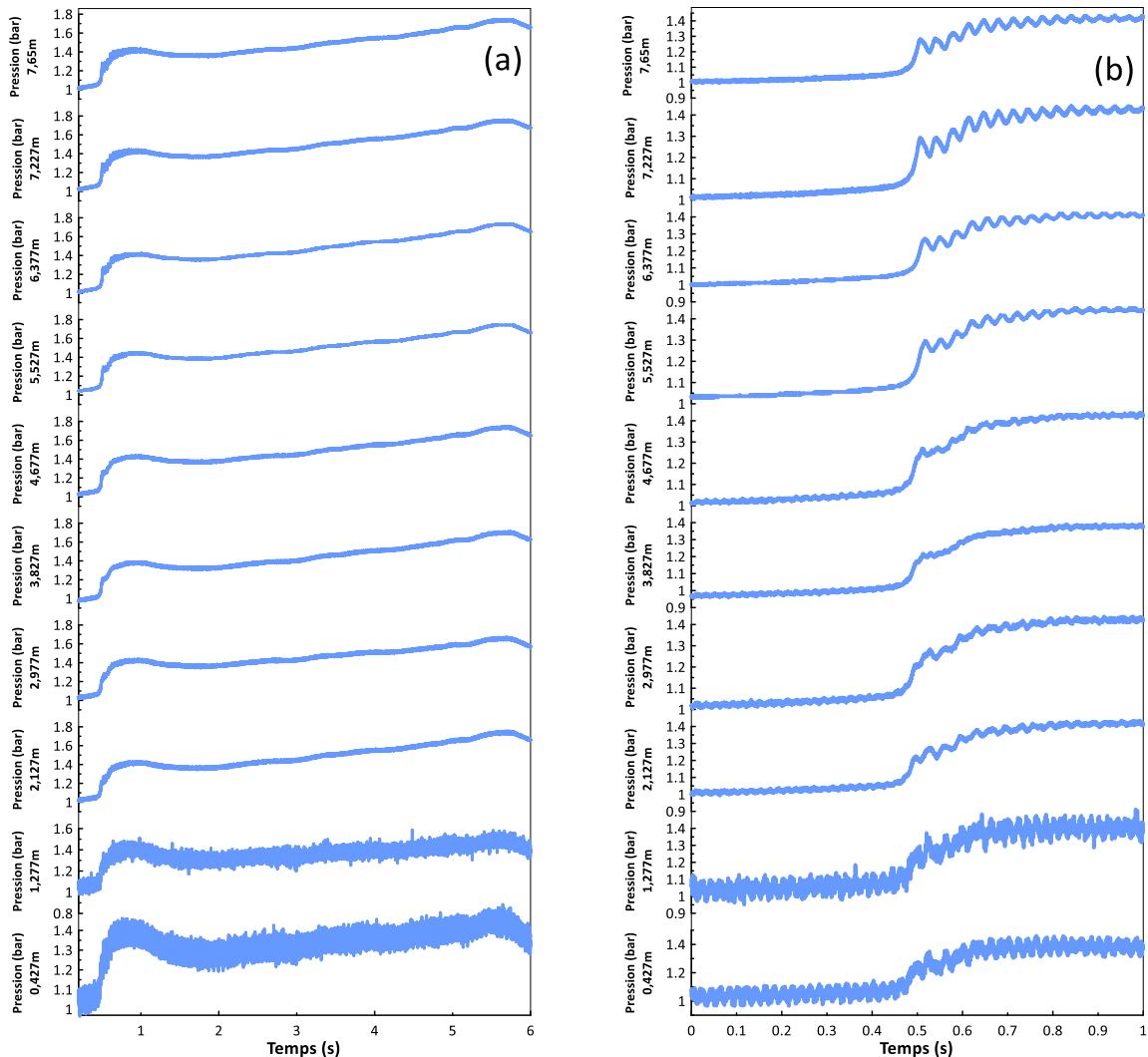
pression. Comme indiqué dans les cas de ré-inflammation rencontrés précédemment, les signaux obtenus à des hauteurs plus élevées ne présentent pas de dérive thermique pour ces instants tandis que ceux obtenus à des hauteurs plus faibles présentent toujours une diminution de pression à cause de la dérive thermique.



**Figure 176 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction locale suivie de la ré-inflammation d’une flamme  $H_2$ /Air diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,294 - T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur les pressions mesurées durant le phénomène d’extinction locale suivie de la ré-inflammation**

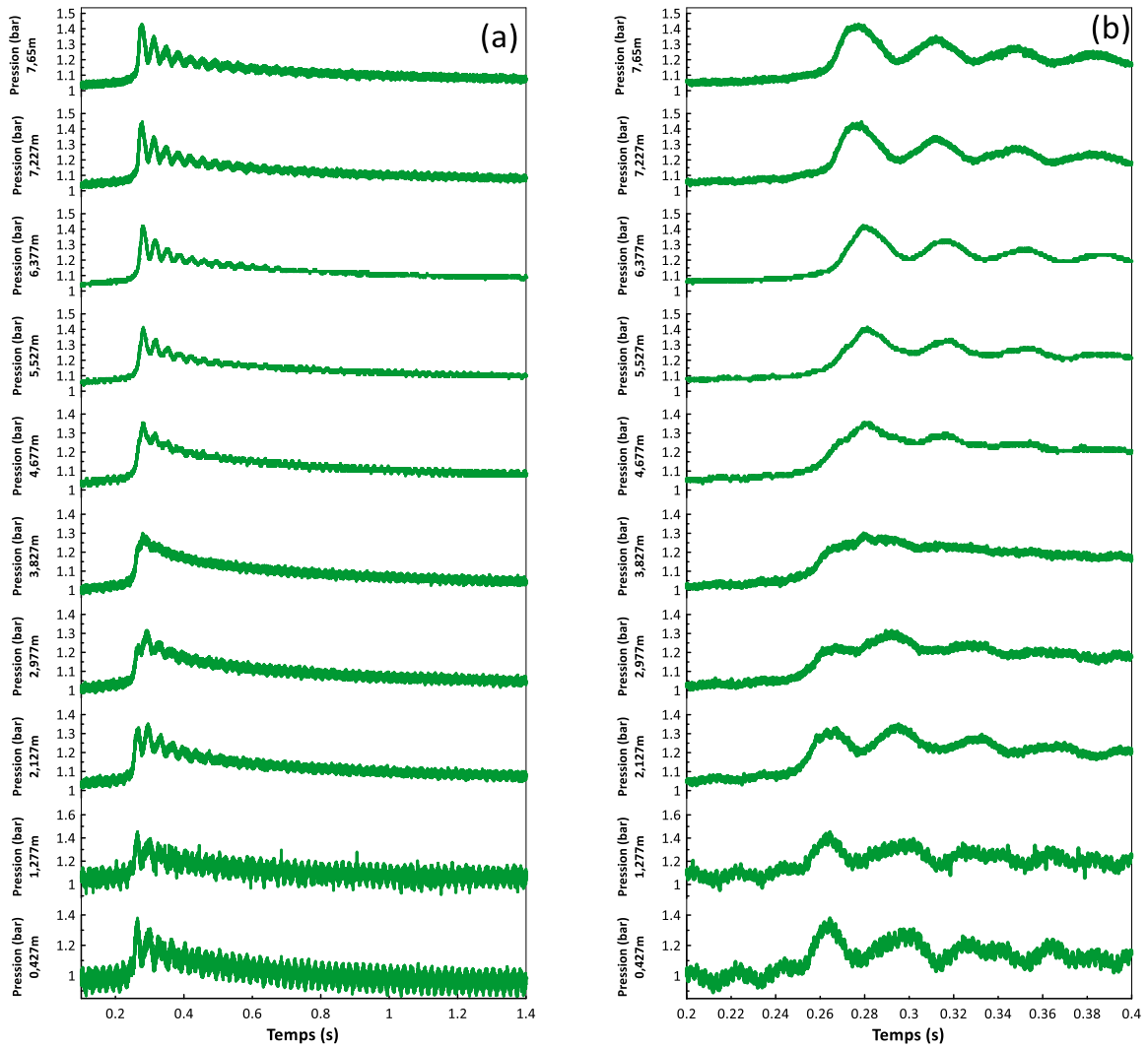
A  $\phi=0,294$ , le régime de propagation subsonique a également été observé sans phénomène d’extinction. Les signaux de pression obtenus dans ces conditions durant le Tir 328 sont présentés en Figure 178. Ces derniers sont très semblables à ceux observés pour une flamme de même richesse présentant des phénomènes d’extinction et de ré-inflammation (Figure 176). En effet, le temps de propagation de la flamme à travers toute l’enceinte est également important (5,74s). De plus on observe les mêmes étapes dans l’évolution des signaux. Une première montée en pression relativement rapide suivie d’une phase lente de décroissance due aux pertes thermiques et enfin une montée également lente jusqu’à la pression maximale synonyme de fin de combustion. A l’aide du

zoom temporel effectué sur la première montée en pression visible sur la Figure 178 (b), on peut noter, compte tenu du bruit présent sur chacun des signaux, la présence d'un plateau de pression approximativement entre 0,49 et 0,54s. Bien qu'aucune extinction ne soit observable dans ce cas, le profil de vitesse présente un très fort ralentissement après 3m de hauteur et correspond temporellement à ces limites.



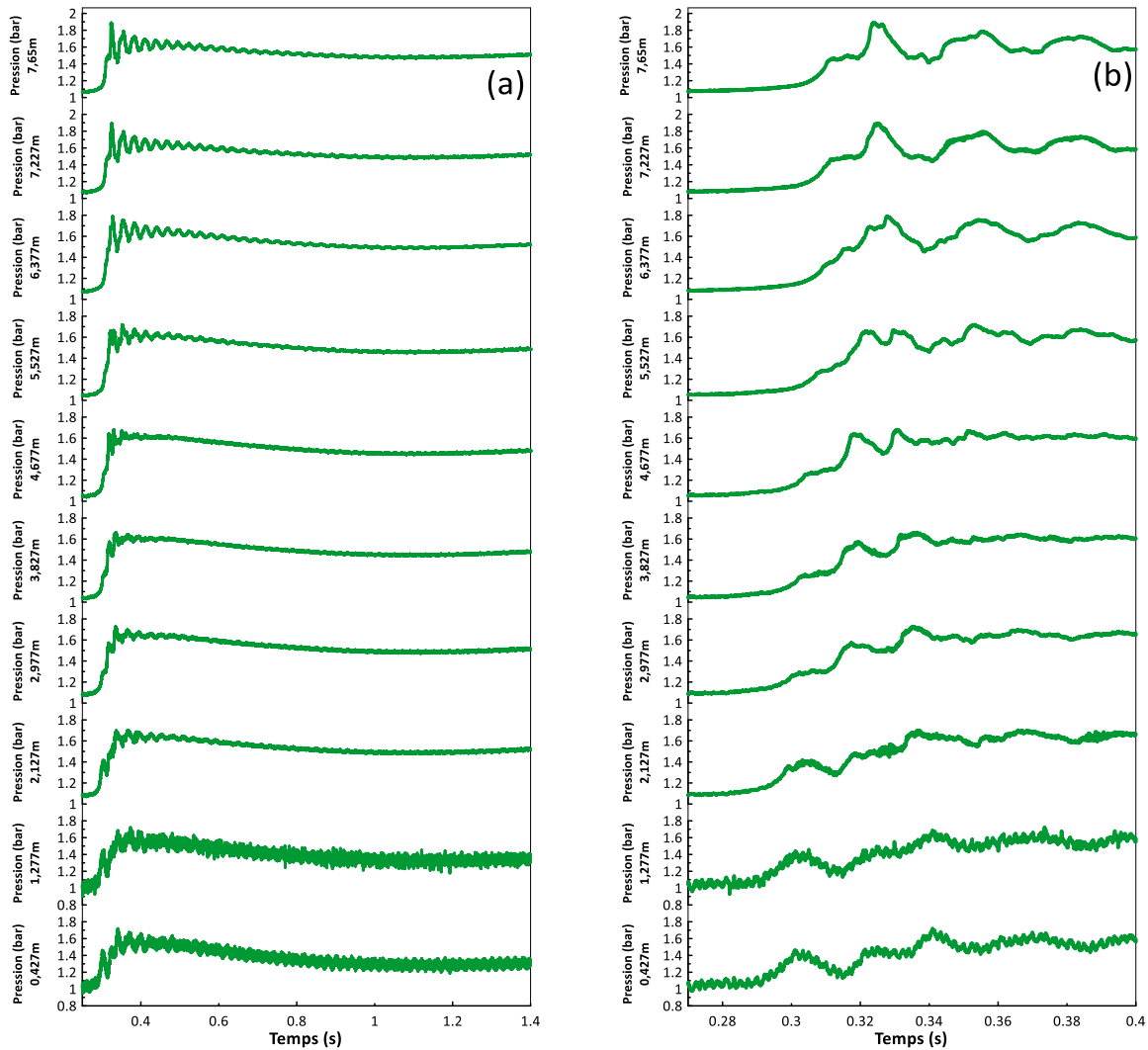
**Figure 177 : Profils de pressions obtenus durant la propagation sans extinction d'une flamme  $H_2$ /Air diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,294 - T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires ( $BR=0,63$ ) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel**

Concernant les flammes de richesse 0,356 présentant un étouffement total dans les obstacles, les signaux de pression du Tir 336 sont présentés dans la Figure 178. Ainsi, on observe un pic de pression qui est atteint entre 0,26 et 0,28s selon les capteurs. Le capteur de pression situé à 7,65m de hauteur indique à cet instant une pression de 1,41bar. Cette pression est bien inférieure à la  $P_{AICC}$  (3,25bar) du fait de l'extinction. Suite à cela, une longue décroissance de la pression est observée du fait des pertes thermiques. Le temps du pic de pression observé sur ces signaux est en accord avec le temps d'extinction obtenu à l'aide des photomultiplicateurs. En effet on peut noter sur la trajectoire de la flamme du Tir 336 présentée sur la Figure 171 (a), que le dernier temps obtenu par ces derniers est de 0,26s.



**Figure 178 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction totale d’une flamme  $H_2$ /Air diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,356$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur l’augmentation de pression due à la combustion**

Dans le cadre des flammes à  $\phi=0,356$ , le Tir 338 a présenté une extinction locale au sein des obstacles suivie d’une ré-inflammation en dehors de ces derniers. Les signaux de pression enregistrés durant ce tir sont représentés en Figure 179. La Figure 179 (a) illustre les signaux dans leur globalité tandis que la Figure 179 (b) permet d’observer les premiers instants de l’évolution des pressions. En comparaison avec l’extinction totale observée pour la même richesse, on observe que le pic de pression maximal obtenu est plus important (environ 1,9bar). Malgré tout, du fait des pertes thermiques ce maximum reste encore relativement éloigné de la  $P_{AICC}$  (3,25bar). Enfin, la descente en pression observée due aux pertes thermiques est beaucoup moins importante.

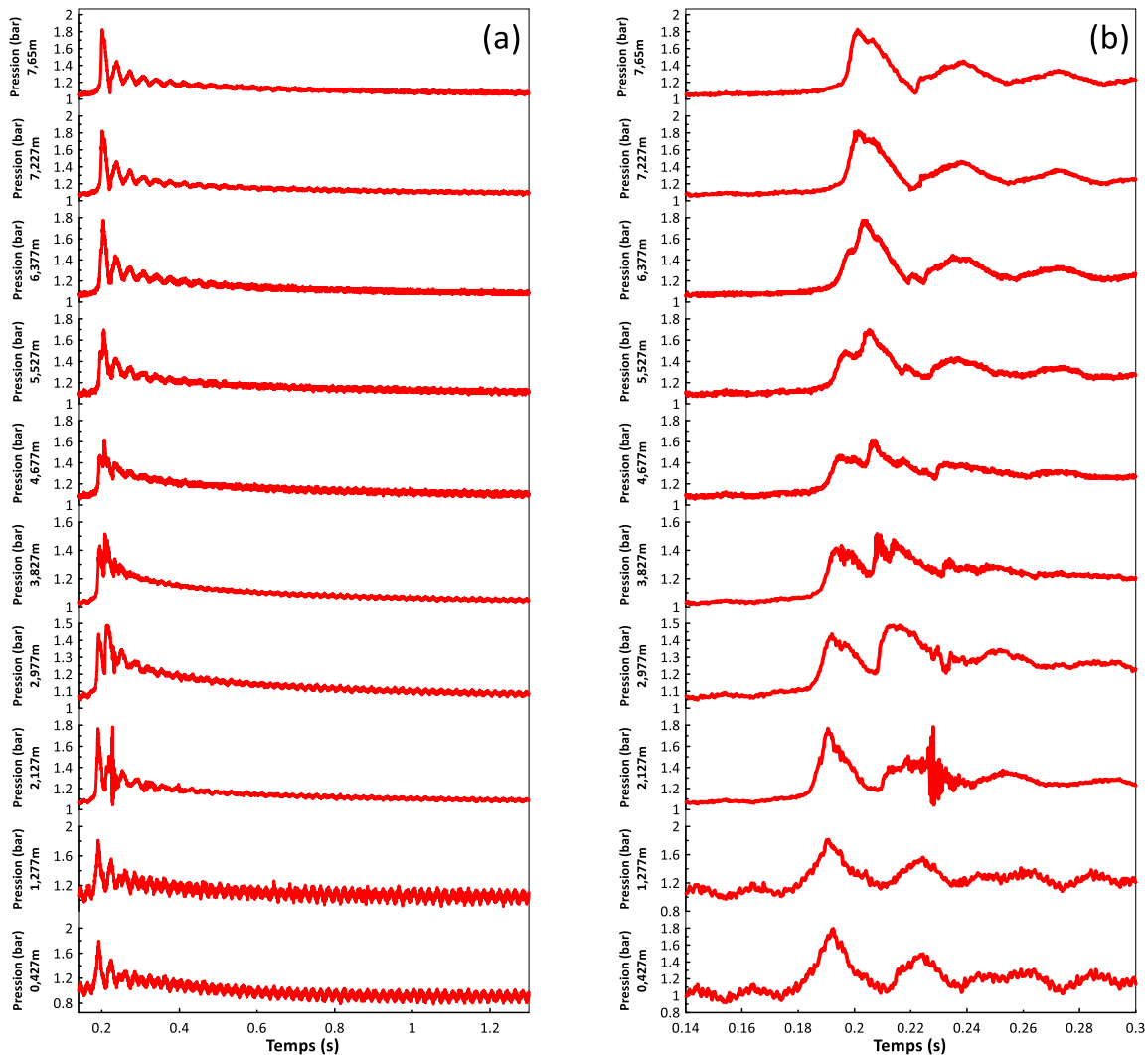


**Figure 179 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction locale suivie de la ré-inflammation d’une flamme  $H_2$ /Air diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,356 - T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur les pressions mesurées durant le phénomène d’extinction locale suivie de la ré-inflammation**

A  $\phi=0,42$ , comme pour les autres richesses étudiées avec un taux de dilution de 30% par la vapeur d’eau à 363K, deux régimes de propagation ont pu être observés. Ainsi, dans le cadre de l’obtention d’une extinction totale, les signaux présentés sur la Figure 180 ont été obtenu durant le Tir 343. La Figure 180 (a) représente les signaux dans leur globalité tandis que la Figure 180 (b) permet d’avoir une meilleure visualisation du pic de pression obtenu pour chaque signal. Comme pour toutes les autres extinctions obtenues précédemment, on observe pour tous les signaux une légère augmentation de pression correspondant à la propagation de la flamme au sein des obstacles, puis un pic de pression représentant l’instant où la flamme est étouffée. Suite à cela une lente décroissance se produit à cause des pertes thermiques auquel s’ajoute selon la position la dérive thermique. Alors que pour une telle flamme, la  $P_{AICC}$  est de 3,53bar, le pic de pression est à 1,82bar au signal obtenu au sommet de l’enceinte (7,65m). Ce pic est atteint entre 0,19 et 0,20s selon les signaux de pression, ce qui est cohérent avec la trajectoire de la flamme obtenue à l’aide des

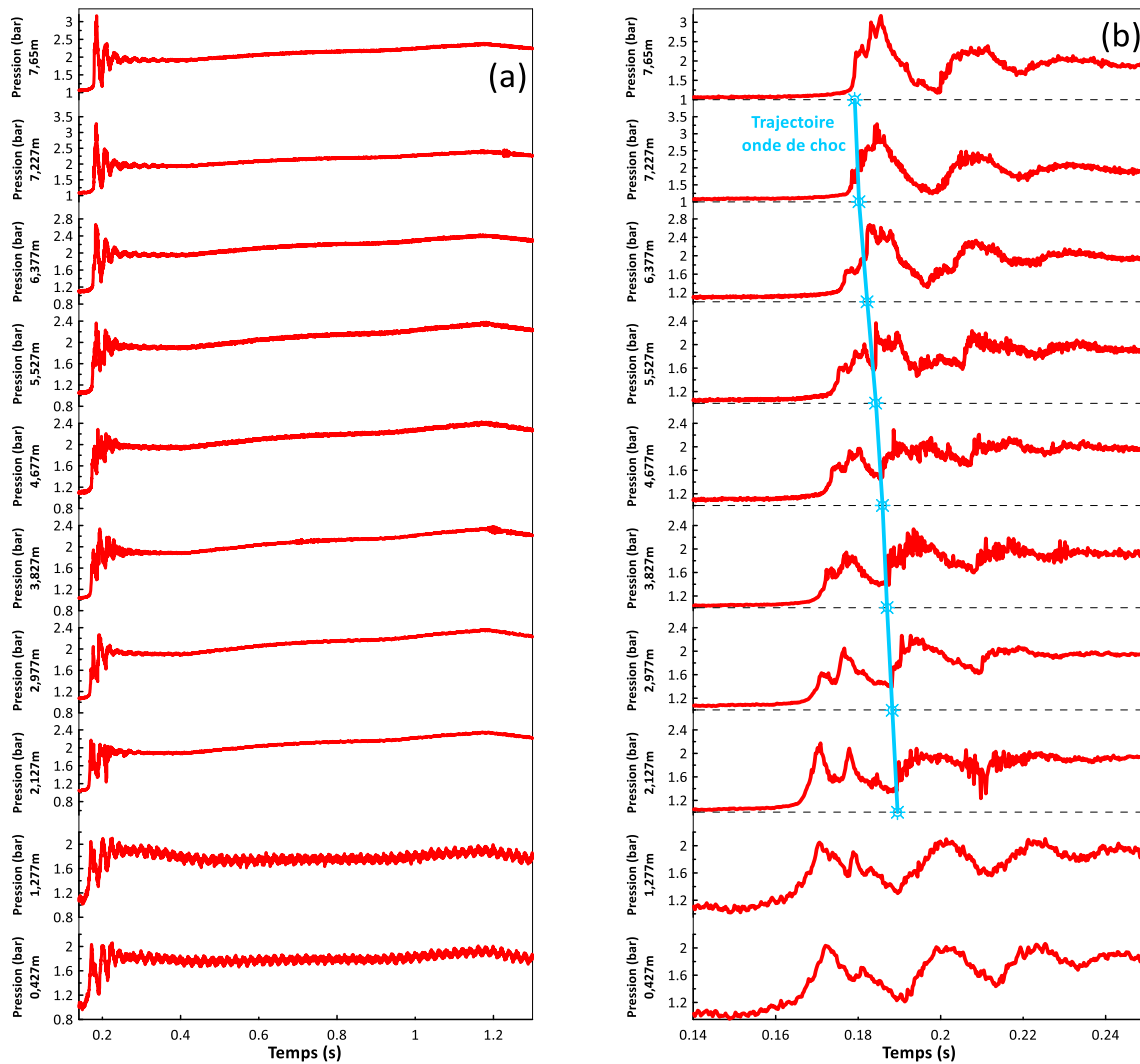


photomultiplicateurs qui est représentée en Figure 172 (a). En effet, cette dernière permet d'indiquer que la dernière détection de la flamme s'effectue à 0,189s.



**Figure 180 : Profils de pressions obtenus durant l'extinction totale d'une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=363K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur l'augmentation de pression due à la combustion**

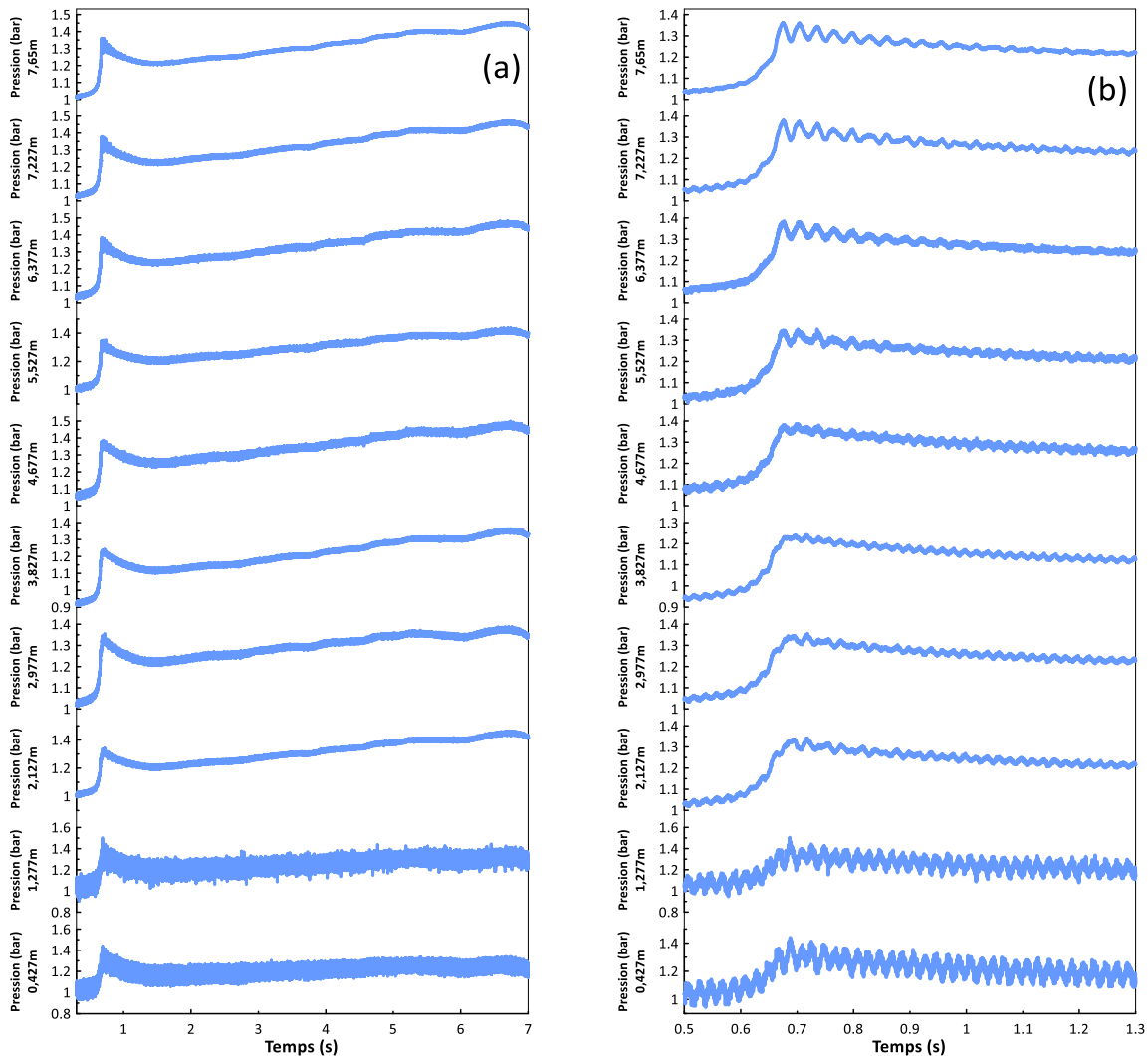
Dans le cadre d'une extinction locale suivie d'une ré-inflammation à  $\phi=0,42$ , les signaux de pression obtenus durant le Tir 344 sont présentés dans la Figure 181. Comme décrit durant l'analyse des profils de vitesse, pour une telle flamme le tiers de la vitesse du son des gaz frais est dépassé durant son accélération au sein des obstacles. Comme pour les flammes à  $\phi=0,356$  diluées par 20%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> à 363K, les ondes de compression générées ne coalescent qu'une fois qu'elles ont été réfléchies au sommet de l'enceinte et qu'elles se propagent de manière descendante. En effet, sur la Figure 181 (a), aucun saut de pression caractéristique d'une onde de choc ne peut être identifié en propagation ascendante. En revanche en propagation descendante depuis le sommet de l'enceinte, des sauts de pression peuvent être identifiés. Ainsi, la coalescence des ondes de compression donnant naissance à une onde de choc n'intervient qu'au sommet de l'enceinte. Ainsi à l'aide de la Figure 181 (b) on peut noter la trajectoire de cette onde de choc descendante.



**Figure 181 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction locale suivie de la ré-inflammation d’une flamme  $H_2$ /Air diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,42 - T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires ( $BR=0,63$ ) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l’onde de choc en propagation descendante**

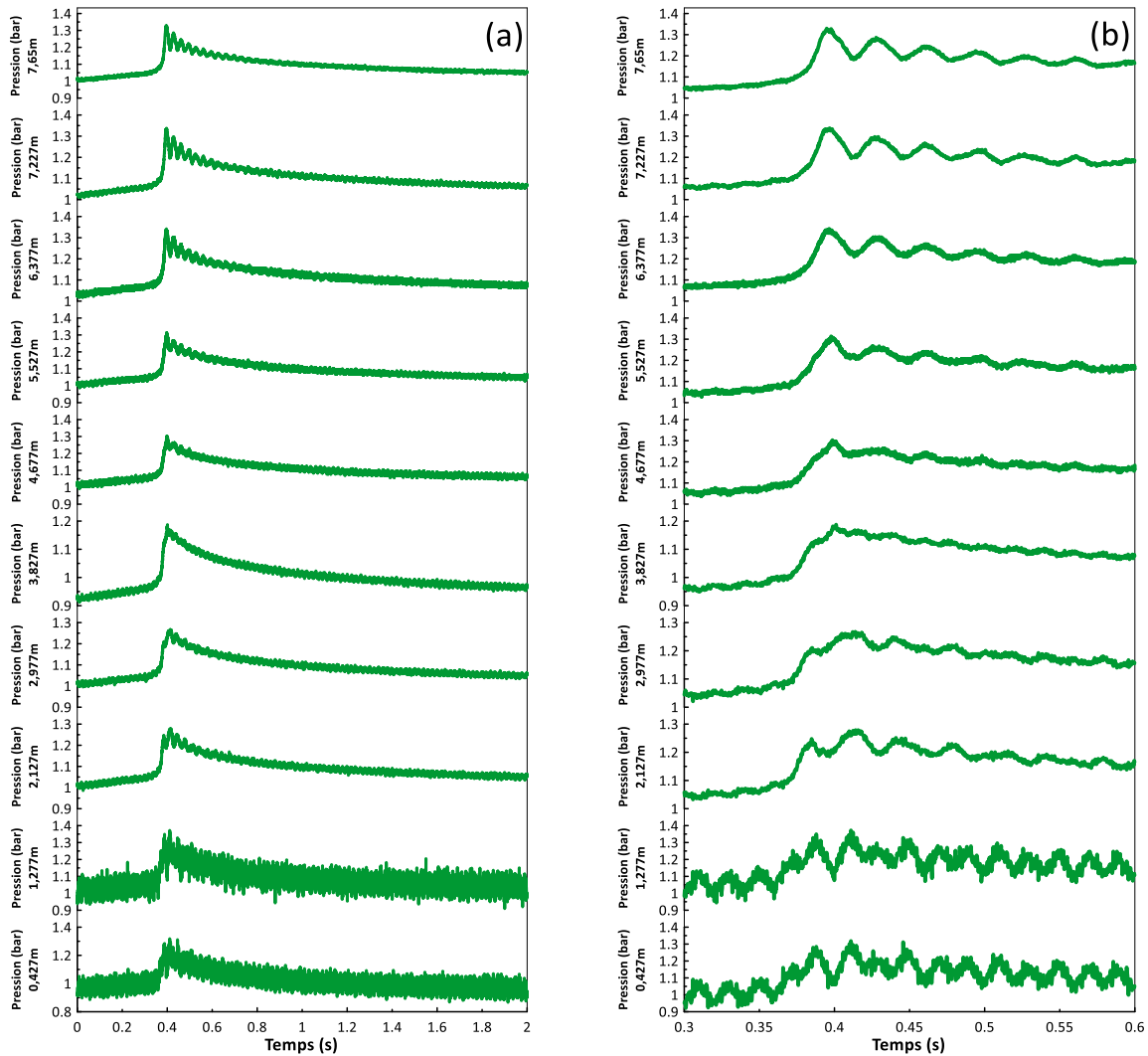
Lorsque la température initiale est augmentée à 413 K et que la richesse est fixée à  $\phi=0,294$  diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  à 413K, les profils de vitesses n’ont révélé qu’un seul régime de propagation. En conséquence pour l’étude des profils de pressions, les signaux obtenus durant le Tir 375 sont exposés dans la Figure 182. A l’aide de la Figure 182 (a) qui représente les signaux dans leur globalité, on observe que le temps pour lequel la flamme se propage le long de l’enceinte est important. En effet la pression maximale de 1,45bar lue sur le capteur situé au sommet de l’enceinte est obtenue à 6,72s. Avant cela, on peut observer un premier pic de pression (Figure 182 (b)) à approximativement 0,68s compte tenu des légers décalages temporels qui existent entre les capteurs du fait de la dérive thermique. Ce temps correspond au temps pour lequel la vitesse de propagation de flamme maximale est obtenue. En effet comme cela a été présenté dans l’étude des profils de vitesses dans la section précédente, la flamme accélérée au sein des obstacles, présente une vitesse maximale qui varie entre 86 et 104m/s selon le tir considéré. Suite à cela, la flamme se trouve en dehors des obstacles et subit une forte décélération due à la diminution du niveau de

turbulence. Ainsi, sur les signaux de pression une forte décroissance se produit avant que l'on puisse noter une augmentation lente et légère jusqu'à la pression maximale à 6,72s.



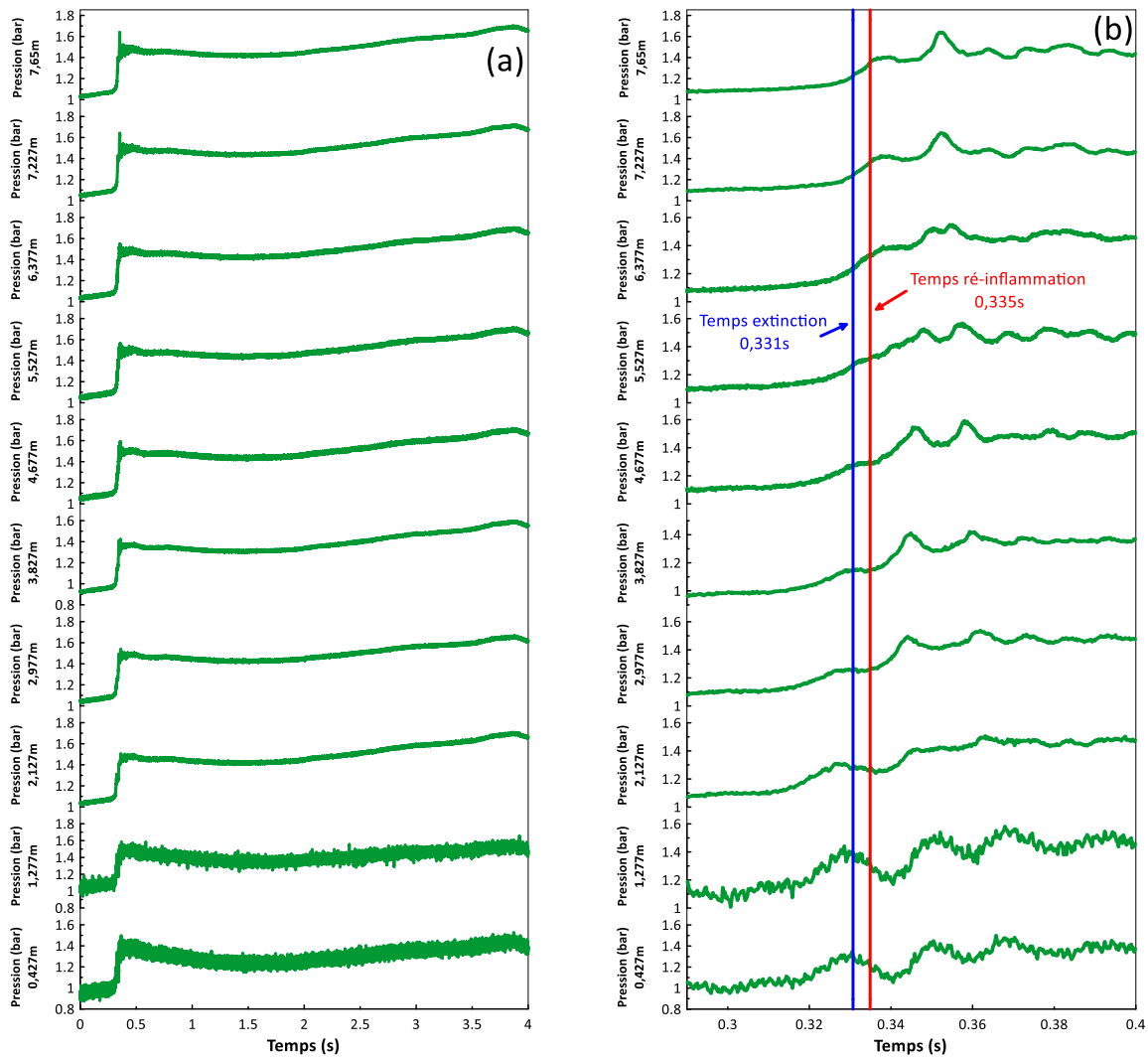
**Figure 182 : Profils de pressions obtenus durant la propagation sans extinction d'une flamme  $H_2$ /Air diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,294 - T_{ini}=413K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d'ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel**

Les flammes dont la richesse est de 0,356 ont montré deux régimes de propagations différents : une extinction totale dans les obstacles ou une extinction locale suivie d'une ré-inflammation en dehors de ces derniers. Dans le cadre de l'extinction totale, les signaux de pression enregistrés durant le Tir 365 sont présentés par la Figure 183. Comme pour les autres cas d'extinction totale rencontrés précédemment, l'accélération de la flamme permet d'avoir une augmentation de la pression qui présente rapidement un maximum du fait de l'étouffement subit. On observe ainsi un pic de pression de faible intensité (1,33bar) entre 0,38 et 0,39s selon les capteurs (Figure 183 (b)) suivie d'une longue décroissance due aux pertes thermiques aux parois. Ce temps d'extinction est cohérent avec celui obtenu à l'aide des photomultiplicateurs. En effet, à l'aide de la Figure 174 (a) qui représente la trajectoire de la flamme du Tir 365, on peut noter que le dernier temps pour lequel la flamme est détectée par les photomultiplicateurs est de 0,38s.



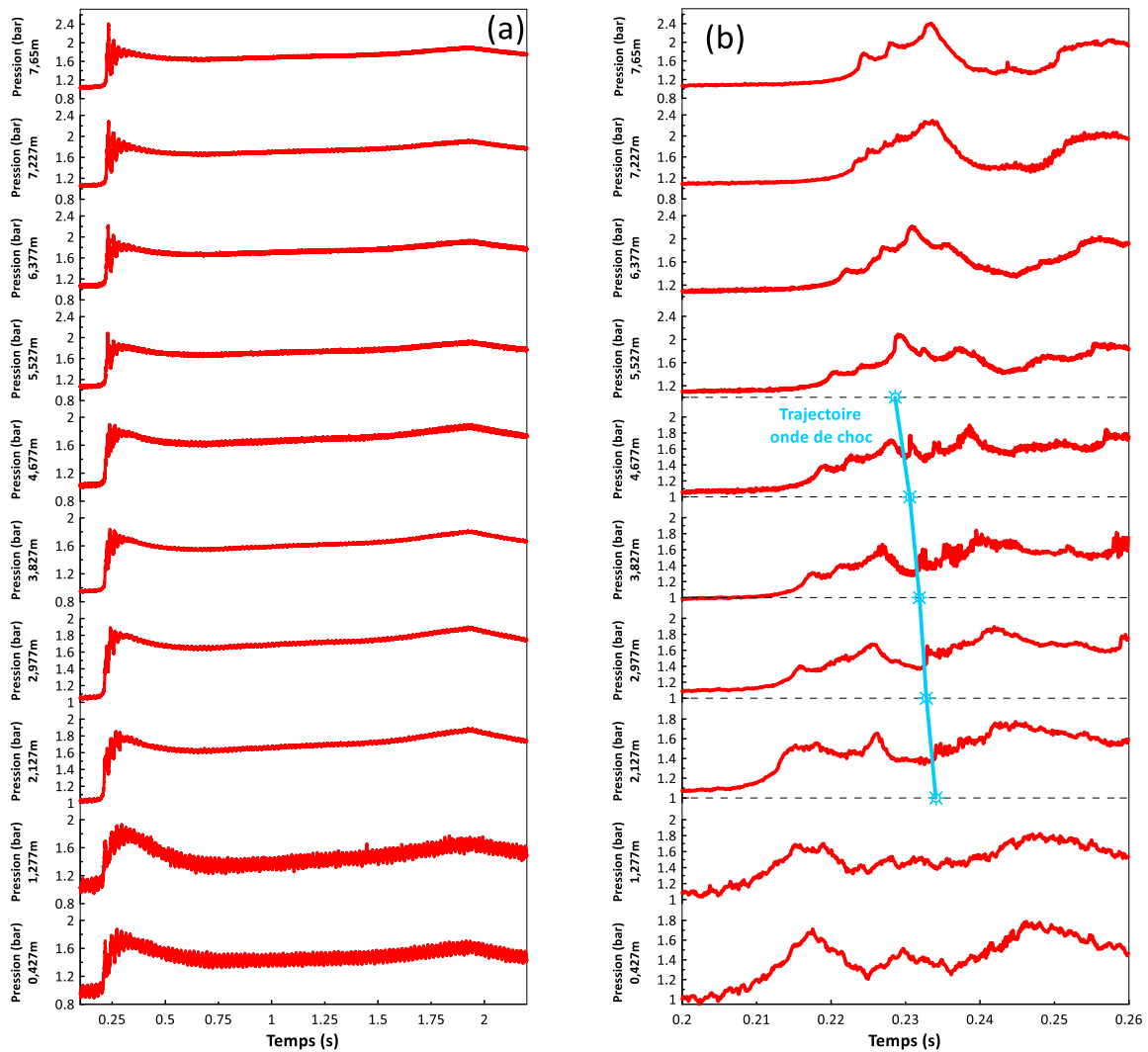
**Figure 183 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction totale d’une flamme  $H_2$ /Air diluée par 30%mol. $H_2O_{vap}$  ( $\phi=0,356 - T_{ini}=413K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur l’augmentation de pression due à la combustion**

A  $\phi=0,356$ , dans le cadre d’une extinction locale au sein des obstacles suivie d’une ré-inflammation en dehors de ces derniers, les signaux de pressions enregistrés durant le Tir 364 sont présentés sur la Figure 184. On peut noter, à l’aide de la Figure 184 (a) que la fin de la combustion se produit environ à 3,86s avec un maximum de pression de 1,69bar obtenu sur le dernier signal à 7,65m. La Figure 184 (b) permet de zoomer sur les pressions qui règnent durant l’extinction locale et la ré-inflammation. En effet, à partir d’une estimation produite depuis les temps délivrés par les photomultiplicateurs (Figure 174 (b)), le temps de l’extinction et celui de la ré-inflammation sont respectivement estimés à 0,331s et 0,335s. Ces temps sont reportés sur la Figure 184 (b). On remarque ainsi que pour les signaux obtenus entre 2,977 et 4,677m, un plateau de pression est obtenu lorsque la combustion est stoppée. Lorsque la ré-inflammation se produit, pour ces mêmes signaux, on observe que la pression ré-augmente.



**Figure 184 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction locale suivie de la ré-inflammation d’une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,356 - T_{ini}=363K - P_{ini}=100kPa$ ) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel sur les pressions mesurées durant le phénomène d’extinction locale suivie de la ré-inflammation**

Enfin, pour les flammes dont la richesse est de 0,42, l’étude des profils de vitesse effectuée précédemment a permis de montrer que ces flammes présentent des phénomènes d’extinction locale suivie de ré-inflammation. De plus, elles sont assujetties aux effets de compression. Ainsi des ondes de compression finissent par s’unir pour former une onde de choc. Par l’analyse des signaux de pression, on peut noter que cette unification ne s’opère qu’une fois les ondes de compression réfléchies au sommet de l’enceinte et qu’elles aient parcouru une certaine distance de manière descendante. Dans le cadre du Tir 360, l’étude des profils de pression présentés sur la Figure 185 permet de mettre en évidence cette coalescence à 5,527m ainsi que la trajectoire de l’onde de choc formée qui se propage de manière descendante. En effet, pour les hauteurs plus importantes on observe l’absence de pics caractéristiques d’un choc, tandis que pour les hauteurs égales et inférieures, des sauts de pression peuvent être identifiés.



**Figure 185 : Profils de pressions obtenus durant l’extinction locale suivie de la ré-inflammation d’une flamme H<sub>2</sub>/Air diluée par 30%mol.H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> ( $\phi=0,42$  -  $T_{ini}=413K$  -  $P_{ini}=100kPa$ ) au sein d’ENACCEF 2 encombrée par 9 obstacles annulaires (BR=0,63) (a) Profils de pression entiers (b) Zoom temporel avec visualisation de la trajectoire de l’onde de choc en propagation descendante**

### 3.4 Conclusion

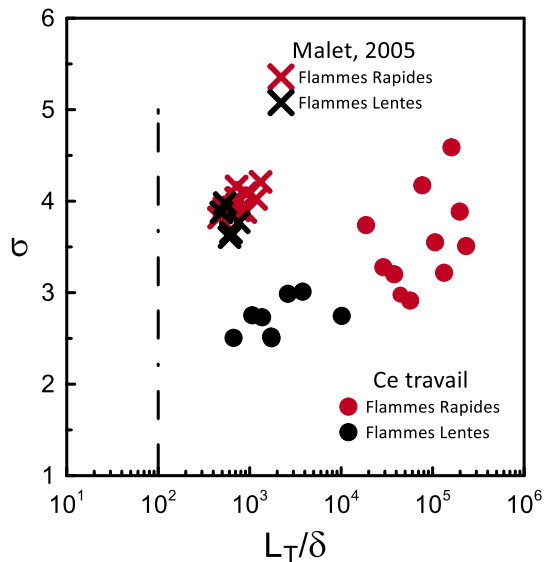
Lors des études réalisées au sein d’ENACCEF 2, les impacts de la richesse, de la température et du diluant à haute température ont été investigués. Sur la base de la définition d’une flamme lente ( $V_{max}<0.5 \cdot C_{Sp}$ ) et d’une flamme fortement accélérée ( $V_{max}>0.5 \cdot C_{Sp}$ ), les conditions pour lesquelles ces deux catégories de flammes sont obtenues au sein d’ENACCEF 2 ont été identifiées. Contrairement à ENACCEF 1, cette seconde enceinte d’accélération de flamme a permis d’étudier les interactions flamme/choc. Il a ainsi été démontré que ces interactions jouent un rôle déterminant sur la propagation de flamme dans l’enceinte. Enfin, les résultats de cette étude permettent d’établir un critère d’accélération pour les flammes H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> qui est développé dans la section suivante.

## 4 Critère d'accélération de flamme

L'analyse d'un scénario d'accident grave nécessite tout d'abord de simuler le comportement thermo-hydraulique de l'installation pendant la progression de l'accident. Ainsi les conditions de température et de pression qui s'établissent dans le bâtiment réacteur peuvent être déterminées. Cette première étape est suivie du calcul de la distribution de l'hydrogène et de l'oxygène produits par l'oxydation par la vapeur d'eau des gaines entourant le combustible nucléaire fortement échauffés. L'identification du risque d'inflammation repose sur la connaissance des limites d'inflammabilité. Ainsi, la distribution inhomogène de l'hydrogène dans le bâtiment nucléaire entraînera l'existence de lieux particuliers où le mélange  $H_2/air/H_2O_{vap}$  sera inflammable. Il est alors très important de pouvoir évaluer si ce mélange donnera naissance à une flamme ayant le potentiel de s'accélérer. Comme cela a été présenté dans le chapitre portant sur l'état de l'art, suite aux travaux de l'équipe de Dorofeev et al. [11] et étendus par des travaux menés à l'ICARE [12] [13] [120] [121], un critère d'accélération de flammes a été mis au point. Ce critère permet de discriminer, a priori, les mélanges dont la flamme a le potentiel de s'accélérer fortement si la géométrie le permet et ceux dont la flamme n'a pas cette capacité.

Il est important que ce critère, développé sur des installations de laboratoire, puisse s'appliquer à des configurations de réacteurs réels totalisant des volumes qui peuvent atteindre  $80\ 000\ m^3$ . Or, Kuznetsov et al. [88] ont montré que les régimes de combustion observés étaient indépendants de l'échelle si le critère  $L_T/\delta$  était supérieur à 100, avec  $L_T$  une grandeur caractéristique de l'installation et  $\delta$  l'épaisseur de flamme laminaire basée sur la diffusivité thermique du mélange. Ainsi, dans le cas d'installations cylindriques encombrées d'obstacles,  $L_T$  est pris comme étant le diamètre interne.

Dans le cas des travaux de cette thèse menés sur ENACCEF 2, le diamètre de l'installation est de 230 mm et l'épaisseur de flamme a été calculée pour les différents types de mélanges étudiés (Chapitre 3 § 1.5). La Figure 186 illustre l'ensemble des expériences menées dans le repère  $\sigma=f(L_T/\delta)$  ainsi que celles correspondant aux études réalisées par le passé sur l'installation ENACCEF 1 ([4], [12], [13], [122]). Ainsi, les expériences menées dans ENACEFF 2 et ENACCEF 1 se situent toutes pour un rapport  $L_T/\delta$  supérieur à la valeur 100, indiquant ainsi clairement que la classification des mélanges étudiés ne dépend pas de l'échelle de l'installation et que les résultats sont transposables au cas réel des bâtiments réacteurs.

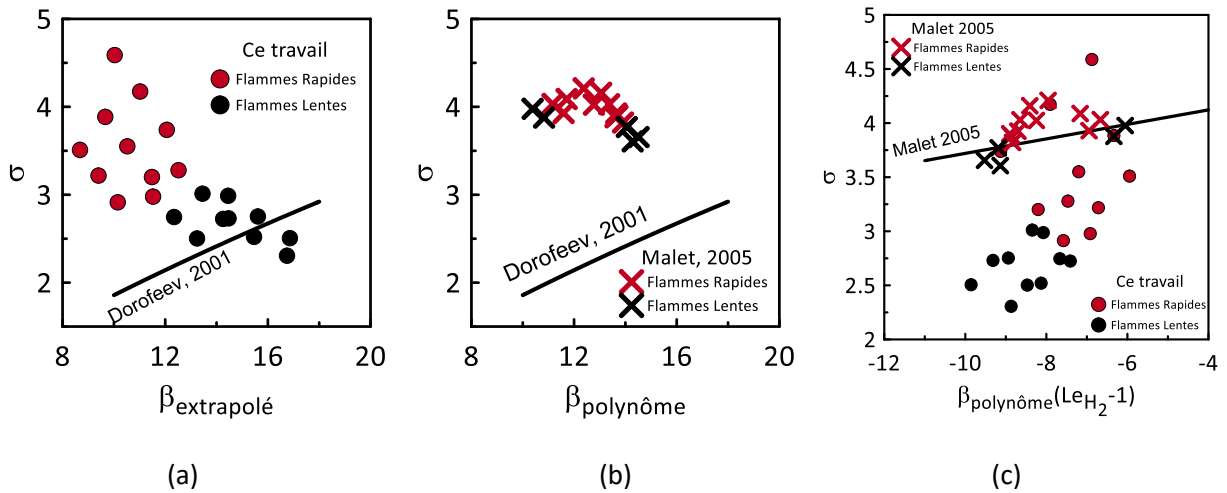


**Figure 186 : Critère sigma en fonction du rapport  $L_T/\delta$  pour l'ensemble des résultats obtenus au cours de ce travail**

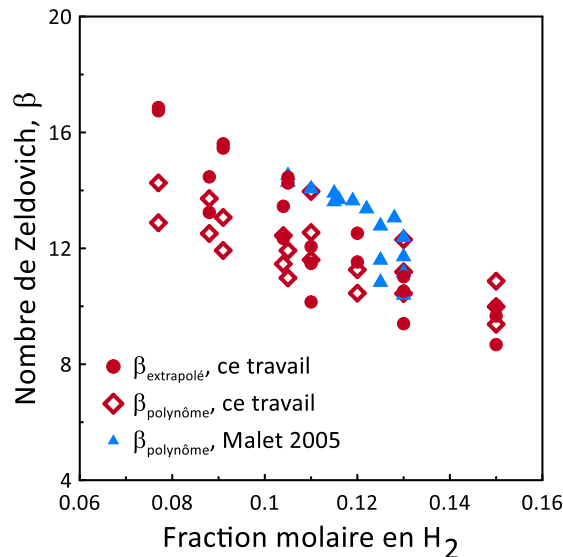
L'analyse de la propagation de différentes flammes au sein d'ENACCEF 2 avec variation de la richesse, de la température mais également de la dilution par la vapeur d'eau a permis d'identifier les conditions pour lesquelles une flamme peut être accélérée jusqu'à une vitesse supérieure ou égale à la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés. En effet cette limite permet de considérer qu'une flamme est fortement accélérée ou non. La définition d'un critère d'accélération doit pouvoir permettre de déterminer a priori si un mélange réactionnel peut donner naissance à une flamme rapide ou s'il ne le peut pas. Ainsi, en se basant sur les propriétés physico-chimiques des mélanges étudiés qui ont été détaillées dans la section 3 de ce chapitre (Tableau 9 et Tableau 10), nous pouvons vérifier la validité des critères d'accélération de flamme de la littérature (Eq. 57 pour le groupe de Dorofeev et Eq. 58 pour ICARE). Dans cet objectif, dans la Figure 187 (a) sont reportés le critère d'accélération de Dorofeev et al. avec les caractéristiques des mélanges étudiés au sein d'ENACCEF 2 sous la forme  $\sigma$  en fonction du nombre de Zel'dovich extrapolé depuis les valeurs expérimentales ( $\beta_{\text{extrapolé}}$ ). En effet, pour rappel, bien que ce critère ait été exprimé en fonction de  $E_a/RT_u$  dans [11], l'analyse des résultats a montré qu'il est en réalité fonction de  $\beta$  comme cela a été décrit dans la partie bibliographique de ce manuscrit. Également dans la Figure 187 (b) le même critère est représenté avec les caractéristiques des mélanges étudiés par Malet. Dans ce cas les nombres de Zel'dovich  $\beta_{\text{polynôme}}$  calculés par Malet ont été conservés. Ces derniers ont été déterminés depuis une énergie d'activation calculée à l'aide d'un polynôme traduisant l'effet de la richesse [12]. Enfin, en Figure 187 (c) le critère d'accélération défini par Malet sous la forme  $\sigma$  en fonction du nombre  $\beta_{\text{polynôme}}*(L_{E_{H_2}}-1)$  est représenté ainsi que les caractéristiques de ses mélanges et ceux des nôtres. Ainsi nous avons repris le mode de calcul de Malet pour obtenir les  $\beta_{\text{polynôme}}$  de nos mélanges. Comme on peut le voir sur la Figure 187 (a) et la Figure 187 (b), la limite entre le domaine des flammes rapides et celui des flammes lentes prédite par la corrélation de Dorofeev et al. est plus basse que celle observée expérimentalement par ce travail et celui de Malet. Concernant la corrélation de Malet (Figure 187 (c)), cette dernière ne permet pas de reproduire correctement la limite observée expérimentalement. En effet, des essais effectués sur ENACCEF 2 pour lesquelles des flammes rapides ont été observées sont situés dans le domaine des flammes lentes par la corrélation de Malet. Toutefois, il est important de rappeler que cette corrélation a été établie sur la base



d'expériences à température ambiante et pour un diluant constitué d'He et de CO<sub>2</sub> sensé reproduire le comportement de la vapeur d'eau. Dans ce cas il n'est donc pas surprenant de voir que la corrélation de Malet ne puisse pas être applicable au cas de la dilution avec la vapeur d'eau et à l'augmentation de la température initiale. Cependant, de manière à vérifier que les  $\beta_{\text{polynôme}}$  de ce travail ne sont pas différents de ceux obtenus durant les travaux de Malet, une comparaison a été effectuée et est présentée en Figure 188. Nous avons également effectué cette comparaison avec nos nombres de Zel'dovich extrapolés. On peut ainsi rendre compte de la similitude de ces paramètres entre les deux études.



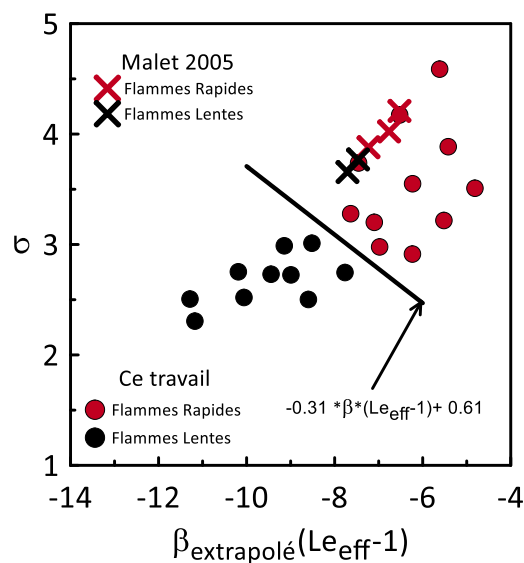
**Figure 187 : Confrontation des critères d'accélération de la littérature (a) Critère de Dorofeev avec les données de ce travail (b) Critère de Dorofeev avec les données de ce travail de Malet Critère de Malet avec les données de ce travail**



**Figure 188 : Comparaison entre les nombres de Zel'dovich extrapolés depuis les expériences en bombe sphérique et calculés à partir du polynôme de Malet [12]**

Dans le chapitre portant sur les paramètres fondamentaux, nous avons estimé les nombres de Lewis effectifs,  $Le_{\text{eff}}$ . Aussi allons-nous tracer le diagramme d'accélération de flamme en tenant compte de ces derniers (Figure 189). Les mélanges étudiés dans ENACCEF 2 montrent clairement une

séparation entre les flammes lentes et les flammes accélérées lorsque l'on reporte  $\sigma$  en fonction de  $\beta_{\text{extrapolé}} \cdot (Le_{\text{eff}} - 1)$ . Afin de pouvoir reporter également les expériences réalisées par Malet, nous avons recalculés les  $Le_{\text{eff}}$  et  $\beta_{\text{extrapolé}}$  correspondant à ses mélanges. Cependant les mélanges dilués par l'hélium et le dioxyde de carbone ne peuvent être reportés. En effet, notre extrapolation pour obtenir les nombres de Zel'dovich est basée sur des mélanges non dilués ou dilués par la vapeur d'eau. Ainsi uniquement les mélanges non dilués de Malet sont reportés dans la Figure 189. On observe alors que la limite entre les flammes lentes et les flammes accélérées de cette étude n'est pas applicable pour les expériences menées par Malet. En effet, certains mélanges étudiés par Malet n'ont pas donné lieu à des vitesses de propagation importantes ( $V_{\text{max}} < 0,5 \cdot C_{\text{SGB}}$ ) alors qu'elles sont caractérisées par des  $\sigma$  importants. Il est toutefois important de noter que certains essais effectués par Malet n'ont été réalisés qu'une seule fois contrairement à la présente étude où trois essais sont réalisés pour chaque condition afin de vérifier la répétabilité de nos mesures. De plus, pour les essais de Malet ayant été répétés, on peut observer parfois de grandes dispersions dans la vitesse maximale obtenue. Ainsi on peut noter une vitesse maximale variant de 181m/s à 332,5m/s dans le cas d'un mélange H<sub>2</sub>/Air ayant une richesse de 0,279. Egalement, contrairement à ce travail aucune analyse chromatographique du mélange initial n'était effectuée. Malgré cela, il serait intéressant d'étudier ces mêmes mélanges dans ENACCEF 2 afin de s'assurer que ce n'est pas un effet d'échelle bien qu'il ait été montré que pour chaque expérience  $L_T/\delta > 100$ .



**Figure 189 : Critère sigma en fonction du nombre  $\beta_{\text{extrapolé}} \cdot (Le_{\text{eff}} - 1)$  pour l'ensemble des résultats obtenus au cours de ce travail. Les données de Malet [12] sont reportées pour comparaison.**

Enfin, sur la base des expériences menées dans ENACCEF 2, la limite entre flammes rapides et flammes lentes pour des mélanges H<sub>2</sub>/Air/H<sub>2</sub>O<sub>vap</sub> semble suivre la relation suivante :

$$\sigma_{\text{crit}} = -0.31 \cdot \beta \cdot (Le_{\text{eff}} - 1) + 0.61 \quad \text{Eq. 74}$$

De manière à consolider cette limite d'accélération, d'autres expériences devraient être réalisées, notamment avec des mélanges contenant d'autres fractions molaires de vapeur d'eau ou encore à d'autres températures.

# **Conclusions et Perspectives**

Ces travaux de thèse ont été effectués dans le cadre du projet de Recherche en matière de sûreté nucléaire et radioprotection (RSNR) 2012-"Investissement d'Avenir" intitulé MITHGENE. Ils portent sur l'étude des conditions favorisant l'accélération de flammes au sein d'une enceinte de confinement d'un réacteur nucléaire afin d'améliorer les outils utilisés pour l'évaluation de la sûreté des installations de production d'électricité nucléaire. Les résultats de ces travaux sont facilement transposables pour les configurations relevant de l'industrie classique « non nucléaire ».

Dans un premier temps, une étude bibliographique a été réalisée afin d'établir un état de l'art sur les études d'accélération de flamme. Cette étude a permis de rappeler les différents régimes de propagation que peut suivre une flamme ainsi que les mécanismes responsables de son accélération. De plus, le critère d'accélération développé par Dorofeev et al. [11] en 2001 et revu par Malet [12] en 2005 ont été décrits. La formulation de ces critères, permettant d'identifier les conditions favorables à l'accélération de flamme, repose sur les paramètres fondamentaux des flammes. Ainsi, le critère développé par Dorofeev et al. utilise l'énergie d'activation tandis que celui développé par Malet repose sur le nombre de Zel'dovich et sur le nombre de Lewis de l'hydrogène. L'analyse critique de ces critères a mis en exergue le fait qu'ils reposent sur des données expérimentales de propagation de flamme dans des mélanges  $H_2/Air$  ou  $H_2/Air/(He+CO_2)$  à température ambiante. Aussi, les travaux entrepris dans le cadre de cette thèse ont pour objectif d'étendre ces critères pour les mélanges  $H_2/Air/H_2O_{vap}$  à haute température, représentatifs de l'atmosphère gazeuse des enceintes de confinement de réacteurs en situation d'accidents graves.

Pour ce faire et suite à cette première partie, les paramètres fondamentaux ( $E_a$ ,  $\beta$ ,  $\delta$ ,  $Le_{eff}$ ) des flammes  $H_2/Air/H_2O_{vap}$  ont été étudiés expérimentalement en bombe sphérique et par simulation en utilisant le mécanisme cinétique de Mével. Une large gamme de richesse ( $0,8 < \phi < 4$ ) a ainsi pu être étudiée en considérant trois températures initiales (296K, 363K et 413K), avec variation du rapport  $N_2/O_2$ , (3,76, 5,67 et 9) ainsi qu'une variation du taux de dilution par la vapeur d'eau (20%mol. et 30%mol.). Il a ainsi été montré que le mécanisme de Mével permet de simuler correctement les vitesses de flamme laminaire mais qu'il ne permet pas de simuler de manière satisfaisante les énergies d'activation. Ainsi, cette étude a permis de mettre en exergue les besoins de développement de modèles cinétiques, non pas uniquement sur la base des vitesses de flamme laminaire, mais également sur la base des énergies d'activation et des nombres de Zel'dovich. Enfin, dans le but d'obtenir les énergies d'activation et les nombres de Zel'dovich pour les mélanges représentatifs des conditions accidentelles dans les installations nucléaires, ces derniers ont été extrapolés à partir des résultats expérimentaux. Cette partie concernant la détermination des paramètres fondamentaux des mélanges  $H_2/O_2/N_2$  et  $H_2/Air/H_2O_{vap}$  a notamment fait l'objet d'une publication (Combustion Properties of  $H_2/N_2/O_2/Steam$  mixtures, [PROCI3568](#), on-line 2018).

Les travaux de cette thèse ont ensuite concerné les facteurs impactant les accélérations de flamme. Premièrement, l'effet de l'encombrement a été instruit en réalisant une campagne expérimentale dans l'enceinte (ENACCEF 1). Cette enceinte, qui représente à échelle réduite une partie d'une enceinte de confinement d'un bâtiment de réacteur à eau pressurisée, a été munie de 5, 9 puis 17 obstacles représentant des disques annulaires. Pour une même composition du mélange réactif initial, il a été montré que les vitesses maximales obtenues augmentent avec le nombre d'obstacles. De plus, ces expériences ont dévoilé la formation d'une onde choc au cours de la propagation de la flamme. Cependant le dôme, présent en partie supérieure de l'enceinte, empêche toute observation d'interaction flamme/choc du fait de son volume.

Afin de s'affranchir de cette limitation et de pouvoir étudier l'impact de la température et de la dilution par la vapeur d'eau sur la propagation de flamme  $H_2/Air$ , une seconde enceinte d'accélération de flamme (ENACCEF 2) a été conçue et mise en place. Cette dernière a un diamètre et une longueur plus importants que ceux d'ENACCEF 1. Ainsi, trois températures initiales (296K, 363K et 413K) ont été considérées avec deux taux de dilution différents par la vapeur d'eau (20%mol. et 30%mol.). L'enceinte a été munie de 9 obstacles (disques annulaires) favorisant ainsi l'accélération de flamme. Cette étude a permis d'identifier les mélanges pouvant conduire en cas de combustion à des flammes fortement accélérées. Sur la base de ces résultats, un critère d'accélération de flamme a été établi. Ce dernier dépend notamment du nombre de Zel'dovich et du nombre de Lewis effectif des mélanges. Ainsi, une comparaison a pu être réalisée avec les critères établis par Dorofeev et al. et par Malet. Les résultats de cette comparaison ont mis en évidence la non validité des critères existants dans la littérature pour les mélanges avec des températures initiales élevées et dilués par la vapeur d'eau. Ces résultats ont permis par ailleurs de constituer une base de données unique pour le développement et la validation des modèles de combustion implantés dans les codes de calcul.

En plus des conclusions précédemment exposées, ces travaux de thèse ont permis de dégager de nombreuses perspectives.

Dans un premier temps, puisqu'il a été démontré que le mécanisme cinétique utilisé ne permet pas de simuler correctement les énergies d'activation et les nombres de Zel'dovich pour les mélanges représentatifs de conditions accidentelles, il est nécessaire d'en identifier les causes afin d'apporter des améliorations à ce mécanisme. L'objectif est d'être en mesure de calculer ces paramètres sur une large gamme de mélanges pauvres en hydrogène en présence de vapeur d'eau.

Concernant l'étude de propagation de flamme au sein d'ENACCEF 2, l'installation d'un système de mesure PIV (Particle Image Measurement) a été effectuée au cours de cette thèse. Ce diagnostic optique permettra par la suite de mesurer la vitesse des gaz frais en amont du front de flamme. Par la répétition de ces mesures, il sera possible d'obtenir une vitesse fluctuante ( $u'$ ) de ces gaz qui est notamment un paramètre nécessaire au calcul de la vitesse de flamme turbulente.

De plus, afin de poursuivre les travaux débutés dans cette thèse, il serait très intéressant d'étudier l'impact d'autres paramètres sur la propagation de flamme  $H_2/Air/H_2O_{vap}$  au sein d'ENACCEF 2. En effet de manière à étendre le critère d'accélération établis, mais également pour améliorer la représentativité des accidents graves, plusieurs axes de recherches peuvent être proposés. Dans un premier temps, lors d'un accident grave la température et la pression dans l'enceinte de confinement augmentent avec le temps. Ici l'impact de la température a pu être investigué. Il sera nécessaire par la suite d'étudier également l'effet de la pression initiale. De plus, lors d'un accident grave l'hydrogène produit n'est jamais distribué de manière homogène lorsqu'il est relâché dans l'enceinte de confinement. Ainsi étudier la propagation de flamme au sein de mélanges  $H_2/Air/H_2O_{vap}$  présentant un gradient de concentration et de température (positif ou négatif) permettrait d'effectuer une confrontation avec le critère d'accélération établis pour des mélanges homogènes.

Également pour tenir compte de l'impact des systèmes d'aspersion utilisés durant un accident pour diminuer la pression et drainer les produits de fission vers le puisard, une extension de ces travaux est nécessaire pour étudier l'effet des gouttes d'eau issues de ces systèmes. Enfin, le calendrier de la thèse n'a pas permis d'étudier l'impact de l'appauvrissement en oxygène sur la propagation de flamme au sein d'ENACCEF 2 comme cela a été fait pour les flammes laminaires en

bombe sphérique. En effet, en phase tardive d'un accident grave, l'atmosphère de l'enceinte de confinement devient pauvre en oxygène, notamment dû au fonctionnement des recombineurs. En outre, lors de ces phase, l'atmosphère de l'enceinte contient aussi du CO et du CO<sub>2</sub> issus de l'interaction entre le corium et le béton du radier de l'enceinte de confinement. Ainsi, il sera nécessaire d'étudier cet aspect pour avoir une évaluation du risque d'accélération de flamme sur toute la durée d'un accident.

Enfin, les études conduites sur ENACCEF 2 ont permis de distinguer les flammes pouvant s'accélérer fortement et celles qui ne le peuvent pas. Elles ont également permis d'identifier les flammes pour lesquelles une onde de choc se propage en amont sans pour autant que ces dernières soient considérées comme des flammes rapides. En effet la classification établie ne définit les flammes comme étant rapides uniquement lorsque leur vitesse de propagation dépasse la moitié de la vitesse du son dans les gaz brûlés. Cependant et comme cela a pu être observé durant les travaux de cette thèse, lorsqu'une onde de choc est formée durant la propagation d'une flamme, les pressions générées deviennent importantes. Il serait alors très intéressant de définir un second critère d'accélération de flamme qui permette de considérer ce type de flamme comme étant des flammes rapides.

# Bibliographie

- [1] C. Ngo, «Analyse et perspectives énergétiques mondiales,» *Techniques de l'ingénieur*, 2009.
- [2] OCDE, «Energie : Les cinquante prochaines années,» 1999.
- [3] IRSN/CEA, «R&D relative aux accidents graves dans les réacteurs à eau pressurisée : Bilan et perspectives,» 2006.
- [4] A. Bentaïb, N. Meynet et A. Bleyer, «Overview on hydrogen risk research and development activities: methodology and open issues,» *Nuclear Engineering and Technology*, vol. 47, pp. 26-32, 2015.
- [5] IRSN, «Accidents graves des réacteurs à eau de production d'électricité,» 2008.
- [6] OECD/NEA, «State-of-the-Art Report on Containment Thermal Hydraulics and Hydrogen Distribution,» 1999.
- [7] A. Bentaib, C. Caroli, B. Chaumont et K. Chevalier-Jabet, «Evaluation of the impact that PARs have on the hydrogen risk in the reactor containment: Methodology and application to PSA level 2,» *Science and Technology of Nuclear Installations*, 2010.
- [8] R. Beauvais, F. Mayinger et G. Strube, «Turbulent Flame Acceleration - Mechanisms and Significance for Safety Considerations,» *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 19, pp. 701-708, 1994.
- [9] G. Ciccarelli et S. Dorofeev, «Flame acceleration and transition to detonation in ducts,» *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 34, pp. 499-550, 2008.
- [10] OECD/NEA, «Flame Acceleration and Deflagration-to-Detonation Transition in Nuclear Safety,» 2000.
- [11] S. B. Dorofeev, M. S. Kuznetsov, A. V. I., E. A. et B. W., «Evaluation of limits for effective flame acceleration in hydrogen mixtures,» *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, vol. 14, pp. 583-589, 2001.
- [12] F. Malet, «Etude expérimentale et numérique de la propagation de flamme prémélangées turbulentes dans une atmosphère pauvre en hydrogène et humide,» Thèse de doctorat: Université d'Orléans, 2005.
- [13] N. Lamoureux, F. Malet, N. Djebaïli-Chaumeix et C. Paillard, «H2 Gradient Effect on Premixed Flame Propagation in a Vertical Facility: ENACCEF,» *Proceedings of the 20th International*

*Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, 2005.

- [14] G. Ciccarelli, N. Chaumeix, A. Mendiburu, K. N'Guessan et A. Comandini, «Fast-flame limit for hydrogen/methane-air mixtures,» *Proceedings of the Combustion Institute*, pp. on-line, 2018.
- [15] P. Sathiah, E. Komen et D. Roekaerts, «The role of CFD combustion modeling in hydrogen safety management - Part I: Validation based on small scale experiments,» *Nuclear Engineering and Design*, n° %1248, pp. 93-107, 2012.
- [16] I. Glassman, *Combustion - Second Edition*, London: Academic Press, 1987.
- [17] D. Bjerketvedt, J. R. Bakke et K. Wingerden, «Gas explosion handbook,» *Journal of Hazardous Materials*, vol. 52, pp. 1-150, 1997.
- [18] H. Cheikhravat, J. Goulier, A. Bentaib, N. Meynet, N. Chaumeix et C. Paillard, «Effects of water sprays on flame propagation in hydrogen/air/steam mixtures,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 35, pp. 2715-2722, 2015.
- [19] H. Cheikhravat, N. Chaumeix, A. Bentaïb et C. Paillard, «Flammability Limits of Hydrogen-Air Mixtures,» *Nuclear Technology*, vol. 178, pp. 5-16, 2012.
- [20] R. K. Kumar, «Flammability limits of hydrogen-oxygen-diluent mixtures,» *Journal of fire science*, vol. 3, pp. 245-262, 1985.
- [21] H. Coward et G. W. Jones, «Limits of flammability of gases and vapors,» *Bureau of Mines*, vol. Bulletin 503, p. 155, 1952.
- [22] T. Jones, «Explosive nature of hydrogen in partial-pressure vacuum,» *Heat Treating progress*, vol. 9, pp. 43-46, 2009.
- [23] M. Kuznetsov, S. Kobelt, J. Grune et T. Jordan, «Flammability limits and laminar flame speed of hydrogen-air mixtures at sub-atmospheric pressures,» *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 37, pp. 17580-17588, 2012.
- [24] B. Lewis et G. vonElbe, *Combustion Flames and Explosions of Gases*, New York: Academic Press, 1951.
- [25] F. E. Belles et I. L. Drell, «Survey of hydrogen combustion properties L.F.P Laboratory,» *Lewis Flight Propulsion Laboratory: Cleveland, Ohio*, 1958.
- [26] R. Ono, M. F. S. Nifuku, S. Horiguchi et T. Oda, «Minimum ignition energy of hydrogen-air mixture: Effects of humidity and spark duration,» *Journal of Electrostatics*, vol. 65, pp. 87-93, 2007.



- [27] R. Abdel-Gayed, K. Al-Khishali et D. Bradley, «Turbulent burning velocities and flame straining in explosions,» *Proceeding of the Royal Society of London*, vol. 391, pp. 393-414, 1984.
- [28] J. Goulier, «Comportements aux limites de flammes de prémélange hydrogène/air. Etude de la transition flamme laminaire-flamme turbulente,» Thèse de doctorat: Université d'Orléans, 2015.
- [29] C. J. R. Coronado, J. A. Carvalho Jr, J. C. Andrade, E. V. Cortez, F. S. S. J. C. Carvalho et A. Z. Mendiburu, «Flammability limits: A review with emphasis on ethanol for aeronautical,» *Journal of Hazardous Materials*, pp. 32-54, 2012.
- [30] H. Le Chatelier et O. Boudouard, «Limits of flammability of gaseous mixtures,» *Bulletin de la Société Chimique*, vol. 19, 1898.
- [31] K. K. Kuo, *Principles of combustion - Second Edition*, 1986, p. 449.
- [32] P. Clavin, «Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows,» *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 11, pp. 1-59, 1985.
- [33] N. Lamoureux, N. Djebaïli-Chaumeix et C.-E. Paillard, «Laminar flame velocity determination for H<sub>2</sub>-air-He-CO<sub>2</sub> mixtures using the spherical bomb method,» *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 27, pp. 385-393, 2003.
- [34] T. Poinot et D. Veynante, *Theoretical and Numerical Combustion*, R. T. Edwards, Flouertown, 2005.
- [35] G. Markstein, «Instability phenomena in combustion waves,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 4, pp. 44-59, 1953.
- [36] T. Katsumi, T. Aida, K. Aiba et S. Kadowaki, «Outward propagation velocity and acceleration characteristics in hydrogen-air deflagration,» *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 42, pp. 7360-7365, 2017.
- [37] G. Andrews et D. Bradley, «Determination of burning velocities: A critical review,» *Combustion and Flame*, vol. 18, pp. 133-153, 1972.
- [38] C. J. Rallis et A. M. Garforth, «The determination of laminar burning velocity,» *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 6, pp. 303-329, 1980.
- [39] B. Karlovitz, J. D. W. Denniston, D. M. Knapschaefer et F. E. Wells, «Studies on turbulent flames,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 4, pp. 613-620, 1953.
- [40] G. Markstein, «Experimental and theoretical studies of flame-front stability,» *Journal of Aeronautical Sciences*, vol. 18, pp. 199-209, 1951.

- [41] M. Matalon et B. Matkowsky, «Flames as gasdynamic discontinuities,» *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 124, pp. 239-259, 1982.
- [42] Z. Chen, M. Burke et Y. Ju, «Effects of Lewis number and ignition energy on the determination of laminar flame speed using propagating spherical flames,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, pp. 1253-1260, 2009.
- [43] F. Halter, T. Tahtouh et C. Mounaïm-Rousselle, «Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation,» *Combustion and Flame*, vol. 157, pp. 1825-1832, 2010.
- [44] A. Kelley et C. Law, «Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames,» *Combustion and Flame*, vol. 156, pp. 1844-1851, 2009.
- [45] L. Qiao, C. Kim et G. Faeth, «Suppression effects of diluents on laminar premixed hydrogen/oxygen/nitrogen flames,» *Combustion and Flame*, vol. 143, pp. 79-96, 2005.
- [46] Z. Chen, «On the extraction of laminar flame speed and Markstein length from outwardly propagating spherical flames,» *Combustion and Flame*, vol. 158, pp. 291-300, 2011.
- [47] F. Wu, W. Liang, Z. Chen, Y. Ju et C. Law, «Uncertainty in stretch extrapolation of laminar flame speed from expanding spherical flames,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 35, pp. 663-670, 2015.
- [48] P. Ronney et G. Sivashinsky, «A theoretical study of propagation and extinction of nonsteady spherical flame fronts,» *SIAM Journal on Applied Mathematics*, vol. 49, pp. 1029-1046, 1989.
- [49] A. Kelley, J. Bechtold et C. Law, «Premixed flame propagation in a confining vessel with peak pressure rise,» *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 691, pp. 26-51, 2012.
- [50] D. Bradley, P. Gaskell et X. Gu, «Burning velocities, markstein lengths, and flame quenching for spherical methane-air flames: A computational study,» *Combustion and Flame*, vol. 104, pp. 176-198, 1996.
- [51] D. Liu et R. MacFralane, «Laminar burning velocities of hydrogen-air and hydrogen-air-steam flames,» *Combustion and Flame*, vol. 49, pp. 59-71, 1983.
- [52] D. Dowdy, D. Smith et S. Taylor, «The use of expanding spherical flames to determine burning velocities and stretch effects in hydrogen/air mixtures,» *Proceedings of the Combustion Institute*, pp. 325-332, 1990.
- [53] F. Egolfopoulos et C. Law, «An experimental and computational study of the burning rates of ultra-lean to moderately-rich H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> laminar flames with pressure variations,» *Proceedings of the Combustion Institute*, pp. 333-340, 1990.

- [54] G. Korrol, R. Kumar et E. Bowles, «Burning velocities of hydrogen-air mixtures,» *Combustion and Flame*, vol. 94, pp. 330-340, 1993.
- [55] K. Aung, M. Hassan et G. Faeth, «Flame stretch interactions of laminar premixed hydrogen/air flames at normal temperature and pressure,» *Combustion and Flame*, vol. 109, pp. 1-24, 1997.
- [56] C. Sun, C. Sung, L. He et C. Law, «Dynamics of weakly stretched flames: Quantitative description and extraction of global flame parameters,» *Combustion and Flame*, vol. 118, pp. 108-128, 1999.
- [57] S. Tse, D. Zhu et C. Law, «Morphology and burning rates of expanding spherical flame in H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/inert mixtures up to 60 atmospheres,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 28, pp. 1793-1800, 2000.
- [58] Z. Huang, Y. Zhang, K. Zeng, B. Liu, Q. Wang et D. Jiang, «Measurements of laminar burning velocities for natural gas-hydrogen-air-mixtures,» *Combustion and Flame*, vol. 146, pp. 302-311, 2006.
- [59] C. Tang, Z. Huang, C. Jin, J. He, J. Wang, X. Wang et H. Miao, «Laminar burning velocities and combustion characteristics of propane-hydrogen-air premixed flames,» *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 33, pp. 4906-4914, 2008.
- [60] E. Hu, Z. Huang, J. He et H. Miao, «Experimental and numerical study on laminar burning velocities and flame instabilities of hydrogen-air mixtures at elevated pressures and temperatures,» *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 34, pp. 8741-8755, 2009.
- [61] G. Dayma, F. Halter et P. Dagaut, «New insights into peculiar behavior of laminar burning velocities of hydrogen-air flames according to pressure and equivalence ratio,» *Combustion and Flame*, vol. 161, pp. 2235-2241, 2014.
- [62] Z. Sun et G. Li, «Propagation characteristics of laminar spherical flames within homogeneous hydrogen-air mixtures,» *Energy*, vol. 116, pp. 116-127, 2016.
- [63] Z. Chen, «On the accuracy of laminar flame speeds measured from outwardly propagating spherical flames: Methane/air at normal temperature and pressure,» *Combustion and Flame*, vol. 162, pp. 2442-2453, 2015.
- [64] Y. Liu, J. Lee et R. Knystautas, «Effect of geometry on the transmission of detonation through an orifice,» *Combustion and Flame*, vol. 56, pp. 215-225, 1984.
- [65] G. Koroll et S. Mulpuru, «The effect of dilution with steam on the burning velocity and structure of premixed hydrogen flames,» *Proceedings of the Combustion Institute*, pp. 1811-1819, 1986.

- [66] Y. Wu, V. Modica, B. Rossow et F. Grisch, «Effects of pressure and preheating temperature on the laminar flame speed of methane/air and acetone/air mixtures,» vol. 185, pp. 577-588, 2016.
- [67] Y. Wu, B. Rossow, V. Modica, X. Yu, L. Wu et F. Grisch, «Laminar flame speed of lignocellulosic biomass-derived oxygenates and blends of gasoline/oxygenates,» *Fuel*, n° 1202, pp. 572-582, 2017.
- [68] Y. Wu, «Experimental investigation of laminar flame speeds of kerosene fuel and second generation biofuels in elevated conditions of pressure and preheat temperature,» Thèse de doctorat: Université de Normandie, 2016.
- [69] N. Lamoureux, N. Djebaili-Chaumeix et C. Paillard, «Laminar flame velocity determination for H<sub>2</sub>-air-steam mixtures using the spherical bomb method,» *Journal de Physique IV*, vol. 12, pp. 445-452, 2002.
- [70] K. T. Aung, M. I. Hassan et G. M. Faeth, «Effects of Pressure and Nitrogen Dilution on Flame / Stretch Interactions of Laminar Premixed H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> Flames,» *Combustion and Flame*, vol. 112, pp. 1-15, 1998.
- [71] S. Pope, *Turbulent Flows*, Cornell University: Cambridge University Press, 2000.
- [72] R. Borghi, *Recent Advances in the Aerospace Sciences*, P. & B. C. Casci, Éd., New York and London: Plenum Press, 1985.
- [73] F. Thiesset, «Exploration analytique et expérimentale des interactions cohérence-turbulence au sein d'un écoulement de sillage,» Thèse de doctorat: Université de Rouen, 2011.
- [74] D. Veynante et L. Vervisch, «Turbulent combustion modeling,» *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 28, pp. 193-266, 2002.
- [75] W. Chapman et R. Wheeler, «The propagation of flame in mixtures of methane and air,» *Journal of the Chemical Society*, pp. 2139-2147, 1926.
- [76] S. Dorofeev, «Flame acceleration and explosion safety applications,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33, pp. 2161-2175, 2011.
- [77] S. Dorofeev, «Flame acceleration and DDT in gas explosions,» *Journal de Physique IV*, vol. 12, pp. 3-10, 2002.
- [78] G. Salamandra, T. Bazhenova et I. Naboko, «Formation of detonation wave during combustion of gas in combustion tube,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 7, pp. 851-855, 1959.
- [79] O. Peraldi, R. Knystautas et J. Lee, «Criteria for transition to detonation in tubes,» *Proceeding of*

- the Combustion Institute*, vol. 21, pp. 1629-1637, 1986.
- [80] J. Lee et I. Moen, «The mechanism of transition from deflagration to detonation in vapor cloud explosions,» *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 6, pp. 359-389, 1980.
- [81] I. Moen, M. Donato, R. Knystautas et J. Lee, «Flame acceleration due to turbulence produced by obstacles,» *Combustion and Flames*, vol. 39, pp. 21-32, 1980.
- [82] J. Lee, R. Knystautas et A. Freiman, «High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H<sub>2</sub>-Air mixtures,» *Combustion and Flame*, vol. 56, pp. 227-239, 1984.
- [83] C. Johansen et G. Ciccarelli, «Characterization of the flow field ahead of a flame propagating in an obstructed channel,» chez *Proceedings of the 21st colloquium on the dynamics of explosions and reactive systems*, Poitiers, France, 2007.
- [84] M. Kuznetsov, I. Matsukov, V. Alekseev et S. Dorofeev, «Photographic study of unstable turbulent flames in obstructed channel,» *Proceedings of the 17th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, pp. 25-30, 1999.
- [85] J. Chao et J. Lee, «The propagation mechanism of high speed turbulent deflagrations,» *Shock Waves*, vol. 12, pp. 277-289, 2003.
- [86] P. Thibault, Y. Liu, C. Chan, J. Lee, R. Knystautas et C. Guirao, «Transmission of an explosion through an orifice,» *Proceeding of the Combustion Institute*, vol. 19, pp. 599-606, 1982.
- [87] J. Lee, R. Knystautas et C. Chan, «Turbulent flame propagation in obstacle-filled tubes,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 20, pp. 1663-1672, 1984.
- [88] M. Kuznetsov, M. Alekseev, A. Bezmelnitsyn, W. Breitung, S. Dorofeev, I. Matsukov, A. Vesper et Y. Yankin, «Effect of obstacle geometry on behavior of turbulent flames,» 1999.
- [89] J. Lee, «The propagation of turbulent flames and detonations in tubes,» *Advances in Chemical Reaction Dynamics*, pp. 345-378, 1986.
- [90] B. Hjertager, «Numerical simulation of turbulent flame and pressure development in gas explosions,» *Proceedings of the International Conference on Fuel-Air Explosions*, n° 116, pp. 407-426, 1982.
- [91] B. Hjertager, K. Fuhre, S. Parker et J. Bakke, «Flame acceleration of propane-air in a large-scale obstructed tube,» chez *Proceedings of the 9th colloquium on the dynamics of explosions and reactive systems*, Poitiers, 1983.
- [92] R. Chue, J. Clarke et J. Lee, «Chapman-Jouguet deflagrations,» *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 441, pp. 607-623, 1993.

- [93] V. Gamezo, T. Ogawa et E. Oran, «Numerical simulations of flame propagation and DDR in obstructed channels filled with hydrogen-air mixture,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 31, pp. 2463-2471, 2007.
- [94] G. Ciccarelli, C. Johansen et M. Parravani, «The role of shock-flame interactions on flame acceleration in an obstacle laden channel,» *Combustion and Flame*, vol. 157, pp. 2125-2136, 2010.
- [95] A. Teodorczyk, J. Lee et R. Knystautas, «Propagation mechanism of quasi-detonations,» *Proceedings of the Combustion Institute*, pp. 1723-1731, 1988.
- [96] G. Dupré, O. Peraldi, J. Lee et R. Knystautas, «Propagation of detonation waves in an acoustic absorbing walled tube,» *Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 114, pp. 248-263, 1988.
- [97] L. Gu, R. Knystautas et J. Lee, «Influence of obstacle spacing on the propagation of quasi-detonation,» *Proceedings of the 11th International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems*, 1987.
- [98] G. Ciccarelli, Z. Wang, J. Lu et M. Cross, «Effect of orifice plate spacing on detonation propagation,» *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, vol. 49, pp. 739-744, 2017.
- [99] G. S. Settles, *Schlieren and Shadowgraph Techniques - visualizing phenomena in transparent media*, 2001.
- [100] R. G. & Co., *COSILAB. The Combustion Simulation Laboratory*, Haan, Germany: <http://www.SoftPredict.com>, 2009 Version 3.3.2.
- [101] J. Jayachandran, R. Zhao et F. Egolfopoulos, «Determination of laminar flame speeds using stagnation and spherically expanding flames : Molecular transport and radiation effects,» *Combustion and Flame*, vol. 161, pp. 2305-2316, 2014.
- [102] M. Burke, Z. Chen, Y. Ju et F. Dryer, «Effect of cylindrical confinement on the determination of laminar flame speeds using outwardly propagating flames,» *Combustion and Flame*, vol. 156, pp. 771-779, 2009.
- [103] R. Mével, «Etude de mécanismes cinétiques et des propriétés explosives des systèmes hydrogène-protoxyde d'azote et silane-protoxyde d'azote application à la sécurité industrielle,» Thèse de doctorat: Université d'Orléans, 2009.
- [104] J. Goulier, N. Chaumeix, F. Halter, N. Meynet et A. Bentaïb, «Experimental study of laminar and turbulent flame speed of a spherical flame in a fan-stirred closed vessel for hydrogen safety application,» *Nuclear Engineering and Design*, vol. 312, pp. 214-227, 2017.
- [105] J. Santner, F. Haas, Y. Ju et F. Dryer, «Uncertainties in interpretation of high pressure spherical flame propagation rates due to thermal radiation,» *Combustion and Flame*, vol. 161, pp. 147-

153, 2014.

- [106] H. Yu, W. Han, J. Santner, X. Gou, C. Sohn, Y. Ju et Z. Chen, «Radiation-induced uncertainty in laminar flame speed measured from propagating spherical flames,» *Combustion and Flame*, vol. 161, pp. 2815-2824, 2014.
- [107] J. Ruan, H. Kobayashi et T. Niioka, «Combined effects of nongray radiation and pressure on premixed CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> flames,» *Combustion and Flame*, vol. 124, pp. 225-230, 2001.
- [108] Z. Chen, X. Qin, B. Xu, Y. Ju et F. Liu, «Studies of radiation absorption on flame speed and flammability limits of CO<sub>2</sub> diluted methane flames at elevated pressures,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 31, pp. 2693-2700, 2007.
- [109] D. Nativel, «Etude de la cinétique de bio-carburants,» Thèse de doctorat: Université d'Orléans, 2016.
- [110] J. Beeckmann, R. Hesse, S. Kruse, A. Berens, N. Peters, H. Pitsch et M. Matalon, «Propagation speed and stability of spherically expanding hydrogen/air flames: Experimental study and asymptotics,» *Proceedings of the Combustion Institute*, pp. 1-8, 2016.
- [111] F. Egolfopoulos et C. Law, «Chain mechanisms in the overall reaction orders in laminar flame propagation,» *Combustion and Flame*, vol. 80, pp. 7-16, 1990.
- [112] R. Addabbo, J. Bechtold et M. Matalon, «Wrinkling of spherically expanding flames,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 29, pp. 1527-2535, 2002.
- [113] A. Gaydon et I. Hurlé, *The shock tube in high-temperature chemical physics*, Chapman and Hall, 1963.
- [114] J. Li, Z. Zhao, A. Kazakov, M. Chaos, F. Dryer et J. Scire, *A Comprehensive Kinetic Mechanism for CO, CH<sub>2</sub>O, CH<sub>3</sub>OH Combustion*, vol. 39, *International Journal of Chemistry Kinetic*, 2007, pp. 109-136.
- [115] R. Mével, S. Javoy, F. Lafosse, N. Chaumeix, G. Dupré et C. Paillard, «Hydrogen-nitrous oxide delay times: Shock tube experimental study and kinetic modelling,» *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 32, pp. 359-366, 2009.
- [116] G. Smith, D. Golden, M. Frenklach, M. N.W., B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. Bowman, R. Hanson, S. Song, W. Gardiner, V. Lissianski et Z. Qin, GRI-Mech 3.0 available at [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).
- [117] R. Mével, J. Sabard, J. Lei et N. Chaumeix, «Fundamental combustion properties of oxygen enriched hydrogen/air mixtures relevant to safety analysis: Experimental and simulation study,» *International Journal of Hydrogen Energy*, vol. 41, pp. 6905-6916, 2016.

- [118] R. Barlow, A. Karpets, J. Franck et J. Chen, «Scalar profiles and NO formation in laminar opposed-flow partially premixed methane/air flames,» *Combustion and Flame*, vol. 127, pp. 2102-2118, 2001.
- [119] T. Kim, R. Yetter et F. Dryer, «New results on moist CO oxidation: high pressure, high temperature experiments and comprehensive kinetic modeling,» *Proceedings of the Combustion Institute*, pp. 759-766, 1994.
- [120] H. Cheikhvat, «Etude expérimentale de la combustion de l'hydrogène dans une atmosphère inflammable en présence de gouttes d'eau,» Thèse de doctorat: Université d'Orléans, 2009.
- [121] K. Coudoro, «Etude expérimentale et modélisation de la propagation de flamme en milieu confiné ou semi-confiné,» Thèse de doctorat: Université d'Orléans, 2012.
- [122] A. Bentaïb, A. Bleyer, N. Meyet, N. Chaumeix, B. Schramm, M. Höhne, P. Kostka, M. Movahed, S. Worapittayaporn, T. Brähler, H. Seok-Kang, M. Povilaitis, I. Kljenak et P. Sathiah, «SARNET hydrogen deflagration benchmarks: Main outcomes and conclusions,» *Annals of Nuclear Energy*, vol. 74, pp. 143-152, 2014.



**Romain GROSSEUVRES**

## **ANALYSE DE PROPAGATION DE FLAMME HYDROGENE-AIR-VAPEUR D'EAU EN MILIEU CONFINE**

Résumé :

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des études concernant les accidents graves au sein des Réacteurs à Eau Pressurisée liés au risque hydrogène. Ce risque est défini comme étant celui de la perte d'intégrité de l'enceinte de confinement ou de la détérioration des systèmes de sécurité, suite à une combustion d'hydrogène libéré lors de la dégradation du cœur du réacteur. Il dépend notamment de la capacité du mélange d'hydrogène à donner naissance à une flamme pouvant être fortement accélérée.

Afin d'identifier les situations critiques, cette thèse a pour objectif d'établir un critère d'accélération de flamme permettant de déterminer a priori si une flamme hydrogène-air-vapeur d'eau peut être fortement accélérée sur la base des propriétés thermodynamiques du mélange réactif initial. Ainsi différents dispositifs expérimentaux ont été utilisés pour étudier les flammes hydrogène-air-vapeur d'eau. Dans un premier temps deux bombes sphériques ont permis la détermination de vitesses de flamme laminaire à différentes températures initiales, différents taux d'appauvrissement en oxygène et différents taux de dilution par la vapeur d'eau. A partir de ces résultats les paramètres fondamentaux de ces flammes ont été déterminés tels le nombre de Zel'dovich ou encore le nombre de Lewis Effectif. Dans un second temps une enceinte d'accélération de flamme (ENACCEF 2) a été mise en place et a permis d'étudier la propagation de flammes en milieu confiné. Les conditions pour lesquelles une flamme fortement accélérée a été obtenue ont été identifiées. Ainsi, un critère d'accélération de flamme pour les flammes a été établi en fonction des propriétés thermodynamiques du mélange réactif initial. Il a également été démontré la non-validité d'autres critères présents dans la littérature notamment face aux effets de température et de la présence de vapeur d'eau.

Mots clés : risque hydrogène, critère d'accélération de flamme, vitesse de flamme laminaire, paramètres fondamentaux, accélération de flamme

## **ANALYSIS OF HYDROGEN-AIR-WATER VAPOR FLAME PROPAGATION IN CONFINED AREA**

Summary:

This thesis is part of studies on severe accidents in Pressurized Water Reactors linked to the hydrogen risk. This risk is defined as the loss of containment building integrity or safety equipment due to the combustion of hydrogen which is released during core degradation. It is based on the hydrogen mixture capability to produce a flame which can be strongly accelerated.

In order to identify critical situations, the aim of this thesis is to establish a flame acceleration criterion to determine a priori if a hydrogen-air-water vapor flame can be strongly accelerated based on the initial mixture thermodynamics properties. Thus, several apparatus were used to study hydrogen-air-water vapor flames. First, two spherical bombs permit to determine laminar flame speeds at several initial temperatures, several oxygen depletion rate and several water vapor dilution rate. From these results, fundamental parameters were determined as the Zel'dovich number or the Effective Lewis number. Then, a flame acceleration facility (ENACCEF 2) was built in order to study flame propagation in confined duct. Conditions for which an accelerated flame was observed were identified. Therefore, a flame acceleration criterion was established in function of the initial mixture thermodynamics properties. Furthermore it has been demonstrated the non-validity of others criteria from the literature, especially regarding the temperature and water vapor effects.

Keywords : hydrogen risk, flame acceleration criterion, laminar flame speed, fundamental parameters, flame acceleration